

Berekening van opwaartse doorstroming en het terugspoelen van filterbedden *)

Inleiding

Het expansie- en fluïdisatiegedrag van filtermaterialen is bij het ontwerp van filterinstallaties, in verband met het terugspoelen van het vervuilde filterbed, een belangrijk aspect.

Om de toestand van een filterbed tijdens het terugspoelen aan te duiden, worden de uitdrukkingen expansie en fluïdisatie nogal eens door elkaar gebruikt. Wordt een filterbed in opwaartse richting met een toenemende snelheid doorstroomd, dan zal bij het bereiken van een bepaalde snelheid het korrelpakket (soms stootsgewijze) eerst expanderen of uitzetten. In feite is hier nog sprake van een gepakt korrelbed (zij het dan niet stationair), daar tijdens deze expansie nauwelijks een vrije korrelbeweging kan worden waargenomen.

Bij een nog grotere opwaartse snelheid treedt fluïdisatie op. Kenmerkend voor fluïdisatie is, dat de korrels niet meer gebonden zijn aan een bepaalde vaste plaats in het filterbed, de korrels kunnen zich nu min of meer vrij bewegen. Deze vrije beweging is essentieel voor een goede verwijdering van het vuil, dat tijdens het filtratieproces in het filter is afgezet. De fluïdisatiehoogte bij het terugspoelen wordt gekozen op grond van zowel technologische als economische overwegingen. De belangrijkste factoren, die hierbij een rol spelen, zijn: het energieverbruik, de benodigde spoelcapaciteit en de daarvoor vereiste drukval. Behalve de kennis van de totale fluïdisatiehoogte van een filterbed, is een nadere informatie gewenst betreffende de lokale fluïdisatie in de dieper gelegen lagen.

Bij een eenvoudig filterbed, bestaande uit korrels van een enkele materiaal-soort, rijst direct de vraag hoe groot de spoelsnelheid tenminste dient te zijn om een goede spoeling van de onderste lagen te kunnen waarborgen. Bij meerlagen- en ook bij opwaartse filtratie treedt dit laatste aspect sterk op de voorgrond. Materialen en korreldiameters worden bij meerlagen filters zodanig gekozen, dat bij het terugspoelen de verschillende filterlagen zo weinig mogelijk met elkaar worden vermengd.

Bij toepassing van opwaartse filtratie zijn de onderste lagen van het filterbed het belangrijkste, daar in deze lagen de grootste hoeveelheid te filtreren materiaal wordt afgevangen. Bovendien is

voor opwaartse filtratie de minimum fluïdisatiesnelheid een belangrijk gegeven, daar deze sterk bepalend is voor de maximaal toelaatbare filtratiesnelheid.

Bij een beschouwing van het expansie- en fluïdisatieprobleem dient daarom ook de opwaartse doorstroming van gepakte korrelbedden te worden betrokken. Het ligt voor de hand, zowel voor fluïdisatie als voor opwaartse doorstroming van gepakte korrelbedden, zo mogelijk hetzelfde en toch zo eenvoudig mogelijk theoretisch grondmodel te kiezen.

De hydraulische weerstand van gepakte korrelbedden

In de literatuur kan een voor dit doel geschikt wiskundig basismodel worden gevonden [1, 2]:

$$\frac{Z}{L} = a_1 \cdot v_f^n \quad (1)$$

Het rechterlid van deze vergelijking wordt soms nog aangevuld met meerdere

termen, waarin hogere machten van de snelheid voorkomen. Het rekenen met een groot aantal termen is echter niet eenvoudig. Uit het volgende betoog zal echter blijken, dat voor praktisch gebruik met vergelijking 1 kan worden volstaan.

De meest bekende uitgewerkte vorm van deze vergelijking wordt gegeven door het (laminaire) verband volgens Carman-Kozeny [3, 4], geldend voor bolvormige deeltjes:

$$\frac{Z}{L} = C \cdot \frac{\nu}{g} \cdot \frac{(1-p)^2}{p^3} \cdot \frac{v_f}{d^2} \quad (2)$$

Voor de constante C worden in de literatuur waarden genoemd, variërende van 150 [5, 6] tot 200 [7].

Uit metingen, gedaan in het Laboratorium voor Gezondheidstechniek van de Technische Hogeschool Delft, is gebleken, dat voor roestvrij stalen kogeltjes de door Carman [8] genoemde C-waarde van 180 gemakkelijk kan worden gere-

Symbolenlijst

a, a ₁	constanten	
C	Carman-Kozeny constante	
d	diameter van een bolvormig deeltje	m
d _{ss}	specifieke korreldiameter van een samengesteld filterbed	m
d _{si}	specifieke korreldiameter van laag i	m
d _s	vergelijkbare specifieke boldiameter van een onregelmatig gevormd deeltje	m
d _{10, 50, 60}	10, 50 en 60 % waarde van de zeefdistributie	
E	expansiewaarde = (L-L _f) · L _f ⁻¹ = p · (1-p) ⁻¹	
E _o	oorspronkelijke expansiewaarde van het gepakte korrelbed	
E _i	expansiewaarde van laag i	
g	versnelling van de zwaartekracht	m ² · sec ⁻¹
L	hoogte van het korrelbed	m
L _i	hoogte van laag i van het korrelbed	m
L _f	hoogte van het bed bij p = 0	m
n	exponent	
p	porositeit = (L-L _f) · L ⁻¹ = E · (E+1) ⁻¹	
p _o	oorspronkelijke porositeit van het korrelbed	
p _i	porositeit van laag i	
R	Reynoldsgetal = (1-p) ⁻¹ · v _f · ν ⁻¹	
s _s	specifieke zeefdiameter	m
s _{si}	specifieke zeefdiameter van fractie i	m
s	diameter van zeef i	m
v _f	superficiële- of aanstroomsnelheid	m · sec ⁻¹
Z/L	drukval per meter korrelbed	m · m ⁻¹
z _i	drukval over laag i	m
w _i /w	gewichtsfractie van korrelfractie i	
ν	kinematische viscositeit	m ² · sec ⁻¹
λ	weerstandscoefficiënt	
Φ	vormfactor van het gepakte bed	
Φ _n	vormfactor van het gefluïdiseerde bed	
Φ _{fl}	idem voor laminaire E-verband	
Φ _{f1}	idem voor E-verband in het eerste overgangsgebied	
Φ _{f2}	idem voor E-verband in het tweede overgangsgebied	
ρ	dichtheid van het water	kg · m ⁻³
ρ _t	dichtheid van het filtermateriaal	kg · m ⁻³

*) Voor belangstellenden kan over dit onderwerp een uitgebreid intern rapport ter inzage worden gevraagd bij de schrijver.

produceerd. Verder is gebleken, dat de porositeitsfunctie — zeker in de praktijk — met een redelijke nauwkeurigheid voldoet.

In de vergelijking van Carman-Kozeny kan in verband met toepassing buiten het laminaire gebied, een weerstandscoefficiënt worden ingevoerd. Naar analogie van de stroming door buizen wordt deze weerstandscoefficiënt gedefinieerd als:

$$\lambda = a \cdot R^{-n} \quad (3)$$

waarin:

$$R = \frac{1}{1-p} \cdot \frac{v_f \cdot d}{\nu} \quad (4)$$

In het laminaire gebied wordt nu aangenomen, dat $a = 1$.

Het invoeren van de laminaire waarde van λ in vergelijking 2 levert de algemene weerstandsvergelijking:

$$\frac{z}{L} = \lambda \cdot \frac{2,4}{g} \cdot \frac{1-p}{p^3} \cdot \frac{v_f^2}{d} \quad (5)$$

Vergelijking 5 geldt uiteraard alleen voor bolvormige deeltjes, alle van dezelfde diameter.

In de praktijk worden echter doorgaans deeltjes toegepast (zoals zand- en antracietkorrels), die sterk van de bolvorm kunnen afwijken. Deze deeltjes worden gekarakteriseerd aan de hand van een zeefanalyse. Daarom moet in vergelijking 5 een omrekeningsfactor (vormfactor) Φ worden ingevoerd. Deze vormfactor wordt gedefinieerd als de verhouding tussen de (hydraulische) vergelijkbare specifieke boldiameter d_s van het deeltje en de specifieke zeefdiameter s_s .

De specifieke zeefdiameter (tussen twee op elkaar volgende maten s_n en s_{n+1} van vierkant geweven zeefgaas, kan worden gevonden uit:

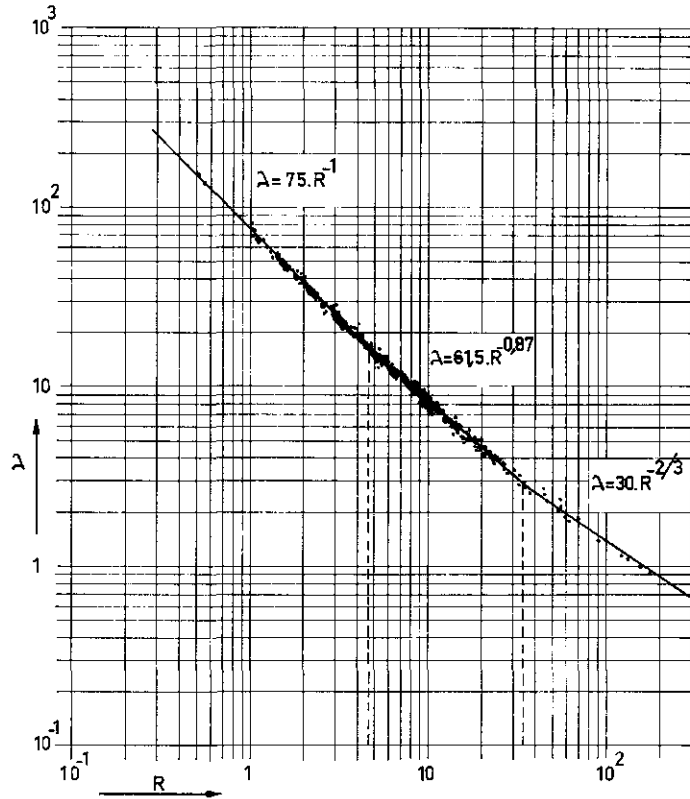
$$s_s = \sqrt{s_n \cdot s_{n+1}} \quad (6)$$

Om de vergelijking bovendien toegankelijk te maken voor berekeningen aan gegradeerde korrelbedden kunnen de volgende aannamen worden gedaan:

1. Het korrelbed wordt opgebouwd gedacht uit een aantal lagen i_n . Een laag bevat slechts korrels van een enkele zeef fractie i , tussen twee opeenvolgende zeefmaten s_i en s_{i+1} .
2. De korrels van een dergelijke fractie zijn alle van dezelfde vorm. De specifieke korreldiameter d_{si} binnen een laag i kan dan worden gegeven door:

$$d_{si} = \Phi_i \cdot s_{si} = \Phi_i \sqrt{s_i \cdot s_{i+1}} \quad (7)$$

3. De porositeit p_i wordt voor alle lagen gelijk gesteld aan de gemiddelde porositeit p van het gehele filterbed. De laagdikte L_i is dan recht evenredig met de gewichtsfraction w_i/w van de betreffende korrels van de zeef fractie i .



Afb. 1 - Het verband tussen λ en R voor gepakte korrelbedden.

TABEL II - Numerieke waarden van a en n in $\lambda = a \cdot R^{-n}$.

$R < 4,6$	$a = 75$	$n = 1$	Laminair
$4,6 < R < 34$	$a = 61,5$	$n = 0,87$	eerste overgangsgebied
$R > 34$	$a = 30$	$n = 2/3$	tweede overgangsgebied

4. Voor de beschouwde snelheid zijn de numerieke waarden van a en n voor alle lagen gelijk.

Uit vergelijking 5 ontstaat dan na enige omwerking:

$$\frac{z}{L} = \frac{\sum z_i}{L} = \frac{2,4 a}{g} \cdot \frac{(1-p)^{n+1}}{p^3} \cdot v_f^{2-n} \cdot \sum \frac{w_i}{w} \frac{1}{\left[\left(\frac{\Phi_i}{\Phi_1} \right)^2 \cdot s_i \cdot s_{i+1} \right]^{\frac{n+1}{2}}} \quad (8)$$

De vormfactoren Φ_i zijn experimenteel bepaald voor zeer nauwe zeef fracties (cascade zeef) met behulp van het laminaire verband volgens Carman-Kozeny ($a = 75$ en $n = 1$).

De resultaten hiervan zijn gegeven in tabel I, onder de kolom „gepakt bed Φ ”. Hierbij moet worden opgemerkt, dat deze (gemiddelde) factoren geldig zijn voor een vrij groot porositeitsgebied.

Met behulp van deze vormfactoren is het verband tussen λ en R bepaald voor enkele overgangsgebieden. De resultaten hiervan zijn gegeven in afb. 1. Uit deze afbeelding blijkt, dat het verband tussen λ en R goed kan worden benaderd door vergelijking 3. De numerieke waarden van a en n zijn gegeven in tabel II.

Vervolgens zijn de vormfactoren voor alle DIN-zeef fracties tussen 0,5 en 2,24 mm bepaald door grafische interpolatie van de meetgegevens uit tabel I. In tabel III is hiervan een overzicht gegeven onder de kolom Φ . De cijfers tussen

haakjes zijn gevonden door extrapolatie van de meetpunten.

Fluïdisatie

De koppeling tussen de hydraulische weerstand van het gepakte korrelbed en het fluïdisatiegebeuren wordt gegeven door de drukval over het gepakte korrelbed gelijk te stellen aan het gewicht van het bed onder water:

$$z = \frac{\rho_f - \rho}{\rho} \cdot L \cdot (1-p) \quad (9)$$

Combinatie van vergelijking 9 met de algemene weerstandsvergelijking 5 en het verband tussen λ en R (vergelijking 3) levert na enige omwerking:

$$V_f = \left[\frac{\rho_f - \rho}{\rho} \cdot \frac{g}{2,4a} \right]^{\frac{1}{2-n}} \cdot \sqrt{\frac{-n}{2-n}} \cdot \frac{E^{\frac{3}{2-n}}}{(E+1)^{\frac{3-n}{2-n}}} \cdot (\Phi_n \cdot S_s)^{\frac{n+1}{2-n}} \quad (10)$$

Hierin is om onafhankelijk te zijn van de beginporositeit van het gepakte bed, de porositeit p vervangen door de expansie waarde E volgens:

$$p = \frac{E}{E+1} \quad (11)$$

De numerieke waarden van a en n kunnen worden ontleend aan de resultaten,

verkregen door de metingen aan gepakte korrelbedden, vermeld in tabel II. Hierbij dient te worden opgemerkt, dat de vraag rijst of voor fluïdisatie een zelfde afbakening in Reynoldsgebieden mogelijk is als voor gepakte korrelbedden is aangegeven in tabel II. Hierop zal later nog verder worden ingegaan.

Voor fluïdisatie kan bovendien worden verwacht, dat de vormfactoren zullen

gaan variëren. Dit kan gemakkelijk worden ingezien als het volgende wordt overwogen:

Tijdens fluïdisatie kunnen de korrels zich richten in posities, waarin zij de minste weerstand ondervinden. Een verandering in deze positie behoeft echter niet alleen afhankelijk te zijn van het dan heersende stromingspatroon, maar kan ook afhangen van de korrelvorm c.q. van Φ_n . Mogelijk kunnen deze positieveranderingen ook abrupt optreden (plotselinge overgang van het ene stromingspatroon naar het andere). Door de beweeglijkheid van elke individuele korrel in het

TABEL I - Filtermaterialen en korreldiameters. De resultaten van de metingen, gedaan aan nauwe fracties.

materiaal	ρ_f kg/m ³	fractie mm	zeefanalyse		gepakt bed		gefluïdiseerd bed		
			d_{50} mm	d_{60}/d_{10}	s_s mm	Φ	Φ_{fL}	Φ_{f1}	Φ_{f2}
Maaszand	2640	0,707—0,841	0,72	1,19	0,705	0,905	0,905	1,00	1,00
		1,0 —1,19	1,00	1,09	1,00	0,860	0,860	0,935	0,935
		1,19 —1,41	1,18	1,16	1,17	0,88	—	0,905	0,905
		1,41 —1,68	1,51	1,11	1,51	0,81	—	0,835	0,835
Gebroken grind	2630	0,707—0,841	0,75	1,12	0,735	0,66	0,66	0,77	0,795
		0,841—1,0	0,91	1,31	0,86	0,65	0,65	0,745	0,805
		1,0 —1,19	1,03	1,12	1,00	0,69	—	0,735	0,795
		1,41 —1,68	1,43	1,15	1,41	0,65	—	0,65	0,71
Magnetiet	5040	0,63 —0,841	0,72	1,23	0,70	0,745	0,745	0,82	—
		0,841—1,0	0,98	1,10	0,96	0,75	—	0,73	0,78
		1,41 —1,68	1,54	1,15	1,53	0,75	—	—	0,705
Wales antraciet	1410	1,0 —1,19	1,03	1,11	0,995	0,715	0,765	0,875	0,89
		1,41 —1,68	1,50	1,19	1,43	0,68	0,67	0,785	0,85
		1,68 —2,0	1,79	1,15	1,66	0,72	0,675	0,77	0,845
Hydro antraciet	1690	1,0 —1,19	1,05	1,07	1,05	0,62	0,61	0,705	0,73
		1,41 —1,68	1,49	1,15	1,465	0,58	0,54	0,635	0,68
		1,68 —2,0	1,87	1,20	1,85	0,525	0,44	0,52	0,575

TABEL III - Vormfactoren voor verpakte en voor gefluïdiseerde korrelbedden. DIN-zeef fracties 0,5 - 2,24 mm (vierkant gewezen gaas).

fractie mm	zand		gebroken grind									
	$s_i \cdot s_{i+1}$	$\sqrt{s_i \cdot s_{i+1}}$	Φ	Φ_{fL}	Φ_{f1}	Φ_{f2}	Φ	Φ_{fL}	Φ_{f1}	Φ_{f2}		
2,0 —2,24	4,48	2,118	(0,72)	(0,72)	(0,71)	(0,71)	(0,665)	(0,665)	(0,51)	(0,50)		
1,8 —2,0	3,60	1,898	(0,75)	(0,75)	(0,76)	(0,76)	(0,665)	(0,665)	(0,56)	(0,57)		
1,6 —1,8	2,88	1,697	(0,78)	(0,78)	(0,80)	(0,80)	(0,665)	(0,665)	(0,60)	(0,63)		
1,4 —1,6	2,24	1,497	(0,81)	0,81	0,84	0,84	(0,665)	(0,665)	(0,645)	(0,68)		
1,25—1,4	1,75	1,323	0,84	0,84	0,88	0,88	0,665	0,665	0,680	0,735		
1,12—1,25	1,40	1,184	0,855	0,855	0,91	0,91	0,665	0,665	0,705	0,765		
1,0 —1,12	1,12	1,058	0,87	0,87	0,935	0,935	0,665	0,665	0,725	0,790		
0,9 —1,0	0,90	0,949	0,88	0,88	0,955	0,955	0,665	0,665	0,740	0,80		
0,8 —0,9	0,72	0,848	0,89	0,89	0,97	0,97	0,665	0,665	0,755	0,80		
0,71—0,8	0,568	0,754	0,90	0,90	0,985	0,985	0,665	0,665	0,770	0,80		
0,63—0,71	0,447	0,669	(0,91)	(0,91)	(0,995)	(0,995)	(0,665)	(0,665)	(0,780)	(0,80)		
0,56—0,63	0,353	0,594	(0,915)	(0,915)	(0,995)	(0,995)	(0,665)	(0,665)	(0,785)	(0,80)		
0,5 —0,56	0,280	0,529	(0,92)	(0,92)	(0,995)	(0,995)	(0,665)	(0,665)	(0,790)	(0,80)		
fractie mm	magnetiet				Wales antraciet				Hydro antraciet			
	Φ	Φ_{fL}	Φ_{f1}	Φ_{f2}	Φ	Φ_{fL}	Φ_{f1}	Φ_{f2}	Φ	Φ_{fL}	Φ_{f1}	Φ_{f2}
2,0 —2,24	(0,75)	(0,75)	(0,51)	(0,65)	(0,70)	(0,66)	(0,765)	(0,845)	(0,49)	(0,36)	(0,44)	(0,50)
1,8 —2,0	(0,75)	(0,75)	(0,55)	(0,67)	(0,70)	(0,66)	(0,765)	(0,845)	0,52	0,43	0,51	0,56
1,6 —1,8	(0,75)	(0,75)	(0,58)	(0,68)	(0,70)	0,66	0,765	(0,845)	0,545	0,48	0,56	0,62
1,4 —1,6	0,75	0,75	0,62	0,71	0,70	0,67	0,78	0,85	0,57	0,53	0,62	0,67
1,25—1,4	0,75	0,75	0,655	0,73	0,70	0,695	0,80	0,86	0,595	0,57	0,66	0,705
1,12—1,25	0,75	0,75	0,69	0,75	0,70	0,72	0,83	0,875	0,605	0,59	0,69	0,72
1,0 —1,12	0,75	0,75	0,72	0,77	0,70	0,745	0,86	0,885	0,62	0,61	0,70	0,73
0,9 —1,0	0,75	0,75	0,745	0,785	(0,70)	(0,77)	(0,885)	(0,895)	(0,625)	(0,62)	(0,715)	(0,74)
0,8 —0,9	0,75	0,75	0,77	0,80	(0,70)	(0,79)	(0,91)	(0,915)	(0,63)	(0,63)	(0,73)	(0,75)
0,71—0,8	0,75	0,75	0,79	0,81	(0,92)	(0,93)	(0,70)	(0,92)	(0,64)	(0,63)	(0,74)	(0,75)
0,63—0,71	(0,75)	(0,75)	(0,81)	(0,825)	(0,70)	(0,83)	(0,95)	(0,92)	(0,64)	(0,64)	(0,75)	(0,75)
0,56—0,63	(0,75)	(0,75)	(0,825)	(0,835)	(0,70)	(0,84)	(0,97)	(0,93)	(0,65)	(0,65)	(0,75)	(0,76)
0,5 —0,56	(0,75)	(0,75)	(0,84)	(0,84)	(0,70)	(0,85)	(0,98)	(0,93)	(0,65)	(0,65)	(0,76)	(0,76)

gefluidiseerde bed kan zelfs worden verwacht, dat hier sprake is van een stochastische variabele, zodat slechts kan worden gesproken van een gemiddelde korrelstand c.q. gemiddelde vormfactor. Een verandering in deze gemiddelde korrelstand leidt tot een verandering in de gemiddelde vormfactor. Mogelijk is deze gemiddelde vormfactor zelfs continu variabel.

Uit het voorgaande blijkt wel, dat het probleem rond de vormfactoren vrij groot is. Uit metingen is echter gebleken, dat voor praktisch gebruik kan worden volstaan met slechts een enkele vormfactor per gevonden combinatie van a en n , indien wordt uitgegaan van de E -functie uit vergelijking 10:

$$f(E) = \frac{E^{\frac{3}{2-n}}}{(E+1)^{\frac{3-n}{2-n}}} \quad (12)$$

Voor elk van de drie gegeven combinaties van a en n is nu het (grafische) verband bepaald tussen v_f en deze E -functie. Hieruit is gebleken, dat voor elkaar in snelheid opvolgende gedeelten van de fluidisatielijnen het volgende wiskundige verband (bij benadering) kan worden opgesteld:

$$v_f = \frac{E^{\frac{3}{2-n}}}{(E+1)^{\frac{3-n}{2-n}}} \cdot \cotg \alpha \quad (13)$$

waarin:

$$\cotg \alpha = \left[\frac{\rho_f - \rho}{\rho} \cdot \frac{g}{2,4a} \right]^{\frac{1}{2-n}} \cdot \sqrt{\frac{-n}{2-n}} \cdot (\Phi_n \cdot S_s)^{\frac{n+1}{2-n}} \quad (14)$$

In afb. 2 is hiervan een voorbeeld gegeven.

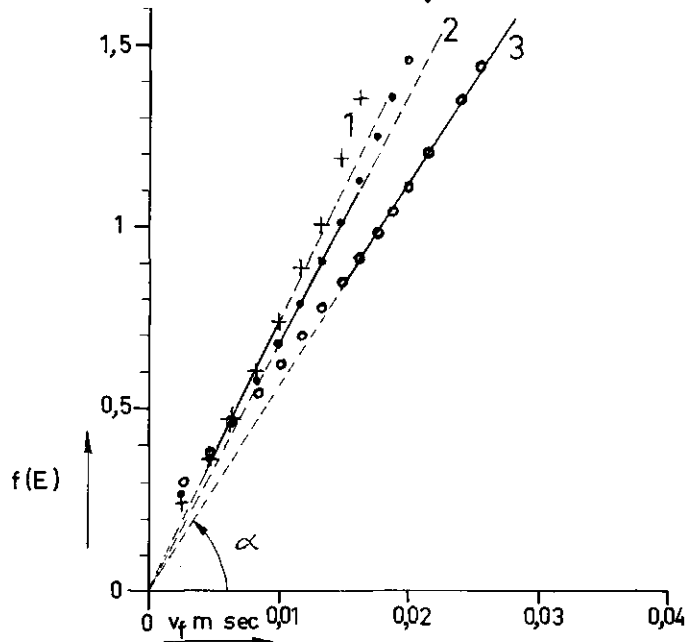
Voor alle onderzochte korrelfracties is vervolgens met behulp van de vergelijkingen 10 en 14 voor elke combinatie van a en n de bijbehorende waarde van Φ_n bepaald.

De resultaten van deze berekeningen zijn gegeven in tabel I.

De indexen fL , $f1$ en $f2$ geven aan, dat betreffende vormfactoren gelden voor respectievelijk de laminaire $a-n$ combinatie, dan wel voor de $a-n$ combinatie in het eerste of in het tweede overgangsgedebied.

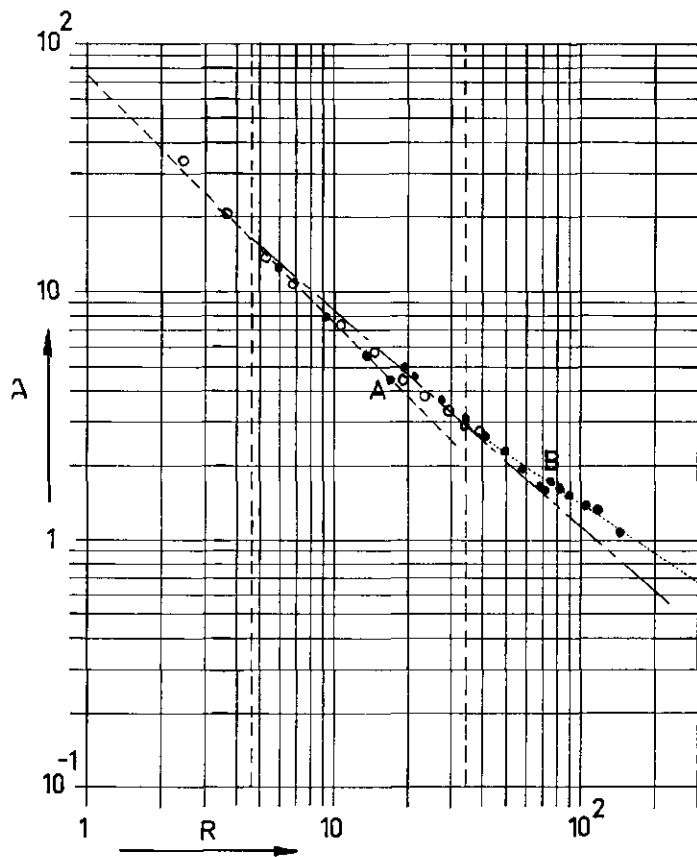
De vormfactoren dienen overeenkomstig het reeds eerder gestelde in het algemeen toe te nemen bij het bereiken van een naast hoger gelegen turbulent overgangsgedebied. Uit tabel II blijkt, dat een dergelijke tendens duidelijk aanwezig is.

Door grafische interpolatie van de meetgegevens uit tabel I zijn vervolgens de fluidisatievormfactoren bepaald voor alle DIN-zeeffracties tussen 0,5 en 2,24 mm. Een overzicht van deze vormfactoren is gegeven in tabel III. De cijfers tussen haakjes zijn gevonden door grafische extrapolatie van de meetpunten.



lijn	meetpunten	f(E)	cotg α	snelheidsgebied m/sec
1	+	$E^3 \cdot (E+1)^{-2}$	0,0133	0,01
2	●	$E^{2,66} \cdot (E+1)^{-1,89}$	0,0147	0,01-0,015
3	○	$E^{2,25} \cdot (E+1)^{-1,75}$	0,0178	0,015

Afb. 2 - Het verband tussen $f(E)$ en v_f voor fluidisatie van Wales antraciet, fractie 1,0 - 1,19 mm.



● Gebroken grind DIN-zeeffractie 0,71 - 0,8 mm. ○ Glasparels circa 0,5 mm.

Afb. 3 - Discontinuïteiten in het verband tussen λ en R voor fluidisatie.

Alhoewel fundamenteel niet geheel juist, is dus in principe voor fluidisatie het type stroming uitsluitend gedefinieerd aan de hand van de eerder genoemde E-functie en niet meer aan de hand van het Reynoldsgetal. De overgang van een bepaald stroomgebied naar een hoger turbulent gebied zal in het algemeen ook niet meer behoeven samen te vallen met de in tabel II gegeven Reynoldswaarden. Het is zelfs mogelijk, dat de genoemde overgangen voor de verschillende materialen niet meer identiek zullen gebeuren.

Een en ander zal leiden tot discontinuïteiten in het verband tussen λ en R . In afb. 3 is hiervan een voorbeeld gegeven. Het in de afbeelding aangegeven verband tussen λ en R vertoont in de overgangspunten A en B vrij sterke discontinuïteiten voor de korrels gebroken grind. Deze discontinuïteiten zullen mogelijk minder sterk naar voren komen, als de bolvormigheid van de korrels toeneemt. Dat een dergelijke tendens inderdaad bestaat, blijkt eveneens uit afb. 3, waarin tevens het verband tussen λ en R is gegeven voor de vrij bolvormige glasparsels (hoge Φ). Met een redelijke nauwkeurigheid kan voor deze glasparsels zelfs worden volstaan met een enkele vormfactor voor alle gegeven combinaties van a en n .

Uit de afbeelding blijkt eveneens duidelijk, dat de overgangspunten A en B in het geheel niet samenvallen met de Reynolds grenzen, zoals is aangegeven in tabel II.

Vergelijking 10 geldt voor een korrelbed, bestaande uit deeltjes van een zelfde vorm en van een zelfde zeeffractie. Uitgaande van de voor gepakte korrelbedden ingevoerde vereenvoudigingen en benaderingen genoemd onder 1 en 2, kan voor een gegradeerd (en samengesteld) korrelbed de partiële fluidisatiehoogte per laag i worden gevonden uit vergelijking 10, door aan de variabelen a , n , Φ_n en s_n de index i toe te voegen.

Verder kan nog worden aangenomen, dat in het ideale geval de verschillende „korrellagen” niet met elkaar worden vermengd. De totale fluidisatiehoogte is dan gelijk aan de som van de partiële fluidisatiehoogten per laag i :

$$L = \sum L_i \quad (15)$$

Al deze berekeningen zijn nogal ingewikkeld en tijdrovend.

Het is echter mogelijk, de totale fluidisatiehoogte op een eenvoudiger manier ineens te berekenen, door bij zeer grove benadering te stellen:

1. De expansiewaarde E_i per laag i wordt voor alle lagen gelijk gesteld aan de gemiddelde waarde E van het gehele korrelbed.
2. Voor alle lagen geldt voor de beschouwde snelheid een zelfde waarde van a en n .

De specifieke korreldiameter d_{ss} voor het gehele bed kan dan wiskundig op

dezelfde manier worden gevonden als bij gepakte bedden:

$$\frac{1}{d_{ss}^{n+1}} = \sum \frac{W_i}{d_{si}^{n+1}} = \sum \frac{W_i}{W} \frac{1}{\left[(\Phi_i)^2 \cdot s_i \cdot s_{i+1} \right]^{\frac{n+1}{2}}} \quad (16)$$

Vergelijking 10 kan dan worden omgewerkt tot:

$$v_f = \left[\frac{\rho_f - \rho}{\rho} \cdot \frac{g}{24a} \right]^{\frac{1}{2-n}} \cdot \sqrt{\frac{-n}{2-n}} \cdot \frac{E^{\frac{3}{2-n}}}{(E+1)^{\frac{3-n}{2-n}}} \cdot \left[\sum \frac{W_i}{W} \frac{1}{\left[(\Phi_i)^2 \cdot s_i \cdot s_{i+1} \right]^{\frac{n+1}{2}}} \right]^{\frac{-1}{2-n}} \quad (17)$$

Eerder is reeds vermeld, dat de stromingsgebieden waarvoor de gegeven combinaties van a en n gelden, niet kunnen worden gedefinieerd aan de hand van de Reynoldsgetallen. Voor een gegeven expansiewaarde E moet daarom de snelheid v_f voor elk van de drie gegeven a - n combinaties apart worden berekend.

Uit metingen is gebleken, dat in het gebied waarin een bepaalde a - n combinatie voldoet, de twee andere a - n combinaties steeds een te hoge waarde van v_f opleveren.

Daarom moet van de drie uitkomsten van v_f steeds de laagste waarde worden gekozen. Ter illustratie hiervan is het volledige resultaat van een dergelijke berekening voor gebroken grind gegeven in afb. 4.

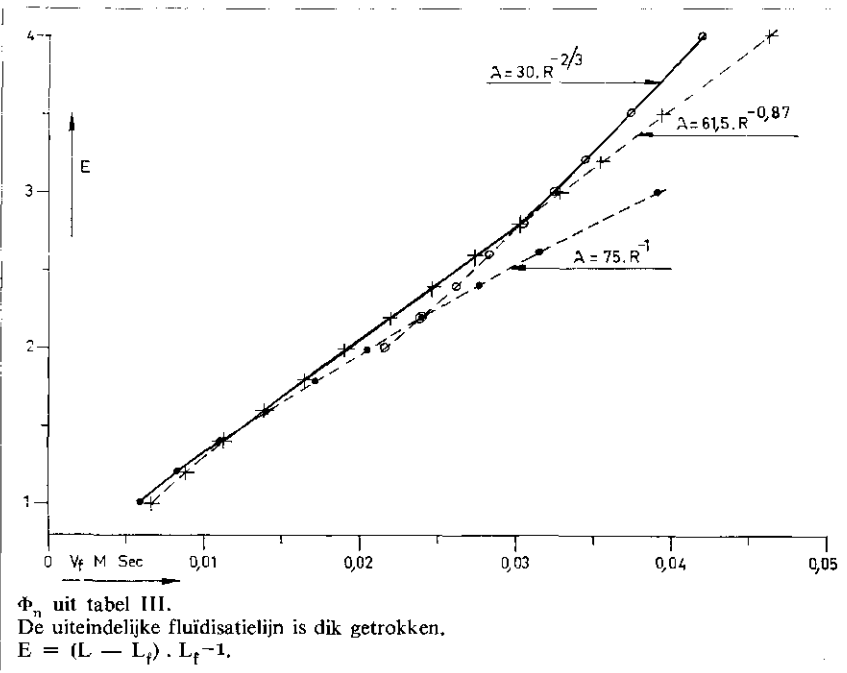
Berekening van de fluidisatielijnen van enkele filtermaterialen van handelskwaliteit

Ter controle van de ontwikkelde theorie is voor enkele filtermaterialen de fluidi-

satielijijn uit de zeeffractie berekend met behulp van vergelijking 17 en de vormfactoren, gegeven in tabel III.

De resultaten van deze berekeningen zijn in afb. 5 vergeleken met de meetresultaten. Om een goede vergelijking per materiaalsoort mogelijk te maken, is in afb. 5 steeds uitgegaan van de grootste gemeten bedhoogten van de gepakte korrelbedden (= 0 % expansie).

Uit deze afbeelding blijkt, dat in het algemeen genomen de fluidisatiehoogten, die gevonden zijn door metingen, goed overeen komen met de theoretische waarden. Slechts bij gebroken grind blijken afwijkingen voor te komen, die echter steeds positief zijn ten opzichte van de theoretische waarden. Een maximale fout van circa 10 % wordt hier gevonden bij een expansie van 15 %. Deze afwijkingen zijn wel verklaarbaar als wordt bedacht, dat de gebruikte grindkorrels vrij scherp en hoekig zijn, tengevolge van het bij de fabricage toegepaste breeproces. Bij een dergelijk materiaal kunnen mogelijk hogere verliezen wor-



Afb. 4 - Voorbeeld van de berekening van de fluidisatielijijn van gebroken grind DIN-zeeffractie 0,71 - 0,8 mm.

den verwacht door wrijving tussen de korrels onderling en door wandwrijving. Bovendien is gebleken dat de korrels zeer sterk aan slijtage onderhevig zijn, zodat zelfs de uitkomst van een zeefanalyse niet erg betrouwbaar is. Juist omdat het materiaal zo gemakkelijk verpulvert, lijkt het ook minder geschikt als filtermateriaal.

De fluïdisatielijnen van de overige materialen kunnen met een nauwkeurigheid van rond 5 % worden berekend, tot snelheden van 0,04 m/sec of tot expansiewaarden van circa 100 %.

De minimale fluïdisatiesnelheden worden gevonden uit de snijpunten van de fluïdisatielijnen met de 0 % expansielijn (zie afb. 5). Uit de afbeelding blijkt, dat ook de minimum fluïdisatiesnelheden met een redelijke nauwkeurigheid kunnen worden berekend.

In afb. 6 is nog een voorbeeld gegeven van de berekening van de partiële fluïdisatie per korrel laag voor een handelskwaliteit gebroken grind.

De totale fluïdisatiehoogte is hier berekend uit de som van de partiële hoogten per laag. In de figuur zijn tevens de resultaten van de berekeningen uit afb. 5 aangegeven ter vergelijking.

De berekeningsmethode per laag blijkt vrijwel dezelfde resultaten op te leveren als de berekening via de specifieke fluïdisatiekorrel diameter, zoals gegeven in afb. 5.

Conclusies

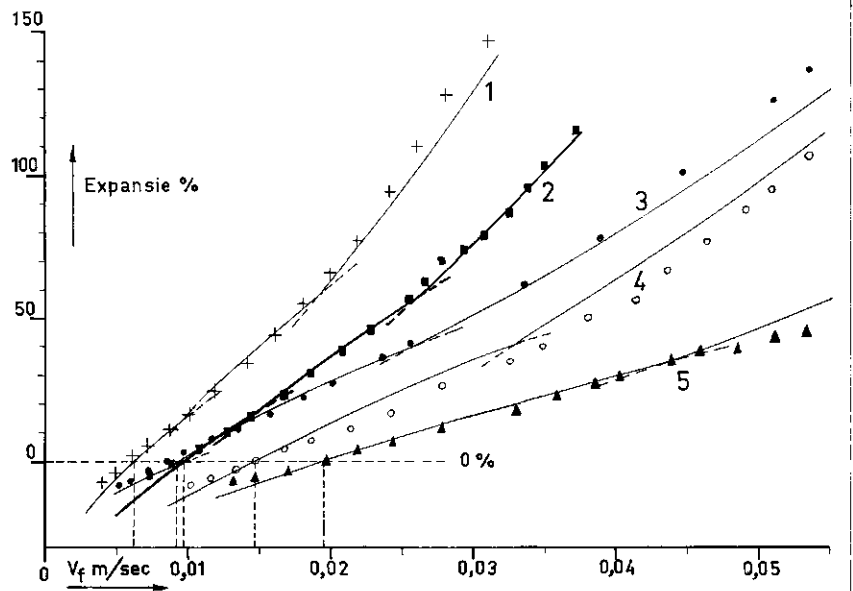
Uit het onderzoek is gebleken, dat de fluïdisatie van enkele filtermaterialen met zeer sterk uiteenlopende eigenschappen, met een redelijke nauwkeurigheid kan worden berekend met behulp van een algemene weerstandsvergelijking, afgeleid uit het bekende verband volgens Carman-Kozeny.

Daarbij kan worden gebruik gemaakt van het voor gepakte korrelbedden geldende verband tussen de weerstandscoëfficiënt λ en het Reynoldsgetal (tabel II). De vormfactoren, die daarbij kunnen worden gebruikt, zijn alle vermeld in tabel III. Opgemerkt wordt, dat deze vormfactoren ook gelden voor lagere porositeiten als in de praktijk gebruikelijk zijn (ingeklonken korrelbedden).

In principe moet de superfiële snelheid telkens voor elk van de drie gegeven verbanden tussen λ en R apart worden berekend. Van de drie uitkomsten van v_f dient steeds de laagste waarde te worden genomen.

De stroming is bij fluïdisatie gedefinieerd aan de hand van de voor het stroomgebied geldende expansiefunctie $f(E)$, hetgeen echter fundamenteel niet geheel juist is.

In een verder onderzoek kan daarom worden nagegaan, of het moeilijk is in de algemene weerstandsvergelijking een niet al te ingewikkelde vormfunctie $f(\Phi_n)$ in te voeren. Deze vormfunctie dient van

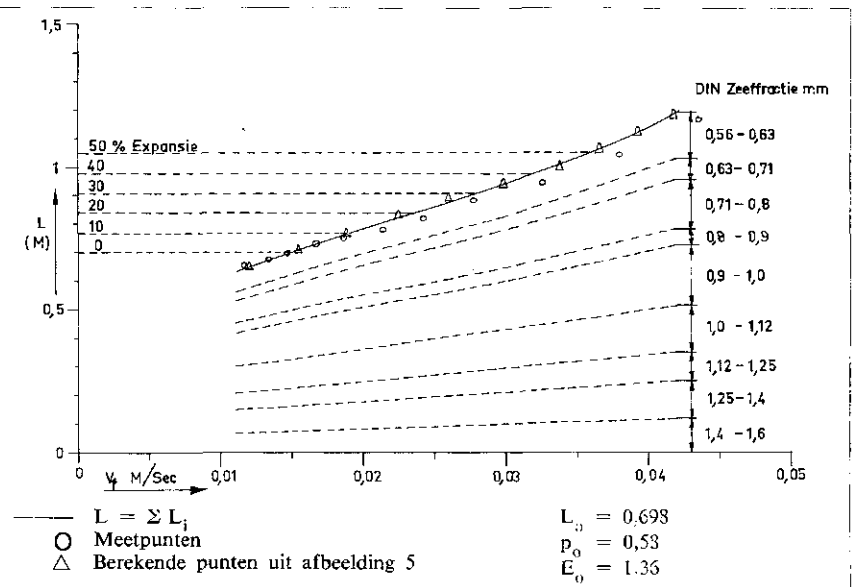


— Theoretisch verband.

De fluïdisatielijijn voor Hydro antraciet is ter verduidelijking dik getrokken.

lijn	meetpunten	materiaal	d_{60} d_{10}	mm d_{50}	p_0	L_0 m
1	+	Wales antraciet	1,41	1,23	0,595	0,768
2	■	Hydro antraciet 0,8 - 1,6 mm	1,35	1,28	0,545	0,650
3	●	Maaszand nr. 16	1,26	0,92	0,445	0,626
4	○	Gebroken grind 0,7 - 1,7 mm	1,47	1,04	0,580	0,698
5	▲	Magnetiet	1,47	0,91	0,515	0,635

Afb. 5 - Vergelijking van de theorie met de meetresultaten.



Afb. 6 - Laagsgewijze berekening van de fluïdisatie van gebroken grind, handelskwaliteit 0,7 - 1,7 mm.

zodanige aard te zijn, dat de stroming normaal kan worden gedefinieerd aan de hand van het Reynoldsgetal.

Een bijkomend voordeel van de uitbreiding van de algemene weerstandsvergelijking met een dergelijke vormfunctie is, dat de snelheid slechts een keer be-

hoeft te worden berekend, mits het stroomgebied bekend is.

Daar voor fluïdisatie de temperatuurfunctie nog niet is onderzocht, dient hieraan eveneens nog verdere aandacht te worden geschonken.

● Zie voor literatuuroverzicht pag. 606

Slot artikel van G. H. Corstjens: Berekening van opwaartse doorstroming en het terugspoelen van filterbedden.

Literatuur

1. Ahmed, N. and Sunada, D. K. „*Non linear flow in porous media*”. J. of the Hydr. Div., Proc. ASCE, HY 6. nov.. 1969.
2. Ward, J. C. „*Turbulent flow in porous media*”. J. of the Hydr. Div., Proc. ASCE, HY 5, sept. 1964.
3. Bakhmeteff, B. A. and Feodoroff, N. V. „*Flow through granular media*”. J. of Applied Mechanics, 1937, p. A 97.
4. Fair, G. M., Geyer, J. C., Okun, D. A. „*Elements of water supply and wastewater disposal*”. Sec. ed., 1971, p. 412. John Wiley & Sons, Inc., London, Sydney, Toronto.
5. Kunii, D., Levenspiel, O. „*Fluidization Engineering*”. 1968. John Wiley & Sons Inc., New York, London, Sydney, Toronto.
6. Ergun, S. Chem. Eng. Progr., 48: 89-94 (1952).
7. Leva, M. „*Fluidization*”. McGraw-Hill Book Company, Inc. New York, Toronto, London. 1959.
8. Carman, P. C. „*Fluid flow through granular beds*”. Trans. Inst. of Chem. Eng., London, Vol 15, 1937, p. 150-166.