Laboratorium voor PHYSISCHE TECHNOLOGIE der Technische Hogeschool Pr. Bemhardlaan 6 - DELFT

42

Archief examplean

Oct. 1954.

D. Thoenes T Chokelrendement var semidechnische stop kolors

I shoratorium voor PHYSISGHE TECHNOLOGIE der Technische Hogeschool Pr. Bernhardlaan 6 - DELFT

Archieferengeon

42

* Sup Prints

(h. 11/24/10/54.

Onderzoek naar de betekenis van de viscositeit voor de schotelefficiency in een semi-technische stripkolom.

door

D. Thoenes.

October 1954.

Inhoud.

, J

Korte samenvatting.

I	Metingen aan de kolom met klokjesschote	els.
II	Nadere beschouwing van het stofoverdrad	hts-
	mechanisme op een schotel.	
III	De bepaling van de samenstelling aan g	ycerol-
	water mengsels.	
IV	Metingen aan de kolom met roosterschote	els.
	Apparatuur	1
	Manier van meten	2
	De metingen	5
	Foutberekening	6
	Discussie van de resultaten	10
	"Holdup"-metingen	12
	Het te verwachten verband tussen de	
	efficiency van roosterschotels en de	
	viscositeit	14
	Verdere discussie	15
	Conclusies	16.

Korte samenvatting van het onderzoek en van de

verkregen resultaten.

Bij de desorptie van water uit viskeuze glycerolwatermengsels met lucht op semitechnische schaal werd gezocht naar de betekenis van de viscositeit van de vloeistof voor de schotelefficiency. Er werden twee series metigen gedaan, een aan een kolom met klokjesschotels, en een aan een kolom met roosterschotels.

Bij de eerste serie kon niet aangetoond worden of de schotelefficiency bij grotere viscositeit groter dan wel kleiner werd. De spreiding van de resultaten was groot.

Omdat de oorzaak hiervan gelegen was in de te grote onnauwkeurigheid van de metingen, werd naar een betere meetmethode gezocht. Bij de tweede se**r**ie werden nauwkeuriger metingen gedaan.

Verder werd gezocht naar het theoretisch te verwachten verband tussen schotelefficiency en viscositeit.

Dit verband bleek vrij ingewikkeld te zijn, doch kwam hierop neer:

Voor klokjesschot**e**ls kan verwacht worden dat de efficiency weinig verandert met de viscositeit. Voor roosterschotels kan bij grotere viscositeit een grotere efficiency verwacht worden. Dit werd inderdaad bij de tweede serie gevonden.

Een kwantitatieve betrekking tussen schotelefficiency en viscositeit kon evenwel niet worden gevonden.

Metingen aan de kolom met klokjesschotels.

Er werd een serie van negen proeven gedaan als vervolg op de metingen van E.F. Bunge, en op dezelfde wijze uitgevoerd.

Bij deze proeven werd voor de schotels nummer 1 t/m 4 de schotelefficiency ε (volgens Murphree) en de viscositeit η_L bepaald. η_L werd "meand to gradit Indien alle omstandigheden gelijk zijn, kan een direct verband worden verwacht tussen log $\frac{1}{1-\varepsilon}$ en η_L . Om de schotelefficiency te vergelijken bij proeven waarbij de glycerolstroom L en de luchtstroom G niet gelijk waren, werd een grootheid ε' ingevoerd, die als volgt gedefinieerd is:

$$\log \frac{1}{1-\varepsilon} = \frac{\mathbb{L}G}{\mathcal{L}_{O}G} \log \frac{1}{1-\varepsilon}$$

waarin de index o betrekking heeft op een willekeurige standaardproef.

Hierbij is uitgegaan van het feit dat theoretisch verwacht kan worden dat log $\frac{1}{1-\varepsilon}$ evenredig is met de contacttijd (zie deel II), en dat die op zijn beurt weer evenredig is met $\frac{1}{1-\varepsilon}$.

De resultaten van deze serie proeven zijn verzameld in tabel I, terwijl log $\frac{1}{1-z}$ grafisch is uitgezet als functie van η_{L} in grafiek I.

De zeer onnauwkeurige metingen aan de schotels nummer 5 en 6 zijn niet in de berekeningen opgenomen. De relatieve fout in £ is hier minstens 100%.

ann a tha	- Standynes State Steer Steer Steer Steer Steer Steer St	ar Bile State State State - St	ad-dilan Islan - Wate Island Island - Water - Water - Spann - Spann - Street	er hann menneskan officeration with a first the
datum	29-9	2-10	9-10	1-12
	27 G	35 0	35 3	36.0
G	75	75	<i>5</i> , <i>5</i> , <i>5</i> , <i>6</i>	59
X _	0,121	0,120	0,120	0,132
TO X1	0,1065	0,1035	0,1045	0,113
x ^S	0,0995	0,098	0,099	0,105
x ₃	0,095	0,0935	0,095	0,099
x4	0,0925	0,0915	0,092	0,098
^x 5	0,092	0,0905	0,0905	0,097
^x 6	0,091	0,090	0,089	0,095
T _x	69 , 2	78,1	76,6	81,7
	53 , 5	58,5	59	61
	47	51	51	52,5
	42	45	45	46
Tx ₄	39,5	42	42	42
	39	41	40	40
^T x ₆	38	40	29	.
Ty	48,8	53 ,1	53 , 2	48,8
Т Ул	19,8	19,3	19,5	18,7
¥- ¥-1	0,0203	0,0247	0,0259	0,0325
У ₁₇	0,0073	0,0102	0,0075	0,0073
•				
	74	05	05	4.0
1	31 115	25 70	25 24	18 z1
2	47 57	ク 年 止の	74 40	21 50
3	65			61
4	0 55		21	0.00
1	0,55	0,45	0,69	0,88
2	0,55	0,57	0,57	0,56
3	0,35	05	0,52	0,0
4	0,00	()	0,0	6,0
$\log \frac{1}{1-\frac{1}{$	- 0,36	0,25	0,44	0,73
$\log \frac{1}{1-\frac{1}{2}}$	- 0,36	0,20	0,17	0,28
$\log \frac{1}{1-\frac{1}{2}}$	- 0,32	0,52	0,28	0,32
$\log \frac{1}{1-1}$	- 0,19	0,30	0,35	0,12
• 4	•			

9-12	17-12	18-12
38,9 100	34 , 5 139	31,5 146 10^{-3} kgsec ⁻¹
0,122 0,103	0,144 0,123 0,116	0,132 0,110 0.099
0,093	0,115	0,097
0,0915 0,090 0,088	0,112 0,110 0,105	0,095 0,093 0,094
83,0 58,5	76,1 47,5	86,0 49,5 37
43 41 39 , 5	33 32 32 32	33 31,5 31,5
52,6 22,6	40,8 18,2	42,0 18,2
0,0233 0,0087	0,0143 0,0059	0,0139 0,0053
26 42 58	35 60 78	57 80 105 10 ⁻³ kgm ⁻¹ sec ⁻¹
0,51 0,41	90 0,37 0,47	118 0,29 0,61
0,3	0,4	0,25
0,45	0,35	0,25
0,33	0,50	0,70
0,40	0,07	0,17
0,22	0,37	0,30

Ņ

8-12

37,0

0,1215

0,100

0,093

0,093

0,088

0,088

0,087

79,3

46,5

40,5

37,5

(kan)

49,3

21,2

0,0215

0,0074

31

58

66

80

0,66

0,44

0,0

0,7

0,65

0,35

0,0

0,73

38

55

103

-2-

Tabel 1.

2-12

37,8 62

0,119

0,103

0,096

0,094

0,089

0,088 0,087

82,4

62

53 47

43,5

41

40

54,9

18,8

0,0292

0,0079

24

34

49

63

0,58

0,50

0,30

0,7

0,32

0,25

0,12

0,43

				an ber versteren bernetten den Versegen	Tabel 1.					
datum	29-9	2-10	9 -1 0	1-12	2-12	8-12	9_12	17-12	18-12	
L G	37 , 6 75	35 , 9 75	35,3 66	36,0 59	37,8 62	37,0 103	38,9 100	34,5 139	31,5 146	10 ⁻³ kgsec ⁻¹
x	0,121	0,120	0,120	0,132	0,119	0,1215	0,122	0.144	0,132	
x ₁	0,1065	0,1035	0,1045	0,113	0,103	0,100	0,103	0,123	0,110	
x2	0,0995	0,098	0,099	0,105	0,096	0,093	0,0965	0,116	0,099	
x ₃	0,095	0,0935	0,095	0,099	0,094	0,093	0,093	0,115	0,097	
x ₄	0,0925	0,0915	0,092	0,098	0,089	0,088	0,0915	0,112	0,095	
x ₅	0,092	0,0905	0,0905	0,097	0,088	0,088	0,090	0,110	0,093	-
x6	0,091	0,090	0,089	0,095	0,087	0,087	0,088	0,105	0,094	
Τ _x	69,2	78,1	76,6	81,7	82,4	79,3	83,0	76,1	86,0	
T T	53,5	58 , 5	59	61	62	55	58,5	47,5	49,5	
۳ ¹	47	51	51	52,5	53	46,5	49	37,5	37	
T_2 x-	42	45	45	46	47	40,5	43	33	33	
T^{-3}	39,5	42	42	42	43,5	38	41	32	31,5	
	39	41	40	40	41	37,5	39,5	32	31,5	
	38	40	39	5 20 -	40	**	36	**	9 -1	
T.	48,8	53 ,1	53 , 2	48,8	54,9	49,3	52,6	40,8	42,0	
т ^у л Ул	19,8	19,3	19,5	18,7	18,8	21,2	22,6	18,2	18,2	
У ₁	0,0203	0,0247	0,0259	0,0325	0,0292	0,0215	0,0233	0,0143	0,0139	
y ₇	0,0073	0,0102	0,0075	0,0073	0,0079	0,0074	0,0087	0,0059	0,0053	
			•						~	- · · - · ·
	31	25	25	18	24.	31	26	35	~ •	
1	45	 34	34	31	34	58	42	60	57	
2	57	49	49	50	49	66	58	78	105 1	0 ⁻³ kgm ⁻¹ sec ⁻¹
ク 4	65	57	57	61	63	80	67	90	118	
4	0,55	0,45	0,69	0,88	0,58	0,66	0,51	0,37	0.29	
2	0,55	0,37	0,37	0,56	0,50	0,44	0,41	0,47	0.61	
2	0,5	0,7	0,52	0,6	0,30	0,0	0,47	0,1	0.2	
ン 4	0,35	0,5	0,6	0,3	0,7	0,7	0,3	0,4	0,25	
1									·	
$\log \frac{1}{1-\frac{1}{1}}$	0,36	0,25	0,44	0,73	0,32	0,65	0,45	0,35	0,25	
$\log \frac{1}{1-\frac{1}{2}}$	0,36	0,20	0,17	0,28	0,25	0,35	0,33	0,50	0,70	
$\log \frac{1}{1-\frac{1}{3}}$	0,32	0,52	0,28	0,32	0,12	0,0	0,40	0,07	0,17	
$\log \frac{1}{1-\frac{1}{4}}$	0,19	0,30	0,35	0,12	0,43	0,73	0,22	0,37	0,30	



Conclusies.

Uit grafiek I is geen enkel verband op te maken tussen $\log \frac{1}{1-\epsilon}$ en γ_L . Het is zelfs niet te zien of $\log \frac{1}{1-\epsilon'}$ bij toenemende η_L toe- of afneemt. In grafiek II zijn, ter vergelijking, de resultaten van E.F. Bunge uitgezet. Ook uit deze grafiek is niets af te lezen omtrent het verband tussen log $\frac{1}{1-\epsilon}$ en η_{T} . Uit beide grafieken blijkt, dat er voor een bepaalde waarde van $\eta_{\rm L}$, een grote spreiding werd gevonden in waarden van log $\frac{1}{1-\epsilon}$. Dit duidt op een grote onnauwkeurigheid in de bepaling van &, hetgeen door een foutberekening duidelijk bevestigd wordt: Stel de fout in de brekingsindex met een refractometer volgens Abbe bepaald op 0,0002: dan is A n = 0,0002 $\Delta x = 0,002$ is dan $\Delta y = 0,001$ als $\frac{G}{T} = 2$ Stel $T_r = 0,5^{\circ}C$ dan is (voor x = 0,1): bij 40° C: $\triangle y^{+}$ (tengevolge van fout in T) = 0,0004 Δy^+ (tengevolge van fout in x) = 0,0002 $A y^{+} = 0,0006$ bij 60° C: \triangle y⁺ (tengevolge van fout in T) = 0,0007 Ay^+ (tengevolge van fout in x) = 0,0005 $\Delta y^{+} = 0,0012.$

Voorbeeld, proef 9-12.

$$\mathcal{E}_{1} = \frac{y_{1} - y_{2}}{y_{1}^{+} - y_{2}} \qquad \Delta (\text{teller})_{\text{rel}} = \frac{0.0002}{0.0082} = 25\%$$

$$\Delta (\text{noemer})_{\text{rel}} = \frac{0.0022}{0.0164} = 13\%$$

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{rel}} = 38\%$$

$$\mathcal{E}_{3} = \frac{y_{3} - y_{4}}{y_{3}^{+} - y_{4}} \qquad \triangle (\text{teller})_{\text{rel}} = \frac{0.002}{0.0015} = 130\%$$
$$\triangle (\text{noemer})_{\text{rel}} = \frac{0.0016}{0.0032} = 50\%$$
$$\triangle \mathcal{E}_{3 \text{ rel}} = 180\%.$$

Hier is de maximaal mogelijke fout in \mathcal{E} berekend. Het blijkt, dat zelfs indien de fout nooit groter wordt dan de helft van de maximaal mogelijke, de berekende schotelefficiencies voor alle schotels behalve de bovenste twee practisch waardeloos zijn, terwijl de fouten in \mathcal{E}_4 en \mathcal{E}_2 ook zeer groot zijn. De grootste bfon van onnauwkeurigheid is de bepaling van de vloeistofsamenstelling x met behulp van de brekingsindex. Indien de fout in x tien maal zo klein was dan zou men vinden:

$$\Delta \hat{z}_1 = 7\%$$

en $\Delta \hat{z}_3 = 29\%$.

Om resultaten te verkrijgen waaruit conclusies te trekken zijn is dus een nauwkeuriger bepaling van de vloeistofsamenstelling een noodzakelijkheid.

Nadere beschouwing van het stofoverdrachtsmechanisme op een schotel

Men kan in de ruimte boven een schotel twee delen onderscheiden: het onderste deel, bestaande uit een continue vloeistoffase waardoor gasbellen van allerlei afmetingen opstijgen, en het bovenste deel, bestaande uit een continue gasfase waar vloeistofdruppels van allerlei afmetingen in opspatten en weer neervallen. Het stofoverdrachtproces valt daarom uiteen in twee verschillende processen: de stofoverdracht aan de druppels en aan de luchtbellen. Het gedeelte van het onregelmatige bewegende vloeistof-gas-grensvlak, dat noch als het oppervlak van een druppel noch als het oppervlak van een luchtbel te beschouwen is, is zo klein ten opzichte van het totale grensvlak dat wij dit verder verwaarlozen. Het verdampingsproces bestaat steeds uit twee gedeelten: het transport door de vloeistoffase naar het grensvlak toe, en het transport door de gasfase van het grensvlak af. Behalve transport van materie treedt er steeds gelijktijdig transport van warmte op. Het blijkt dat de vloeistof, die in het algemeen warmer is dan het gas, de warmte voor de verdamping levert.

De warmtestroom treedt dus voornamelijk op in de vloeistoffase naar het grensvlak toe.

Omdat het getal van Lewis voor dit geval van de orde van 5.10^3 is, kan men aannemen dat het transport van materie de beperkende factor is in het verdampingsproces. Indien de diffusiesnelheid in de ene fase veel groter is dan die in de andere fase, dan kan de laatste in een globale berekening worden verwaarloosd ten opzichte van de eerste.

Verder bestaat er nog de mogelijkheid dat van de twee processen: verdamping uit druppels en verdamping in luchtbellen, er één verre overheerst. Indien deze twee veronderstellingen juist zijn, dan is er één transportmechanisme dat de snelheid van het hele verdampingsproces practisch bepaalt. Dit kan er één van de volgende vier zijn:

- 1. Stoftransport door de gasfase aan het buitenoppervlak van druppels die door de gasfase bewegen.
- 2. Stoftransport door de vloeistoffase in deze druppels.
- 3. Stoftransport door de vloeistoffase aan het buitenoppervlak van gasbellen, die door de vloeistoffase bewegen.

4. Stoftransport door de gasfase in deze bellen.

Voor elk van de gevallen dat het proces bepaald wordt door één van deze mechanismen zullen wij het verband bepalen tussen de concentratieveranderingen **en** de tijd, om daaruit het relatieve belang van deze vier mechanismen te beoordelen.

1. <u>Stoftransport door de gasfase aan het oppervlak van</u> druppels, die door de gasfase bewegen.

De massastroom ϕ' door het oppervlak van de druppel is evenredig met het oppervlak van de druppel ($4\pi r^2$) en eht concentratieverschil in de gasfase Δc_G :

$$\phi = k_{\rm g} 4 \pi r^2 \cdot \Delta c_{\rm g}$$

 $k_{\rm G}$ is de stofoverdrachtscoefficient. Is $c_{\rm L}$ de concentratie in de vloeistoffase dan is verder:

$$\Phi' = -\frac{4}{3}\pi r^{3} \cdot \frac{dc_{L}}{dt} ,$$

$$-\frac{dc_{L}}{dt} = \frac{3k_{G}}{r} \cdot \Delta c_{G}$$
(1)

dus

Verband tussen c_T en c_G:

$$c_{\rm L} = \rho_{\rm L} X$$
 $c_{\rm G} = \rho_{\rm G} Y$, (waarin $X = \frac{x}{1+x}$ en $Y = \frac{y}{1+y}$)

Voor kleine variaties in X en Y bestaat de hineaire evenwichtsbetrekking $X = hY^{+}$

(h is voor gen gegeven temperatuur te bepalen uit de x - y grafiek).

Dus is:

$$\Delta c_{G} = \rho_{G}(Y^{+} - Y)$$
en
$$\frac{dc_{L}}{dt} = \rho_{L}\frac{dX}{dt} = \rho_{L}h\frac{dY^{+}}{dt}$$

Substitie in (1) geeft:

$$-\frac{r \rho_{L}h}{3 \rho_{G}} \cdot \frac{dY}{Y^{+} - Y} = k_{G}dt$$

Aangenomen dat r en Y, de samenstelling van de omgevende gasfase, niet merkbaar veranderen met de tijd, is:

$$\frac{r \rho_{L}h}{3 \rho_{G}} \ln \frac{Y_{b}^{+} - Y}{Y_{e}^{+} - Y} = \int k_{G} dt \quad (zie \ figuur).$$

Stel
$$\frac{Y_b^+ - Y}{Y_e^+ - Y} = Q_o$$

Q is dan een maat voor de concentratieveranderingen.



Schematische voorstelling van het concentratieverloop door en om de druppel.

De stofoverdrachtscoefficient k_G verandert met de tijd. Voor het gebied 10² \leqslant Re \leqslant 10³ geldt voor bollen:

$$Sh = 1.Re^{0,43}Sc^{0,28}$$
 (3)

(zie grafiek in het artikel van W. Ranz (1))

Hierin is
$$Sh = \frac{k_G^2 2r}{D_G}$$
 (4)

$$\mathbf{R}\mathbf{e} = \frac{\rho_{\rm G} \mathbf{v} \cdot 2\mathbf{r}}{\eta_{\rm G}} \tag{5}$$

$$Sc = \frac{\gamma_{G}}{\rho_{G} D_{G}}$$
(6)

Combinatie van (30), (4), (5) en (6) geeft koals functie van stofeigenschappen, r en v.

v is een functie van stofeigenschappen, r en t.

<u>4</u>

Bezien wij de bewegingsvergelijking van een bol, die valt in lucht, In het begin is de stroming laminair:

$$\frac{4}{3}\pi r^{3}\rho_{Lg} - 6\pi\eta rv = \frac{4}{3}\pi r^{3}\rho_{La}$$

Integratie leidt tot:

$$v = \frac{2gr^2 \rho_{\rm E}}{9\eta_{\rm G}} \left(1 - e^{\frac{9\eta_{\rm G}t}{2r^2 \rho_{\rm L}}}\right)$$
(7)

blift stroking allest Command ?

 $a = \frac{dv}{at}$

Combinatie van (3), (4), (5), (6) en (7) geeft k als functie van stofeigenschappen, r en t. Door k in (2) te substitueren en deze vergelijking te integreren vindt men bij gegeven stofeigenschappen een verband tussen Q_0 , de valtijd t en de straal r van de druppel.

Berekening van $Q_0 = f(t,r)$ voor twee bekende gevallen.

a) Bij de omstandigheden van de eerste schotel (proef 9/10).

$$T_{x_1} = 59^{\circ} \qquad \begin{array}{l} \label{eq:transform} P_{L} = 1,24.10^{3} \mathrm{kg m}^{-3} \qquad \mathrm{h} = 3 \\ T_{y_1} = 53^{\circ} \qquad \begin{array}{l} \label{eq:transform} Q_{\mathrm{G}} = 1,1 \qquad \mathrm{kg m}^{-3} \qquad \begin{array}{l} \label{eq:transform} \mathrm{h} = 3 \\ \label{eq:transform} Q_{\mathrm{G}} = 2,10^{-5} \ \mathrm{N} \ \mathrm{sec} \ \mathrm{m}^{-2} \\ \end{array} \\ \end{array}$$

Men vindt dan: Re = 1,1.10⁵vr Sc = 0,64 $k_{\rm G} = 2.10^{-3}v^{0,43}r^{-0,57}$ $v = 1,35.10^8r^2(1 - e^{-7,3.10^{-8}r^{-2}t})$ $k_{\rm G} = 6,3.r^{0,29}(1 - e^{-7,3.10^{-8}r^{-2}t})^{0,43}$

Substitutie in (2) geeft:

$$178 r^{0,71} \ln Q_0 = \int_{0}^{t} (1 - e^{-7,3.10^{-8}r^{-2}t})^{0,43} dt \quad (8)$$

Voor kleine waarden van de exponent van e is bij benadering:

$$(1 - e^{-7}, 3.10^{-8}r^{-2}t) = 7, 3.10^{-8}r^{-2}t.$$

Dan wordt (8):

$$178 r^{0,71} \ln Q_{0} = \int_{0}^{t} (7,3.10^{-8}r^{-2}t)^{0,43} dt$$

$$4,3.10^{5}r^{1,57} \ln Q_{0} = t^{1,43}$$
(9)

geldt dus met redelijke nauwkeurigheid voor:

7,3.10⁻⁸ $r^{-2}t \leq 10^{-1}$ of $r^{-2}t \leq 14.10^{5}$

We kunnen de waarde van Q_o invullen die bij de proef verkregen werd door de totale stofoverdracht op de eerste op de eerste schotel. We substitueren dan:

$$Y = Y_{1}, \quad Y_{b}^{+} = Y_{0}^{+} \text{ en } Y_{e}^{+} = Y_{1}^{+}$$

zodat $Q_{0} = \frac{Y_{0}^{+} - Y_{1}}{Y_{1}^{+} - Y_{1}}$

Door invullen van de gevonden waarde krijgt men

$$Q_0 = 1,6$$
 en $\ln Q_0 = 0,47.$

Substitutie in (9) geeft een verband tussen t en r: t = $5.10^3 r^{1,1}$

met als voorwaarde $r^{-2}t < 14.10^5$ of $r \ge 2.10^{-3}$ m. Voor $r = 5.10^{-3}$ m is t = 15 sec $r = 1.10^{-3}$ m is $t \approx 2,5$ sec.

Deze getallen hebben slechts betekenis als vergelijkende grootheden.

Voor waarden van $r \ll 2.10^{-3}$ m is t op deze wijze niet te bepalen, zelfs niet bij benadering. Men kan echter vergelijking (8) integreren door een andere benadering to**e** te passen, namelijk door voor de exponent van Re in (3) 0,5 te nemen in plaats van 0,43. Men krijgt dan in plaats van (8):

$$178.\mathbf{\hat{r}}^{0,5}\ln Q_{0} = \left(\frac{10^{13}}{\text{Re}}\right)^{0,07} \int_{0}^{t} (1 - e^{-7,3.10^{-8}r^{-2}t})^{0,5} dt$$

voor Re $\approx 10^2$: t 30.r^{0,5}ln Q₀ = $\int (1 - e^{-7,3.10^{-8}r^{-2}t})^{0,5}dt$

Integratie leidt tot:

$$\ln Q_{0} = 4,6.10^{5} r^{1,5} \left[\ln \frac{1 + (1 - e^{-7}, 3.10^{-8} r^{-2} t_{1})0,5}{1 - (1 - e^{-7}, 3.10^{-8} r^{-2} t_{1})0,5} - 2 x \right]$$

$$x (1 - e^{-7}, 3.10^{-8} r^{-2} t_{1})^{0,5}$$
(10)

Voor een gegeven waarde van Q is t niet in r uit te drukken, we moeten t berekenen door proberen.

Men vindt voor $\ln Q_0 = 0,5$:

voor
$$r = 1.10^{-3}$$
 m is $t = 2,5$ sec (stemt overeen met 1e
 $r = 5.10^{-4}$ m is $t = 1$ sec
 $r = 1.10^{-4}$ m is $t = 0,2$ sec.

-7-

b) Bij de omstandigheden van de zesde schotel (proef 9/10)

$$T_{x_6} = 40^{\circ}$$
.

De veranderingen in $({}_{G}, {}_{G}, {}_{G})$ en ${}_{G}$ zijn voor een temperatuursverschil van 19° zo klein dat ze slechts veranderingen in het derde cijfer geven. Alleen h heeft een geheel andere waarde: h = 8. Men krijgt dan in plaats van (9):

11.10⁵r^{1,57} ln Q₀ = t^{1,43} (9')
Substitutie van Q₀ =
$$\frac{Y_5^+ - Y_6}{Y_6^+ - Y_6} = 1,3$$
 geeft:
t = 7.10³r^{1,1}

met als voorwaarde $r^{-2}t \leqslant 14.10^5$ of $r \gg 3.10^{-3}m$. Voor $r = 5.10^{-3}m$ is t = 21 sec $r = 1.10^{-3}m$ is $t \approx 4$ sec.

Voor kleinere waarden van r kan de tweede benaderingsmethode toegepast worden. Men vindt dan een formule van de vorm van (10)

Door proberen vindt men hieruit voor $Q_0 = 1,3$:

voor	r	Branks.	1.10 m	υ	0000	4	sec
	r	da consti Escola	5.10 ⁻⁴ m	t	gaven)	2	sec
	r	6000 6000	1.10^{-4} m	t	anna Mais	0,5	sec.

2. Stoftransport door de vloeistoffase in druppels.

Dit is een geval van niet-stationnaire diffusie. Hiervoor gelden analoge differentiaalvergelijkingen als voor niet stationnaire warmteoverdracht. Het verband tussen $\frac{\Delta T}{\Delta T}$ en Fo bij niet-stationnaire warmteoverdracht o is o.a. voor bollen bepaald. (zie blad P16, dictaat Physische Werkwijzen). $\frac{D_{I}t}{\Delta T}$ Vervanging van $\frac{\Delta T}{\Delta T}$ door $\frac{\Delta C}{\Delta C}$ en van Fo door $\frac{D_{I}t}{r^{2}}$ geeft het verband tussen de concentratieveranderingen en de tijd voor diffusie in bollen. Voor $\frac{\Delta C}{\Delta C}$ kan men schrijven:

$$\frac{\overline{\Delta C}}{\Delta C_{o}} = \frac{X_{e} - X^{+}}{X_{b} - X^{+}} \quad (zie figuur)$$

In analogie met de vorige berekening kan men



Schematische voorstelling van het concentratieverloop in en om de druppel.

Berekening van t = f(r) voor twee bekende gevallen: a) Bij de omstandigheden van de eerste schotel (proef 9/10) Substitueren we de waarde van Q_d die bij de proef verkregen werd door de totale stofoverdracht op de eerste schotel: $X_0 - X_1^+$

$$Q_{d} = \frac{X_{0} - X_{1}}{X_{1} - X_{1}^{+}} = 1,4.$$

Schatten we
$$D_{L}$$
 op 8.10⁻¹¹ $\frac{m^2}{sec}$ dan vindt men:

$$t = 1, 3.10^8 r^2$$
 (11)

Voor:

r	(20%) 4-062	5.10 ⁻³ m	is	t	11	3.10-	sec
r	David Novia	1.10^{-3} m	is	t	1	1.102	sec
r	tinani tanan	5.10 ⁻⁴ m	is	t	estar estar	30	sec
r	Const. E	1.10^{-4} m	is	t		1	sec.

b) Bij de omstandigheden van de zesde schotel vindt men practisbh dezelfde getallen.

3. Stoftransport door de vloeistoffase aan het oppervlak van gasbellen, die door de vloeistoffase bewegen.

De massastroom ϕ door het oppervlak van de gasbel is evenredig met het oppervlak $(4\pi r^2)$ en het concentratieverschil in de vloeistoffase Δc_{L} .

(12)

$$\phi' = k_L \cdot 4 \pi r^2 \cdot \Delta c_L$$

Is c_G de concentratie in de gasfast dan is verder:

$$\phi' = + \frac{4}{3} \operatorname{Rr}^{3} \frac{\operatorname{dc}_{G}}{\operatorname{dt}}$$

dus

$$c_{L} = \rho_{L} X$$
, $c_{G} = \rho_{G} Y$ en $X^{+} = hY$

dus is

$$\mathbb{P} \mathbf{c}^{\Gamma} = \mathbb{6}^{\Gamma} (\mathbb{X} - \mathbb{X}_{+})$$

en

Substitutie in (12) geeft:

 $\frac{\mathrm{d}\mathbf{c}_{\mathrm{G}}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathbf{Z}\mathbf{k}_{\mathrm{L}}}{\mathbf{r}} \mathbf{\Delta} \mathbf{c}_{\mathrm{T}}$

$$\frac{\ell \mathbf{G}^{\mathbf{r}}}{\mathbf{\overline{5h}} \ell_{\mathbf{L}}} \frac{\mathrm{d} \mathbf{X}^{+}}{\mathbf{X} - \mathbf{X}^{+}} = \mathbf{k}_{\mathbf{L}} \mathrm{d} \mathbf{t}.$$

 $\frac{\mathrm{d}\mathbf{c}_{\mathrm{G}}}{\mathrm{d}\mathbf{t}} = \rho_{\mathrm{G}}\frac{\mathrm{d}\mathbf{Y}}{\mathrm{d}\mathbf{t}} = \frac{\rho_{\mathrm{G}}}{\mathrm{b}}\frac{\mathrm{d}\mathbf{x}^{+}}{\mathrm{d}\mathbf{t}}$

Aangenomen dat X en r niet merkbaar veranderen met de tijd, is:

 $\frac{r \varrho_{G}}{3h \varrho_{L}} \ln \frac{X - X_{b}^{\dagger}}{X - X_{e}^{\dagger}} = \begin{cases} k_{L} dt & (zie figuur) \end{cases}$ Stel $\frac{X - X^{+}_{b}}{X - X^{+}_{c}} = Q^{+}_{o}$

Q' is dan een maat voor de concentratieveranderingen.

t

$$\frac{\log_{G}}{\frac{3h}{L}} \ln Q_{o} = \int k_{L} dt$$
(13)

De stofoverdrachtscoefficient k_L wordt gevonden uit:

$$Sh = 1,0 \text{ Re}^{0,5} \text{ Sc}^{0,5}$$
 (14)

$$Sh = \frac{k_{\rm L} \cdot 2r}{D_{\rm L}}$$
(15)

$$Re = \frac{\rho_L v.2r}{\eta_L}$$
(16)

$$Sc = \frac{\eta_{L}}{\ell_{L} D_{L}}$$
(17)

Als we aannemen dat de tijd waarin de maximum opstijgsnelheid verwaarloosbaar klein is, dan vinden we voor deze snelheid v:

V bereikt

Met behulp van een c_w - Re grafiek (P9) wordt v door proberen bepaald voor een bepaalde waarde van r. Combinatie van (13) t.m. (17) geeft:

$$\ln Q_{o}^{\prime} = \left(\frac{v D_{L}}{2r}\right)^{O, 5} \frac{3h \ell_{L}}{r \ell_{G}} t \qquad (19)$$

Substitutie van alle bekende grootheden levert een betrekking op tussen Q' en t voor een bepaalde waarde van r. Voor r $\leq 10^{-4}$ m is Re ≤ 1 , dan is c_w en constante functie \int_{V} wan Re en men kan (19) schrijven a.v.:

$$\ln Q_{o}^{\prime} = \frac{D_{L}^{0,5} g^{0,5} h \ell_{L}^{1,5}}{\ell_{G} \eta_{L}^{0,5} r^{-0,5} t}$$
(19a)

Berekening van $Q_0' = f(t,r)$ voor twee bekende gevallen.

a) Bij de omstandigheden van de eerste schotel (proef 9/10)

$$T_{x_1} = 59^{\circ}$$
 $Q_L = 1,24.10^3 \text{kg m}^{-3}$ $g = 9,8$ m sec⁻²
h = 3 $Q_G = 1,1$ kg m⁻³ $D_L = 8.10^{-11} \text{ m}^2 \text{sec}^{-1}$
 $\gamma_L = 2,6.10^{-2} \text{kg m}^{-1} \text{sec}^{-1}$

voor $r < 10^{-4}$ m vindt men: $\ln Q_0' = 20 \text{ t } r^{-0.5}$. Voor $r = 1.10^{-4}$ m is $t = 1.5.10^{-4}$ sec Voor $r = 5.10^{-4}$ m en Re = 1 vindt men: $c_w = 30$, $v = 2.10^{-2}$ m sec⁻¹ en $t = 4.10^{-4}$ sec. Voor $r = 1.10^{-3}$ m en Re = 3 vindt men: $c_w = 11$, $v = 7.10^{-2}$ m sec⁻¹ en $t = 6.10^{-4}$ sec. Voor $r = 5.10^{-3}$ m en Re = 70 vindt men: $c_w = 1.3$, $v = 32.10^{-2}$ m sec⁻¹ en $t = 3.10^{-3}$ sec.

b) Bij de omstandigheden van de zesde schotel (proef 9/10)

$$T_{x_5} = 40^{\circ}$$
 $D_L = 2.10^{-11} m^2 sec^{-1}$
h = 8 $M_L = 6.10^{-2} kg m^{-1} sec^{-1}$.

Omdat de veranderingen in D_{L} en \mathcal{N}_{L} juist ongeveer worden gecompenseerd door de verandering in h, vindt men practisch dezelfde uitkomsten als onder a).

4. Stoftransport door diffusie in luchtbellen.

Op analoge wijze als in § 2 kan men de grafiek van blad P16 gebruiken om het verband te vinden tussen:

$$Q_{d} = \frac{Y^{+} - Y_{b}}{Y^{+} - Y_{e}}$$
 en $\frac{D_{G} t}{r^{2}}$

Voorbeelden:

a) Bij de omstandigheden van de eerste schotel (proef 9/10)

$$T_{x_{1}} = 59^{\circ} \qquad D_{G} = 3.10^{-5} \text{m}^{2} \text{sec}^{-1}$$

Substitutie:
$$Q_{d}^{*} = \frac{Y_{1}^{+} - Y_{2}}{Y_{1}^{+} - Y_{1}} = 2,1.$$

Men vindt dan: $t = 1.10^3 r^2$.

Verdisconteert men het effect van stromingen in de luchtbel door in plaats van r ruwweg $r/\sqrt{2}$ te nemen, dan wordt deze betrekking:

$$t = 5 \cdot 10^{2} r^{2}.$$
Voor $r = 5 \cdot 10^{-3} m$ is $t = 1 \cdot 10^{-2} sec$
 $r = 1 \cdot 10^{-3} m$ is $t = 5 \cdot 10^{-4} sec$
 $r = 5 \cdot 10^{-4} m$ is $t = 1 \cdot 10^{-4} sec$
 $r = 1 \cdot 10^{-4} m$ is $t = 5 \cdot 10^{-6} sec.$
X
G
K
G
Y
L
Begin
Einel
Einel

Schematische voorstelling van het concentratieverloop in en om de luchtbel.

-14-

Overzicht.

De tijd (in sec.) die theoretisch nodig is om de gemeten stofoverdracht mogelijk te maken.

	Indien stofoverdracht voornamelijk plaat Schotel heeft bij: no							ts		
			vallen	le drup	pels	ops	tijgende	luchtb	ellen	
a al van pp els p. lucht- len(m)		1.10	- ⁴ 5.10 ⁻⁴	1.10 ⁻³	5 . 10 ⁻³	1.10 ⁴	5.10-4	1.10 ⁻³	5.10 ⁻³	ie:goorn
ien de stand de eistof- e de erkende tor is	1 6	1 1	30 30	1.10 ² 1.10 ²	3.10 ³ 3.10 ³	1 ,5.10 ⁴ 1,5.10 ⁴	4.10 ⁻⁴ 4.10 ⁻⁴	6.10 ⁻⁴ 6.10 ⁻⁴	3.10 ⁻³ 3.10 ⁻³	
len de cstand de damp- de be- cende cor is	1 6	0,2 0,5	2 1 5 2	2 , 5 4	15 21	5.10 ⁻⁶ 5.10 ⁻⁶	1.10 ⁻⁴ 1.10 ⁻⁴	5.10 ⁻⁴ 5.10 ⁻⁴	1.10 ⁻² 1.10 ⁻²	

Conclusies.

- 1. Bij de verdamping van water uit vallende druppels is de weerstand aan de vloeistofzijde de beperkende factor. Pas bij zeer kleine druppels wordt de weerstand aan de dampzijde van dezelfde orde van grootte (voor $r \ll 10^{-4}$ m).
- 2. Bij de verdamping van water in opstijgende luchtbellen zijn de weerstanden aan de vloeistofzijde en aan de dæmpzijde van dezelfde orde van grootte. Alleen bij zeer kleine luchtbellen overweggt de weerstand aan de vloeistofzijde (voor $r \approx 10^{-4}$ m).
- 3. De tijd die theoretisch nodig is om de gemeten stofoverdracht mogelijk te maken uitsluitend door verdamping uit vallende druppels, is van dezelfde orde van grootte als de verblijftijd van de vloeistof op de schotels (omstreeks 10²sec). Daar van de vloeistof op ieder ogenblik slechts een klein gedeelte aanwezig is in de vorm van opspattønde of neervallende druppels, kan slechts een klein gedeelte van de stofoverdracht plaats vinden door verdamping uit de druppels.
- 4. De tijd die theoretisch nodig is om de gemeten stofoverdracht mogelijk te maken uitsluitend door verdamping in opstijgende luchtbellen, is daarentegen zeer klein ten opzichte van de verblijftijd van de luchtbellen in de vloeistof ($> 10^{-1}$ sec). Men kan dus aannemen dat de verdamping in hoofdzaak plaats vindt in de luchtbellen, en dat verdamping uit de druppels slechts een onderges**b**hikte plaats inneemt.

-16-

<u>Uitbreiding van de vergelijkingen tot het gehele</u> proces op een schotel.

De vergelijkingen die hierboven zijn afgeleid gelden voor één druppel resp. één luchtbel. We kunnen deze formules uitbreiden tot hetgeen op de hele schotel gebeurt zolang het proces bepaald wordt door één van de genoemde mechanismen. Het geval dat het proces bepaald wordt door stofoverdracht aan het buitenoppervlak van druppels zullen wij buiten beschouwing laten.

a) Het geval dat het proces bepaald wordt door diffusie in luchtbellen.

Hiervoor geldt grafiek P16, die wij voor $Q_d^1 > 1,6$ voor kunnen stellen door de vergelijking:

$$\log Q_{d}^{i} = 0,43 \frac{2D_{G}t}{r^{2}} + 0,18$$
$$Q_{d}^{i} = \frac{Y^{+} - Y_{b}}{Y^{+} - Y_{b}}$$

wa**a**rin

Bij het passeren van de n-de schotel neemt de gemiddelde dampsamenstelling van de luchtbellen toe van Y_{n+1} tot Y_n .

We kunnen dus substitueren:

$$\overline{Q}_{d} = \frac{Y_{n}^{+} - Y_{n+1}}{Y_{n}^{+} - Y_{n}}$$

zodat de volgende formule geldt voor de "gemiddelde" luchtbellen:

$$\log \overline{Q}_{d} = 0,43 \frac{2D_{G}t}{\overline{r}^{2}} + 0,18$$

 $\overline{\mathbb{Q}}_d^{\, \mathbf{i}}$ hangt op eenvoudige wijze samen met - .

$$\xi = \frac{Y_n - Y_{n+1}}{Y_n^+ - Y_{n+1}}$$
, dus $\overline{Q}_d^! = \frac{1}{1 - \xi}$, en:

$$\log \frac{1}{1-\varepsilon} = 0,43 \frac{2D_{G}\bar{t}}{\bar{r}_{G}^{2}} + 0,18$$
 (21)

Hierin is \bar{r}_{G} de gemiddelde straal van de luchtbellen, en \bar{t} de gemiddelde tijd dat een luchtbel in de vloeistof verblijft.

Deze tijd is evenwel bepaald door de stijgsnelheid v en de vloeistofhoogte 1.

$$t = \frac{1}{v}$$
(22)

Benadert men grafiek P9 voor bepaalde Re-gebieden met lineaire logarithmische vergelijkingen en elimineert men c_w , dan vindt men:

Re
$$\leq 1$$
: $c_w = 12 \gamma_L \rho_L^{-1} v^{-1} r^{-1}$, $v = 0,22 \text{ gr}^2 \rho_L \gamma_L^{-1}$

$$1 \langle \text{Re} < 10: c_{W} = 17 (\gamma_{L} \rho_{L}^{-1} v^{-1} r^{-1})^{0,8}, v = 0, 21 g^{0,83} r^{1,50} \rho_{L}^{0,67} \gamma_{L}^{-0,67}$$
$$10 \langle \text{Re} < 100: c_{W}^{-3} = 30 (\gamma_{L} \rho_{L}^{-1} v^{-1} r^{-1})^{0,6} v = 0, 18 g^{0,71} r^{1,14} \rho_{L}^{0,43} \gamma_{L}^{-0,43}$$
Substitutie in (22) en (21): (23)

Re
$$\langle 1: \log \frac{1}{1-\xi} = 3,9 \ \ D_{G} \ \ g^{-1} \ \ r_{G}^{-4} \ \ \ell_{L}^{-1} \ \ \eta_{L} + 0,18$$

 $1 \langle \text{Re} \langle 10: \log \frac{1}{1-\xi} = 4,1 \ \ D_{G} \ \ g^{-0}, 83 \ \ r_{G}^{-3}, 50 \ \ \ell_{L}^{-0}, 67 \ \ 0,67 \ + 0,18$
 $10 \langle \text{Re} \langle 100: \log \frac{1}{1-\xi} = 4,7 \ \ D_{G} \ \ g^{-0}, 71 \ \ \ r_{G}^{-3}, 14 \ \ \ell_{L}^{-0}, 43 \ \ 40, 43 \ + 0,18$
 $\langle \text{door de onnauwkeurigheid van de exponenten geven deze}$

vergelijkingen slechts een globaal verband)

 b) Het geval dat het proces bepaald wordt door stofoverdracht aan het buitenoppervlak van luchtbellen.
 Hiervoor geldt vergelijking (19), waarin

$$Q_{o}' = \frac{X - X_{b}^{+}}{X - X_{e}^{+}}$$

Delen wij teller en noemer door h, dan zien wij dat:

$$Q_{0}^{i} = \frac{Y^{i} - Y_{b}}{Y^{i} - Y_{e}} = Q_{d}^{i}, dus \ \overline{Q}_{0}^{i} = \frac{1}{1 - \varepsilon}$$
 (25)

Substitutie van (22) en (25) in (19) geeft de volgende uitdrukking voor \$

$$\ln \frac{1}{1-\varepsilon} = \left(\frac{D_{\rm L}}{2\bar{r}_{\rm G}\bar{v}}\right)^{0,5} \frac{3\mathrm{hl}\varrho_{\rm L}}{\bar{r}_{\rm G}\varrho_{\rm G}}$$
(26)

We zien dat de gemiddelde stijgsnelheid v hier tot de macht -0,5 in voorkomt. Dit komt omdat k_{r.} evenredig is met v^{0,5} terwijl de contacttijd t evenredig is met v^{-1} .

Eliminatie van v leidt tot:

.....

$$Re < 1: \ln \frac{1}{1-\varepsilon} = 4,5D_{L}^{0,5}h + \rho_{L}^{0,5}g^{-0,5}g^{-2,5}\rho_{G}$$

$$1 < Re < 10: \ln \frac{1}{1-\varepsilon} = 4,6D_{L}^{0,5}h + \rho_{L}^{0,67}g^{-0,33}g^{-0,42}r_{G}^{-2,25}\rho_{G}$$

$$10 < Re < 100: \ln \frac{1}{1-\varepsilon} = 5,0D_{L}^{0,5}h + \rho_{L}^{0,88}g^{-0,22}g^{-0,36}r_{G}^{-2,07}\rho_{G}$$

$$(27)$$

(door de onnauwkeurigheid van de exponenten geven deze vergelijkingen slechts een globaal verband).

aiffusie in druppels. Ook hiervoor geldt grafiek P16, die wij voor $Q_d \ge 1,6$ due wij voor $Q_d \ge 1,6$ due wij voor $Q_d \ge 1,6$ due wij voor kunnen stellen door de vergelijking! log $Q_d = 0,43$ $\frac{D_L t}{r^2} + 0,18$ rin $Q_d = \frac{x_b - x^+}{x_e - x^+}$ en een volumer. c) Het geval dat het proces bepaald wordt door

$$\log Q_{d} = 0,43 \frac{D_{L}t}{r^{2}} + 0,18$$
$$Q_{d} = \frac{X_{b} - X^{+}}{X_{e} - X^{+}}$$

waarin

Indien een volumenelementje van de vloeistof p keer opspat en weer neervalt en steeds gedurende een tijd tn door de lucht valt dan geldt iedere keer:

$$\log \frac{X_{b_1} - X^+}{X_{e_1} - X^+} = 0,43 \frac{D_L}{r^2} \Delta t_1 + 0,18$$
$$\log \frac{X_{b_2} - X^+}{X_{e_2} - X^+} = 0,43 \frac{D_L}{r^2} \Delta t_2 + 0,18$$
$$\log \frac{X_{b_p} - X^+}{X_{e_p} - X^+} = 0,43 \frac{D_L}{r^2} \Delta t_p + 0,18$$

Optelling van deze p vergelijkingen levert:

$$\log \frac{x_{b_1} - x^+}{x_{e_1} - x^+} \cdot \frac{x_{b_2} - x^+}{x_{e_2} - x^+} \cdot \dots \cdot \frac{x_{b_p} - x^+}{x_{e_p} - x^+} = 0,43 \frac{D_L}{r^2} \ge \Delta t + 0,18p$$

Nu is $X_{e_1} = X_{b_2}$, $X_{e_2} = X_{b_3}$ etc. dus: $\log \frac{X_{b_1} - X^+}{X_{b_p} - X^+} = 0,43 \frac{D_L}{r^2} \sum_{a} t + 0,18p$

Verder is X_b de concentratie van het volumenelementje als het op ¹ de schotel komt en X_e de concentratie als het de schotel verlaat. We kun ^pnen dus substitueren:

$$\overline{X}_{b_{1}} = X_{n-1}, \ \overline{X}_{e_{p}} = X_{n}, \ \overline{X}^{+} = X_{n}^{+}.$$

$$\log \frac{X_{n-1} - X_{n}^{+}}{X_{n} - X_{n}^{+}} = 0,43 \frac{D_{L}}{\overline{r}_{L}^{2}} \overline{t} + 0,18p \qquad (28)$$

waarin t de gemiddelde **y**ijd is dat een volumenelementje van de vloeistof als druppel aanwezig is. Het quotient in het linker lid kunnen we aanduid**e**n met Q_d omdat het betrekking heeft op de totale stof- overdracht op een schotel.

$$Q_{d_{totaal}} = \frac{X_{n-1} - X_{n}^{+}}{X_{n} - X_{n}^{+}} = \frac{Y_{n-1}^{+} - Y_{n}}{Y_{n}^{+} - Y_{n}} = \frac{Y_{n-1}^{+} - Y_{n}}{Y_{n}^{+} - Y_{n+1}} \cdot Q^{*}$$

Nu blijkt experimenteel dat de "drijvende kracht" $Y_n^+-Y_{n+1}$ voor twee opeenvolgende schotels vrijwel gelijk is, zodat:

$$\frac{Y_{n-1}^{+} - Y_{n}}{Y_{n}^{+} - Y_{n+1}} = 1$$

Door log $Q_d = \log \overline{Q}'$ te stellen maakt men een fout kleiner dan 0,1.

Voor (28) kunnen we nu schrijven:

$$\log \frac{1}{1-\varepsilon} = 0,43 \frac{D_{\rm L}}{\bar{r}_{\rm L}^2} \cdot \bar{t} + 0,18p$$
 (29)

Voor p kunnen we schrijven:

$$p = \frac{f}{\Delta f}$$

De tijd t dat een bepaald volumenelement als druppel aanwezig is is recht evenredig met de verblijftijd op de schotel.

De verblijftijd is gedefinieerd als het quotient van de "holdup" H en de vloeistofstroom L.

$$f = \ll \frac{H}{L} = \ll \frac{LO}{L}$$

waarin

0 = doorsnede van de kolom l = gemiddelde vloeistofhoogte.

De woefficient & is afhankelijk van de vorm van de schotel, de luchtsnelheid, de oppervlaktespanning en de viscositeit van de vloeistof. Substitutie in (29) geeft:

$$\log \frac{1}{1-\xi} = \propto \frac{10}{L} \left[0,43 \frac{D_{L}}{\bar{r}_{L}^{2}} + \frac{0,18}{\bar{r}_{L}} \right]$$
(30)

At hangt af van de luchtsnelheid en de druppelgrootte.

Het te verwachten verband tussen schotelefficiency en viscositeit.

De vergelijkingen (24), (27) en (30) geven uitdrukkingen voor de te verwachten waarde van de schotelefficiency in de drie besproken gevallen.

Wij kunnen nu nagaan op welke wijze de grootheden in de rechter leden van deze vergelijkingen afhankelijk zijn van de viscositeit η_L . Zowel de straal van luchtbellen r_G als de straal van druppels r_L blijken weinig afhankelijk te zijn van de viscositeit. (2)(3). Variaties van een factor 100 in de viscositeit bleken overeen te komen met væriaties in de orde van grootte van 10% in de afmetingen van druppels en luchtbellen. Voor de kleine variaties in η_L bij onze proeven kunnen wij dit effect dus wel verwaarlozen.

Over de invloed van γ_L op \ll en $\overline{\mathsf{At}}$ is mij niets bekend. Het lijkt mij overigens dat \ll en $\overline{\mathsf{At}}$ in een eenvoudig verband moeten staan tot $\overline{\mathbf{r}}_L$, zodat het aannemelijk lijkt de invloed van γ_L op \ll en $\overline{\mathsf{At}}$ eveneens te verwaarlozen. Van de diffusiecoefficient \mathbb{D}_L weten wij dat hij bij constante temperatuur omgekeerd evenredig is met γ_L . De enige andere grootheid die nog afhankelijk is van γ_L is l. Voor klokjesschotels met overloop is echter ook de invloed van γ_L op l te verwaarkozen.

Voor de drie gevallen kunnen we dus de volgende betrekkingen verwachten tussen η_L en ϵ :

Indien het proces bepaald wordt door diffusie in druppels:

$$\log \frac{1}{1-\epsilon} \sim \eta_{\rm L}^{-1} + c_1$$
 (31)

Indien het proces bepaald wordt door stofoverdracht aan het buitenoppervlak van luchtbellen:

$$\log \frac{1}{1-\epsilon} = \eta_{\rm L}^{-0,3} \text{ tot } 0,0$$
 (32)

Indien het proces bepaald wordt door diffusie in luchtbellen:

$$\log \frac{1}{1-\epsilon} \sim \gamma_{\rm L}^{0,4 \text{ tot } 1,0} + c_2 \tag{33}$$

Een lineair verband tussen $\log \frac{1}{1-\epsilon}$ en η_L^{-1} zohls voorgesteld door E.F. Bunge kah men dus alleen verwachten als het proces bepaald wordt door diffusie in druppels. En dit is, zoals wij reeds gezien hebben, waarschijnlijk niet het geval. Omdat diffusie in luchtbellen en stofoverdracht aan het buitenoppervlak van luchtbellen waarschijnlijk het proces beheersen, kan men dus verwachten, dat er een lineair verband bestaat tussen log $\frac{1}{1-\epsilon}$ en η_L tot een macht omstreeks 0.

Het te verwachten verband tussen de efficiency van roosterschotels en viscositeit zal, uitgaande van bovenstaande vergelijkingen, be**p**proken worden in deel IV:

Literatuur.

- 1) W.Ranz,; Chem.Eng.Progress <u>48</u> 247 (1952)
- 2) J. Hinze; Appl.Sci.Research I 273 (1949)
- 3) R. Natta, D. Napier, D. Newitt; Inst.Chem.Eng. Conference an formation and properties of gas bubbles. (1950).

De bepaling van de samenstelling van glycerol-water mengsels.

A. Physische methoden.

1. Door meting van de brekingsindex. De nieuwste tabel waarin de brekingsindex wordt opgegeven als functie van de samenstelling is opgesteld door L.F. Hoyt (2). Naar deze tabel wordt verwezen door het "Glycerine Analysis Committee" (5). Voor 1% concentratie verschil is het verschil in brekingsindex 0,0015.(voor 90%-ige glycerine). Een concentratie verschil van 1% komt overeen met een verschil in x van 0,012. Indien de meetfout met een refractometer volgens Abbe o,0002 bedraagt, dan is dus **A** x = 0,002.

2. Door meting van de dichtheid.

De nièuwste tabellen waarin de dichtheid wordt opgegeven als functie van de samenstelling (bij verschillende temperaturen) zijn opgesteld door L.W. Bosart en A.O. Snoddy (I)(.5) Voor 1% concentratie verschil is het verschil in de dichtheid 0,0027.10³ (kg m⁻³).(voor 90%-ige glycerine). Indien men zo nauwkeurig werkt dat $\Delta \varrho = 0,0001.10^3$ is dan is dus $\Delta x = 0,0004$.

Bij de bepaling van de dichtheid met pyknometers stuit men op de volgende moeilijkheden, allen veroorzaakt door de zeer grote viscositeit van geconcentreerde glycerol oplossingen:

- 1°. De glycerol, die in het algemeen luchtbellen beva‡, moet in een goed gesloten flesje bewaard worden tot alle luchtbellen ontweken zijn. Dit kan wel een etmaal duren.
- 2°. Voor een temperatuursverschil van 1° is het verschil in ρ 0,0006.10³. Het is dus essentieel dat de temperatuur van de vloeistof in de pyknometer niet meer dan 0,1° van de afgelezen temperatuur afwijkt.

Vanwege het slechte warmtegeleidingsvermogen van glycerol kan men niet volstaan met de temperatuur onmiddellijk na het vullen af te lezen, maar moet men de pyknometers geruime tijd in een thermostaat laten staan. De temperatuur van de thermostaat moet tot op minstens 0,1°C constant zijn en moet met dezelfde nauwkeurigheid gemeten kunnen worden.

De tijd, die de pyknometers minstens in de thermostaat moeten staan is bij benadering te berekenen.

Voor $\frac{\Delta Tm}{\Delta T_o} = 10^{-2}$ is voor een bol Fo = 0,6 (zie collegedictaat Physische Werkwijzen bl.P 16) De warmteweerstand van glycerol is zó groot, dat die van de glazen wand verwaarloosd kan worden.

Fo = $\frac{\lambda t}{c_p \rho R^2}$, waarin: $\lambda = 2, 8. \ 10^{-1} \ \text{Jm}^{-1} \ \text{oc}^{-1} \ \text{sec}^{-1}$ $c_p = 2, 4. \ 10^3 \ \text{Jkg}^{-1} \ \text{oc}^{-1}$ $\rho = 1, 25. \ 10^3 \ \text{kgm}^3$ $R = 2. \ 10^{-2} \ \text{m}$

Men vindt dan: t = 3.10³ sec, de pyknometers moeten dus ongeveer een uur in de thermostaat staan. Het is niet mogelijk de capillair van de pyknometer leeg te zuigen tot de merkstreep. Men moet de capillair dus steeds tot bovenaan vullen en ook op deze manier ijken. Pyknometers, waarvan de capillairen een verwijding hebben met een slijpstuk aan de binnenkant, zijn daarom onbruikbaar.

Omdat de pyknometers tot de rand toe vol moeten zijn, moeten zij gevuld worden met vloeistof, die enkele graden kouder is dan de thermostaat. In de thermostaat loopt dan de overtollige vloeistof over. Voordat een pyknometer uit de thermostaat gehaald wordt, neemt men snel de druppel van de top van de capillair af, terwijl men zorgt dat de meniscus samenvalt met de bovenkant van de capillair. Dan wordt de pyknometer snel afgekoeld met ko koud water, afgedroogd, gesloten en gewogen. 4⁰. Indien men aldus werkt met een gewone pyknometer dan blijkt de reproduceerbaarheid toch nog steeds slecht te zijn. Het verschil in uiterste waarden van ℓ bij bepaling in viervoud ³) varieerde van 0,0002.10³ tot 0,0004.10³. Dit is te wijten aan het feit dat men de visceuze glycerol niet tussen slijpstukken uit kan drukken. Voor nauwkeuriger werk met deze visceuze vloeistoffen zijn daarom pyknometers nodig, die geen slijpstukken hebben, waar vloeistof tussen kan blijven zitten. Naar het idee van de pyknometers volgens Sprengler is het hiernaast afgebeelde type ontworpen:

Het volumen is ongeveer 20 cm^3 ,

de inwendige diameter van de capillairen is 1 mm, De beide capillairen zijn precies even hoogen worden tot bovenaan toe gevuld.

Het verschil in uiterste waarden in ρ met deze pyknometer in viervoud bepaald varieerde van 0,00003.10³ tot 0,00007.10³, dus ongeveer zesmaal zo klein als met gewone pyknometers.

Stelt men de fout in ϱ bij een bepaling in duplo (met één pyknometer) op 0,00005.10³ dan is $\Delta x = 0,0002$. Bij het vullen van de pyknometers moet men zorg dragen dat er geen water uit de lucht opgenomen kan worden en dat er geen luchtbellen in de vloeistof blijven zitten. Het vullen geschiedt het gemakkelijkst met behulp van een pipet van 50 ml zonder punt, waarin men de vloeistof opzuigt. Daarna verbindt men het ondereinde van de pipet met de zijcapillair van de pyknometer en zuigt de vloeistof naar binnen. Hiervoor werd de hieronder afgebeelde opstelling gebruikt. Het op de juiste wijze vullen is vrij omslachtig en vergt bovendien enige routine. Daar tegenover staat, dat het werken met deze pyknometers uitzonderlijk nauwkeurige resultaten geeft.



Vulling van de pyknometers

- a, pyknometer
- b, pipet
- c, droogbuisje
- d, Verbindingen van rubber slang
- e, vacuumleiding
- f. persluchtleiding

B. Chemische methoden.

1. Door bepaling van het watergehalte. Het watergehalte kan langs volumetrische weg bepaald worden volgens de methode van Karl Fischer (3)(5). Deze methode berust op het feit dat bij de oxydatie van zwaveldioxyde met jodium een aequivalente hoeveelheid water verbruikt wordt. Men titreert met een oplossing van jodium, zwaveldioxyde en pyridine in methanol tot het verschijnen van de bruine jodium kleur. De maximale verschillen bij bepalingen van x in duplo varieer-

den van 0,001 tot 0,004.

2. Door bepaling van het glycerolgehalte.

Volledigheidshalve wordt hier de laatste van de vier methoden vermeld die worden aangegeven door het Glycerin Analysis Committee (5)(6)(7), hoewel ik deze zelf niet geprobeerd heb. De methode is afkomstig van M.L. Malaprade (4) en berust op oxydatie van de glycerol door perjodaat, gevolgd door alkalimetrische titratie van het gevormde mierenzuur. Volgens Malaprade is de nauwkeurigheid 0,5%, d.w.z. $\Delta x = 0,006$.

Conclusie.

Door een groot aantal vergelijkende proeven bleek de nauwkeurigste manier om de samenstelling van glycerol-water mengsels te bepalen de dichtheidsbepaling te zijn, indien men gebruik maakt van de speciale pyknometers zonder slijpstukken. De vier andere hier vermelde methoden ontlopen elkaar in nauwkeurigheid weinig. De brekingsindex bepaling heeft dan het voordeel verreweg de snelste methode te zijn. Om de samenstelling van de glycerol-water mengsels op de verschillende schotels van de kolom te bepalen gedurende de instelperiode werd daa‡om de brekingsindexbepaling gehandhaafd. Voor de definitieve bepalingen werd besloten de dichtheidsbepaling te gebruiken.

Literatuurlijst.

 (1) L.W. Bogart, A.O. Snoddy, Ind.Eng.Chem. 20, 1377 (1928)
 (2) L.F. Hoyt Ind.Eng.Chem. 26, 329 (1934)
 (3) K. Fischer Angew.Chemie 48, 394 (1935)
 (4) M.L. Malaprade Bull.Soc.Chim.(5)4, 906 (1937)
 (5) Report of the Glycerin Analysis Committee, J.Am.Oil.Chem.Soc.24, 18 (1947)
 (6) Report of the Glycerin Analysis Committee, J.Am.Oil.Chem.Soc.27, 412 (1950)
 (7) Report of the Glycerin Analysis Committee, J.Am.Oil.Chem.Soc.29, 47 (1952) Metingen aan de kolom met roosterschotels.

Apparatuur.

Na het beeindigen van de metingen aan de kolom met klokjesschotels is de kolom geheel verbouwd, De zes klokjesschotels en de bijbehorende overbopen en valpijpen zijn verwijderd en vervangen door elf nieuwe schotels, en, geheel onderaan, één klokjesschotel met valpijp maar zonder overloop. De afstand tussen twee opeenvolgende schotels is nu 25 cm, dat is half zo groot als in de oorspronkelijke kolom. De "roosterschotels" bestaan uit ronde platen, waarin over de gehele lengte en op een onderlinge afstand van 12 mm gleuven zijn aangebracht met een breedte van 3 mm. Zij hebben geen overloop en ook geen valpijp. Door de grote snelheid waarmee de lucht zich door de gleuven naar boven dringt, ondervindt de omlaag stromende vloeistof een dusdanige weerstand, dat zich op de schotel een vloeistoflaag van enkele cm kan handhaven, waar de lucht doorheen borrelt. Van iedere schotel valt een regen van vloeistofdruppels op de daaronder gelegen schotel. Om de gelijkmatigheid van de regen te bevorderen zijn de schotels; zo geplaatst dat de gleuven van opvolgende schotels loodrecht op elkaar staan. Het is bovendien essentieel dat de schotels goed horizontaal staan. Onder iedere schotel met een oneven nummer is een gootje aangebracht dat een hoek van 45° maakt met de gleuven. Dit gootje is via een dunne pijp met een monsterkraan verbonden. Door dezelfde pijp steekt een thermoelement dat bijna tot aan het vloeistofoppervlak in het gootje reikt. Zo kunnen temperatuur en samenstelling van de afstromende vloeistof gemeten worden.

De thermoelementen zijn van het type ijzer-constantaan. Zij zijn met een compensatiekabel, via een dubbelpolige schakelaar met tien standen, verbonden met een compensatieschakeling.

Verdere veranderingen in de apparatuur omvatten het aanbrengen van de volgende apparaten:

- 1°. Een reduceerventiel in de stoomtoevoerleiding. Hiermee werden onnauwkeurigheden tengevolge van de schommelingen in de inlaattemperatuur van de Wendminter. vloeistof geelimineerd.
- 2°. Een druppelvanger in de vorm van een cycloon boven de bovenste schotel.
- 3°. Een roerder met grote schoepen (met variabele snelheid) voor het mengtankje. Hiermee werden onnauwkeurigheden tengevolge van de schommelingen in de inlaatsamenstelling van de vloeistof geelimineerd.

Details over de apparatuur zijn te vinden in het logboek van de stripkolom.

Manier van meten.

De manier van meten is in principe dezelfde als die van E.F. Bunge en voorgangers.

Vloeistofsamenstellingen werden gedurende de instelperiode bepaald met behulp van een refractometer, terwijl voor de definitieve metingen de dichtheidsbepaling werd gebruikt. (zie deel III). De vloeistoftemperaturen werden gemeten tot op $\frac{1}{2}$ °C nauwkeurig met de thermoelementen, die alle geijkt werden. De vochtigheid van in- en uitstromende lucht werd gemeten met natte- en droge bolthermometers (aflezing tot op 0,1°C) die respl geplaatst zijn voor de inlaat van de ventilator en in de uitlaat van de cycloon.

De watertoevoer werd gemeten met behulp van een rotameter, die hiervoor werd geijkt. De vloeistofstroom werd bepaald met een vloeistofmeter in de toevoerleiding. Hiermee meet men het volumen van vloeistof met luchtbellen; vermenigvuldiging van dit bedrag met de "schuimfactor" geeft het ware vloeistofvolumen. Deze schuimfactor werd bepaald door in een maatcylinder een bepaald volumen vloeistof met luchtbellen af te meten en na een dag het ware volumen af te lezen. De luchtstroom werd gemeten met behulp van een meetflens. Voor deze meetflens werd een ijkkromme berekend met behulp van het Duitse normaalblad DIN 1952. Een punt van deze kromme werd bevestigd door metingen met thermistors, uitgevoerd door J.C. Zwaneveld. Alle ijkkrommen zijn te vinden in het logboek van de stripkolom.

Er werden slechts definitieve metingen aan de stripkolom gedaan in de stationnaire toestand. De toestand werd beschouwd als stationnair als de hierboven genoemde aflezingen gedurende drie kwartier practisch niet meer veranderden.

Daarna werd dus overgegaan tot de definitieve metingen. Omdat de vloeistofsamenstelling, met behulp van de dichtheid veel nauwkeuriger bepaald wordt dan met de brekingsindez, is de instelling voor deze nauwkeurige metingen a priori niet stationnair, al zijn de variaties niet zeer groot. Daarom werden alle monsters zo goed mogelijk gelijktijdig genomen. Onmiddellijk daarna werden de temperaturen afgelezen. Verder moet men, om samenstellingen en temperaturen inderdaad op een bepaald tijdstip te meten, ongeveer een minuut vóór dit tijdstip alle gootjes door de monsterkranen leeg laten stromen. Aldus werden de vloeistofsamenstellingen x_0 , x_1 , x_3 , x_5 , x_7 , x_9 , x_{11} en x_{12} bepaald. Door grafische interpolatie werden x_2 , x_4 , x_6 , x_8 en x_{10} gevonden. Uit de aflezingen van natte- en droge bolthermometers werden y_1 en y_{13} berekend. Uit de stofbalans:

$$L(x_{0} - x_{n}) = G(y_{1} - y_{n+1})$$

volgt direct dat alle punten met coordinaten x_n/y_{n+1} op een rechte moeten liggen. Men kan dus y_2 tot en met y_{11} door interpolatie bepalen.

Verder werden gemeten: T_{x0}, T_{x1}, T_{x3}, T_{x5}, T_{x7}, T_{x9} T_{x11}. Door grafische interpolatie werden T_{x2}, T_{x4}, T_{x6}, T_{x8} en T_{x10} gevonden.

Met behulp van de evenwichtsgrafiek kunnen zo de dampsamenstellingen y⁺ worden bepaald die in evenwicht zijn met de vloeistofsamenstelling x bij de temperatuur T_x . Aldus werden dus y_1^+ , tot en met y_{11}^+ gevonden.

De Murphree efficiency, a.v. gedefinieerd:

$$\mathcal{E}_{n} = \frac{y_{n} - y_{n+1}}{y_{n}^{+} - y_{n+1}} \qquad (n = \text{schotelnummer})$$

kon dus voor alle schotels worden bepaald.

Als dubbele contrôle op het al of niet stationnair zijn van de toestand gedurende de metingen heeft men de stofbalansen:

$$L(x_0 - x_2) = \Phi_{H_20} = G(y_1 - y_{13})$$

Hierin is $\mathcal{P}_{\mathrm{H_20}}$ de watertoevoer.

De metingen.

Het doel van de metingen was het bepalen van de schotelefficiency als functie van de viscositeit. Alle andere variabelen die van invloed zijn op de efficiency werden daarom zoveel mogelijk constant gehouden.

De grootten van de vloeistofstroom en de luchtstroom zijn beide van grote invloed op de schotelefficiencies, omdat zij de vloeistofhoogten op de schotels beinvloeden. Zij werden daarom bij de verschillende proeven zo goed mogelijk op dezelfde waarden ingesteld. De temperaturen van de vloeistof en de lucht op de schotels moeten bij vergelijkbare proeven ook gelijk zijn. De diffusiecoefficienten ${ t D}_{ extsf{L}}$ en ${ t D}_{ extsf{G}}$ en de coefficient van Henry h, die alle van invloed zijn op de schotelefficiency, zijn namelijk afhankelijk van de temperatuur. De diffusiecoefficienten zijn omgekeerd evenredig met de absolute temperatuur, hetgeen wil zeggen dat North temperatuurvariaties in de orde van 20°C slechts variaties van ongeveer 7% in de diffusiecoefficienten geven. De coefficient van Henry wordt bij een temperatuursdaling van 20°C echter ongeveer tweemaal zo groot.

Het is evenwel niet mogelijk de temperaturen op de verschillende schotels gelijk te houden, omdat door verdamping van water steeds een vrij sterke afkoeling van de vloeistof optreedt. Wel is geprobeerd het temperatuurverloop bij de verschillende proeven ongeveer gelijk te houden.

De enige variabelen die tenslotte niet van invloed zijn op de schotelefficiency zijn de samenstellingen (vochtgehalten) van de vloeistof en de lucht, mits deze binnen zodanige grenzen worden gehouden dat de coefficient van Henry wiet te sterk varieert. Het varieren van de vloeistofsamenstelling is tenslotte de enige manier om bij constante temperatuur de **v**iscositeit te varieren.

Er zijn met de kolom met roosterschotels acht proeven genomen, waarbij x_0 varieerde van 0,0838 tot 0,1370.

Er werd gewerkt met maximum vloeistof- en luchtsnelheid, respectievelijk 0,12 kgsec⁻¹ en 0,15 kgsec⁻¹. De inlaattemperatuur van de vloeistof (T_x) was steeds ongeveer 73°C, die van de lucht $(T_y)_{13}$

De resultaten van deze acht proegen zijn verzameld in tabel 2.

Het verloop van samenstelling, temperatuur en schotelefficiency door de kolom bij proef 12/5 is voorgesteld in grafiek 3. Bij de andere proeven vertoonden de drie lijnen kwalitatief een gelijk verloop. Deze grafieken werden bij de proeven gebruikt voor het grafisch interpoleren van samenstellingen en temperaturen. In grafiek 4 zijn alle gevonden waarden van log $\frac{1}{1-\varepsilon}$ uitgezet tegen de viscositeit van de vloeistof op de schotels.

In de grafieken 5-12 zijn voor alle proeven afzonderlijk de gevonden waarden voor log $\frac{1}{1-\varepsilon}$ uitgezet tegen de viscostteit. Opvolgende punten stellen hier dus opvolgende schotels voor. In de grafieken 13-16 zijn punten met ongeveer dezelfde temperatuur verenigd.

Foutberekening.

Als voorbeeld is gekozen proef 5/4. Steeds wordt de maximaal te verwachten fout berekend.

Tabel 2.

.

datum	5/4	7/4	29/4	12/5	20/5A	20/5B	25/5A	25/5B
L	114	125	127	127	122	128	121	123
G	1 49	152	154	152	152	150	151	148
x	0,0927	0,1238	0,1072	0,1126	0,1029	0,0838	0,1370	0,1187
U Xa	0,0867	0,1166	0,1018	0,1077	0,0978	0,0801	0,1299	0,1132
xo	0,0824	0,1120	0,0974	0,1034	0,0938	0,0767	0,1250	0,1084
Z X _Z	0,0791	0,1084	0,0937	0,0995	0,0903	0,9739	0,1207	0,1044
хц	0,0766	0,1052	0,0903	0,0961	0,0871	0,0714	0,1167	0,1010
x c	0,0746	0,1023	0,0877	0,0935	0,0846	0,0692	0,1137	0,0984
x ₆	0,0728	0,0988	0,0857	0,0917	0,0828	0,0672	0,1120	0,0964
X ₇	0,0712	0,0977	0,0841	0,0903	0,0815	0,0656	0,1105	0,0948
x _e	0,0701	0,0964	0,0830	0,0890	0,0802	0,0643	0,1089	0,0937
xq	0,0690	0,0955	0,0819	0,0879	0,0790	0,0632	0,1073	0,0928
x 10	0,0676	0,0940	0,0806	0,,0 866	0;,0778	0,0621	0 , 1 057	0,0910
x ₁₁	0,0658	0, 0917	0,0789	0,0852	0,0767	0,0610	0,1039	0,0891
^x 12	0,0659	0,0913	0,0782	0,9850	0,0760	0,0610	0,1033	0,0880
T_	73	73	74	71	72,5	72,5	72,5	72
ŢŢO	66	64	64,5	64	65,5	66	63	64
т [*] 1	61	59	60,5	59 , 5	61	62	58	59,5
л ^{*2}	58	56	57 , 5	57	57,5	59	54	56
т ^т 3	54	52	53	53	53 , 5	55 , 5	49,5	52
T_{x}^{4}	51	49	50,5	50	50	53	46	48
т ⁵	49	46	48	48,5	48	51	4 4, 5	46,5
т ^{~6} т_	47	44	46	47	46,5	49	43	45
т ⁻⁷	44,5	42	44	45	44	47	41	43
T^{-8}	42,5	40,5	42	43,5	42,5	45	39	41
т ⁻⁹ Т	40,5	39	40,5	42	41	44	38	39
T ⁻¹⁰ x11	39	38	39	4 1	39	43	37	38 , 5
y 1	0,0278	0,0317	0,0308	0,0313	0,0288	0,0274	0,0335	0,0321
у У13	0,0058	0,0065	0,0064	0,0084	0,0078	0,0079	0,0077	0,0075

to		an a	an a sagaman matang sa	allan malana malana malan da sa sa sa sa sa sa sa sa sa	T Maria I Good States (Store of Spinsor Store of Spinsor State			
datum	5/4	7/4	29/4	12/5	20/5A	20/5B	25/5A	25/5B
^{&} 1	0,325	9,30	0,30	0,27	0,24	0,28	0,38	0,32
[§] 2	0,36	0,30	0,36	0,35	0,28	0,36	0,32	0,35
83	0,34	0,29	0,39	0,42	0,34	0,43	0,41	0,45
84	0,39	0,40	0,52	0,52	0,49	0,71	0,59	0,73
٤5	0,45	0,44	0,48	0,45	0,61	0,72	0,73	0,66
86	0,40	0,49	0,42	0,38	0,48	0,81	0,50	0,59
[§] 7	0,43	0,43	0,39	0,35	0,38	0,78	0,43	0,52
8	0,40	0,33	0,36	0,37	0,59	0,78	0,67	0,56
⁸ 9	0,41	0,29	0,41	0,37	0,59	1,0	0,63	0,78
^E 10	0,55	0,46	0,48	0,44	0,56	0,8	0,57	1,36
[©] 11	0,64	0,49	0,47	0,38	0,58	0,6	0,43	0,71
$\log \frac{1}{1-\ell_1}$	0,17	0,155	0,15	0,14	0,12	0,14	0,21	0,17
$\log \frac{1}{1-\ell_2}$	0,19	0,155	0,19	0,19	0,14	0,19	0,17	0,19
$\log \frac{1}{1-\ell_3}$	0,18	0,15	0,21	0,24	0,18	0,24	0,23	0,26
$\log \frac{1}{1-\xi_4}$	0,21	0,22	0,31	0,32	0,29	0,53	0,38	0,57
$\log \frac{1}{1-\varepsilon_5}$	0,26	0,25	0,28	0,26	0,41	0,55	0,57	0,47
$\log \frac{1}{1-\xi_{6}}$	0,22	0,29	0,235	0,21	0,28	0,72	0,30	0,39
$\log \frac{1}{1-\frac{6}{7}}$	0,24	0,24	0,215	0,19	0,21	0,65	0,24	0,32
$\log \frac{1}{1-\epsilon_8}$	0,22	0,175	0,19	0,20	0,38	0,65	0,48	0,35
$\log \frac{1}{1-\epsilon_9}$	0,23	0,15	0,23	0,20	0,38		0,43	0,65
$\log \frac{1}{1-\zeta_{10}}$	0,34	0,265	0,28	0,25	0,36	0,7	0,36	
$\log \frac{1}{1 - \ell_{11}}$	0,44	0,29	0,27	0,21	0,37	0,4	0,24	0,53

a) Inde schotelefficiencies.

Stel bij de dichtheidsbepaling $\Delta \rho = 0,00005.10^3 \text{kgm}^{-3}$ (= maximum verschil gevonden bij bepaling in duplo) dan is: $\Delta x = 0,0002, dus \Delta (x_{n-1} x_n) = 0,0004.$ De fout in $(y_n - y_{n+1})$ wordt alleen veroorzaakt door de fout in $(x_{n-1} - x_n)$, dus: $\triangle (y_n - y_{n+1}) = \frac{L}{G} \triangle (x_{n-1} - x_n) = 0,0003.$ Stel de afleesfout van de thermoelementen 0,5°C. Bij 66° is $\triangle y^{+}= 0,0007$ bij 51° is $\triangle y^{+}= 0,0005$. De fout in $(y_n^+ - y_{n+1})$ wordt alleen veroorzaakt door de fouten in T_{x_n} , x_n en x_{n+1} , dus: $\triangle (y_n^+ - y_{n+1}) = \triangle y_n^+ + 0,0002$ $\xi_1 = \frac{y_1 - y_2}{y_1^+ - y_2}$ \triangle (teller)_{rel} = $\frac{0,0003}{0,0050} = 6\%$ $(noemer)_{rel} = \frac{0.0009}{0.0150} = 6\%.$ $\Delta\left(\ell_{1}\right)_{\mathrm{rel}} = 12\%.$ Op dezelfde wijze vindt men: \triangle (\mathcal{E}_5)_{rel} = 36%. Indien men niet de relatieve fouten, maar de variaties (kwadraten van de relatieve fouten) optelt, dan vindt men:

$$(\xi_1)_{rel} = 6\%$$
 $(\xi_5)_{rel} = 18\%.$

Deze waarden hebben een meer reële betekenis dan de voorafgaande.

b) In de stofbalansen.

Stelt men de afleesfout bij de natte en droge b**al**thermometer op 0,2°C, dan vindt men:

 $\Delta y_1 = 0,0005$ en $\Delta y_{13} = 0,0003$ dus $\Delta (y_1 - y_{13})_{rel} = 3\%$ Stelt men $\Delta G_{rel} = 2\%$

dan is $AG(y_1 - y_{13})$ rel = 5%

 $\Delta (x_0 - x_{12})_{rel} = \frac{0.0004}{0.027} = 1\frac{1}{2}\%.$ Stelt men de fouten in de volumenmeter en in de bepaling van de sch**u**imfactor ieder op 1 $\frac{1}{2}\%$, dan is:

 $\Delta \left[L \left(X_0 - X_1^{\prime} \right) \right]_{\text{rel}} = 4\frac{1}{2} / .$

Het maximaal te verwachten verschil tussen $G(y_1 - y_{13})$ en L($(x_0 - x_{12})$ is dus op deze manier uitgerekend $9\frac{1}{2}\%$. Door optelling van variaties vindt men hiervoor: 6%.

1

Discussies van de resultaten.

Wat betreft de nauwkeurigheid van de metingen kan men het volgende opmerken:

Het verschil tussen $G(y_1 - y_{13})$ en $L(x_0 - x_{12})$ varieerde van 0 - 6%, en was gemiddeld 3%. We kunnen dus spreken van goed kloppende stofbalansen.

Het gelijkmatige verloop van x door de kolom (grafiek 3) bevestigt de nauwkeurigheid in de vorige pragraaf verondersteld.

Het gelijkmatige verloop van & duidt op een kleinere fout dan die in de vorige pragraaf berekend is. Over het verloop van T_x, x en & door de kolom (grafiek 3) kan het volgende worden opgeme**k**t:

De T_-lijn vertoonde bij iedere proef een eigenaardige slingering: T_{x_1} , T_{x_5} en T_x lagen steeds beneden de vloeiende lijn terwijl T_{x_3} , T_x en T_x 11 er boven lagen. Door de thermokoppels nogmaals in gemonteerde toestand te ijken, bleek dat dit verschijnsel niet op meetfouten berustte. De x-lijn vertoonde steeds één slingering: x₁₁ lag steeds beneden de vloeiende lijn, terwijl x_7 of x_9 er boven lag. De E-lijn was vrijwel steeds van dezelfde vorm als in grafiek 3. De lijn vertoonde steeds een maximum bij \mathcal{E}_4 , \mathcal{E}_5 of \mathcal{E}_6 , en een minimum bij \mathcal{E}_7 , \mathcal{E}_8 of \mathcal{E}_9 . Uit grafiek 4 blijkt: Evenals bij de vroegere zeer onnauwkeurige metingen aan de kolom met klokjesschotels is de spreiding van de punten in de log $\frac{1}{1-\epsilon}$ vs. η_L -grafiek vrij groot. Bij kleinere viscositeiten is de spreiding evenwel steeds kleiner, en het is duidelijk te zien dat log $\frac{1}{1-\epsilon}$ in het algemeen en vooral in dit gebied toeneemt met toenemende viscositeit. Verder blijkt dat de efficiencies bij deze kleine viscositeiten vrij klein zijn, namelijk omstreeks 0,3. Uit de grafieken 5-12 blijkt: Voor één proef liggen de punten in de log $\frac{1}{1-\epsilon}$ vs. $\eta_{\rm L}$ grafiek ongeveer op een vloeiende lijn, die kwalitatief dezelfde gedaante heeft als de gelijn in grafiek 3. Uit de grafieken 13-16 blijkt: Het verband tussen log $\frac{1}{1-\epsilon}$ en η_L bij constante temperatuur is in het algemeen niet regelmatig. Dit is in strijd met de verwachtingen, want, zoals toegelicht in deel II kan men juist eigenlijk alleen bij constante temperatuur een direct verband verwachten tussen $\log \frac{1}{1-\varepsilon} \exp \eta_L$.

-11-

Bij hogere temperaturen (waarbij & het nauwkeurigste is) is de variatie in $\eta_{\rm L}$ te klein om een verband te kunnen zien. Bij lagere temperaturen wordt de spreiding in & zeer groot, veel groter dan verwacht mag worden als gevolg van meetfouten. Alleen bij de laagste temperaturen (in het algemeen op de onderste schotels) is waar te nemen dat log $\frac{1}{1-\varepsilon}$ toeneemt met toenemende viscositeit. Een lineåir verband lijkt hier niet uitgesloten.

"Holdup" -metingen.

De totale "holdup" van de schotels werd bepaald **a**ls functie van de viscositeit van de vloeistof. Vloeistofen luchtsnelheid werden bij deze metingen zo goed mogelijk constant gehouden.

Om de viscositeit op alle schotels gelijk te maken, werd de kolom zodanig ingesteld, dat de temperatuur en de samenstelling van de vloeistof door de kolom gelijk waren.

Door meting van niveauverschillen in het mengtankje bij draaien en stilstaan, kon berekend worden hoeveel vloeistof bij draaien op alle schotels bij elkaar aanwezig was.

Door deze metingen bij verschillende vloeistofsamenstellingen (en één keer met zuiver water) uit te voeren werd de "holdup" bij verschillende viscositeiten gevonden. De resultaten zijn verzameld in grafiek 17. Het blijkt dat de holdup boven een zekere viscositeit ongeveer lineair met de viscositeit toeneemt, en beneden die viscositeit constant is. Iets dergelijks zou men theoretisch ook wel kunnen verwachten:

Voor de stroming door de gleuven van de schotel kan men schrijven:

$$\Delta p = K_{W} \frac{1}{2} \rho v^{2}$$

De stroming door de spleet gaat pulserend, Indien we aannemen dat het verschil in luchtdruk boven en onder de spleet nul is op het ogenblik dat de vloeistof er door stroomt, dan is:

waarin 1 de vloeistofhoogte is. (indien er geen luchtbellen waren).

Dus:

$$1 = K_{\mathbf{W}} \frac{\mathbf{v}^2}{2g}$$

De stroomsnelheid is bij alle proeven practisch gelijk, zodat:

$$l \sim K_w$$
.

Als de stroming laminair is, is K_w recht evenredig met de viscositeit, dus de holdup eveneens. De enige variabele die de stromingstoestand bepaalt is de viscositeit. Er zal een viscositeit zijn, waar beneden de stroming turbulent is. Voor turbulente stroming is K_w onafhankelijk van de viscositeit, dus de holdup ook. Er is evenwel geen enkele aanwijzing dat inderdaad bij een viscositeit van 0,03 Nsecm⁻² een overgang van laminaire naar turbulente stroming op zou treden.

Dat het schuine stuk van de holdup vs. η_L -lijn niet door de oorsprong gaat komt doordat er ook een zekere hoeveelheid vloeistof op de schotels aanwezig is als de vloeistofpomp wêl en de ventilator niet draait. Deze hoeveelheid is in de grafiek aangegeven door een horizontale lijn. (apad bepacts)

Het te verwachten verband tussen de efficiency van roosterschotels en de viscositeit.

In deel II zijn voor enige grensgevallen uitdrukkingen afgeleid voor log $\frac{1}{1-\varepsilon}$. Aannemende dat alleen D_L belangrijk afhankelijk is van η_L werd voor deze gevallen een te verwachten verband gegeven tussen log $\frac{1}{1-\varepsilon}$ en η_L voor klokjesschotels.

Voor roosterschotels is, zoals uit de voorgaande paragraaf gebleken is, de vloeistofhoogte 1 ook sterk afhankelijk van de viscositeit.

Indien wij deze afhankelijkheid voorstellen door:

$$1 \sim M_L + c_3$$

dan gaan (31), (32) en (33) uit deel II resp. over In:

$$\log \frac{1}{1-\xi} \sim c_2 \eta_L^{+1} + c_3 \eta_L^{-1} + c_4 \qquad (1)$$

$$\log \frac{1}{1-\xi} \sim \eta_L^{0,7 \text{ tot } 1,0} + c_3 \eta_L^{-0,3 \text{ tot } 0,0} \qquad (2)$$

$$\log \frac{1}{1-\epsilon} \sim \eta_{\rm L}^{1,4 \ \rm tot \ 2,0} + c_1 \eta_{\rm L}^{1} + c_3 \eta_{\rm L}^{0,4 \ \rm tot \ 1,0}_{*e_{\rm S}}(3)$$

Hoewel r_L en r_G bij constante vloeistofhoogte l weinig afhankelijk zijn van γ_L , was duidelijk bij de proeven te zien dat r_L en r_G toenamen bij toenemende l. Dit wil dus zeggen dat in dit geval deze grootheden indirect van de viscositeit afhankelijk zijn. Daar r_L en r_G steeds tot een macht ≤ -2 in de uitdrukkingen van $\log \frac{1}{1-\epsilon}$ voorkomen, kan men dus zeggen dat $\log \frac{1}{1-\epsilon}$ waarschijnlijk minder sterk met γ_L zal toenemen dan de vergelijingen (1), (2) en (3) aangeven.

Uit het voorgaande blijkt wel dat een eenvoudig verband tussen log $\frac{1}{1-2}$ en γ_L niet te verwachten is.

In aanmerking nemende dat vgl. (1) een andergeschikte rol speelt, kan verder geconcludeerd worden dat men bij roosterschotels inderdaad een toename kan verwachten bij toenemende viscositeit. Omdat de constanten c1 t/m c5 relatief klein zijn, kan men dit verband ruwweg benaderen door:

$$\log \frac{1}{1-\varepsilon} \sim \gamma_{\rm L}^{\rm omstreeks 1}$$
 (4)

fei, constanti for sea years Let a ster se

Dit antwoord is dus het resultaat van de volgende theoretische overwegingen:

- 1) De verdamping vindt voornamelijk plaats in de luchtbellen en niet aan de druppels.
- 2) De stofoverdrachtscoefficient wordt bij grotere $\eta_{\rm L}$ wei kleiner, maar: 3) Bij grotere $\eta_{\rm L}$ stijgen de luchtbellen sneller op,
- 4) Bij grotere $\eta_{\rm L}$ is de vloeistofhoogte groter,
- 5) De ffecten 3) en 4) overwegen op 2).

Verdere discussie van de resultaten.

Dat in het algemeen een stijging valt op te merken van $\log \frac{1}{1-\varepsilon}$ met toenemende η_{T} , en dat er geen duidelijk verband tussen deze grootheden te vinden is, is beide in overeenstemming met de verwachtingen. Dat er alleen bij lagere temperaturen (grafiek 16) van een duidelijk verband sprake is tussen log $\frac{1}{1-\epsilon}$ en η_L , duidt er op dat er in de andere gevallen een variabele is waarmee geen rekening is gehouden. Deze variabele is waarschijnlijk het drukverval van de lucht over een schotel. Dit drukverval bepaalt namelijk mede de vloeistofhoogte 1, en wordt bovendien beinvloed door de vloeistofhoogten op de lager gelegen schotels. Het is niet eenvoudig in te zien hoe het drukverval over de kolom verdeeld is over de schotels, en wat de vloeistofhoogten dus op die schotels zijn als overal

lage stemp a predende scholel!

een andere viscositeit heerst. Bij de onderste schotels zal dit geen rol spelen, zodat dit misschien verklaart waarom hier geen grote spreiding in de gevonden punten optreedt. De onverklaarde slingeringen in de x- en T_x-lijnen (grafiek 3) houden misschien verband met de onbekende drukverdeling. (Een grotere vloeistofhoogte geeft een langer contact dus een sterkere daling van de temperatuur op een schotel). Het vreemde verloop van & als functie van het schotelnummer (grafiek 3) wordt veroorzaakt door het grote aantal variabelen. Gaat men door de kolom van boven naar beneden dan wordt: 1) de viscositeit groter

- 2) de coefficient van Henry groter
- 3) de vloeistofhbogte groter
- 4) de grootte van druppels en luchtbellen groter.

Conclusies.

Wat betreft de betekenis van de viscositeit voor de schotelefficiency kan het volgende opgemerkt worden:

- 1) Bij klokjesschotels werd geen positief resultaat gevonden. Dit was te wijten aan de onnauwkeurigheid van de metingen. Theoretisch kan worden verwacht dat de viscositeit hier niet van grote invloed is.
- 2) Bij roosterschotels werd in het algemeen een toename van de schotelefficiency gevonden bij toenemende viscositeit.

Theoretisch kan dit ook wel worden verwacht.

3) De inrichting van de kolom met meerdere schotels die elkaar beinvloeden maakt het bepalen van een functioneel verband tussen ϵ en $\gamma_{\rm L}$ niet goed mogelijk. Om dit doel te bereiken zou men alle schotels op één na moeten verwijderen.

Mar monde

Indien men de efficiencies van roosterschotels vergelijkt met die van klokjesschotels kan men opmerken:

- 1) Op klokjesschotels treedt dwarsstroom op, zodat de schotelefficiency bij slecht mengen groter is dan de plaatselijke efficiencies. Bij roosterschotels is de schotelefficiency gelijk aan de plaatselijke efficiency op ieder punt.
- 2) De efficiency van roosterschotels was bij het werken met viskeuze glycerol-watermengsels steeds vrij laag. Dit komt omdat een hoge luchtsnelheid steeds nodig is voor het in stand houden van een behoorlijk vloeistofniveau. Bij het werken met klokjesschotels met deze luchtsnelheid werden in het algemeen geen grotere efficiencies gevonden.

Wat betreft de voor- en nadelen van roosterschotels vergeleken met klokjesschotels kan men tenslotte opmerken:

- 1) Roosterschotels zijn goedkoper in aanschaf.
- 2) Roosterschotels zijn ongeschikt voor het werken met lage vloeistof- en luchtsnelheden. Ze zijn ongeschikt indien/variaties in de vloeistof- of de luchtsnelheid optreden.
- 3) Bij geschikte vloeistof- en luchtsnelheden kunnen roosterschotels de voorkeur verdienen. Hoewel de schotelefficiencies niet hoger zijn, kan men de schotelafstand kleiner nemen waardoor het effect per lengteeenheid van de kolom groter: wordt.
- 4) Voor het werken met viskeuze vloeistoffen zijn roosterschotels relatief gunstig, omdat het nadelig effect van de viscositeit op de stofoverdrachtscoefficient ruimschoots wordt opgeheven door de vergroting van het contact tussen vloeistof en lucht.

Literatuur.

1) J. Walter, T. Sherwood; Ind.Eng.Chem. 33 493 (1941)

2) F. West, W. Gilbert, T. Shimizu; Ind.Eng.Chem. 44 2470 (1952)

3) F. Mayfield c.s.; Ind.Eng.Chem. 44 2238 (1952)

Nomenelation .

dimensi mko-2 versnelling a hp m-3 concentratio С " van water in de dampfase heg m-3 $^{\mathcal{C}}_{\mathcal{G}}$ lig m-? CL " vlouist. Jane 7 leg" °C" Sourd. Wannte bij const. druh Cp weenst and getal Cw constantin, 2i lel2. I 23,24 $C_1 C_2$ Cz - C5 \mathcal{D}_{G} diffinicoi/ficient van water in m'seede dompfare D_{L} idem in de vlois hoffase m fec ~1 G massastroom druge lucht by see -' versnelling van de Iwaartshracht J m &c⁻² "holdup" van en schoul H 3 m h si defeniti blz. II 3 kg stofrenchachtscoë/ficient, dampzijele m see -1 k. m see , vloentof zij de Kw weenstandsqual L massastrom droge glycerol kg sec - 1 L vloentophoogte op en schotel m { brehingsindex { schoklummen n

19

P aandal Nm-2 domiverselil Δp 2i defeniti bele. Qal I 9 ald 7114 ~1 ШЧ Qo 1, 4.1 $Q'_{\mathcal{O}}$ 匠 // ٤, R strack r straul AAA Re getal van Reynolds ²G strad van een Inchtbel m 26 strad van een druppel naa Sc get al van Schmidt Sh getal van Sherwood ŧ tyol Hec Trens temperature van de vloentof °C die van de nede schotel afkomt femperature van de damp Tym ٥ die van de nete schotel afhomt m sec -1 Inelhid ٧ samensheling which of] lig H2 0 samensheling damps) kg totaal X Y samenstelling vlocitury] 1/8 tho K Y somenstelling damp I by waternije shp

indices: bls. 21

20

d'imenne.

Indices van X, Y, x on y b aan het begin (tijdstip 0) e aan het eind (tydship t) n van de vloeinhof (rup. damp) die van de note schotel afkomt. Ŕ sommenstelling van de vloentof (rup. damp) die in evenwicht is mit de damp (up. doeiskop) bij en temperatur Ty (resp. Tre). Griehse letters. dimenni 2i defeniti ble. II21 06 schotele/piciency, is defenitio ble. II Z 2n diferiti ble. I -1 ٤' dynamische viscoritist M Nsec m² MG idem, van de damp Norce m - L iden, van de vlæistof Nore m ML 2 c" sec" m" λ Wantequeidingscui/piciet leg m-3 dichthid p hg m⁻³ .. van de damp PG lig m = 3 .. van de vloeiskop PL Σ sommingstehen Φ' massastroom H20 hyser !

. .

GRAFICE 1.



η_L(Nsechi²).













0,060 0,080 0,120 0,100 .