

# DYNAMISCH GEDRAG VAN WATERBOUWKUNDIGE CONSTRUCTIES

## DEEL A CONSTRUCTIES IN STROMING

**B I D O C**

(bibliotheek en documentatie)



Dienst Weg- en Waterbouwkunde  
Postbus 5044, 2600 GA DELFT  
Tel. 015 - 2518 363/364

P.A. KOLKMAN &  
T.H.G. JONGELING

Ministerie van Verkeer en Waterstaat

Directoraat-Generaal Rijkswaterstaat



424 A (2)

DYNAMISCH GEDRAG VAN  
WATERBOUWKUNDIGE  
CONSTRUCTIES

DEEL A  
CONSTRUCTIES IN STROMING

P.A. KOLKMAN & T.H.G. JONGELING

## TEN GELEIDE

Al tientallen jaren wordt er in Nederland aandacht besteed aan het dynamisch gedrag van waterbouwkundige constructies. In de civiele techniek is de aandacht voor de dynamica niet altijd vanzelfsprekend geweest. Vroeger waren civiele constructies zwaar en stijf. De voortschrijdende technische ontwikkelingen hebben de mogelijkheden om slanker en lichter te bouwen sterk vergroot. Daardoor zijn de constructies ook gevoeliger geworden voor dynamische belastingen. Door het bezwijken van een aantal civieltechnische constructies door dynamisch gedrag is het besef gegroeid dat dynamisch gedrag ook binnen de civiele techniek een belangrijk fenomeen is.

In deze eeuw is door de bouw van diverse grote kunstwerken in Nederland veel ervaring opgedaan met het dimensioneren op dynamisch gedrag van grote constructies. Het ziet er naar uit dat de komende jaren in Nederland beduidend minder op dit terrein zal gebeuren. Hierdoor ontstaat het gevaar dat opgedane kennis verloren zal gaan. Dit is niet wenselijk met het oog op het beheer en onderhoud van bestaande constructies.

Rijkswaterstaat heeft dr. ir. P.A. Kolkman gevraagd een boek samen te stellen, waarin de kennis die is opgedaan op een toegankelijke manier wordt weergegeven. Hij heeft dit met veel elan en enthousiasme uitgevoerd, in samenwerking met ir. T.H.G. Jongeling van het Waterloopkundig Laboratorium. Dit boekwerk is bestemd voor jonge ontwerpers en adviseurs binnen Rijkswaterstaat.

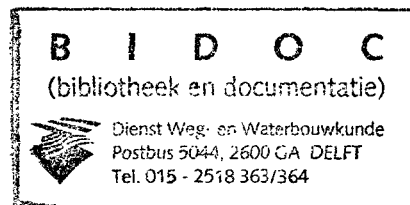
Voor iedere ontwerper op dit gebied, en ook anderen die geïnteresseerd zijn in de dynamica van constructies, vormt het een nuttig naslagwerk, dat naast veel gedetailleerde 'know-how' ook een goed overzicht geeft van de technieken die beschikbaar zijn.

Ik ben er van overtuigd dat het boekwerk in de toekomst ontwerpers en andere betrokkenen goede diensten zal bewijzen.

ir. G. Blom

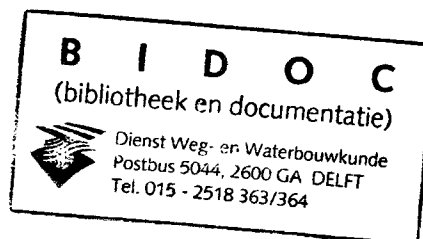
Directeur-Generaal Rijkswaterstaat

- 1 NOV. 2000



# DYNAMISCH GEDRAG VAN WATERBOUWKUNDIGE CONSTRUCTIES

## DEEL A CONSTRUCTIES IN STROMING



P.A. KOLKMAN &  
T.H.G. JONGELING



Ministère van Verkeer en Waterstaat  
Directoraat-Generaal Rijkswaterstaat

## Uitgave

Rijkswaterstaat  
Dienst Weg- en Waterbouwkunde  
Delft, november 1996

## Ontwerp, eindredactie en realisatie

Van Hasselt Van Everdingen & Partners  
Den Haag

## Druk

NKB Offset  
Bleiswijk

# VOORWOORD

De aanleiding tot het samenstellen van dit boek over 'Dynamisch gedrag van waterbouwkundige constructies' is geweest de beëindiging van de actieve loopbaan van één van de auteurs, P.A. Kolkman, werkzaam bij het Waterloopkundig Laboratorium (WL). Rijkswaterstaat heeft het verzoek gedaan om zijn ervaringen op dit gebied zo volledig mogelijk vast te leggen. Daarbij is gevraagd het boek tevens een algemene inleiding te doen zijn over de interactie tussen water en constructie, met uiteraard speciale aandacht voor die elementen die leiden tot versterking van de belasting en tot trillingen.

Besloten is om, naast de door stroming opgewekte trillingen, ook golfklappen in dit boek te behandelen. Daarbij geldt eveneens dat voor de bepaling van de responsie de interactie tussen water en constructie bekend moet zijn. Voor golfklappen is verantwoordelijk geweest de tweede auteur, T.H.G. Jongeling, die de laatste vijftien jaar betrokken is geweest bij het onderzoek op dit gebied bij het Waterloopkundig Laboratorium.

Als doelgroep is in eerste instantie gedacht aan de ontwerpers binnen Rijkswaterstaat, maar uiteraard zijn onderzoekers/adviseurs bij het Waterloopkundig Laboratorium hierbij niet vergeten.

Voor wat de eerste groep betreft, die is óf ontwerper van een constructie óf opdrachtgever van het ontwerp. Daarbij is het nodig om kennis te hebben van de rol die de vormgeving, de sterkte en de zwaarte van de constructie spelen bij de veiligheid ten aanzien van dynamische belastingen en de responsie van de constructie daarop. Juist deze elementen vormen de grote onzekerheid bij het ontwerp van waterbouwkundige constructies. Afhankelijk van de geaccepteerde risico's, de schaal van de constructie en de vraag of het ontwerp een interpolatie of extrapolatie van ervaring betreft, zullen specialisten worden ingeschakeld en zal nader onderzoek nodig kunnen zijn.

Het onderwerp wordt benaderd vanuit de hoek van de hydrodynamica en van de toegepaste mechanica, waarbij een zekere kennis van beide vakgebieden aanwezig wordt verondersteld. Hiervan uitgaande worden de interactieverschijnselen behandeld.

Dit boek is niet uitputtend, maar wel worden grondslagen gepresenteerd waardoor de nogal specialistische literatuur op dit gebied beter toegankelijk wordt. Een goed overzicht van de beschikbare literatuur op het gebied van dynamische belasting door stroming en van stromings-geïnduceerde trillingen is te vinden in Naudascher (1991 en 1994).

Weinig aandacht wordt gegeven aan offshore constructies; aan de responsie hiervan op stroming en golven wordt in andere handboeken al veel aandacht besteed (bijvoorbeeld Blevins (1990), Hooft (1982) en Patel (1989)).

Bij de opzet van dit boek is gekozen voor een indeling in drie delen, die vrij onafhankelijk van elkaar gebruikt kunnen worden. Het eerste deel betreft trillingen veroorzaakt door stroming, het tweede behandelt golfklappen en het derde gaat over onderzoeks- en rekenmethoden. In het derde deel wordt dieper op de materie ingegaan dan in de eerste twee delen; deze eerste twee delen hebben meer het karakter van een algemene inleiding.

Bij het ontwerpen van constructies is het in eerste instantie van belang dat geen enkele oorzaak van (grote) dynamische belastingen wordt vergeten. Hoewel enigszins arbitrair, is daarom een systematische indeling gemaakt in soorten dynamische belasting. Deze kan, mits men zich van de beperkingen bewust is, als checklist worden gebruikt.

De voorbeelden hebben zoveel mogelijk betrekking op constructies waarmee het Waterloopkundig Laboratorium en Rijkswaterstaat zelf ervaring hebben verkregen. Omdat het veelal constructies in Nederland betreft wordt daarmee de herkenbaarheid van de problemen voor de Nederlandse lezer vergroot.

Bij het schrijven van dit boek is van vele kanten grote steun ondervonden. Nadat delen van het ruwe concept geschreven waren is door vertegenwoordigers van Rijkswaterstaat (G.J.M. Hertogh, J.S. Leendertz, H. Verwoert, H. van der Weijde, P.H.A.J.M. van Gelder en J.B.A. Weijers) commentaar geleverd op de inhoud van het boek en op de toegankelijkheid en de toepasbaarheid van de stof. In een iets latere fase is er vanuit deze groep een redactiecommissie samengesteld die tot taak had om de redactionele kant van het boek na te lopen. Tot slot is H.L. Fontijn als een kritische lezer vanuit de TU-Delft aangetrokken om formules en formuleringen zorgvuldig te toetsen.

Ook binnen het Waterloopkundig Laboratorium is veel steun ondervonden. R.J. de Jong heeft zowel in de beginfase als aan het eind het concept kritisch doorgenomen. Daarnaast is door WL-medewerkers het tekenwerk en de typografie verzorgd. Al deze medewerkers wordt hierbij zeer hartelijk dank gezegd voor de verleende medewerking en steun. Zij hebben er ook voor gezorgd dat tot het einde toe met enthousiasme aan dit boek kon worden gewerkt.

T.H.G. Jongeling  
P.A. Kolkman

# INHOUDSOPGAVE DEEL A

## VOORWOORD

INHOUDSOPGAVE DEEL B	5
----------------------	---

INHOUDSOPGAVE DEEL C	7
----------------------	---

NOTATIES DEEL A	10
-----------------	----

<b>1 INLEIDING</b>	13
--------------------	----

1.1 Algemeen	13
1.2 Nadere omschrijving van begrippen	14
1.3 Rubricering van oorzaken van trillingsexcitatie bij schuiven en bij voorwerpen in niet-geblokkeerde stroming, alsmede van zelfexcitatie van vloeistofoscillaties	17
1.4 Overzichtsdiagram excitatietype 1 tot en met 5	24
1.5 Cavitatie	25

<b>2 TRILLINGEN VAN CONSTRUCTIES EN OSCILLATIES VAN VLOEISTOFFEN</b>	26
--	----

2.1 Algemeen	26
2.2 Trillende constructies: droog en in water	27
2.2.1 De vergelijking van het massa-veer-dempersysteem	27
2.2.2 De eigenfrequentie	28
2.2.3 De dimensieloze demping	30
2.2.4 Analyse in het frequentiedomein	33
2.2.5 Rekenen in het tijdsdomein	34
2.2.6 Algemene beschrijving van het massa-veer- dempersysteem in water	36
2.2.7 Harmonische excitatie door stroming en de responsie hierop	39
2.2.8 Responsie bij ruisexcitatie	40
2.2.9 Het gedrag van een constructie met meer graden van vrijheid	44
2.2.10 Oorzaken van trillingen	46
2.3 Oscillaties van vloeistoffen	47
2.3.1 Eigenschappen van een vloeistofoscillator	47
2.3.2 Overzicht van situaties waarbij een vloeistofoscillator kan bestaan	47
2.3.3 Communicerende vaten vergeleken met een massaveersysteem	49
2.3.4 Kenmerken van de staande golf	52
2.3.5 Oorzaken van oscillaties	55
2.4 Systemen met mechanische componenten en vloeistof- componenten	56



<b>3</b>	<b>DE PASSIEVE KRACHTEN: TOEGEVOEGDE WATERMASSA, -DAMPING EN -STIJFHEID IN STILSTAAND EN STROMEND WATER</b>	<b>58</b>
3.1	Algemene begripsaanduiding	58
3.1.1	Beschouwing over de invloed van het vrije wateroppervlak	59
3.1.2	Beschouwing over de situatie met stroming in vergelijking met de stilstaand-water conditie	61
3.1.3	Rekenen aan de toegevoegde watermassa	63
3.1.4	Toegevoegde stijfheid door indompeling en stroming	63
3.2	Toegevoegde watermassa	64
3.2.1	Rekenmethodiek voor tweedimensionale situaties	64
3.2.2	Toegevoegde watermassa voor diverse tweedimensionale constructievormen	66
3.2.3	De nabijheid van een wand	67
3.2.4	Polair massastraagheidsmoment bij rotatietrillingen	69
3.2.5	Toegevoegde watermassa bij een rioolschuif	70
3.2.6	Afschatting van de toegevoegde watermassa van een schuif opgenomen in een wand van een halfruimte	70
3.2.7	Aanvullende opmerkingen over de toegevoegde watermassa	73
3.3	Toegevoegde stijfheid	74
3.3.1	Verticale stijfheid bij een drijvend lichaam	74
3.3.2	Stijfheid door stroming	74
3.3.3	De 'plotselinge stijfheid'	75
3.4	Toegevoegde demping	76
3.4.1	Demping door golfuitstraling	76
3.4.2	Toegevoegde demping door stroming bij een voorwerp dat in de stromingsrichting trilt	76
3.4.3	Toegevoegde demping door stroming als het voorwerp in een andere richting trilt dan de stromingsrichting	77
3.4.4	Stromingsdemping bij een schuif	78
3.5	Traagheid van het stromende water	79
3.6	Koppeling van eigentrillingen door het water	80
<b>4</b>	<b>EXCITATIEBRONNEN VOOR TRILLINGEN EN VLOEISTOF- RESONANTIES BIJ SCHUIVEN EN AFSLUITERS</b>	<b>83</b>
4.1	Algemeen betreffende schuiftrillingen	83
4.2	Excitatie door turbulentie en door periodiek loslaten van wervels	83
4.3	Excitatie door stromingsinstabiliteit	86
4.4	Excitatie opgewekt door de beweging van de schuif of de deur zelf (zelfexcitatie)	90
4.4.1	Algemeen	90
4.4.2	Theorie van de variërende spleetgrootte toegepast op de badstop	92
4.4.3	Theorie van de variërende spleetgrootte bij verticale schuiftrillingen	100
4.4.4	Horizontale schuif- en plaattrillingen; de hypothese van de variërende afvoercoëfficiënt	104
4.4.5	'Galopping'	106
4.4.6	Toepassen van een instabiliteitsindicator	107

4.4.7	Theoretische aspecten van trillingen bij een schuif met overstort	108
4.5	Zelfexcitatie bij vloeistofslingeren (waaronder staande golven)	112
4.5.1	Instabiele vloeistofoscillaties door gekoppelde debietveranderingen bij schuiven	112
4.5.2	Zelfexciterende vloeistofoscillaties bij excitatie door golven bij drijvende kleppen	115
4.6	Beschouwing over de golfjes die door trillende schuiven in het bovenwater worden opgewekt	119

## **5 STROMINGSEXCITATIE BIJ OMSTROOMDE CONSTRUCTIES (IN HET BIJZONDER STAVEN EN CILINDERS) EN VLOEISTOF-RESONANTIE BIJ POMPEN, TURBINES EN SPUISLUIZEN**

		122
5.1	Algemeen betreffende omstroomde voorwerpen	122
5.2	Hoekige staven: excitatie door stromingsturbulentie	125
5.3	Stromingsinstabiliteit bij cilinders en staven met cirkelvormige doorsnede en bij andere doorsneden met afrondingen	127
5.3.1	Algemeen	127
5.3.2	De periodiciteit van de excitatie	128
5.3.3	Grote excitatie loodrecht op de stroming	128
5.3.4	Excitatie met dubbele frequentie in de stromingsrichting	128
5.3.5	Afhankelijkheid van Strouhalgetal van Reynoldsgetal en ruwheid	129
5.3.6	Excitatieafhankelijkheid van de trillingsamplitude	130
5.3.7	Correlatie van de excitatie over de lengte	131
5.3.8	Verschuiving van de excitatiefrequentie	132
5.3.9	Sterke variatie van de krachten in meefase met de trillingsbeweging	133
5.3.10	Kwantificeringen betreffende trillingsamplituden	135
5.4	Zelfexcitatie bij omstroomde voorwerpen en staven	139
5.4.1	'Galopping'; een mechanisme van zelfexcitatie bij trillingen dwars op de stroming	139
5.4.2	Zelfexcitatie in stroomrichting	143
5.4.3	'Flutter'	144
5.5	Versterking van de excitatie door vloeistofresonantie	145
5.6	Instabiele vloeistofresonantie ten gevolge van pompen, turbines en spuisluizen	146
5.7	Trillingsgevaar bij krooshekken	149
5.7.1	Ontwerp in relatie tot trillingsgevoeligheid	149
5.7.2	De maximaal toelaatbare stroomsnelheid bij ronde en stripvormige roosterstaven	154

<b>6</b>	<b>ERVARINGEN IN PROTOTYPE EN MODEL</b>	162
6.1	Schuiven op een drempel (volkomen-afvoer)	162
6.2	Laag-vervalschuiven met gestuwde afvoer	169
6.3	Hoog-vervalschuiven en andere rioolschuiven	185
6.4	Afsluiters	189
6.5	Afdichtingen en lekspleten	196
6.6	Overstortende schuiven en kleppen	206
6.7	Schotbalken	213
6.8	Krooshekken	215
6.9	Dynamische verschijnselen door cavitatie en partiële beluchting	217
<b>7</b>	<b>ADVIEZEN TER VOORKOMING EN TER BESTRIJDING VAN TRILLINGEN</b>	223
7.1	Algemeen	223
7.2	Globale Vormgeving	224
7.2.1	Schuiven	224
7.2.2	Staven en krooshekken	227
7.3	Schuifranden en afdichtingen	229
7.4	Stijfheid	230
7.5	Demping en wrijving	233
7.6	Beluchting ter voorkoming van trillingen en cavitatie	234
<b>8</b>	<b>REFERENTIES</b>	235
8.1	WL-rapporten	235
8.2	Overige literatuur	241
<b>APPENDIX</b>	<b>DE FREQUENTIE WAARBIJ, IN HET GEVAL VAN EEN VERTICAAL TRILLENDE SCHUIF, DE STROMINGSDEMPING OVERGAAT IN EEN STROMINGSSTIJFHEID</b>	246
	<b>INDEX OP ONDERWERP (DEEL A)</b>	253

# INHOUDSOPGAVE DEEL B

<b>NOTATIES DEEL B</b>	3
<b>1 INLEIDING</b>	5
<b>2 GOLVEN</b>	7
2.1 Golfverschijnselen	7
2.2 Windgolven	10
2.2.1 Golfkarakteristieken	10
2.2.2 Windgolven als stochastisch proces	12
2.2.3 Reflectie, refractie en diffractie	16
2.2.4 Voorspelling van windgolven	18
<b>3 GOLFBELASTINGEN</b>	19
<b>4 QUASI-STATISCHE GOLFBELASTING</b>	22
4.1 Analytische berekening	22
4.1.1 Slanke constructies	23
4.1.2 Niet-slanke constructies	28
4.2 Numerieke berekening	30
4.3 Schaalmodelonderzoek	30
4.4 Invloed van stroming	31
4.5 Responsie van constructies op quasi-statische golfbelasting	31
<b>5 GOLFKLAPBELASTING</b>	33
5.1 Golfklappen in relatie tot de constructie	33
5.2 Golfklapkarakteristieken	35
5.3 Invloedsfactoren	37
5.4 Typering van de golfklappen	38
5.5 Analytische berekening van klapdrukmaxima	39
<b>6 RESPONSIE VAN CONSTRUCTIES OP GOLFKLAPPEN</b>	45
6.1 Van belang zijnde eigenschappen van de constructie	45
6.2 Responsie van een enkelvoudig massaveersysteem op een stootbelasting	46
6.3 Invloed van de responsie op de klapbelasting	49
<b>7 ERVARINGEN MET GOLFKLAPPEN IN PROTOTYPE EN MODEL</b>	51
7.1 Stormvloedkering Oosterschelde. Roosterbalkontwerp (schaalmodelstudie)	51
7.2 Stormvloedkering Oosterschelde. Caissonontwerp (schaalmodelstudie)	53
7.3 Stormvloedkering Oosterschelde. Ontwerp met pijlers en hefschuiven (modelstudies en prototypemetingen)	55

7.4	Spuisluis Haringvliet (schaalmodelstudies en prototypemetingen)	58
7.5	Koelwaterinlaat van Alto Lazio kernenergiecentrale (modelstudie)	60
7.6	Civitavecchia caisson breakwater (modelstudie)	62
7.7	Asfalttalud (modelstudie)	64
<b>8</b>	<b>ALGEMENE RICHTLIJNEN BIJ HET ONTWERPEN</b>	<b>66</b>
<b>9</b>	<b>REFERENTIES</b>	<b>68</b>
9.1	WL-rapporten	68
9.2	Overige literatuur	71
	<b>INDEX OP ONDERWERP (DEEL B)</b>	<b>74</b>

# INHOUDSOPGAVE DEEL C

<b>NOTATIES DEEL C</b>	4
<b>1 ALGEMEEN</b>	7
<b>2 ANALYSE VAN HET ONTWERP EN DE OMSTANDIGHEDEN</b>	11
<b>3 REKENMETHODEN MET BETREKKING TOT DYNAMISCH GEDRAG VAN CONSTRUCTIES IN WATER</b>	15
3.1 Afwegingen bij de keuze van rekenen in frequentiedomein en tijdsdomein	15
3.2 Berekening van de toegevoegde watermassa voor tweedimensionale situaties (met verwaarlozing van golfuitstraling)	18
3.2.1 Schatting van het frequentiegebied waarbij de toegevoegde watermassa niet meer frequentieafhankelijk is	18
3.2.2 Toegevoegde watermassa berekend met behulp van potentiaaltheorie	19
3.2.3 Schatting toegevoegde watermassa vanuit geschematiseerd stroombeeld	21
3.2.4 Voorbeelden van een complete berekening	22
3.3 Berekeningen in het frequentiedomein	27
3.3.1 Het enkelvoudige massaveersysteem	27
3.3.2 Een enkelvoudig massaveersysteem in water	30
3.3.3 Responsie van een tweevoudig massaveersysteem (directe methode)	31
3.3.4 Modal Analysis bij een tweevoudig massaveersysteem	33
3.3.5 Algemene formulering voor een systeem met meer graden van vrijheid	35
3.3.6 Gekoppelde systemen met constructie- en vloeistofcomponenten	39
3.3.7 Voorbeelden van gekoppelde systemen met constructie- en vloeistofelementen	40
3.4 Berekening in het tijdsdomein met indirecte methoden	47
3.4.1 Modal Analysis en impulsresponsmethode voor het geval toegevoegde massa en demping frequentieonafhankelijk zijn	47
3.4.2 De impulsresponsfunctie voor het geval toegevoegde massa en demping frequentieafhankelijk zijn	48
3.5 Berekeningen in het tijdsdomein met de directe methode	51
3.5.1 Algemeen	51
3.5.2 Responsie van een enkelvoudig massaveersysteem op een uitwendige belasting	52
3.5.3 Gekoppelde systemen met constructie- en vloeistofelementen	55

<b>4</b>	<b>REKENMETHODEN MET BETREKKING TOT GOLFKLAPPEN</b>	<b>64</b>
4.1	Algemeen	64
4.2	Impulsbeschouwing	65
4.3	Het lineaire schokgolfmodel	67
4.3.1	Golfklap tegen een starre wand	67
4.3.2	Starre wand en lucht-watermengsel	68
4.3.3	Golfklap tegen een compressibele wand	70
4.4	Het niet-lineaire schokgolfmodel	70
4.5	Het stromingsdrukmodel (ventilated shocks)	73
4.6	Het luchtcompressiemodel	74
4.6.1	Het lineaire luchtcompressiemodel	75
4.6.2	Het niet-lineaire luchtcompressiemodel	76
4.7	Numerieke berekening van het drukverloop bij een golfklap	78
4.8	Extrapolatie van resultaten uit een schaalmodel naar prototypewaarden	79
4.9	Beïnvloeding klapbelasting door een responderende constructie	81
<b>5</b>	<b>SCHAALMODELLEN</b>	<b>84</b>
5.1	Inleiding	84
5.1.1	Algemeen	84
5.1.2	Strategie voor een projectgebonden onderzoek	85
5.2	Schaalregels en schaaffecten bij onderzoek naar trillingen en golfbelastingen	87
5.3	Indeling in categorieën van schaalmodellen ten behoeve van trillings- en golfklaponderzoek	94
5.3.1	Indeling wat betreft reproductie van de geometrie	94
5.3.2	Indeling wat betreft reproductie van dynamische eigenschappen	96
5.4	Mogelijk kritieke punten bij dynamische modellen	98
5.5	Verificatie van de modeltechniek	99
5.6	Meetsysteem en gegevensverwerking	104
5.6.1	Algemeen	104
5.6.2	Instrumentatieaspecten	105
5.6.3	Monitoring en registratie van meetsignalen	106
5.7	Bewerking van de meetresultaten	107
5.7.1	Algemeen	107
5.7.2	Statistische bewerkingen	108
5.7.3	Bewerkingen in het tijdsdomein	110
5.7.4	Bewerkingen in het frequentiedomein	113

<b>6</b>	<b>VOORBEELDEN VAN SCHAALMODELLEN VOOR DYNAMISCH ONDERZOEK</b>	119
6.1	Star model met stroming, voor trillingsonderzoek	120
6.2	Star model voor onderzoek golfbelasting	123
6.3	Enkelvoudig massaveersysteem voor trillingsonderzoek; translierend	129
6.4	Enkelvoudig massaveersysteem voor trillingsonderzoek; roterend	136
6.5	Systeem met meer graden van vrijheid bij drijvende deur	138
6.6	Meervoudig massaveersysteem voor responsieonderzoek bij stroming en golven	141
6.7	Continu-elastisch model voor trillingsonderzoek	144
6.8	Continu-elastische modellen voor golfbelasting en trillingsonderzoek	147
<b>7</b>	<b>ONDERZOEK VAN PROTOTYPECONSTRUCTIES</b>	153
7.1	Algemeen	153
7.2	Trillingsmetingen	155
7.3	Golfklaponderzoek	157
7.4	Bewerking van meetresultaten	158
7.5	Ervaringen met betrekking tot trillings- en golfklapmetingen	159
<b>8</b>	<b>REFERENTIES</b>	164
8.1	WL-rapporten	164
8.2	Overige literatuur	169
<b>APPENDIX I</b>	<b>AFLEIDING VAN DE RESPONSFUNCTIE IN HET TIJDSDOEIN UIT DE OVERDRACHTSFUNCTIE IN HET FREQUENTIEDOMEIN</b>	172
<b>APPENDIX II</b>	<b>SCHAALREGELS EN SCHAALEFFECTEN BIJ SCHAAL- MODELLEN VOOR DYNAMISCH ONDERZOEK</b>	176
<b>APPENDIX III</b>	<b>BESCHRIJVING VAN EEN REKENPROGRAMMA TER BEPALING VAN DE TOEGEVOEGDE WATER- MASSA VOOR EEN STRIP IN RUIM WATER BIJ TRANSLERENDE EN ROTERENDE TRILLING</b>	187
	<b>INDEX OP ONDERWERP (DEEL C)</b>	194



# NOTATIES DEEL A

- A = 'amplification'; relatie tussen veerkracht en externe kracht =  $kY/F$   
A = oppervlak ( $m^2$ )  
 $A_a$  = frontaal oppervlak ( $m^2$ )  
 $A_c$  = riooldoorsnede ( $m^2$ )  
a = halve dikte van een symmetrisch lichaam (m)  
a = schuif- of deuropening (m)  
C = krachtcoëfficiënt  
C' = dynamisch deel van de krachtcoëfficiënt  
 $C_i$  = coëfficiënt van de stromingstraagheid  
 $C_k$  = relatie tussen stijfheid van de ophanging van de badstop en de 'plotselinge negatieve stromingsstijfheid'  
 $C_w$  = weerstandcoëfficiënt ('weerstand' is in de richting van de stroming)  
 $C_L$  = liftcoëfficiënt ('lift' is kracht loodrecht op de stroming)  
 $C_L$  = lengtecoëfficiënt met betrekking tot de stromingstraagheid (met index u betrekking hebbend op het bovenstroomse deel en met index d op het benedenstroomse deel)  
 $C_m$  = coëfficiënt van de toegevoegde watermassa  
 $C_m$  = relatie tussen massa van de badstop en massa van het water in de pijp  
 $C_r$  = coëfficiënt van de lineaire stromingsweerstand (ten gevolge van golfuitstraling)  
 $C_s$  = zuigkrachtcoëfficiënt  
c = demping (Ns/m)  
 $c_e$  = equivalente lineaire demping die evenveel energie dissipeert als een niet-lineaire demping (Ns/m)  
 $c_w$  = waterdemping, ofwel toegevoegde demping (Ns/m)  
D = cilinderdiameter (m)  
d = waterdiepte, staafdikte, stripdikte, schuifhoogte, opening onder de schuif (m)  
d' = stripbreedte geprojecteerd op een vlak loodrecht op de stroming (m)  
e = lengte van de stripdoorsnede (m)  
E = energie van een spectrum = tijdsgemiddelde waarde van  $y'^2$  ( $m^2$ )  
 $E_k$  = kinetische energie (Nm)  
 $E_p$  = potentiële energie (Nm)  
F = (externe) kracht (N)  
 $F_L$  = liftkracht (loodrecht op de stroming) (N)  
 $F_W$  = weerstandskracht (in de stroomrichting) (N)  
 $F_{perm}$  = stromingskracht bij de permanente conditie  
 $F_y$  = krachtcomponent in y-richting (N)  
 $F_{w1}$  = kracht door het water voor zover niet door de trilling beïnvloed (N)  
 $F_{w2}$  = kracht door het water voor zover gekoppeld aan de trillingsbeweging (N)  
 $\hat{F}$  = amplitude van het periodieke krachtsverloop (N)  
f = trillingsfrequentie; dominante excitatiefrequentie (Hz)  
 $f_n$  = eigenfrequentie (Hz)  
 $f_R$  = resonantiefrequentie van staande golf (Hz)  
 $f_r$  = gereduceerde frequentie =  $f_n L/V$   
g = zwaartekrachtversnelling ( $m/s^2$ )

$h$	=	waterdiepte, rioolhoogte (m)
$h_1$	=	waterdiepte bovenstreams (m)
$h_2$	=	waterdiepte benedenstreams (m)
$K_0$	=	compressiemodulus (vervorming per eenheid van druk) ( $m^2/N$ )
$k$	=	(veer-) stijfheid (N/m)
$kw$	=	stijfheid van het water, ofwel toegevoegde stijfheid (N/m)
$L$	=	lengtemaat, lengte van een riool, bassin enzovoort; ook referentielengte (m)
$L_c$	=	omtrek van de spleet bij de badstop (m)
$L_d$	=	benedenstroomse lengte van de (fictieve) pijp die een maat is voor de stromingstraagheid (m)
$L_u$	=	bovenstroomse lengte van de (fictieve) pijp die een maat is voor de stromingstraagheid (m)
$L_w$	=	lengtemaat van de toegevoegde watermassa (m)
$m$	=	massa (kg)
$m$	=	afvoercoëfficiënt
$m_w$	=	toegevoegde watermassa (kg)
$n$	=	geheel getal
$p$	=	druk ( $N/m^2$ )
$p_0$	=	referentiedruk ( $N/m^2$ )
$Q$	=	debiet ( $m^3/s$ )
$Q_p$	=	pijpdebiet ( $m^3/s$ )
$Q_s$	=	spleetdebiet ( $m^3/s$ )
$q$	=	debiet per eenheid van breedte ( $m^2/s$ )
$q_p$	=	pijpdebiet per eenheid van breedte ( $m^2/s$ )
$q_v$	=	voedingsdebiet per eenheid van breedte ( $m^2/s$ )
$R$	=	straal (m)
$Re$	=	Reynoldsgetal = $VL/\nu$
$RMS$	=	'Root-Mean-Square' = tijdsgemiddelde van het gekwadrateerde signaal
$r$	=	straal ( $r$ is een variabele grootheid) (m)
$S$	=	Strouhalgetal = $fL/V$
$S'$	=	Strouhalgetal betrokken op de geprojecteerde stripbreedte $d'$
$Sc$	=	Scrutongetal (gedefinieerd in A5.7)
$S_n$	=	gereduceerde frequentie (Strouhalgetal betrokken op de resonantiefrequentie) = $f_n L/V$
$s$	=	staafafstand (m)
$T$	=	periode van de harmonische beweging of golfperiode (s)
$t$	=	tijd (s)
$U_0$	=	referentiesnelheid in x-richting (m/s)
$u$	=	snelheidscomponent in x-richting (m/s)
$V$	=	stroomsnelheid van aankomende stroom of een referentiesnelheid (m/s)
$V_r$	=	gereduceerde (stroom-)snelheid = $V/f_n L$ of $V/f_n D$
$V_r'$	=	gereduceerde snelheid betrokken op de geprojecteerde stripbreedte $d'$
$v$	=	snelheidscomponent in y-richting (m/s)
$W$	=	weerstandskracht (N)
$W(f)$	=	spectrale dichtheid (dimensie hangt af van grootheid waarop spectrum is betrokken)
$w$	=	snelheidscomponent in z-richting (m/s)
$x$	=	afstand in hoofdrichting van een assenkruis (m)

$Y$	=	amplitude van de trillingsbeweging $y$ (m)
$Y_n$	=	amplitude van de n-de trillingspiek (m)
$y$	=	afstand in de tweede richting van een assenkruis (in het horizontale vlak) (m)
$y$	=	uitwijking van de trillingsbeweging of verplaatsing (m)
$y'$	=	dynamische deel van $y$ (soms wordt $y'$ ook met $y$ aangegeven) (m)
$Z$	=	amplitude van de waterspiegeloscillatie (m)
$z$	=	afstand in de derde richting van een assenkruis (verticaal) (m)
$z$	=	$dy/dt$ (m/s) of waterspiegelvariatie bij oscillatie (m)
$\alpha$	=	hoek van aanstroming (rad)
$\alpha$	=	evenredigheidsconstante tussen voedingsdebiet $q_v$ en waterspiegelvariatie $z$ (m/s)
$\gamma$	=	relatieve demping: $\gamma = c/2\sqrt{km}$
$\Delta E$	=	energietoename per periode (Nm)
$\Delta H$	=	verval over de gehele constructie, lokaal verval van de energiehoogte (m)
$\Delta h$	=	hoogteverschil tussen waterspiegels (m)
$\Delta t$	=	tijdsinterval (s)
$\Delta v$	=	trillingsnelheid of verandering in watersnelheid (m/s)
$\Delta \alpha$	=	hoekverandering van de aanstroming (rad)
$\delta$	=	wanddikte, spleetgrootte (m)
$\delta$	=	logaritmisch decrement = $\epsilon \log(Y_n/Y_{n+1})$
$\delta_d$	=	verplaatsingsdikte van een grenslaag aan de wand (m)
$\lambda$	=	golflengte (m)
$\mu$	=	afvoercoëfficiënt of contractiecoëfficiënt
$\nu$	=	kinematische viscositeit (m <sup>2</sup> /s)
$\rho$	=	dichtheid van de vloeistof (kg/m <sup>3</sup> )
$\rho_s$	=	dichtheid van staal (kg/m <sup>3</sup> )
$\Phi$	=	dichtheid van een genormeerd spectrum (dat wil zeggen het totale oppervlak van het spectrum is 1)
$\Phi$	=	stromingspotentiaal (m <sup>2</sup> /s)
$\phi$	=	fasehoek (rad)
$\omega$	=	hoekfrequentie van de trilling (rad/s)
$\omega_n$	=	eigen-hoekfrequentie van de trilling (rad/s)

Symbolen om een variabele een bijzondere betekenis toe te kennen:

$_0$	(subscript) Initiële waarde (voordat het trillen begint)
$\sim$	Geeft aan dat de grootte periodiek varieert
$'$	Het deel van de grootte dat harmonisch met de tijd varieert
$\wedge$	Amplitude van het met de tijd variërend deel van een grootte
$-$	Onderstreping: matrixpresentatie
$-$	Overstreping: tijdsgemiddelde van een grootte
$\cdot$	Eerste afgeleide met de tijd
$\ddot{\phantom{x}}$	Tweede afgeleide met de tijd

# 1 INLEIDING

## 1.1 ALGEMEEN

Bij het ontwerpen van constructies in stroming is het zeer wenselijk en soms ook noodzakelijk om aandacht te besteden aan het mogelijk optreden van trillingen. De ervaring leert dat economisch construeren vaak betekent: het toepassen van lichtere en slankere constructies, die gevoeliger zijn voor dynamische belasting en trillingen. Aandacht voor dynamisch gedrag is in het bijzonder nodig als het gaat om een nieuw type ontwerp of als sprake is van extrapolatie van dimensies of stromingsomstandigheden. Het is verstandig om vanaf het begin van het ontwerpproces aandacht te besteden aan mogelijk trillingsgevaar, omdat belangrijke keuzes dan nog niet zijn gemaakt. Voor wat betreft trillingen is het bijvoorbeeld van groot belang of de keuze valt op een schuif in een open of in een gesloten riool. Hetzelfde geldt ten aanzien van de keuze voor een grootschalige deur die in stroming drijvend wordt ingebracht of voor deuren met een open plaatconstructie en een zwaarder loopwerk. Ook de schaal is van belang: één grote schuif of deur of meerdere kleine.

Geen enkele constructie in stroming is trillingsvrij; daarom is een garantie noodzakelijk dat acceptabele limieten niet worden overschreden. Het laatste zal afhangen van de mate van excitatie, het responsiegedrag en de sterkte; dit in combinatie met vermoeiingsbeschouwingen.

Kennis van door stroming opgewekte trillingen kan leiden tot een aanmerkelijke verbetering van de veiligheid van het ontwerp en het beheer, want:

- Een goed ontwerp is veiliger en behoeft minder onderhoud; de veiligheid betreft de constructie zelf, maar ook de omgeving ervan.
- Schaalvergroting ten opzichte van bestaande ontwerpen is beter verantwoord als ook de gevolgen voor de dynamica kunnen worden ingeschat.
- Voor een constructie diep onder water, of anderszins lastig bereikbaar, kan het nare gevolgen hebben als trillingen optreden die te laat worden geconstateerd.

Naast door stroming of golfklappen geïnduceerde trillingen kunnen ook door andere oorzaken dynamische verschijnselen optreden. Stroming kan instabiel zijn, bijvoorbeeld als aanliggende stroming de tendens vertoont los te laten. Ingesloten lucht in een gesloten leiding kan ook aanleiding zijn voor instabiele stroming. Bovendien vormt de verende lucht tezamen met de massa van het water in het deel waar de pijp wel gevuld is een soort massaveersysteem met een bepaalde resonantiefrequentie. Dit systeem kan in resonantie komen.

Bij al die gevallen waar een golf bij een constructie komt en niet weg kan, wordt plotseling het water afgeremd en ontstaat een golfklap. Klappen ontstaan niet alleen door windgolven; elke bewegende waterspiegel die een daarmee parallelle wand raakt (een waterspiegelvariatie door een passerend schip kan het rioolplafond raken) kan zeer hoge drukken geven.

Als oorzaak van dynamische belasting zijn ook te noemen: cavitatie, waterslagverschijnselen en de overgang tussen stroming met vrij oppervlak en stroming waarbij het plafond weer een rol speelt. Een bewegende watersprong kan eveneens een

dynamische belasting geven. Als een beluchtingspijp verstopt raakt door ijs kan de stroming sterk wijzigen en kan bijvoorbeeld ook cavitatie optreden.

Er zijn een aantal aspecten die van essentieel belang zijn bij het beoordelen van het dynamische gedrag van constructies in stroming:

- Het kan zijn dat de dynamische belasting die trillingen veroorzaakt een externe oorzaak heeft, maar er zijn ook trillingen die als het ware door een toevallige omstandigheid ontstaan en zichzelf dan versterken totdat zeer grote amplituden zijn bereikt; bij omstroomde voorwerpen komen beide soorten trilling voor.
- In het bijzonder bij afsluiters en schuiven kunnen zichzelf versterkende trillingen extreem sterk zijn (denk aan de trilling van een leiding van een leertje van een lekkende kraan aan vervanging toe is).
- Bij een constructie in water gedraagt de constructie zich als een systeem waarvan de massa, de stijfheid en de demping aanmerkelijk verschillen van die van de constructie in lucht. Men spreekt van virtuele massa (resp. stijfheid en demping) en bedoelt daarmee de som van de massa van de constructie zelf en de zogenaamde 'toegevoegde watermassa'. Zowel de toegevoegde massa, de toegevoegde demping als de toegevoegde veerstijfheid kan veel groter zijn dan die van de constructie zelf. Bij een dunne strip of een beplating die loodrecht op zijn vlak trilt is de toegevoegde watermassa gelijk aan de watermassa van een omcirkelde cilinder. Is er vlak bij de strip een wand, dan kan deze massa nog aanmerkelijk groter zijn.

## 1.2 NADERE OMSCHRIJVING VAN BEGRIPPEN

**Bewegingsgeïnduceerde excitatie.** Aanstoting waarbij de wisselende kracht ontstaat door de trilling en toeneemt met de amplitude van de trilling. Er vindt dan zelf-excitatie plaats (zie aldaar).

**Cavitatie.** Het koken van vloeistof bij een normale temperatuur ten gevolge van zeer lage druk. Doordat deze lage druk momentaan en zeer plaatselijk kan optreden (turbulentie) zijn er steeds bellen die groeien (explosie) en weer in elkaar klappen (implosie). Indien dit laatste in de buurt van een wand gebeurt ontstaat cavitatieschade.

**Eigenfrequentie.** De frequentie van de trilling die in stand blijft als er geen excitatie meer plaats vindt, onder aanname dat er geen dempende elementen zijn.

**Fase-synchronisatie.** Proces waarbij ten gevolge van het trillen van een constructie een sterk gecorreleerde en synchrone stromingsexcitatie ontstaat.

**Frequentie-synchronisatie (of lock-in).** Bij een grotere amplitude van de trilling heeft de frequentie van de stromingsexcitatie de neiging op te schuiven naar de resonantiefrequentie van de constructie, waardoor de trilling nog sterker wordt.

**Froudegetal.** Dimensieloos getal  $V/\sqrt{gL}$  ( $V$  = stroomsnelheid,  $L$  = lengte en  $g$  = versnelling van de zwaartekracht) dat de relatieve invloed van de hydrostatische drukverschillen op de stroming aangeeft ten opzichte van de stuwdruk; bij een klein Froudegetal is de invloed van de zwaartekracht groot.

**Froudeschaal.** De schaal waarop in een schaalmodel met vrij wateroppervlak en dominante invloed van de zwaartekracht, de tijd en de stroomsnelheid worden gereproduceerd.

**Galloping (of galopperen).** Dit excitatiemechanisme is benoemd naar het fenomeen dat is waargenomen bij beijzede draden, waar metersgrote amplituden als gevolg van wind ontstonden. Het mechanisme heeft te maken met de verandering van de stromingskracht doordat de aanstroomhoek varieert tijdens de trilling.

**Gereduceerde frequentie.** Dimensieloze presentatie van de eigenfrequentie  $f_n$  door te vermenigvuldigen met een lengtemaat,  $L$ , en te delen door de aanstroomsnelheid,  $V$ . Dus:  $f_r = f_n L / V$ .

**Gestuwde afvoer.** Afvoer die door de benedenwaterstand wordt beïnvloed.

**Meefase.** Het signaal is proportioneel aan het harmonische referentiesignaal.

**Resonantiefrequentie.** De excitatie geeft bij deze frequentie de maximale opslingering van het systeem.

**Reynoldsgetal.** Dimensieloos getal, gedefinieerd als  $VL/v$ , waarin  $V$  de aanstroomsnelheid,  $L$  een representatieve lengtemaat en  $v$  de kinematische viscositeit van de vloeistof is. Het Reynoldsgetal is een maat voor de invloed van de viscositeit op de waterbeweging; grote  $Re$ -waarde betekent een kleine viscositeitsinvloed.

**Ruisexcitatie.** Dynamische belasting die niet zuiver periodiek is, maar waarbij de excitatie over een zekere frequentieband gespreid is.

**Spectrum.** Een wijze van representatie van een signaal als dit over een zekere frequentieband gespreid is (zoals bij ruisexcitatie). Gebruikelijk is om te werken met een *energiedichtheidspectrum*. Elk stukje van het spectrum met bandbreedte  $\Delta f$  ( $f$ = frequentie) en waarde  $E$  is dan equivalent aan een periodiek signaal met amplitude  $Y$ , zodanig dat voor de tijdsgemiddelde waarde van  $Y^2$  geldt  $Y^2 = E \Delta f$ .

**Strouhalgetal.** Dimensieloos getal voor de weergave van de dominante frequentie,  $f$ , van de stromingsexcitatie. Het Strouhalgetal is gedefinieerd als  $fL/V$ , waarin  $L$  een representatieve lengtemaat en  $V$  de aanstroomsnelheid is.

**Stuwdruk.** Per definitie  $\frac{1}{2}\rho V^2$ , waarin  $\rho$  de dichtheid van de vloeistof en  $V$  de (ongestoorde) aanstroomsnelheid is.

**Tegenfase.** Het signaal is proportioneel aan het harmonische referentiesignaal maar is tegengesteld van teken.

**Toegevoegde watermassa.** Een maat voor de kracht die het water uitoefent op een trillende constructie voor zover deze kracht in fase (zie aldaar) is met de bij de trilling behorende versnelling. De toegevoegde watermassa is dan de kracht gedeeld door de (trillings)versnelling.

**Trillingsvorm.** De uitwijking uit de rusttoestand bij maximale vervorming van de constructie in geval van vrije trilling, dimensieloos gemaakt door deling met de trillingsamplitude op die plaats waar deze maximaal is.

**Turbulentie.** De mate waarin stromingscondities als watersnelheid en stromingsdruk afwijken van de gemiddelde waarde, uitgedrukt in een relatieve standaardafwijking en een frequentieverdeling.

**Uit-fase.** Het signaal is proportioneel aan het harmonische referentiesignaal maar loopt  $\frac{1}{4}$  periode vóór of achter (ofwel: het faseverschil is  $+$  of  $-90^\circ$ ).

**Verdronken straal.** Situatie waarbij de waterstraal alzijdig in niet of zwak stromend water komt.

**Volkomen-afvoer.** Situatie waarbij het debiet niet door de benedenstroomse waterstand wordt beïnvloed.

**Vrije afstroming.** Situatie waarbij het water in lucht uitstroomt.

**Vrije grenslaag.** Overgangszone tussen een gebied met doorgaande stroming en een gebied waar het niet stroomt of waar een neer aanwezig is.

**Watersprong.** Een discontinuïteit in de waterspiegel, waarbij schietend water in stromend water over gaat. Er is sprake van schietend water als het Froudegetal  $V/\sqrt{gd}$  groter is dan één ( $V$ =watersnelheid en  $d$ =waterdiepte).

**Zelfexcitatie.** Situatie waarbij de trilling of de vloeistofoscillatie zelf de oorzaak is van het opwekken van de periodieke excitatie.

### 1.3 RUBRICERING VAN OORZAKEN VAN TRILLINGSEXCITATIE BIJ SCHUIVEN EN BIJ VOORWERPEN IN NIET- GEBLOKKEERDE STROMING, ALSMEDE VAN ZELFEXCITATIE VAN VLOEISTOFOSCILLATIES

Om bij de beoordeling van het trillingsgevaar alle mogelijke oorzaken op een rijtje te hebben is door Naudascher (1991) een checklist opgesteld van mogelijke oorzaken die dynamische stromingsexcitatie en trillingen kunnen veroorzaken. Later heeft hij de indeling nog sterk verfijnd (Naudascher 1994), maar daarvan is in het hierna volgende geen gebruik gemaakt.

Voordat we hier het overzichtsdiaagram compleet weergeven, zullen eerst de verschillende excitatiebronnen apart worden behandeld aan de hand van dezelfde diagrammen die in de overzichtsfiguur voorkomen. De opsomming van de soorten stromingsexcitatie zoals door Naudascher gepresenteerd, wordt aangevuld met de rubriek 'zelfexcitatie bij vloeistofresonantie', om een onderscheid te kunnen maken tussen trillingen in de resonantiefrequentie van de constructie en laagfrequente bewegingen in de resonantiefrequentie van een staande golf of een communicerend vat.

Voor elk type trillingsexcitatie wordt onderscheid gemaakt tussen constructies in vrije stroming en schuiven die de stroming in min of meerdere mate blokkeren. De belangrijkste oorzaken van trillingen kunnen voor beide typen constructie sterk verschillend zijn.

In het hierna volgende worden de excitatiebronnen aan de hand van de voorbeelden van het diagram nader toegelicht, waarbij de nummers 1.1 tot en met 1.5 en de letters a en b uit het overzichtsdiaagram gevolgd worden. Het overzichtsdiaagram is in Figuur A1.6 weergegeven.

In Hoofdstukken 4 en 5, waarin uitvoeriger op elk van deze vormen van excitatie wordt ingegaan, wordt globaal de indeling van Figuur A1.6 aangehouden.

Een waarschuwing vooraf is op zijn plaats: ten eerste draagt elke indeling willekeurige elementen in zich. Bovendien is het gebruik van het overzichtsdiaagram zeker geen garantie voor het ontdekken van alle oorzaken van stromingsgeïnduceerde trillingen.

*Type 1. Excitatie door initiële turbulentie en door turbulentie in het zog (inclusief de wervelstraat achter de constructie)*

De initiële stroming kan zeer turbulent zijn, waardoor de constructie dynamisch wordt belast. Van belang voor de constructie is hoe groot de amplituden van de drukfluctuaties zijn en of de dominerende frequentie van de excitatie in de buurt ligt van één van de resonantiefrequenties van de constructie. Wanneer de initiële turbulentie alleen is ontstaan door bodem- en wandwrijving dan is er weinig gevaar te duchten; de amplitude van de drukfluctuaties is maar een paar procent van de stuwdruk en de frequenties zijn over een grote bandbreedte gespreid.



De aanwezigheid van de constructie zelf veroorzaakt ook turbulentie, maar dan speciaal in het zog, benedenstrooms. De hierdoor veroorzaakte excitatie is groter en kan, omdat er een zogenaamde wervelstraat ontstaat, wel nagenoeg periodiek zijn.

1a

De turbulentie in de aanstroming is zeer onregelmatig en er is nauwelijks sprake van een periodiciteit in de belasting. In het zog is dit anders. Bij een prismatisch voorwerp of een cilinder in stroming is de doorsnede maatgevend voor de maat van de wervels die zich in het zog vormen. Derhalve wordt de excitatiefrequentie bepaald door de aanstroomsnelheid en de breedte of de diameter. De excitatiefrequentie wordt uitgedrukt in het *Strouhalgetal* ( $S=fD/V$ , met  $f$ = dominante excitatiefrequentie,  $D$ = prismabreedte of cilinderdiameter en  $V$ = aanstroomsnelheid). Het Strouhalgetal is een constante, maar wel afhankelijk van de vorm van de doorsnede van het voorwerp en van het Reynoldsgetal (een maat voor de invloed die de viscositeit van het water heeft op het stroombeeld). De laatste afhankelijkheid is alleen aanwezig bij situaties met een instabiel stroombeeld, zoals vooral het geval is bij cirkelcilinders.



(a) STAAF/BALK

Figuur A1.1a:

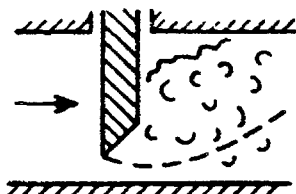
Excitatie door initiële turbulentie in het zog.

1b

Bij schuiven is de excitatie door turbulentie niet essentieel verschillend van die bij prisma's en cilinders. Alleen is een schuif een niet-prismatische complexe constructie met elementen van sterk verschillende vorm en afmeting. Er ontstaat bij een geknepen schuif sterke turbulentie, doordat het water plaatselijk hoge stroomsnelheden heeft. Bij schuiven speelt de excitatie door turbulentie meestal geen belangrijke rol, omdat de resonantiefrequentie in het algemeen hoog ligt ten opzichte van de frequentie van de stromingsexcitatie en omdat de excitatie over een bredere frequentieband is gespreid.

#### Type 2. Excitatie door stromingsinstabiliteit

In deze categorie, niet altijd duidelijk te onderscheiden van Type 1, vallen die instabiliteiten die gekoppeld zijn aan specifieke vormen van het voorwerp. Stromingsinstabiliteit is gerelateerd aan instabiliteit bij het loslaten van de stroming en bij het weer gaan aanliggen van de stroming verderop. Bij ronde vormen is het punt van loslaten onbepaald, zodat daar de stroming zeer instabiel is. Omdat het stromingsveld (en daarmee de druk) zeer sterk afhangt van dit loslaatpunt, kunnen kleine effecten (zoals een grenslaagontwikkeling die verschilt afhankelijk van het Reynoldsgetal, van wandruwheid en van aangroeiing) grote verschillen in stromingskracht geven. Ook kan een trilling van de constructie het loslaatpunt periodiek doen verschuiven, waardoor een krachtswisseling ontstaat die precies 'getriggerd' wordt in de resonantiefrequentie. Doordat het loslaten instabiel is, kan ook het wel of niet aanliggen van de stroming onbepaald zijn. Doordat bij het weer aanliggen in de zone tussen loslaat- en aanligpunt een lage(re) druk ontstaat, geeft een kwispelende stroming grote krachtvariaties. Er zijn veel situaties waarbij stromingsinstabiliteit kan optreden.



(b) REGELSCHUIF OF AFSLUITER

Figuur A1.1b:

Excitatie opgewekt door turbulentie in het zog van een rioolschuif.

sloten. Het betreft hier een twee-componentensysteem water/lucht dat zich instabiel kan gedragen.

2a

Bij een cilinder met cirkelvormige doorsnede is het loslaten van de stroming aan beide zijden instabiel. Daardoor hebben we hier te maken met een situatie waarbij de stroming aan de ene zijde ook die aan de andere zijde beïnvloedt. Er ontstaat een stroming met zeer sterke, alternerend links en rechts loslatende, wervels, de zogenaamde von Kármán wervelstraat. Deze geeft, ook bij een starre cirkelcilinder, een grote en nagenoeg periodieke belasting. Bij een trillende cilinder kan de trilling zelf de excitatie nog versterken, doordat deze over de lengte van de cilinder meer synchroon wordt. Bovendien gaat de excitatiefrequentie nog meer gelijk lopen met de resonantiefrequentie (frequentie-synchronisatie). In de richting dwars op de stroming is de amplitude van de krachtexcitatie (per eenheid van oppervlakte) bij een cirkelvormige doorsnede ongeveer gelijk aan de stuwdruk. Men spreekt dan van een dynamische liftcoëfficiënt gelijk aan één. Het Strouhalgetal is (alleen bij een cirkelvormige doorsnede) ongeveer 0,2.

In Paragraaf 5.3.5 wordt ook ingegaan op de stromingsexcitatie door stromingsinstabiliteit van cirkelcilinders met andere doorsneden.

Bij lange staven met cirkelvormige doorsnede kunnen amplituden van trillingen van één maal de diameter voorkomen.

Voor wat betreft de kracht in de stromingsrichting spreken we van een dynamische weerstandscoëfficiënt (Engelsen spreken van 'dynamic drag coefficient'). Bij een hoog Reynoldsgetal, zoals vaak voorkomt bij constructies in prototype, wordt de grenslaag bij de cilinder zo turbulent dat de excitatie niet meer zuiver periodiek blijft en over een zekere frequentieband spreidt. Bij extreem hoge Reynoldsgetalen wordt de turbulente grenslaag weer dunner en ontstaat een nagenoeg periodieke excitatie.



(a) STAAF/BALK

Figuur A1.2a:

Stromingsexcitatie door stromingsinstabiliteit bij het loslaten van de stroming bij een cirkelcilinder.

2b

Bij een schuif met een uitstekende lip (in de V.S., maar ook elders veel toegepast) laat bij kleine hefhoogte de stroming los bij de lip: dit loslaatpunt verplaatst zich echter naar de afgeronde bovenstroomse zijde bij grotere hefhoogte. Ook kan er een situatie voorkomen met een zeer instabiele stroming: de stroming laat óf bovenstrooms óf bij de lip los. In het eerste geval ligt door de afgeronde vorm ook het punt van loslaten nog niet geheel vast. Bovendien kan de stroming wel loslaten bij de ronding, en bij de lip alsnog min of meer gaan aanliggen. Gaat zij aanliggen dan kan in de zone tussen loslaten en weer aanliggen een onderdruk ontstaan: afwisselend aanliggen en loslaten van de stroming geeft grote krachtfluctuaties.



(b) REGELSCHUIF OF AFSLUITER

Figuur A1.2b:

Excitatie door stromingsinstabiliteit bij het loslaten van stroming bij de onderrand van een schuif.

*Type 3. Zelfexcitatie (excitatie die door de bewegende constructie zelf wordt opgewekt)*

Een trilling wordt steeds versterkt als er een duwtje in de rug wordt gegeven (bekend bij kinderen op de schommel). Zijn de trilling zowel als de exciterende kracht beide harmonisch en is bovendien de grootte van de exciterende kracht gekoppeld aan de trillingsamplitude, dan treedt zelfexcitatie op als (een deel van) de kracht in fase is met de snelheid van de trillende beweging. De excitatie wordt 'bewegings-geïnduceerde excitatie' genoemd. Men spreekt ook van teruggekoppelde trillingen, zelf-exciterende trillingen of negatieve demping.

Trilt de constructie niet, dan is dit type excitatie afwezig. Een meting van het spectrum van de belasting bij een starre constructie of een stijf schaalmodel geeft dan ook geen enkele indicatie of zelfexcitatie kan optreden.

Bij bewegings-geïnduceerde trillingen groeit zowel de amplitude van de trilling als van de hieraan gekoppelde excitatie exponentieel totdat er een grens wordt bereikt waarbij de constructie bijvoorbeeld de wand of bodem raakt, of waarbij het stroombeeld wijzigt. Omdat dit type trillingen zeer grote amplituden kan bereiken, is voorkómen van zelfgeëxciteerde trillingen een eerste vereiste bij het ontwerp.

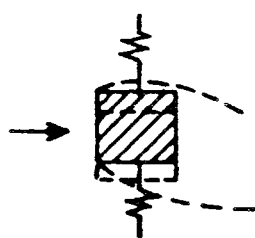
Er zijn bij schuiven en afsluiters zeer vele mechanismen bekend waardoor een bewegings-geïnduceerde excitatie ontstaat. In Hoofdstuk 4 wordt hierop uitvoerig ingegaan.

### 3a

Lange staven met vierkante doorsnede blijken zeer trillingsgevoelig te zijn. Bij deze vorm (in geval van rechte aanstroming) is er geen sterke excitatie als de staaf niet trilt. Maar als er een (kleine) trillingsbeweging is in de richting loodrecht op de stroming, verandert, vanuit de staaf gezien, de aanstroomrichting van de stroming. Als in geval van een horizontale staaf de beweging omhoog is gericht, dan komt de stroming die eerst van links kwam nu schuin van linksboven. Dit betekent dat de stroming bovenop meer de neiging zal hebben om verder naar achteren weer aan te gaan liggen, terwijl onderaan de stroming juist verder van de staaf afbuigt. Bovenaan ontstaat in het gebied tussen loslaten en weer aanliggen een zekere onderdruk die de omhoog gerichte beweging versterkt. Aan de onderzijde neemt een eventueel aanwezige onderdruk juist af. Bij de neerwaartse beweging ontstaat het omgekeerde beeld. De op- en neerwaartse kracht blijkt evenredig te zijn met de aanstroomhoek en is dus ook evenredig met de snelheid van de trillende beweging. De voorwaarde voor zelfexcitatie is dus aanwezig.

De gevoeligheid voor dit type trilling kan in een schaalmodel worden vastgesteld. Door het voorwerp zowel recht als scheef aan te stromen, kan gekeken worden of de stromingskracht zodanig met de hoek van aanstroming varieert dat zelfexcitatie op kan treden. Voor hoogfrequente trillingen is deze quasi-stationaire aanpak niet geschikt (het Strouhalgetal, maar nu betrokken op de resonantiefrequentie, mag niet groter zijn dan 0,1).

Het mechanisme van dit type trilling van staven en draden is voor het eerst beschreven voor beijzelde elektriciteitsdraden in de wind die met grote amplituden bewogen in een soort galopperende beweging (Engels: 'galloping'), zie Den Hartog (1956). IJsvorming maakt dat het profiel van de draad aan de onderkant langer wordt, met een scherpe rand. Het wordt een soort profiel als van een vliegtuigvleugel. Trouwens, ook hierbij kan galloping voorkomen, namelijk als de vleugel zo steil staat dat bij een nog grotere hoek de draagkracht sterk vermindert. Later is het woord galloping ook ingeburgerd voor situaties waarbij de oorzaak van trillingsexcitatie gelijk, maar de trillingsbeweging veel minder sterk is.

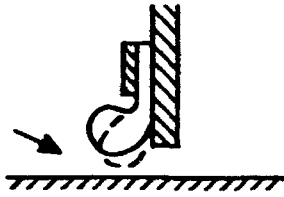


(a) STAAF/BALK

Figuur A1.3a:  
Excitatie bij een vierkante staaf geïnduceerd  
door de beweging van de constructie zelf.

### 3b

Bij schuiven en afsluiters kan de bewegings-geïnduceerde trilling zeer sterk zijn. Dit hangt samen met de blokkering van de stroming. In het getoonde voorbeeld is er sprake van een rubber afdichting die door de waterdruk wordt dichtgedrukt. Is er een lekstroming of is de schuif een beetje gegeven, dan veroorzaakt de trillende afdichtingsstrip een periodieke blokkering van het debiet door de spleet. Wordt het debiet



(b) REGELSCHUIF OF AFSLUITER

Figuur A1.3b:  
Excitatie geïnduceerd door de beweging van een verende rubber afdichting van een schuif.

tijdens sluiten van de spleet afgeknepen, dan veroorzaakt de vertraging van het water bovenstrooms een toename van de druk bij de schuif. Het afremmen van het water bovenstrooms gaat samen met een drukafname benedenstrooms van de schuif. Het drukverval over de schuif en over de rubber rand neemt evenredig toe met de stromingstraagheid. Deze is evenredig met de buislengte voor de schuif en met de debietafname. De debietafname is gekoppeld aan de snelheid waarmee de spleet wordt gesloten. Dit betekent dat de kracht op de rubber rand evenredig is met de bewegingssnelheid van de rand, waarmee weer aan de voorwaarde van zelfexcitatie wordt voldaan. Bij openen van de spleet werken de traagheidskrachten ook weer versterkend op de beweging. Hoewel alleen de strip trilt, wordt de gehele schuif zwaar belast, in het bijzonder als het een rioolschuif betreft in een riool met grote lengte. Een bekend verschijnsel is ook het trillen van een kraanleertje, waarbij de gehele waterleiding in trilling komt.

De stromingstraagheid als oorzaak van zelfexciterende trillingen is ook aanwezig bij schuiven in open water, maar is dan wel kleiner.

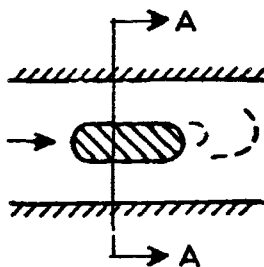
*Type 4. Versterking van de excitatie doordat het water in slingering geraakt*

Er zijn vele voorbeelden bekend waarbij het water een duidelijke resonantiefrequentie heeft. Bij communicerende vaten (een bufferschacht tezamen met het buitenwater is er ook één), een staande golf, een in water opgesloten luchtbel, is er steeds sprake van een traagheids- en een stijfheidscomponent van het water (of van de luchtbel) en afwisselend wordt tijdens de slingering kinetische energie in potentiële energie omgezet en vice versa. Wordt dit vloeistofresonantie-systeem periodiek belast in de resonantiefrequentie, dan kunnen sterke slingeringen ontstaan die weer een extra belasting op de constructie geven.

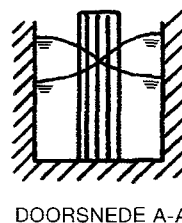
4a

Dit voorbeeld betreft een brugpijler in een kanaal met stroming. Indien de frequentie van de stromingsexcitatie van het water (afhankelijk van het Strouhalgetal) precies gelijk is aan de periode van een dwarsslingering van een staande golf, dan wordt deze golf steeds hoger. Bedacht moet worden dat, als het water de pijler periodiek aanstoot, dit ook betekent dat de pijler het water periodiek aanstoot! De stromingsexcitatie kan dus door de slingering van het water worden versterkt.

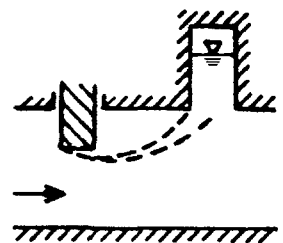
Figuur A1.4a:  
Versterking van de excitatie door vloeistofresonantie bij een enkele brugpijler in een kanaal.



(a) STAAF/BALK



DOORSNEDE A-A



(b) REGELSCHUIF OF AFSLUITER

Figuur A1.4b:  
Versterking van de excitatie door vloeistofresonantie bij een rioolschuif, waarbij in de schacht van de noodschuif een hoeveelheid lucht is ingesloten.

4b

Ingesloten lucht in combinatie met een met water gevuld riool van eindige lengte maakt dat het water-luchtsysteem een resonantiefrequentie heeft. Hierdoor zou de turbulentie benedenstrooms van de schuif of door de schuiftrilling het water

in slingering kunnen brengen als frequenties in elkaars buurt komen. Ook een staande golf is een vorm van vloeistofresonantie. Bij schuiftrillingen is interferentie met een staande compressiegolf geconstateerd.

*Type 5. Instabiele vloeistofresonantie met zelfexcitatie*

Instabiele vloeistofresonanties ontstaan door een interactie tussen constructie en water. Bij een permanente stromingsconditie is de instabiliteit niet zichtbaar. Maar, als door een willekeurige verstoring een kleine, min of meer periodieke, waterbeweging ontstaat, kan de beweging puur periodiek worden; de amplitude blijft dan toenemen totdat een evenwichtsamplitude wordt bereikt. Amplituden kunnen zeer groot worden; er zijn bijvoorbeeld in een schaalmodel amplituden van oppervlaktegolven geconstateerd tot wel een tiende van de waterdiepte.

Hoewel de oorzaak van zelfexcitatie van vloeistofresonanties in wezen bij de constructie ligt, is het voor de begripsvorming beter om van de vloeistof uit te gaan. De periodiciteit van de resonantie wordt ook geheel door de eigenperiode van de vloeistofslingering bepaald. Het kan gaan om de periode van een staande golf of om de periode van de resonantie van communicerende vaten.

Om het verschijnsel zelfexcitatie bij vloeistofresonantie te begrijpen worden een aantal abstracties ingevoerd.

- Een staande golf kan theoretisch gezien worden als de som van een heen- en teruglopende golf. En elke golf kan weer gezien worden als een samenspel van een groot aantal lopende pulsgolfjes.
- Als de condities zodanig zijn dat elk pulsgolfje bij terugkaatsing tegen de constructie wordt versterkt, dan is dus ook de staande golf instabiel.
- Er blijkt een parallel te zijn tussen het gedrag van een staande golf en de slingering van de waterspiegels in communicerende vaten (zie Paragraaf 2.3.3 en 2.3.4). In het volgende wordt alleen nader ingegaan op de zelfexcitatie van een staande golf.
- Versterkte terugkaatsing ontstaat als er een koppeling is tussen de waterspiegelhoogte of de waterdruk en het debiet: als een extra druk ervoor zorgt dat er een debiet wordt geproduceerd (dus als er een positieve koppeling is), dan wordt een positieve aankomende golf bij terugkaatsen versterkt. Omgekeerd zal bij positieve koppeling een negatieve golf ook een negatief debiet veroorzaken, waardoor ook deze golf bij terugkaatsen wordt versterkt. Het extra opgewekte debiet veroorzaakt een golf die uitstraalt vanaf de constructie en juist samen valt met de terugkaatsing van de aankomende golf.
- Een debietvergroting van een schuif, pomp of turbine wekt benedenstrooms een positieve en bovenstrooms een negatieve golf op. Daarom zijn de toetsingscriteria voor het al dan niet optreden van instabiele vloeistofresonanties dan ook verschillend aan de boven- en benedenstroomse zijde.

Om te kunnen nagaan of er gevaar te duchten is voor instabiele vloeistofresonanties zijn de toetsingscriteria als volgt:

- De situatie moet zodanig zijn dat er een staande golf te verwachten is of dat er een systeem van communicerende vaten is.
- Benedenstrooms van een schuif, turbine of pomp is gevaar te duchten als een drukverandering (aan de benedenstroomse zijde) positief gekoppeld is aan het

debiet. Is er bijvoorbeeld een positief aankomend pulsgolfje benedenstrooms, dan ontstaat er een debietverhoging die ook een positieve golf benedenstrooms veroorzaakt.

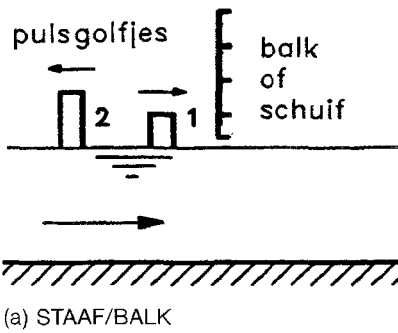
- Bovenstrooms van de constructie is gevaar te duchten, als er een negatieve koppeling is tussen druk en debietverandering. Is het bovenstrooms aankomende pulsgolfje bijvoorbeeld weer positief, dan ontstaat er een debietverlaging die bovenstrooms een positieve golf ten gevolge heeft.

Overigens kunnen de staande golfbewegingen ook 'vertaald' worden als drukgolven in een gesloten leiding.

### 5a

Als een balk (dit kan ook een schuif zijn) juist boven het water hangt, dan zal elke initiële golf, komend van bovenstrooms, de balk raken, waarbij onmiddellijk een opstuwing ontstaat die weer samen gaat met een contractie van de hoofdstroom. Die opstuwing kan groter zijn dan de initiële golfhoogte, want de snelheidshoogte wordt ook in een stijging van de waterspiegel omgezet. De stromingsweerstand neemt toe, het debiet neemt af, en er wordt bovenstrooms een positieve translatiegolf uitgezonden; benedenstrooms is dit een negatieve translatiegolf. Zolang de opstuwing ervoor zorgt dat de teruggekaatste golf groter is dan de inkomende golf, is er sprake van versterkte terugkaatsing.

Voordat een instabiele waterspiegeloscillatie kan ontstaan, moet de totale situatie zodanig zijn dat een laaggedempte slingering of staande golf ook inderdaad mogelijk is. In een schaalmodel is gevonden dat, in geval er twee schuiven naast elkaar juist boven het water hangen (waarbij er uiteraard ook een tussenpijler is), er waterspiegeloscillaties dwars op de stroomrichting ontstaan. De periode ervan is die van de staande golf tussen de gootwanden of de landhoofden. Bij elk van de schuiven is er in de buurt van de landhoofden een buik, bij de pijlerkop een knoop. Zijn er meer dan twee schuiven, dan kan er simultaan een stelsel van dwarsslingeringen ontstaan. Dit soort oscillaties kan uiteraard ook ontstaan bij afwezigheid van pijlers.

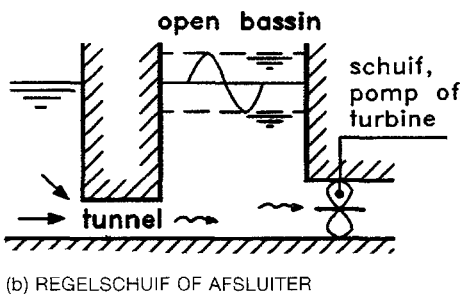


Figuur A1.5a:

Instabiele vloeistofresonantie door zelfexcitatie bij een doorlaatsluis met bovenbalk of het boven water hangende schuif.

### 5b

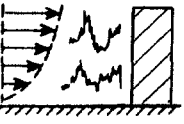


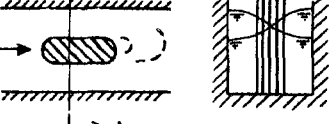
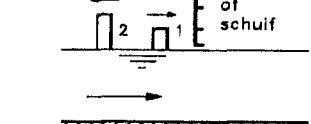
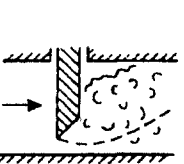
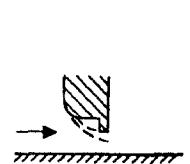
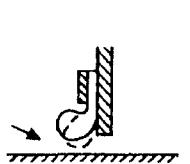
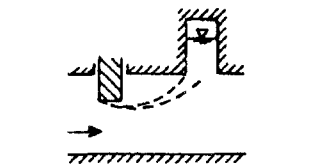
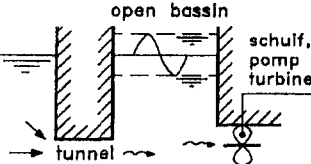
Aan de bovenstroomse (instroom) zijde van een schuif, een afsluiter (of zelfs een pomp of een turbine) kan een instabiele vloeistofresonantie ontstaan. Het resonerende systeem dat zichzelf versterkt kan een staande golf zijn, analoog als bij voorbeeld 1.5a, maar het kan ook een communicerende-vaten systeem zijn, in dat geval bestaande uit een schuif- of bufferschacht met een verbindingsriool naar het bovenwater. Het bovenwater wordt hier opgevat als een oneindig ruim vat. Ook nu weer komt de voorwaarde voor een instabiele vloeistofresonantie overeen met die bij een aankomend pulsgolfje dat bij terugkaatsing versterkt wordt. Dat betekent ook in dit geval, waarbij de schacht bovenstrooms van de schuif ligt, dat zelfexcitatie op zal treden als een verhoging van de waterspiegel een verkleining van het debiet geeft. De reden kan soortgelijk zijn als bij de rubber afdichting in voorbeeld 1.3b, waarbij een vergroting van het verval een indrukking van het rubber geeft, waardoor het debiet afneemt. Het hangt van de situatie af of er zelfexciterende schuiftrillingen optreden (in de resonantiefrequentie van de schuif), dan wel zelfexciterende vloeistoftrillingen ontstaan (in de resonantiefrequentie van het vloeistofbassin). Het criterium is dus zeer algemeen toepasbaar.



Figuur A1.5b:

Instabiele vloeistofresonantie door zelfexcitatie bij een inlaat met schuif, pomp of turbine.

# 1.4 OVERZICHTSDIAGRAM EXCITATIETYPEN 1 TOT EN MET 5

		SOORTEN VAN EXCITATIE				
		excitatie door initiële turbulentie en wervels in het zog (1)	excitatie geïnduceerd door stromings- instabiliteit (2)	excitatie geïnduceerd door de beweging van de constructie zelf (3)	versterking van excitatie door vloeistofresonantie (4)	vloeistofresonantie door zelfexcitatie (5)
VOORBEELDEN	STAAF/BALK (a)					
	REGELSCHUIF OF AFSLUITER (b)					

Figuur A1.6:  
Overzichtsdiagram van mogelijke oorzaken van  
excitatie van stromingsgeïnduceerde trillingen  
(Naudascher 1991, aangevuld met type vijf).

## 1.5 CAVITATIE

Cavitatie is een bron van dynamische belasting op een constructie en van materiaalschade. Cavitatie ontstaat doordat bij normale temperatuur het water gaat koken: er ontstaan bellen die groter worden en weer imploderen. Dit komt doordat bij turbulente stroming de lage druk momentaan en zeer plaatselijk voorkomt zodat de vloeistof slechts kortdurend deze onderdruk ervaart.

De implosie veroorzaakt sterk dynamische drukken (klappen) doordat de bellen niet radiaal verkleinen maar als het ware worden platgeslagen.

Besloten is dat cavitatie buiten het kader van dit boek valt (zie voor een algemene inleiding Kolkman, 1984). Wel zijn er relaties met trillingen: als de omstandigheden aanleiding geven tot een tendens voor het ontstaan van trillingen dan wordt deze tendens door cavitatie versterkt. Ook kunnen bij sterke trillingen de drukfluctuaties in de vloeistof worden versterkt waardoor er weer eerder cavitatie optreedt.

Volstaan wordt met het behandelen van een paar voorbeelden uit de praktijk. Zie Hoofdstuk 6, Paragraaf 6.9.



# 2 TRILLINGEN VAN CONSTRUCTIES EN OSCILLATIES VAN VLOEISTOFFEN

## 2.1 ALGEMEEN

De vergelijkingen van het enkelvoudige massaveersysteem, droog en in water, worden in dit hoofdstuk gepresenteerd. Uitgegaan wordt van de en zoals die in de droge mechanica bekend zijn (Paragraaf 2.2.1). Kenmerkende grootheden van dit systeem zijn de massa, de veerstijfheid en de demping. Hieruit kunnen worden berekend de resonantiefrequentie (Paragraaf 2.2.2), de relatieve (dimensieloze) demping (Paragraaf 2.2.3) en het responsiegedrag bij periodieke aanstoting (Paragraaf 2.2.4).

Door in het tijdsdomein te rekenen kan ook de responsie op een willekeurige niet-periodieke belasting worden bepaald (Paragraaf 2.2.5).

Betreft het een constructie in stilstaand of stromend water, dan moeten (aanvullende) termen worden geïntroduceerd om de krachten door het water weer te geven (Paragraaf 2.2.6). De responsie van het systeem kan worden berekend voor het geval de stromingsexcitatie periodiek is (Paragraaf 2.2.7) en voor het geval er sprake is van zogenaamde ruisexcitatie (excitatie gespreid over een zekere frequentieband) (Paragraaf 2.2.8). In beide gevallen kan de presentatie dimensieloos worden gemaakt met componenten die zowel het gedrag van het water als van de constructie weergeven. Op de oorzaken van de krachten die het water uitoefent, wordt in dit hoofdstuk niet of nauwelijks ingegaan. In de volgende hoofdstukken worden de diverse aspecten met betrekking tot het stromende water nader toegelicht.

Hoewel een werkelijke constructie meestal ingewikkelder is dan weergegeven door een enkelvoudig massaveersysteem, is voor het inzicht in de interactie tussen water en constructie het enkelvoudige systeem voldoende representatief. Er kan worden aangetoond dat het dynamische gedrag van een complexe constructie met vele vrijheidsgraden beschreven kan worden als een samenstel van trillingen die zich elk gedragen als een enkelvoudig systeem (zie Deel C waar, in Hoofdstuk 3, de Modal Analysis wordt behandeld). Alleen het water kan hierbij een complicerende factor zijn (Paragraaf 2.2.9). In Paragraaf 2.2.10 worden alle elementen opgesomd die kunnen leiden tot onacceptabele trillingen of tot te grote dynamische belastingen.

Volkomen analoog aan het massaveersysteem kunnen ook in vloeistoffen resonanties optreden; vrij oscillerende communicerende vaten of een staande golf zijn hiervan voorbeelden. Situaties waarbij oscillaties kunnen optreden worden in Paragraaf 2.3.1 genoemd. In Paragraaf 2.3.2 wordt aangetoond dat het gedrag van een massaveersysteem een sterke analogie bezit met het gedrag van een systeem met vaten verbonden door leidingen. Een staande vrije-oppervlaktegolf heeft weer veel gemeen met een staande compressiegolf (Paragraaf 2.3.3). Deze laatste komt voor zowel in water in een gesloten leiding als bij een continu-elastische constructie.

Ook de oorzaken van trillingen zoals samengevat in Paragraaf 2.2.10 en de oorzaken van vloeistofoscillaties, te vinden in Paragraaf 2.3.5, hebben veel gemeen.

Voor de veiligheid van constructies is het belangrijk om te weten dat zowel mechanische systemen als vloeistofsystemen in resonantie kunnen komen, waarbij grote amplituden ontstaan.

Zowel het mechanische systeem als het vloeistofsysteem kunnen bovendien instabiel gedrag vertonen. Als er door een willekeurige kleine aanstoting een begin-oscillatie is ontstaan, ontstaat er een trilling of vloeistofoscillatie waarvan de amplitude steeds verder toeneemt. We spreken dan van zelf-excitatie en, bij een mechanisch systeem, van 'negatieve demping'. Het massaveersysteem vertoont instabiel gedrag, als er krachten op werken die geïnduceerd worden door de trillingsbeweging zelf, en wel als de krachten evenredig zijn aan de trillingssnelheid.

Het vatenstelsel vloeistofsysteem wordt instabiel als er een periodiek variërend debiet wordt aangevoerd, steeds toe- en afnemend met de mate van op en neer gaan van de waterspiegel in de vaten.

Bij instabiliteit van het mechanische systeem als van het vloeistofsysteem is er, gemiddeld over één periode van de trilling of van de oscillatie, sprake van een netto invoer van energie.

Er kan ook sprake zijn van gekoppelde constructie-watersystemen (Paragraaf 2.4). Het is in een aantal gevallen gelukt deze te beschrijven als één totaal systeem met een aantal vrijheidsgraden. Juist de koppeling van een vloeistofsysteem met een mechanisch systeem blijkt tot instabiliteit te kunnen leiden.

## 2.2 TRILLENDE CONSTRUCTIES: DROOG EN IN WATER

### 2.2.1 DE VERGELIJKING VAN HET MASSA-VEER-DEMPERSYSTEEM

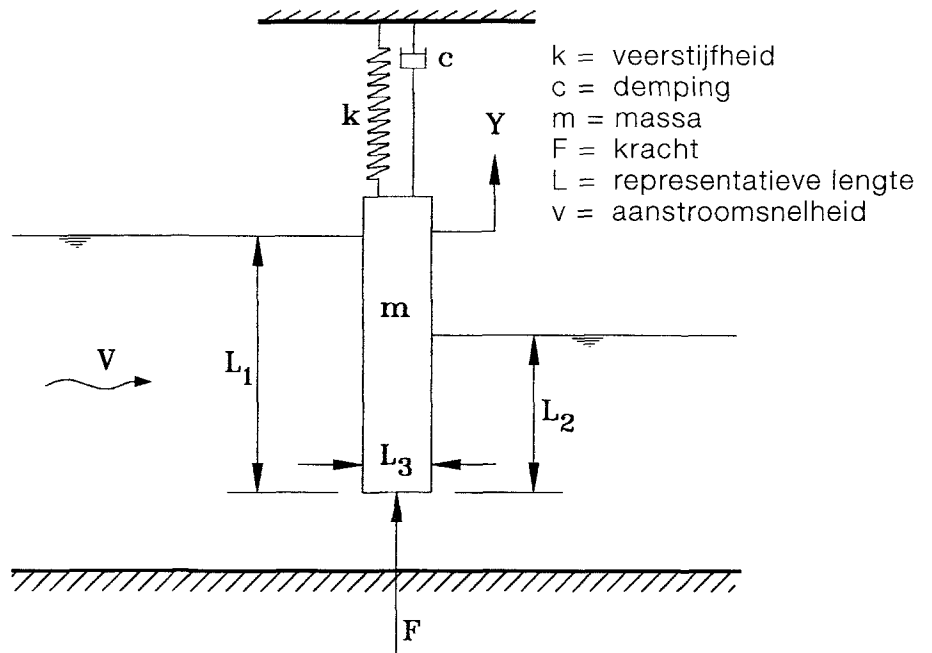
De klassieke vergelijking voor een massaveersysteem is:

$$m \frac{d^2y}{dt^2} + c \frac{dy}{dt} + ky = F(t) \quad (\text{A2.1})$$

Hierin is  $y$  gedefinieerd als de verplaatsing vanuit ruststand, de massa als  $m$ , de demping als  $c$ , de stijfheid als  $k$ , de externe kracht als  $F$  en de tijd als  $t$ .

De termen in het linkerlid heten respectievelijk de traagheidsterm, de dempingsterm en de stijfheidsterm, terwijl in het rechterlid de extern aangrijpende kracht staat die hier niet afhangt van de beweging van de constructie.

Figuur A2.1 is een schematische weergave van een elastisch opgehangen schuif in stroming en illustreert de gebruikte symbolen. De eenvoudigste veronderstelling is dat het stromende water de externe kracht veroorzaakt.



Figuur A2.1:  
Een schuif in stroming; gebruikte symbolen.

Van een lineair gedempt systeem volgens Vergelijking A2.1 is eigenlijk alles bekend. Een paar markante eigenschappen zijn:

- de eigenfrequentie,  $f_n$ ;
- de dimensieloze demping,  $\gamma$  en
- de responsiekenarakteristiek in het frequentiedomein.

Deze zullen in de volgende paragrafen van dit hoofdstuk worden afgeleid. Daarna wordt ook het rekenen in de tijd behandeld.

*Opmerking:*

De dempingskracht (waarbij  $c$  positief is) is in tegenfase met de snelheid van trillen,  $dy/dt$ ; hij is in grootte proportioneel met deze snelheid maar werkt tegengesteld van richting. Als er nu een dergelijke kracht werkt in meefase met de trillingssnelheid, dan wordt de term negatieve demping gebruikt ( $c$  is dan negatief). Er ontstaat dan een trilling met steeds toenemende amplitude, hetgeen ook zelfexcitatie wordt genoemd. Negatieve demping kan alleen dan optreden als er een bron in het systeem is opgenomen die energie produceert.

## 2.2.2 DE EIGENFREQUENTIE

De eigenfrequentie wordt gedefinieerd als de frequentie van een vrij trillend systeem bij afwezigheid van demping. De vergelijking hiervan is:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + ky = 0 \tag{A2.2}$$

Dit resulteert in een harmonische trilling:

$$y = Y\sin(\omega t) \quad (\text{A2.3})$$

In geval de eigenfrequentie optreedt, zijn de traagheidskracht en de veerkracht in evenwicht en ze leveren tezamen een kracht nul. Introductie in Vergelijking A2.1 van de uitdrukking voor de harmonische trilling, met als extra voorwaarde  $F=0$  en  $c=0$ , levert direct de waarde van de hoekfrequentie  $\omega$  en daarmee van de frequentie  $f_n$  op:

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (\text{A2.4})$$

Er is nog een andere aanpak mogelijk om de eigenfrequentie te bepalen. Deze gaat uit van het gegeven dat tijdens de trilling de som van potentiële en kinetische energie constant is. Dit is af te leiden uit Vergelijking A2.2. Door  $z=dy/dt$  in te vullen, waar bij eerst wordt afgeleid:

$$dt = \frac{dy}{z} \text{ en} \quad (\text{A2.5})$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{dz}{dt} = \frac{dz}{dy} \frac{dy}{dt} = z \frac{dz}{dy}$$

Nu is Vergelijking A2.2 te schrijven als:

$$mzdz + kydy = 0 \quad (\text{A2.6})$$

Na integratie levert dit:

$$\frac{1}{2}mz^2 + \frac{1}{2}ky^2 = \text{constant} \quad (\text{A2.7})$$

ofwel:

$$E_k + E_p = \text{constant} \quad (\text{A2.8})$$

Omdat zowel de kinetische ( $E_k$ ) als de potentiële energie ( $E_p$ ) periodiek variëren van nul tot de maximale waarde geldt tevens:

$$E_{p_{\max}} = E_{k_{\max}} \quad (\text{A2.9})$$

De eigenfrequentie is te bepalen door bij de grootste  $y$ -waarde, waar de snelheid van trillen nul is, de potentiële energie van de veervorming te berekenen en bij de nul-doorgang, waar de potentiële energie nul is, de kinetische energie vast te stellen. (Deze wordt bepaald door de maximale trillingssnelheid behorend bij Vergelijking A2.3 en dat is  $Y\omega$ .)

Omdat geldt:

$$\begin{aligned} E_{p_{\max}} &= \frac{1}{2}kY^2 \quad \text{en} \\ E_{k_{\max}} &= \frac{1}{2}m\omega^2Y^2 \end{aligned} \quad (\text{A2.10})$$

wordt weer de Relatie A2.4 gevonden.

Deze methode om de eigenfrequentie te berekenen biedt onder meer voordelen bij systemen met meer graden van vrijheid: de laagste eigenfrequentie kan vrij nauwkeurig worden berekend door eerst ruwweg een schatting te maken van de trillingsvorm, daarna de hierbij behorende potentiële en kinetische energie te berekenen en vervolgens de daarbij behorende eigenfrequentie. Ook voor de bepaling van de demping kan het nuttig zijn met de energie te werken (zie volgende paragraaf).

### 2.2.3 DE DIMENSIELOZE DEMPING

De dimensieloze demping wordt aangeduid als  $\gamma$ . Dit is de verhouding tussen de demping en de kritieke demping. Fysisch is het begrip kritieke demping als volgt te omschrijven. Bij toenemende demping neemt bij een vrije trilling niet alleen de amplitude met de tijd sneller af, maar wordt ook de frequentie van de trilling lager. Bij de kritieke demping is de frequentie juist gelijk aan nul geworden, en bij een vrije trilling verkleint de uitwijking ten opzichte van de ruststand wel met de tijd maar verandert niet meer van teken. De kritieke demping volgt uit de van de vrije trilling:

$$m \frac{d^2y}{dt^2} + c \frac{dy}{dt} + ky = 0 \quad (\text{A2.11})$$

De oplossing hiervan is te schrijven als:

$$y = Y_a e^{-\gamma\omega_n t} e^{+i\omega_n\sqrt{1-\gamma^2}t} + Y_b e^{-\gamma\omega_n t} e^{-i\omega_n\sqrt{1-\gamma^2}t} \quad (\text{A2.12})$$

$\omega_n$  volgt uit A2.4, terwijl voor  $\gamma$  geldt:

$$\gamma = \frac{c}{2\sqrt{km}} \quad (\text{A2.13})$$

Dit kan ook als volgt worden geschreven:

$$\gamma = \frac{c}{2m\omega_n} = \frac{c\omega_n}{2k} \quad (\text{A2.14})$$

De afleiding van bovenstaande formules is te vinden in Deel C, Hoofdstuk 3.

Uit de registratie van een vrije trilling kan  $\gamma$  bepaald worden uit het logaritmische decrement van twee opeenvolgende topwaarden van de amplitude:

$$\gamma = \frac{\delta}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{Y_n}{Y_{n+1}} \quad (\text{A2.15})$$

Hierin is  $\delta$  gedefinieerd als het logaritmisch decrement van de vrije trilling. Beide,  $\delta$  en  $\gamma$ , kunnen dus worden bepaald uit de amplituden van twee opeenvolgende trillingspieken. ( $Y_n$  = amplitude van trillingspiek n).

Berekend kan worden hoeveel energie er per periode door de demping gedissipeerd wordt. Eenvoudigheidshalve wordt verondersteld dat tussen twee opeenvolgende pieken de trilling puur harmonisch is (dit kan, zoals hierna behandeld zal worden, zolang de demping niet groter is dan  $\gamma = 0,2$ ). De energieoverdracht per tijdseenheid is kracht maal weg, dus over één periode vinden we:

$$\Delta E = \int_0^T \left( c \frac{dy}{dt} \right) \frac{dy}{dt} dt \quad (\text{A2.16})$$

Dit is bij een harmonische trilling weer te schrijven als:

$$\Delta E = \int_0^T c \omega_n^2 Y^2 \cos^2 \omega_n t dt = \frac{1}{2} c \omega_n^2 Y^2 T = \pi c \omega_n Y^2 \quad (\text{A2.17})$$

De energiedissipatie wordt gerelateerd aan de potentiële of kinetische energie uit A2.10 (beide betrokken op de  $n^e$  trillingpiek):

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{\pi c \omega_n Y_n^2}{\frac{1}{2} k Y_n^2} = \frac{2\pi c \omega_n}{k} \quad (\text{A2.18})$$

ofwel, met behulp van A2.14:

$$\frac{\Delta E}{E} = 4\pi \gamma \quad (\text{A2.19})$$

Deze relatie wordt gebruikt om de uitdemping te bepalen bij niet-lineaire demping; vaak kan dan wel de energiedissipatie per periode worden vastgesteld, waaruit  $\gamma$  volgt en waaruit de verhouding van opeenvolgende amplituden kan worden berekend.

**Voorbeeld:** Stel een trillend voorwerp in stilstaand water ondervindt een dempingskracht ondervindt gelijk aan:

$$W = C_w \frac{1}{2} \rho \left( \frac{dy}{dt} \right) \left| \frac{dy}{dt} \right| A_a \quad (\text{A2.20})$$

( $A_a$  is het frontale oppervlak van het trillende voorwerp  $C_w$  = weerstandscoefficient,  $\rho$  = dichtheid van de vloeistof) Er kan worden afgeleid dat de energieoverdracht per periode gelijk is aan:

$$\Delta E = \frac{4}{3} C_w \rho A_a Y^3 \omega^2 \quad (\text{A2.21})$$

De lineaire demping  $c_e$  die hier equivalent mee is, is nu (vergelijk A2.21 met A2.17):

$$c_e = \frac{4}{3\pi} C_w \rho A_a \omega Y \quad (\text{A2.22})$$

Het dempend effect van stilstaand water neemt bij kleiner wordende amplitude dus af.

Soortgelijke berekeningen kunnen ook uitgevoerd worden bij Coulombse wrijving (dat is een wrijvingskracht van constante grootte, die steeds tegen de richting van de snelheid in werkt). Door van een gemeten signaal van een vrije trilling het logaritmisch decrement als functie van de trillingsamplitude uit te zetten, kan inzicht worden verkregen in het soort energiedissipatie dat de demping veroorzaakt

*Toelichting* over de toelaatbaarheid van de aanname van constante amplitude in het tijdverloop tussen twee pieken bij de bepaling van energiedissipatie.

De werkelijke energiedissipatie is te berekenen door bij een vrije trilling de potentiële energie bij twee opeenvolgende pieken te bepalen. Deze is evenredig met  $Y^2$ . Er geldt dus:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{Y_n^2 - Y_{n+1}^2}{\{(Y_n + Y_{n+1})/2\}^2} = \frac{4(1 - Y_{n+1}/Y_n)}{1 + Y_{n+1}/Y_n}$$

Uit Vergelijking A2.12 volgt dat het tijdsinterval tussen twee pieken is:

$$\Delta t = \frac{2\pi}{\omega_n \sqrt{1 - \gamma^2}}$$

en dat de amplitude verhouding is:

$$\frac{Y_{n+1}}{Y_n} = e^{-2\pi\gamma/\sqrt{1-\gamma^2}}$$

Vergelijken we nu  $\Delta E/E$  met wat gevonden was met Vergelijking A2.19 dan blijkt bij  $\gamma=0,2$  dat A2.19 een 11% grotere waarde geeft; bij  $\gamma=0,1$  is dit 3%.

## 2.2.4 ANALYSE IN HET FREQUENTIEDOMEIN

Bij periodieke oscillatie kan de amplitude van de interne kracht (of veerkracht) worden uitgedrukt als een factor  $A$  (van 'amplification') maal de amplitude van de externe kracht.  $A$  is een functie van de verhouding van de excitatiefrequentie,  $f$ , ten opzichte van de eigenfrequentie,  $f_n$ . Dit resulteert in het genormaliseerde responsiediagram van Figuur A2.2. Hierbij hoort ook het fase-diagram. De fasehoek,  $\phi$ , geeft aan hoeveel de beweging in fase achter loopt op de excitatie. Dus als:

$$F = \hat{F}\sin(\omega t) \quad (\text{A2.23})$$

dan is de principeoplossing voor de beweging:

$$y = Y\sin(\omega t - \Phi) \quad (\text{A2.24})$$

met:

$$kY = \hat{F} A(\omega) \quad \text{en} \quad \Phi = \textit{faseverdraaiing} \quad (\text{A2.25})$$

De oplossing is te vinden in Deel C, Hoofdstuk 3.

Bij resonantie (gedefinieerd als de responsie bij die frequentie waarbij  $A$  maximaal is) en bij niet te grote demping ligt de resonantiefrequentie dicht bij de eigenfrequentie. Zoals eerder is gesteld, zijn bij die frequentie de massakracht en de stijfheidskracht (dat zijn de krachten in tegenfase en meefase met de trillingsbeweging) tezamen 0. Dus:

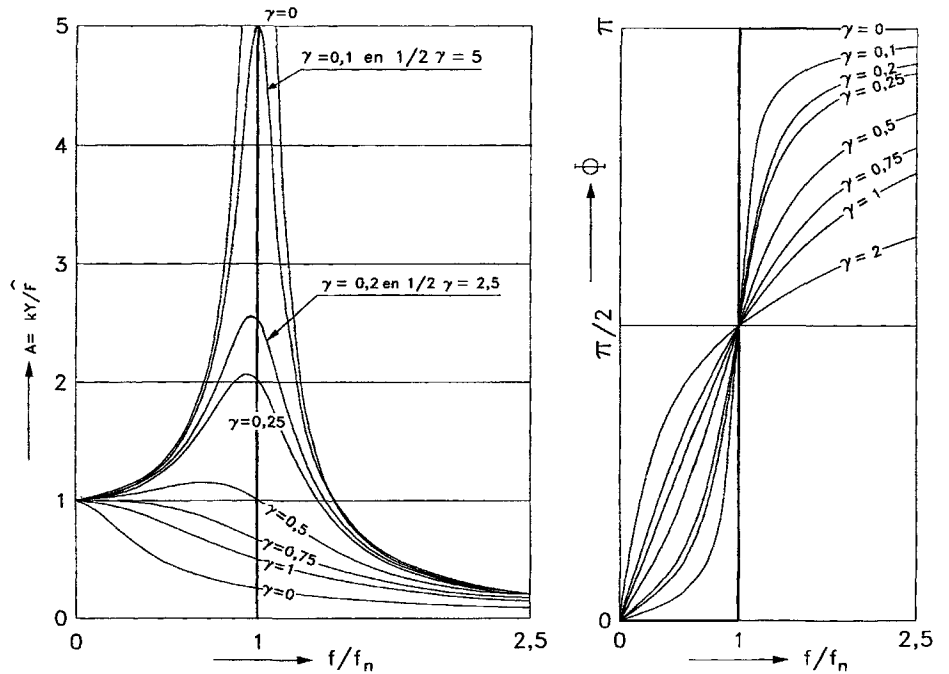
$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + ky = 0 \quad (\text{A2.26})$$

De bereikte evenwichtsamplitude volgt uit de voorwaarde dat de overblijvende krachten in A2.1, dat zijn de krachten die uit fase zijn met de beweging (gedefinieerd als  $\phi = 90^\circ$  of  $270^\circ$ ), ook samen evenwicht maken. De amplitude van de externe periodieke kracht is dus gelijk aan de amplitude van de dempingskracht. De amplitude van  $c \cdot dy/dt$  is bij een periodieke beweging gelijk aan  $\omega Y$ , zodat gevonden wordt:

$$Y = \frac{\hat{F}}{\omega c} \quad (\text{A2.27})$$

Dit laatste vertaalt zich in het responsiediagram, Figuur A2.2, in de grootte van de opslingeringspiek.





Figuur A2.3: Resonansiegrafiek en fase-diagram (in het frequentiedomein) van een enkelvoudig massaveersysteem.

Gebruik makend van A2.14 vinden we:

$$A = \frac{ky}{\bar{F}} = \frac{1}{2\gamma} \quad (\text{A2.28})$$

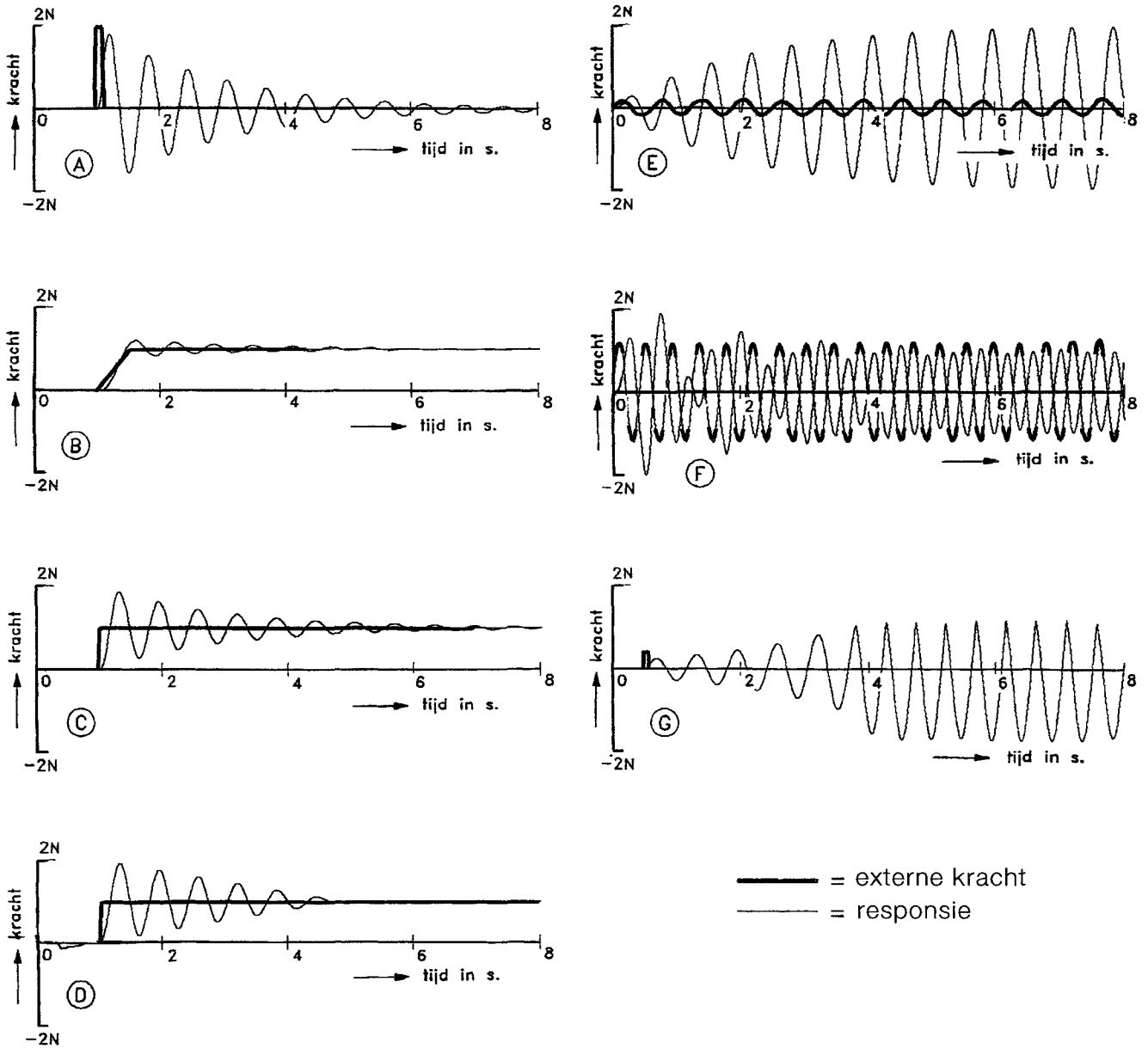
De presentatie in het frequentiedomein is direct toepasbaar bij periodieke belasting en responsie. Voor niet-periodieke belasting is het nodig om gegevens om te zetten van het tijdsdomein naar het frequentiedomein. Vervolgens kan de responsiekenarakteristiek in het frequentiedomein worden toegepast, maar moeten de resultaten daarna weer naar het tijdsdomein worden vertaald. Dit alles is mogelijk met behulp van Fourier en Laplacetransformaties, maar dat is bewerkelijk en vergt specialistische kennis.

Het is evenwel ook mogelijk om direct in het tijdsdomein te rekenen. Dit wordt in de hierna volgende paragraaf behandeld.

## 2.2.5 REKENEN IN HET TIJDSDOMEIN

Via een relatief eenvoudig rekenmodel kan Vergelijking A2.1 numeriek worden opgelost (zie hiervoor Deel C, Paragraaf 3.2). Hiermee zijn voor aantal karakteristieke soorten belasting, bij lineaire en niet-lineaire demping, de responsies in het tijdsdomein berekend en grafisch weergegeven (Figuur A2.3).

Alle getoonde berekeningen hebben betrekking op een massaveersysteem met  $m=10$  kg,  $k=1000$  N/m,  $c=10$  Ns/m (voor zover het de berekeningen met lineaire demping betreft); de veerkracht en de externe kracht zijn op dezelfde schaal weergegeven. De eigenfrequentie (volgens A2.4) is  $f_n=1,59$  Hz en dus is de trillingstijd  $T=0,628$  s.



Figuur A2.3:  
 Responsie van een enkelvoudig  
 massaveersysteem in het tijdsdomein.

Voorbeeld A geeft de vrije trilling na een impulsbelasting. Dit komt ook overeen met een vrije trilling met beginvoorwaarden ongelijk aan 0. De trilling is gedempt en de amplitude verloopt volgens een negatieve  $e$ -macht.

Voorbeeld B geeft de responsie bij een geleidelijke stapbelasting terwijl, Voorbeeld C betrekking heeft op een plotseling aangrijpende belasting.

Voorbeeld D laat zien wat er, bij dezelfde belasting als bij C, gebeurt in geval van een Coulombse wrijving ter grootte van  $0,04\text{N}$ . Deze wrijving is voor wat de grootte betreft onafhankelijk van de trillingsnelheid, maar werkt altijd tegengesteld aan de richting van de snelheid. De omhullende van de met de tijd afnemende trillingsamplituden is nu geen negatieve  $e$ -macht maar een rechte lijn. Als bij onderzoek in een dynamisch schaalmodel een dergelijke omhullende wordt gevonden, is er dus wrijving en loopt het bewegende model ergens aan.

Voorbeeld E laat zien wat een periodieke excitatie in de eigenfrequentie van het systeem voor responsie geeft. De amplitude groeit aanvankelijk evenredig met de tijd.

Daarna vermindert de groei en de omhullende gaat via een negatieve exponent  $(1-e^{-\alpha t})$  (met de  $\alpha$  gelijk aan die van de vrij uitdempende trilling) naar de evenwichts-amplitude toe.

Voorbeeld F heeft betrekking op de responsie bij een excitatiefrequentie die 1,5 maal die van de eigenfrequentie is. De onregelmatigheid aan het begin heeft te maken met het door elkaar lopen van twee trillingen, waarvan er één betrekking heeft op een aanloopverschijnsel, dat later uitdempt.

Het laatste Voorbeeld, G, laat zien wat er gebeurt bij een negatieve demping; de trilling loopt op volgens een e-macht, totdat er in dit geval een wand wordt geraakt. Deze is in de berekening ingevoerd als een veerstijfheid tien maal groter dan de normale veer. De ingevoerde lineaire wanddemping (1000 Ns/m) doet weinig, omdat de trillingssnelheid in de buurt van de grootste uitwijking klein is.

## 2.2.6 ALGEMENE BESCHRIJVING VAN HET MASSA-VEER-DEMPERSYSTEEM IN WATER

Nu wordt nader ingegaan op de formele aanpak die gevolgd moet worden bij belasting door (stilstaand of stromend) water van een constructie die beweegt. Het blijkt handig te zijn om Vergelijking A2.1 als volgt te herschrijven:

$$(m+m_w)\frac{d^2y}{dt^2} + (c+c_w)\frac{dy}{dt} + (k+k_w)y = F_w(t, y, dy/dt \text{ etc.}) \quad (\text{A2.29})$$

De index w geeft aan dat de betreffende grootte betrekking heeft op het water. In het rechterlid kan soms apart worden onderscheiden de term  $F_{1w}(t)$  voor die krachten die niet gekoppeld zijn aan de beweging van de massa, terwijl de andere termen,  $F_{2w}(y, dy/dt \text{ etc.})$  dan staan voor gekoppelde krachten voorzover deze niet-lineair zijn. De lineaire termen, die gekoppeld zijn aan de beweging, zijn overgebracht naar de overeenkomstige termen in het linkerlid.

A2.29 is voor dat geval te schrijven:

$$(m+m_w)\frac{d^2y}{dt^2} + (c+c_w)\frac{dy}{dt} + (k+k_w)y = F_{w1}(t) + F_{w2}(y, dy/dt \text{ etc.}) \quad (\text{A2.29a})$$

De  $m_w$  is de zogenaamde toegevoegde watermassa,  $c_w$  de toegevoegde waterdemping en  $k_w$  de toegevoegde stijfheid. Deze grootheden worden in het volgende hoofdstuk nader uitgewerkt. Hoewel ze hier als constanten worden gezien, is het mogelijk dat ze frequentie-afhankelijk zijn.

Zolang dit een abstract verhaal is kan elk van de grootheden  $m_w$ ,  $c_w$  etc. zowel positief als negatief zijn. Echter ook in de werkelijkheid blijken zowel  $c_w$  als  $k_w$  positief of negatief te kunnen zijn.

In het hiernavolgende wordt op deze lineaire termen en tevens op  $F_{1w}(t)$  nader ingegaan. Het weglaten van niet-lineariteiten blijkt voor de praktijk geoorloofd te zijn: zolang de trilling een kleine amplitude heeft, veroorzaakt deze een kleine verstoring op een gemiddelde situatie. Ook uit de wiskunde blijkt dat bij kleine variaties in een

niet-lineaire met de eerste term van een Fourierreeks kan worden volstaan. De beperking van kleine amplituden is voor de praktijk meestal voldoende, omdat trillingen met grotere amplituden in elk geval voorkomen moeten worden. Uitzonderingen zijn er ook: lange slanke constructies als risers bij een boorplatform kunnen vrij grote bewegingen hebben zonder dat toelaatbare spanningen worden overschreden.

Gaan we nu eerst in op de stromingsexcitatie  $F_1 w(t) = F_w(t)$ , dan is deze op te splitsen in een permanent deel en een dynamisch deel:

$$F_w(t) = \overline{F_w} + F'_w(t) \quad (\text{A2.30})$$

Met een accent wordt het dynamische deel van de belasting aangegeven, met een streep erboven betreft het een tijdsgemiddelde. In de stroming kan een dominante excitatiefrequentie worden onderscheiden, die gekoppeld is aan het Strouhalgetal,  $S$ .  $S$  is een dimensieloos getal, gedefinieerd als:

$$S = \frac{fL}{V} \quad (\text{A2.31})$$

Hierin is  $V$  de stroomsnelheid en  $L$  een referentielengte die te maken heeft met de 'geometrie' van het stroombeeld. Voor elk type object dat in de stroming staat, heeft het Strouhalgetal, mits de verhouding van de diverse lengtematen dezelfde is, een min of meer constante waarde en is onafhankelijk van de schaal van de lengte en van de waarde van de aanstroomsnelheid.

Is de waarde van  $S$  gegeven, dan ligt bij een gegeven lengtemaat en aanstroomsnelheid ook de frequentie  $f$  van de stromingsexcitatie vast.

In het geval van de situatie van Figuur A2.1 moet bij de definitie van het Strouhalgetal uiteraard worden afgesproken welke waarde van  $L$  wordt gekozen:  $L_1$ ,  $L_2$  of  $L_3$ , of juist de hefhogte van de schuif. Ook moet de locatie van de referentiesnelheid steeds dezelfde zijn, als men Strouhalgetallen met elkaar wil kunnen vergelijken. Voor de referentiesnelheid ligt het voor de hand om te kiezen voor de aanstroomsnelheid,  $V$ , zoals aangegeven in Figuur A2.1. Hiervoor kan ook de stroomsnelheid onder de schuif genomen worden.

Het begrip excitatiefrequentie is volledig bepaald als de excitatie in een nauwe frequentieband plaatsvindt. Maar bij excitatie door stroming kan er ook sprake zijn van excitatie die gespreid is over een zekere frequentieband;  $S$  is in dat geval alleen een maat voor de dominante frequentie. De bandbreedte kan dan weer worden uitgedrukt in een percentage van  $S$ .

Of  $S$  altijd constant is hangt van de situatie af; *als het stroombeeld verandert, dan verandert ook  $S$* . In het geval van Figuur A2.1 zal de geometrie van het stroombeeld wel iets afhangen van de waterdiepte, maar belangrijker is de vorm van de onderrand van de schuif, waar het water snel stroomt. Is de stroming instabiel (speciaal bij ronde cilinders komt dat voor), dan kunnen kleine oorzaken het stroombeeld sterk doen wijzigen en spelen de ruwheid van het oppervlak en de invloed van de viscositeit van het water ook mee.

Uit het responsiediagram van Figuur A2.2 blijkt dat, gegeven de dynamische belasting, de belangrijkste factor voor de responsie van de constructie de verhouding van de excitatiefrequentie,  $f$ , en de eigenfrequentie van de constructie,  $f_n$ , is. Daarom is het zinvol om, op dezelfde wijze als is gedaan met de excitatiefrequentie (waarvan het Strouhalgetal de dimensieloze weergave is), ook de resonantiefrequentie dimensieloos weer te geven.

Dit resulteert in het begrip gereduceerde (eigen)frequentie:

$$f_r = \frac{f_n L}{V} \quad (\text{A2.32})$$

In plaats van  $f_r$  wordt ook gesproken van  $S_n$ , *het Strouhalgetal betrokken op de resonantiefrequentie*.

Dus geldt weer:

$$S_n = \frac{f_n L}{V} \quad (\text{A2.33})$$

Veel gebruikt wordt ook de inverse van de gereduceerde frequentie, gedefinieerd als de *gereduceerde snelheid*:

$$V_r = \frac{V}{f_n L} \quad (\text{A2.34})$$

$V_r$  geeft de verhouding weer tussen de excitatiefrequentie (indien  $S = \text{constant}$  dan volgt uit A2.31 dat  $f$  evenredig is met  $V/L$ ) en de resonantiefrequentie.

**Opmerking:** Welke presentatie,  $f_r$ ,  $S_n$  of  $V_r$  wordt gekozen hangt af van de situatie. De auteurs hebben een voorkeur voor  $S_n$  als het aan komt op het bepalen van de resonantiefrequentie die nodig is om uit de buurt van het kritische gebied van het Strouhalgetal te blijven. Ook bij de beschrijving van de responsie op ruisexcitatie blijkt  $S_n$  de meest bruikbare grootheid te zijn<sup>1</sup>.

Betreft het de presentatie van proefresultaten waarbij de resonantiefrequentie niet, maar de stroomsnelheid wel is gevarieerd dan ligt  $V_r$  voor de hand. Als het gaat om proefresultaten waarbij bij één waarde van de stroomsnelheid de resonantiefrequentie is gevarieerd, dan ligt  $V_r$  of  $f_r$  het meest voor de hand.

<sup>1</sup> Dit hangt samen met het gebruik om het energiedichtheidsspectrum dimensieloos te presenteren. Daartoe wordt de frequentie, dus de variabele op de horizontale as, dimensieloos gemaakt in de vorm  $fL/V$ , en deze wordt met  $S$  aangegeven.  $S$  is nu een variabele en niet meer een constante grootheid als in Vergelijking A2.31. Het spectrum bij de waarde  $S_n$  geeft dan de energiedichtheid aan op of in de buurt van de resonantiefrequentie.

In het geval dat de excitatiefrequentie in de buurt komt van de resonantiefrequentie geldt:

$$\frac{S}{S_n} \approx 1 \quad (\text{A2.35})$$

en dus ook:

$$V_r \approx \frac{1}{S} \quad (\text{A2.36})$$

## 2.2.7 HARMONISCHE EXCITATIE DOOR STROMING EN DE RESPONSIE HIEROP

Zuiver periodieke excitatie door stroming komt bij cirkelvormige cilinders voor. De aanname dat de kracht onafhankelijk is van de trilling zelf is hierbij niet realistisch. Toch wordt dit beeld nog even aangehouden.

Zoals blijkt uit Figuur A2.2 hangt de versterkingsfactor A, dat is de verhouding tussen de veerbelasting en de uitwendige belasting, bij periodieke excitatie vooral af van de verhouding tussen excitatie- en eigenfrequentie. Maar zeker in de buurt van resonantie speelt ook de dempingsfactor, die in dit figuur is uitgedrukt in de dimensieloze factor  $\gamma$ , een zeer belangrijke rol.

Wordt de excitatie door stroming opgewekt, dan moet de representatieve amplitude van de uitwendige kracht worden uitgedrukt in de stuwdruk  $\frac{1}{2}\rho V^2$  vermenigvuldigd met het oppervlak waarop deze aangrijpt,  $L^2$ . Dit geldt zowel voor de permanente kracht als voor de dynamische kracht:

$$F_w = C \frac{1}{2} \rho V^2 L^2 \quad (\text{A2.37})$$

en:

$$F_w = C' \frac{1}{2} \rho V^2 L^2 \quad (\text{A2.38})$$

De evenredigheidsfactor C is de krachtscoëfficiënt; indien deze betrekking heeft op de amplitude van de dynamische belasting dan wordt hij aangeduid met C', de dynamische krachtscoëfficiënt. Ook deze coëfficiënt is min of meer een constante. Daarnaast is het gebruikelijk om te spreken over *liftcoëfficiënt* en *weerstandcoëfficiënt* als het om dat deel van de kracht gaat dat respectievelijk loodrecht op de stroming werkt of in de richting van de stroming.

De excitatiefrequentie volgt uit het Strouhalgetal, en de responsie hangt af van de verhouding tussen excitatiefrequentie en eigenfrequentie. De amplitude van de

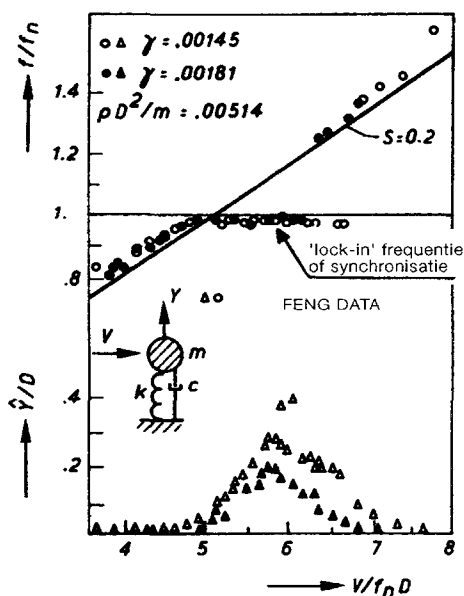
responsie (amplitude  $Y$  maal de veerstijfheid) kan direct worden weergegeven als (interne) veerkracht gedeeld door stuwdruk maal aangrijpingsoppervlak. Deze relatie is een functie van de verhouding tussen excitatie- en resonantiefrequentie en van de demping. Omdat het Strouhalgetal constant is, blijkt de gereduceerde frequentie of de gereduceerde stroomsnelheid een maat voor de frequentieverhouding te zijn. Een en ander resulteert in:

$$\frac{kY}{\rho V^2 L^2} = f(V_r, \text{damping}) \quad (\text{A2.39})$$

Nu zijn nog een aantal manipulaties mogelijk als de veerstijfheid,  $k$ , en de massa,  $(m+m_w)$ , erbij worden betrokken om de resonantiefrequentie te berekenen. Dit voert hier echter te ver.

Figuur A2.4 laat een presentatie zien van het gedrag van een cirkelcilinder in luchtstroming. De parameter  $\rho D^2/m$  is niet gevarieerd, terwijl twee waarden voor de demping zijn getest. De resultaten voor een constructie in water zouden hoogstwaarschijnlijk sterk verschillen, omdat de massafactor  $m/m_w$  (of meer in het algemeen  $m/\rho L^3$ ) dan veel kleiner is. Interessant is dat er een scherp gedefinieerde waarde is van de aanstroomsnelheid waarbij de trilling begint. Deze volgt uit het samenvallen van de excitatiefrequentie die volgt uit het Strouhalgetal van de niet-trillende cilinder (hier 0,2) en de resonantiefrequentie,  $f_n$  (dan geldt  $V_r = S^{-1}$ , zoals in A2.36).

Daarna blijft bij toenemende snelheid van de stroming de frequentie een stukje hangen op de resonantiefrequentie. De excitatiefrequentie blijft ook constant, zodat in wezen het Strouhalgetal verandert. Dat is echter niet geheel waar, want, omdat de trillingsamplitude hier erg groot is, werkt deze vergroterend op de referentielengte (hier de cilinderdiameter  $D$ ) waarop het Strouhalgetal is betrokken. Groeit de stroomsnelheid nog verder aan, dan neemt de trillingsamplitude niet verder toe en verschuift de trillingsfrequentie weer naar die behorend bij het Strouhalgetal van 0,2. Figuur A5.10 toont soortgelijke resultaten voor waterstroming.



Figuur A2.4: Trillingsamplitude en frequentie bij een cirkelcilinder in luchtstroming als functie van de gereduceerde snelheid, Blevins (1977).

## 2.2.8 RESPONSIE BIJ RUISEXCITATIE

Het karakter van de excitatie door turbulentie is dat deze niet optreedt in één enkele frequentie, maar over een zekere frequentieband is gespreid. Dit bestaat bekend als ruisexcitatie. Excitatie door turbulentie wordt in het algemeen niet sterk beïnvloed door (kleine) bewegingen van de constructie. De excitatie wordt beschreven in de vorm van een frequentiespectrum waarbij op de horizontale as staat uitgezet de frequentie,  $f$ , en op de verticale as de spectrale dichtheid,  $W(f)$ . Het totale oppervlak onder de curve van een frequentiespectrum correspondeert met het tijds-gemiddelde van de gekwadraterde dynamische kracht. Als representatieve waarde voor de amplitude wordt de RMS-waarde (Root-Mean-Square value) gekozen.

Vergelijking A2.40 en A2.41 geven een en ander wiskundig weer:

$$\int_0^{\infty} W(f) df = \overline{\{F(t)\}^2} = (F_{RMS})^2 \quad (\text{A2.40})$$

waarin de RMS-waarde van de kracht gedefinieerd is als:

$$F_{RMS} = \lim_{T \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T F^2(t) dt} \quad (A2.41)$$

Ook hierbij wordt, evenals bij de periodieke excitatie, een dynamische kracht- (of lift- of weerstands)coëfficiënt gebruikt, die bij een bepaald stroombeeld als een constante is te beschouwen. Voor  $C'$  geldt hetzelfde als voor de kracht: het is de wortel uit de tijdsgemiddelde waarde van de momentane krachtcoëfficiënt in het kwadraat.

$$F_{dyn} = F_{RMS} = C' \frac{1}{2} \rho V^2 L^2 \quad (A2.42)$$

*Toelichting: De kwadratering van het signaal heeft als doel een presentatie te krijgen waarbij delen van het spectrum (met een beperkte frequentieband) weer bij elkaar gevoegd kunnen worden. Dat is hierbij inderdaad mogelijk.*

*Stel dat het dynamische deel van een krachtsignaal bestaat uit sinus en cosinusfuncties met oplopende frequentie,  $f_1, f_2$  enzovoort:*

$$F' = \sum_{m=1}^n A_m \sin(2\pi f_m t) + \sum_{m=1}^n B_m \cos(2\pi f_m t) \quad (A2.43)$$

Berekening van  $F_{RMS}^2$  volgens A2.41 levert, mits  $T$  groot genoeg is, op:

$$F_{RMS}^2 = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^n A_m^2 + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^n B_m^2 \quad (A2.44)$$

*De dubbelproducttermen komen in het eindresultaat niet meer voor.*

*Nu is eenvoudig in te zien dat, als we alleen de amplituden beschouwen tot aan een zekere frequentie (dus  $m$  loopt van 1 tot aan  $n_1$ ) en daarna alle amplituden boven deze frequentie (dus  $m$  loopt van  $n_1+1$  tot  $n$ ), we de  $F_{RMS}^2$  waarden gewoon bij elkaar op mogen tellen.*

*Ook als we het krachtsignaal beschouwen als een constante kracht,  $\bar{F}$ , met daarop een variatie,  $F'$ , en we beschouwen eerst het signaal dat zodanig gefilterd is dat alleen het deel onder een bepaalde frequentie wordt doorgelaten, en daarna het deel boven deze frequentie, dan kan uit de statistiek worden aangetoond dat de standaarddeviaties (equivalent met RMS-waarden) kwadratisch bij elkaar kunnen worden opgeteld.*

Nu wordt er ook veel gewerkt met een dimensieloze spectrale dichtheidsfunctie, waarbij de excitatiefrequentie vervangen wordt door de dimensieloze frequentie (ofwel het Strouhalgetal  $S=fL/V$ ).



Men spreekt dan van een geüniformeerd spectrum of eenheidsspectrum  $\Phi(S)$  (waar- onder het oppervlak gelijk is aan één); dus:

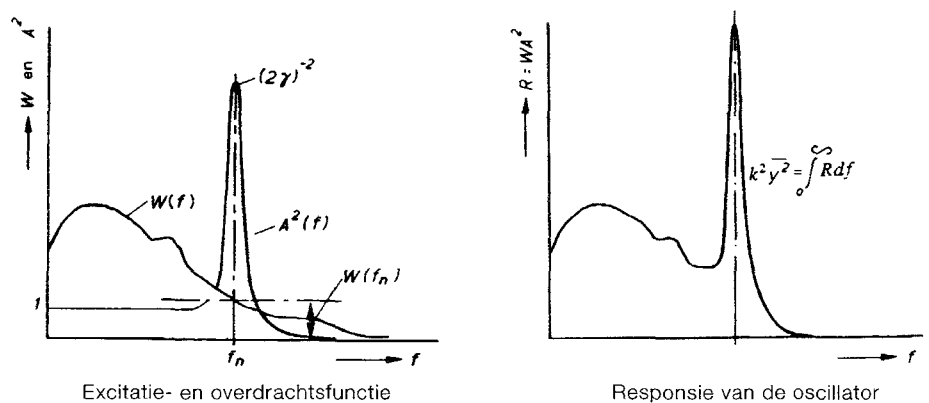
$$\int_0^{\infty} \Phi(S) dS = 1 \quad (\text{A2.45})$$

Beide spectra zijn wat de vorm betreft aan elkaar gelijk. Om het eenheids- spectrum weer om te zetten in het energiedichtheidsspectrum moet de grootte van de excitatie worden ingevoerd (in het kwadraat) en moet vanwege de verlenging van de horizontale as met  $V/L$  (want  $f=S(V/L)$ ) de verticale as met eenzelfde factor worden ingekrompen. Zodoende kan worden aangetoond dat:

$$W(f) = (C' / \frac{1}{2} \rho V^2 L^2)^2 \frac{L}{V} \Phi(S) \quad (\text{A2.46})$$

Ook hier geldt weer dat  $\phi(S)$  en  $C'$  niet meer afhangen van de dimensie van de constructie en van de stroomsnelheid. De waarden kunnen echter af hangen van het stroombeeld en er kan een zekere invloed zijn van het Reynoldsgetal ( $Re=VL/\gamma$ ), de wandruwheid etc.

Is het excitatiespectrum bij ruisexcitatie bekend, dan kan de responsie van de constructie worden berekend door per stukje bandbreedte het kwadraat van de excitatieamplitude (dat is de functie  $W(f)$  vermenigvuldigd met een stukje frequentie- band) te vermenigvuldigen met het kwadraat van de responsiefunctie. De grootte van de te kiezen bandbreedte is, mits klein genoeg, op zich niet van belang voor het eind- resultaat.



Figuur A2.5: Excitatiespectrum, responsiefunctie (in het kwadraat) en het daaruit te bepalen kwadraat van de responsie.

Figuur A2.5 illustreert hoe de responsie berekend kan worden uit de gegeven spectrale verdeling van de excitatie en het kwadraat van de responsie (de grootte  $A^2$  in Figuur A2.5 refereert aan de versterkingsfactor  $A$  van de responsiefunctie in Figuur A2.2).

De genoemde vermenigvuldiging van het excitatiespectrum en het kwadraat van de responsiekromme kan grafisch of numeriek gebeuren.

Gebaseerd op een vroegere publicatie van Fung (1960) heeft Kolkman (1976) een vereenvoudigde analyse voorgesteld. Deze is gebaseerd op het feit dat de vermenigvuldiging resulteert in een dominante piek bij de resonantiefrequentie, die vol-

ledig wordt bepaald door de waarde van het spectrum ter plaatse van de resonantiefrequentie, dus van  $W(f_n)$ . De grootte van de responsie is door Fung berekend, weliswaar onder aanname dat over de gehele frequentieband de spectrale dichtheid dezelfde waarde heeft als overeenkomt met  $W(f_n)$ , maar dat geeft nauwelijks verschil met een meer realistische bewerking. De berekende responsie wordt uitgedrukt als een interne kracht (veerkracht):

$$\overline{(F'_{intern})^2} = k^2 \overline{y^2} = \frac{\pi}{4\gamma} f_n W(f_n) \quad (\text{A2.47})$$

De afleiding is ook te vinden in Kolkman (1976). Drukken we de spectrale dichtheid  $W(f)$  weer uit in termen van het eenheidsspectrum vermenigvuldigd met het kwadraat van de amplitude van de excitatiekracht gedeeld door de waarde  $V/L$ , dan is Vergelijking A2.47 ook te schrijven als:

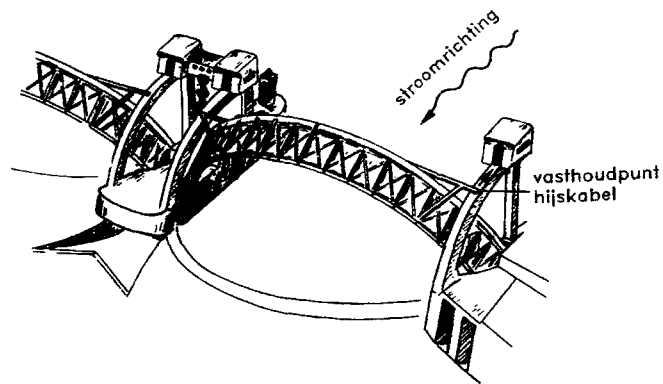
$$\overline{(F'_{intern})^2} = \frac{\pi}{4\gamma} S_n \Phi(S_n) \left(C' \frac{1}{2} \rho V^2 L^2\right) \quad (\text{A2.48})$$

Hierin is  $\Phi(S_n)$  de waarde van het energiedichtheidsspectrum in (de buurt van) de (dimensieloos gepresenteerde) resonantiefrequentie.

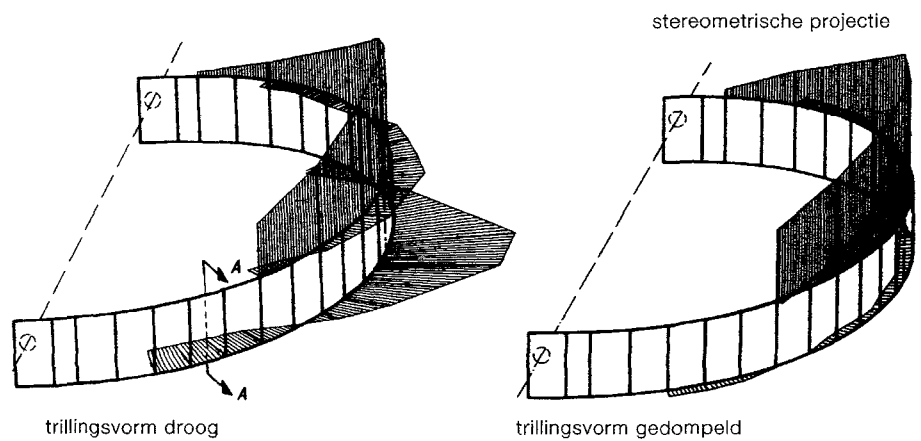
Indien de resonantiefrequentie hoger ligt dan de dominante excitatiefrequentie (hetgeen uiteraard bij een goed ontwerp zo behoort te zijn), dan zal het responsiespectrum (de vermenigvuldigingskromme als getoond in de rechterfiguur in Figuur A2.5) een tweede bult hebben in het laagfrequente gebied. De inhoud van deze laagfrequente bult is nagenoeg gelijk aan de inhoud van het oorspronkelijke excitatiespectrum, want de responsie van het enkelvoudige massaveersysteem geeft in dat frequentiegebied nog weinig versterking. Om de amplitude van de totale *interne kracht* te verkrijgen kunnen de oppervlakten van de laagfrequente bult en van de resonantiepiek bij elkaar worden opgeteld. Door van deze som weer de wortel te nemen wordt de standaarddeviatie van de interne kracht gevonden:

$$F_{intern} = \sqrt{\overline{F'_{intern-resonantie}}^2 + \overline{F'_{extern}}^2} \quad (\text{A2.49})$$

Deze analyse is voor het eerst zo uitgevoerd bij een trillingsonderzoek aan een sectorschuiif, te vinden in één van de bijlagen van Kolkman (1976).



Figuur A2.6:  
Trillingsvorm droog en gedeeltelijk onder water,  
van de vizierschuiven van de stuw te Hagestein,  
gemeten bij verticaal exciteren in het midden  
van de schuif (Kolkman, 1976).



## 2.2.9 HET GEDRAG VAN EEN CONSTRUCTIE MET MEER GRADEN VAN VRIJHEID

Een systeem met meer graden van vrijheid heeft meerdere eigentrillingen, elk met een eigenfrequentie en een eigentrillingsvorm. Deze kunnen voor een 'droge' constructie, afhankelijk van de mate van complexiteit, analytisch of met een eindigelementenprogramma (Engels Finite Element Method, FEM) worden berekend. Om het dynamisch gedrag in stroming te kunnen afschatten of berekenen is het allereerst van belang om de trillingsvorm(en) en de eigenfrequenties van de constructie in water te kennen.

De toegevoegde watermassa heeft als effect dat, ten opzichte van de droge toestand, de eigenfrequentie sterk omlaag gaat. Bovendien kan in sommige gevallen ook de trillingsvorm sterk veranderen.

Figuur A2.6 geeft de trillingsvorm in droge en gedeeltelijk ondergedompelde toestand van de vizierschuiven van de stuw te Hagestein bij periodiek verticaal exciteren in het midden van de schuif (zie ook Paragraaf 6.2). De figuren geven de trillingsvorm bij één van de lagere resonantiefrequenties, waarbij de verticale trilling (waarin de elasticiteit van de ophanging een belangrijke rol speelt) steeds gecombineerd blijkt te zijn met een belangrijke tordering van de schuif. Doordat er bij de droge schuif grote horizontale bewegingen ontstaan, is het effect van de toegevoegde watermassa ook groot. Dit blijkt te resulteren in een sterk gewijzigde trillingsvorm, waarbij de amplituden onderaan de schuif veel kleiner zijn.

Het is niet zonder meer mogelijk om bij een eindige-elementenberekening de invloed van de toegevoegde watermassa mee te nemen. De toegevoegde watermassa is een complexere grootheid dan de massa van de constructie zelf. Zelfs bij een enkelvoudige constructie met twee graden van bewegingsvrijheid heeft de toegevoegde massa in elk van beide trillingsrichtingen een verschillende waarde. Dit wordt besproken in Hoofdstuk 3, Paragraaf 3.6, aan de hand van een schuif met L-vormige doorsnede (Figuur A3.14). Deze schuif kan zowel horizontaal (in x-richting) als verticaal (in z-richting) trillen. De toegevoegde watermassa zal bij trillen in z-richting sterk van de breedte van de horizontale strip afhangen, terwijl de toegevoegde watermassa bij trillen in x-richting hiervan veel minder afhankelijk zal zijn. Ook zal bij een versnelling in z-richting een horizontale kracht (in x-richting), proportioneel met de versnelling  $d^2z/dt^2$  uitgeoefend worden, want de schuif is sterk asymmetrisch. Omgekeerd zal ook een versnellende beweging in x-richting een kracht in z-richting geven, proportioneel met de versnelling van de schuif. Deze koppeling is vaak zeer belangrijk.

Indien berekeningen van de eigentrillingen worden uitgevoerd met een fem-programma, moet het programma uiteraard ook geschikt zijn om, bij een systeem met n-graden van vrijheid, de toegevoegde massa als een volledige matrix in te voeren, inclusief de koppeltermen. De matrix bevat alle termen  $m_{11}$ ,  $m_{12}$ ,  $m_{21}$ ,  $m_{22}$  etc.

Hierin staat de eerste index voor de graad van beweging die wordt uitgevoerd; de krachten die hierdoor worden opgewekt werken in op een andere bewegingsgraad die met de twee indices wordt aangeduid. Zijn de twee indices gelijk dan gaat het om een vergroting van de eigen massa van de constructie, zijn ze ongelijk dan is sprake van koppeltermen. Over de berekening van de toegevoegde watermassamatrix is in Deel C, Paragraaf 3.3, één en ander te vinden.

De toegevoegde watermassa is alleen te berekenen als bepaalde schematisaties worden ingevoerd. In de eerste plaats wordt uitgegaan van kleine trillingsamplituden. Een bewegende wand wordt hierbij vervangen door een vaste wand terwijl de waterverplaatsing met een bronnen- en puttenbelegging op de vaste wand wordt gerealiseerd. Ook zijn trillingssnelheden klein; zodoende kunnen drukken die evenredig zijn met  $\rho V^2$  worden verwaarloosd. Waterstandsverschillen kunnen wel worden ingevoerd als begrenzing van het stromingsveld, maar de invloed van de hiermee samenhangende permanente stroming op de toegevoegde watermassa niet. Deze wijze van schematiseren maakt dat de door het trillen van de constructie opgewekte stroming zich gedraagt als potentiaalstroming. Daarover is veel bekend en elementenprogramma's kunnen geschikt gemaakt worden voor de berekening hiervan. Uit ervaring blijkt dat de toegevoegde watermassa niet sterk verandert door stroming; dus trillingsvormen en frequenties kunnen op deze wijze voldoende nauwkeurig worden bepaald. Ook de demping en de excitatiekrachten ten gevolge van stroming zijn niet zo groot dat hierdoor de trillingsvorm of de trillingsfrequentie verandert.

De diverse excitatiebronnen, zoals die in Hoofdstuk 4 en 5 voor een enkelvoudig massaveersysteem worden behandeld, gelden ook voor een systeem met meer graden van vrijheid of een continu-elastische constructie. Er moet dus gekeken worden of er zich lokaal situaties voordoen die overeenkomstig zijn. Er zullen plaatsen zijn waar zelfexcitatie zal kunnen ontstaan, en op andere plaatsen is wellicht demping te verwachten. Theoretisch zou het mogelijk moeten zijn om deze zelfexcitatie en stromingsdemping te vertalen naar lokale positieve of negatieve energieoverdracht van het water naar de constructie. De gesommeerde energieoverdracht kan dan een

maat zijn voor mogelijke opslinging of uitdemping van de gehele constructie. Voordat dergelijke berekeningen zinvol kunnen zijn, zal echter veel bekend moeten zijn over deze energieoverdracht als functie van de frequentie en de trillingsamplitude.

## 2.2.10 OORZAKEN VAN TRILLINGEN

Vanuit de analyse van de basis voor het massa-veer-dempersysteem in water zijn, in volgorde van afnemend risico, de volgende mogelijkheden voor grote dynamische belasting te formuleren:

- A. De totale demping ( $c+c_w$ ) is negatief, of met andere woorden: er treedt zelfexcitatie op. Hierdoor wordt het systeem instabiel en een willekeurige kleine verstoring leidt tot een trilling waarvan de amplitude steeds (exponentieel) toeneemt. De groei van de trillingsamplitude eindigt pas als er niet-lineaire termen van de Vergelijking A2.29 waterbelasting (de term  $F_{w2}(y, dy/dt$  etc. in Vergelijking A2.29a) komen, of de constructie zich niet-lineair gedraagt. In geval van schuiftrillingen bij kleine opening kan de amplitude begrensd worden doordat de trillende schuif de bodem raakt<sup>2</sup>.
- B. Het systeem komt in resonantie door een zuiver periodieke stromingsbelasting. Figuur A2.4 geeft hiervan een voorbeeld. Zelfs als de krachtamplitude klein is, kan een lang aangehouden periodieke belasting bij kleine demping toch grote interne krachten geven.
- C. Ruisexcitatie kan alleen gevaarlijk zijn als de demping gering is. De trillingsresponsie is hierbij wel veel kleiner dan bij resonantie in geval van periodieke excitatie.
- D. Quasi-statische belasting (dit is een dynamische belasting die laagfrequent is ten opzichte van de laagste eigenfrequentie van de constructie) is alleen dan gevaarlijk als de belasting zeer groot is. Dit blijkt voor te komen bij grote vloeistofoscillaties, bij zware golfbelasting of bij golfklappen. Omdat ook bij vloeistofoscillaties de frequenties meestal veel lager zijn dan de resonantiefrequentie van de constructie, wordt vaak niet meer van trillingen gesproken, maar van vervorming (of verplaatsing) door dynamische belasting.

<sup>2</sup> In Paragraaf 2.2.3 is afgeleid dat bij een trillingsweerstand evenredig met het kwadraat van de trillingssnelheid de equivalente lineaire demping toeneemt met de trillingsamplitude (Vergelijking A2.22).

Vanaf een bepaalde amplitude zal ook daardoor ( $c+c_w > 0$ ) kunnen, hetgeen betekent dat de amplitude door het water zelf wordt begrensd.

## 2.3 OSCILLATIES VAN VLOEISTOFFEN

### 2.3.1 EIGENSCHAPPEN VAN EEN VLOEISTOFOSCILLATOR

Een vloeistofoscillator is hier gedefinieerd als een begrensd vloeistofgebied waarin een slingering of een staande golf kan optreden, zonder dat kinetische of potentiële energie van die oscillatie naar buiten uitstraalt of van buiten af wordt toegevoegd. Uitdemping van oscillaties treedt alleen op door dempende factoren binnen dit systeem.

Een vloeistofoscillator kan in resonantie komen in één of meerdere resonantiefrequenties, afhankelijk van het aantal vrijheidsgraden. Evenals bij het massaveersysteem zal ook hier vooral het systeem met één graad van vrijheid worden behandeld.

### 2.3.2 OVERZICHT VAN SITUATIES WAARBIJ EEN VLOEISTOFOSCILLATOR KAN BESTAAN

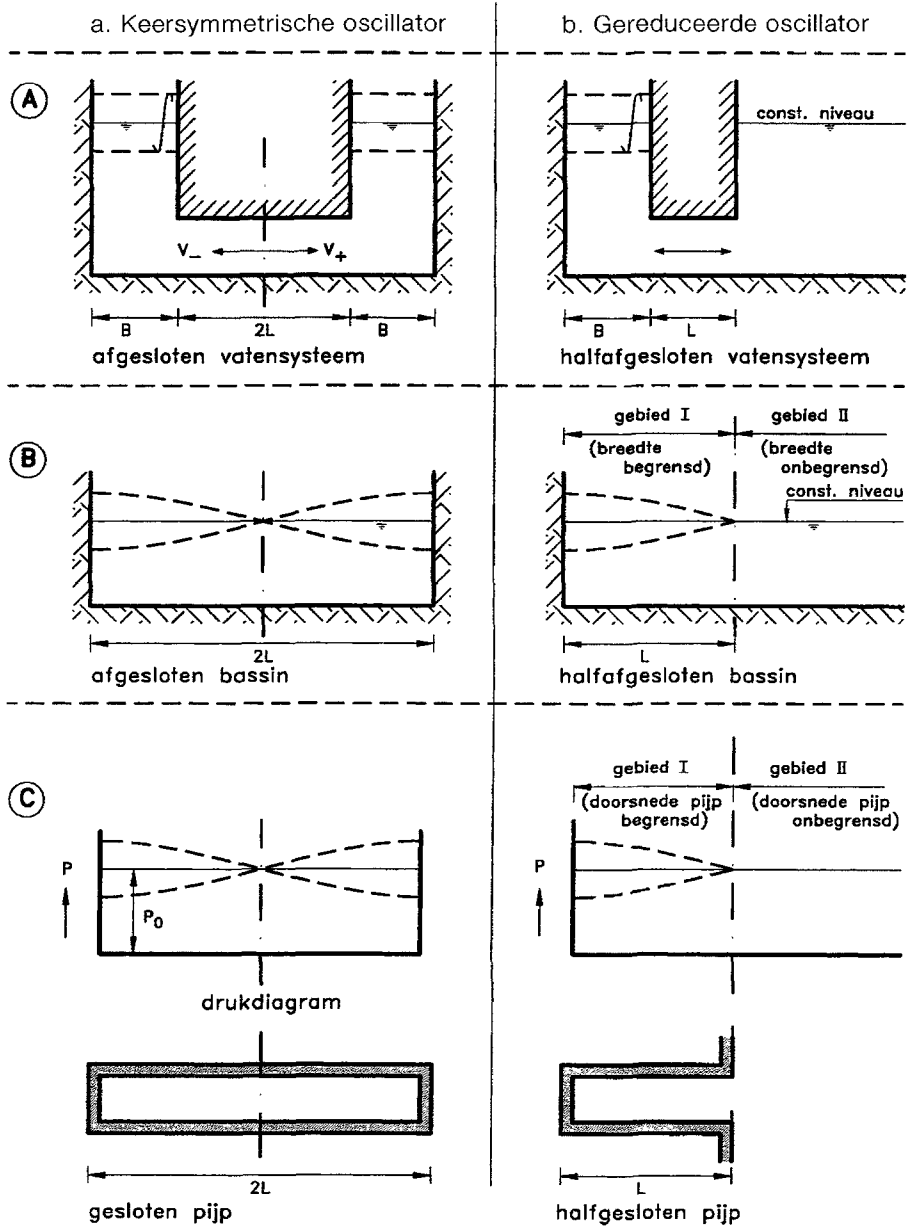
De verschillende verschijningsvormen van een vloeistofoscillator zijn in Figuur A2.7 gepresenteerd. Dit zijn achtereenvolgens:

- Aa: Systeem met twee onderling verbonden bassins: keersymmetrische oscillatie.
- Ab: Gehalveerde systeem Aa; één bassin via een pijp verbonden met het buitenwater.
- Ba: Alzijdig afgesloten bassin: staande keersymmetrische golf.
- Bb: Halfafgesloten bassin in open verbinding met ruim buitenwater.
- Ca: Alzijdig afgesloten pijp; staande keersymmetrische drukgolf.
- Cb: Halfafgesloten pijp in verbinding met een ruime pijp of ruim buitenwater.

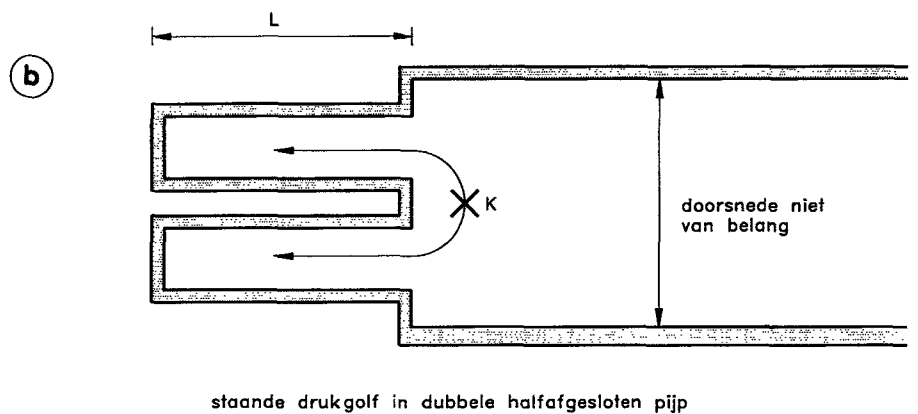
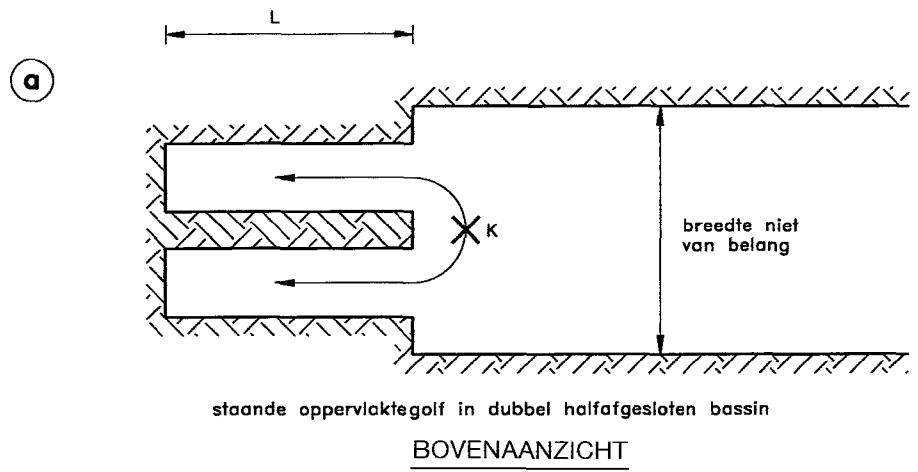
Doordat er bij de volledige systemen zoals hier getoond, een keersymmetrie is voor wat betreft de slinger- of golfbeweging, heerst op de hartlijn steeds een constante druk gelijk aan die bij de beginsituatie. (Zoals in Figuur A2.10 is te zien, zijn er ook symmetrische golven mogelijk.) Wordt het systeem op de hartlijn doorgesneden en verbonden met een ruimte waar de druk ook constant is, dan verandert er niets aan de dynamische eigenschappen; ook de resonantiefrequentie verandert niet. Aan de voorwaarde van constante druk wordt voldaan, als het buitenwater zeer ruim is. Er is daar dan geen golfuitstraling en er treedt bij de overgang van het bassin of de buis naar het buitenwater een volledige (negatieve) terugkaatsing op van de golf in het bassin (respectievelijk de buis).

In Figuur A2.8 staan situaties aangegeven waarbij in geval van een niet-gehalveerd bassin of niet-gehalveerde pijp een complete staande golf optreedt, maar dan in een 'dubbelgevouwen' situatie. Omdat er, ten gevolge van de keersymmetrie van de staande golf, in het midden ervan (dat is ook de plaats waar het buitenwater begint) geen drukvariaties zijn, straalt er geen golf naar buiten toe weg; aan het buitengebied wordt dan ook niet de eis gesteld dat dit ruim is. Het feit dat er bij deze golf geen uitstraling optreedt, is overigens de reden dat juist die staande golven kunnen ontstaan.

Het systeem van communicerende vaten kan uitgebreid worden met veel meer vaten en pijpen. Het aantal resonantiefrequenties is gelijk aan het aantal pijp-elementen. In een afgesloten bassin of pijp kunnen vele staande golven ontstaan (zie volgende paragrafen).



Figuur A2.7:  
De zes vormen waarin de vloeistofoscillator  
kan voorkomen.



Figuur A2.8:  
'Dubbelgevouwen' situaties van een staande golf.  
K geeft de plaats van de knoop van de golf aan.

### 2.3.3 COMMUNICERENDE VATEN VERGELEKEN MET EEN MASSAVEERSYSTEEM

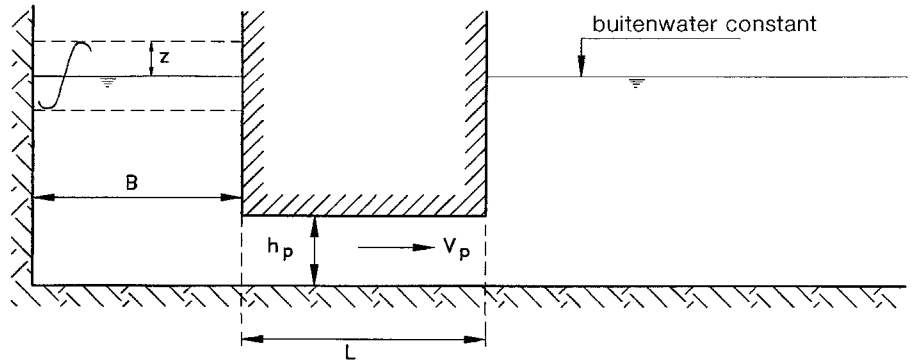
Figuur A2.9 toont een communicerend vat bij een oscillatie. De oscillatie volgt uit de oplossing van twee en, de continuïteits- en de bewegings. Per eenheid van breedte geldt voor de continuïteit:

$$q_p = h_p V_p = -B \frac{dz}{dt} \quad (\text{A2.50})$$

waarin  $q_p$  = debiet in de 'pijp' per eenheid van breedte.  
Zie voor de betekenis van de (geometrische) symbolen Figuur A2.9. De bewegings leidt, bij verwaarlozing van wandwrijving en andere verliezen, tot:

$$\rho g z = \rho L \frac{dV_p}{dt} \quad (\text{A2.51})$$





Figuur A2.9:  
Bassin via een pijp verbonden met ruim buitenwater.

Eliminatie van  $V_p$  leidt direct tot:

$$\frac{LB}{h_p} \frac{d^2z}{dt^2} + gz = 0 \quad (\text{A2.52})$$

Deze vergelijking toont grote gelijkenis met Vergelijking A2.2 van het ongedempte massaveersysteem. De oplossing van A2.52 is te schrijven als:

$$z = Z \sin \omega_n t \quad (\text{A2.53})$$

met:

$$\omega_n = \sqrt{\frac{gh_p}{LB}} \quad (\text{A2.54})$$

De vergelijking met het enkelvoudige massaveersysteem is verder door te trekken als we de watermassa in de pijp beschouwen als de massa en de horizontale verplaatsing van het water ten opzichte van de ruststand definiëren als  $y$ . De tweede wet van Newton,  $K=ma$ , wordt nu direct toegepast. De veerstijfheid volgt uit de tegenkracht,  $K$ , die het water in de pijp ondervindt door de verplaatsing  $y$ :

$$K = -z\rho gh_p = y \frac{h_p}{B} \rho gh_p \quad (\text{A2.55})$$

immers  $zB = -yh_p$

Hiermee ligt de veerstijfheid vast:

$$k = \frac{K}{y} = \frac{\rho gh_p^2}{B} \quad (\text{A2.56})$$

terwijl de massa (per eenheid van breedte) gelijk is aan:

$$m = \rho h_p L \quad (\text{A2.57})$$

Nu veerstijfheid en massa bekend zijn, volgt daaruit via Vergelijking A2.2 de eigenfrequentie.

### SYSTEEM VAN MEERDERE BASSINS

Hebben we te maken met meerdere met elkaar verbonden bassins, dan bepaalt het aantal pijpen het aantal graden van vrijheid en daarmee ook het aantal eigenfrequenties van het systeem.

Het buitenwater is ook op te vatten als een bassin (een bassin met een oneindig groot oppervlak leidt ook tot een constante waterspiegel). Zelfs bij een pijp die twee gebieden, elk met een constante waterspiegel, verbindt, geldt de versnellings van de waterkolom in de pijp, maar de resonantiefrequentie is nul en de oscillatie is superkritisch gedempt. Dit is een relevante situatie bij een lange pijp waarin plotseling een kraan open is gezet. Het systeem is te vergelijken met een massa die aan aarde verbonden is, met een demper maar zonder veer.

### RESONANTIES

Als het bassin gevoed wordt met een periodiek wisselend debiet met een frequentie gelijk aan de resonantiefrequentie van het bassin-pijpsysteem, dan zal resonantie optreden. De evenwichtsamplitude zal afhangen van de debietamplitude en de stromingsverliezen in de pijp. Er zijn geen voorbeelden bekend van situaties waar resonantie van een bassin-pijpsysteem tot problemen heeft geleid.

### INSTABIELE OSCILLATIES

Zoals bij het massaveersysteem is gevonden dat negatieve demping leidt tot zelfexcitatie en daarmee tot instabiele trillingen, zo kan ook de vloeistofoscillator een instabiel gedrag vertonen. Is er bij het bassin een voedingsdebiet  $q_v$  dat gekoppeld is aan de waterstandsvariatie,  $z$ , dan is er ook instabiliteit mogelijk.

Stel:

$$q_v = \alpha z \quad (\text{A2.58})$$

waarin  $\alpha$  een evenredigheidconstante voorstelt (niet tijdsafhankelijk).

Nu gaat A2.50 over in:

$$B \frac{dz}{dt} = q_v - q_p = \alpha z - h_p V_p \quad (\text{A2.59})$$

Combineren met de Bewegings A2.51 levert:

$$\frac{LB}{h_p} \frac{d^2 z}{dt^2} - \frac{\alpha L}{h_p} \frac{dz}{dt} + gz = 0 \quad (\text{A2.60})$$

Deze lijkt sterk op de trillingsvergelijking A2.11 en dit toont direct dat een positieve  $\alpha$ -factor betekent dat er een negatief gedempt systeem is. In Paragraaf 4.5 wordt een voorbeeld behandeld waarbij bij een drijvend deur (Figuur 4.23) een positieve  $\alpha$ -factor ontstaat die tot een instabiele vloeistofoscillatie leidt.

### 2.3.4 KENMERKEN VAN DE STAANDE GOLF

In een alzijdig afgesloten bassin als de gesloten pijp in Figuur A2.7 Ca worden de eigenfrequenties van de staande golf bepaald door de baklengte,  $2L$ , en de loopsnelheid van de golf,  $c$ . De golfvorm is in eerste benadering een sinus of een cosinus. Een betere benadering bij kortere golflengte is de trochoïde, maar voor het volgende is dat niet relevant.

Bij de laagste harmonische correspondeert de baklengte,  $2L$ , met de halve golflengte (de golflengte wordt benoemd als  $\lambda$ ). Algemeen geldt voor een gesloten bak:

$$2L = n\left(\frac{1}{2}\lambda\right) \quad (\text{A2.61})$$

$n$  is een geheel getal.  $n=1$  correspondeert met de laagste harmonische. De laagste en de hogere harmonischen kunnen gelijktijdig voorkomen.

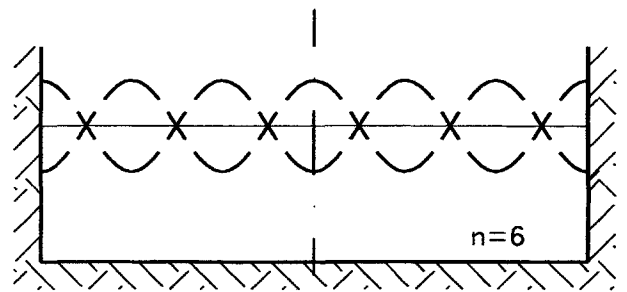
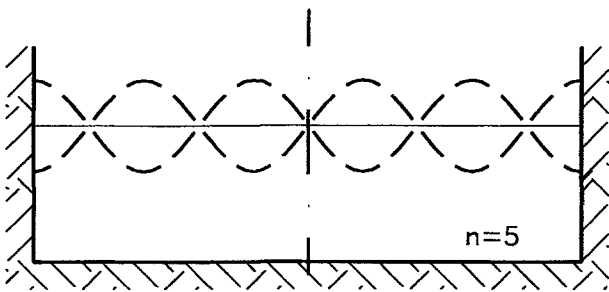
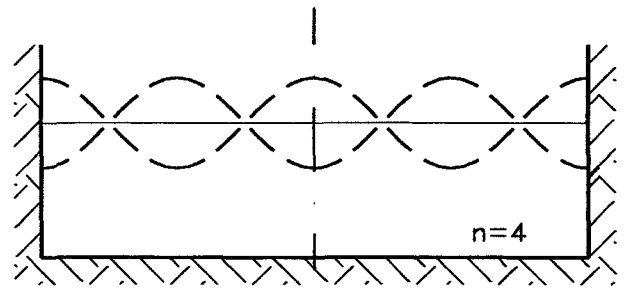
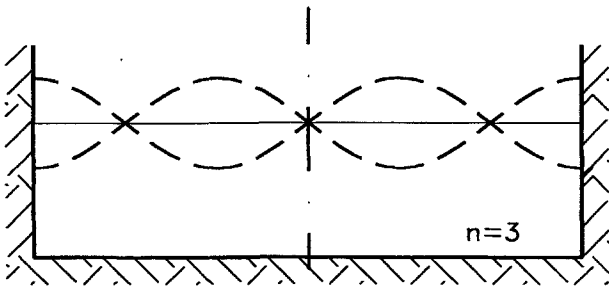
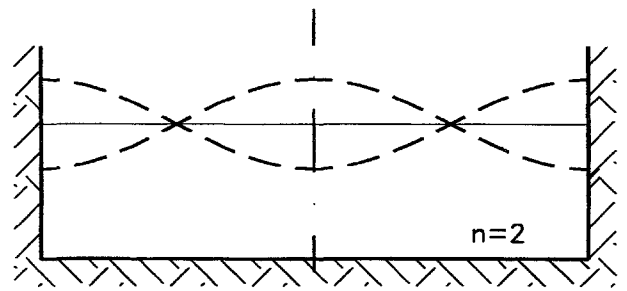
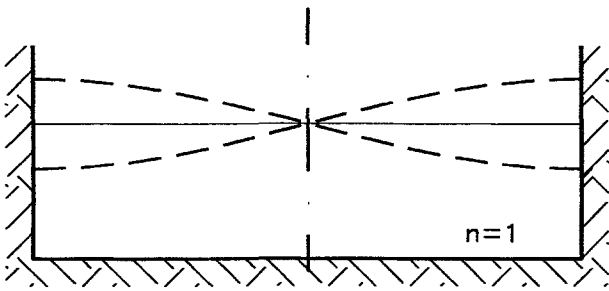
De geometrie van de golf is symmetrisch of keersymmetrisch ten opzichte van het midden. Dat wil zeggen dat er in het midden een buik is (bij symmetrie) of juist een knoop (bij keersymmetrie). Bij de analyse van een tweedimensionaal gesloten systeem kan daarom volstaan worden met het halve systeem. Is er op de hartlijn een buik (bij even waarden van  $n$ ) dan kan bij de analyse van het halve systeem de hartlijn vervangen worden door een wand. In het andere geval is de conditie in de hartlijn zodanig dat de druk altijd de waarde van de ruststand houdt.

Figuur A2.10 toont de symmetrische en keersymmetrische golfpatronen in een afgesloten bassin met vrije waterspiegel. Bij een gesloten pijp zijn de golfpatronen hetzelfde, alleen betreft het dan de drukverdeling van de compressiegolven.

Omdat in Figuur A2.7 de lengte  $L$  bij de gehalveerde situatie dezelfde betekenis houdt als bij de niet-gehalveerde keersymmetrische situatie, blijft Vergelijking A2.61 in beide gevallen geldig.

a. Keersymmetrische staande golf

b. Symmetrische staande golf



Figuur A2.10:  
Symmetrische en keersymmetrische golven in  
een afgesloten bassin (met vrije waterspiegel).

Om bij bekende  $\lambda$  de periode van de oscillatie te bepalen moet de loopsnelheid  $c$  bekend zijn. Dit is voor de vrije-oppervlakte golf:

$$c = \frac{gT}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{\lambda} \quad (\text{A2.62})$$

Hierin is  $T$  de golfperiode en  $d$  de waterdiepte.

Als de waterdiepte groot is ten opzichte van de golflengte, wordt in A2.62 de limietwaarde voor de voortplantingsnelheid:

$$c = \frac{gT}{2\pi} \quad (\text{A2.63})$$

Als de waterdiepte klein is ten opzichte van de golflengte (lange of ondiep-watergolf), is de limietwaarde voor de golfvoortplantingsnelheid:

$$c = \sqrt{gd} \quad (\text{A2.64})$$

Met behulp van Vergelijking A2.61 kan (als  $n$  bekend is) eerst de golflengte,  $\lambda$ , worden berekend, waarna de eigenperiode van de oscillatie wordt gevonden via:

$$T = \frac{\lambda}{c} \quad (\text{A2.65})$$

Vervolgens kan via A2.62, A2.63 of A2.64 de bijbehorende periode worden bepaald. Uit de algemene vergelijking voor  $c$ , A2.62, volgt:

$$T = \sqrt{\frac{\frac{2\pi\lambda}{g}}{\tanh\frac{2\pi d}{\lambda}}} \quad (\text{A2.66})$$

De limietwaarden voor de diepwater- en de ondiepwatersituatie zijn hier direct uit af te leiden.

De loopsnelheid van een drukgolf in een gesloten, oneindig stijve pijp is:

$$c = \sqrt{\frac{K_0}{\rho}} \quad (\text{A2.67})$$

Hierin is  $K_0$  de compressiemodulus van het water. Is de buis niet oneindig stijf dan geldt:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho}{K_0} + \frac{\rho D}{\delta E}}} \quad (\text{A2.68})$$

Hierin is  $D$  de inwendige pijpdiameter,  $\delta$  de wanddikte van de pijp en  $E$  de elasticiteitsmodulus van het wandmateriaal.

De bepaling van de periode van de staande golf volgt ook hier weer uit Vergelijking A2.65.

## RESONANTIEVERSCHIJNSELEN

Staande golven kunnen, als ze door een periodiek variërend debiet in één van de eigenperiodes worden aangestoten, gaan opslingeren. Het debiet werkt het sterkst als het in een buik van de staande golf toe- en afstroomt. Dit laatste hoeft niet letterlijk te worden genomen: het kan ook gaan om een constant debiet waarop gesuperponeerd het fluctuerende debiet voorkomt.

Een andere wijze van aanstoten is het 'roereffect'. Als er een voorwerp zodanig heen en weer wordt bewogen dat er een periodieke kracht op het water wordt uitgeoefend die steeds in de richting van de beweging werkt, dan wordt er energie overgedragen van het voorwerp naar de staande golf en wordt de golfbeweging steeds sterker. Iets dergelijks kan optreden bij brugpijlers in een kanaal (Hoofdstuk 1, Paragraaf 3, excitatietype 4). Hier betreft het evenwel een stilstaand voorwerp dat krachten uitoefent in de knoop van de golf waar juist de heen en weer gaande beweging van het water het grootst is.

## INSTABIELE STAANDE GOLVEN

Niet alleen bij de communicerende vaten, maar ook bij staande golven kan zelf-excitatie optreden. Ook hier gebeurt dat als het debiet zodanig gekoppeld is aan de waterstandsvariatie dat bij de golftop (of de piekwaarde van de druk bij de compressiegolf) het debiet het grootst is. Dit verschijnsel is vooral bekend bij drijvende kleppen waar water onderdoor of overheen stroomt. De klepbeweging gekoppeld aan de waterspiegel veroorzaakt tevens debietvariaties. Zie verder Hoofdstuk 1 Paragraaf 3, excitatietype 5.

Welke golf wordt aangestoten,  $n=1$  (de eerste harmonische),  $n=2$  (de tweede harmonische) of nog hogere waarden van  $n$ , hangt af van de plaats waar het fluctuerende debiet aangrijpt. Essentieel is dat dit in de buurt van een buik van de golf is. Zijn er meerdere mogelijkheden voor de waarde van  $n$ , dan ontstaat de instabiliteit eigenlijk altijd bij de laagst mogelijke waarde.

Dat de plaats waar het debiet aangrijpt zo belangrijk is, kan worden geïllustreerd met de vloeistofoscillaties die tijdens een onderzoek (in een schaalmodel) van de stormvloedkering in de Nieuwe Waterweg (zie Hoofdstuk 6 Voorbeeld 6.2g) zijn gevonden. Er trad een waterspiegelslingering op, dwars op de richting van de hoofdstroom. Bij stroming van zee naar rivier betrof het de  $n=1$  golf, bij stroming van rivier naar zee de  $n=2$  golf. Dit hangt samen met het feit dat het sectordeuren waren met de verticale as opgenomen in de landhoofden, zodat bij stroming van zee naar rivier het onderdoorstromende debiet naar de landhoofden is gericht (hetgeen resulteert in  $n=1$ ), terwijl bij stroming van rivier naar zee het debiet zich op het midden van de rivier concentreert. Bij  $n=2$  ligt de buik van de staande golf ook in het midden van de rivier.

### 2.3.5 OORZAKEN VAN OSCILLATIES

In de vorige paragrafen zijn de voornaamste oorzaken van vloeistofoscillaties ter sprake gekomen. Om te beginnen moet er een systeem zijn dat kan oscilleren: dit wil zeggen het systeem bestaat uit communicerende vaten al dan niet verbonden met buitenwater, of er kunnen staande golven optreden zonder dat er energie wegstraalt (Figuren A2.7 en A2.8).

In volgorde van afnemend risico voor het ontstaan van grote oscillaties zijn de oorzaken van vloeistofoscillaties:

- A. Zelfexcitatie treedt op als er een debiettoevoer is die zodanig gekoppeld is aan de waterspiegel- of drukvariatie, dat bij de golftop of de drukpiek ook het debiet maximaal is. Er ontstaat een oscillatie waarbij de amplitude exponentieel groeit, totdat deze zo groot is dat het verschijnsel van karakter verandert of er sterke demping ontstaat.  
De ervaring leert dat bij zelfexcitatie oscillaties van de vrije waterspiegel kunnen ontstaan van meters hoog. Bij gesloten leidingen ontstaan soms ook grote drukken. Een bekend voorbeeld is het kapotte kraanleertje in een woonhuis waarbij leidingen in beweging kunnen komen.
- B. Resonantie treedt op als er een periodiciteit in een debiettoevoer is die correspondeert met een van de eigenperiodes van de oscillator. Ook als er in het systeem geroerd wordt of als er periodieke krachten op het water worden uit-

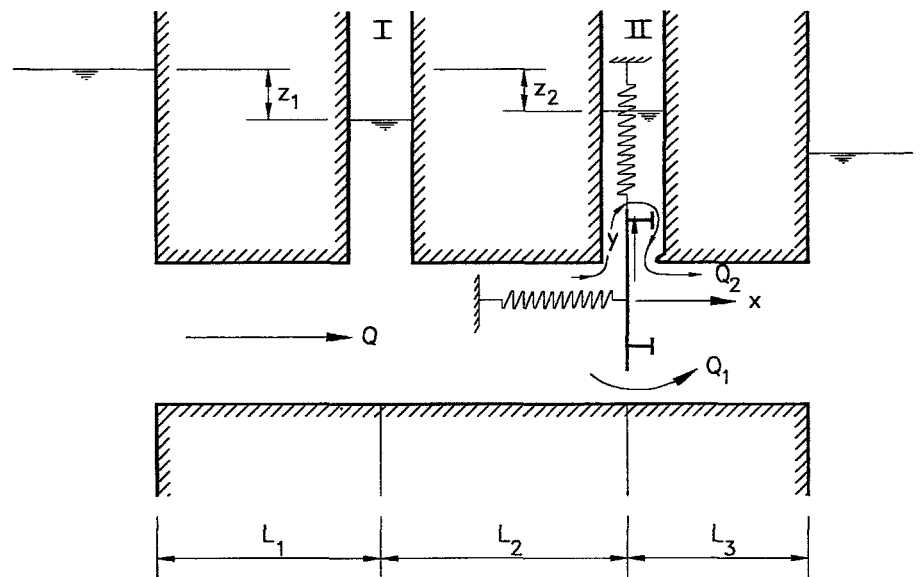
geoefend, kan resonantie ontstaan. Bij een rijdende bak (of een rijdende schutkolk zoals bij groot-vervalsluizen wel is toegepast) kan ook de periodiciteit van het schudden resonantie veroorzaken. Een pijler geplaatst in een kanaal kan tot een staande dwarsgolf in het kanaal aanleiding geven door interferentie van de frequentie van periodiek loslaten van de stroming en de frequentie van de staande golf.

- C. Niet periodieke verstoringen kunnen golf- of slingerbewegingen geven, maar deze blijven beperkt qua amplitude.

## 2.4 SYSTEMEN MET MECHANISCHE COMPONENTEN EN VLOEISTOF-COMPONENTEN

Naast het enkelvoudige massaveersysteem zijn er mechanische systemen met meer graden van vrijheid. Bij meervoudige massaveersystemen is het aantal graden van vrijheid afhankelijk van het aantal massa's en het aantal vrijheidsgraden van beweging dat elke massa heeft.

Bij communicerende vaten kunnen ook systemen met één of meer graden van vrijheid voorkomen. Het aantal vrijheidsgraden is gelijk aan het aantal verbindingspijpen. De traagheid van het water in de pijp heeft een soortgelijk gedrag als de massa bij een massaveersysteem (zie Paragraaf 2.3.3).



Figuur A2.11:  
Schema van een systeem met schuif (twee graden van vrijheid), schachten en verbindingsriolen.

Is er nu een gecombineerd systeem met mechanische componenten en vloeistofcomponenten, dan sommeert het aantal graden van vrijheid. In Figuur A2.11 is een dergelijk systeem weergegeven. In dit voorbeeld is het aantal graden van vrijheid vijf: twee graden van vrijheid van de schuif, omdat is aangenomen dat deze alleen een horizontale en een verticale beweging kan uitvoeren, en drie verbindingsriolen. Er kunnen dus vijf resonantiefrequenties voorkomen.

Het is nu mogelijk om één gecombineerde set van vergelijkingen op te stellen, waarbij de schuiftrillingen en de waterspiegeloscillaties, met de interacties tussen beide, voorkomen. De interactie bestaat hieruit dat de waterkolom in de pijp waarin de schuif is opgenomen, versneld wordt ten gevolge van het verval minus het verlies (uitgedrukt in verval) bij de schuif. Dit laatste hangt af van de plaats waar de schuif zich op dat moment bevindt, en dat wordt weer beïnvloed door het verval over de schuif. Tot nu toe is de ervaring met gecombineerde waterconstructiesystemen beperkt gebleven tot een systeem met twee graden van vrijheid in totaal.

In Deel C, Hoofdstuk 3, worden een paar voorbeelden behandeld, waarin met de gecombineerde en in het tijdsdomein is gerekend. Eén ervan betreft de zogenaamde badstoptrilling (ook besproken in Hoofdstuk 4, Paragraaf 4.4.2). Bij die voorbeelden is het juist de interactie tussen het mechanische systeem en het vloeistofsysteem dat er de oorzaak van is dat er zelfexciterende trillingen respectievelijk zelfexciterende vloeistofoscillaties ontstaan.



# 3 DE PASSIEVE KRACHTEN: TOEGEVOEGDE WATERMASSA, -DEMPING EN -STIJFHEID IN STIL- STAAND EN STROMEND WATER

## 3.1 ALGEMENE BEGRIPSAANDUIDING

De dynamische vergelijking van het enkelvoudige massaveersysteem, A2.1, is in Hoofdstuk 2, Vergelijking A2.29, gecompleteerd met de termen 'toegevoegde watermassa', 'toegevoegde waterdemping' en 'toegevoegde (veer)stijfheid', grootheden die sterk kunnen variëren en eventueel nog frequentieafhankelijk zijn. Een berekening van deze toegevoegde termen die uitgaat van de complete Navier-Stokes vergelijkingen is zeer complex. Ook randvoorwaarden zijn bij trillende constructies complexer dan bij normale stromingsberekeningen. In de praktijk worden dan ook altijd sterk vereenvoudigde berekeningen uitgevoerd. Zo wordt de toegevoegde watermassa altijd berekend voor een trillend voorwerp in stilstaand water. De vergelijkingen worden gelineariseerd, hetgeen in de praktijk betekent dat de uitkomst alleen geldig is voor trillingen met kleine amplitude. Voor zover toch met stromend water wordt gerekend, wordt uitgegaan van een soort superpositiebeginsel: op het stroombeeld dat bij permanentie aanwezig is, wordt een stroombeeld gesuperponeerd dat gekoppeld is aan de trillingsbeweging van de constructie. Dit levert aanvullend op de toegevoegde massa een toegevoegde demping op. Deze procedure is niet getoetst. Wel leert de ervaring dat de toegevoegde watermassa door de sterkte van de stroming in het algemeen nauwelijks wordt beïnvloed. Een uitzondering vormen cirkelcilinders in de stroming als de frequentie van trillen in de buurt van de frequentie van periodiek loslaten van wervels.

De voorwaarden die aan de vloeistofbegrenzingsen worden gesteld, zijn:  
bij *een vaste wand* is de snelheidscomponent loodrecht op de wand gelijk aan nul. Deze voorwaarde geldt voor de permanente stromingsconditie, maar ook voor de daarop gesuperponeerde stromingen opgewekt door de trillende constructie;  
bij *een wand die in zijn vlak trilt*, geldt dezelfde conditie;  
bij *een wand die loodrecht op zijn vlak trilt*, is de watersnelheid loodrecht op de wand gelijk aan de trillingssnelheid.

De vereenvoudiging die bij alle beschouwingen en berekeningen wordt ingevoerd is de volgende: de bewegende wand wordt als vaste wand beschouwd met daarop een zodanige bronnen en puttenbelegging dat de hierdoor verplaatste hoeveelheid water gelijk is aan de hoeveelheid water die door de constructie wordt weggeduwd. De vloeistofbegrenzing verandert dus niet, hetgeen niet geheel strookt met de realiteit. Deze schematisatie is alleen geoorloofd als de amplitude van de beweging klein is ten opzichte van de geometrische lengtematen.

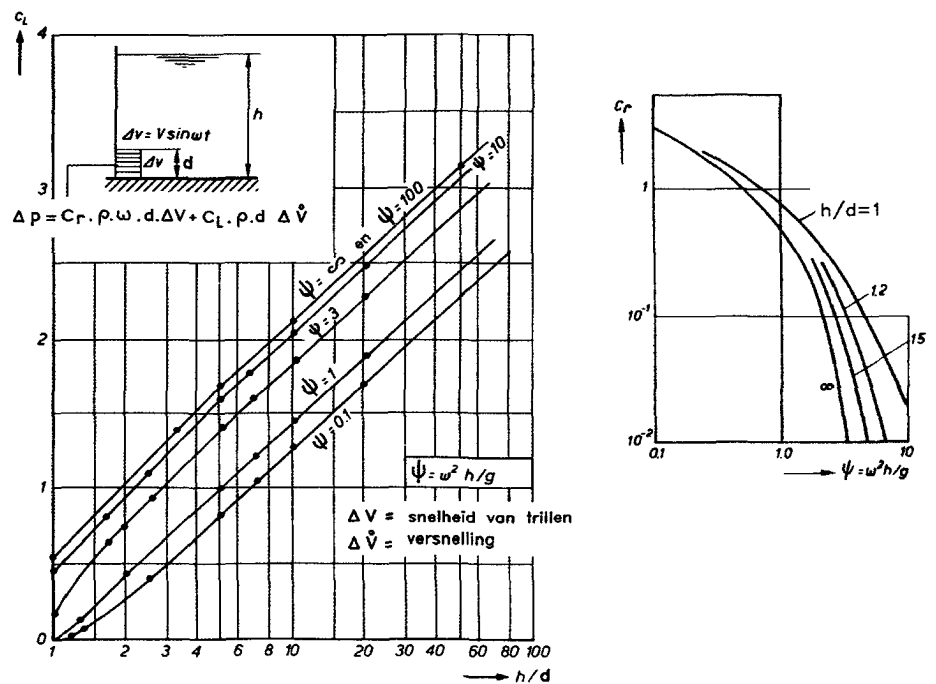
Bij het *vrije wateroppervlak* wordt een soortgelijke schematisatie toegepast als bij de trillende wand; als stroombegrenzing wordt een vast horizontaal oppervlak aangehouden, waar de drukvariaties overeenkomen met de hydrostatische druk van de golfjes die door de trilling van de constructie worden veroorzaakt. De uitwerking hiervan resulteert in de klassieke oppervlakteconditie behorend bij de lineaire golftheorie. Ook deze vereenvoudiging is alleen mogelijk bij kleine golfamplitude en geldt, voor zover deze golven door de trillende constructie zijn opgewekt, dus voor kleine trillingsbewegingen.

De beperking van een analyse van het dynamische gedrag van een constructie tot kleine trillingsamplituden is bij deze beschouwingen in het algemeen niet kritisch, want grotere trillingsamplituden komen eigenlijk alleen voor bij een niet-acceptabel ontwerp. Uitzondering hierop vormen slanke offshore constructies als pijpen en kabels, waar grotere amplituden (in verhouding tot de diameter) niet tot te grote materiaalspanningen hoeven te leiden.

In het volgende wordt kwalitatief ingegaan op de eigenschappen van de vrije waterspiegel en van de stroming op de toegevoegde termen (in tot de stilstaand-waterconditie). Tot slot wordt, uitgaande van nog een aantal vereenvoudigingen, aangegeven hoe de toegevoegde watermassa en de demping kunnen worden berekend.

### 3.1.1 BESCHOUWING OVER DE INVLOED VAN HET VRIJE WATEROPPERVLAK

Bij uitstraling van oppervlaktegolven kunnen de toegevoegde watermassa en de toegevoegde demping sterk frequentie-afhankelijk worden. Dit komt omdat de golf-lengte en de golfvoortplantingssnelheid afhankelijk zijn van de golfperiode. De drukken gerelateerd aan langere golven dringen dieper door. Bij hogere frequenties, zoals steeds het geval is bij trillingsproblemen, wordt de golfenlengte klein en wordt ook de penetratiediepte van de golven klein. Daardoor is ook de invloed van de golfuitstraling op de toegevoegde termen klein. Bij benadering geldt dan als conditie aan het vrije wateroppervlak dat de druk constant is (dat wil zeggen er heerst atmosferische druk). Daardoor is er geen frequentieafhankelijkheid meer van zowel de toegevoegde watermassa als de waterdemping; de laatste nadert snel tot nul. Het wateroppervlak is niet in rust, maar beweegt nu op en neer met de beweging van de trilling. De hierbij behorende drukvariatie ter plaatse van het oorspronkelijke horizontale wateroppervlak wordt verwaarloosd.



Figuur A3.1: Resultaten van een tweedimensionale berekening van de toegevoegde watermassa ( $C_L \rho d \cdot d \Delta V / dt$ ) en demping ( $C_r \rho \omega d \Delta V$ ), rekening houdend met golfuitstraling, voor een horizontaal trillende schuif met aan één zijde water, Kolkman (1976) en WL-rapport W-254.

In Figuur A3.1 is een situatie weergegeven met een verticale wand waarvan het onderste deel (de schuif) horizontaal trilt. De over de schuifhoogte gemiddelde dynamische druk,  $\Delta p$ , die op de schuif werkt, heeft een component evenredig met de trillingsversnelling, (deze levert de toegevoegde watermassa) en een component evenredig met de snelheid van trillen (dat levert de toegevoegde demping). De snelheid van trillen is weergegeven als:

$$\Delta v (= V \sin \omega t) \quad (\text{A3.1})$$

en de versnelling als:

$$\Delta \dot{v} \text{ (een verkorte schrijfwijze voor } \frac{d\Delta v}{dt} \text{)} \quad (\text{A3.2})$$

De coëfficiënten  $C_L$  en  $C_r$  zijn weergegeven als functie van  $h/d$  en de frequentie van trillen. De trillingsfrequentie is uitgedrukt in de hoekfrequentie,  $\omega$ , die dimensieloos is weergegeven als  $\omega_2 h/g$ .

De toegevoegde watermassa per eenheid van breedte wordt gerepresenteerd door de coëfficiënt  $C_L$ ; door de relevante drukcomponent maal schuifhoogte te delen door de versnelling, wordt de toegevoegde watermassa,  $m_w$ , verkregen.

Dus:

$$m_w = \frac{(C_L \rho d \Delta \dot{v})}{\Delta \dot{v}} = C_L \rho d^2 \quad (\text{A3.3})$$

De toegevoegde demping,  $c_w$ , ook hier per eenheid van breedte, wordt gerepresenteerd door de coëfficiënt  $C_r$  (radiation coëfficiënt) en is gelijk aan de relevante druk component maal schuifhoogte gedeeld door de trillingssnelheid  $\Delta v$ :

$$c_w = \frac{(C_r \rho \omega d \Delta v) d}{\Delta v} = C_r \rho \omega d^2 \quad (\text{A3.4})$$

Het is duidelijk te zien dat voor grotere waarden van de frequentie de toegevoegde watermassa onafhankelijk van de frequentie wordt. De demping neemt bij de hogere frequenties sterk af, doordat de druk behorend bij de korte golven nauwelijks naar beneden doordringt.

Doordat aan het vrije wateroppervlak de fluctuerende druk ongeveer nul blijft, is de toegevoegde watermassa in dat geval veel kleiner dan bijvoorbeeld in een riool.

Als de golfuitstraling kan worden verwaarloosd, kan worden aangetoond dat in het gehele vloeistofgebied alle drukken ten opzichte van elkaar in fase zijn; dit geldt ook voor de watersnelheden die door de trilling van het voorwerp zijn ontstaan. Daardoor is er bij een trillend voorwerp in stilstaand water sprake van potentiaal-

stroming en kunnen stroming en drukken worden berekend als een potentiaalstroming zoals die bijvoorbeeld geldt voor permanente grondwater stromingen.

Heeft de trillende constructie een doorsnijing met het vrije wateroppervlak, dan 'ondervindt' een verticale beweging van de constructie niet alleen een toegevoegde watermassa maar ook een toegevoegde veerstijfheid (door de indompeling). Deze stijfheid is gelijk aan  $\rho g A$ , waarbij  $A$  het doorsnijdingsoppervlak van de constructie met de waterspiegel is. Bij schuiven met drijfkisten kan deze grootte belangrijk zijn.

### 3.1.2 BESCHOUWING OVER DE SITUATIE MET STROMING IN VERGELIJKING MET DE STILSTAAND-WATERCONDITIE

Voor een situatie met stroming kunnen de toegevoegde watermassa, waterdemping en veerstijfheid niet eenvoudig worden berekend. Om een indruk te krijgen van de invloed van stroming op de toegevoegde watermassa en waterdemping beschouwen we in elk punt de stroming als een superpositie van de stroming bij permanentie en een stroombeeld dat periodiek fluctueert ten gevolge van de trillende constructie. Net als bij stilstaand water (zonder golfuitstraling) nemen we aan dat er in het punt  $(x,y,z)$  in het periodiek fluctuerende deel van de stroming geen faseverschuiving is van de stroomsnelheden ten opzichte van de snelheid van de trillende constructie. We bekijken nu nader de zogenaamde Navier-Stokes vergelijkingen, waarbij we het stroombeeld bij permanentie bekend veronderstellen. De snelheden worden gesplitst in de componenten  $u, v$  en  $w$  in respectievelijk  $x-, y-$  en  $z-$ richting die behoren bij het permanente stromingsveld en de dynamische componenten  $u', v'$  en  $w'$  die gekoppeld zijn aan de trillingsbeweging. We laten de visceuze termen in de vergelijkingen weg. Voor de  $x$ -richting krijgen we dan:

$$\frac{\partial(p+p')}{\partial x} = -\rho \frac{\partial(u+u')}{\partial t} - \rho(u+u') \frac{\partial(u+u')}{\partial x} - \rho(v+v') \frac{\partial(u+u')}{\partial y} - \rho(w+w') \frac{\partial(u+u')}{\partial z} \quad (A3.5)$$

Ter toelichting: de termen in het rechterlid betreffen de versnelling van een waterdeeltje. Het betreft de lokale versnelling ( $\partial(u+u')/\partial t$ ) en de convectieve versnellingen, doordat het deeltje zich in het snelheidsveld beweegt van een plaats met een bepaalde snelheid naar een andere plaats met een andere snelheid.

Soortgelijke vergelijkingen als A3.5 zijn op te schrijven voor de  $y-$  en  $z-$ richting. Bij niet permanente verschijnselen als golven speelt normaal de eerste term in het rechterlid de belangrijkste rol; dit leidt dan tot de lineaire golftheorie. Bij permanente stroming (dus als  $u'=0$  en  $\partial u'/\partial t=0$ ) zijn de overige termen in het rechterlid bepalend. Deze leiden ook tot de stationaire krachten op een constructie.

Beschouwen we nu het extra drukveld,  $p'$ , dat ontstaat door de trilling, dan is hiervoor te schrijven:

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = -\rho \frac{\partial u'}{\partial t} - \rho \left( u' \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial u'}{\partial x} \right) - \rho \left( v' \frac{\partial u}{\partial y} + v \frac{\partial u'}{\partial y} \right) \text{ etc.} \quad (A3.6)$$

Er zijn ook nog dubbelproducttermen waar  $u'$  twee maal in voorkomt; zolang echter de trillingsnelheden,  $u'$ , klein zijn ten opzichte van de initiële stroomsnelheden,  $u$ , spelen deze geen rol.

Er zijn termen die evenredig zijn met  $\delta u'/\delta t$ , dus ook evenredig met de versnelling van de trillende constructie, en er zijn termen evenredig met  $u'$ , dus met de snelheid van de trillingsbeweging. Beide termen zijn lineair met de amplitude van trillen. De eerste termen leiden tot krachten evenredig met de versnelling van de trillende constructie, en dat levert weer de toegevoegde watermassa. De tweede soort termen, evenredig met de snelheid van trillen, leveren een dempingskracht op, de zogenaamde 'stromingsdemping'. Uit Vergelijking A3.6 zijn, bij benadering, de volgende conclusies te trekken:

- De toegevoegde watermassa is niet afhankelijk van het initiële snelheidsveld, en kan dus worden berekend met de aanname dat het water niet stroomt.
- De waterdemping is evenredig met de initiële stroomsnelheid.

Bezien we de relatie tussen de twee soorten termen, dan blijkt de eerste soort (toegevoegde-watermassaterm) dominant te zijn als het Strouhalgetal groot is. Dit is in te zien door de grootte van de periodiek variërende dynamische snelheden,  $u'$ , te beschrijven met de amplitude van deze snelheid: ( $u' = \bar{U} \sin \omega t$ ).

Voor de afgeleide naar de tijd geldt nu:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} \sim \omega \bar{U} \quad (\text{A3.7})$$

en voor de snelheidsgradiënt de evenredigheid:

$$\frac{\partial u}{\partial x} \sim \frac{U_0}{L} \quad (\text{A3.8})$$

$U_0$  is de referentiesnelheid die een maat is voor de stroomsnelheden in het initiële stromingsveld en  $L$  is een referentielengte.

Uit deze relaties volgt, wanneer de eerste term in het rechterlid van Vergelijking A3.6 dominant is:

$$\omega \bar{U} \gg \frac{\bar{U} U_0}{L} \quad \text{ofwel} \quad \frac{\omega L}{U_0} \gg 1 \quad (\text{A3.9})$$

De term  $\omega L/U_0$  is op een factor  $2\pi$  na per definitie het Strouhalgetal,  $fL/U_0$ .

Bij dempingsberekeningen wordt veelal aangenomen (als het een omstroomd voorwerp betreft) dat een quasi-stationaire berekening mogelijk is; dit wil zeggen dat op elk moment de stromingskrachten evenredig worden verondersteld met het

kwadraat van de stroomsnelheden ten opzichte van het trillende voorwerp, dus met  $(U_0 - dy/dt)^2$  ( $y$  = verplaatsing van het trillende voorwerp). Dit aftrekken moet feitelijk vectorisch gebeuren.

Deze berekening van de waterdemping is plausibel als de trilling laagfrequent is. Dit betekent in feite dat deze aanpak juist is als het Strouhalgetal laag is.

Indien het Strouhalgetal hoog is, dan is het 'toegevoegde-watermassastromingsveld' zoals berekend in stilstaand water, te superponeren op het initiële stromingsveld. Daarna zijn via Vergelijking A3.6 de drukken te bepalen.

Overigens ontstaat in beide gevallen een dempingskracht evenredig met de initiële stroomsnelheid. Met deze methode van rekenen is nog geen ervaring opgedaan.

Vergelijking A3.9 geeft alleen in kwalitatieve zin aan bij welk Strouhalgetal de ene of de andere methode verantwoord is. Er zijn indicaties dat bij omstroomde cilinders de quasi-stationaire berekening mogelijk is, zolang de frequentie lager is dan  $0,1 V/D$  ( $V$  = aanstroomsnelheid,  $D$  = cilinderdiameter).

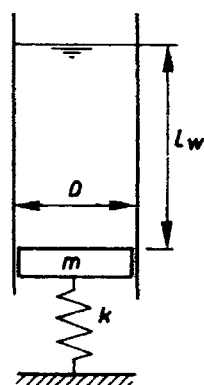
### 3.1.3 REKENEN AAN DE TOEGEVOEGDE WATERMASSA

De berekening van de toegevoegde watermassa in stilstaand water, die op grond van het voorgaande ook bij stromend water min of meer geldig blijft, gaat uit van een rotatievrije stroming en verwaarlozing van de viscositeit van het water (Lamb, 1932). Deze aanname van potentiaalstroming vormt in feite een vervanging van de bewegingsvergelijking; er hoeft aanvullend alleen aan de continuïteitsvoorwaarde ( $\Delta\phi=0$ ) te worden voldaan ( $\phi$  = snelheidspotentiaal). Wordt nu ook nog de aanname ingevoerd van afwezigheid van golfstraling, dan geldt dat overal in het opgewekte stromingsveld de snelheden met elkaar in fase zijn, en dus ook in fase zijn met de snelheid van de trillingsbeweging van de constructie. Het stroombeeld gedraagt zich als een periodiek variërend, quasi-permanent stromingsveld, en daarmee kunnen alle oplossingstechnieken, zoals elektrisch analogon, magnetisch veld, conforme afbeelding, worden toegepast.

### 3.1.4 TOEGEVOEGDE STIJFHEID DOOR INDOMPELING EN STROMING

Naast de toegevoegde stijfheid ten gevolge van de opdrijvende kracht is er ook een stijfheidscomponent opgewekt door de stroming. Deze stijfheid kan worden afgeschat door voor elke positie van het voorwerp de stationaire stromingskracht te berekenen. Een voorbeeld van stijfheid door stroming is de windvaan. Staat deze niet in de juiste positie, dan is er een terugnrijvend moment dat bij kleine hoekverdraaiing hiermee evenredig is. Ook is het moment evenredig met het kwadraat van de snelheid. Staat de windvaan verkeerd in de wind, dan ontstaat er een negatieve toegevoegde stijfheid door stroming!

## 3.2 TOEGEVOEGDE WATERMASSA



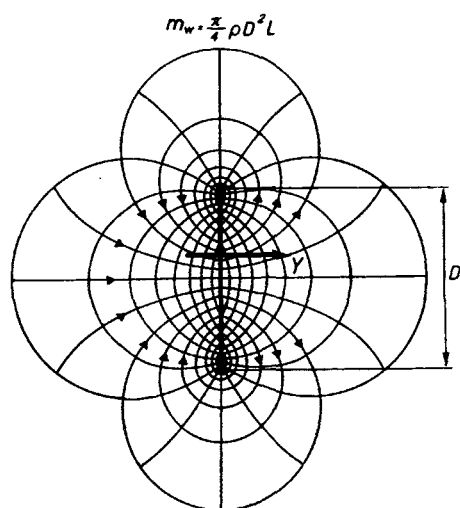
Figuur A3.2:  
Toegevoegde watermassa bij een zuiger.

In haar eenvoudigste verschijningsvorm is de toegevoegde watermassa het water dat boven een zuiger in een cilindrisch vat aanwezig is (Figuur A3.2).

Als de zuiger beweegt moet het water, omdat het zijdelings opgesloten zit, meebewegen en de versnellingskracht resulteert in een extra druk op het zuigeroppervlak gelijk aan  $\rho L_w$  maal de (opwaartse) versnelling van de zuiger.  $L_w$  zou de toegevoegde waterlengte genoemd kunnen worden; indien het zuigeroppervlak niet horizontaal is varieert deze lengte over het oppervlak. De waarde van  $\rho L_w$  maal de versnelling van de zuiger is een maat voor de lokale druk. Als in geval van een trilling, voor de bepaling van de eigenfrequentie de kinetische energie wordt beschouwd in relatie tot de potentiële energie van een veer, dan doet de gehele watermassa mee met de kinetische energie.

Bij een trillend voorwerp in niet stromend water ontstaat een periodiek variërende potentiaalstroming.

Zie als voorbeeld Figuur A3.3, een oneindig lange trillende strip in een onbegrensde vloeistof, waarbij het stroombeeld tweedimensionaal is.



Figuur A3.3:  
Potentiaalstroming bij een trillende strip, Lamb (1932).

De toegevoegde watermassa is, bij afwezigheid van een vrij wateroppervlak, geheel frequentieonafhankelijk. De toegevoegde watermassa bij de oneindig lange strip van Figuur 3.3 is gelijk aan de massa water in de denkbeeldige omhullende cirkelcilinder van deze strip. Dit is echter een andere situatie dan bij de trillende zuiger. Het stroombeeld is zodanig dat de watersnelheden verder van de strip af kleiner zijn, en de bijdrage aan de kinetische energie is evenredig met het kwadraat van de watersnelheid. De gesommeerde kinetische energie is bepalend voor de uiteindelijk grootte van de toegevoegde watermassa. De grootte van de toegevoegde watermassa kan, zoals in de vorige paragraaf is vermeld, ook worden gevonden door de drukken aan het oppervlak van de strip te beschouwen in relatie tot de versnelling ervan. De toegevoegde lengte,  $L_w$ , varieert sterk over de stripbreedte. De drukverdeling correspondeert in dit geval ook met de vorm van de omhullende cirkel.  $L_w$  hangt af van de trillingsrichting, en is altijd gekoppeld aan de dimensies van het trillende lichaam.

### 3.2.1 REKENMETHODIEK VOOR TWEEDIMENSIONALE SITUATIES

Bij de berekening van de toegevoegde watermassa is, zoals in de vorige paragraaf besproken, de invloed van de door de trillingen opgewekte golven te verwaarlozen. Als aanname wordt ingevoerd dat de stroming geen invloed heeft op de toegevoegde watermassa. Dan geldt dat er door de trilling een (periodiek variërende) potentiaalstroming ontstaat, waarbij de watersnelheden over het gehele vloeistofgebied synchroon en in fase zijn met de trillingssnelheid van de constructie. Zoals reeds besproken is de potentiaalstroming daardoor gelijksoortig aan die bij permanente stroming en kan met de daarvoor beschikbare klassieke methoden worden berekend.

Per definitie geldt voor potentiaalstroming:

$$u = -\frac{\partial\Phi}{\partial x}, \quad v = -\frac{\partial\Phi}{\partial y} \quad \text{en} \quad w = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} \quad (\text{A3.10})$$

en hiermee is de continuïteitsvoorwaarde te schrijven als:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

en dus:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{A3.11})$$

Dit wordt ook genoteerd als:

$$\Delta\Phi = 0 \quad (\text{A3.12})$$

Dit is de zogenaamde vergelijking van Laplace.

Voor de drukken die door de trilling in de vloeistof ontstaan, kan-na linearisering en bij verwaarlozing van externe krachten- geschreven worden:

$$p = \rho \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \text{constante} \quad (\text{A3.13})$$

Omdat de watersnelheden in fase zijn met de snelheid van trillen van het voorwerp, is ook de potentiaal steeds in fase met de snelheid van trillen en daarmee evenredig. Aangezien Vergelijking A3.13 ook geldt voor de drukken aan de wand, zijn deze evenredig met de versnelling van de trilling. Als de relatie tussen de snelheids-potentiaal  $\phi$  aan de trillende wand en de snelheid van trillen daarvan via berekening is vastgesteld, geeft sommatie van deze drukken na deling door de trillingsversnelling de toegevoegde watermassa. In Deel C, Hoofdstuk 3 wordt de rekenmethode nader uitgewerkt voor het geval van een trillende strip (translatie- en rotatietrilling).

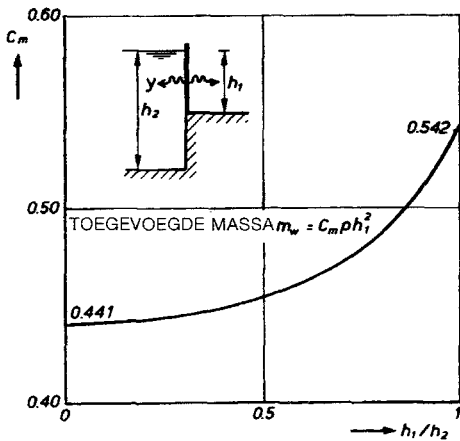
Kolkman (1988) stelt een relaxatieberekening voor met behulp van een spreadsheetprogramma. De 'vakjes' van de spreadsheet corresponderen met het rooster in het x-y-vlak. In elk vakje wordt de formule opgenomen die voor de vereffening van de potentiaalwaarde wordt gebruikt. De wandformules zijn verschillend voor de wel en de niet-trillende wanden. De vergelijking hoeft per soort maar één maal te worden ingevoerd en kan daarna voor de andere vakken worden gekopieerd. Omdat deze berekening snel te programmeren is, is zij zeer geschikt voor toepassing bij schuiven waar vele schuifposities en waterstandscombinaties kunnen voorkomen.



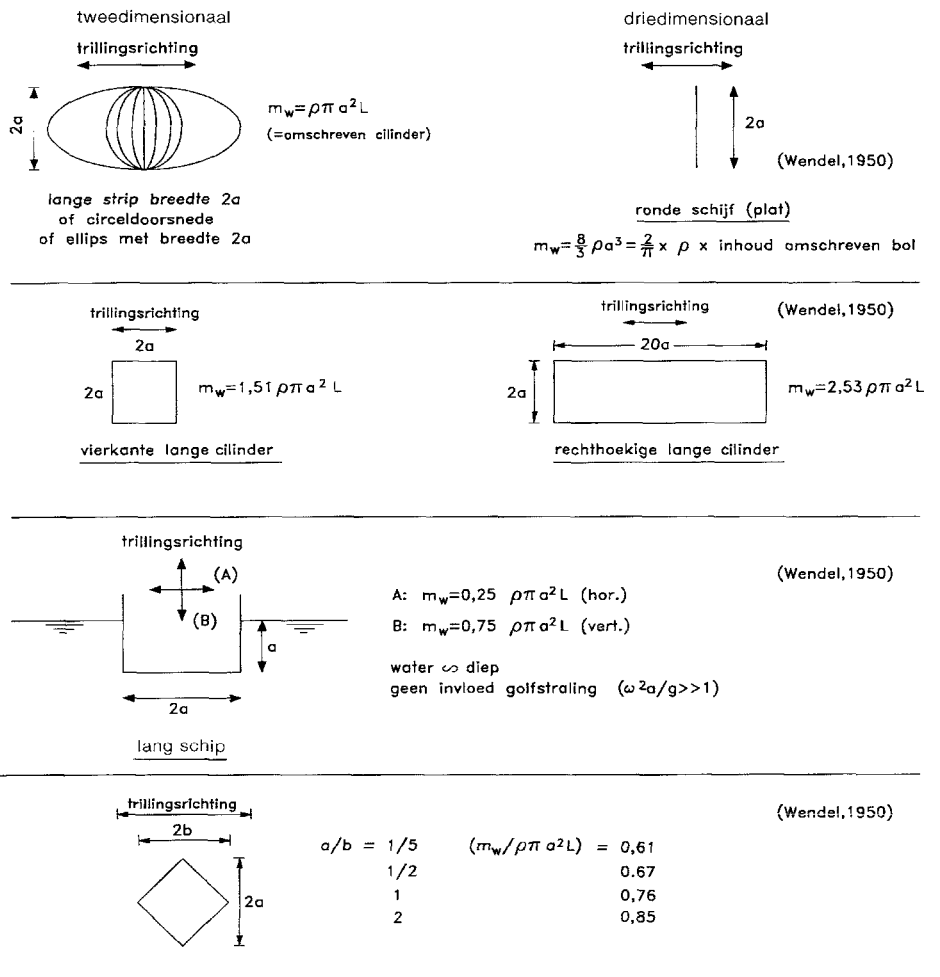
### 3.2.2 TOEGEVOEGDE WATERMASSA VOOR DIVERSE TWEEDEMENTIONALE CONSTRUCTIEVORMEN

Voor een horizontaal trillende schuif met water aan één zijde geeft Figuur A3.4 de toegevoegde massa bij verschillende waarden van de drempelhoogte van de bodem. De limietwaarde, bij vlakke bodem ( $h_1=h_2$ ) correspondeert met wat Westergaard (1931) heeft gevonden voor stuwdammen die door aardbeving een horizontale versnelling ondergaan.

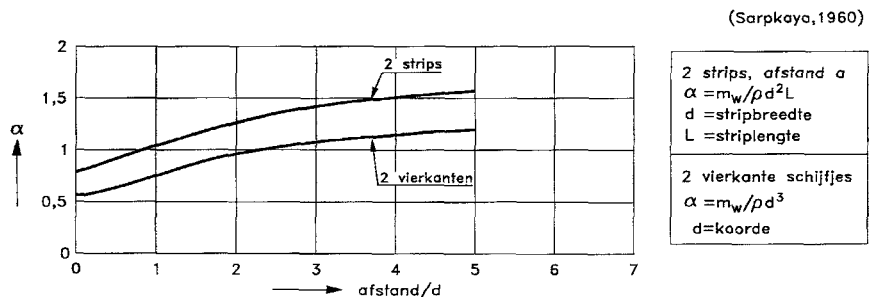
Voor een schuif onder water is Figuur A3.1 te gebruiken. De druk bij een trillende schuif heeft een component evenredig met  $dy/dt$  (in de Figuur 3.1 aangegeven als de snelheid  $\Delta V$ ) en een component evenredig met  $d^2y/dt^2$  (in Figuur 3.1 aangegeven met  $d\Delta V/dt$ ). De laatste term is representatief voor de toegevoegde watermassa.



Figuur A3.4: Toegevoegde watermassa (bij hoge trillingsfrequenties) van een horizontaal trillende schuif met lengte L, op een drempel met water aan één zijde (Schoemaker, 1971).



Figuur A3.5: Overzicht van de coëfficiënten voor de toegevoegde watermassa van verschillende lichamen (Wendel, 1950 en Sarpkaya, 1960).

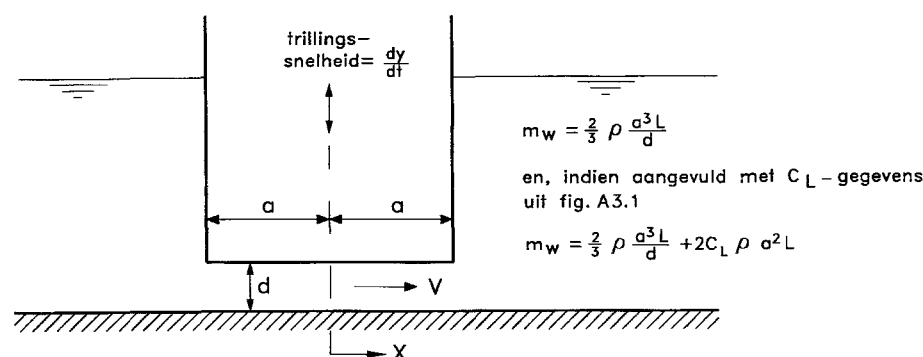


Voor trillende constructies is de trillingsfrequentie in het algemeen zo hoog dat ook de term  $\omega^2 h/g$  zeer groot is. Dan is de toegevoegde watermassa frequentieonafhankelijk. De term evenredig met  $\Delta V$  is representatief voor de toegevoegde demping door golfstraling; deze is in het algemeen klein.

Figuur A3.5 geeft een overzicht van de toegevoegde watermassa van een aantal starre lichamen in onbegrensd water en in water met een vrije waterspiegel. In het laatste geval zijn het berekeningen in verband met schepen, maar de resultaten zijn ook bruikbaar voor andere situaties.

### 3.2.3 DE NABIJHEID VAN EEN WAND

Figuur A3.6 toont de situatie van een verticaal trillend, breed lichaam in de nabijheid van een horizontale bodem. Zolang de spleethoogte,  $d$ , klein is ten opzichte van de spleetlengte,  $2a$ , kan een ééndimensionale stromingsberekening worden toegepast. Naarmate het stromingsprofiel nauwer wordt door de aanwezigheid van de wand, worden de watersnelheden hoger en neemt de kinetische energie toe; daardoor wordt de toegevoegde watermassa groter als het volume van het gesloten water afneemt.



Figuur A3.6:  
De toegevoegde watermassa van een breed lichaam bij kleine wandafstand.

De berekening gaat als volgt. Uitgaande van symmetrie heeft de trillingssnelheid van het lichaam,  $dy/dt$ , een horizontale watersnelheid,  $V(x)$ , onder het lichaam ten gevolge. Deze (over de verticaal gemiddelde) watersnelheid volgt uit de continuïteitbeschouwing:

$$V(x) = -\frac{x}{d} \frac{dy}{dt} \quad (\text{A3.14})$$

Aan het uiteinde is de uittredesnelheid:

$$V(a) = -\frac{a}{d} \frac{dy}{dt} \quad (\text{A3.15})$$

Omdat de trillingssnelheid en dus ook de watersnelheden klein zijn, is alleen de lokale versnelling van de waterdeeltjes van belang, en dus geldt ( $F=ma$  toegepast in de  $x$ -richting op een infinitesimaal volume):

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \frac{\partial V}{\partial t} = \rho \frac{x}{d} \frac{d^2 y}{dt^2} \quad (\text{A3.16})$$

$p$  = drukverandering ten opzichte van permanente situatie

Integreren over de afstand  $x$  levert:

$$p = \frac{1}{2} \frac{\rho d^2 y}{dt^2} \frac{x^2}{d} + \text{constante} \quad (\text{A3.17})$$

maar omdat voor  $x=a$  geldt dat de druk weer gelijk is aan die van de permanente situatie,  $\rho=0$ , wordt dit:

$$p = \frac{1}{2} \frac{\rho d^2 y}{dt^2} \frac{x^2 - a^2}{d} \quad (\text{A3.18})$$

De kracht die het water in de spleet uitoefent, is, als het lichaam een lengte  $L$  heeft:

$$K = 2L \int_0^a p dx = 2L \left[ \frac{1}{2} \rho \frac{d^2 y}{dt^2} \left( \frac{a^3}{3d} - \frac{a^3}{d} \right) \right] = -\frac{2}{3} \frac{a^3 L}{d} \rho \frac{d^2 y}{dt^2} \quad (\text{A3.19})$$

De toegevoegde watermassa wordt verkregen door te delen door  $-d^2y/dt^2$ :

$$m_w = \frac{2}{3} \frac{\rho a^3 L}{d} \quad (\text{A3.20})$$

Hierop is nog een verfijning mogelijk door, uitgaande van de gegevens van Figuur A3.1, een fictieve verlenging in te voeren van de 'pijplengte'. Deze fictieve pijplengte is een manier om de stromingstraagheid van het water in het gebied buiten de pijp in rekening te brengen. Deze fictieve verlenging bedraagt aan elke zijde  $C_L d$ . Dit betekent dat aan het uiteinde van de pijp de druk niet 0 bedraagt maar (zie Figuur 3.1):

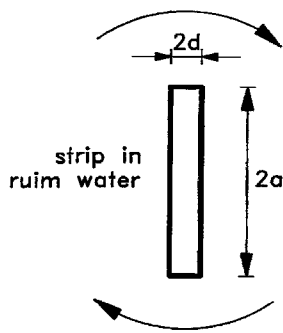
$$p(a) = C_L \rho d \frac{dV(a)}{dt} \quad (\text{A3.21})$$

Bij de afleiding van A3.21 is gebruik gemaakt van het feit dat aan het wateroppervlak de druk constant blijft, zodat het verval benodigd om de stroming in het benedenwater te versnellen, samenvalt met een drukverhoging bij het uiteinde van de pijp. De drukverhoging van Vergelijking A3.21 levert, na invulling van A3.15, een druk evenredig aan  $d^2y/dt^2$ . Deze druk werkt als extra druk over de gehele lengte  $2a$ . Een en ander resulteert uiteindelijk in de volgende uitdrukking voor de toegevoegde watermassa:

$$m_w = \frac{2}{3} \rho \frac{a^3 L}{d} + 2C_L \rho a^2 L \quad (\text{A3.22})$$

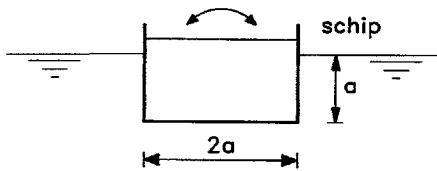
### 3.2.4 POLAIR MASSATRAAGHEIDSMOMENT BIJ ROTATIETRILLINGEN

Figuur A3.7 geeft voor een aantal lichamen het toegevoegd polaire massa-tragheidsmoment bij een rotatietrilling. Er is gebruik gemaakt van gegevens van Wendel (1950) en Kolkman (1988). De gebruikte rekenmethode wordt in Deel C Paragraaf 3.2.4 behandeld.

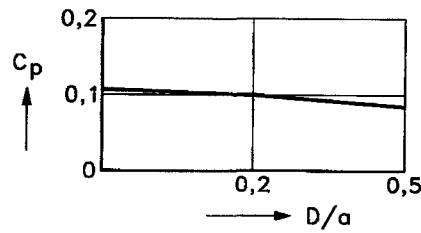
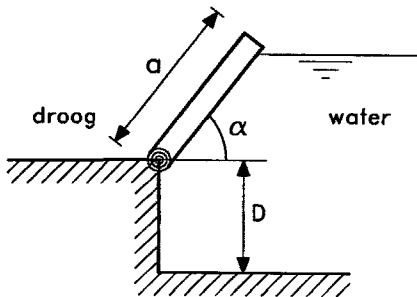


$d/a$	0	0,1	0,2	0,5
$\frac{I_p}{\rho \pi a^4 L}$	0,125	0,147	0,15	0,15

(Wendel, 1950)

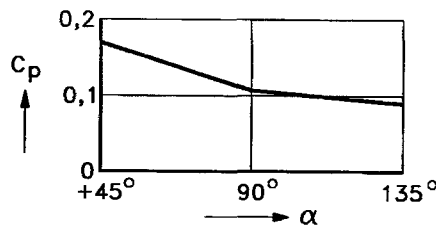


$$I_p = 0,117 \rho \pi a^4 L \quad (\text{Wendel, 1950})$$



$\alpha = 90^\circ$

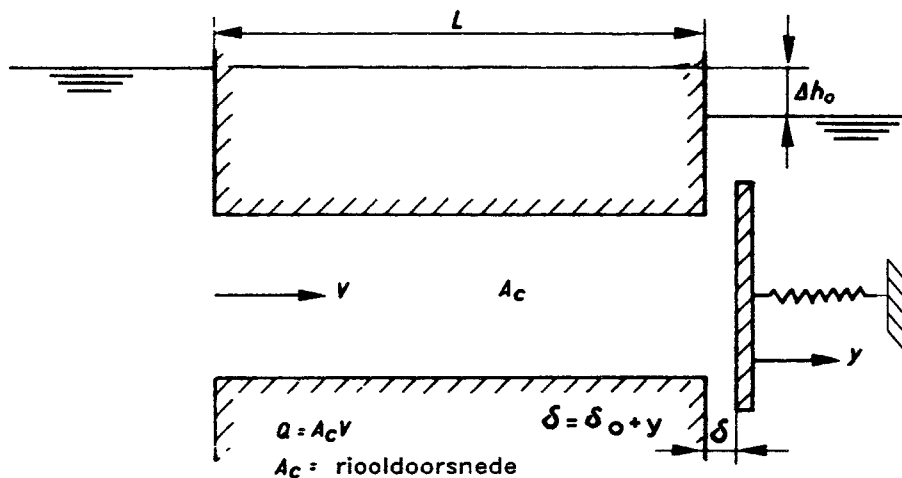
$$C_p = \frac{I_p}{\rho a^4 L}$$



$D/a = 0$

Figuur A3.7: Toegevoegd polair massa-tragheidsmoment,  $I_p$ , bij rotatietrillingen van constructies met lengte  $L$  onder verwaarlozing van de invloed van golfuitstraling (tweedimensionale situaties).

### 3.2.5 TOEGEVOEGDE WATERMASSA BIJ EEN RIOOLSCHUIF



Figuur A3.8:  
Situatie bij een afsluiter.

Bij een horizontaal trillende schuif, in het bijzonder bij een gesloten riool (Figuur A3.8), hangt de toegevoegde watermassa sterk af van de schuifpositie. De toegevoegde watermassa hangt ook af van de trillingsfrequentie. De complete berekening van de krachten, die werken op een riolschuif die trilt in de richting van de stroming, is te vinden in Paragraaf 4.4.2.

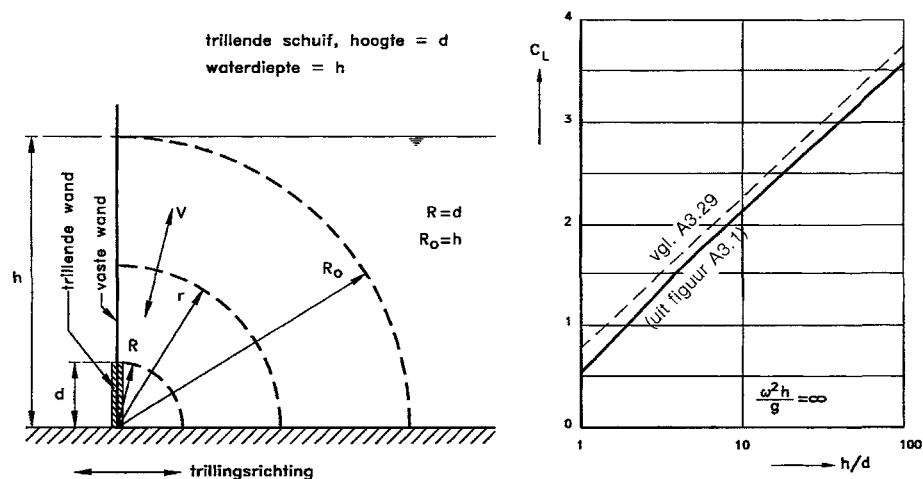
### 3.2.6 AFSCHATTING VAN DE TOEGEVOEGDE WATERMASSA VAN EEN SCHUIF OPGENOMEN IN EEN WAND VAN EEN HALFRUIMTE

De toegevoegde watermassa van een schuif die aan één zijde in het water staat, kan, bij verwaarlozing van golfuitstraling, worden geschat door aan te nemen dat het water alzijdig toe- of afstroomt. We nemen als voorbeeld de situatie van Figuur A3.1. Het waterdomein wordt verdeeld in een gebied dat omsloten wordt door de omcirkeling van de schuif, het zogenaamde binnengebied (met  $r < R$ ), en een buitengebied (met  $R < r < R_0$ ), zie Figuur A3.9. Voor het binnengebied wordt aangenomen dat dit water volledig meewerkt aan de toegevoegde watermassa, dus per eenheid van breedte:

$$m_{wbi} = \frac{\pi}{4} \rho d^2 \quad (\text{A3.23})$$

Voor het buitengebied wordt aangenomen dat het water radiaalsgewijs aan- en afstroomt met een snelheid  $V$ , dus:

$$V = \frac{d}{r} \frac{dy}{dt} = \frac{2}{\pi} \frac{d}{r} \frac{dy}{dt} \quad (\text{A3.24})$$



Figuur A3.9: Schematisatie voor de berekening van de toegevoegde watermassa van een trillende schuif opgenomen in een wand.

Voor de drukgradiënt geldt (in gelineariseerde vorm):

$$\frac{dp}{dr} = -\rho \frac{dV}{dt} = -\frac{2}{\pi} \rho \frac{d}{r} \frac{d^2y}{dt^2} \quad (\text{A3.25})$$

Via integratie over  $r$  kan de druksprong,  $\Delta p = p(R) - p(R_0)$ , berekend worden tussen het buitengebied, waar de druk constant blijft (op afstand  $R_0$ ), en de contour op afstand  $R$ . Dit levert uiteindelijk op:

$$\Delta p = \frac{2}{\pi} \rho d \frac{d^2y}{dt^2} \ln \frac{R_0}{R} \quad (\text{A3.26})$$

De kracht op de schuif wordt verkregen door vermenigvuldiging van de drukval  $\Delta p$  met de schuifhoogte,  $d$ . Deling door de versnelling,  $d^2y/dt^2$ , geeft de invloed van het buitengebied op de toegevoegde watermassa per eenheid van breedte, dus:

$$m_{wbu} = \frac{2}{\pi} \rho d^2 \ln \frac{R_0}{d} \quad (\text{A3.27})$$

Het blijkt dat in geval van een onbegrensde buitenstraal,  $R_0$ , ook de toegevoegde watermassa geen limietwaarde kent.

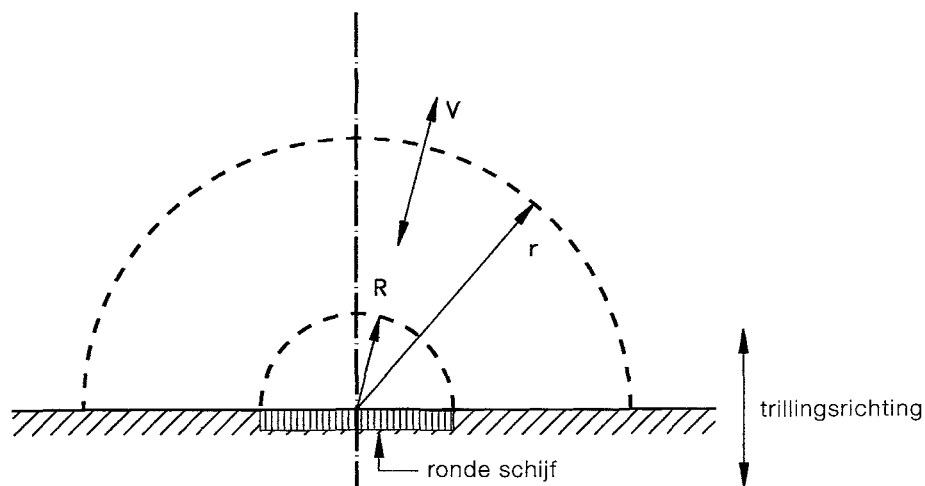
Nu wordt als, grove, aanname ingevoerd dat de buitenstraal  $R_0$  (waar ter plaatse geen invloed meer merkbaar is, van de trilling op de druk) gelijk is aan de waterdiepte,  $h$ . Dit resulteert in:

$$m_w = m_{wbi} + m_{wbu} = \frac{\pi}{4} \rho d^2 + \frac{2}{\pi} \rho d^2 \ln \frac{h}{d} \quad (\text{A3.28})$$

Omdat per definitie geldt (vgl. A3.3)  $m_w = C_L \rho d^2$ , vinden we:

$$C_L = \frac{\pi}{4} + \frac{2}{\pi} \ln \frac{h}{d} \quad (\text{A3.29})$$

In de grafiek van Figuur A3.9 wordt deze manier van afschatten vergeleken met de volledige oplossing met behulp van de potentiaaltheorie (zie Figuur 3.1 en Vergelijking 3.3). De vergelijking geeft aan dat deze wijze van schatten een bruikbare eerste benadering oplevert.



Figuur A3.10:  
Berekeningsschema voor de toegevoegde watermassa  
van een trillende ronde schijf in een wand.

Een soortgelijke benadering kan ook worden opgezet voor een ronde trillende schijf opgenomen in een vlakke wand. De uitkomst hiervan wordt gebruikt in de later te behandelen badstoptrilling (Paragraaf 4.4.2). Ook nu weer wordt een binnen- en een buitengebied ingevoerd.

Voor het binnengebied geldt (halve bol):

$$m_w = \frac{2\pi}{3} \rho R^3 \quad (\text{A3.30})$$

Voor het buitengebied wordt de snelheid verkregen door het door de trillende schijf verplaatste debiet te delen door het halve boloppervlak. Dat geeft:

$$V = \frac{\pi R^2 (dy/dt)}{2\pi r^2} = \frac{1}{2} \frac{R^2}{r^2} \frac{dy}{dt} \quad (\text{A3.31})$$

Nu wordt weer voor de radiale drukgradiënt gevonden (gelineariseerde vorm):

$$\frac{dp}{dr} = -\rho \frac{dV}{dt} \quad (\text{A3.32})$$

en dus:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{1}{2} \rho \frac{R^2}{r^2} \frac{d^2y}{dt^2} \quad (\text{A3.33})$$

De druksprong wordt weer verkregen door de drukgradiënt te integreren. Het is nu niet nodig de straal te definiëren waar het buitengebied eindigt, want ook voor oneindig water wordt een eindige druksprong  $\Delta p = p(R) - p(\infty)$ , met  $p(\infty) = 0$ , gevonden:

$$\Delta p = \int_{\infty}^R -\frac{1}{2} \rho \frac{R^2}{r^2} \frac{d^2y}{dt^2} dr = \frac{1}{2} \rho R \frac{d^2y}{dt^2} = p(R) \quad (\text{A3.34})$$

Deze druk werkt weer op het oppervlak van de schijf,  $\pi R^2$ . Na deling door de versnelling  $d^2y/dt^2$ , wordt weer de toegevoegde watermassa gevonden die behoort bij het buitengebied:

$$m_{wbu} = \frac{\pi}{2} \rho R^3 \quad (\text{A3.35})$$

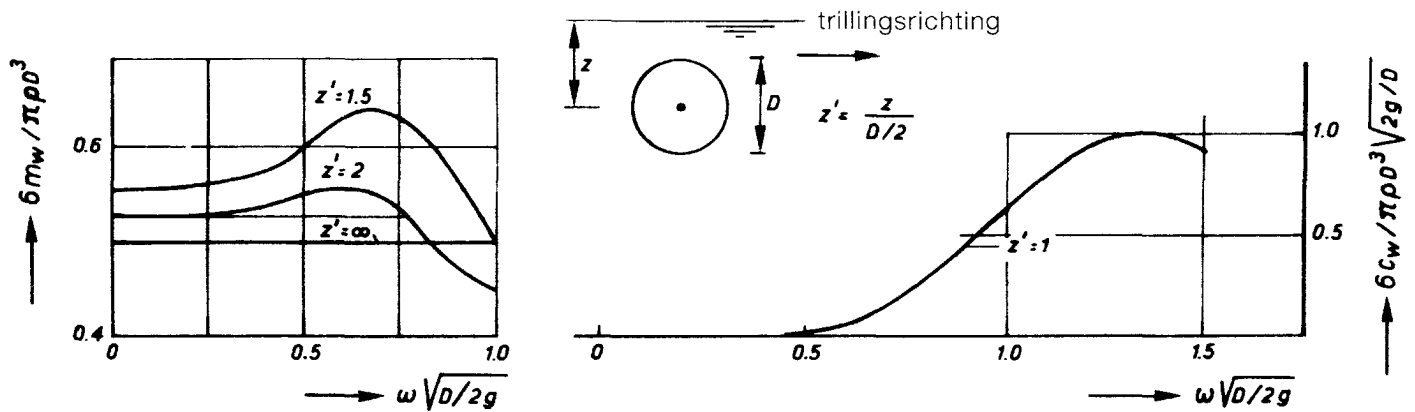
De totale toegevoegde watermassa wordt nu:

$$m_w = m_{wbi} + m_{wbu} = \rho R^3 \left( \frac{2\pi}{3} + \frac{\pi}{2} \right) \approx 4\rho R^3 \quad (\text{A3.36})$$

### 3.2.7 AANVULLENDE OPMERKINGEN OVER DE TOEGEVOEGDE WATERMASSA

- Zoals reeds opgemerkt in Hoofdstuk 2, gaan de modernere beschouwingen van de toegevoegde watermassa uit van het begrip toegevoegde-massamatrix. Hierop wordt nog één en ander vermeld in Paragraaf 3.6 en verder wordt er in Deel C uitvoeriger op teruggekomen.
- Het begrip toegevoegde watermassa speelt ook een rol bij stilstaande voorwerpen waar door golven krachten op uitgeoefend worden (methode van Morison); de daarbij gebruikte waarde is echter groter dan gevonden bij trillingsbeschouwingen. Er komt een term bij, gelijk aan de inhoud van het voorwerp maal de dichtheid van de vloeistof. Dit heeft te maken met de uitgangssituatie bij de berekening, te weten de ongestoorde golf, waarbij ook het water binnen de contouren van het voorwerp in beweging is. Om het water aan de omtrek van het voorwerp tot stilstand te brengen moet ook het water in het binnengebied tot stilstand worden gebracht.
- Volgens Figuur A3.1 is de toegevoegde watermassa het grootst bij hoge frequenties. Dit geldt echter alleen voor een schuif waar geen water omheen kan stromen. Zodra er water onder of boven het trillende voorwerp aanwezig is, zal er bij trilling een retourstroom ontstaan. Bij zeer lage frequenties neemt de amplitude van de uitstralende golf af en neemt de retourstroom verhoudingsgewijs toe. Er ontstaat bij lage frequenties zelfs een situatie waarbij de waterspiegel zich gedraagt als een vaste horizontale wand. De toegevoegde watermassa is dan weer frequentieonafhankelijk en gelijk aan die bij een voorwerp geplaatst in een gesloten tunnel. Omdat de golfuitstraling gekoppeld is aan demping en de retourstroming aan toegevoegde watermassa, is ook bij lage frequenties de toegevoegde watermassa weer relatief groot. Zij is altijd groter dan bij de hoge frequenties waarbij weliswaar geen golfuitstraling meer is, maar waarbij aan het oppervlak de conditie van atmosferische druk geldig blijft. Zie als voorbeeld van een trillend voorwerp ingedompeld in water Figuur A3.11. Soortgelijke resultaten zijn ook gevonden bij de berekening van de toegevoegde watermassa van een horizontaal versnellend of vertragend schip (Deel C, Figuur C3.13 uit Fontijn, 1978).





Figuur A3.11:  
Toegevoegde watermassa en demping van een  
ingedompelde bol (Hoof, 1972).

### 3.3 TOEGEVOEGDE STIJFHEID

Er zijn in essentie drie vormen van toegevoegde stijfheid,  $k_w$ . Dat zijn de stijfheid door indampeling, de stijfheid door quasi-stationaire stromingskrachten en de stijfheid die ontstaat als een voorwerp zeer plotseling een positieverandering ondergaat (de zogenaamde plotselinge stijfheid). Deze laatste is een bijzonder geval en komt vooral voor bij rioolschuiven waar het debiet in het riool een zodanige traagheid heeft dat het zich niet meteen aanpast aan de gewijzigde schuifpositie.

#### 3.3.1 VERTICALE STIJFHEID BIJ EEN DRIJVEND LICHAAM

De stijfheid als een voorwerp verticaal wordt ingedompeld is te schrijven als:

$$k_{w-drijf} = \rho g A_{doorsnijding} \quad (A3.37)$$

Het doorsnijdingsoppervlak met de vrije waterspiegel is maatgevend voor deze stijfheid.

#### 3.3.2 STIJFHEID DOOR STROMING

De stromingskracht (c.q. de krachtscoëfficiënt) kan variëren met de positie. In Paragraaf 3.14 is reeds de windvaan genoemd, die bij een afwijking van de windafwaartse positie een terugwerkend moment ondervindt. Staat bij toeval de windvaan net verkeerd, dan is bij één bepaalde positie het teruggedrijvend moment nul, maar bij een afwijking daarvan zal dit moment evenredig met de hoekverdraaiing toenemen. We spreken dan van een negatieve stromingsstijfheid.

Stel nu dat een voorwerp, afhankelijk van zijn positie, in y-richting een stromingskracht ondervindt, dan kan de stijfheid in y-richting als volgt geschreven worden:

$$k_{w-stroming} = \frac{\partial F_y}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( C_{Fy} \frac{1}{2} \rho V^2 L^2 \right) = \frac{1}{2} \rho V^2 L^2 \frac{\partial C_{Fy}}{\partial y} \quad (A3.38)$$

Hierin is  $F_y$  de component van de stromingskracht in  $y$ -richting, deze wordt weer uitgedrukt in een krachtcoëfficiënt  $C_{Fy}$  maal de stromingsdruk maal het aangestroomde oppervlak.

De stromingsstijfheid is in haar algemeenheid evenredig met de stroomsnelheid in het kwadraat of, bij schuiven (waar geldt dat de stromingssnelheid evenredig is met de wortel uit het verval) evenredig met het verval.

### 3.3.3 DE 'PLOTSELINGE STIJFHEID'

De zogenaamde plotselinge stijfheid is een stijfheid die alleen bij schuiven voorkomt. Stel de situatie is als aangegeven in Figuur A3.8. Als de schuif plotseling een andere stand krijgt, zal ten gevolge van stromingstraagheid het debiet in de buis niet meteen toe- of afnemen; zeker als de buis lang is, zal dit even duren.

Hetzelfde debiet dat eerst door een spleet  $\delta$  ging, gaat nu door een spleet  $(\delta+y)$ ; de stroomsnelheid in de spleet wordt kleiner en het verval over de afsluiter zal afnemen met het kwadraat van deze snelheid.

De kracht op de schuif, die evenredig is met de snelheid in het kwadraat, verandert dus van  $F_{\text{permanent}}$  naar (bij gelijkblijvende krachtcoëfficiënt):

$$F_{\text{nieuw}} = F_{\text{perm.}} \left\{ \frac{\delta^2}{(\delta+y)^2} \right\} \quad (\text{A3.39})$$

We krijgen nu de toegevoegde plotselinge veerstijfheid door de krachtsverandering te delen door  $(-y)$ :

$$k_{w\text{-plots.}} = \frac{F_{\text{nieuw}} - F_{\text{perm.}}}{-y} = -F_{\text{perm.}} \left[ \frac{\delta^2}{(\delta+y)^2} - 1 \right] \frac{1}{y} \approx 2 \frac{F_{\text{perm.}}}{\delta} \quad (\text{A3.40})$$

De vereenvoudiging in het tweede deel van de vergelijking kan worden gemaakt onder aanname dat  $y$  zeer klein is, zelfs ten opzichte van de opening  $\delta$ . Tevens is impliciet verondersteld dat de afvoercoëfficiënt van de opening niet wijzigt.

Vergelijking A3.40 geeft aan dat naarmate de spleet kleiner wordt de plotselinge veerstijfheid toeneemt. Indien we, evenals in Figuur A3.8,  $y$  kiezen in de richting waarin de spleet vergroot, dan werkt als de schuif aan de benedenstroomse zijde van het riool zit, de  $F_{\text{perm}}$  in de richting van  $y$ . De plotselinge stijfheid is positief als, zoals in Figuur A3.8, de schuif aan de benedenstroomse zijde van een buis of van een riool zit. Zit de schuif bovenstrooms, dan is de plotselinge stijfheid negatief. Omdat ook dan deze stijfheid toeneemt naarmate de spleet kleiner wordt, zal deze dus altijd een keer groter kunnen worden dan de mechanische veerstijfheid van de schuif zelf of van de bevestiging. De schuif wordt dan dichtgezogen. Of dit werkelijk gebeurt hangt af van verschillende factoren; uiteindelijk is bij deze berekening aangenomen dat de schuif zo snel verplaatst dat het debiet geen tijd heeft om zich aan te passen.

De plotselinge stijfheid is weer frequentieafhankelijk. Hij treedt op bij een hoogfrequente trilling, omdat dan het debiet tendert om constant te blijven.

## 3.4 TOEGEVOEGDE DEMPING

De toegevoegde waterdemping wordt hoofdzakelijk veroorzaakt door de stroming. Zoals in Paragraaf 3.1 reeds is vermeld, speelt bij trillende constructies het energieverlies ten gevolge van weglopende golfjes die door de trilling zijn opgewekt, een ondergeschikte rol.

### 3.4.1 DEMPING DOOR GOLFOUITSTRALING

Volgens Kolkman (1976) is de demping door uitstraling van golven in geval van een horizontaal trillende diepe schuif, die de waterspiegel doorsnijdt te karakteriseren door:

$$c_w = \frac{2\rho g^2}{\omega^3} \quad (\text{A3.41})$$

Deze uitdrukking representeert de demping per eenheid van schuifbreedte. Omdat de schuif aan beide zijden in het water staat, moet deze demping nog verdubbeld worden om de totale toegevoegde demping te verkrijgen. Duidelijk is te zien dat de toegevoegde waterdemping bij hogere frequenties klein is.

### 3.4.2 TOEGEVOEGDE DEMPING DOOR STROMING BIJ EEN VOORWERP DAT IN DE STROMINGSRICHTING TRILT

De stromingskrachten, die kwadratisch zijn met de stroomsnelheid, veranderen door de snelheid van bewegen van de trillende constructie. Door deze trillingsnelheid verandert zowel de grootte van de relatieve aanstroomsnelheid als de aanstroomhoek. Door gedurende een gehele trillingsperiode de momentane toestand te bekijken kan de energieoverdracht naar het water worden berekend. Zolang de relatieve snelheid slechts weinig afwijkt van de aanstroomsnelheid in de stationaire toestand, kunnen lineariseringstechnieken worden toegepast. Voor grotere bewegingen is de volledige aanpak nodig.

Stel dat een voorwerp in stroming een stromingsweerstand ondervindt van:

$$F = C_w \frac{1}{2} \rho V^2 L^2 \quad (\text{A3.42})$$

$L^2$  is hierin een maat voor het frontaal aangestroomde oppervlak en  $C_w$  is de coëfficiënt.

Beschouwen we een trilling in de stroomrichting met trillingsnelheid  $dy/dt$ , dan verandert  $V$  ten opzichte van het voorwerp, en dus ook  $F$ .  $V$  wordt:

$$V = V_{perm} - \frac{dy}{dt} = V_{perm} + dV; \quad V_{perm} = \text{ongestoorde stroomsnelheid.}$$

De krachtsverandering is uit Vergelijking A3.42 te berekenen door te differentiëren en dan  $dV$  te vervangen door  $-dy/dt$ , de waarde waarmee de stroomsnelheid ten opzichte van het bewegende voorwerp afneemt:

$$dF = \frac{\partial F}{\partial V} dV = -C_w \rho L^2 V \frac{dy}{dt} \quad (\text{A3.43})$$

Doordat bij positieve  $dy/dt$  de weerstandskracht afneemt, is het alsof er bovenop de permanente weerstand een kracht werkt die tegengesteld is aan de richting van trillen. Per definitie is de toegevoegde waterdemping,  $c_w$ , de tegenkracht (die nu dus positief is) gedeeld door de trillingssnelheid, dus:

$$c_w = C_w \rho L^2 V \quad (\text{A3.44})$$

Dit is, wetende dat  $F_{perm} = 1/2 C_w \rho L^2 V^2$  ook anders te schrijven:

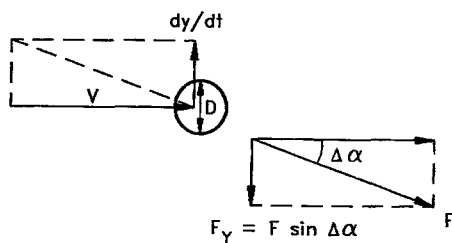
$$c_w = \frac{2F_{perm.}}{V} \quad (\text{A3.45})$$

De stromingsdemping,  $c_w$ , is dus altijd lineair gekoppeld met de stroomsnelheid,  $V$ .

### 3.4.3 TOEGEVOEGDE DEMPING DOOR STROMING ALS HET VOORWERP IN EEN ANDERE RICHTING TRILT DAN DE STROMINGSRICHTING

Bij een cirkelcilinder of een bol kan de demping ook worden berekend als de trillingsrichting niet gelijk is aan de stroomrichting.

Als voorbeeld wordt hier de situatie gepresenteerd dat de trillingsrichting dwars op de stroomrichting staat, (Figuur A3.12).



Trilt de cilinder met een momentane snelheid  $dy/dt$ , dan verandert de aanstroomhoek met een waarde  $\Delta\alpha$ , waarvoor geldt:

$$\tan \Delta\alpha = \frac{dy/dt}{V} \quad \text{en dus:} \quad \sin \Delta\alpha = \frac{dy/dt}{\sqrt{V^2 + (dy/dt)^2}} \quad (\text{A3.46})$$

De relatieve aanstroomsnelheid wordt:

$$V_{rel.} = \sqrt{V^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2} \quad (\text{A3.47})$$

Figuur A3.12:  
Schema voor dempingsberekening als de trillingsrichting loodrecht op de stroomrichting staat.

Daaruit is vervolgens te berekenen:

$$F = C_w \frac{1}{2} \rho L^2 V_{rel.}^2 = C_w \frac{1}{2} \rho L^2 \left\{ V^2 + \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 \right\} \quad (A3.48)$$

$L^2$  is weer een maat voor het frontaal aangestroomde oppervlak.

De krachtscomponent in  $y$ -richting wordt verkregen door vermenigvuldiging van  $F$  met  $\sin \Delta \alpha$ . Wordt deze kracht weer gedeeld door de snelheid van trillen,  $dy/dt$ , dan wordt de stromingsdemping verkregen. Dit resulteert, zolang  $dy/dt$  klein is ten opzichte van  $V$ , in:

$$c_w = \frac{1}{2} C_w \rho L^2 \sqrt{V^2 + (dy/dt)^2} \approx \frac{F_{perm.}}{V} \quad (A3.49)$$

De demping halveert dus ten opzichte van die van de trilling in de stromingsrichting; enerzijds ontstaat deze reductie doordat de relatieve snelheid door de trilling minder verandert, anderzijds doordat de verandering in weerstandskracht maar gedeeltelijk doorwerkt in  $y$ -richting.

Voor een willekeurig voorwerp dat loodrecht op de stroming stichting trilt, kan een meer algemene relatie worden afgeleid, als de stationaire liftkrachtcoëfficiënt,  $C_L$ , bij een gevarieerde aanstroomhoek,  $\alpha$ , alsmede de coëfficiënt voor de stromingsweerstand,  $C_w$  (die dus betrekking heeft op de kracht in de stroomrichting) gegeven zijn. Deze afleiding die gebaseerd is op de aanpak van Den Hartog (1956) voor de bepaling van 'galloping' (negatieve demping), levert op, met  $A$ =frontaal aangestroomde oppervlak:

$$c_w = \frac{1}{2} \rho VA \left( \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} + C_w \right) \quad (A3.50)$$

De tweede term volgt direct uit wat in Vergelijking 3.49 voor de cirkelcilinder was afgeleid (daarbij is wegens symmetrie  $\partial C_L / \partial \alpha = 0$ ).

In enkele gevallen kan het voorkomen dat  $\partial C_L / \partial \alpha$  een negatieve waarde krijgt die groter is dan de positieve weerstandscoefficient  $C_w$ . De totale hydrodynamische demping is dan negatief en er zal zelfexcitatie ontstaan als de mechanische demping niet groot genoeg is. Dit wordt behandeld in Paragraaf 5.4.1.

### 3.4.4 STROMINGSDEMPING BIJ EEN SCHUIF

De stromingsdemping van een schuif wordt in deze paragraaf niet expliciet berekend. In Hoofdstuk 4 wordt echter uitvoerig ingegaan op de zelfexciterende trillingen bij schuiven en hieraan ligt een negatieve stromingsdemping ten grondslag. In Paragraaf 4.4.3 wordt voor een schuif met onderdoorstroming die verticaal trilt de waarden voor de negatieve waterdemping berekend.

Voor schuiven is de gekwantificeerde positieve waterdemping nauwelijks van belang, want sterk trillen treedt eigenlijk alleen op als de waterdemping negatief is.

### 3.5 TRAAGHEID VAN HET STROMENDE WATER

In Figuur A3.1 is de toegevoegde watermassa af te lezen in termen van een 'toegevoegde lengte'  $C_L d$  waarin  $d$  de hoogte is van een horizontaal trillende schuif.

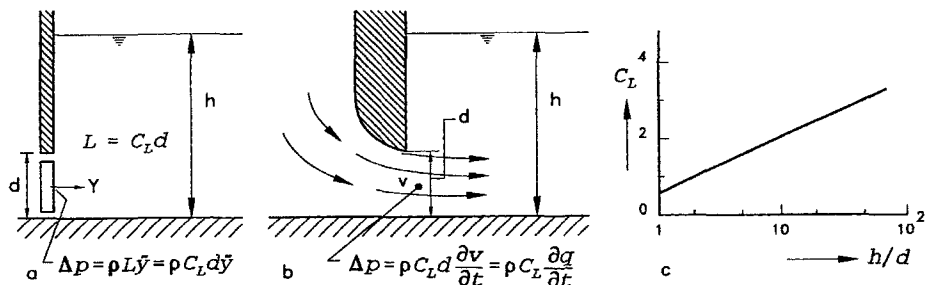
De totale drukopbouw  $\Delta p$ , gemiddeld over de hoogte van de trillende schuif, wordt zowel bepaald door de toegevoegde watermassa (te berekenen met behulp van de coëfficiënt  $C_L$ ) als door de toegevoegde demping (te bepalen met  $C_r$ ).

$$\Delta p = C_r \rho \omega d \Delta V + C_L \rho d \frac{d\Delta V}{dt} = C_r \rho \omega d \frac{dy}{dt} + C_L \rho d \frac{d^2 y}{dt^2} \quad (A3.51)$$

Indien de schuif wat terug geschoven ligt, vermeerderd de traagheidsinvloed van het water en moet de toegevoegde lengte vermeerderd worden met een stukje rioollengte  $L$ ; dus wordt de totale toegevoegde lengte dan  $L + C_L d$ .

In een riool wordt de stromingstraagheid bepaald door de rioollengte,  $L$ ; deze traagheid bepaalt of bij het openen van een schuif het debiet meteen correspondeert met de schuifopening, dan wel een zekere mate van naijlen optreedt. In het geval dat het riool in vrij water uitkomt moet de rioollengte vermeerderd worden met de toegevoegde lengte  $C_L d$ ; dat is dus al een heel andere toepassing van Figuur A3.1.

Figuur A3.13:  
Stromingstraagheid zowel voor een trillende schuif als voor een variërend debiet.  
(a) trillende schuif  
(b) snelheidsvariatie door debietvariatie, en  
(c) de  $C_L$  coëfficiënt.



Figuur A3.1 is echter ook toe te passen voor de traagheid van het water dat onder een schuif doorstroomt. Daarvan is gebruik gemaakt bij de samenstelling van Figuur A3.1.3. Hierin is ook de traagheidslijn uit Figuur A3.1 nog eens opgenomen; omdat de frequentie bij trillende constructies relatief hoog is, kan worden volstaan met de lijn voor  $\omega^2 h/g = \infty$ .

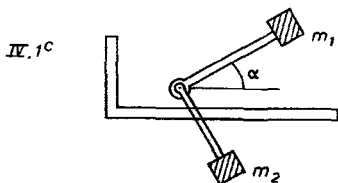
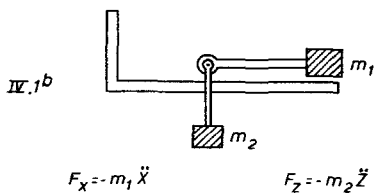
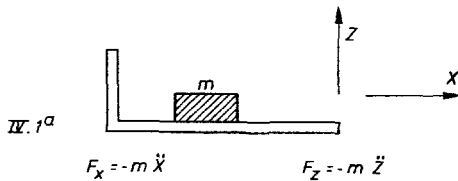
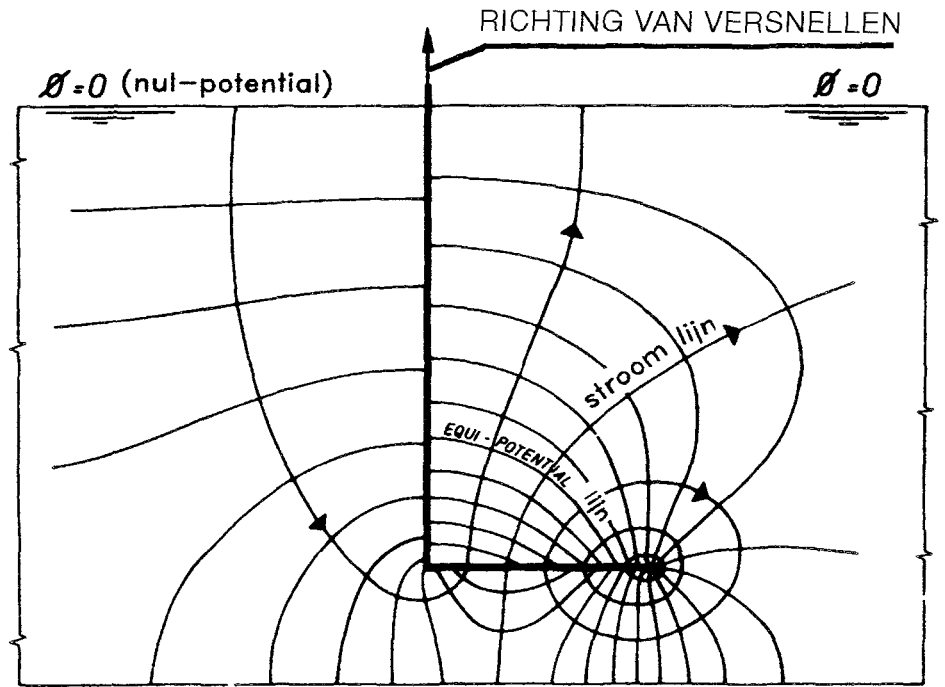
Indien onder een schuif water stroomt en door verandering van de schuifpositie in verticale richting (trillen) verandert het debiet, dan wordt de totale stromingstraagheid (een soort fictieve rioollengte) gerepresenteerd door de dikte van de schuif vermeerderd met een additionele rioollengte  $C_L d$  aan zowel bovenstroomse als aan benedenstroomse zijde. De debietverandering wordt vertaald in een over de hefhoogte gemiddelde snelheidsverandering van het water,  $dV/dt$ , bij een ongewijzigde schuifstand. Deze debietverandering veroorzaakt een soortgelijke drukopbouw als de versnelling,  $d^2 y/dt^2$ , van de horizontaal trillende schuif.

Omdat de waterstanden boven- en benedenstrooms verschillen is ook de  $C_L$ -waarde aan beide zijden verschillend; in de praktijk scheelt dit echter niet zo veel.

Deze aanpak veronderstelt dat het geen verschil maakt of de verandering van het debiet ontstaat door wijziging in het verval of door wijziging van de schuifpositie (bijvoorbeeld ten gevolge van een schuiftrilling). Deze veronderstelling is redelijk, want de traagheid speelt zich in het gehele stromingsgebied af en niet alleen bij de schuif zelf.

### 3.6 KOPPELING VAN EIGENTRILLINGEN DOOR HET WATER

Figuur A3.14: Periodieke potentiaalstroming bij een trillende L-vormige schuif in een toegevoegde watermassa, WL-rapport M1322.



Figuur A3.15: Kenmerken van toegevoegde watermassa vertaald naar een mechanisch systeem, Kolkman (1976).

Figuur A3.14 toont het stroombeeld bij verticaal trillen van een L-vormige schuif. Deze figuur is bepaald uit metingen met een elektrisch analogon. Het is duidelijk te zien dat het stroombeeld sterk asymmetrisch is. Ook de drukken ter weerszijden van de verticale plaat zijn dan verschillend. Tijdens het versnellen naar boven zal bovenop de horizontale plaat extra druk worden opgebouwd, die resulteert in een kracht naar links op de verticale plaat. Omgekeerd zal een horizontale versnelling een verticale kracht veroorzaken. Dus in tegenstelling tot constructies, waar alle massatermen ongekoppeld zijn voor wat betreft de versnellingskrachten, zijn deze bij constructies in water wel gekoppeld.

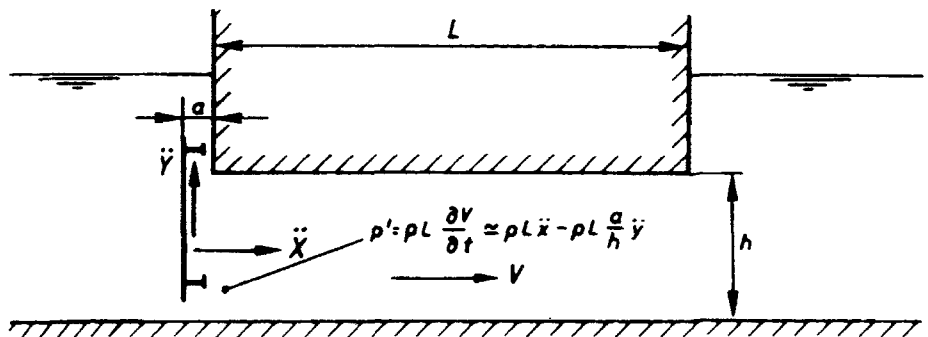
Ook bij een systeem van meerdere massa's en veren die in een vloeistof een trillende beweging maken, worden de massa's door de versnellingen gekoppeld; de beweging van de ene massa veroorzaakt drukken in de gehele vloeistof, die ook weer op de andere massa's werken.

Ter verduidelijking is in Figuur A3.15 nog eens weergegeven hoe zich dit in een mechanisch systeem zou vertalen. Schema a geeft de situatie als de toegevoegde massa voor horizontaal en verticaal trillen dezelfde zou zijn. In schema b, waarin massa's

scharnierend zijn bevestigd, werkt de massa alleen als deze in de richting van de bevestigingsstaaf versnelt. Daardoor is voor horizontaal en verticaal trillende toegevoegde massa verschillend. In schema c ontstaan ook de koppeltermen in de toegevoegde watermassa.

Bij continu-elastische constructies wordt gevonden dat door de invloed van het water niet alleen de resonantiefrequenties sterk omlaag gaan, maar dat ook de trillingsvorm sterk kan veranderen. Een markant voorbeeld hiervan is te vinden in Figuur A2.6, waar de trillingsvormen droog en in water gegeven worden van de vizierschuiven van de stuw bij Hagestein (zie voor nadere details van deze schuiven Paragraaf 6.2 voorbeeld a). Om een dergelijk effect van de toegevoegde watermassa op de trillingsvorm te kunnen voorspellen moeten de hiervoor genoemde koppelingen in de berekening worden meegenomen. Dit soort berekeningen zijn zeer complex en maken het gebruik van rekenmodellen noodzakelijk.

Een markant geval waarbij de koppeling van trillingsvormen door de toegevoegde watermassa tot (sterke) trillingen heeft geleid, is te vinden in Paragraaf 6.1 voorbeeld e. Doordat de horizontale en de verticale trillingen door de koppeling beide overgaan in schuine trillingen in dezelfde richting, ontstaat een gecombineerde trilling van een soort dat instabiel is.



Figuur A3.16:  
Invloed van de rioollengte op de koppeling.

Bij een schuif in een riool is de toegevoegde watermassa veel groter en kan ook de koppeling tussen de verschillende trillingsvormen van een schuif extra sterk zijn. In het geval van Figuur A3.16 zal een horizontale versnelling van een bijna gesloten schuif de gehele waterkolom in het riool moeten versnellen, hetgeen gepaard gaat met extra drukken nabij de schuif die op de uitstekende bovenlip werken. Daardoor ontstaat er een verticale kracht die ook een verticale trillingscomponent doet ontstaan.

Hoewel dit tot nu toe niet expliciet bewezen is, zijn er sterke aanwijzingen dat de koppelcoëfficiënten bij de toegevoegde watermassa symmetrisch zijn: een eenheidsversnelling in horizontale richting geeft een verticale kracht die gelijk is aan de horizontale kracht die ontstaat bij een eenheidsversnelling in verticale richting.

Niet alleen de toegevoegde watermassa geeft een koppeling; want als de schuif in Figuur A3.16 verticaal trilt, zal ook het doorstroomdebiet periodiek variëren (de versnelling van het water is  $(d^2y/dt^2)$  maal  $(a/h)$ ) en dat gaat weer gepaard met drukvariaties bij de schuif die een horizontale krachtwerving opleveren.



Er zijn thans rekenprogramma's voor de bepaling van het passieve gedrag van elastische constructies in water (dus zonder stromingsinvloed), waarbij volledig rekening wordt gehouden met de koppeling door de toegevoegde watermassa. Deze zijn al toegepast voor de schuiven in de Oosterscheldekering. Ook in het door TNO ontwikkelde DIANA rekenpakket, in gebruik bij Rijkswaterstaat, is een watermoduul opgenomen (zie ook Deel C, Paragraaf 3.3.5).

In een dynamisch eindig-elementenprogramma wordt de dynamische voor het enkelvoudige massaveersysteem, zoals gegeven in Vergelijking A.2.1, voor een systeem met meer vrijheidsgraden omgezet in:

$$\underline{m} \frac{d^2 \underline{y}}{dt^2} + \underline{c} \frac{d\underline{y}}{dt} + \underline{k} \underline{y} = \underline{F}(t) \quad (\text{A3.52})$$

(waarbij de onderstreping betekent dat dit matrices zijn van het gehele systeem, dat een groot aantal graden van vrijheden kan hebben).  $\underline{y}$  is in A3.52 de verplaatsingsvector.

Zo wordt de vergelijking van het systeem in water (A2.29 met weglating van de termen die niet lineair gekoppeld zijn met de beweging) omgezet in:

$$(\underline{m} + \underline{m}_w) \frac{d^2 \underline{y}}{dt^2} + (\underline{c} + \underline{c}_w) \frac{d\underline{y}}{dt} + (\underline{k} + \underline{k}_w) \underline{y} = \underline{F}(t) + \underline{F}_w(t) \quad (\text{A3.53})$$

Gezien het voorgaande is het nodig dat de beide elementen 'toegevoegde watermassa' en 'toegevoegde veerstijfheid' worden ingebracht, inclusief de koppelingen. Dit komt in de matrices tot uiting in de niet-diagonaal termen, die dan ongelijk nul worden.

## 4 EXCITATIEBRONNEN VOOR TRILLINGEN EN VLOEISTOF-RESONANTIES BIJ SCHUIVEN EN AFSLUITERS

### 4.1 ALGEMEEN BETREFFENDE SCHUIFTRILLINGEN

Er zijn verschillende oorzaken aan te wijzen waardoor trillingen van schuiven kunnen ontstaan. Zoals genoemd bij de classificatie in Hoofdstuk 1 zijn dat:

- excitatie door turbulentie;
- excitatie door stromingsinstabiliteit;
- zelfexcitatie (excitatie die door de beweging zelf wordt opgewekt);
- versterking van de excitatie door vloeistofresonantie (dit is dus eigenlijk niet een oorzaak van trillingen);
- instabiele vloeistofresonantie (zelfexciterende vloeistofslingeren).

Bij schuiven is zelfexcitatie veruit de meest voorkomende oorzaak van gevaarlijke trillingen. De zelfexcitatie kan betrekking hebben óf op de schuiftrilling in de resonantiefrequentie van de schuif met ophanging, óf op vloeistofresonantie zoals een staande golf (een compressiegolf of een oppervlaktegolf) met de hierbij behorende golffrequentie. Bij zelfexcitatie is de trilling of de staande golf zodanig dat, hoe groter de trillings- of golfamplitude wordt, des te sterker de excitatie is. Pas bij grote amplitude ontstaan er extra dempende factoren, maar acceptabele grenzen voor wat betreft de veiligheid kunnen dan al overschreden zijn. Daarom wordt op het mechanisme van zelfexcitatie zeer uitvoerig ingegaan. Dit wordt voor wat betreft trillingen gedaan aan de hand van het karakteristieke voorbeeld van de zogenaamde 'badstoptrilling' omdat, deze gemakkelijk aanspreekt. Maar het mechanisme is representatief voor trillingen bij vele andere schuiven waarbij ook zware trillingen zijn geconstateerd, zoals de sectorschuiф, scheef geplaatste hefschuiven en vele andere.

In dit hoofdstuk worden de diverse excitatiebronnen behandeld in de volgorde als hierboven genoemd.

### 4.2 EXCITATIE DOOR TURBULENTIE EN DOOR PERIODIEK LOSLATEN VAN WERVELS

Voor de beschrijving van excitatie door turbulentie zijn twee kentallen van belang, het Strouhalgetal en de "dynamische-kracht coëfficiënt". Het Strouhalgetal is een maat voor de excitatiefrequentie. Vaak wordt in de adviespraktijk volstaan met het Strouhalgetal, waarbij dan wordt geadviseerd dat de resonantiefrequentie van de constructie een factor hoger moet zijn dan de excitatiefrequentie. In dat geval werkt namelijk de dynamische excitatie als een quasi-stationaire kracht en die is bij excitatie door turbulentie slechts een paar procent van de stationaire kracht (tot

10%). Bij turbulentie is er sprake van een niet-periodieke kracht die kan worden beschreven met een spectrale verdeling. Zie verder Paragraaf 2.2.8.

Excitatie door turbulentie kan óf door turbulentie in de aanstroming worden veroorzaakt, óf door wat zich rondom het betreffende deel van de constructie afspeelt. Turbulentie in de aanstroming is zeer variabel; bij schuiven wordt er geen rekening mee gehouden, omdat de aanstroomsnelheden toch al klein zijn ten opzichte van de maatgevende snelheden in de schuifopening.

*Definitie van het Strouhalgetal:*

Het Strouhalgetal wordt, evenals in Paragraaf 2.2.6 gedefinieerd als:

$$S = \frac{fL}{V} \quad (\text{A4.1})$$

Hierin is  $f$ , voor zover we te maken hebben met periodieke excitatie, de excitatiefrequentie door de stroming,  $L$  is een maat voor de grootte van de schuif of het onderdeel van de schuif die geëxciteerd wordt en  $V$  is de aanstroomsnelheid.

$S$  is een constante, mits het stroombeeld eenduidig aan de vorm van de schuif of het betreffende onderdeel is gekoppeld: dan immers zijn alle wervels en neren in het turbulente stromingsveld wat afmeting betreft evenredig met de grootte van het 'voorwerp' en verplaatsen ze zich met een snelheid evenredig met de aanstroomsnelheid.

Is er sprake van ruisexcitatie of in elk geval van excitatie die gespreid is over een zekere breedte van de frequentieband, dan kan  $f$  betrekking hebben op de dominante frequentie of  $f$  is een variabele (zie Paragraaf 2.2.8).

Wil  $S$  een constante zijn dan moet aan een aantal voorwaarden worden voldaan:

- a. de schuif of het betreffende onderdeel bevindt zich voldoende ver onder water, zodat een toenemende stroomsnelheid geen deformatie van de waterspiegel veroorzaakt die het lokale stroombeeld beïnvloedt,
- b. het Reynoldsgetal  $Re = LV/\nu$  (waarin  $\nu$  de kinematische viscositeit van de vloeistof is) moet voldoende groot zijn om geen invloed van de viscositeit meer te hebben op het stromingsveld. Met uitzondering van de situatie bij ronde cilinders wordt hieraan bij prototypeconstructies ruimschoots voldaan. Bij onderzoek in een schaalmodel moet altijd geverifieerd worden of het Reynoldsgetal (een maat dus voor de invloed van de viscositeit) nog groot genoeg is voor weergave van de situatie in prototype.

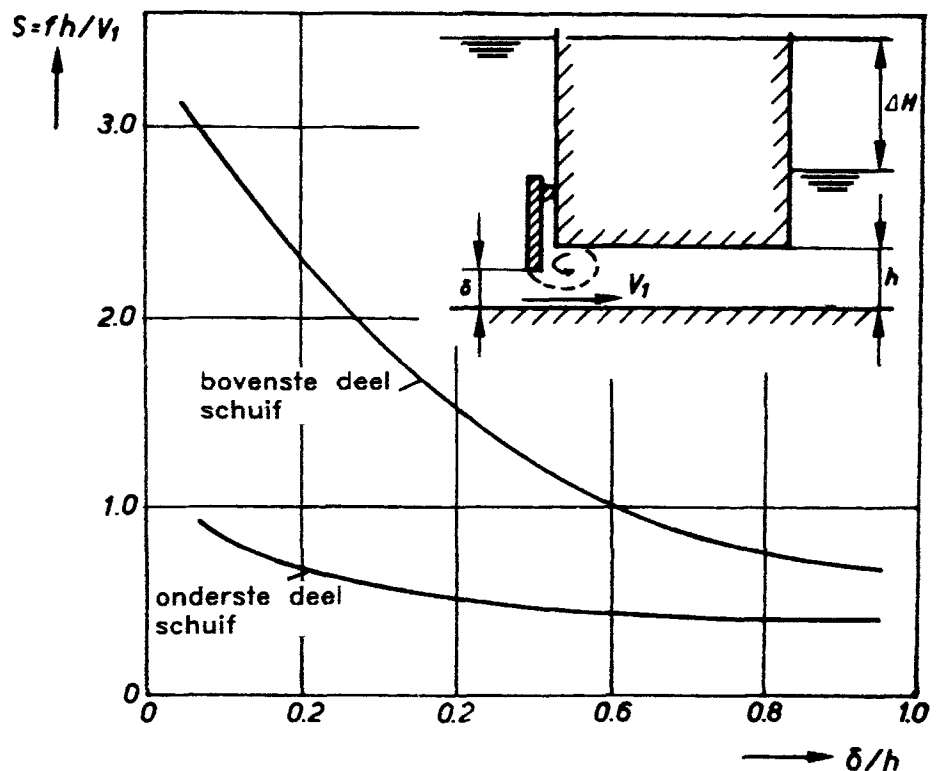
Bij schuiven is excitatie door turbulentie zelden of nooit een probleem. Literatuur die hier toch op in gaat is meestal oudere literatuur waarin werd verondersteld dat de trillingen, die in de werkelijkheid zelfexcitatie betroffen, juist door turbulentie werden veroorzaakt.

In zijn algemeenheid wordt geadviseerd met de resonantiefrequentie,  $f_n$ , een factor 2 of 3 (of meer) te gaan zitten boven de dominante excitatiefrequentie,  $f$ , door stroming. Dus:

$$\frac{f_n L}{V} > (2 \text{ à } 3)S \quad (\text{A4.2})$$

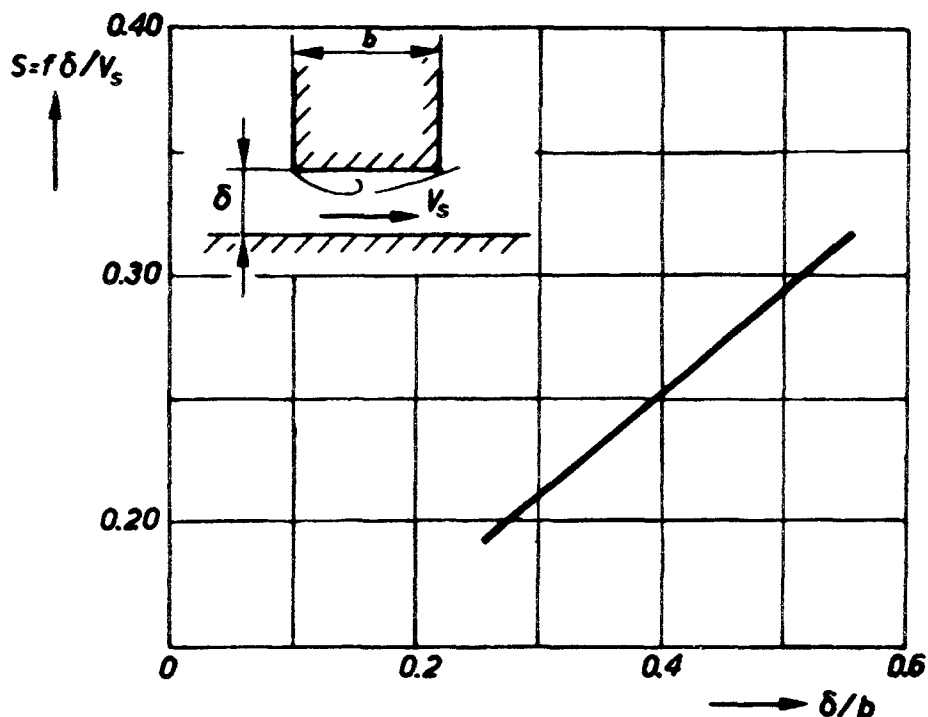
Als deze de factor 3 is, blijft de versterkingsfactor van de responsie nog erg klein. Uit Figuur A2.2 is af te lezen dat de dynamische versterkingsfactor,  $A$ , orde 1,1 is bij een zuiver harmonische excitatie. Bij ruisexcitatie is dat nog kleiner. Ook is niet te verwachten dat de responsie van de constructie zelf weer invloed heeft op de excitatiefrequentie. Zeer gevoelig zijn op dit punt ronde staven ingeval deze laaggedempt zijn, maar zelfs daar blijkt geen verschuiving van de excitatiefrequentie op te treden. Dit volgt uit bestudering van Figuur A2.4 (overigens een voorbeeld dat betrekking heeft op instabiele stroming). In deze figuur komt  $V_r=5$  overeen met een resonantiefrequentie die samenvalt met de dominante excitatiefrequentie. Te zien is dat bij een hogere resonantiefrequentie (waarbij  $V_r < 5$ ) de frequentie van de responsie samen blijft vallen met de lijn  $S=0,2$ , hetgeen overeenkomt met de excitatiefrequentie zonder frequentieverschuiving. Bij  $V_r > 5$  blijft de frequentie wel hangen op de resonantiefrequentie, hetgeen er op duidt dat de excitatiefrequentie daarbij wel is verschoven naar de resonantiefrequentie (zie ook Paragraaf 5.3.8).

Nu bevatten de meeste schuiven elementen waarbij de voor het Strouhalgetal maatgevende lengte,  $L$ , zeer klein is (liggers, een dikte van een onderrand, enzovoort), zodat de excitatiefrequentie dan zeer hoog is. Het is zeker niet doenlijk om de gehele schuif met ophanging zodanig stijf te construeren dat ook de laagste eigenfrequentie boven de hoogste excitatiefrequentie uitkomt. Dit hoeft ook niet, want die 'modes' (trillingsvormen) die niet door zelfexcitatie in trilling komen, ondergaan juist een sterke stromingsdemping. Geadviseerd wordt daarom om alleen de elementen die zelf door turbulente excitatie belast worden, stijf genoeg te maken om te voldoen aan het criterium van 2 à 3 maal de dominante excitatiefrequentie.



Figuur A4.1:  
Strouhalgetallen voor horizontale turbulente-  
excitatie van rioolschuiven, Abelev (1959).

Hoewel de excitatie door turbulentie niet maatgevend is voor het ontwerp van schuif en bewegingswerk, worden hier volledigheidshalve een paar meetresultaten betreffende Strouhalgetallen bij schuiven vermeld. In Figuur A4.1 zijn metingen van Abelev (1959) weergegeven, die later door vele auteurs zijn aangehaald.



Figuur A4.2:  
Strouhalgetal voor verticale excitatie van de onderkant van een deur, Naudascher (1964).

In Figuur A4.2 wordt het dominante Strouhalgetal gegeven voor verticale excitatie aan de onderkant van een schuif.

### 4.3 EXCITATIE DOOR STROMINGSINSTABILITEIT

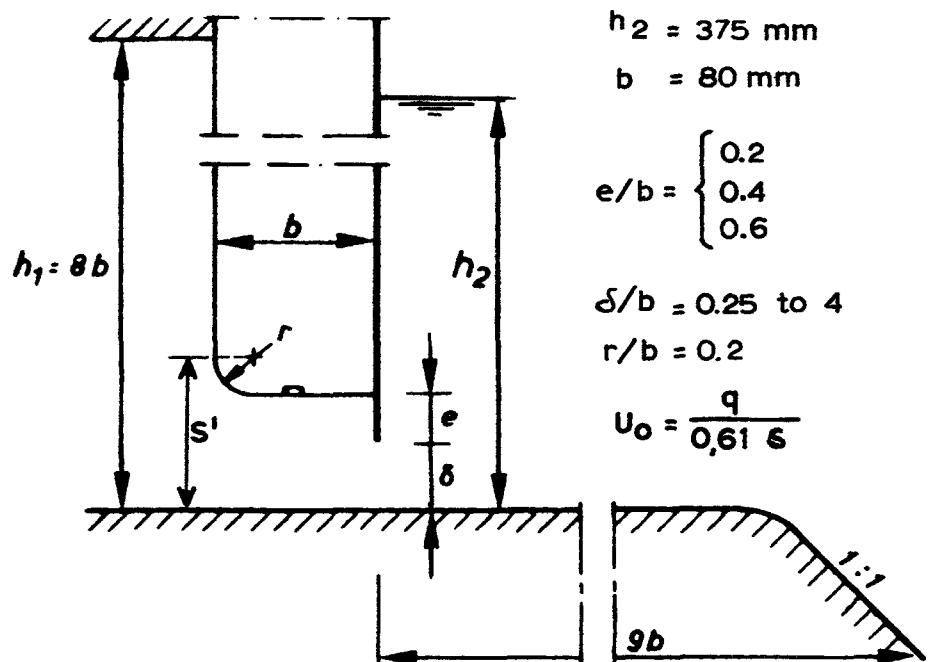
Stromingsinstabiliteit geeft aanleiding tot een sterke periodiek aangrijpende excitatie en treedt, in relatie tot schuiven, op in de volgende gevallen:

1. als loslaatpunt niet gefixeerd is door een scherpe rand maar er sprake is van een ronding, of;
2. als de stroming na loslaten (verderop) weer gaat aanliggen tegen een wand van de constructie, waarbij het punt van aanliggen niet door een spoiler of rand is gefixeerd, of;
3. als de stroming weer gaat aanliggen en de plaats hiervan is wel gefixeerd, dan ontstaat een vrije grenslaag met golvingen. Er ontstaan in de ingesloten neer periodieke drukfluctuaties met discrete frequenties, of;
4. bij een schuif met overstroming in geval van een stroombeeld dat in ligt tussen een situatie 'duikende straal' en een situatie 'straal met afbuiging naar de water-spiegel', of;
5. bij een schuif met een overstortende straal met daaronder een ingesloten volume lucht.

In al deze gevallen ontstaat er een zekere periodiciteit in de stromingsbelasting. In bepaalde omstandigheden is een kleine schuiftrilling al voldoende om het loslaten van de stroming of het weer gaan aanliggen ervan periodiek te doen variëren in de frequentie van de schuiftrilling. De verschuiving van de excitatiefrequentie naar de resonantiefrequentie van de constructie heet frequentie-synchronisatie (Engels 'lock-in').

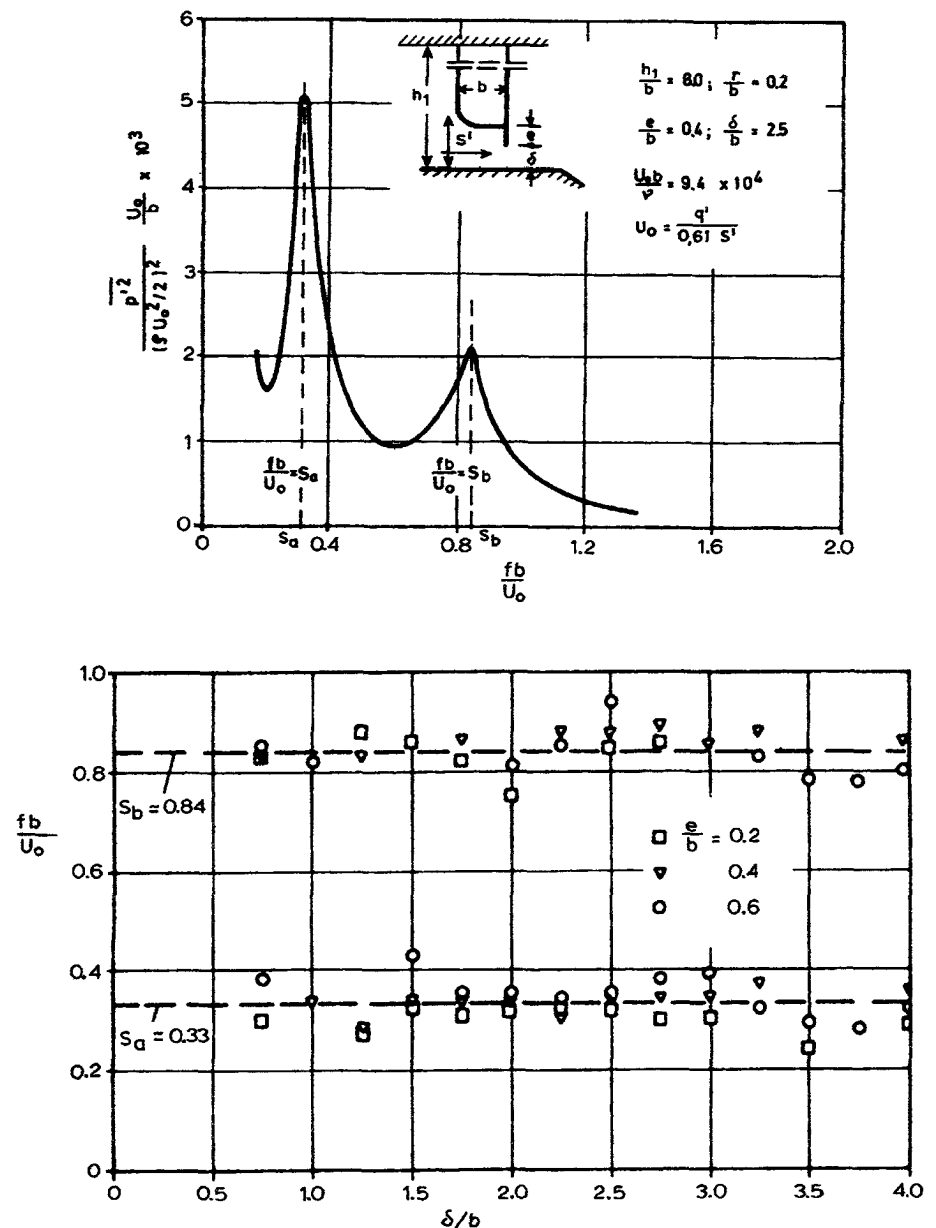
In het geval van een niet gefixeerd loslaatpunt (bij een ronding) heerst in het gebied waar de stroming nog aanligt een veel lagere druk dan voorbij het punt van loslaten, en ook in het gebied tussen loslaten en weer aanliggen heerst een lagere druk dan in de stroming verderop. Dit betekent dat het periodiek verschuiven van deze loslaat- en aanligpunten door de beweging van de constructie een periodieke excitatie ten gevolge heeft.

Als de constructie niet beweegt is de lengte van de zone tussen loslaten en weer aanliggen een maat voor de dominante excitatiefrequenties. Dat heeft te maken met instabiliteit in de vrije grenslaag (de overgang tussen doorgaande stroming en de ingesloten neer). Een kleine periodieke drukvariatie in het vloeistofvolume opgesloten tussen grenslaag en constructie, in de buurt van het loslaatpunt van de stroming, kan een golvende grenslaag geven, waarbij de amplitude stroomafwaarts groeit. Omdat het opgesloten volume tussen grenslaag en constructie min of meer constant blijft, wordt de volumevariatie ten gevolge van de golven benedenstrooms omgezet in een drukvariatie die ook in de buurt van het punt van loslaten werkt. Daardoor worden weer de golven in de grenslaag versterkt. In geval 3 en 5, waar sprake is van een vaste lengte van de vrije grenslaag of van de vallende straal, treden trillingen van schuiven op in een aantal discrete frequenties. De golven in de grenslaag en de vallende straal worden door de schuiftrilling veroorzaakt en/of versterkt. De beschikbare lengte moet corresponderen met precies een aantal malen de golflengte van de golven.



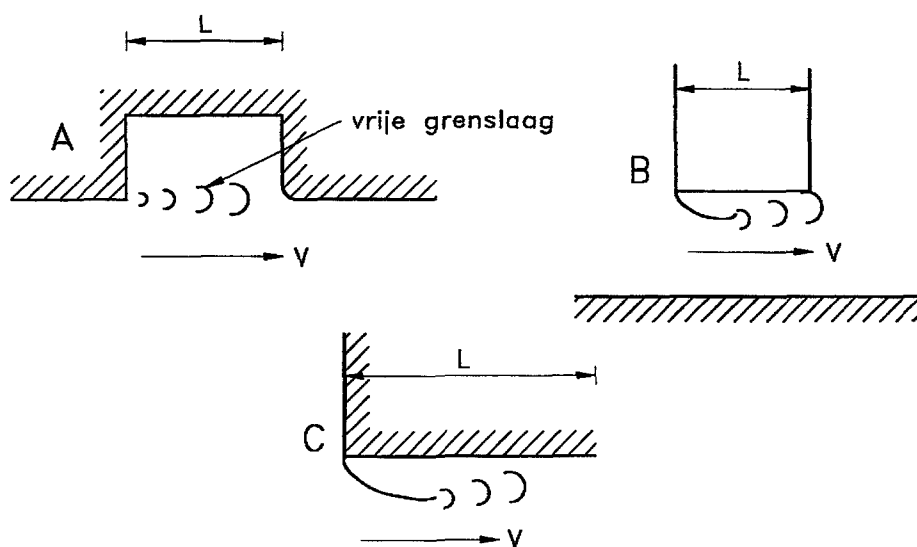
Figuur A4.3:  
Schuifgeometrie bij het onderzoek  
van Martin cs. (1975).

Figuur A4.3 en A4.4 laten resultaten zien van drukmetingen onder een type schuif waarbij er een instabiel loslaatpunt kan ontstaan in combinatie met een weer aanliggende stroming. De lengte van de vrije grenslaag wordt hier volledig bepaald door de geometrie van de schuif. De situatie is kritiek bij die hefhoogte waarbij de stroming bovenstrooms loslaat en de vrije grenslaag nog door de benedenstroomse rand wordt beïnvloed. Volgens Martin c.s. (1975) zijn er meerdere frequenties mogelijk; een criterium is dat de schuifbreedte  $b=(n-0,33)\lambda$  is ( $n=1, 2 \dots$ ). De golflengte van de golvingen in de grenslaag wordt geschat met  $\lambda=1/2V/f$  ( $V$  is de stroomsnelheid in de gecontraheerde straal,  $f$  de excitatiefrequentie van het water). De factor 0,5 komt voort uit de schatting dat de grenslaag midden tussen het gebied zit waar het stroomt en de opgesloten neer, zodat de snelheid in de grenslaag tussen beide snelheden in zit. De factor 0,33 komt daaruit voort, dat bij periodieke golvingen van het grensvlak er dan juist geen periodieke variatie van het volume is, dat ingesloten is tussen grensvlak en onderkant schuif. Deze volumevariatie moet 0 zijn, omdat het water niet-samen-drukbaar is. Wel ontstaat er door de tendens van volumevariatie een drukvariatie, die



Figuur A4.4:  
Het frequentiespectrum van de druk onder de schuif  
en de dominante Strouhalgetallen bij het onderzoek  
van Martin c.s. (1975).

een terugkoppeling geeft met het instabiele loslaten van de stroming. Naudascher (1994) geeft nog aan dat de stromingsinstabiliteit kan worden voorkomen als  $(r+e)/b$  groter is dan 1 of als de onderkant van de schuif hellend is met een hoek groter dan  $45^\circ$ .



Figuur A4.5:

Enkele situaties waarbij een vrije grenslaag kan ontstaan.

Definities voor L en V

Figuur A4.5 laat nog enkele situaties zien waarbij geconstateerd is dat er een periodiciteit in de drukfluctuaties aanwezig is: een schuifspanning, de rechthoekige onderkant van een schuif en de onderzijde van een willekeurige constructie met rechte hoek. De lengte L waarop het aantal golflengten wordt betrokken staat in de figuur aangegeven. Bij de schuif volgt het Strouhalgetal uit Figuur A4.2. Bij zeer kleine openingen is de afstand tussen loslaten en weer aanliggen van de stroming ongeveer proportioneel met de hefopening. Daarbij zou het Strouhalgetal, betrokken op de schuifopening, constant moeten zijn. Dit is niet gevonden; kennelijk is bij een schuifopening kleiner dan 0,3 maal de schuifdikte helemaal geen dominante frequentie meer aanwezig. Bij hefhoogten groter dan de halve schuifbreedte laat de straal geheel los van de schuif en is er geen opgesloten watervolume meer. Dan speelt stromingsinstabiliteit geen rol.

Voor een schuifspanning geldt (Ethembaoglu, 1978):

$$S = \frac{fL}{V} = \frac{1}{2}n \quad (n=1, 2, 3) \quad (\text{A4.3})$$

De instabiele situatie bij een overstortende straal met ingesloten lucht wordt behandeld in Paragraaf 4.4.7. Gevonden wordt dat instabiliteit optreedt als er  $(n+1/4)$  golflengten in de valhoogte passen. Analytisch betekent dit dat eerst de valhoogte wordt omgezet in een valtijd, en dat dan geldt:

$$fT_v = \left(n + \frac{1}{4}\right) \quad (\text{met } n=1, 2, \dots) \quad (\text{A4.4})$$

Er zijn uiteraard vele situaties waarbij de stroming eerst loslaat en dan weer aanligt, en waarbij de vrije grenslaag op een soortgelijke wijze instabiel kan worden. Te



denken is hierbij aan de situatie van twee schuiven die achter elkaar in een riool in een gedeeltelijk gesloten positie staan. Als de straal die van de bovenstroomse schuif is losgelaten juist in de buurt of tegen de rand van de benedenstroomse schuif komt dan ontstaat een fluctuerende stroming die grote wisselende krachten ten gevolge heeft. Gelukkig is de excitatiefrequentie dan relatief laag zodat dit niet altijd tot trillingen hoeft te leiden.

Een andere situatie is als een rioolschuif geheven is en volledig geborgen in de schuifschacht. De stroming aan het plafond laat los aan de bovenstroomse rand van de schuifschacht en zal benedenstrooms weer gaan aanliggen. De vrije grenslaag heeft dan weer een beperkte lengte hetgeen aanleiding geeft tot een periodiek variërende belasting. Er zijn een aantal gevallen bekend waarbij de geheven schuif hierdoor in een trilling is geraakt of waarbij het water in de schuifschacht in een sterke beweging is gekomen.

Bij instabiele stromingssituaties kunnen er met name bij slanke constructies, sterke trillingen ontstaan. Zie hiervoor Hoofdstuk 5. Dit kan bij schuiven bij vakwerkstaven voorkomen. Er is dan weer sprake van frequentiesynchronisatie. Ook zorgt de grote trillingsamplitude ervoor dat de excitatie over de lengte van de constructie meer in fase gaat lopen (fasesynchronisatie).

## 4.4 EXCITATIE OPGEWECT DOOR DE BEWEGING VAN DE SCHUIF OF DE DEUR ZELF (ZELFEXCITATIE)

### 4.4.1 ALGEMEEN

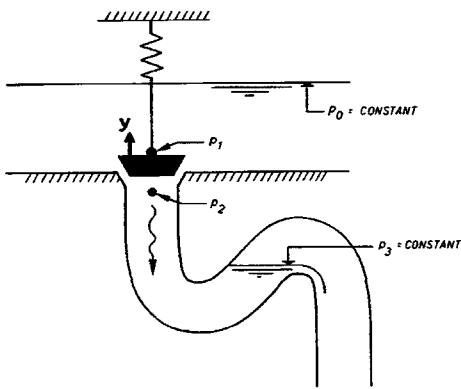
Van zelfexcitatie bij een constructie is sprake als de excitatiekracht wordt veroorzaakt door de beweging van de constructie zelf en sterker wordt naarmate ook de beweging sterker is. Daardoor wordt een initiële trilling geleidelijk aan steeds sterker. In Paragraaf 2.2.6, bij de bespreking van Vergelijking A2.29, is bij de behandeling van de toegevoegde demping al vastgesteld dat, wiskundig gezien, de waterdemping  $c_w$  en daarmee soms ook de totale demping best negatief kan zijn. Dit heeft dan als consequentie dat, na een initiële verstoring, de vrije trilling niet volgens een negatieve e-macht uitdempt maar juist groeit volgens een positieve e-macht. Deze groei gaat, zolang het een constante dempingswaarde ( $c+c_w$ ) betreft, steeds door, totdat de amplitude van trillen zo groot wordt dat nieuwe elementen een rol gaan spelen (ontstaan van positieve demping, stoten tegen een wand, etc.). Zolang niet bekend is waardoor en bij welke amplitude de grens wordt bereikt, mag bij het ontwerpen nooit een negatieve 'totale demping' worden toegelaten.

In Paragraaf 3.4 is de toegevoegde demping van een voorwerp in stroming besproken. Vergelijking A3.50 gaf aan dat de demping afhangt van  $(\partial C_T / \partial \alpha + C_w)$ . Dit wil zeggen dat als een grotere aanstroomhoek (schuin van beneden) bij stationaire stroming een grotere liftkracht ten gevolge heeft (normaal is dat het geval), dan neemt ook de demping toe en is de toegevoegde demping dus positief. Dit hoeft echter lang niet altijd het geval te zijn. Zo zal bij een schuif met onderdoorstroming en een rechthoekige onderkant voor kleinere openingen de stroming aan de bovenstroomse rand loslaten en weer gaan aanliggen verderop aan de onderzijde van de

schuif. Tussen loslaten en weer aanliggen ligt een gebied met onderdruk. Beweegt de schuif tijdens een trillingsbeweging omhoog, dan verandert de schijnbare aanstroomrichting (ten opzichte van de schuif komt de stroming meer van bovenaf), daardoor heeft de stroming minder neiging om weer te gaan aanliggen en de druk onder de schuif neemt toe. Er kan een negatieve toegevoegde demping ontstaan. Dit wordt nader behandeld in Paragraaf 4.4.5 onder 'galloping' (uit het Engels; de Nederlandse uitdrukking 'galopperen' wordt nooit gebruikt).

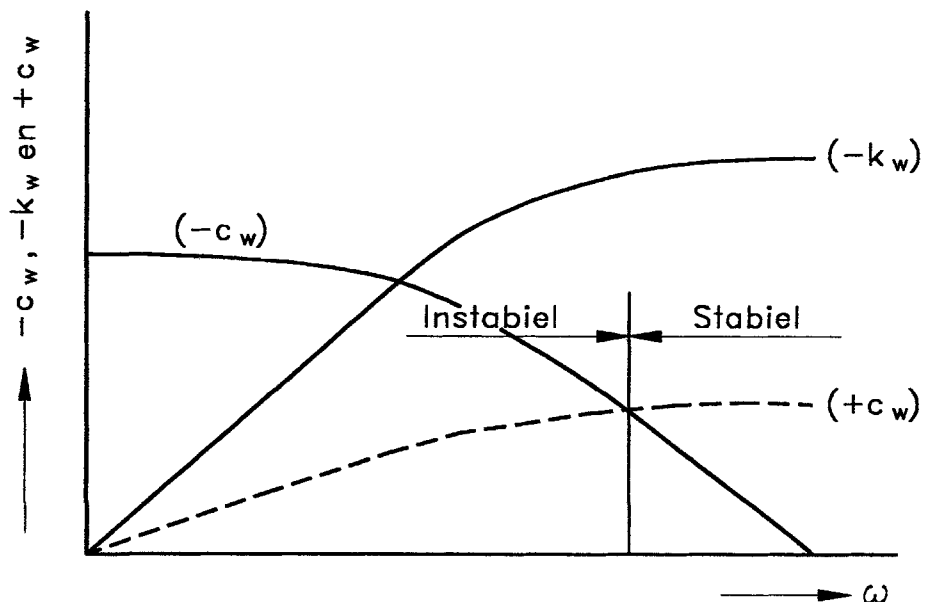
Een ander voorbeeld betreft de badstop die bij het leeglopen van het bad juist boven de zitting hangt. Indien men de stop laat zakken, dan moet het debiet verminderen: als de pijp achter de stop geheel met water is gevuld, moet de stroming worden vertraagd en wel door bijvoorbeeld de hand die de stop vasthoudt. De vertraging is evenredig met de debietafname en deze is weer gekoppeld aan de snelheid waarmee men de stop laat zakken. Er ontstaat dus een zuigkracht die evenredig is met de zaksnelheid. Indien men te maken heeft met een trillende beweging, ontstaat bij het naar beneden gaan een omlaaggerichte kracht en bij het naar boven gaan een omhooggerichte kracht. Dit is per definitie een negatieve demping! De negatieve demping is evenredig met de pijplengte  $L$  (tussen de stop en de plaats waar weer lucht in de pijp zit), en met de debietverandering. Deze laatste is proportioneel met de watersnelheid in de spleet, dus met de wortel uit het verval.

In het voorgaande is er van uit gegaan dat het debiet zich aanpast aan de momentane positie van de badstop. Dit zal wel min of meer het geval zijn bij een laagfrequente trilling. Naarmate echter de frequentie hoger is (doordat er een stijvere ophangveer is) en bij een relatief grote traagheid (groter naarmate  $L$  groter is) zal het debiet meer de neiging hebben achter te blijven; in het limietgeval van een zeer hoge frequentie blijft het debiet zelfs constant. Dit is behandeld in Paragraaf 3.3.3 en leidde daar tot het begrip 'plotselinge toegevoegde stijfheid'. Deze toegevoegde stijfheid,  $k_w$ , is positief als de stop aan de benedenstroomse zijde van de pijp zit, en negatief indien de stop aan de bovenstroomse zijde geplaatst is zoals in Figuur A4.6.



Figuur A4.6: Schema van de trillende badstop.

In Figuur A4.7 is één en ander kwalitatief weergegeven: bij lage frequenties van de trilling is de negatieve toegevoegde demping ongeveer constant, maar zij neemt af



Figuur A4.7: Kwalitatieve weergave van het verloop van de toegevoegde negatieve demping, van de toegevoegde negatieve plotselinge stijfheid en van de extra demping door retourstroming als functie van de frequentie in geval van een trillende badstop.

bij hogere frequenties doordat het debiet in dat geval de trillingsbeweging niet meer volgt.

Doordat het debiet bij hogere frequenties een tendens vertoont om constant te blijven, ontstaat een negatieve toegevoegde stijfheid, die vervolgens ook tendeert naar een limietwaarde. Bovendien gebeurt er bij hoge frequenties nog iets dat gekoppeld is aan het constante pijpdebiet. De beweging van de badstop zorgt ervoor dat water verplaatst wordt en als het pijpdebiet constant blijft, ontstaat er een omstroming om de stop heen. Er was al een initiële spleetstroming; de extra omstroming levert extra verval en dus een tegenwerkende kracht op die evenredig is met de snelheid van de stop en evenredig met de initiële watersnelheid in de spleet (evenredig met de wortel uit het verval). De situatie is enigszins vergelijkbaar met de cilinder die trilt in de stroomrichting, hetgeen resulteerde in een toegevoegde demping evenredig met de aanstroomsnelheid (Paragraaf 3.4.2, Vergelijking A3.45). Alleen neemt in het geval van de badstop de tegenstroming tengevolge van de beweging van de stop sterker toe dan bij de cilinder in vrij water. Dit alles betekent dat er een nieuw element van toegevoegde demping is dat zich sterker manifesteert naarmate de frequentie hoger is.

Indien de positieve en de negatieve toegevoegde demping elkaar juist opheffen, is het zogenaamde kritische punt bereikt van stabiliteit/instabiliteit bij een ongedempt systeem. Een initiële verstoring leidt dan tot een harmonische trilling zonder uitdemping of opslinging.

#### **4.4.2 THEORIE VAN DE VARIËRENDE SPLEETGROOTTE TOEGEPAST OP DE BADSTOP**

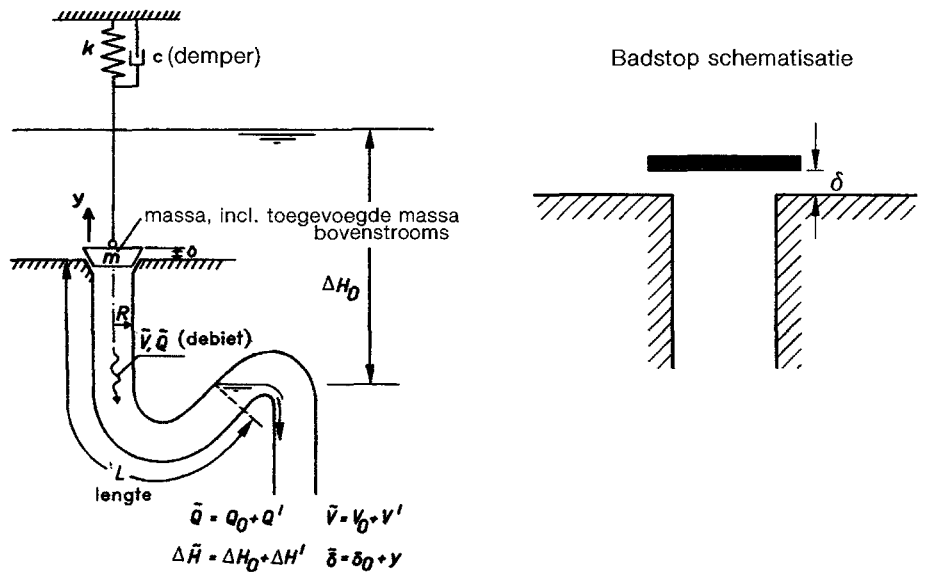
In deze paragraaf worden in detail de en voor de badstoptrillingen behandeld. Niet alleen de uitkomst van de berekening is van belang maar ook de en zelf. De omstandigheden waarbij dit type trillingen optreden kunnen nogal verschillen. In de praktijk zijn berekeningen toegepast bij:

- een stop die beweegt in een taps toelopende pijp. Hierbij ontstaat een andere koppeling tussen spleetgrootte en trillingsbeweging;
- een sectorschuif (Figuur A4.11). Hierbij ontstaat bij de trilling een variatie in spleet grootte zowel boven- als onderaan de schuif. De plunjerwerking van de schuif is ook sterk afwijkend;
- in plaats van de badstop een eenzijdig ingeklemd verend element dat trilt.

Voor elk van die gevallen moesten de en opnieuw worden opgesteld. Het karakter van de uitkomst is wel steeds gelijk gebleven.

Om de theorie hanteerbaar te maken worden alle met de tijd variërende grootheden beschouwd als de som van de tijdsgemiddelde waarde en een kleine periodieke fluctuatie daarop. Zodoende is het mogelijk om alleen de eerste afgeleide van deze grootheden te beschouwen en niet-lineaire en te lineariseren. De tijdsgemiddelde condities zijn tevens de condities voor de stationaire, trillingsvrije situatie. We voeren in dat de afvoercoëfficiënt voor de spleet tussen badstop en zitting constant

is en onafhankelijk van de grootte van de opening. Hierdoor wordt het mogelijk kritieke openingen te berekenen waarbij zelfexcitatie kan voorkomen.



Figuur A4.8: Gebruikte notaties bij de badstoptrilling.

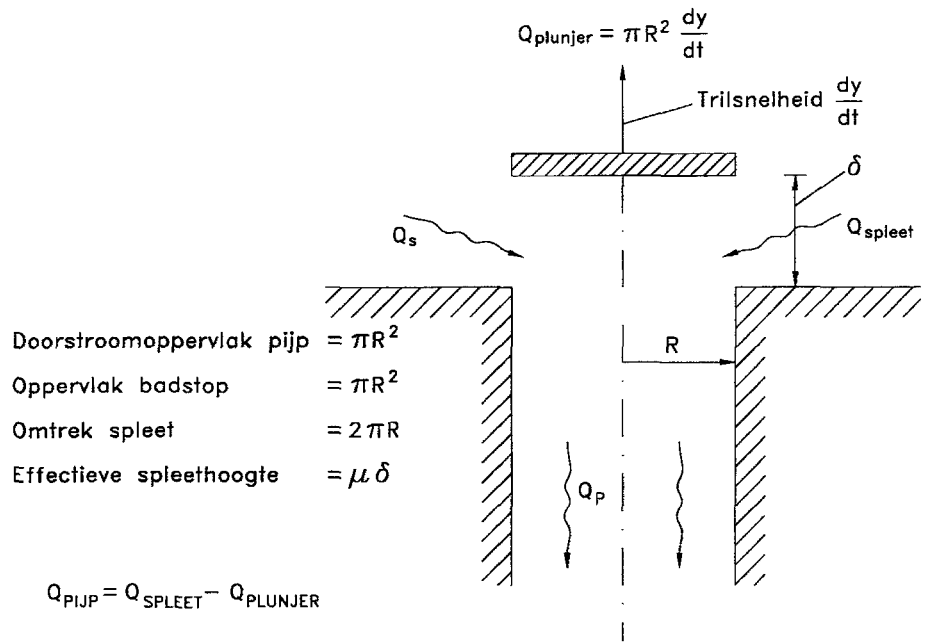
Figuur A4.8 laat de gebruikte notaties zien. Bij de massa,  $m$ , van de badstop wordt de toegevoegde watermassa aan de bovenstroomse zijde opgeteld. Deze is in Paragraaf 3.2.5 geschat door aan te nemen dat het verplaatste water radiaal-symmetrisch wegstroomt (Vergelijking A3.36).

Bij de bepaling van het debiet dat door de spleet gaat, wordt rekening gehouden met het volume dat door de badstop wordt verdrongen.

We veronderstellen dat de spleet zo klein is en zoveel weerstand geeft dat de pijpverliezen te verwaarlozen zijn.

#### Notaties

De index 0 refereert aan de uitgangsconditie of de tijdsgemiddelde waarde. De grootheden die met de tijd variëren zijn: het pijpdebiet,  $Q$ , de stroomsnelheid in de pijp,  $V$ , de spleetgrootte,  $\delta$ , en het verval over de badstop,  $\Delta H$ . De waarde waarmee deze grootheden om hun respectieve gemiddelde waarden met de tijd variëren worden met een accent aangegeven. Dit zijn dus  $Q'$ ,  $V'$ ,  $\delta'$  en  $\Delta H'$ , waarbij  $\delta'$  weer gelijk is aan de trillingsverplaatsing  $y$ .



Figuur A4.9:  
De beide debietcomponenten:  
het spleetdebiet en de plunjerwerking.

#### Debietvergelijkingen

Het debiet is opgebouwd uit twee termen, het spleetdebiet en de plunjerwerking van de badstop. Dit is verduidelijkt in Figuur A4.9.

$$Q = Q_{\text{spleet}} - \pi R^2 \frac{dy}{dt} \quad (\text{A4.5})$$

en dus, met  $Q_{\text{spleet}} = \mu(2\pi R)\delta\sqrt{2g\Delta H}$ :

$$Q = \mu(2\pi R)\delta\sqrt{2g\Delta H} - \pi R^2 \frac{dy}{dt} \quad (\text{A4.6})$$

Voor de pijpsnelheid  $V$  geldt:

$$V = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{2\mu}{R}\delta\sqrt{2g\Delta H} - \frac{dy}{dt} \quad (\text{A4.7})$$

Verder geldt:

$$V' = V - V_0 \quad (\text{A4.8})$$

Dus:

$$\frac{dV'}{dt} = \frac{dV}{dt} \quad (\text{A4.9})$$

Toepassing van de kettingregel, bedenkend dat  $\delta$  en  $\Delta H$  tijdsafhankelijk zijn, levert:

$$\frac{dV'}{dt} = \frac{2\mu}{R} \frac{d\delta}{dt} \sqrt{2g\Delta H} + \frac{2\mu\delta}{R} \frac{1}{2\sqrt{2g\Delta H}} 2g \frac{d\Delta H}{dt} - \frac{d^2y}{dt^2} \quad (\text{A4.10})$$

Merk op dat:

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{dy}{dt} \quad (\text{A4.11})$$

en:

$$\frac{d\Delta H}{dt} = \frac{d(\Delta H_0 + \Delta H')}{dt} = \frac{d\Delta H'}{dt} \quad (\text{A4.12})$$

zodat:

$$\frac{dV'}{dt} = \frac{2\mu}{R} \sqrt{2g\Delta H} \frac{dy}{dt} + \frac{\mu\delta}{R} \sqrt{\frac{2g}{\Delta H}} \frac{d\Delta H}{dt} - \frac{d^2y}{dt^2} \quad (\text{A4.13})$$

Om een analytische oplossing te verkrijgen wordt nog een vereenvoudiging ingevoerd. In de praktijk gaat het er om of het systeem wel of niet een negatieve demping heeft, dat wil zeggen of er bij een verstoring zelfexcitatie is te verwachten. De analyse wordt beperkt tot het gebied waarin geldt dat  $dy$ ,  $d\Delta H$  en  $dV'$  klein zijn ten opzichte van de gemiddelde waarde van  $\delta$ ,  $\Delta H$  en  $V$ . Daardoor mag in Vergelijking A4.13 de momentane  $\delta$  vervangen worden door  $\delta_0$ , de  $\Delta H$  door  $\Delta H_0$  en de  $V$  door  $V_0$  en dit resulteert in:

$$\frac{dV'}{dt} = \frac{2\mu}{R} \sqrt{2g\Delta H_0} \frac{dy}{dt} + \frac{\mu\delta_0}{R} \sqrt{\frac{2g}{\Delta H_0}} \frac{d\Delta H'}{dt} - \frac{d^2y}{dt^2} \quad (\text{A4.14})$$

#### *Pijpvergelijkingen*

Het verval over de pijp wordt gedefinieerd als het verschil in drukhoogte net beneden de badstop en de drukhoogte in de knie van de pijp van Figuur A4.8. Deze laatste is constant. Het verval over de pijp varieert met de tijd; deze variatie is door een minteken gekoppeld aan de variatie met de tijd van het verval  $\Delta H'$  dat over de badstop staat, want ook bovenop de badstop wordt de drukhoogte constant verondersteld. De variatie van het pijpverval is op haar beurt ook gekoppeld aan de versnelling van het water in de pijp.

Dit resulteert in:

$$\Delta H' = -\frac{L}{g} \frac{dV'}{dt} \quad (\text{A4.15})$$

#### *De dynamische badstopvergelijkingen*

Omdat het verval over de badstop gedefinieerd is in de richting van de stroming en de richting van de verplaatsing,  $y$ , hier juist tegenin gaat, vinden we voor de dynamische voor de badstop:

$$m \frac{d^2y}{dt^2} + c \frac{dy}{dt} + ky = -\rho g \pi R^2 \Delta H' \quad (\text{A4.16})$$

Het rechterlid geeft de externe kracht die op de badstop werkt.

Vergelijking A4.16 kan ook als volgt worden geschreven:

$$\Delta H' = -\frac{m(d^2y/dt^2) + c(dy/dt) + ky}{\rho g \pi R^2} \quad (\text{A4.17})$$

*Combinatie van de vergelijkingen A4.14, A4.15 en A4.17*

Door de  $dV'/dt$  uit Vergelijking A4.14 te introduceren in Vergelijking A4.15 wordt een verband tussen  $\Delta H'$  en  $y$  verkregen. Doordat er ook al een tweede relatie tussen deze twee groot-heden bestond (Vergelijking A4.17), kan  $\Delta H'$  worden geëlimineerd. Dit alles resulteert in een derde orde differentiaal in  $y$ :

$$\alpha \frac{d^3y}{dt^3} + \beta \frac{d^2y}{dt^2} + \gamma \frac{dy}{dt} + \delta y = 0 \quad (\text{A4.18})$$

De coëfficiënten  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  en  $\delta$  zijn:

$$\alpha = \frac{\mu L \delta_0 m \sqrt{2g}}{\pi \rho g^2 R^3 \sqrt{\Delta H_0}}$$

$$\beta = \frac{m}{\pi \rho g R^2} + \frac{L}{g} + \frac{\mu \delta_0 L c \sqrt{2g}}{\pi \rho g^2 R^3 \sqrt{\Delta H_0}}$$

$$\gamma = \frac{c}{\pi \rho g R^2} + \frac{\mu \delta_0 L k \sqrt{2g}}{\pi \rho g^2 R^3 \sqrt{\Delta H_0}} - \frac{2\sqrt{2}}{R\sqrt{g}} \frac{\mu L \sqrt{\Delta H_0}}{\pi \rho g R^2}$$

$$\delta = \frac{k}{\pi \rho g R^2}$$

We gaan nu uit van een harmonische trilling. Dit levert een conditie op die juist in ligt tussen een conditie waarbij de trilling opslingert en een conditie waarbij deze uitdempt. Is er in werkelijkheid bij een bepaalde situatie, bij afwezigheid van een mechanische demping, sprake van een trilling die zal uitdempen of die zal opslingeren dan kunnen we als gedachtenexperiment een mechanische demping,  $c$ , invoeren die juist zo groot is dat de trilling weer puur harmonisch is. Door deze fictieve dempingswaarde te vergelijken met de werkelijk aanwezige waarde kan bepaald worden of de werkelijke situatie al dan niet stabiel is.

De harmonische trilling is te schrijven als:

$$y = Y e^{i\omega t} \quad (\text{A4.19})$$

Hierdoor gaat Vergelijking A4.18 over in:

$$-i\alpha \omega^3 - \beta \omega^2 + i\gamma \omega + \delta = 0 \quad (\text{A4.20})$$

Hieruit volgt:

$$\omega^2 = \frac{\gamma}{\alpha} = \frac{\delta}{\beta} \quad (\text{A4.21})$$

Doordat zowel de som van de reële als de imaginaire termen nul moet zijn kan, na gelijkstelling van  $\gamma/\alpha$  met  $\delta/\beta$ , na enige herleiding worden gevonden hoe groot de combinatie van mechanische demping en veerstijfheid moet zijn om trillingen te voorkomen (zie Kolkman 1976).

In Deel C Paragraaf 3.3.7 wordt nog een andere manier van uitwerken gepresenteerd die ook tot een analytische oplossing leidt (Kolkman, 1984).

De harmonische trilling als in Vergelijking A4.19 wordt als een gedwongen trilling geïntroduceerd. Vervolgens wordt berekend hoe groot de hydrodynamische krachten zijn die op de badstop worden uitgeoefend. Deze krachten zijn evenredig met de trillingsbeweging  $y$  en bevatten een term in fase met deze beweging en een uitfaseterm, dus:

$$F_w = YA(\omega) + iYB(\omega) \quad (\text{A4.22})$$

'Geen waterdemping' betekent hier 'B=0'. Zie verder Deel C Paragraaf 3.3.

Voor de beschrijving van de oplossing volgend uit Vergelijking A4.21 worden twee hulpgrootheden ingevoerd, de dimensieloze massafactor,  $C_m$ , en de dimensieloze stijfheidsfactor,  $C_k$ . De massafactor wordt als volgt gedefinieerd:

$$C_m = m/\rho A_p L \quad (\text{A4.23})$$

$C_m$  is dus gedefinieerd als de massa van de badstop gedeeld door de watermassa in de pijp. Hierbij aan aantal correcties. In de eerste plaats is in het voorgaande niet geïntroduceerd dat er boven de badstop met het trillen van de badstop ook een zekere hoeveelheid water in beweging moet worden gebracht. Daarom is het wenselijk de  $m$  te beschouwen als  $m+m_w$ . Ook is verwaarloosd dat de periodieke variatie van het spleetdebiet een zekere traagheid ondervindt zowel buiten als in de pijp. De effectieve pijplengte is dus wat groter dan de werkelijke lengte. Dit maakt dat de uitkomst van de berekening onzekerheden vertoont. Voorts moet men erop bedacht zijn dat als de pijp een plaatselijke doorsnede heeft die bijvoorbeeld groter is dan het oppervlak van de badstop, de traagheid van het stromende water afneemt en niet toeneemt. Dat betekent dat dan ook de in rekening te brengen massa water per lengte-eenheid van de pijp voor het betreffende pijpdeel juist verkleint ten opzichte van een pijp met prismatische doorsnede.

Dan is er nog een extra pijplengte in rekening te brengen als het een buis betreft die onder water uitmondt. Het uitstromende water heeft, als het debiet met de tijd varieert, te maken met een zekere stromingstraagheid. Dit is behandeld in Paragraaf 3.5.



De tweede hulpgrootte betreft:

$$C_k = \frac{k}{-k_{w-plots.}} = \frac{k\delta_0}{2\rho g\Delta H_0 A_p} = \frac{k\delta_0}{2F_{perm.}} \quad (A4.24)$$

$C_k$  is gedefinieerd als de stijfheid van de ophanging gedeeld door de in Paragraaf 3.3.3 gedefinieerde plotselinge toegevoegde negatieve stijfheid (dat is, met een omkering van teken, de stromingsstijfheid onder aanname dat het debiet door de spleet constant blijft). Omdat de badstop bovenstrooms van de pijp zit, is de plotselinge stijfheid negatief, maar de  $C_k$  wordt daarbij als een positief getal geïntroduceerd.

$C_k$  kan eenvoudig worden berekend en is gelijk aan de helft van de veerkracht benodigd om de badstop op de zitting te drukken, gedeeld door de stationaire kracht die de badstop door het verval ondervindt. Bij een twee keer hogere stijfheid van de veer ontstaat dezelfde  $C_k$ -waarde bij een twee maal kleinere spleetgrootte.

Vergelijking A4.21 blijkt als resultaat op te leveren:

$$C_k = 1 + C_m \quad (A4.25)$$

De voorwaarde voor een stabiele situatie is:

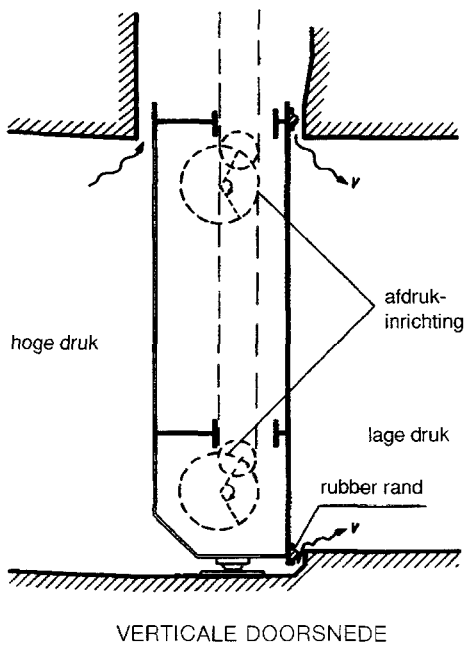
$$C_k > 1 + C_m \quad (A4.26)$$

Bij de toelichting van A4.21 was vermeld dat zowel de massa  $m$  als de pijplengte  $L$  een correctie nodig had. Uit Vergelijking A4.26 blijkt dat men bij de analyse van de trillingsgevoeligheid aan de veilige kant zit bij een hoge raming van de  $C_m$ . Dit is als alleen een extra massa in rekening wordt gebracht. Paragraaf 3.2.6 geeft een raming voor de toegevoegde watermassa van de badstop.

Vergelijking A4.26 kon met testresultaten van onderzoeken in schaalmodellen betreffende het dynamische gedrag van schuiven, min of meer worden geverifieerd.

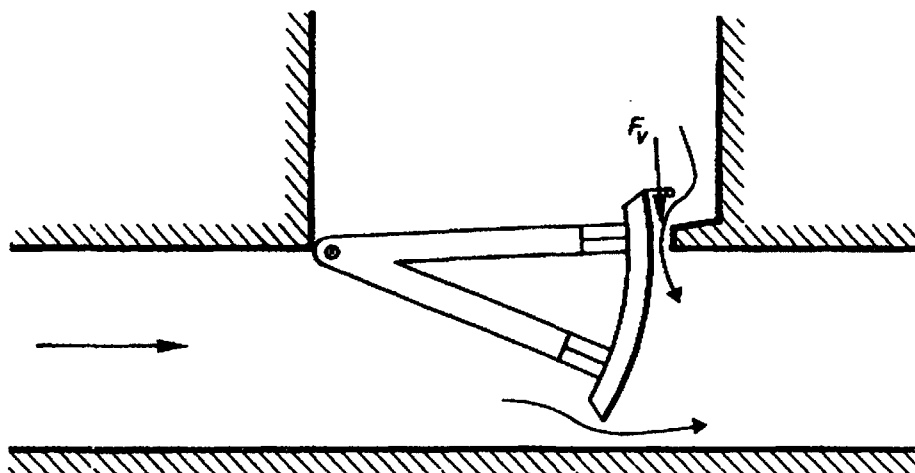
*Controle I:* dit betrof een onderzoek aan de rioolschuiven in de Kreekraksluizen voor de situatie waarbij de schuif nog wel gesloten, maar door de afdrukinrichting al wel los van de zitting is. De situatie is als getoond in Figuur A4.10 (zie ook Paragraaf 6.3 voorbeeld a). In het onderzoek werd bepaald hoe groot, bij een bepaalde spleetgrootte en stijfheid van de afdrukinrichting, het verval was waarbij trillingen gingen optreden.

*Controle II:* dit betrof een sectorschuiif in een hoog-vervalschutsluis getoond in Figuur A4.11 (zie ook Paragraaf 6.3 voorbeeld c). Hierbij beweegt de schuif tijdens trillen niet in de richting van het riool maar loodrecht erop. Toch kan worden aangetoond (Kolkman, 1976) dat door de uitstekende lip aan de bovenzijde van de schuif een soortgelijke situatie ontstaat als bij de badstop. Bij het trillen van de schuif wordt ook hier een volume water verplaatst. De druk die nodig is om het water in het riool te doen versnellen en vertragen werkt weer op de lip, in de richting waarin de schuif trilt. Doordat de lip klein is ten opzichte van de riooldoorsnede moet voor de bepaling van  $C_m$  niet het volume water van het riool, maar een sterk gereduceerd water-volume in rekening worden gebracht. Ook bij dit onderzoek werd nagegaan bij welk



Figuur A4.10:  
Langdoorsnede van de rioolschuif in de Kreekraksluis  
(zie voorbeeld a in Paragraaf 6.3).

verval trillingen begonnen op te treden. Zodra trillingen ontstonden, werd de amplitude zo groot dat de schuif de bodem raakte; de krachten in het hefsysteem verdubbelde ten opzichte van de stationaire situatie! Het betrof steeds trillingen die ontstonden bij kleine openingen.

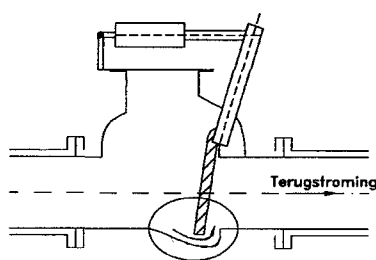


Figuur A4.11:  
Sectorschuif (reversed Tainter gate)  
bij een hoog-vervalsluis.

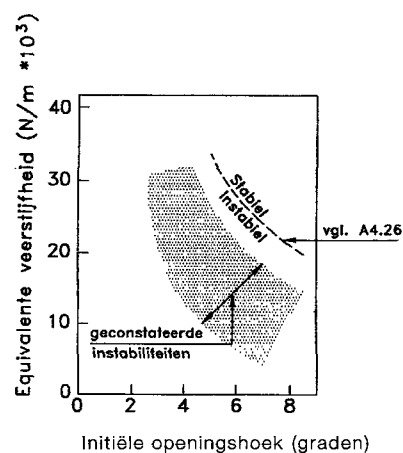
De resultaten van de controle zijn in onderstaande tabel samengevat. De experimenteel gevonden  $C_k$ -waarden hebben betrekking op de grenssituatie waarbij het trillen net begon.

		theoretische $C_k$	gevonden $C_k$
Controle I:	$C_m = 0,3$	1,3	$1 < C_k < 2$
Controle II:	$C_m = 26,5$	27,5	29

De overeenkomst tussen theorie en praktijk is zeer behoorlijk.



Figuur A4.12:  
Doorsnede van de beremde terugslagklep (a) en  
testresultaten betreffende trillingsgevoeligheid (b),  
Weaver (1980).



Later is door Weaver (1980) nog een controle uitgevoerd voor een beremde terugslagklep. De situatie is weergegeven in Figuur A4.12. De  $C_m$  factor is hier ongeveer nul omdat het een afsluiter in een lang riool betreft. Te zien is dat de uitdrukking A4.26 aan de veilige kant is. Weaver heeft nog suggesties aangegeven voor verfijningen in de berekening waardoor de waarnemingen nog iets beter met berekeningen kloppen, maar daarvoor moet in het tijdsdomein worden gerekend.

De bovengrens voor de demping benodigd om de negatieve stromingsdemping te compenseren, kan analytisch worden bepaald. Het blijkt namelijk dat deze maximaal is in het gebied met lage frequenties, en voor het limietgeval ( $\omega=0$ ) is een analytische oplossing voor de demping te vinden. Er is dan sprake van een quasi-stationaire stroming en daarbij is te berekenen hoe groot (tijdens trillen) het versnellen en vertragen van de stroming in de pijp is. In geval van quasi-stationaire stroming luidt Spleetvergelijking A4.6 voor de badstop:

$$Q = \mu L_c \delta \sqrt{2g\Delta H} \quad (\text{A4.27})$$

waaruit volgt (bij een zeer langzame variatie van de spleetgrootte):

$$\frac{dQ}{dt} = \mu L_c \sqrt{2g\Delta H} \frac{dy}{dt} \quad (\text{A4.28})$$

met  $L_c =$  omtrek spleet. Voor de afgeleide van de spleetgrootte geldt  $d\delta/dt = dy/dt$ .

Omdat de druk die benedenstrooms op de badstop wordt uitgeoefend, gekoppeld is aan de versnelling van de stroming in de pijp:

$$p = \rho L \frac{dV}{dt} \quad (\text{A4.29})$$

en (de kracht is gedefinieerd tegen de stromingsrichting in):

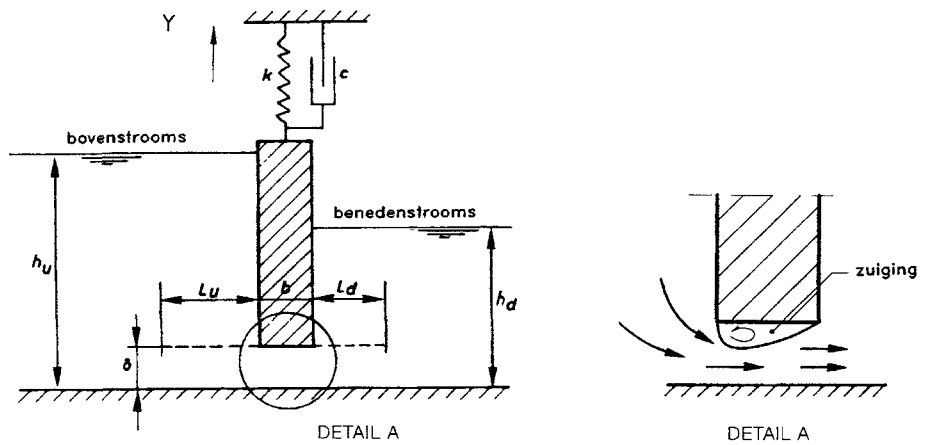
$$F = -pA_p = -\rho L \frac{dQ}{dt} \quad (\text{A4.30})$$

is hieruit voor de negatieve waterdemping af te leiden ( $c_w = -F/(dy/dt)$ ):

$$c_w = \rho L \mu L_c \sqrt{2g\Delta H} \quad (\text{A4.31})$$

#### 4.4.3 THEORIE VAN DE VARIËRENDE SPLEETGROOTTE BIJ VERTICALE SCHUIFTRILLINGEN

Een soortgelijk mechanisme als voor de badstoptrillingen is gevonden, kan ook gebruikt worden voor de verklaring van verticale trillingen van een schuif met onder-



Figuur A4.13: Schema en notaties voor de verticaal trillende schuif met onderdoorstroming.

doorstroming, zoals bij de situatie van Figuur A4.13. We veronderstellen eerst dat de schuifvorm zodanig is dat er door de stroming zuigkrachten optreden evenredig met het lokale verval over de schuif; bij de rechthoekige schuif is dit bij kleine hefhoogte het geval omdat daarbij de stroming loslaat en benedenstrooms weer aan ligt. Hierdoor ontstaat er een gebied met onderdruk (ten opzichte van de benedenwaterstand) evenredig met het verval. Later zal aangetoond worden dat ook zonder zuigkracht zelfexcitatie mogelijk is. De schematische situatie is in Figuur A4.13 aangegeven.

Zoals met stippellijntjes is aangegeven in Figuur A4.13, is er ook bij stroming van water met een vrije waterspiegel sprake van stromingstraagheid. Als het debiet dat onder een schuif doorstroomt, verandert met de tijd dan kunnen we ons een imaginaire buis voorstellen met aan de bovenstroomse zijde een lengte  $L_u$  en aan de benedenstroomse zijde een lengte  $L_d$ . De waarde van  $L_u$  en  $L_d$  kunnen geschreven worden als  $C_{Lu}\delta$  en  $C_{Ld}\delta$  en beide coëfficiënten kunnen uit Figuur A3.13 worden afgelezen. De aanname dat bij de berekening van de  $C_L$ -waarden in Figuur A3.13 de golfuitstraling is verwaarloosd, is reeds ter sprake gekomen.

De totale buislengte is nu gelijk aan:

$$L = L_u + L_d + b = b + (C_{Lu} + C_{Ld})\delta \quad (\text{A4.32})$$

Dit wordt weer uitgedrukt in een stromingstraagheids- of inertiacoefficiënt  $C_i$ :

$$C_i = C_{Lu} + C_{Ld} + \frac{b}{\delta} = \frac{L}{\delta} \quad (\text{A4.33})$$

Raakt de schuif nu in een harmonische trilling  $y = Y e^{i\omega t}$  en blijft de afvoercoëfficiënt constant, dan kan de variatie van de afvoer met de tijd worden berekend. Bij lage frequenties zal de afvoer gewoon de spleetvariatie volgen; de traagheid van de stroming speelt dan geen rol. Dit wil zeggen dat  $dq/dt$  ( $q$  is het debiet per eenheid van breedte) varieert met  $dy/dt$ .

Omdat:

$$q = m\delta\sqrt{2g\Delta H} \quad (\text{A4.34})$$

geldt bij een quasi-stationaire situatie:

$$\frac{dq}{dt} = m\sqrt{2g\Delta H} \frac{dy}{dt} \quad (\text{A4.35})$$

$m$ =afvoercoëfficiënt,  $\Delta H$ =verval en  $d\delta/dt=dy/dt$ .

Aannemende dat het waterstandsverschil over de schuif (het globale verval) niet varieert, moet de kracht om het water in de 'buis' te versnellen of te vertragen afkomstig zijn van de schuif. Het lokale verval over de schuif is dus groter als bijvoorbeeld het debiet wordt afgeremd; bovenstrooms neemt de druk toe en benedenstrooms neemt deze af:

$$\Delta H_{lokaal} = \Delta H_{globaal} - \frac{L_{buis}}{g} \frac{dV}{dt} = \Delta H_{globaal} - \frac{L_{buis}}{g\delta} \frac{dq}{dt} \quad (\text{A4.36})$$

Als  $dy/dt$  positief is dan neemt ook het debiet toe, dus dan neemt het verval af. De zuigkracht neemt ook af en dit is te beschouwen als een dynamische zuigkracht die naar boven is gericht. Deze kracht kan geschreven worden als:

$$F = C_s \rho g b \Delta H' \quad (\text{A4.37})$$

$C_s$  = zuigkrachtcoëfficiënt.

$\Delta H'$  is gedefinieerd als het dynamische deel van het verval:  $\Delta H' = -(L_{\text{buis}}/g\delta)dq/dt$ . Dit dynamische verval is negatief bij een positieve waarde van  $dq/dt$  (en dus van  $dy/dt$ ). Omdat de negatieve waterdemping weer gelijk is aan deze kracht gedeeld door de trillingssnelheid  $dy/dt$ , vinden we na enig omwerken voor de negatieve stromingsdemping, gebruik makend van  $C_1 = L_{\text{buis}}/\delta$  (Vergelijking A4.33):

$$-c_w = m C_i \rho b C_s \sqrt{2g\Delta H} \quad (\text{A4.38})$$

Deze redenering is gelijksoortig aan die bij de bepaling van de maximale negatieve demping van de badstop. Ook die was gevonden bij zeer lage frequenties. Naarmate de frequentie hoger is, tendeeert het debiet ernaar om constant te blijven. Dan neemt ook bij verticaal trillende schuiven met onderdoorstroming de mate van zelfexcitatie af.

Belangrijk is de toevoeging dat de aan de trillingsbeweging gekoppelde zuigkrachtvariatie niet alleen door de vervalvariatie ontstaat, maar ook door de drukvariatie zelf die aanwezig is ten gevolge van de stromingstraagheid aan de benedenstroomse zijde van de schuif. Deze laatste ontstaat door de fictieve buis aan de benedenstroomse zijde met lengte  $C_{Ld}\delta$ . Dit is uit te drukken als een evenredig deel van de totale stromingstraagheid. Bij een schuif met een lip die aan de benedenstroomse zijde uitsteekt, werkt de drukvariatie gedeeltelijk aan de onder- en gedeeltelijk (maar wel minder) aan de bovenzijde van de lip. In dat geval wordt de gereduceerde invloed van de benedenstroomse traagheid (door de werking op de bovenzijde van de lip) met een reductiefactor  $\Theta$  weergegeven. Dit alles heeft als resultaat dat aan de lokale zuigkrachtcoëfficiënt  $C_s$  nog eens een term  $\Theta L_d/(L_u + b + L_d)$  moet worden toegevoegd.

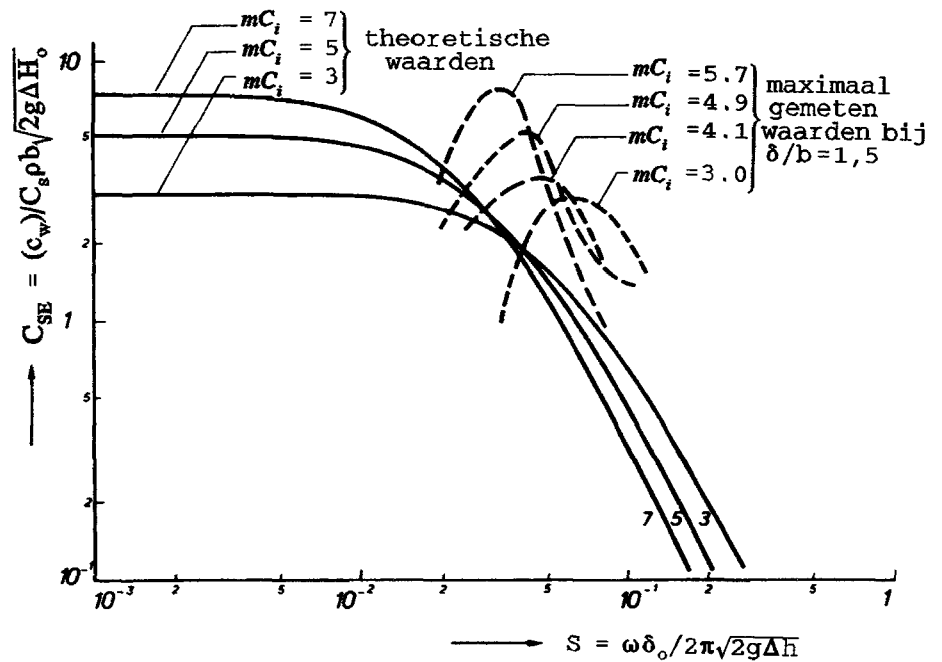
De totale zuigkrachtcoëfficiënt wordt nu:

$$C_s' = C_s + \Theta C_{Ld} / (C_{Lu} + C_{Ld} + b/\delta) \quad (\text{A4.39})$$

De factor  $\Theta$  is door Kolkman (1976) ingevoerd. Voor de situatie van Figuur A4.13 is de  $\Theta$  gelijk aan 1 omdat daar de lip ontbreekt. Met lip geldt  $0 < \Theta < 1$ .

Uit Vergelijking A4.39, in combinatie met A4.38, blijkt duidelijk dat ook een schuifrand die normaal geen zuigkracht ondervindt gevoelig kan zijn voor trillen.

De complete uitwerking van de theorie voor het hele frequentiegebied is te vinden in Kolkman/Vrijer (1977). Hieruit is overgenomen Figuur A4.14; hierin zijn ook experimentele waarden voor de mate van opslinging te vinden. De zelfexcitatiecoëfficiënt (de definitie hiervan staat in de figuur) is uitgezet als functie van een soort Strouhalgetal betrokken op de spleetgrootte. Indien dit Strouhalgetal betrokken zou zijn geweest op de lengte van de fictieve buis (berekend met de lengtecoëfficiënten van A4.33) dan zou de bundel theoretische lijnen zijn samengevallen op één lijn. Dat is hier niet verder uitgewerkt.

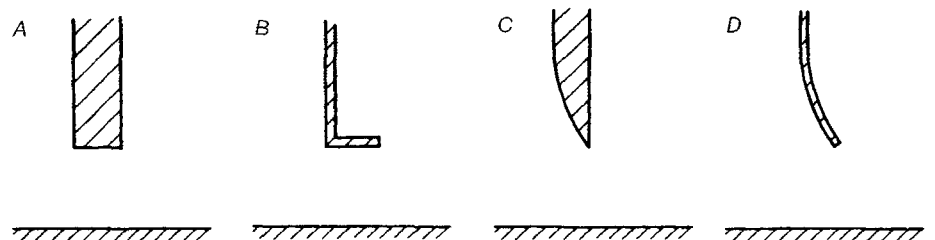


Figuur A4.14:  
Berekende mate van zelfexcitatie vergeleken met  
proefresultaten, uit Kolkman en Vrijer (1977).

De conclusie van de experimentele verificatie is drieledig. In de eerste plaats wordt de grootte orde van de maximale negatieve stromingsdemping redelijk weergegeven. In de tweede plaats wordt gevonden dat de bovengrens van het frequentiegebied waar trillingen kunnen optreden teveel naar rechts ligt in met de theorie. Bij de theoretische afleiding van de buislengte zou wellicht de hefhoogte  $\delta$  beter door  $m\delta$  kunnen worden vervangen ( $m$  is de afvoercoëfficiënt, maar in dit geval ook zoiets als de stromingscontractie). Dat zou de horizontale verschuiving nagenoeg opheffen. Dan in de derde plaats blijkt dat beneden een bepaald Strouhalgetal in werkelijkheid helemaal geen zelfexcitatie optreedt; daar is geen precieze verklaring voor gevonden. Het kan zijn dat in dit geval de aannamen, dat golfuitstraling geen rol speelt en de potentialstroming gesuperponeerd kan worden op het normale stroombeeld, niet meer opgaan.

De waarden van het Strouhalgetal waarbij zelfexcitatie optreedt, zijn nogal laag: stel  $S=0.05$ ,  $\Delta h=10$  m,  $\delta=0.2$  m, dan wordt de resonantiefrequentie die het meest gevoelig is  $f_n=3,5$  Hz.

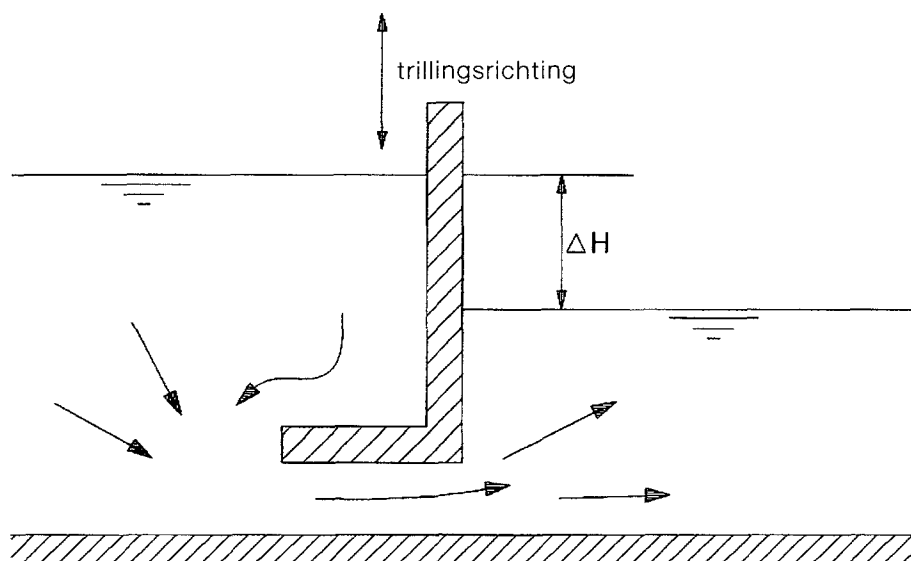
Belangrijk is de scheiding ligt tussen 'benedenstrooms' en 'bovenstrooms'. Ligt het punt van loslaten van de stroming zoals in Figuur A4.13 bovenstrooms dan is de drukverlaging in de stroming direct benedenstrooms van de schuif meteen merkbaar onder de schuif. Dit leverde  $\Theta=1$  op in A4.39. Ligt het punt van loslaten benedenstrooms dan is de druk onder de schuif gekoppeld aan de bovenstroomse dynamische druk. Omdat die tegengesteld werkt aan de benedenstroomse druk levert deze een bijdrage aan de positieve waterdemping.



Figuur A4.15:  
Vergelijking van diverse onderrandvormen met  
betrekking tot trillingsgevoeligheid (Vrijer, 1977  
en WL-rapport M1322).

Vrijer (1977) heeft verschillende vormen van onderrand onderzocht op trillingsgevoeligheid, gebaseerd op zowel theorie als experiment, zie Figuur A4.15. Vorm A en B geven zelf-excitatie (B wat minder omdat daar de  $\Theta$ -factor uit Vergelijking A4.39 kleiner is), terwijl vorm C en D stabiel zijn en een positieve stromingsdemping geven. Vorm D is het sterkst positief gedempt omdat daar ook de druk bovenop de uitstekende lip aan de benedenstroomse zijde nog meewerkt.

Voor de volledigheid wordt hier ook een vorm van de rand gegeven die het sterkst gevoelig is voor trillingen: Figuur A4.16. Hier is de zuigkrachtcoëfficiënt maximaal en speelt ook de stromingstraagheid benedenstrooms volledig mee. Deze rand wordt bij moderne schuifconstructies niet meer toegepast; er zijn geen experimentele gegevens bekend.



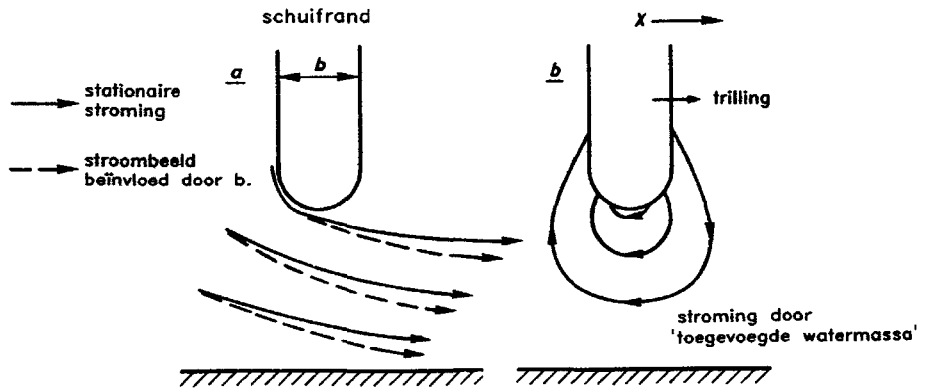
Figuur A4.16:  
Een zeer ongunstige vormgeving van de onderrand voor wat betreft trillingsgevoeligheid.

#### 4.4.4 HORIZONTALE SCHUIF- EN PLAATTRILLINGEN; DE HYPOTHESE VAN DE VARIËRENDE AFVOER- COËFFICIËNT

Bij het soort van zelfexcitatie zoals gevonden bij de badstoptrilling wordt het debiet periodiek afgeknepen doordat de spleetgrootte periodiek varieert. Bij horizontale trillingen van de beplating, geïnduceerd door excitatie aan de onderrand van de schuif, zoals onder meer geconstateerd bij de nieuwe deur van de stormvloedkering in Krimpen (Paragraaf 6.2, voorbeeld b), is dit echter niet het geval. Voor dit trillingsmechanisme is een andere hypothese bedacht, namelijk die van de fluctuerende afvoercoëfficiënt (Kolkman, 1980).

In Figuur A4.17 is bij een halfronde onderrand het stroombeeld getekend bij de niet trillende situatie (getrokken lijnen). Rechts is getekend de stroming behorend bij de trillende onderrand in stilstaand water. Dit laatste type stroming is potentiaalstroming, zoals ook te vinden is bij de trillende strip in Figuur A3.3. Nu is, mits de trillingsamplitude klein is en tevens het Strouhalgetal niet al te klein is, de tweede stroming superponeerbaar op de eerste, omdat de hierbij behorende drukgradiënten en stromingen dan alleen maar een soort 'rimpelingen' veroorzaken op de stroomlijnen van de permanente stroming. Stel nu dat op een bepaald moment van de trillingsbeweging de schuifrand naar rechts beweegt (plaatje b van Figuur A4.17), dan

wordt water om de rand heen naar links verdrongen en is het zeer plausibel dat dan ook de stroomlijnen van de permanente stroming op een punt zullen loslaten dat iets meer naar links ligt dan bij de permanente situatie. De contractie van de hoofdstroom wordt sterker (de stippellijnen in plaatje a), en de doorstroomcapaciteit voor de hoofdstroom neemt af, waardoor ook het debiet zal afnemen. Door de stromings-tragheid bouwt zich een extra verval op over de spleet. Dit verval is dan juist in fase met de snelheid van trillen, i.e. de voorwaarde voor negatieve stromingsdemping.



Figuur A4.17: De elementen van de tegelijkertijd optredende spleetstroming en 'toegevoegde-watermassastroming' (Kolkman, 1980).

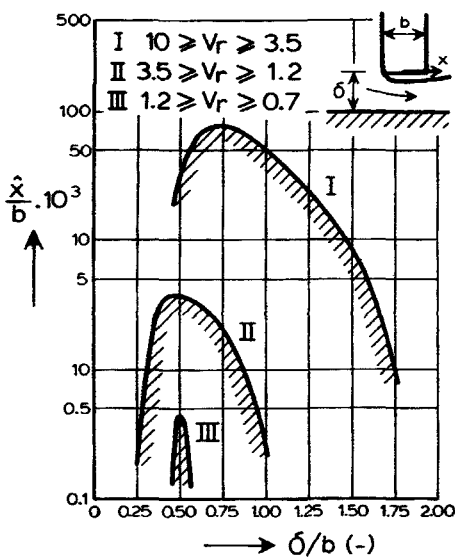
Figuur A4.17 heeft betrekking op een rand waarbij het punt van loslaten op zich al weinig stabiel is. Dit is echter geen noodzakelijke voorwaarde voor dit type trilling.

De ervaringen met de stormvloedkering in Krimpen hebben zich later ook bij toeval voorgedaan tijdens een schaalmodelonderzoek, waarbij een 20 mm dikke plaat tussen de wanden van een 1 m brede goot was ingeklemd (Paragraaf 6.5 voorbeeld d). Later is gebleken dat ook nog andere gevallen van trillingen die zich hebben voorgedaan aan dit type trilling moeten worden toegeschreven. Kolkman (1980) concludeerde aanvankelijk dat het gebied van kritieke Strouhalgetallen (betrokken op de randdikte) tussen 0,2 en 1 ligt en, indien betrokken op de spleetgrootte, tussen 0,5 en 2. De frequenties waarbij deze trillingen kunnen voorkomen zijn veel hoger dan bij de trillingen waarbij de spleetgrootte varieert met de trilling. Zij zijn dus ook moeilijker te voorkomen door de constructie stijver te maken.

De stuw in Krimpen was met opzet voorzien van een scherpe schuifrand, die bij gesloten schuif toch even vrij van de bodem blijft, omdat de schuif dan vrij horizontaal met het getij kan doorbuigen zonder slijtage aan een rubberrand. De verwachting was dat een relatief scherpe rand trillingsvrij zou functioneren. Omdat geconstateerd was dat de optredende trillingen zeer sterk waren en zich afspeelden in de diepte waar controlemetingen lastig zijn uit te voeren, is een uitvoerig onderzoek in een schaalmodel verricht.

Jongeling (1987 en 1988) heeft, simultaan met de trillingsregistraties, stroomsnelheden onder de schuif (m.b.v. laser-Doppler anemometrie) en lokale drukken op de benedenstroomse zijde van de trillende plaat gemeten.

In Figuur A4.18 zijn de resultaten van de trillingsmetingen samengevat die zijn verkregen voor de rechthoekige rand. Geconstateerd is dat bij één situatie trillingen in meerdere frequenties ontstaan. Dit is analoog aan wat gevonden wordt bij een instabiele vrije grenslaag (Paragraaf 4.3 en Figuur A4.4).



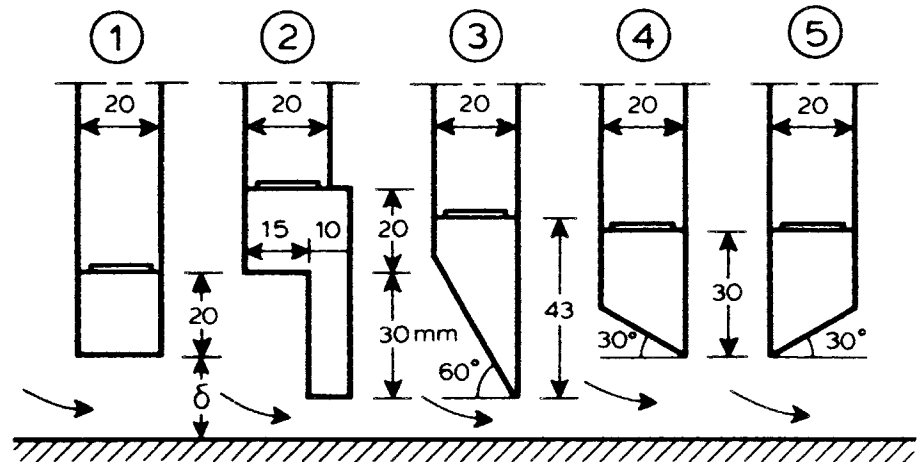
Figuur A4.18: Maximale horizontale trillingsamplituden bij de eerste, tweede en derde 'harmonische' als functie van de spleetgrootte (Jongeling, 1987).  $V_r = S^{-1}$ .



Het kritieke gebied van Strouhalgetallen betrokken op de randbreedte:

$$S = V_r^{-1} = \frac{fb}{\sqrt{2g\Delta H}} \quad (\text{A4.40})$$

ligt tussen 0,1 en 1,4.



Figuur A4.19:  
Randvormen die nader zijn onderzocht,  
Jongeling (1988).

Aanvullend is nog een aantal andere randen onderzocht, Figuur A4.19, om na te gaan of deze trillingen ook kunnen voorkomen bij randen waarbij de stroming volledig blijft aanliggen of volledig loslaat aan de bovenstroomse rand doordat de rand aan de benedenstroomse zijde is afgeschuind.

Rand 2 gedroeg zich geheel als rand 1 (Figuur A4.19) zoals ook was te verwachten. Rand 3 was geheel stabiel (althans voor het onderzochte gebied van openingen tot 2,5 maal de randdikte). Rand 4 was stabiel tot  $\delta/b=0,75$  en enigszins instabiel tot de maximaal onderzochte opening  $\delta/b=1,75$ . Rand 5 was steeds stabiel.

#### 4.4.5 'GALLOPING'

De trillingen die ontstaan door krachten ten gevolge van het door de trilling periodiek variëren van de aanstroomhoek van de stroming, worden aangeduid als 'galloping'. Deze uitdrukking is het eerst door Den Hartog (1956) gebruikt voor 'galopperende' bewegingen van telefoonraden, waarvan door beijzeling de doorsnede was veranderd tot een soort op zijn kant staand vleugelprofiel.

De eigenschap van een dergelijk profiel is dat als, door een momentane opwaartse beweging, de schijnbare aanstroomhoek bij een normaal horizontale stroming schuin vanaf boven komt, dat dan de stroming aan de bovenzijde beter aanligt en daar een zuigkracht omhoog geeft. Bij een neerwaartse beweging komt de stroming schijnbaar schuin van onderen en laat de stroming aan de (afgeronde) bovenzijde juist eerder los. Verschillende profielen zijn hiervoor gevoelig, zie verder Paragraaf 5.4.1.

Ook bij schuiven met een halfronde of een rechthoekige rand zou zich iets dergelijks voor kunnen doen, zie Thang en Naudascher (1986). Deze auteurs baseren zich op een onderzoek met een wat kunstmatige schematisatie, waarbij de scheve

aanstroming is gesimuleerd door de rechthoekige onderzijde van een schuif af te schuiven. Hierbij wordt inderdaad gevonden dat bij een gewijzigde hoek de stroming meer aanligt of loslaat, en wel zodanig dat voor de schuif met een rechthoekige doorsnede aan de voorwaarde voor galloping wordt voldaan. Bovendien is later door Kanne c.s. (1991) nog eens geverifieerd dat dit verschijnsel, naast het mechanisme van de variërende spleetgrootte als behandeld in Paragraaf 4.4.3, een medeoorzaak voor trillingen is.

Bij een rechthoekige vorm van de schuif waarbij de stroming aan de bovenstroomse rand loslaat, wordt bij een neergaande schuifbeweging de zone tussen de vrije grenslaag en de schuifonderzijde kleiner, waardoor de straal moeilijker water aanzuigt en er een onderdruk ontstaat. Het kan bovendien gebeuren dat deze zuiging pas ontstaat bij wat grotere trillingsamplituden, waardoor een schuiftrilling die bij kleine amplitude na een kleine initiële trilling uitdempt, bij een trilling met grotere amplitude in stand blijft. Dit is een aspect om bij proeven in schaalmodel als punt van onderzoek in de gaten te houden.

#### 4.4.6 TOEPASSEN VAN EEN INSTABILITEITSINDICATOR

Bij verscheidene voorbeelden die in het voorgaande zijn behandeld, kan aangetoond worden dat voor die situaties waarbij de plotselinge stromingsstijfheid (ofwel de stromingsstijfheid die bij hoge frequenties ontstaat) negatief is, ook de stromingsdemping negatief is. Deze stromingsdemping ontstaat juist bij lage trillingsfrequenties. Dit is zowel gevonden voor de badstop als voor de verticale trillingen.

In Figuur A4.7 is geïllustreerd hoe bij de badstoptrilling de negatieve stromingsdemping die optreedt bij lage frequenties, als het ware overgaat in een negatieve stijfheid bij hoge frequenties.

Het begrip 'lage frequentie' betekent dat het debiet de variatie in schuifopening volgt als ware er steeds een stationaire situatie. Deze negatieve stromingsdemping staat in A4.31. Het begrip 'hoge frequentie' betekent dat het debiet nagenoeg constant blijft ten gevolge van de zeer grote stromingstraagheid. Uiteraard is bij een constant debiet het schuifverval direct gekoppeld aan de schuifopening. De met het verval samenhangend schuifbelasting is dus in meefase met de trillingsbeweging. Dat geeft uiteindelijk een negatieve stromingsstijfheid. Deze stijfheid is gekwantificeerd in Vergelijking A4.24.

De kantelfrequentie waarbij de stromingsdemping overgaat in een stromingsstijfheid blijkt, bij een verticaal trillende schuif met onderdoorstroming, af te hangen van een soort Strouhalgetal maar nu betrokken op de (fictieve) pijplengte. Ook de afvoercoëfficiënt  $m$  speelt mee.

De afleiding van de kantelfrequentie wordt in Appendix I voor zowel een roolschuif, als voor een schuif in een situatie met vrije waterspiegel gegeven. De kantelfrequentie wordt gedefinieerd als de frequentie waarbij zowel de negatieve stromingsstijfheid als de negatieve stromingsdemping gehalveerd worden ten opzichte van hun limiet waarden (bij respectievelijk  $\omega = \infty$  en  $\omega = 0$ , waarin  $\omega =$  hoekfrequentie van de trilling).

Voor de kantelfrequentie is de volgende betrekking gevonden:

$$S = \frac{f\delta}{\sqrt{2g\Delta H}} = \frac{1}{2\pi m C_i} \quad (\text{A4.41})$$

$\Delta H$  is het verval over de schuif. In Figuur A4.13 en in Vergelijkingen A4.32, A4.33 en A4.34 zijn de overige grootheden gedefinieerd.

Vergelijking A4.41 komt overeen met de resultaten van Figuur A4.14.

In Appendix I is ook voor verticaal trillende schuiven in een gesloten riool de kantelfrequentie afgeleid.

Door de samenhang tussen de negatieve plotselinge stromingsstijfheid en de negatieve stromingsdemping luidt de door Kolkman (1976) geformuleerde *instabiliteitsindicator* als volgt:

*Indien, onder aanname dat het debiet constant blijft, een schuifbeweging zodanig is dat deze de lekspleet verkleint en de extra krachten die dan ontstaan zodanig zijn dat deze schuifbeweging extra versterkt wordt, is er een aannemelijke kans op zelf-exciterende trillingen.*

Hieraan zou nog kunnen worden toegevoegd dat zuigkrachten (krachten die tenderen om de spleet te verkleinen) in het algemeen al een eerste indicatie vormen voor zelfexciterende trillingen. Zo is een vorm als in Figuur A4.16 extreem ongunstig. Indien de lip naar de benedenstrooms richting zou zijn omgebogen, wordt al een veel betere situatie verkregen; het zou veel beter zijn als de verstijving hoger wordt geplaatst.

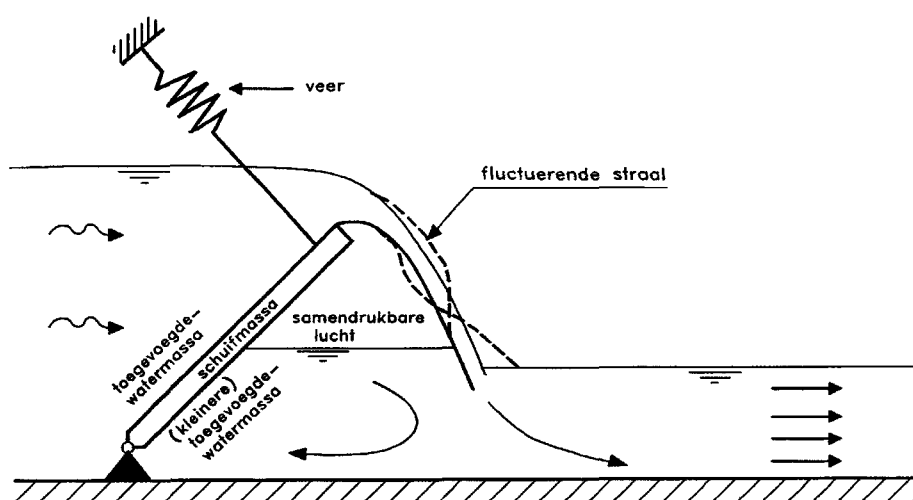
*Opmerking:*

In literatuur vindt men soms criteria vermeld voor het al dan niet voorkómen van bepaalde typen schuiftrillingen. Als deze betrekking hebben op benodigde stijfheid of minimaal benodigde mechanische demping, dan moet men erop bedacht zijn dat men vaak te snel overgaat op dimensieloze grootheden, zoals een dimensieloze demping van alleen de droge schuif. Een complete presentatie zou altijd betrokken moeten worden op een resonantiefrequentie in water. Daarnaast moet de demping, die toch de stromingsdemping moet compenseren, de dimensie hebben van een stationaire stromingskracht gedeeld door een watersnelheid. Een dergelijke dimensie is ook terug te vinden in de uitdrukking voor de stromingsdemping (Vergelijking A4.31) of de negatieve stromingsdemping (Vergelijking A4.38), alleen is  $V$  nu vervangen door  $\sqrt{2g\Delta H}$ .

#### **4.4.7 THEORETISCHE ASPECTEN VAN TRILLINGEN BIJ EEN SCHUIF MET OVERSTORT**

Er zijn verschillende mechanismen waardoor de overstortende straal, die als een gordijn de eronder aanwezige lucht afsluit, instabiel kan worden. In sommige gevallen spelen de dynamische eigenschappen van de klep een belangrijke rol, in andere gevallen wordt de klep slechts dynamisch belast door de drukvariaties van de ingesloten lucht. Bij de hierna volgende beschouwingen gaan we uit van een situatie die schematisch is weergegeven in Figuur A4.20.

De volgende drie verschijnselen c.q. mechanismen kunnen optreden.



Figuur A4.20:

Schematische weergave van de elementen die een rol spelen bij trillen van een klep met overstort.

- A. Het ingesloten luchtvolume varieert periodiek, waardoor drukfluctuaties worden opgewekt. Hierbij wordt verondersteld dat in het gehele luchtkussen de druk dezelfde is. De drukfluctuatie exciteert de straal, en er ontstaan lopende golven in de straal. De excitatie bovenaan heeft het grootste effect op de volumevariatie, die dan op haar beurt weer de drukfluctuaties opwekt. De volumevariaties van het luchtkussen worden vooral veroorzaakt door het kwispelen van de benedenzijde van de straal.

Hier is de amplitude het grootst. Ook hebben de golven daar een grotere golf-lengte; dit hangt weer samen met de grotere watersnelheid in de straal ter plaatse. Eén en ander wordt geïllustreerd door het golfpatroon in Figuur A4.21. Het betreft resultaten van een berekening van het gedrag van een verticaal watergordijn waarop eenzijdig een luchtdrukvariatie werkt.

Partensky en Sar Khloeng (1971) hebben gevonden dat bij een niet-trillende constructie de kritieke overstorthoogte waarboven geen 'trillingen' van het watergordijn optreden 5% van de valhoogte is. Betreft het een schuif die wel kan trillen dan kan dit oplopen tot 15%.

- B. Een ander mechanisme voor het ontstaan van trillingen is de turbulente grenslaag die door de vallende straal in de lucht wordt opgewekt. De luchtdrukvariaties veroorzaken weer dat de straal gaat kwispelen. Bovendien exciteren de volumevariaties in de lucht de schuif en dit veroorzaakt tevens extra luchtdrukvariaties. Dit verschijnsel is door Binnie (1972) onderzocht.
- C. Stel dat de klep, na een initiële verstoring, trilt. Dan veroorzaakt de kleptrilling ook een kwispelen van de straal; dit heeft een volumevariatie van de lucht tot gevolg die op haar beurt drukfluctuaties geeft die weer het trillen van de klep veroorzaken. Uiteraard wordt dan ook de straal zelf weer geëxciteerd.

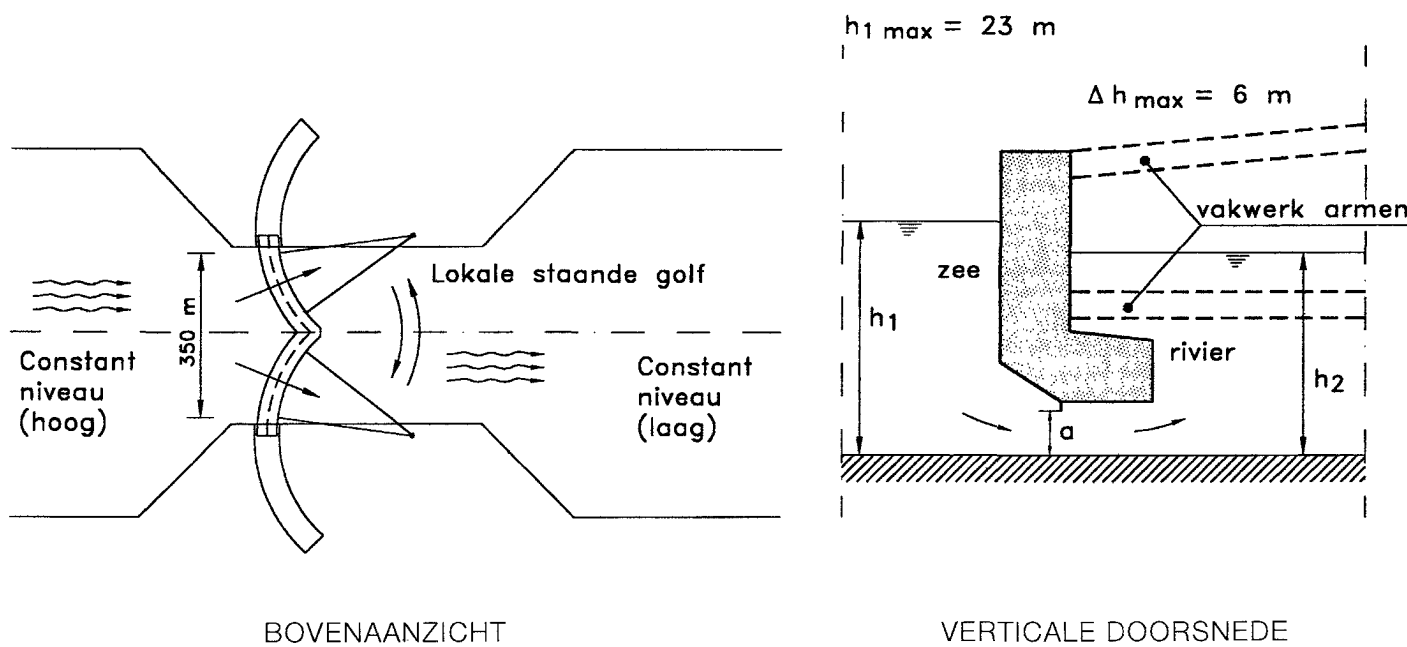
Hoewel deze verschijnselen in literatuur vaak apart beschreven worden komen ze veelal gelijktijdig voor. Verschijnselen A en B kunnen echter ook voorkomen bij een niet trillende overstortrand.

In de literatuur zijn ook studies te vinden naar resonanties in het luchtkussen zelf. Dit kan een rol spelen bij zeer lange kleppen.

## 4.5 ZELFEXCITATIE BIJ VLOEISTOFLINGERINGEN (WAARONDER STAANDE GOLVEN)

### 4.5.1 INSTABIELE VLOEISTOFOSCILLATIES DOOR GEKOPPELDE DEBIETVERANDERINGEN BIJ SCHUIVEN

Instabiele vloeistofoscillatie door zelfexcitatie ten gevolge van de elastische eigenschappen van een schuif of afsluiter is een verschijnsel dat is (her)ontdekt en geanalyseerd naar aanleiding van het onderzoek aan de Stormvloedkering in de Nieuwe Waterweg. Het betreft hier periodieke deurbewegingen die gekoppeld zijn aan waterspiegeloscillaties of staande golfbewegingen en waarbij ook de frequentie van de oscillerende schuif gelijk is aan de resonantiefrequentie van de vloeistof. De 'elastische eigenschappen' bij drijvende deuren is de 'indompelingsstijfheid'.



Figuur A4.23:  
Bovenaanzicht en verticale doorsnede van de  
stormvloedkering in de Nieuwe Waterweg,  
Bakker c.s. (1991).

Tijdens het sluiten van de, op dat moment drijvende, sectordeuren in de stroming bij vloed bleken zeer sterke verticale oscillaties van de deuren voor te komen, en wel bij die situatie waarbij de deuren al bij elkaar waren gebracht en zich een verval kon opbouwen. Bij een verval met een orde van grootte van 3 m deden zich schommelingen van de waterspiegel voor tussen de landhoofden, dwars op de stroming, bij de deuren aan de rivierzijde. Bij een verval in de orde van 3 m kon de verticale (topdal) amplitude oplopen tot 5 m. Omdat de deuren drijvend zijn, gingen deze ook op en neer, met nagenoeg dezelfde amplitude. Als de ene deur omhoog bewoog, ging de andere omlaag. Ook bij stroming in de andere richting deed zich een soortgelijk verschijnsel voor, maar toen betrof het de tweede harmonische van de staande golf; zie verder Bakker c.s. (1991) en Voorbeeld f in Paragraaf 6.2. In deze publicatie is aannemelijk gemaakt dat de oorzaak van de staande golven gelegen was in het feit dat de deuren drijvend zijn, waardoor bij een stijgende waterspiegel aan de benedenstroomse zijde de deur steeds werd opgelicht en er extra debiet onder de schuif doorstroomt.

Aangetoond kan worden dat daardoor elk initieel golfje dat tegen de schuif zou terugkaatsen door het extra opgewekte debiet versterkt terugkomt. Bij een staande golf, waarbij in wezen grote aantallen pulsgolfjes steeds heen en weer lopen, betekent dit een continu opslingeren van het verschijnsel.

Door Bakker c.s. (1991) is aangetoond dat ook het systeem van communicerende vaten opslingert als de vaten gevoed worden door een debiet dat positief gecorreleerd is aan de momentane stand van de waterspiegel.

In Paragraaf 1.3 zijn bij de introductie van het begrip 'instabiele vloeistofresonantie met zelfexcitatie' (zie onder 'type 5') twee voorwaarden opgesomd waaraan voldaan moet zijn, willen instabiele vloeistofresonanties op kunnen treden.

#### *Voorwaarde 1*

De situatie moet zodanig zijn dat er een laaggedempte resonantie van een vloeistofoscillator of van een staande golf mogelijk is. In Hoofdstuk 2 Paragraaf 2.3.1 wordt een overzicht van dit type situatie gegeven.

#### *Voorwaarde 2*

De drijvende schuif (of deur) levert bij verhoogde druk een extra debiet (gesuperponeerd op de normale afvoer) in de richting van het bekken of de leiding waar de staande golf kan ontstaan. Dit komt overeen met de voorwaarde die in Hoofdstuk 2 voor een instabiele oscillaties in communicerende vaten is afgeleid (Paragraaf 2.3.2 Vergelijking A2.58 en A2.60).

In de praktijk betekent dit dat als dit bekken aan de bovenstroomse zijde van een schuif of deur zit, het schuifdebiet afneemt bij een drukverhoging bovenstrooms. Zit het bekken benedenstrooms van de schuif dan treedt instabiliteit op als het schuifdebiet toeneemt bij een drukverhoging benedenstrooms van de schuif.

Later zal in Paragraaf 5.6 nog worden beschreven dat dit niet alleen voorkomt bij schuiven of deuren, maar ook bij afsluiters, pompen of turbines.

In formulevorm is de uitdrukking voor instabiliteit van het benedenpand:

$$\frac{dq}{dh_2} > 0 \quad (A4.42a)$$

Voor instabiliteit van het bovenpand is dit:

$$\frac{dq}{dh_1} < 0 \quad (A4.42b)$$

$q$  = schuifdebiet per eenheid van breedte.

In bepaalde gevallen kan aan A4.42a nog een verdere analytische uitwerking worden gegeven. Uitgangspunt bij de drijvende deuren is de debietrelatie:

$$q = \mu a \sqrt{2g(h_1 - h_2)} \quad (A4.43)$$

$\mu$  = afvoercoëfficiënt.

Stel nu, bij een situatie met verval, dat de bovenwaterstand constant blijft. Bij een kleine variatie van de spleet onder de deur,  $a$ , en van de benedenwaterstand,  $h_2$ , geldt:

$$dq = \{\mu\sqrt{2g(h_1 - h_2)}\} da - \frac{\mu ag}{\sqrt{2g(h_1 - h_2)}} dh_2 \quad (A4.44)$$

$\mu$  is constant verondersteld.

Als bekend is dat de deur volledig op de benedenwaterstand drijft, geldt dat de verandering in deuropening gelijk is aan de verandering van de benedenwaterstand, dus:

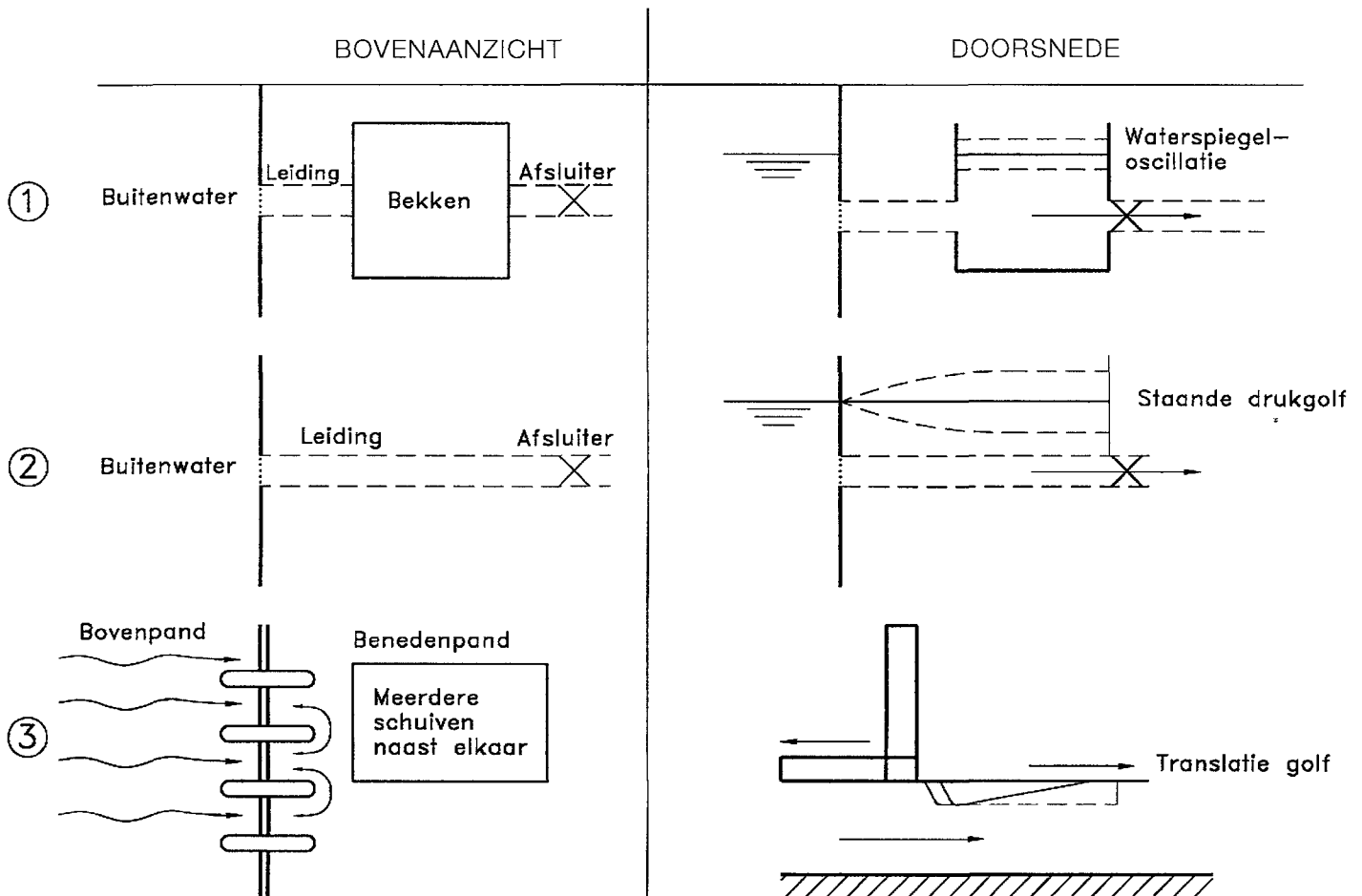
$$da = dh_2 \quad (A4.45)$$

Nu is  $dq/dh_2$  direct uit Vergelijking A4.44 te halen. De grens tussen stabiliteit en instabiliteit volgt uit de voorwaarde  $dq/dh_2=0$ . Na enig omwerken wordt voor het grensverval gevonden:

$$h_1 - h_2 = \frac{1}{2}a \quad (A4.46)$$

Ook voor het geval de deur slechts voor een deel op het benedenwater drijft kan het grensverval analytisch worden bepaald. Bij het onderzoek aan de stormvloedkering in de Nieuwe Waterweg is gebleken dat een dergelijke berekening dicht bij de uitkomst van onderzoek in het schaalmodel komt (WL-rapport Q1271).

Figuur A4.24:  
Situaties waarin laaggedempte vloeistofoscillaties of een staande golf kunnen voorkomen.



Figuur A4.24 geeft een aantal andere situaties waarin een laaggedempte vloeistofoscillatie of een laaggedempte staande golf kan optreden. De staande golf kan overigens ook een drukgolf in een gesloten leiding zijn of een staande golf in een open leiding. Het eerste voorbeeld in Figuur A4.24 is een bekken (een schuifschacht of een bufferschacht) in een drukleiding. Hier reageert het water als niet-samendrukbaar, de resonantiefrequentie wordt bepaald door het bergingsoppervlak van het bekken in combinatie met de traagheid van de toevoerleiding. Het tweede voorbeeld is een gesloten leiding waarin een staande drukgolf kan ontstaan. De trillingstijd van de resonantietrilling is hier vier maal de pijplengte gedeeld door de voortplantingsnelheid van de drukgolf. Het derde voorbeeld betreft een situatie met meerdere schuiven naast elkaar, gescheiden door tussenpijlers. Er kunnen staande golven ontstaan die van de ene schuif naar één van de naastgelegen schuiven 'lopen'. Uiteraard is de situatie van Figuur A4.23 ook één waarbij staande golven kunnen ontstaan.

Het type schuif dat vanwege zijn afvoer-drukrelatie dit soort zelfexciterende vloeistofoscillaties op kan wekken is:

- De drijvende deur als in Figuur A4.23;
- De badstop (maar dan opgenomen in een zeer lange leiding waar drukgolven ontstaan) of een variant hiervan zoals een gesloten schuif met een fout gebruikte 'muzieknoop' afdichting (zie ook Hoofdstuk 6, Voorbeeld 6.4a en Voorbeeld 6.4c);
- De beremde terugslagklep (Figuur A4.12).

Bij al deze kleppen geldt dat ze bij een toenemend verval minder debiet en bij een afnemend verval meer debiet geven.

De grens tussen stabiel en instabiel is daar gelegen waar bij een toenemend verval het debiet juist constant blijft. Dit blijkt precies overeen te komen met de voorwaarde dat de dimensieloze stijfheidsfactor  $C_k$  die in Paragraaf 4.4.2 is geïntroduceerd (vgl. A4.26) gelijk aan 1 is; de voorwaarde voor stabiliteit is dus:

$$C_k > 1 \quad (\text{A4.47})$$

Deze voorwaarde is dus minder streng dan die voor de badstop in geval van een niet-samendrukbare vloeistof, waarvoor in Vergelijking A4.31 gevonden was dat  $C_k > C_m + 1$  (bedenkend dat de massacoëfficiënt  $C_m$  altijd positief is).

Voorwaarde A4.47 is ook al door Streeter en Wylie (1967) geformuleerd voor afsluiters in lange leidingen.

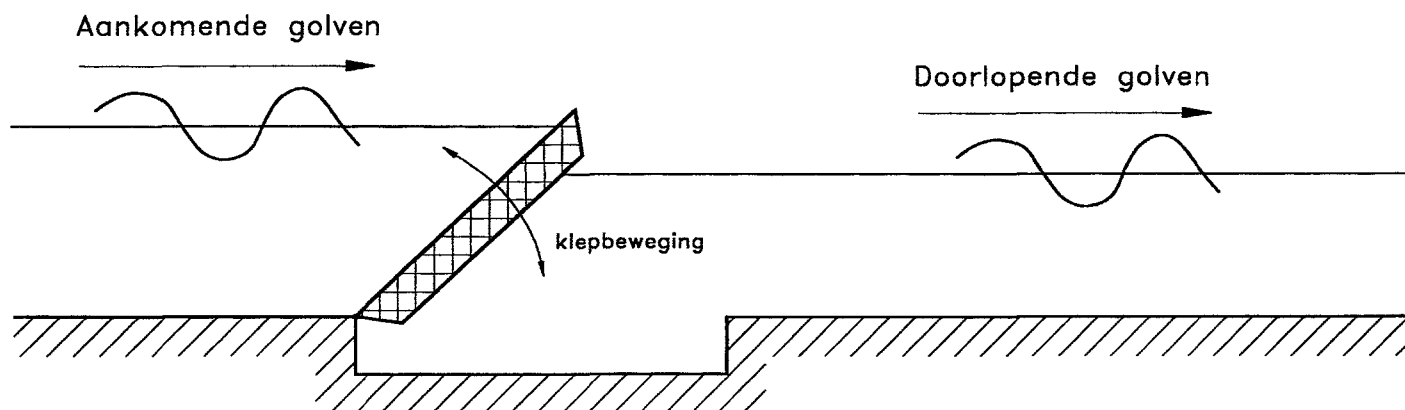
Bij de wijze waarop een en ander in het voorgaande is gepresenteerd, met onderscheid naar voorwaarden die nodig zijn om boven- of juist benedenstrooms een instabiliteit te veroorzaken, is het verschijnsel instabiele vloeistofoscillatie in meer algemene zin behandeld.

#### 4.5.2 ZELFEXCITERENDE VLOEISTOFOSCILLATIES BIJ EXCITATIE DOOR GOLVEN BIJ DRIJVENDE KLEPPEN

Bij een onderzoek naar drijvende kleppen, die scharnierend aan de bodem zijn bevestigd, zijn proeven naar de responsie op golven in een schaalmodel verricht.



Als de klep niet hoeft te keren, ligt deze in een nis op de bodem en is gevuld met water. Als deze moet keren, wordt het water in de klep door lucht vervangen; de klep ontleent zijn kerend vermogen dan aan opdriving. Deze wijze van keren betekent dat een (beperkt) verval kan worden opgenomen; golven kunnen echter nagenoeg ongehinderd doorlopen. In Figuur A4.25 is een doorsnede getekend van de klep in kerende stand.



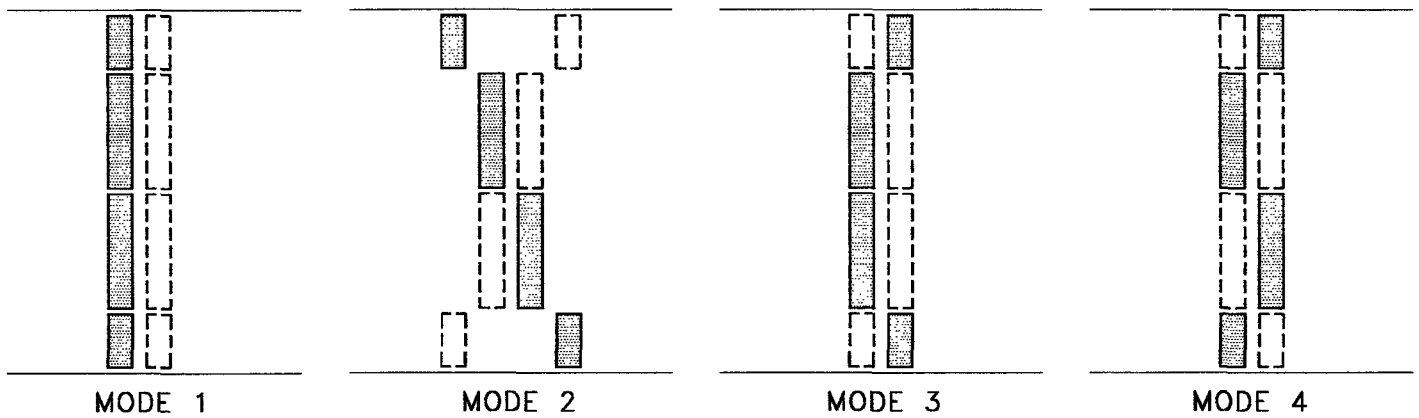
Figuur A4.25:  
Doorsnede van een drijvende klep die scharniert op de bodem.

Bij onderzoek met regelmatige golven bleek dat, als er meer dan één klep in een goot was geplaatst, naast de gewone schommelingen in de frequentie van de aankomende golf ook uit-fasebewegingen van de kleppen konden ontstaan in de dubbele periode ten opzichte van de golfperiode. De periode van de laagfrequente beweging werd in stil water teruggevonden als de eigen trillingsperiode behorende bij dezelfde uit-fasebeweging. Deze periode is afhankelijk van de breedte van de klep (die weer bepalend is voor zowel het massa-tragheidsmoment als voor de stijfheid door opdriving), en van de waterdiepte. Maar ook zijn er bij een systeem van meer dan twee kleppen meerdere bewegingen mogelijk. Het is dus een systeem dat meerdere 'eigen trillingen' kent. Óf de golflengte van de klepbeweging is twee maal de lengte van de klep (de kleppen bewegen om en om), óf de golflengte van de klepbeweging is drie of meerdere keren de lengte van de klep. Bij elke beweging behoort een andere periode.

Figuur A4.26 toont enkele uit-fasebewegingen van de kleppen, zoals gevonden bij een onderzoek in een 4-kleppen schaalmodel (waarbij aan de wand kleppen van de halve breedte zijn opgesteld).

Bij stilwater bleek dat er bij de juiste periode van bewegen maar bijzonder weinig energie benodigd is om deze klepbewegingen in stand te houden. Door de om-en-om beweging wordt er geen netto debiet de goot ingestuurd en is op enige afstand van de kering ook geen golfuitstraling in de goot meer merkbaar. De resonantietijd komt niet geheel overeen met de golflengte van de (dubbele-periode) kleppenbeweging. Bij een situatie met twee kleppen in de goot werd verwacht dat de periode overeen zou komen met twee maal de gootbreedte gedeeld door de loopsnelheid behorend bij die golflengte. Gevonden werd een langere periode; kennelijk loopt de staande golf niet volgens een rechte lijn overdwars, maar neemt een wat langere weg.

Bij alle harmonischen blijkt dat de stilwater eigenperiode goed te bepalen is. Wordt vervolgens het golfschot aangezet met een periode gelijk aan de helft van de hiervoor genoemde, dan ontstaat na enige tijd steeds de bijbehorende klepbeweging.



Figuur A4.26:

De uit-fasebewegingen van de scharnierende kleppen gezien van boven af. Mode 1 is de gewone heen en weer gaande beweging door de golven.

Door bij de metingen het verschilsignaal van twee klepbewegingen te registreren ontstaat een signaal waarbij de beweging van de kleppen in de golffrequentie niet merkbaar is, maar wordt alleen de laagfrequente beweging geregistreerd. Deze beweging ontstaat op een willekeurig moment en blijkt in de tijd exponentieel te groeien, waarna, enkele tientallen perioden later, een evenwichtsamplitude wordt bereikt. De subharmonische klepbeweging is bij puur periodieke golfexcitatie zo sterk dat een aanmerkelijke lekspleet tussen de kleppen ontstaat.

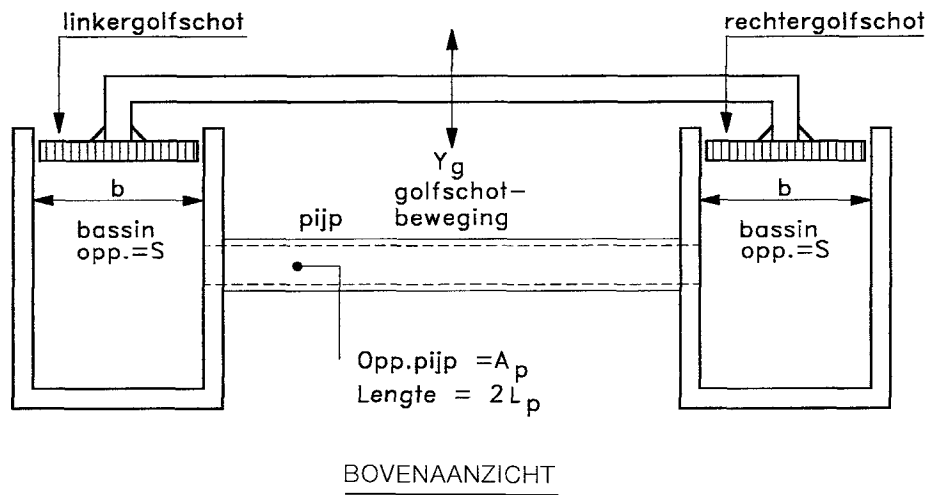
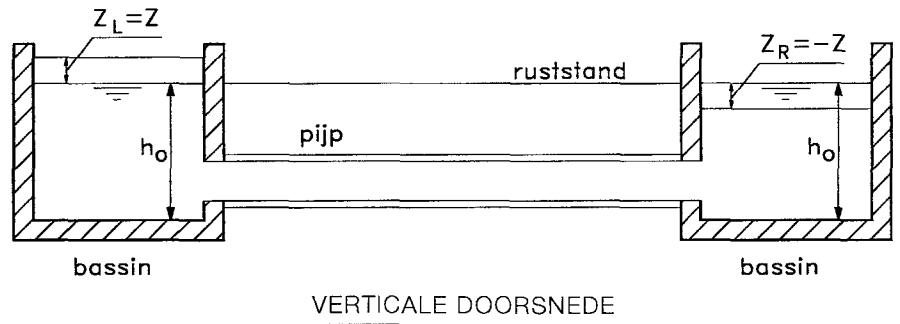
Het verschijnsel toont gelijkenis met zogenaamde dwarsgolven die ontstaan als een lang golfschot in werking wordt gezet. Er kunnen dan op den duur staande dwarsgolven ontstaan met amplituden groter dan de normaal uitgestuurde golven. De golflengte van zo'n staande dwarsgolf correspondeert dan weer met de dubbele periode van de golfschotbeweging.

Om meer inzicht in dit verschijnsel te krijgen is voor een situatie met twee communicerende vaten met behulp van een rekenmodel nagegaan bij welke golfschotbeweging resonantie van het vatensysteem kan ontstaan. De communicerende vaten staan ten opzichte van het golfschot zo opgesteld dat er ten opzichte van het golfschot ook sprake is van een dwarslingering. Het rekenmodel wordt behandeld in deel C, Paragraaf 3.5.3 (Voorbeeld c). Resonantie blijkt ook bij de berekening op te treden bij een golfschotbeweging met de halve periode ten opzichte van de vatenoscillaties.

Opslingering ontstaat pas als er al een kleine slingering in het vatensysteem bestaat. Tijdens de exponentiële groei van de amplitude van de slingering in de vaten, blijkt het golfschot zijn maximale voorwaartse snelheid te hebben (dat wil zeggen in de richting waarbij het wateroppervlak in het vat vermindert), als ook het waterstandsverschil in de vaten maximaal is (zoals getekend in Figuur A4.27).

De energieoverdracht vanuit de met de golfbeweging heen en weer gaande kleppen naar een staande subharmonische dwarsgolf of naar een op en neergaande waterspiegelbeweging in de vaten kan ook, met een energiebeschuwing, berekend worden. De groei van de amplitude in het rekenmodel komt overeen met de analytisch bepaalde energieoverdracht.

Zie voor meer details Paragraaf 6.2 voorbeeld h en Jongeling en Kolkman (1995).



Figuur A4.27:  
 Schema van de communicerende vaten met  
 synchroon golfschot.

De energieoverdracht wordt als volgt berekend.

Stel dat in één van de vaten de waterdiepte tijdens de oscillatie (in de resonantie-frequentie van de vaten) te beschrijven is als (zie Figuur A4.27):

$$h = h_0 + z = h_0 + Z \cos(\omega t) \tag{A4.48}$$

Nu is de kracht die het golfschot bij een veronderstelde hydrostatische drukverdeling uitoefent, per eenheid van breedte:

$$F = \frac{1}{2} \rho g h^2 \tag{A4.49}$$

We voeren nu de golfschotsnelheid in met de dubbele frequentie en met de faseconditie dat deze snelheid maximaal is als ook de waterspiegeluitwijking,  $z$ , maximaal is:

$$V_{\text{golfschot}} = V_0 \cos(2\omega t) \tag{A4.50}$$

Nu is in principe de energieoverdracht over een periode te berekenen:

$$E = \int_{t=0}^T V_{\text{golfschot}} F dt \quad \text{met } T=2\pi/\omega \tag{A4.51}$$

Uitwerken hiervan leert dat de term die totaal over een periode een netto energieoverdracht levert de component van de kracht is die evenredig is met  $z^2$ , ofwel evenredig met  $Z^2 \cos^2(\omega t)$ . Dus:

$$E = \int_{t=0}^T \frac{1}{2} \rho g Z^2 \cos^2(\omega t) V_0 \cos(2\omega t) dt = \frac{1}{8} \rho g Z^2 V_0 T \quad (\text{A4.52})$$

Alle andere termen leveren uiteindelijk geen bijdrage aan de energieoverdracht. Omdat er twee bekkens zijn moet de totale energieoverdracht bepaald worden uit de totale breedte van de golfschotten van beide bekkens tezamen. Door E te relateren aan de potentiële of de kinetische energie van de oscillaties in de vaten kan de mate van opslinging worden berekend.

Het interessante van deze beschouwing is dat juist het stukje hydrostatische kracht evenredig met  $z^2$ , dat bij de normale lineaire golfbeschouwing wordt verwaarloosd, hier aansprakelijk is voor het ontstaan van de subharmonische dwarsgolven en de daarmee samenhangende parasitaire klepbeweging.

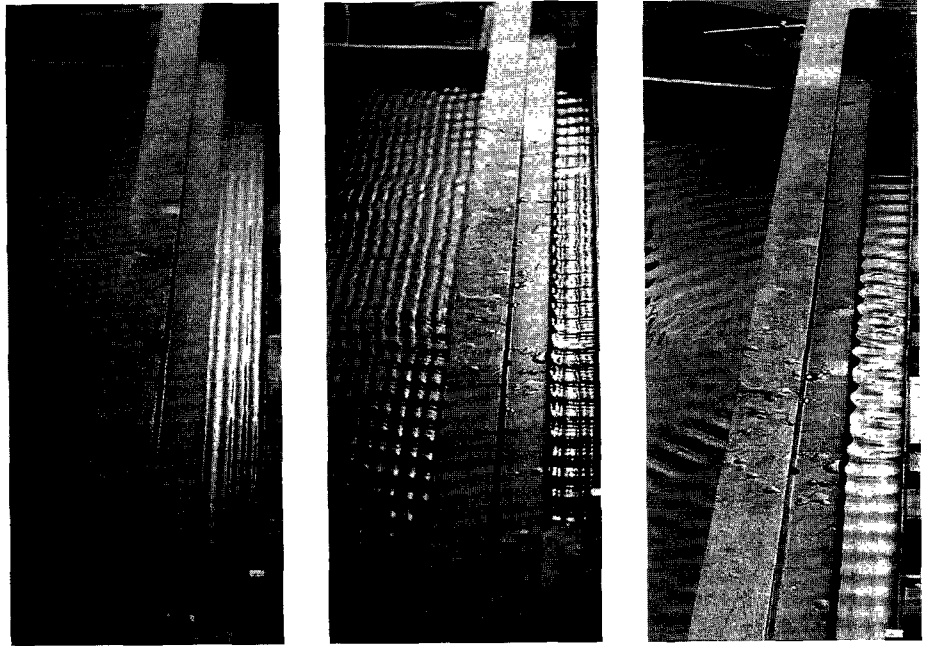
De bovenstaande theoretische beschouwing geeft wel een verklaring voor optredende dwarsgolven, maar doet geen uitspraak over de te verwachten golfamplitude. De excitatiesterkte, en daarmee de exponent van de opslinging is evenredig is met de golfhoogte van de aankomende golf. Is er een bepaalde (lineaire) demping is het systeem aanwezig dan zal de instabiele oscillatie pas optreden bij een zekere golfhoogte. De evenwichtsamplitude van de subharmonische golf wordt pas bereikt als de dempende factoren niet meer lineair zijn maar een sterkte hebben die toeneemt met de amplitude van de vloeistofoscillatie. Door Jongeling en Kolkman (1995) is bovenstaande theorie nog verder uitgewerkt.

## 4.6 BESCHOUWING OVER DE GOLFJES DIE DOOR TRILLENDE SCHUIVEN IN HET BOVENWATER WORDEN OPGEWEKT

Als een schuif of een deur trilt met een horizontale component, dan ontstaan in het relatief gladde bovenwater golfjes die worden uitgestuurd. De schuif is een soort golfschot en er kan, omdat het diep-watergolven betreft, worden aangetoond dat de golfamplitude twee maal de trillingsamplitude is (Kolkman, 1976). De uitgestraalde golfjes, met hun front parallel aan de schuifbeplating, kunnen wellicht mede veroorzaakt worden, doordat bij de verticale trillingscomponent van schuiven met onderdoorstroming het debiet onder de schuif periodiek varieert. De ervaring leert dat na enige tijd dwarsgolven ontstaan, loodrecht op de stroomrichting (zie Figuur A4.28, de tweede foto). Na enige tijd (de derde foto) zijn de loodrecht weglopende golven uit de eerste foto nauwelijks meer te zien. De trillingsrichting van de beplating is op de foto's horizontaal (van links naar rechts). Op enige afstand van de schuif gaan de dwarsgolven enigszins scheef ten opzichte van de trillende schuifbeplating staan.

Het betrof hier een modelonderzoek aan de schuiven van de inlaatsluis in het Volkerak (zie Voorbeeld 6.2.g uit Hoofdstuk 6).

Figuur A4.28:  
 Initiële golfuitstraling en later geconstateerde dwars-  
 golfjes in een schaalmodel van de schuiven van de  
 spuisluis in de Volkerakdam (WL-rapport M1129-II).



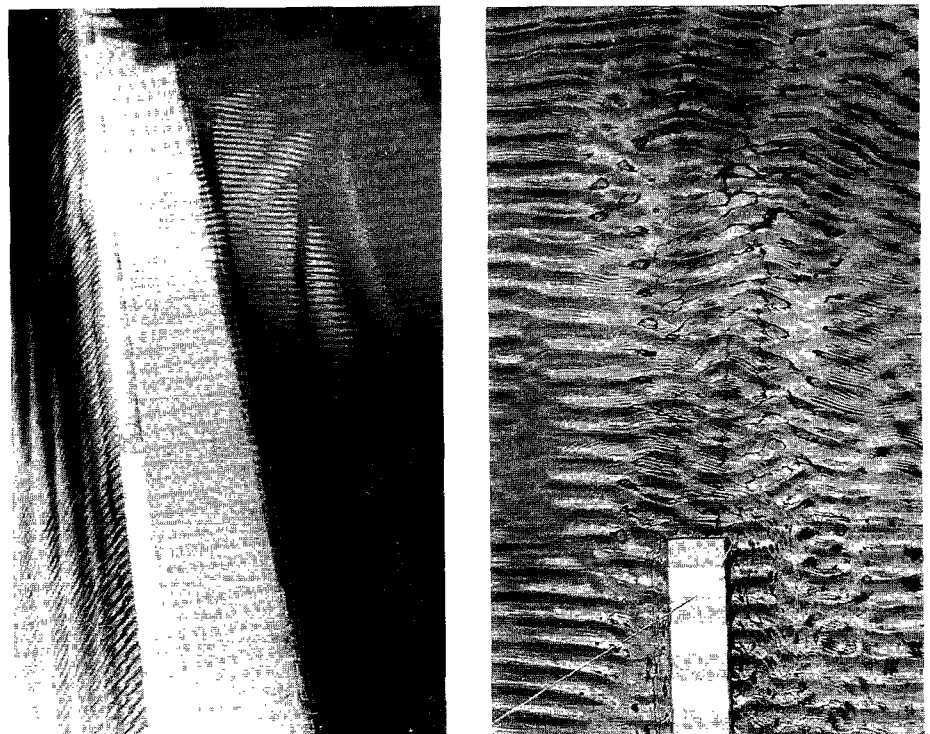
Er zijn aanwijzingen, maar slechts weinig metingen, dat het hier steeds dwarsgolven betreft met een golflengte behorend bij een dubbele periode in tot de periode van de trillingen.

De dwarsgolfjes worden meestal veel sterker dan de aanvankelijk uitgezonden golven met het front parallel aan de beplating.

Voor één geval, bij een schuif met overstort, zijn prototypegegevens over de golflengte beschikbaar. De foto's van Figuur A4.29 laten het golfpatroon in de overstortende straal en in het bovenwater zien. Het plankje in het bovenwater diende voor de bepaling van de golflengte.

De verklaring voor de golfjes dwars op de stroomrichting is gelijksoortig aan die gevonden in Paragraaf 4.5.2 voor de subharmonische klepbeweging bij golfbelasting.

Figuur A4.29:  
 Golfjes dwars op de stroomrichting bij een trillende  
 klep geconstateerd in prototype (links de golfjes in de  
 vallende straal, rechts de golfjes bovenstrooms van de  
 klep). Trillingsfrequentie 15 Hz, golflengte van de  
 dwarsgolfjes 5 cm. WL-rapport R251.



De evenwichtsamplitude wordt theoretisch niet verklaard. Soms zijn de dwarsgolven zo hoog dat de normale maximale steilheid die zonder breking van golven haalbaar is, wordt overschreden. Soms gaat het water sterk spetteren, zie Petrikat (1980). Dit geeft vermoedelijk nog veel meer extra demping, waardoor de groei van de golfhoogte niet verder gaat.

# 5 STROMINGSEXCITATIE BIJ OMSTROOMDE CONSTRUCTIES (IN HET BIJZONDER STAVEN EN CILINDERS) EN VLOEISTOF-RESONANTIE BIJ POMPEN, TURBINES EN SPUISLUIZEN

## 5.1 ALGEMEEN BETREFFENDE OMSTROOMDE VOORWERPEN

Voor wat betreft omstroomde voorwerpen wordt een indeling gemaakt naar oorzaken van excitatie, als aangegeven in Paragraaf 1.3. Dit betreft turbulentie, instabiele stroming, door trillingen zelf opgewekte excitatie, versterking door vloeistofoscillatie en instabiele vloeistofoscillatie. Tot slot wordt aan krooshekken nog een aparte beschouwing gewijd.

Uiteraard spelen bij omstroomde voorwerpen de toegevoegdewatermassa, de toegevoegdewaterdemping en de toegevoegde-waterstijfheid ook een rol. Deze elementen zijn echter sterk met elkaar en met de excitatie verweven omdat ze alle betrekking hebben op hetzelfde lokale stroombeeld rondom de constructie. Daarom is het uitsplitsen van krachten weinig zinvol, met uitzondering van de toegevoegde watermassa. De gegevens hierover staan vermeld in Hoofdstuk 3, Figuur A3.5.

Het is niet mogelijk in één hoofdstuk een min of meer compleet overzicht te geven van wat er bekend is op het gebied van stromingsexcitatie bij omstroomde voorwerpen. Daarvoor wordt verwezen naar handboeken zoals Blevins (1990) en Naudascher (1992) en (1994). Remedies voor trillingen van staven en buizen staan in Hoofdstuk 7 genoemd.

De problematiek van staven en andere omstroomde voorwerpen is enigszins verschillend van die bij schuiven en afsluiters:

- Bij omstroomde constructies zijn er, behalve het voorwerp zelf, geen stroombegrenzingsen. Het stroombeeld heeft een grote mate van 'vrijheid'. Daardoor kan het stroombeeld echter sterk variëren naar gelang de omstandigheden. Zo hebben ruwheid van het oppervlak en het Reynoldsgetal vaak grote invloed op de stationaire en dynamische stromingskrachten. Ook de initiële turbulentie van het water is van invloed. Zijn er meerdere voorwerpen bij elkaar in de buurt, dan ligt het stroombeeld weer meer vast en vermindert de gevoeligheid voor de hiervoor genoemde factoren.
- Bij omstroomde voorwerpen heeft een (trillings-) beweging van het voorwerp niet als effect dat het debiet periodiek varieert. Daardoor speelt de stromings traagheid veel minder mee dan bij schuiven (daar kan een heel riooldeel meedoen, zoals bij de badstoptrilling in Paragraaf 4.4.2).

- Ook de plunjerwerking zoals bij schuiven kan voorkomen (geïllustreerd in Figuur A4.9) komt bij omstroomde voorwerpen niet voor. Daardoor blijft ook de toegevoegde watermassa beperkt (Figuur A3.5).
- Bij langere staven en cilinders kunnen ook trillingen met hogere harmonischen worden opgewekt. Doordat trillingen optreden in een beperkt  $V_r$ -gebied ( $V_r = V/f_n D$  met  $V$ = aanstroomsnelheid,  $f_n$ = resonantiefrequentie en  $D$ = cilinderdiameter) ontstaan trillingen in een aantal snelheidsgebieden.
- Bij slanke constructies en bij losse elementen in stroming is in het algemeen wel enige trilling toelaatbaar, mits voorspeld kan worden hoe groot die beweging is. Daarom wordt bij de beschrijving van stromingsexcitatie en het trillingsgedrag veelal gezocht naar een presentatie waarin de amplitudegrootte voor komt.

De invloed van de viscositeit van het water (uitgedrukt in het Reynoldsgetal) speelt vooral bij staven met een min of meer ronde vorm een grote rol. Daarom worden de voorwerpen met een scherp gedefinieerd loslaatpunt voor de stroming (de hoekige staven) en de ronde vormen in aparte paragrafen behandeld.

Omdat het bij omstroomde staven en buizen vaak gaat over ronde doorsneden wordt hierover hieronder nog een en ander toegelicht. Bij ronde of afgeronde voorwerpen ligt het punt van loslaten van de stroming niet vast. Daardoor heeft zelfs in prototype het (met de watersnelheid variërende) Reynoldsgetal, al is het nog zo groot, nog invloed op het Strouhalgetal en de weerstandscoefficiënt. Bij een ronde doorsnede (of bij afrondingen in het algemeen) is het stroombeeld dermate instabiel dat kleine invloeden, zoals de dikte van de grenslaag langs de wand en de ruwheid van het oppervlak, een grote invloed hebben op het punt van loslaten van de stroming en op het periodiek variëren van het loslaatpunt. De plaats waar de stroming loslaat bepaalt de breedte van het zog en dit is weer de bepalende factor voor de stationaire en dynamische krachten op het voorwerp.

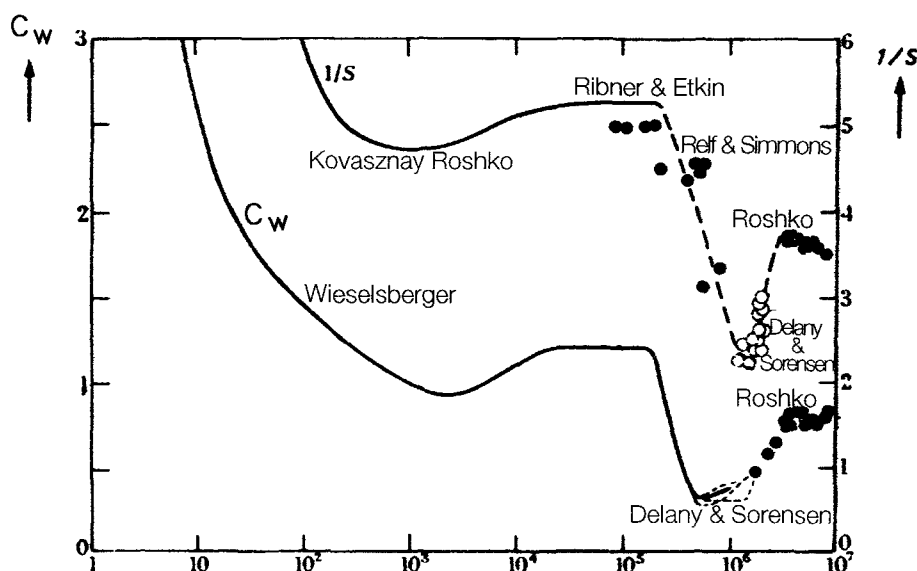
De weerstandscoefficiënt en het Strouhalgetal hangen beide af van de breedte van het zog en zijn daardoor met elkaar gecorreleerd. Dit kan het best geïllustreerd worden aan de hand van de kenmerken van een cirkelcilinder. Figuur A5.1 toont hiervan de weerstandscoefficiënt  $C_w$  en de inverse van het Strouhalgetal  $S$  (de dimensieloze weergave van de frequentie van de stromingsexcitatie). De breedte van het zog is een functie is van het Reynoldsgetal  $VD/\nu$  ( $V$ = aanstroomsnelheid,  $D$ = cilinderdiameter en  $\nu$ = dynamische viscositeit van de vloeistof). Bij een breder zog ontstaan grotere wervels die ook op grotere afstand van elkaar bewegen. De snelheid waarmee de wervels van het voorwerp af bewegen wordt evenwel niet door de zogbreedte beïnvloed, zodat de loslaatfrequentie van de wervels omgekeerd evenredig is met de zogbreedte. De stromingsweerstand van het voorwerp is juist evenredig met de zogbreedte.

De zogbreedte hangt bij een cirkelcilinder af van de plaats van waar de stroming loslaat. Naarmate het loslaatpunt meer bovenstrooms zit is het zog van de stroming breder.

De invloed van het Reynoldsgetal op de zogbreedte kan worden verduidelijkt door het mechanisme waardoor stroming aan een gekromd oppervlak loslaat nader te beschouwen. We beperken ons tot de stroming in de buurt van het cilinderoppervlak. Aan de bovenstroomse cilinderhelft is er een versnellende stroming. Langs de



stroomlijnen is er in het versnellingsgebied een negatieve drukgradiënt (de stroming versnelt doordat waterdeeltjes zich bewegen van hogere naar lagere druk). De drukgradiënt werkt over de gehele grenslaag.



Figuur A5.1: Weerstandscoefficiënt en Strouhalgetal bij een cirkelcilindrische doorsnede, naar Bishop en Hassan (1964).

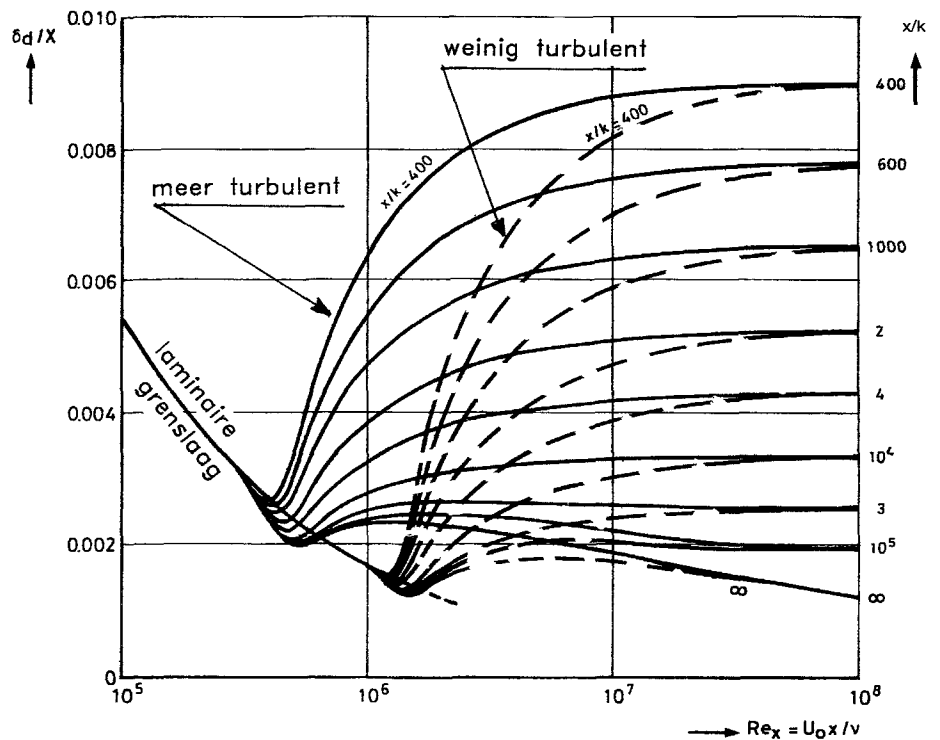
De verdeling van de versnelling van de waterdeeltjes ten gevolge van de drukgradiënt komt niet overeen met de snelheidsverdeling in de grenslaag. Laten we zeggen dat de snelheidsverdeling logaritmisch of parabolisch verloopt (bij de wand is de snelheid nul), de verdeling van de versnelling is echter nagenoeg blokvormig.

Dan komt er een punt waar, zolang de stroming blijft aanliggen, de stroming weer zal vertragen. Daar is de drukgradiënt positief. De waterdeeltjes langs de wand vertragen evenveel als de deeltjes iets verder van de wand af. De deeltjes in de buurt van de wand, waar de snelheid zeer laag was ten gevolge van de grenslaag, gaan zelfs terugstromen (neervorming)! Hoe dikker is nu de grenslaag was des te groter de neer is die zal ontstaan, en des te eerder de stroming loslaat. Het zog wordt daardoor breder. Dus naarmate de grenslaag dikker is, is het zog breder. Een breder zog betekent dat de weerstand van de cilinder groter is en dat de frequentie van de stromingsexcitatie afneemt.

In Figuur A5.2, uit Harrisson (1967), wordt de dikte van de grenslaag gepresenteerd (uitgedrukt in de zogenaamde verplaatsingsdikte  $\delta_d$ , waarbij  $U_0 \delta_d$  het deficit aan debiet is ten gevolge van de grenslaag) zoals zich deze ontwikkelt bij een vlakke plaat.  $x$  is de afstand vanaf het begin van de plaat en  $k$  is de ruwheid. Nemen we voor de cilinder aan dat  $x$  gegeven is (en afhangt van de cilinderdiameter en de plaats waar we kijken) dan is te zien hoe bij toenemende snelheid (dus bij de cilinder bij toenemend Reynoldsgetal) de grenslaagdikte zich ontwikkelt. Dit verklaart voor een groot deel het verloop van de lijnen in Figuur A5.1 (althans vanaf  $Re=10^5$ ).

De linkerbundel lijnen in Figuur A5.2 zijn de waarden bij een geringe initiële turbulentie van het water en de rechter is bij turbulentievrij water (dus als de plaat gesleept wordt). Meer turbulentie in het water heeft een soortgelijke invloed als een hoger Reynoldsgetal.

Bij grote  $Re$ -waarden (vanaf  $Re=2 \cdot 10^6$ ) neemt de waarde van  $S^{-1}$  in Figuur 1 weer af. Uit andere gegevens blijkt dat ook de  $C_w$  de tendens heeft in dat gebied af te nemen. Deze afname volgt niet de grenslaagdikte. De volgende verklaring is de gang



Figuur A5.2:  
De dikte van de grenslaag bij een vlakke plaat,  
Harrison (1967).

bare. Bij een turbulente grenslaag wordt de grenslaagdikte weliswaar steeds groter bij toenemende Reynoldsgetallen maar gaan er ook weer andere factoren een rol spelen die van invloed zijn op het loslaten van stroming bij een cirkelcilinder. De toenemende turbulentie maakt dat waterdeeltjes verder van de wand vandaan intensiever uitwisselen met deeltjes dicht bij de wand (turbulente uitwisseling tussen de verschillende lagen) en daardoor wordt de snelheidsverdeling in de grenslaag meer blokvormig (gevuld), hetgeen hetzelfde effect heeft als een dunnere grenslaag. Daardoor wordt de weerstand lager en het Strouhalgetal hoger. Maar de dynamische stromingsexcitatie is door de turbulente grenslaag ook veel onregelmatiger (ruisachtig).

Bij nog grotere Reynoldsgetallen (ca.  $5 \cdot 10^6$ ) neemt de grenslaagdikte weer verder toe en ontstaat weer een stabielere situatie met een regelmatiger periodieke belasting. Meer over cirkelcilinders is te vinden in Paragraaf 5.3.

## 5.2 HOEKIGE STAVEN: EXCITATIE DOOR STROMINGSTURBULENTIE

De aanstootfrequentie van de stromingsexcitatie kan, voor zover deze door de turbulentie in het zog wordt veroorzaakt, uitgedrukt worden in het dimensieloze Strouhalgetal, dat afhangt van de vorm van de doorsnede.

Als het stroombeeld stabiel is spelen de ruwheid van het oppervlak en de viscositeit van de stromende vloeistof (uitgedrukt in het dimensieloze Reynoldsgetal) nauwelijks een rol. Het betreft hier vooral hoekige staven of andersoortige voorwerpen waar er een eenduidig gedefinieerd loslaatpunt is. Speciale aandacht verdienen profielen waarbij de stroming na het loslaten ook weer kan aanliggen. Dat heeft weer gevolgen voor het trillingsgedrag, zie Paragraaf 5.4.1 (over 'galloping') en 5.7.2 (betreffende roosterstaven).

stroom- richting	dimensies mm tijdens proeven	t= materiaal- dikte	$S = \frac{fD}{V}$	stroom- richting	dimensies mm tijdens proeven	t= materiaal- dikte	$S = \frac{f \cdot d}{V}$
		t=0,5	0,120			t=1,0	0,150
		t=1,0	0,144			t=1,0	0,145 0,142 0,147
		t=1,5	0,145			t=1,0	0,131 0,134 0,137
		t=1,0	0,140 0,153			t=1,0	0,121 0,143
		t=1,0	0,145 0,168			t=1,0	0,135
		t=2,0	0,156 0,145			t=1,0	0,160
		t=1,5	0,120 0,137			t=1,0	0,147
		t=1,5	0,120 0,137			t=1,0	0,114 0,145

D=dimensie loodrecht op stroomrichting

Figuur A5.3:  
Strouhalgetal bij diverse staafprofielen met scherpe  
rand (University of Washington, 1952).

De turbulentie in het zog van een voorwerp met een scherp loslaatpunt is onregelmatig en de excitatie is over een zekere bandbreedte gespreid. Het Strouhalgetal heeft betrekking op de dominante frequentie. Bij dit soort staven wordt meestal geen onderscheid gemaakt tussen het Strouhalgetal betrokken op de excitatie in de stroomrichting en dat loodrecht op de stroming. De frequenties zijn soms alleen bepaald uit drukmetingen in het zog direct achter de staaf.

Gezorgd moet worden dat de eigenfrequentie(s) van de constructie niet samenvalt met de frequentie van de stromingsexcitatie. Het Strouhalgetal is bepalend voor de excitatiefrequentie. Geadviseerd wordt om bij omstroomde voorwerpen met de eigenfrequentie boven de aanstootfrequentie te gaan zitten, en niet eronder, omdat bij lagere stroomsnelheden de aanstootfrequenties ook lager worden. Soms wordt geadviseerd een factor 2 à 3, maar omdat de excitatie ruisachtig is lijkt 1,5 ook wel voldoende. Systematische gegevens hierover ontbreken echter. Figuur A5.3 geeft een overzicht van Strouhalgetallen bij verschillende soorten staven.

## 5.3 STROMINGSINSTABILITEIT BIJ CILINDERS EN STAVEN MET CIRKELVORMIGE DOORSNEDE EN BIJ ANDERE DOORSNEDEN MET AFRONDINGEN

### 5.3.1 ALGEMEEN

Zoals in Paragraaf 5.1 is genoemd, zijn er verschillende oorzaken van een mogelijke stromingsinstabiliteit. In deze paragraaf wordt alleen ingegaan op de instabiliteit die met de ronde of afgeronde vorm van het aangestroomde voorwerp te maken heeft. Het gaat dan over voorwerpen met een doorsnede die cirkel- of ellipsvormig is, of rechthoekig of driehoekig met afgeronde hoeken. Bij deze vormen is het punt waar de stroming loslaat niet gedefinieerd, en dat geldt voor beide zijden. Daardoor ontstaat een instabiele stroming, waarbij de stroming aan één zijde die aan de andere zijde beïnvloedt. Er ontstaat een stroombeeld met in het zog een min of meer regelmatig patroon van links- en rechtsdraaiende wervels dat doorschuift en waarbij steeds nieuwe wervels loslaten van de cilinder.

Kenmerkend voor de excitatie ten gevolge van een tweezijdig instabiel loslaten van de stroming is dat:

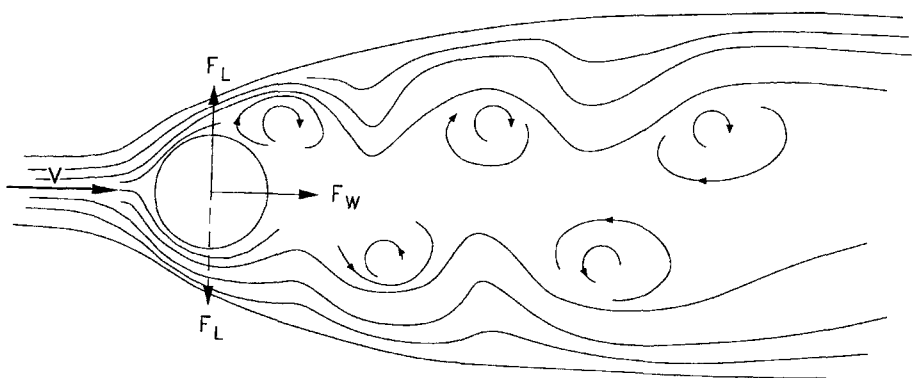
- de excitatie nagenoeg periodiek is;
- de excitatie het sterkst is in de richting dwars op de stroming;
- er in de richting van de stroming dynamische excitatie is met de dubbele frequentie van de excitatie dwars op de stroming;
- het Strouhalgetal sterk afhangt van het Reynoldsgetal en van de ruwheid van het oppervlak van de staaf;
- de excitatie sterk door de trilling wordt beïnvloed,
- de trillingsamplitude zelf een soort fasesynchronisatie (over de lengte van de cilinder) van de loslatende wervels geeft, waardoor de correlatie van de excitatie over de lengte van de cilinder toeneemt;
- de excitatiefrequentie enigszins naar de resonantiefrequentie toe kan trekken (Engels 'lock-in') en
- de krachten in meefase met de trillingsbeweging (toegevoegde watermassa en/of toegevoegde veerstijfheid) in de buurt van de dominante excitatiefrequentie sterk van de frequentie afhangen. Ook de uit-fasekrachten zijn frequentieafhankelijk.

Deze punten worden achtereenvolgens besproken aan de hand van gegevens over cirkelcilinders, waarover relatief veel bekend is.

### 5.3.2 DE PERIODICITEIT VAN DE EXCITATIE

In Paragraaf 5.1 is de oorzaak van de periodiciteit al ter sprake gekomen. Als uitzondering op de sterke periodiciteit in de excitatie is genoemd het superkritische Reynoldsgebied van  $5 \cdot 10^5 < Re < 5 \cdot 10^6$ , waar de excitatie over een zekere frequentieband gespreid is doordat de turbulentie domineert over de vorming van een regelmatig wervelpatroon.

De periodiciteit van de excitatie zit gekoppeld aan het alternerend loslaten van links- en rechtsom draaiende wervels, als aangegeven in Figuur A5.4. De wervels draaien zodanig langs elkaar in het zog, dat daar niet veel energieverlies optreedt. De afstand tussen de wervels is volledig gekoppeld aan de breedte van het zog.



Figuur A5.4:

Het zog, met daarin de alternerend draaiende wervels.

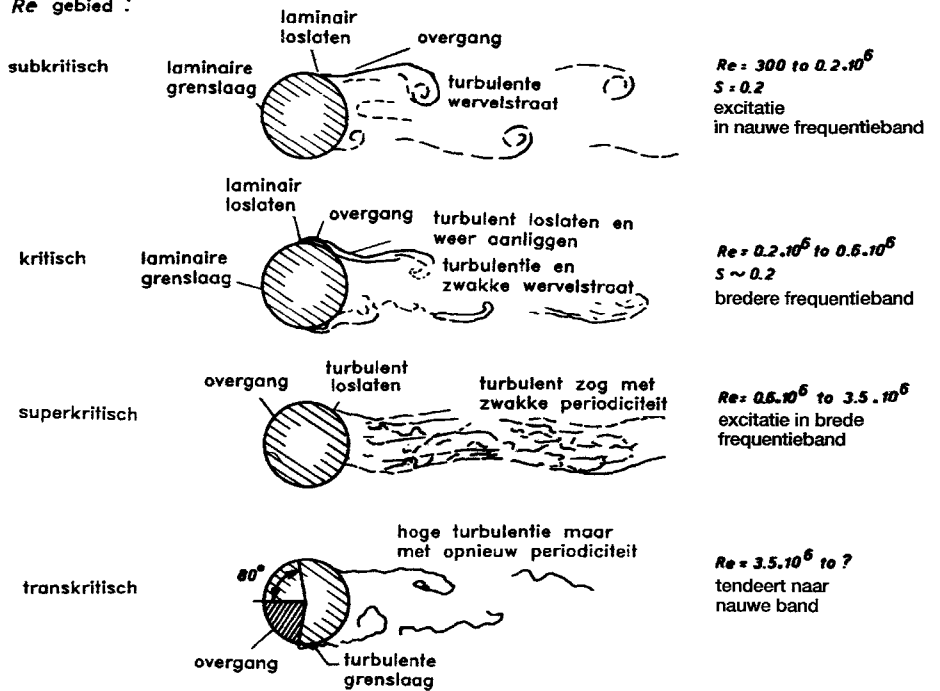
### 5.3.3 GROTE EXCITATIE LOODRECHT OP DE STROMING

Dat de excitatie het sterkst is in dwarsrichting hangt ook weer samen met het loslaten van wervels die afwisselend linksom en rechtsom draaien. Doordat in een vloeistof waarop geen koppel werkt, de totale hoeveelheid rotatie niet verandert, gaat de vorming van een wervel gepaard met een tegenrotatie van het water om de cilinder heen, die aan één zijde de stroomsnelheid doet toenemen, terwijl deze aan de andere zijde dan juist afneemt. Hierdoor ontstaan grote drukverschillen ter weerszijde (het 'Magnus-effect').

### 5.3.4 EXCITATIE MET DUBBELE FREQUENTIE IN DE STROMINGSRICHTING

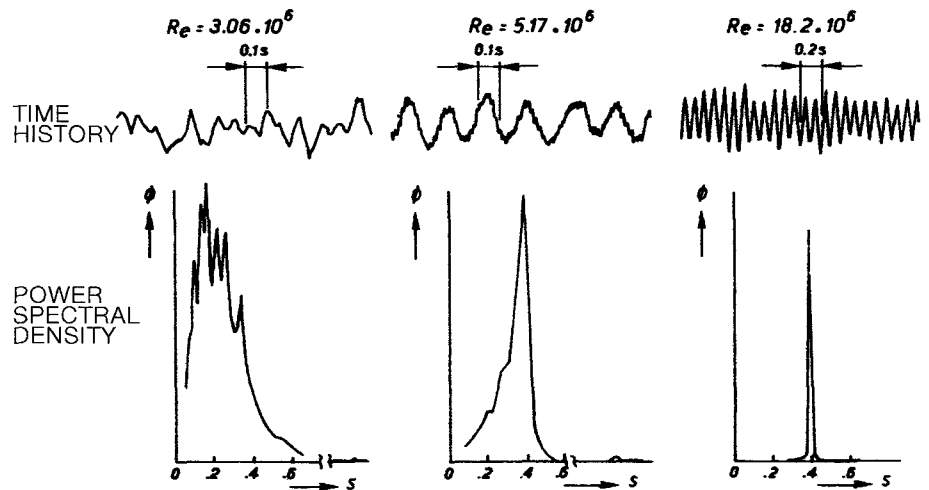
Dat er in de stromingsrichting een excitatie is met een dubbele frequentie die tweemaal zo groot is als die van de excitatie dwars op de stroming, volgt uit een beschouwing van de keersymmetrie. Links- of rechtsdraaiende stroming maakt voor de kracht in de stroomrichting geen verschil!

Re gebied :



Figuur A5.5:

Karakter van stroming, turbulentie en stromings-excitatie in het gebied van grotere Reynoldsgetallen (betrokken op de cilinderdiameter), naar Wootton c.s. (1972) en Morkovin (1964).



Figuur A5.6:

Spectra en registraties van de excitatie dwars op de stroomrichting bij diverse waarden van het Reynoldsgetal, Jones c.a. (1969).

### 5.3.5 AFHANKELIJKHEID VAN STROUHALGETAL VAN REYNOLDSGETAL EN RUWHEID

Figuur A5.1 laat voor cirkelcilinders duidelijk zien hoe afhankelijk de weerstandscoefficiënt en het Strouhalgetal zijn van het Reynoldsgetal. Dit is reeds uitvoerig behandeld in Paragraaf 5.1. Figuur A5.5 geeft de benaming van de verschillende stromingsregimes die bij cirkelcilinders worden onderscheiden.

Als het Reynoldsgetal in het subkritische of in het transkritische gebied ligt dan ontstaan het wervelpatroon met alternerend links- en rechtsdraaiende wervels (de Von Kármán-wervelstraat). In het subkritische gebied is het Strouhalgetal ongeveer 0,2, in het transkritische gebied tendeert dit naar 0,3 à 0,4.

In het superkritische Reynoldsgedebied overheerst de turbulentie, hetgeen resulteert in een excitatie die over een bredere frequentieband is gespreid.

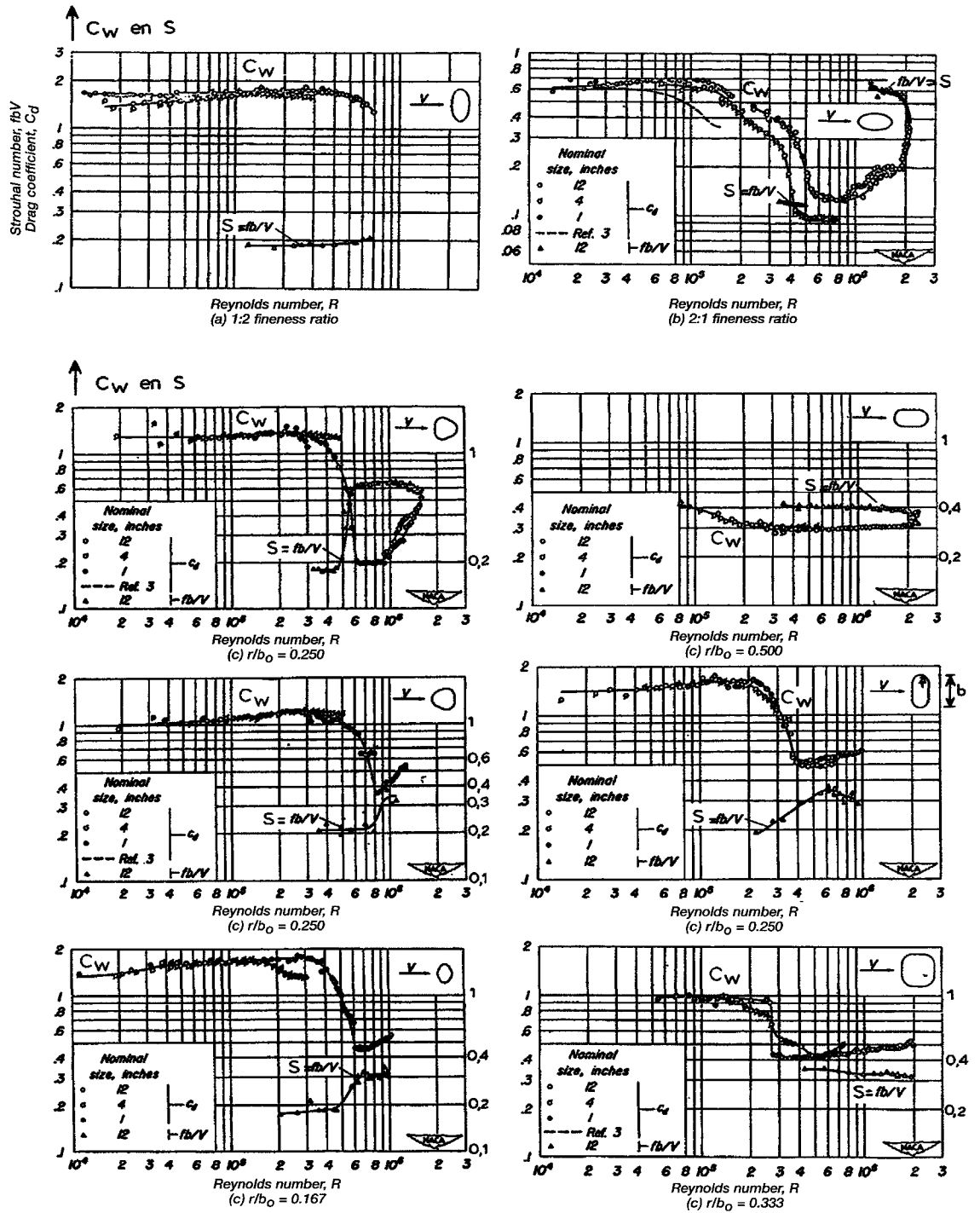
Boven  $Re > 5 \cdot 10^6$  ontstaat weer een regelmatigere periodieke aanstoting. Figuur A5.6 toont frequentiespectra en het karakter van de bijbehorende registratie voor verschillende  $Re$ -waarden. Figuur A5.7 toont ook voor andere vormen met afgeronde doorsnede de  $S$ -waarden. In Paragraaf 5.1 is besproken dat de invloed van het Reynoldsgetal op de excitatiefrequentie te maken heeft met de grenslaag die ontstaat over dat deel van de cilinder waar de stroming nog aanligt. Ook de ruwheid van het oppervlak heeft hierop grote invloed. Een toenemende ruwheid heeft een soortgelijke invloed als een verschuiving naar hogere Reynoldsgetallen, maar tegelijk worden de variaties van  $C_w$  en  $S$  minder geprononceerd, dat wil zeggen dat de Reynoldsgevoeligheid afneemt. Te memoreren zijn de proeven van Sarpkaya (1976 en 1982) en Aschenbach en Heinecke (1981).

### 5.3.6 EXCITATIEAFHANKELIJKHEID VAN DE TRILLINGSAMPLITUDE

De stromingsinstabiliteit heeft tot gevolg dat de excitatie sterk door de trillingsamplitude wordt beïnvloed, vooral omdat sterke trillingen plaats vinden in de buurt van de dominante excitatiefrequentie. De amplitude van de excitatiekracht neemt toe met de trillingsamplitude. De oorzaken kunnen verschillend zijn, zie ook Paragraaf 5.3.7 betreffende de correlatie over de lengte. Ook hier speelt de trillingsamplitude een rol. Bovendien kan zelfexcitatie voorkomen: dan neemt de excitatie toe evenredig met de trillingsamplitude.

Figuur A5.8 toont de grootte van de excitatie loodrecht op de stroming als functie van de trillingsamplitude (gemeten bij een opgelegde beweging). De excitatie neemt ten opzichte van de trillingsvrije situatie sterk toe bij toenemende trillingsamplitude en neemt dan (maar pas bij de zeer grote trillingsamplitude van  $2\dot{y}/D > 1$ ) weer af.

Uiteraard neemt de excitatiekracht weer af naarmate de evenwichtsamplitude van de trilling meer wordt genaderd. De verschillende lijnen betreffen resultaten van verschillende onderzoekers. De spreiding geeft aan dat het moeilijk is precieze gegevens uit metingen te halen.

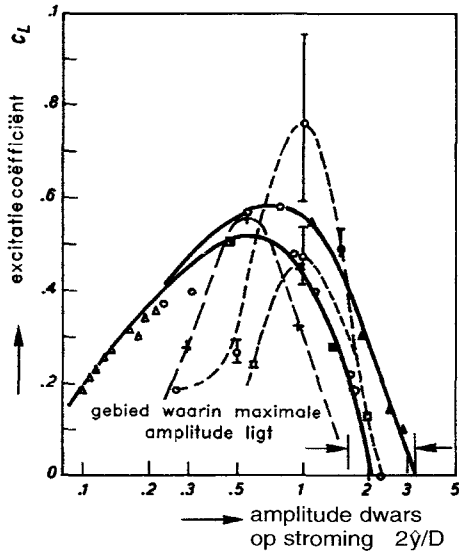


Figuur A5.7:  
S-waarden van afgeronde staafprofielen als functie van het Reynoldsgetal, Delaney en Sorenson (1953).

### 5.3.7 CORRELATIE VAN DE EXCITATIE OVER DE LENGTE

Figuur A5.9 toont bij een cilinder de toename van de correlatie van de excitatie, over de afstand in langsricting, bij toenemende trillingsamplitude. De metingen zijn gedaan aan een kunstmatig in trilling gebrachte cilinder in de frequentie waar de excitatie het grootst is ( $S=0,2$ ). Het betreft krachten en trillingen loodrecht op de richting van aanstromen.





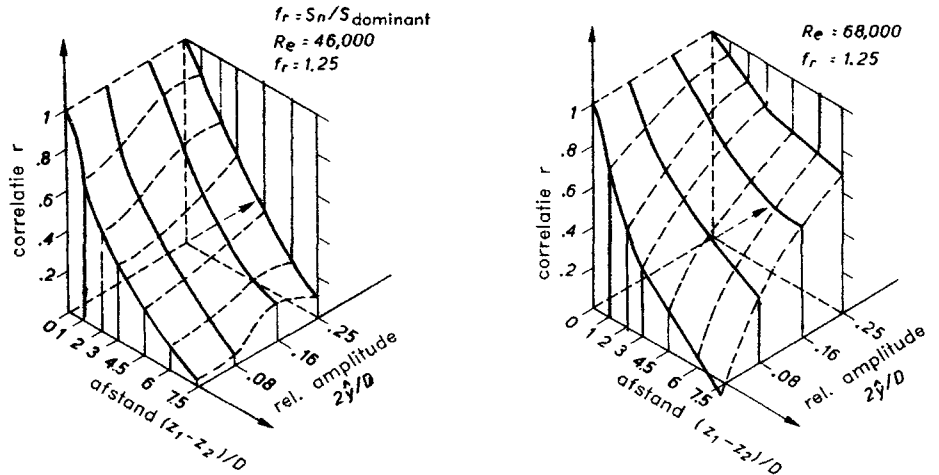
Figuur A5.8: Dynamische excitatie, loodrecht op de stroming, als functie van de trillingsamplitude naar Griffin (1980).

De definitie van de correlatie,  $r$ , tussen signalen op twee locaties ( $z_1$  en  $z_2$ ) is als volgt:

$$r = \frac{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T F(z_1, t) F(z_2, t) dt}{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T F(z_1, t) F(z_1, t) dt} \quad (\text{A5.1})$$

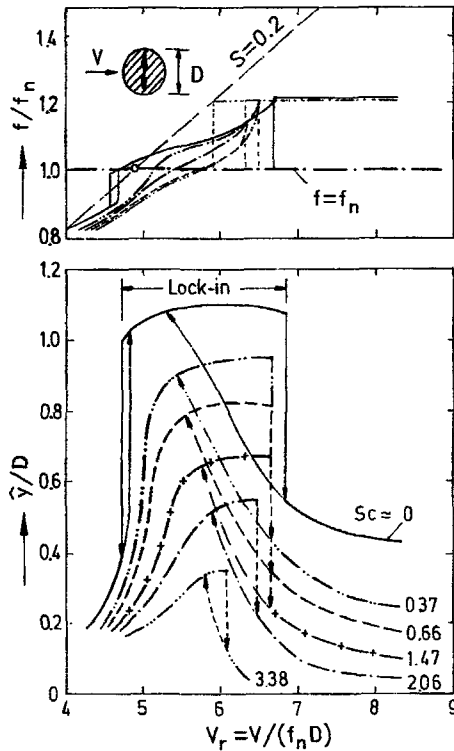
### 5.3.8 VERSCHUIVING VAN DE EXCITATIEFREQUENTIE

Dat de frequentie van de excitatie enigszins naar de resonantiefrequentie van de staaf kan trekken (het zogenaamde 'lock-in' effect), is reeds besproken in Paragraaf 2.3 en getoond in Figuur A2.4. Het betreft trillingsonderzoek aan een cirkelcilinder in luchtstroming. In Figuur A5.10 worden soortgelijke resultaten getoond voor situaties met waterstroming. De mechanische demping is hier gevarieerd; deze is in de figuur uitgedrukt in het 'Scrutongetal'. De betekenis van dit getal, gedefinieerd met Vergelijking A5.7, wordt verderop in deze paragraaf behandeld. Het blijkt uit Figuur A5.10 dat er ook bij de situatie met waterstroming een tendens is dat de trillingsfrequentie naar de resonantiefrequentie toe trekt, maar veel minder sterk dan bij de proeven in lucht als weergegeven in Figuur A2.4.



Figuur A5.9: Correlatie van de excitatie over de lengte van een cilinder als functie van de trillingsamplitude, Toebes (1969).

Bij puur harmonische excitatie van een massaveersysteem is de frequentie van de trilling gelijk aan de frequentie van de excitatie. Normaal neemt de excitatiefrequentie, en daarmee ook de trillingsfrequentie, toe evenredig met de stroomsnelheid (zie Paragraaf 2.2.6 bij de introductie van het Strouhalgetal). Echter, bij een stroomsnelheid gelijk of groter dan de waarde waarbij de excitatiefrequentie zoals die volgt uit het Strouhalgetal gelijk is aan de resonantiefrequentie, blijkt de trillingsfrequentie in een zeker snelheidsgebied te blijven hangen op de resonantiefrequentie. In dit gebied blijft ook de trillingsamplitude groot. Een en ander kan worden verklaard door aan te nemen dat bij grotere trillingsamplitude de frequentie van de periodiek loslatende wervels door de trilling zodanig wordt beïnvloed, dat de loslaatfrequentie gelijk wordt aan de trillingsfrequentie (het 'lock-in'-effect). Omdat bij 'lock-in' de excitatiefrequentie gelijk blijft aan de resonantiefrequentie, zijn er in het betreffende frequentiegebied ook sterke trillingen.



Figuur A5.10:

Responsie dwars op de stroomrichting van een cilinder in stroming; dichtheidsfactor van de toegevoegde watermassa  $\rho D^2/m = 0,272$ . Meier-Windhorst (1939) (overgenomen uit Naudascher, 1994).

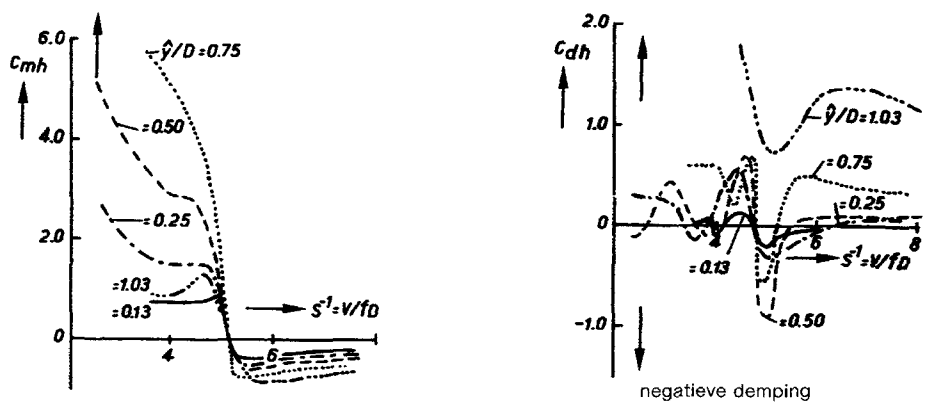
Een andere verklaring voor 'lock-in' is dat de grote trillingsamplitude de breedte van het zogroter doet zijn en dat daardoor de excitatiefrequentie lager wordt. Dat het zog bij zeer grote amplituden van de trilling breder wordt, is zeer waarschijnlijk en wordt enigszins bevestigd door het feit dat in Figuur A5.10 bij grotere demping, en dus ook kleinere amplituden, de trillingsfrequentie wat minder op de resonantiefrequentie blijft hangen. Onduidelijk is waarom voorbij  $V_r = 7$  de lijn  $S = 0,2$  niet weer wordt bereikt, zoals wel in Figuur A2.4 het geval is.

### 5.3.9 STERKE VARIATIE VAN DE KRACHTEN IN MEEFASE MET DE TRILLINGSBEWEGING

De periodiek variërende krachten op een trillende cilinder in stromend water kunnen worden onderscheiden in periodieke excitatiekrachten en gekoppelde krachten. Deze laatste kunnen zijn in meefase met de trillingsbeweging en de uit-fasekrachten. De meefasekrachten, ook genoemd de krachten ten gevolge van de toegevoegde watermassa en toegevoegde waterstijfheid, beïnvloeden de eigenfrequentie (Paragraaf 2.2 Vergelijking A2.3 in combinatie met A2.4 laat zien dat massa en veerstijfheid bepalend zijn voor de resonantiefrequentie). De uit-fasekrachten bepalen, tezamen met de mechanische demping, de mate van uitdemping of opslingering van de trilling.

De gekoppelde meefasekrachten worden in de literatuur vaak alleen uitgedrukt in termen van toegevoegde watermassa en niet in termen van toegevoegde veer stijfheid. Daarmee bestaat het risico dat de fysische werkelijkheid geweld wordt aangedaan. Positieve toegevoegde watermassa heeft bij dit soort presentatie de betekenis dat de frequentie lager wordt, indien negatief dan wordt de frequentie hoger. Omgekeerd kan ook gesteld worden dat als de trillingsfrequentie hoger is dan de resonantiefrequentie, er dan dus een negatieve toegevoegde watermassa is. En is de trillingsfrequentie lager dan is er een positieve toegevoegde watermassa. (Feitelijk heeft een negatieve toegevoegde watermassa geen fysische betekenis omdat het niets te maken heeft met traagheid.)

We zullen in het volgende het 'lock-in'-verschijnsel, besproken in de vorige subparagraaf, behandelen alsof het een effect is van toegevoegde watermassa en toegevoegde waterdemping. Uit de Figuur A5.10 blijkt dat de 'lock-in' voornamelijk optreedt in het frequentiegebied waarin de resonantiefrequentie gelijk of wat lager is dan de dominante 'Strouhal frequentie'. Dit betekent dat in het 'lock-in'-gebied de toegevoegde watermassa negatief is.



Figuur A5.11:

De krachten in meefase- en de uit-fasekrachten, dimensieloos gemaakt met de stromingsdruk en de cilinderdiameter, Sarpkaya (1978).

in-fasekrachten;  $C_{mh} = \hat{F}^1 / 2\rho V^2 DL$ .

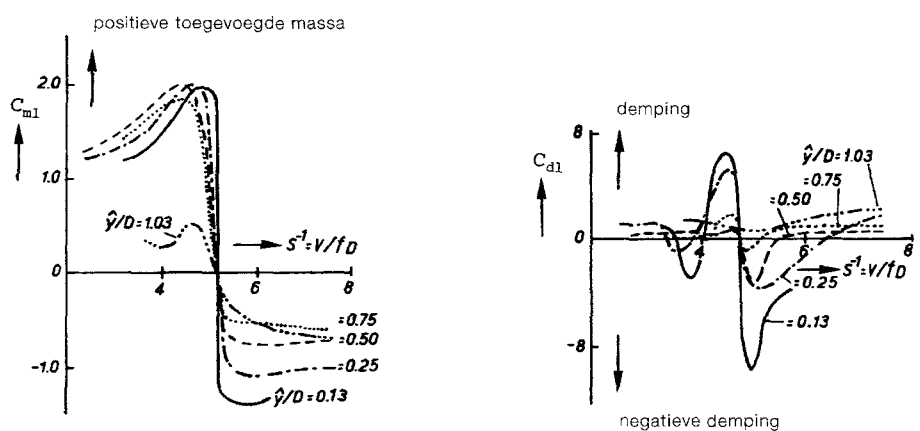
uit-fasekrachten;  $C_{dh} = \hat{F}^1 / 2\rho V^2 DL$ .

Voor wat betreft de waterdemping kan alleen gezegd worden dat bij de trillingsamplituden die bij een vrije trilling worden bereikt de waterdemping negatief is met een grootte die gelijk is aan de (positieve) mechanische demping.

Deze resultaten vergelijken we met krachtmetingen aan een cilinder in stromend water tijdens kunstmatig opgewekte trillingen (Sarpkaya, 1978). Hij onderscheidt alleen meefase- en tegenfasekrachten, in het midden latend of er, in het  $V_r$ -gebied waar het lock-in effect zich afspeelt, ook nog sprake is van excitatiekrachten waarvan de frequentie bepalend is voor de trillingsfrequentie. Bij deze proeven zijn zowel de stroomsnelheid, de trillingsfrequentie als de trillingsamplitude gevarieerd.

Omdat bij de vrije trilling, als getoond in Figuur A2.4 en A5.10, de trillingsfrequentie  $f$  niet sterk afwijkt van de resonantiefrequentie (namelijk  $0,8 \cdot f_n < f < 1,2 \cdot f_n$ ) is de parameter  $V/f_n D$  die op de horizontale as staat, ook min of meer representatief voor de waarde  $V/fD$ . Zodoende kunnen de resultaten van Figuur A5.10 globaal worden vergeleken met proefresultaten van Sarpkaya.

In Figuur A5.11 worden zowel de meefasekrachten als de uit-fasekrachten dimensieloos weergegeven door de amplitude te delen door de stuwdruk, maal het aangestroomd oppervlak. Te zien is dat bij  $(V/fD) > 5$  de meefasekrachten negatief zijn. Dit komt globaal overeen met wat is gevonden uit Figuur A5.10, namelijk dat de trillingsfrequentie  $f$ , in het overeenkomstige gebied van  $V/fD$ , hoger ligt dan de resonantiefrequentie  $f_n$ .



Figuur A5.12: Dezelfde resultaten als in Figuur A5.11, uitgezet als toegevoegde watermassa en als weerstandskracht (Sarpkaya, 1978).

in-fasekrachten;  $C_{m1} = \hat{F}(n/4) \rho D^2 L \dot{y}$ .

uit-fasekrachten;  $C_{d1} = \hat{F}^{1/2} / 2 \rho \dot{y} \dot{y} D L$ .

De mee-fasekrachten zijn door Sarpkaya (1978) ook nog uitgezet in termen van toegevoegde watermassa, door ze te delen door de versnelling en door de massa van het water dat door de cilinder is verplaatst (Figuur A5.12). De 'negatieve toegevoegde watermassa' verandert nauwelijks voor  $(V/fD) > 6,5$  en ook dat komt overeen met Figuur A5.10, waar blijkt dat de trillingsfrequentie in het overeenkomstige  $(V/fD)$ -gebied enigszins tendeert om constant te blijven. Het feit dat ook nu weer de toegevoegde watermassa negatief kan worden, betekent dat de trillingsfrequentie bij een vrij trillende cilinder zelfs hoger kan worden dan de eigenfrequentie in lucht!

Bij lage snelheid is de toegevoegde watermassacoëfficiënt gelijk aan 1, hetgeen overeenkomt met de waarden voor niet-stromend water (zie Paragraaf 3.2.2 Figuur A3.5). Uit Figuur A5.12 blijkt verder nog dat in het gebied  $2 < (V/fD) < 5$  de (positieve)

toegevoegde watermassa groter is dan bij niet-stromend water. In Figuur A5.10 is in het overeenkomstige  $V_r$ -gebied een sprong in de trillingsfrequentie te zien, althans bij de laaggedempte trilling, alleen trekt bij een nog lagere  $V_r$  de trillingsfrequentie niet meer naar de resonantiefrequentie in stilstaand water toe, hetgeen wel uit de proeven van Sarpkaya zou volgen.

In Figuur A5.12 worden ook de uit-fase op een andere manier weergegeven dan in Figuur A5.11, namelijk door deze te delen door de amplitude van de stuwdruk zoals die voor zou komen bij trillen in niet-stromend water, en door het oppervlak van de cilinder (loodrecht op de trillingsrichting). Dit is voor de situatie met stroming niet logisch: zoals in Paragraaf 3.4 is afgeleid, is bij stroming de versnelling tussen stroming en trillend voorwerp maatgevend. De stromingsdemping tendeert dan naar een dempingskracht die evenredig is met de watersnelheid maal de snelheid van trillen (zie Vergelijking A3.43 en 3.44). Kwalitatief is Figuur A5.12 toch van belang, omdat deze aangeeft hoe sterk de uit-fasekracht varieert met  $V/fD$ . Het gebied van 'negatieve stromingsdemping' komt grotendeels overeen met het gebied van sterke trillingen in de Figuren A2.4 en A5.10.

### 5.3.10 KWANTIFICERINGEN BETREFFENDE TRILLINGSAMPLITUDEN

Apart worden besproken de trillingen loodrecht op de stroming en de trillingen in de richting van de stroming.

#### *Trillingen loodrecht op de stroming*

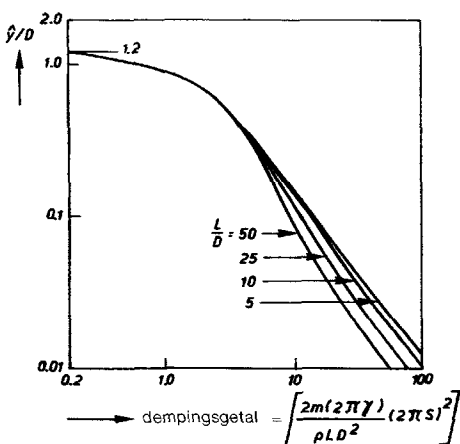
In Figuur A5.13 zijn voor een tweezijdig opgelegde prismatische staaf met cirkelvormige doorsnede de trillingsamplituden weergegeven als functie van een dimensionaal gepresenteerde demping.

De trillingsamplitude is berekend door uit te gaan van een bepaalde trillingsvorm (in Figuur A5.13 was dat een halve sinus). Bij een geschatte amplitude kan uit Figuur A5.8 en A5.9 nagegaan worden hoe groot, op elke plaats van de staaf, de stromingsexcitatie is. Omdat sprake is van excitatie in de resonantiefrequentie kan gesteld worden dat de excitatiekracht evenwicht maakt met de demping. Omdat de werking van excitatie en demping niet op dezelfde manier over de lengte zijn verdeeld, wordt een energiebeschouwing toegepast. De totale energie toegevoegd door de excitatie (per periode) moet gelijk zijn aan de energiedissipatie door de demping. Is dit niet het geval, dan moet een nieuwe schatting van de amplitude worden gemaakt.

De wijze van presentatie van de demping wordt in het hiernavolgende aanmerkelijk gemaakt.

De amplitude van een trilling in de resonantiefrequentie volgt uit Vergelijking A2.28:

$$\frac{kY}{F} = \frac{1}{2\gamma} \tag{A5.2}$$



Figuur A5.13: Amplitude in het kritieke Strouhalgebied als functie van de mechanische demping, bij een tweezijdig opgelegde staaf met een sinusvormig trillingspatroon, Blevins (1977).

Omdat bij resonantie geldt (vgl. A2.28)

$$k = \omega^2 m \quad (\text{A5.3})$$

is A5.2 te schrijven als:

$$\frac{Y}{D} = \frac{F}{2\gamma m \omega^2 D} \quad (\text{A5.4})$$

Dit is, met  $F=C_L^{1/2}\rho V^2 DL$ , ook te schrijven als:

$$\frac{Y}{D} = \frac{C_L \frac{1}{2} \rho V^2 DL}{2\gamma m \omega^2 D} \quad (\text{A5.5})$$

Omdat de liftcoëfficiënt  $C_L$  weer een functie is van  $Y/D$  (Figuur A5.8) is Vergelijking A5.5 nu te schrijven als:

$$\frac{\gamma m}{\rho D^2 L} \frac{\omega^2 D^2}{V^2} = f\left(\frac{Y}{D}\right) \quad (\text{A5.6})$$

Omdat  $\omega = 2\pi f$  en  $S = fD/V$  is dit dezelfde uitdrukking als wat in Figuur A5.13 is gepresenteerd. Voor de schatting van de invloed van de lengte van de staaf is door Blevins gebruik gemaakt van Figuur A5.9. Omdat de correlatie van de excitatie met de afstand afneemt, neemt de ook trillingsamplitude bij grotere staaflengte af.

Voor de toepassing van Figuur A5.13 is het nodig de trillingsfrequentie te kennen om  $S$  te kunnen bepalen. Om een veilige schatting te maken (dat wil zeggen een schatting die resulteert in een hoge damping) moet een lage schatting van de trillingsfrequentie worden gemaakt. Zowel in lucht (Figuur A2.4) als in water (Figuur A5.10) blijkt dat daar waar de grote trillingsamplituden voorkomen, de trillingsfrequentie maximaal een factor 1,35 onder de eigenfrequentie bij niet-stroming ligt.

Uit Figuur A5.13 is een soort grenswaarde voor de damping te halen waarboven de trillingen te verwaarlozen zijn. Het gaat dan om de  $\gamma$ -waarde, zoals gedefinieerd in Vergelijking A2.14. De  $\gamma$  is, bij afwezigheid van een uitwendig aangrijpende demper een materiaalconstante.

Omdat de trillingen steeds in de buurt liggen van de Strouhal frequentie behorend bij een Strouhalgetal van 0,2 (de metingen betreffen het subkritische Reynoldsgebied), ligt de waarde voor  $\omega$  vast. Voor de massa moet ingevoerd worden de massa van de cilinder tezamen met de toegevoegde watermassa (in dit geval een massa gelijk aan de cilinderinhoud maal de dichtheid van water). De grootte op de horizontale as moet 120 zijn om trillingen te voorkomen (dit wordt via extrapolatie geschat uit Figuur A5.13) en daarmee ligt de  $\gamma$ -waarde vast. Bij lange staven en pijpen is  $\gamma$  een constante die afhangt van het constructiemateriaal. Deze is in het algemeen zo laag (0,002 tot 0,02) dat hiermee de amplitude nauwelijks reduceert ten opzichte van een ongedempt systeem.

Vaak wordt in de literatuur als maat voor de minimaal benodigde damping genomen het Scrutongetal  $Sc$ :

$$Sc = \frac{2m(2\pi\gamma)}{\rho LD^2} \quad (\text{A5.7})$$

Zolang het gaat over het trillingsgedrag van cirkelcilinders met een min of meer constant Strouhalgetal is dit getal even bruikbaar als het de grootheid gebruikt in Figuur A5.13 en Vergelijking A5.6. Meer in zijn algemeenheid is de grenswaarde van het Scrutongetal (waarbij trillingen worden voorkomen) een functie van het Strouhalgetal betrokken op de resonantiefrequentie  $S_n$  ( $S_n = f_n D / V$ ) of van de gereduceerde snelheid  $V_r$  ( $V_r = V / f_n D$ ). Door Scruton zelf is dat ook zo geïntroduceerd (Scruton (1963); zie ook Figuur A5.17).

*Opmerking 1:*

In Figuur A5.13 en Vergelijking A5.6 is de massa  $m$  de massa inclusief de toegevoegde watermassa. Uit Figuur A5.13 is af te lezen dat een lage schatting van de massa leidt tot een hoge schatting van de trillingsamplitude.

*Opmerking 2:*

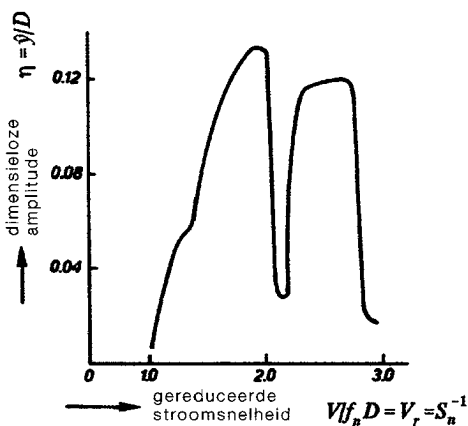
De gegevens van Figuur A5.13 hebben betrekking op betrekkelijk lage Reynoldsgetallen. Het kan zijn dat in prototype een Reynoldsgetal wordt verwacht dat niet meer in het subkritische gebied ligt. Daar zijn dan te weinig gegevens voor beschikbaar. Naarmate de trillingsamplitude groter is, is de invloed van het Reynoldsgetal op de excitatie echter minder groot dan uit voorgaande beschouwingen (zoals bijvoorbeeld gepresenteerd in Figuur A5.1) zou volgen; de 'vrijheid-van-plaats' van het punt waar de stroming loslaat, is bij een sterke trilling minder groot. Wellicht zijn de resultaten van Figuur A5.13 nog enigszins geldig voor wat betreft het gebied met grotere trillingsamplituden.

Blevins (1977) heeft ook grafieken als in Figuur A5.13 samengesteld voor andere trillingsvormen. Deze wijken niet sterk af, hoewel de maximale amplitude toch wel tot plus of minus 20% kan afwijken ten opzichte van die in Figuur A5.13.

*Trillingen in de stroomrichting (Engels in-flow vibrations)*

De trillingen in de stromingsrichting hebben, zoals eerder gesteld een frequentie (c.q. Strouhalgetal) die twee maal hoger is dan bij excitatie overdwers. Dit heeft als consequentie dat bij een gegeven constructie resonantie al kan optreden bij een twee maal lagere stroomsnelheid. Daarom zijn de mogelijke trillingen in stroomrichting vaak bepalend voor het ontwerp. Een aantal gerapporteerde problemen heeft dan ook alleen betrekking op trillingen in de stroomrichting. Instabiliteit in de stroomrichting hoeft niet alleen betrekking te hebben op trillende staven, maar kan ook terug werken op de stroming zelf. Zo kan dit bij stroming door een rooster resulteren in een pulserend debiet.

Figuur A5.14 toont amplituden gemeten in de stromingsrichting gevonden bij in de bodem geheide palen voor een olieterminal in aanbouw in een getijgebied, Wootton c.s. (1972). Het betreft een situatie met Reynoldswaarden in het kritische gebied. Er zijn twee frequentiegebieden te onderscheiden, waarvan één in de buurt van het 'verdubbelde Strouhalgetal' (ten opzichte van de excitatie dwars op de stroomrichting).



Figuur A5.14: Gemeten amplituden in stroomrichting, bij een in de bodem ingeklemde paal in prototype, Wootton c.s. (1972).

Een waarde van het inverse Strouhalgetal bij grote Reynoldsgetallen (orde  $10^6$ ) ligt volgens Figuur A5.1 in het gebied 2,2 à 3,8; dus voor de excitatie in stroomrichting zou dit getal halveren, hetgeen overeenkomt met de linker bult van Figuur A5.14. Bij metingen in het subkritische gebied, zoals Walshe (1967), is er geen tweede bult

gevonden. Niet duidelijk is of bij Woottons metingen initiële turbulentie in de aanstroming een rol heeft gespeeld. Voor de praktijk is de rechter bult niet zo belangrijk omdat, uitgaande van de eis dat de eigenfrequentie hoog genoeg moet zijn om het linker gebied te ontlopen, daar voor het rechter gebied zeker aan wordt voldaan.

Net zoals voor trillingen dwars op de stroomrichting een grenswaarde voor de demping is aan te geven waarbij geen noemenswaardige trilling meer optreedt (vgl. A5.7) geldt dat ook voor trillingen in stroomrichting. King en Prosser (1972) gaven aan dat indien voor de demping geldt:

$$Sc > 1,2 \tag{A5.8}$$

er geen trillingen optreden. Het betreft hier laboratoriummetingen aan een eenzijdig ingeklemde paal, waarbij het Reynoldsgetal subkritisch was. Het Scrutongetal  $Sc$  wordt gedefinieerd door Vergelijking A5.7.

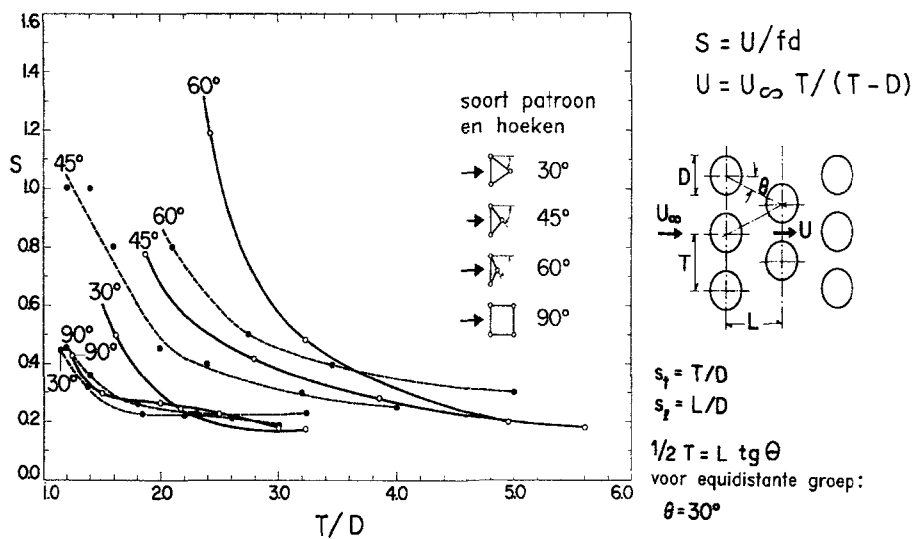
King en Prosser geven aan dat als de resonantiefrequentie hoog genoeg is, er geen trillingen optreden, ook niet bij lage  $Sc$ -waarden. De minimumwaarde voor de resonantiefrequentie ligt (voor trillingen in de stroomrichting) bij  $S_n = 0,55$  ( $S_n = f_n D/V$ ). Omdat geldt  $S_n = V_r^{-1}$  kan een worden getrokken met Figuur A5.14. Deze Figuur geeft aan dat  $S_n > 1$  pas veilig is.

Een criterium als in Vergelijking A5.8 wordt ook vermeld in literatuur betreffende cirkelcilinders die dicht bij elkaar staan (zoals stavenbundels in reactoren), Païdoussis (1980) en Connors (1970). Hier wordt geen onderscheid gemaakt in trillingen in de stroomrichting en loodrecht op de stroomrichting.

Het criterium dat voor trillingsvrij functioneren gehanteerd wordt, is:

$$\frac{1}{S_n} \left( \frac{\rho D^2 L}{2\pi \gamma m} \right)^{0,5} < K \tag{A5.9}$$

Païdoussis geeft aan dat de exponent 0,5 volgens experimenten ligt tussen 0,3 en 0,5. Voor  $K$  lijkt in geval van bundels staven 3,3 een veilige waarde te zijn (refererend aan Pettigrew, 1978). Het criterium van Vergelijking A5.9 is weer gerelateerd aan de minimaal benodigde demping. Uiteraard kan veiligheid ook worden bereikt door de resonantie-frequentie hoog genoeg te kiezen ten opzichte van de dominante



Figuur A.15: Strouhalgetallen bij diverse configuraties van cirkelcilinders en staven, Païdoussis (1980).

excitatiefrequenties. Païdoussis (1980) geeft literatuurgegevens over het Strouhalgetal in de overzichtsgrafiek van Figuur A5.15 weer. Hij vermeldt dat het bij stavenbundels moeilijk is een onderscheid te maken tussen excitatie in de stroomrichting en excitatie dwars daarop. Dat is meestal ook niet van belang, omdat de resonantiefrequentie van ronde staven en buizen in beide richtingen gelijk is. Het laagste Strouhalgetal is bij het ontwerp steeds maatgevend.

#### *Slotbeschouwing:*

In deze paragraaf zijn drie verschillende manieren gepresenteerd waaruit te berekenen is welke demping, in de vorm van de relatieve demping  $\gamma$ , nodig is om trillingen bij cirkelcilindrische buizen of staven is te voorkomen:

- de gegevens uit Blevins (1977) gepresenteerd in Figuur A5.13, voor trillingen loodrecht op de stroming;
- Vergelijking A5.8 van King en Prosser (1972), voor trillingen in de richting van de stroming;
- Vergelijking A5.9 uit Païdoussis (1980) voor stavenbundels, ongeacht de richting van trillen.

Hoewel de gegevens niet helemaal te vergelijken zijn, blijkt bij de toepassing dat 'Païdoussis' en 'King en Prosser' globaal tot de zelfde benodigde demping leiden, en dat 'Blevins' een orde hoger ligt. Het is verklaarbaar dat bij trilling loodrecht op de stroming meer demping nodig is. De amplituden die bij ongedempte cilinders kunnen worden bereikt zijn groter bij trillingen loodrecht op de stroming. Bij een gegeven cilinder met een bepaalde massa en stijfheid treedt de dwarstrilling op bij een lager Strouhalgetal (en ook bij een lagere  $S_n$ -waarde) die bereikt wordt bij een hogere stroomsnelheid. Daardoor is ook de amplitude van de excitatiekracht groter is. Verwacht had mogen worden dat ook bij stavenbundels meer demping nodig is, omdat ook daar trillingen loodrecht op de stroming voor zullen komen.

## **5.4 ZELFEXCITATIE BIJ OMSTROOMDE VOORWERPEN EN STAVEN**

### **5.4.1 'GALLOPING'; EEN MECHANISME VAN ZELFEXCITATIE BIJ TRILLINGEN DWARS OP DE STROMING**

Zoals reeds behandeld in Paragraaf 4.4.5 ontstaat 'galopperen' (beter bekend onder de Engelse term 'galloping') doordat tijdens oscillatie van een draad of trilling van een staaf de momentane snelheid van de stroming ten opzichte van het bewegende lichaam varieert. Dit geldt dan bij een trilling loodrecht op de stroomrichting.

Het galopperen van telefoondraden of kabels van een hoogspanningsleiding is reeds beschreven en verklaard in het klassieke handboek van Den Hartog (1956). Het blijkt dat bij beïnzelde draden aan de onderzijde een soort gordijn kan ontstaan, waardoor de doorsnede van de draad aan de bovenzijde rond en aan de onderzijde scherp wordt. Bij een verticale zwaaibeweging varieert aan de bovenzijde de plaats van het loslaatpunt sterk. Bij de (momentane) situatie waarin de stroming sterk blijft aanliggen (dat is als de stroming ten opzichte van de draad schuin van boven komt),



ontstaat ter plaatse een grote onderdruk die de draad naar boven 'zuigt', juist als deze draad al een opwaartse beweging heeft. Beweegt de draad naar beneden dan wordt de draad als het ware vanaf schuin beneden aangestroomd en verschuift het loslaatpunt aan de bovenzijde naar bovenstrooms toe en de sterke onderdruk verdwijnt. Ten opzichte van de stationaire situatie werkt er dus een kracht naar beneden, juist als de draad naar beneden toe beweegt. Aan de benedenzijde waar het ijsgordijn zich bevindt is er een stabiel loslaatpunt en verandert er niets. Het gaat bij 'galloping' om een laagfrequente oscillatie met zeer grote amplitude. Een dergelijk trillingsverschijnsel is ook bij vliegtuigvleugels bekend voor een situatie waarin de vleugel zo steil staat dat het draagvermogen verloren dreigt te gaan (Engels stall-flutter). De voorzijde van de vleugel is afgerond en bij de scherpe achterzijde laat de stroming geheel los.

Het gaat bij galopperen bijna altijd om een laagfrequente trilling loodrecht op de stroomrichting. De trillingscomponent in de stromingsrichting is altijd positief gedempt.

Den Hartog leidt een analytische uitdrukking af voor de mate van zelfexcitatie. In Paragraaf 3.4.3 was voor een trilling loodrecht op de stroming als stromingsdemping gevonden (Vergelijking A3.50):

$$c_w = \frac{1}{2} \rho VA \left( \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} + C_w \right)$$

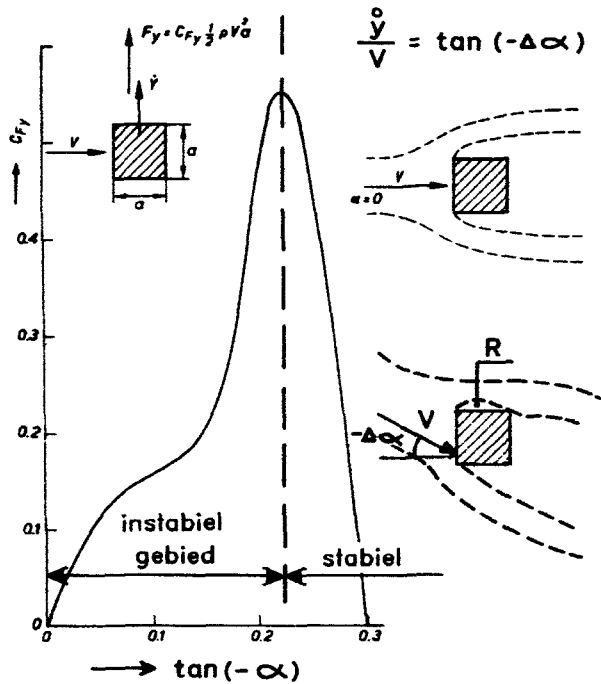
Hierin is  $c_w$  de waterdemping zoals die in de dynamische voorkomt,  $C_L$  is de liftcoëfficiënt,  $C_w$  de weerstandcoëfficiënt en  $A$  het aangestroomde oppervlak van het trillende voorwerp. Zowel  $C_L$  als  $C_w$  is een functie van de aanstroomhoek.

Nu geldt dus voor de zelfexcitatie, die te beschouwen is als een negatieve waterdemping:

$$c_{\text{zelf-exc.}} = \frac{1}{2} \rho VA \left( -\frac{\partial C_L}{\partial \alpha} - C_w \right) \quad (\text{A5.10})$$

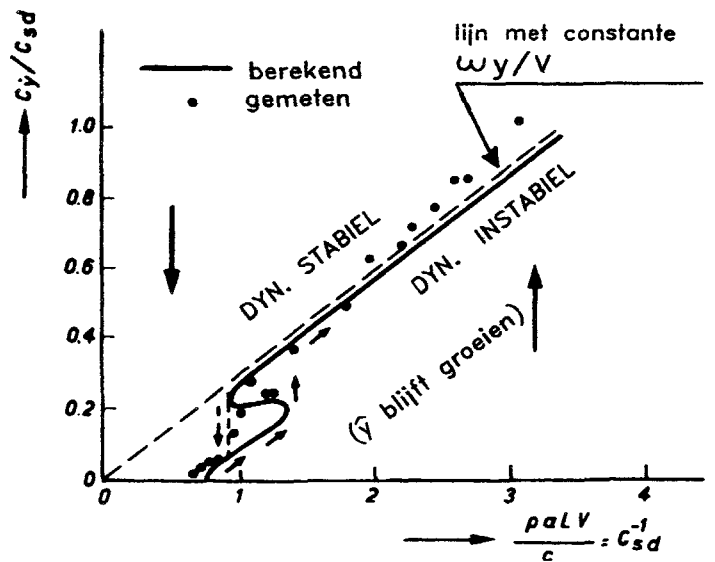
en het is duidelijk dat, als  $\partial C_L / \partial \alpha$  sterk negatief is en groot ten opzichte van de weerstandcoëfficiënt, er dan zelfexcitatie kan optreden (zeker bij afwezigheid van mechanische demping).

Dit is nader onderzocht door Novak (1969). Figuur A5.16 betreft galloping van een staaf met vierkante doorsnede. De liftkracht bij een omhoog gerichte beweging ontstaat, doordat bij scheef aanstromen de stroming aan de bovenzijde weer meer gaat aanliggen, terwijl de losgelaten stroming aan de benedenzijde juist verder weg komt van de staaf. Door de tendens van aanliggen ontstaat aan de bovenzijde een onderdruk, terwijl de onderdruk aan de onderzijde, indien al aanwezig, juist wegvalt. Daardoor is deze situatie instabiel voor wat betreft verticale trillingen. Of deze laatste inderdaad zullen optreden hangt af van de vraag of er voldoende mechanische demping is om de zelfexcitatie te compenseren.



Figuur A5.16:

Liftcoëfficiënt als functie van aanstroomhoek en de berekende zowel als de gemeten evenwichtsamplitude bij verschillende waarden van de (dimensieloze) mechanische demping en stroomsterkte, Novak (1969).

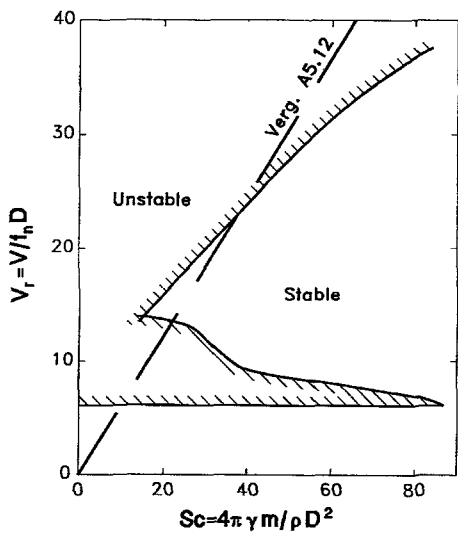


De linkergrafiek betreft de dimensieloos weergegeven component van de stromingskracht (in de richting loodrecht op de stroomrichting),  $C_{Fy}$ , als functie van de aanstroomhoek  $\alpha$ . Uit deze grafiek blijkt dat de grootste waarde van de afgeleide ( $dC_{Fy}/d(-\alpha)$ ) pas voorkomt als de  $(-\alpha)$  een bepaalde waarde heeft bereikt. Dat betekent dat de trilling eerst een beetje 'aangeduwd' moet worden voordat de sterkste negatieve demping wordt bereikt.

Door een berekening met kleine tijdstapjes uit te voeren blijkt het mogelijk te zijn om uit de liftkracht en weerstandskarakteristiek van een lichaam de opslingering en de evenwichtstrilling voor een enkelvoudig massaveersysteem te berekenen. Op elk moment worden de stromingskrachten en de veer- en dempingskrachten ingevoerd in de dynamische vergelijking. Figuur A5.16 geeft zowel de berekende en de geconstateerde evenwichtsamplituden, en dit toont een goede overeenstemming. Op de verticale as is het quotiënt uitgezet van de dimensieloos gemaakte trillingsnelheid ( $c_y = \omega Y/V$  met  $Y =$  uiteindelijk bereikte trillingsamplitude en  $V =$  aanstroomsnelheid) en de dimensieloos gemaakte constructiedemping ( $c/\rho a L V$  met  $c =$  demping van de constructie,  $a =$  koorde van de vierkante doorsnede en  $L =$  staaf lengte).

Dat soms de trilling pas ontstaat na een 'duwtje' komt ook tot uiting in de responsiegrafiek (de rechterfiguur in Figuur A5.16). De verklaring voor het verschijnsel is dat de stroming die bij de hoeken is losgelaten en in de uitgangspositie nog vrij ver weg ligt van de wanden, pas door scheef aanstromen weer dichterbij komt (althans aan één kant), waarbij ineens een grotere zuigkracht kan ontstaan. Dat komt dan tot uiting in een sterk negatieve waarde van  $\partial C_L/\partial \alpha$ .

Uit Figuur A5.16 blijkt dat er bij bepaalde waarden voor de mechanische demping  $c$  meerdere evenwichtsamplituden mogelijk zijn, afhankelijk van het feit of de stroomsnelheid groter of kleiner is. Behalve dat een 'aangeduwde' trilling sterker kan zijn dan een niet aangeduwde en er ook een grotere demping nodig is om de trilling te voorkomen heeft dit ook als effect dat bij een olopende stroomsnelheid en daarna weer afnemende snelheid bij overeenkomstige snelheden verschillende trillingsamplituden worden gevonden.



Figuur A5.17:

Stabiliteitsgrens voor het trillen van een vierkante staaf in de richting loodrecht op de stroomrichting bij rechte aanstroming, Scruton (1963) (overgenomen uit Naudascher, 1994).

In Figuur A5.30 is een indicatie te vinden van het  $V_r$ -gebied waarin galloping voorkomt. Uiteraard geldt de berekeningsprocedure in het tijdsdomein alleen bij lagere Strouhalgetallen (ofwel hoge  $V_r$ ), want als de frequentie te hoog is, zijn de voor stationaire omstandigheden bepaalde coëfficiënten niet meer geldig.

Voordat Novak zijn onderzoek publiceerde had Scruton (1963) al aangegeven welke demping nodig is om deze trillingen van een vierkante staaf te voorkomen; zie Figuur A5.17.


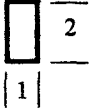
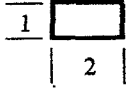
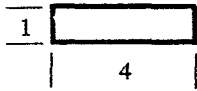



Ook uit Figuur A5.16 is af te lezen welke demping voldoende is om de demping te onderdrukken. Uit de rechterfiguur blijkt dat te zijn als:

$$\frac{\rho a L V}{c} < 0,6, \text{ ofwel als } \frac{c}{\rho a L V} > 1,67 \quad (\text{A5.11})$$

Nu blijkt dit ook anders geschreven te kunnen worden, namelijk als:

$$S c > 1,67 V_r \quad (\text{A5.12})$$

De resultaten van Scruton (1963) komen hiermee gedeeltelijk overeen, maar er zijn ook verschillen met Novak (1969). De afwijking bij grotere  $V_r$  zijn nauwelijks verklaarbaar. Bij de grotere (wind-)snelheid is het Reynoldsgetal ( $Re = V \cdot a / \nu$ ) ook groter geweest. Dat kan een verschillende mate van turbulentie ten gevolge hebben gehad, maar bevredigend is deze verklaring niet. Bij de kleinere  $V_r$ -waarden is de 'piek' in de benodigde demping volgens Naudascher (1994) wel verklaarbaar, namelijk dat daar sprake is van extra excitatie ten gevolge van stromingsinstabiliteit (resultierend in periodiek loslaten van wervels).

DOORSNEDE	$\partial C_y / \partial \alpha^*$	Re
	-2.7	66,000
	0	66,000
	-3.0	33,000
	10.0	2,000-20,000
	0	66,000
	0.5	51,000
	-0.66	75,000



Figuur A5.18:

Doorsneden van staven die gevoelig of juist ongevoelig zijn voor galloping, Blevins (1977).

\*)  $\alpha$  is in radialen; stroming van links

$$\partial C_y / \partial \alpha = \partial C_{L_y} / \partial \alpha + C_{w_y}$$



Naudascher (1994) ziet deze hypothese ook van toepassing op trillingen door stroming van ronde cilinders. Cirkelcilinders kunnen in stroomrichting heftig trillen bij een Strouhalgetal dat ongeveer het dubbele is van de waarde bij aanstoting loodrecht op de stroming. Zie Paragraaf 5.3 Figuur A5.14, met bijbehorende toelichting.

Figuur A5.19, uit Naudascher (1994), en refererend naar stroombeeldmetingen van Aguirre (1977), toont a) het stroombeeld behorend bij de 'toegevoegde-water-massastroming', b) het 'gemiddelde' stroombeeld en c) het stroombeeld behorend bij respectievelijk de maximale negatieve versnelling, de maximale negatieve snelheid, de maximale positieve versnelling en de maximale positieve snelheid tijdens de trillingsbeweging. Duidelijk is te zien dat als de snelheid met de stroom mee is dat de stroming sterk uitwaaiert. Het zog is dan breder zodat juist dan de stromingsweerstand maximaal zal zijn.

### 5.4.3 'FLUTTER'

'Flutter' ofwel 'fladderen' komt bij waterbouwkundige constructies niet voor, maar wordt hier toch voor de volledigheid kort behandeld. Het verschijnsel is in eerste instantie bekend geworden in de vliegtuigbouw, waar vleugels inderdaad kunnen gaan fladderen. Dan is het ook een bekend bezwijkmechanisme bij hangbruggen. Het verschijnsel is ook in het dagelijks leven bekend bij een opgetrokken lamellengordijn dat in de wind staat te ratelen; ook een snelbinder van een fiets kent een dergelijk fladderverschijnsel.

Het mechanisme is vrij complex en heeft te maken met het feit dat er twee vrijheidsgraden zijn, namelijk trillen loodrecht op de stroming in combinatie met een rotatietrilling. Als voorbeeld het volgende: beweegt bij horizontale stroming een horizontaal liggende lamel of strip omhoog terwijl het vasthoudpunt op zijn plaats blijft, dan ontstaat er door de horizontale weerstand een draaimoment evenredig met de verplaatsing. Ondertussen zal de liftkracht afnemen doordat de schijnbare snelheid schuin van boven komt, en zal dus ook het draaimoment ten gevolge van de liftkracht afnemen. Deze twee tegengestelde tendensen compenseren elkaar niet zonder meer, doordat de ene evenredig is met de uitwijking en de ander evenredig is met de snelheid van trillen. Deze krachten zijn dus uit-fase ten opzichte van elkaar. Het draaimoment veroorzaakt een verdraaiing van de constructie, waardoor de liftkracht weer beïnvloed wordt.

Dit hele mechanisme kan worden beschreven in de vorm van twee gekoppelde en voor de verdraaiing,  $\Phi$ , en de verticale verplaatsing,  $y$ . In deze vergelijkingen komen ook de eerste en tweede afgeleiden naar de tijd voor.

Zeer algemeen opgeschreven luiden ze:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + k_y y = L_y y + L_{dy/dt} \frac{dy}{dt} + L_{d^2 y/dt^2} \frac{d^2 y}{dt^2} + L_\Phi \Phi + L_{d\Phi/dt} \frac{d\Phi}{dt} + L_{d^2 \Phi/dt^2} \frac{d^2 \Phi}{dt^2} \quad (A5.13)$$

en:

$$I_p \frac{d^2 \Phi}{dt^2} + k_\Phi \Phi = M_\Phi \Phi + M_{d\Phi/dt} \frac{d\Phi}{dt} + M_{d^2 \Phi/dt^2} \frac{d^2 \Phi}{dt^2} + M_y y + M_{dy/dt} \frac{dy}{dt} + M_{d^2 y/dt^2} \frac{d^2 y}{dt^2} \quad (A5.15)$$

In de vergelijkingen is aangegeven dat zowel de liftkracht  $L$  als het stromingsmoment  $M$  van alle bewegingscomponenten afhankelijk is; zowel de verplaatsing die bij de trilling optreedt als de snelheid, als de versnelling spelen een rol. Door in deze en de algemene oplossing in te vullen voor een negatief of positief gedempte trilling, kan de mate van opslinging of de mate van uitdemping worden berekend. Het is ook mogelijk nog een mechanische demping in de en te introduceren en een berekening in het tijdsdomein uit te voeren. De coëfficiënten zelf worden bepaald met een stromingsberekening of ze komen uit schaalproeven waarbij de krachten worden gemeten bij een gedwongen trilling.

## 5.5 VERSTERKING VAN DE EXCITATIE DOOR VLOEISTOFRESONANTIE

Elke eigenslingering van de vloeistof kan aangesproken worden door een periodiek werkende kracht met een frequentie gelijk aan de resonantiefrequentie of in de buurt daarvan. De aanstootkracht kan worden veroorzaakt door een voorwerp in de stroming dat door de stroming periodieke krachten ondervindt. Omdat geldt 'actie = reactie', bepaalt de kracht die de stroming uitoefent op het voorwerp tevens de reactiekracht die het voorwerp op de vloeistof uitoefent. Is de vloeistof eenmaal in slinging gebracht dan levert dit uiteraard ook weer een extra dynamische belasting op voor het voorwerp. Het is mogelijk dat er nu een periodiek wisselend stroombeeld ontstaat waarbij het toch al aanwezige periodieke loslaten van wervels wordt versterkt.

In de vorige paragrafen is een overzicht gegevens van periodieke excitatie van voorwerpen in stroming. Dezelfde excitatiebronnen kunnen dus ook vloeistofresonantie veroorzaken.

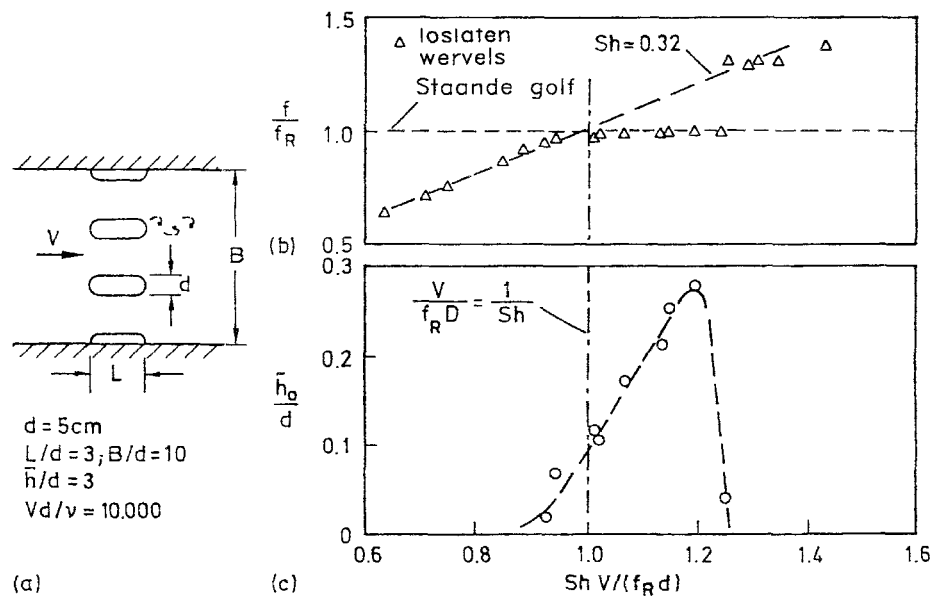
In de hierna volgende opsomming staan verschillende situaties aangegeven waarbij de vloeistof een 'vloeistofresonator' vormt die in opslinging kan komen.

Voor de bepaling van de eigenperiode van de resonator moeten de stijfheids- en de traagheidscomponent bekend zijn. Ook kan een energiebeschouwing uitkomst bieden: gelijkstelling van potentiële en kinetische energie.

- a. Eén vat door een pijp met het buitenwater verbonden of twee vaten die onderling met een pijp zijn verbonden. De stijfheid wordt bepaald door de teruggedrijvende kracht behorend bij een verschil in waterspiegels. Dat verschil is weer gekoppeld aan de verplaatsing van het water in de pijp. De traagheid wordt geleverd door de massa van de vloeistof in de pijp. Ook een tweevatensysteem vormt een vloeistofresonator.
- b. Een afgesloten vat waarin een staande golf staat. Zoals te zien in Figuur A2.7 is de situatie enigszins vergelijkbaar met voorbeeld a, met dien verstande dat het waterspiegelverschil nu een met de afstand verlopende waterspiegel is en wat eerst de constante snelheid over de lengte van de buis was, is nu een met de afstand variërende snelheid. Dit betekent dat de eigenperiode gevonden moet worden uit gelijkstelling van de potentiële en de kinetische energie. Ook een halfafgesloten vat of twee halfafgesloten vaten kunnen een soortgelijke slinging uitvoeren, zie Paragraaf 2.3.1 en Figuren A2.7 en A2.8.

- c. Een afgesloten schuifschacht. Nu levert de compressibiliteit van de ingesloten lucht, tezamen met een eventueel optredend waterstandsverschil, de veer- en stijfheid. De traagheid wordt weer bepaald door de massa van het water in de riooldelen tussen de schachten.
- d. Een ingesloten luchtbel. De stijfheid volgt weer uit de compressibiliteit van de ingesloten lucht- of gasbel. De traagheid moet worden berekend uit de kinetische energie bij de radiaalsgewijze toe- en afstroming.
- e. Een afgesloten buis waarin een staande drukgolf staat. Dit is een soortgelijke situatie als bij b, alleen ontstaat de potentiële energie niet door de zwaartekracht maar door het samendrukken van de vloeistof en de rek en doorbuiging in de pijpwand. Ook een halfafgesloten pijp of twee halfafgesloten pijpen kunnen in slingering geraken, zie weer Paragraaf 2.3.1 en Figuren A2.7 en A2.8.
- f. In een kanaal of een voorhaven kan een dwarslustering ontstaan, alhoewel deze slingering wat sterker gedempt is dan bij de vorige voorbeelden doordat er nu golfenergie wegstraalt naar het open einde.

Een markant voorbeeld van vloeistofresonantie is de dwarslustering die kan ontstaan bij een brugpijler in een kanaal. Kritiek is een bepaalde stroomsnelheid waarbij de frequentie zoals die volgt uit het Strouhalgetal van de pijler correspondeert met de eigenperiode  $f_R$  van de dwarslustering. Figuur A5.20 geeft onderzoeksresultaten uit een schaalmodel. De resultaten lijken erg op de responsie van een mechanische oscillator door stroming, zoals gepresenteerd in Figuur A2.4.



Figuur A5.20: Een staande golf in dwarsrichting in een kanaal ontstaan door stroming langs een pijler. Crausse (1939) (uit Naudascher, 1994).

## 5.6 INSTABIELE VLOEISTOFRESONANTIE TEN GEVOLGE VAN POMPEN, TURBINES EN SPUISLUIZEN

In Paragraaf 4.5 zijn voorwaarden omschreven waarbij afsluiters of schuiven risico opleveren voor instabiele vloeistofresonanties. Dit kunnen zijn resonanties in leidingen, in schuif- of bufferschachten, in afgesloten of halfafgesloten bassins en in

het buitenwater. De omstandigheden die risicovol zijn, hangen samen met de relatie tussen het debiet en het verval over de schuif. Deze relaties tussen debiet en verval kunnen ook voorkomen bij pompen en turbines.

Een eerste voorwaarde voor het optreden van instabiele vloeistofresonantie is een zodanige situatie dat zich laaggedempte staande golfbewegingen kunnen voordoen, ongeacht of dit vrij-water oppervlaktegolven dan wel compressiegolven zijn. Er is dan, evenals in Paragraaf 5.5, sprake van een vloeistofresonator. Figuur A4.24 geeft een aantal situaties weer, waar, door de aanwezigheid van afsluiters (dat kunnen ook schuiven zijn), instabiliteiten kunnen optreden. Ook in Figuur A2.8 worden situaties getoond waar laaggedempte staande golven kunnen optreden.

Resonators bij waterbouwkundige constructies ontstaan bij:

1. een situatie waarin bovenstrooms of benedenstrooms van een afsluiter, schuif, pomp of turbine een bassin of schacht aanwezig is verbonden met een pijp naar het buitenwater, en wel zodanig dat het schachtpijpsysteem een eigen resonantiefrequentie heeft;
2. een situatie waarin boven- of benedenstrooms een pijp aanwezig is met eindige lengte, verbonden met het buitenwater, en waarbij een staande compressiegolf kan bestaan. Een soortgelijke situatie kan ook ontstaan bij een open kanaal; het betreft dan oppervlaktegolven;
3. een situatie met twee of meerdere schuiven, pompen of turbines naast elkaar, waar, dwars op de richting van de hoofdstroom, staande golven kunnen ontstaan; is er bij de ene schuif een dal dan is er bij de andere schuif een top en omgekeerd.

De tweede voorwaarde voor instabiliteit betreft de debiet-vervalrelatie. Voor wat betreft een benedenstroomse instabiliteit is de voorwaarde dat een verlaging van de benedenwaterstand een debietvermindering geeft, en een verhoging een debiettoename. Voor een bovenstroomse instabiliteit is de voorwaarde dat een verhoging van de bovenwaterstand een debietafname geeft.

#### *Pompen en turbines*

Voor situaties voorkomend bij pompen en turbines kan de voorwaarde voor instabiliteit eenvoudiger worden geformuleerd:

*Instabiliteit treedt op als een vergroting van het verval een verkleining van het debiet en verkleining van het verval een vergroting van het debiet geeft.*

Deze voorwaarde is ook te vinden in Streeter en Wylie (1967).

Bij een pomp komt deze situatie voor als deze nauwelijks debiet geeft, doordat een afsluiter bijna dicht staat of als het toerental zodanig is dat zij ver buiten haar maximum rendement moet functioneren. Gegeven een bepaald toerental is er in het Q-H diagram altijd een gebied waarin  $\partial Q/\partial H$  positief is en een gebied waarin deze grootte negatief is.

Ook bij hydraulische turbines kan het gebeuren dat de Q-H relatie in het kritische gebied komt.

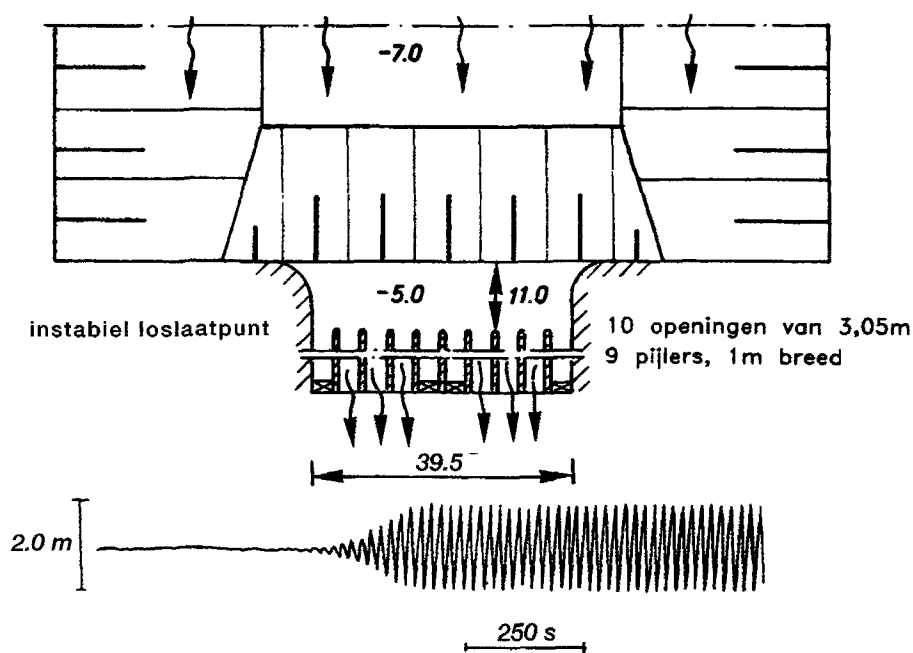


Vaak komt de situatie waarin instabiliteit ontstaat overeen met het loslaten van de stroming van de schoep, een situatie vergelijkbaar met de in Paragraaf 5.4.1 genoemde 'stall-flutter'.

#### *Hevels en automatisch geregelde schuiven*

De hiervoor gesignaleerde oscillaties hebben alle betrekking op een schuif of machine waarbij het debiet onmiddellijk reageert op een gewijzigd verval. Bij hevels echter duurt het 'aan- en afslaan' enige tijd. Is deze tijdverschuiving nu zodanig dat de staande golf alweer een halve periode verder is voordat de reactie plaats vindt, dan is een omgekeerde debietrelatie (dus een groter verval geeft een groter debiet) ook een oorzaak van instabiliteit. Er zijn ook ervaringen waarbij meerdere hevels zodanig op elkaar reageren dat in het bovenpand oscillaties met grote amplituden ontstaan.

Iets dergelijks kan ook gebeuren bij automatische waterstandregelende schuiven (bekend in de irrigatietechniek), waarbij vlotters worden toegepast waar water in- en uitstroomt. Ook hierbij zijn instabiele oscillaties van de waterspiegel geconstateerd. Bij elektrische regelingen kunnen ook vertragingen ontstaan als de waterspiegel die geregeld moet worden op enige afstand van de regelschuif ligt, tenzij in de regeling rekening wordt gehouden met de looptijden van de golven.



Figuur A5.21:  
Een instabiele vloeistofoscillatie bij een spuisluis  
(WL-rapport M1711). De registratie toont  
de waterspiegeloscillatie in het bovenpand.

#### *Overige situaties*

Ondanks de beschikbare theorie over de instabiele vloeistofresonator (Paragraaf 2.3.3 en 2.3.4) komen er ook situaties voor waarvoor het niet lukt een mathematische beschrijving van de geconstateerde verschijnselen op te stellen.

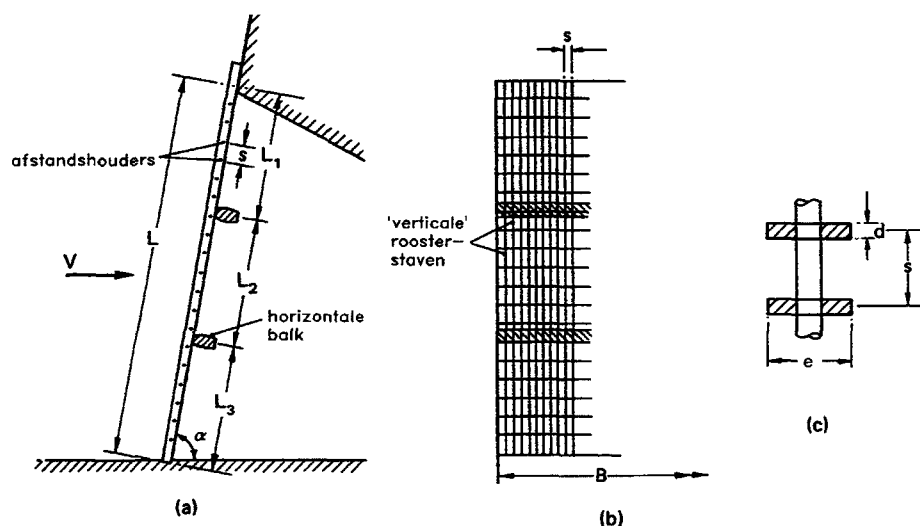
In Figuur A5.21 is een situatie weergegeven (Spuisluis Zoommeer, WL-rapport M1711), waarbij tijdens onderzoek in een schaalmodel belangrijke waterspiegeloscillaties werden geconstateerd. Eén van de situaties die instabil waren, was die waarbij debiet onttrokken werd via zes openingen en de andere openingen (speciaal de buitenste) geheel afgesloten waren. Bij een verval in de orde van grootte van ca. 2 m konden in het bovenpand dwars op de stroming slingeringen ontstaan met een dubbelamplitude in de orde van 2 m (alles vertaald naar prototypewaarde). Voor deze

slingerbeweging van het water is het nooit gelukt een mathematische beschrijving op te stellen. Wel is het zeer plausibel dat de instabiliteit te maken heeft met een variatie van de afvoercapaciteit van de openingen met óf de waterstand bovenstrooms óf de stroming overdwers. Het betreft hier, gezien de exponentiële groei van de amplitude, typisch een instabiele vloeistofoscillatie (zelfexcitatie).

## 5.7 TRILLINGSGEVAAR BIJ KROOSHEKKEN

### 5.7.1 ONTWERP IN RELATIE TOT TRILLINGSGEVOELIGHEID

Op het gebied van trillingen van krooshekken heeft het WL geen eigen ervaring. In deze paragraaf wordt naast geraadpleegde literatuur ook gebruik gemaakt van het hoofdstuk over krooshekken dat J.J. Cassidy (Bechtel Engineering, San Francisco) heeft geschreven voor het bulletin ICOLD 1995, betreffende trillingen van schuiven en krooshekken. (Bij dit bulletin is dr.ir. P.A. Kolkman ook actief betrokken).



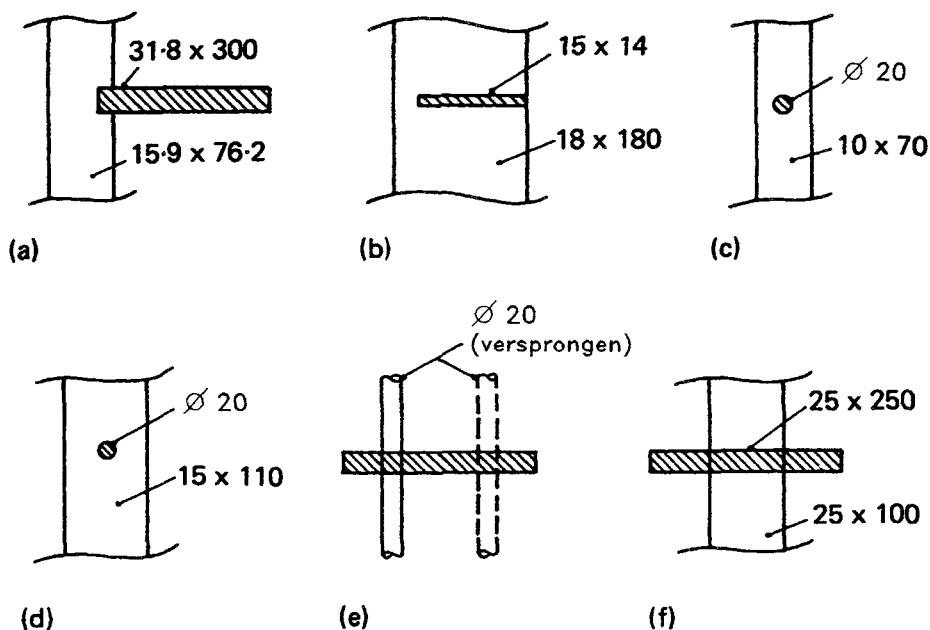
Figuur A5.22:  
Mogelijke vormgeving van een krooshek,  
Syamalarao (1989). Maten in mm.

Kwantitatieve gegevens over het trillingsgedrag van krooshekken zijn vrij schaars. Naudascher en Wang (1993) presenteren gegevens over roosters met cirkelvormige roosterstaven en met langwerpige strippen. Deze gegevens zijn ook opgenomen in Naudascher (1994).

Er zijn veel gevallen bekend waarbij krooshekken zwaar beschadigd zijn ten gevolge van trillingen. Syamalarao (1989) geeft een opsomming van schades waarbij blijkt dat ook van de roosters die (vaak zware) schade hebben, het staafprofiel van de roosterstaven nogal verschillend van vorm is.

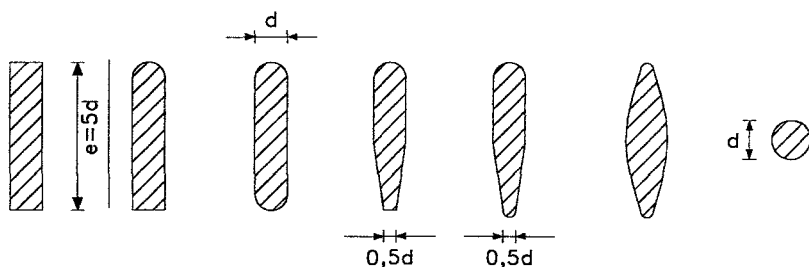
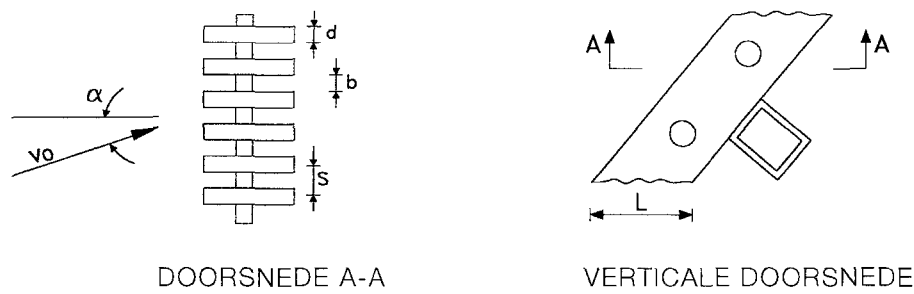
In Paragraaf 6.8 is dit overzicht opgenomen. Opmerkelijk is dat, naast stromingsexcitatie, ook de excitatie ten gevolge van periodieke pulsaties in de stroming door pompen of turbines (frequentie is dan toerental maal aantal schoepen) als bron van trillen wordt genoemd. Allerlei soorten schaden zijn geconstateerd, maar deze zijn vooral geconcentreerd aan de onderzijde of zijkant van het rooster. Verticale staven waren soms verbogen, gebroken of zelfs helemaal verdwenen. Ankerbouten waren er soms uitgetrokken en moeren waren door het trillen losgedraaid.

Het blijkt dat bij krooshekken zich verschillende trillingsmechanismen kunnen voordoen. Een complete analyse is daardoor complex. Een zeer interessante inleiding hierover is in Naudascher (1994) te vinden. In ICOLD (1995) wordt nog genoemd dat roosters bij pomp-turbines in beide richtingen aangestroomd kunnen worden waardoor de systematiek nog complexer wordt.



Figuur A5.23:  
Mogelijke details van staven met een koppelstaaf,  
Syamalarao (1989). Maten in mm.

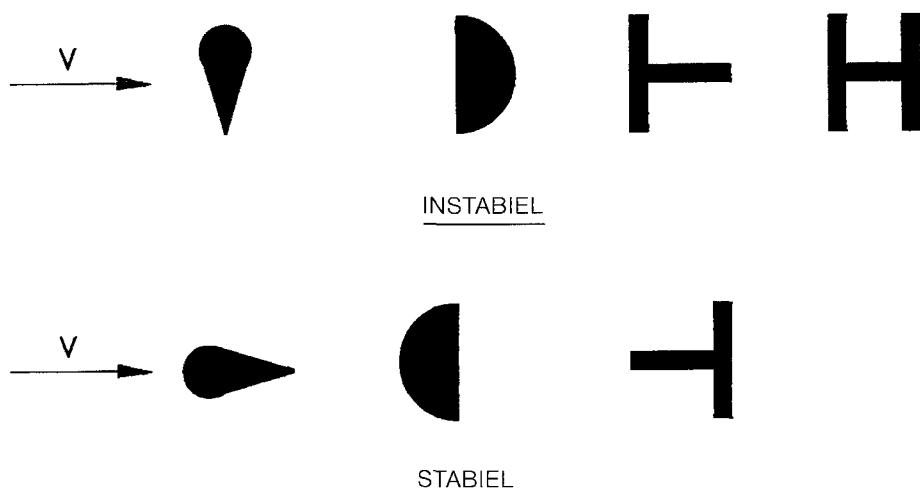
In deze paragraaf wordt volstaan met de bespreking van ontwerpcriteria. Deze hebben betrekking op de minimale stroomsnelheid waarbij trillingen kunnen ontstaan, respectievelijk de minimaal benodigde eigenfrequentie (en dat heeft altijd betrekking op de eerste harmonische trilling) om deze trillingen te ontlopen. Uiteraard speelt daarbij de vormgeving, in het bijzonder het staafprofiel, de afstand tussen de staven en de mate van scheefheid waarmee het rooster kan worden aangestroomd, een belangrijke rol.



Figuur A5.24:  
Roosterstaven of -strips zoals die bij krooshekken  
worden gebruikt, ICOLD (1995).

Figuur A5.22 geeft een indruk van een krooshek zoals dit voor een inlaat van een pomp of een turbine kan worden toegepast. Figuur a geeft de verticale doorsnede loodrecht op het vlak van het krooshek, figuur b toont het vooraanzicht en figuur c toont een detail in horizontale doorsnede.

In Figuur A5.23 staan een aantal toegepaste roosterstaafafmetingen in combinatie met koppelstaven. Figuur a toont in de horizontale doorsnede de aanwezigheid van een buiten het roostervlak liggende rechthoekige strip als koppelstaaf. Figuur b toont een koppelstaaf die ongeveer in het vlak ligt. Figuur c en d tonen in verticale doorsnede een ronde koppelstaaf. Figuur e toont in horizontale doorsnede verspringende ronde koppelstaven en f toont een(ten opzichte van de roosterstaaf) smalle koppelstaaf. Figuur A5.24 toont een aantal vormen van toegepaste doorsneden van roosterstaven.



Figuur A5.25:

Staaftprofielen die wel en niet het risico hebben van zelfgeëxciteerde trillingen door galloping (ICOLD, 1995).

Voor het eventuele trillingsgedrag van een krooshek zijn er vele mogelijkheden. Stel er is bijvoorbeeld sprake van een draagconstructie waarop panelen bevestigd zijn; zowel de staven zelf als de panelen, en soms de panelen tezamen met de balken waar ze zijn opgelegd kunnen dan in trilling geraken. De staven van het krooshek zijn meestal door koppelstaven verbonden om de eigenfrequentie in de richting dwars op de stroming te verhogen. Hierdoor treden trillingen van afzonderlijke staven niet vaak op.

Voor wat betreft trillingen van de staven en de draagliggers moet gelet worden op de vormgeving.

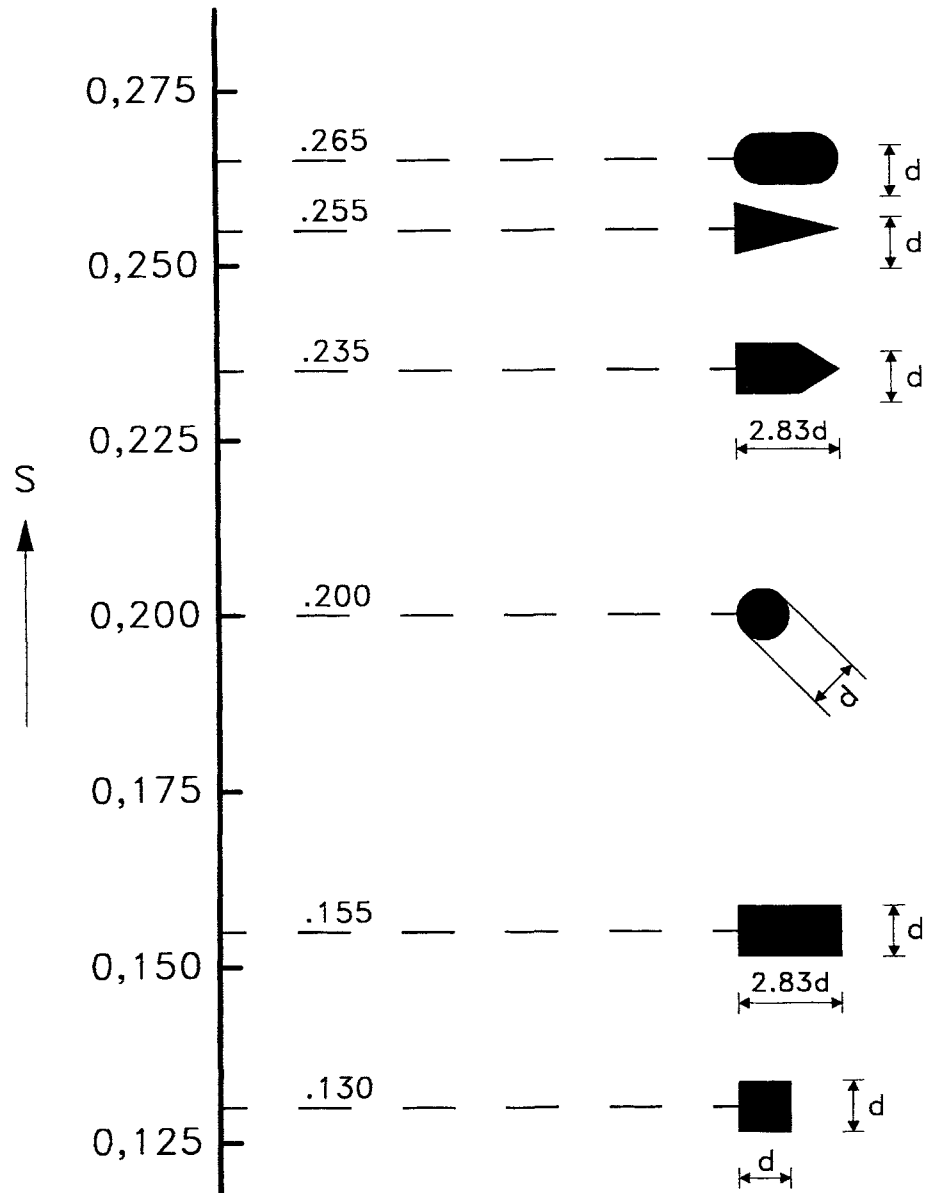
1. De vorm moet zodanig zijn dat het loslaatpunt van de stroming stabiel is; dus bij voorkeur worden geen staven met een ronde of afgeronde doorsnede toegepast. Uiteraard kan dit wel overwogen worden bij elementen die toch voldoende stijf zijn.
2. De vorm en de doorsnede van staven of balken moeten zodanig zijn dat er geen zelfexcitatie door 'galloping' kan ontstaan; dit wil zeggen dat na het loslaten van de stroming de stroomlijnen voldoende ver verwijderd moeten blijven van de zijkant van het staaftprofiel.

Daarnaast moet dan natuurlijk nog gezorgd worden dat de resonantiefrequentie hoog genoeg ligt ten opzichte van de hoofdfrequenties in de resterende stromingsexcitatie. Figuur A5.25 laat, aanvullend op wat in Paragraaf 5.4.1 was vermeld (Figuur A5.18), nog enkele vormen van doorsneden zien die gevoelig zijn voor galloping. Om

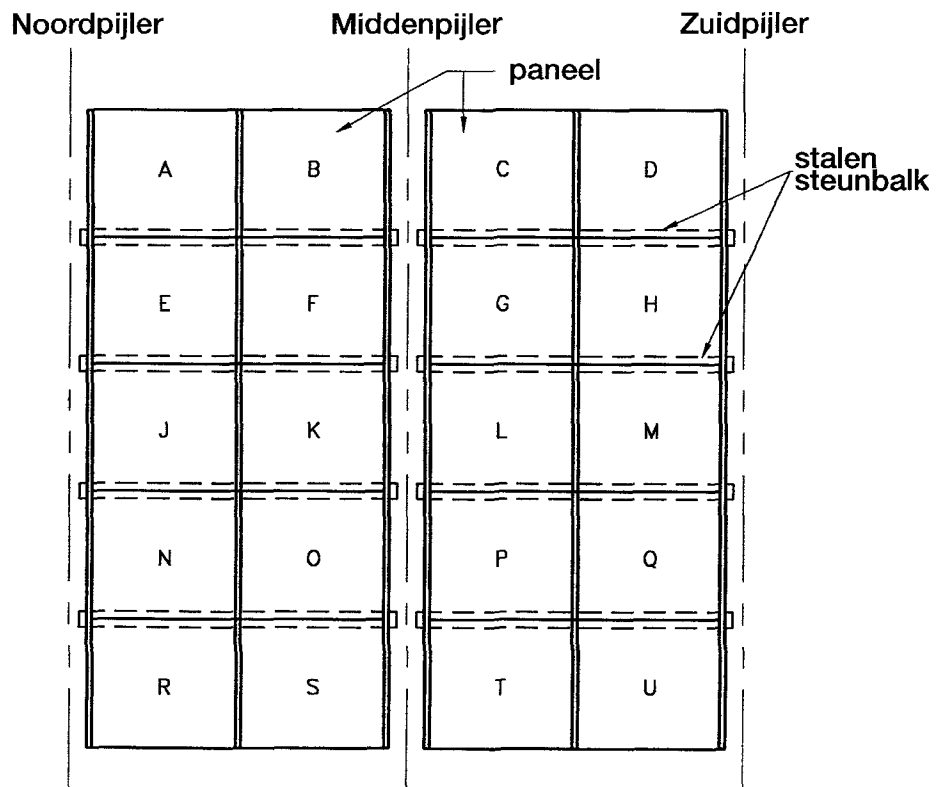
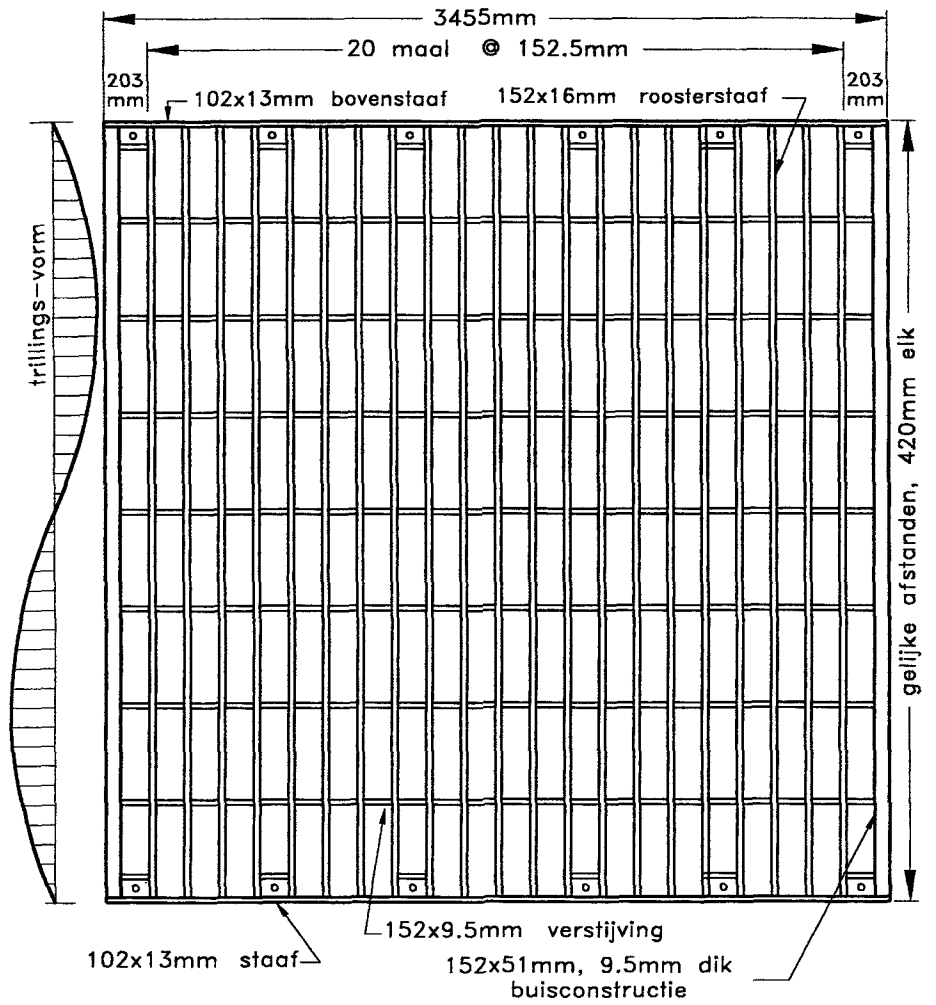
een indruk te geven van het gebied van excitatiefrequenties worden in Figuur A5.26 voor diverse staafprofielen de Strouhalgetallen gegeven die betrekking hebben op excitatie loodrecht op de stroomrichting.

De ervaring leert dat trillingen van krooshekken als totaal vooral in de stroomrichting optreden. In die trillingsrichting kunnen de staven niet worden afgestut. Bovendien zijn de frequenties van de stromingsexcitatie in het algemeen hoger, waardoor al bij lagere watersnelheden trillingen voorkomen. De excitatie kan zeer sterk zijn en de amplitude van deze trillingen is zodanig dat de kans op bezwijken door vermoeiing reëel is.

In Figuur A5.27 wordt een krooshek getoond waaraan trillingsmetingen zijn verricht. Dit voorbeeld is ingebracht door H. Makarechian (Stone and Webster, San Francisco) voor het eerder genoemde ICOLD-bulletin (1995). Trillingen traden op bij aanstroomsnelheden in de orde van grootte van 1,5 à 2 m/s. Staastrillingen loodrecht op de stroming hadden dubbelamplituden van 2,6 mm; in verticale richting was dit



Figuur A5.26: Strouhalgetallen van diverse staafprofielen, Levin (1957).



Figuur A5.27: Een krooshe-paneel, met een indicatie van de trillingsvorm bij de trillingen in stroomrichting, en het gehele krooshek (ICOLD, 1995).

0,12 mm. Het meest kritisch, gezien de schade aan de lassen, waren de trillingen in de stroomrichting met een dubbelamplitude van 0,24 mm. Het betrof, zoals aangegeven in de figuur, de tweede harmonische trilling met een frequentie van 32 Hz. Schade werd gevonden aan de lassen die de horizontale verstijvingsliggers (drsn. 19,5x152 mm<sup>2</sup>) verbonden met de cirkelvormige buizen van het frame.

Ook deze ronde buizen zelf vertoonden scheurtjes en een stuk van de buis van 1,8 m lengte was zelfs niet meer verbonden met het paneel. De krooshekestaven vertoonden geen scheurvorming. Indien we naar de Strouhalgetallen kijken betrokken op de 32 Hz en op de staafdikte loodrecht op de stroming van 16 mm en een aanstroomsnelheid van 1,5 à 2 m/s, dan komen we op een orde van grootte van 0,25 tot 0,3.

### 5.7.2 DE MAXIMAAL TOELAATBARE STROOMSNELHEID BIJ RONDE EN STRIPVORMIGE ROOSTERSTAVEN

In deze paragraaf worden gegevens betreffende het trillingsgedrag van krooshekken met cirkelcilindrische en stripvormige staven gepresenteerd. De gegevens zijn ontleend aan Naudascher en Wang (1993) (de figuren zijn ook alle opgenomen in Naudascher, 1994). Het zijn gegevens die verkregen zijn uit proeven in laboratoriumopstellingen.

Maatgevend voor de toelaatbare stroomsnelheid zijn de resonantiefrequentie van de staaf en de excitatiefrequentie zoals die volgt uit het Strouhalgetal (een maat voor de dominante excitatiefrequentie als de staaf niet zou trillen). Gemeten amplituden worden in het algemeen gepresenteerd als functie van de gereduceerde aanstroomsnelheid,  $V_r$  ( $V_r = V/f_n d$  waarin  $V$  = aanstroomsnelheid,  $f_n$  = resonantiefrequentie van de roosterstaaf en  $d$  = staafdikte gemeten loodrecht op de stroming). De staafdikte  $d$  heeft nagenoeg dezelfde betekenis als de cilinderdiameter  $D$  die in het voorgaande is gebruikt.

Onderzoekresultaten betreffende cirkelcilindrische staven geven steeds te zien dat, als de eigenfrequentie van de staaf meer dan een factor 1,3 boven de aanstootfrequentie van de stroming ligt, er geen trillingen optreden, zie voor trillingen dwars op de stroming Figuur A2.4 (luchtstroming) en A5.10 (waterstroming). Bij luchtstroming is te zien dat er geen trillingen optreden als  $V_r < 5$ , terwijl bij die proeven gold  $S = 0,2$ . Dit betekent dat geen trillingen optreden als  $V_r < S^{-1}$ . Bij waterstroming geldt de reeds genoemde factor van 1,3. Ook voor vierkante staven en rechthoekige strips tot een lengtemaat (in de stroomrichting) van 4,5 maal de dikte geldt dat trillingen alleen optreden in het gebied  $V_r > S^{-1}$ , zie daarvoor Figuur A5.30.

Hiervan gebruik makend, kan het Strouhalgetal worden omgezet in een maximaal toelaatbare aanstroomsnelheid voor het trillingsvrij zijn van de staven, namelijk:

$$V_{\max} = \frac{f_n d}{1,2 S} \quad (\text{A5.15})$$

Omgekeerd kan, uitgaande van een gegeven waarde van de aanstroomsnelheid, de minimaal benodigde eigenfrequentie worden berekend. Dit is van belang bij het ontwerp. Deze minimaal benodigde frequentie betreft dan altijd de laagste eigenfrequentie. Uiteraard zal in de praktijk ten opzichte van deze gegevens altijd een zekere veiligheidsmarge in acht worden genomen.

De aanstroomsnelheid als zodanig volgt uit het debiet, de stroomverdeling, de blokkering door liggers en koppelstaven en de mate van vervuiling van het rooster. Voor het trillingsgedrag zijn van belang de vorm van de staafdoorsnede en de hoek waaronder de staaf kan worden aangestroomd.

Voor de berekening van de eigenfrequentie moeten de stijfheid en de massa van de staaf (of van het gehele rooster) en de toegevoegde watermassa bekend zijn. Deze laatste is af te schatten uit de gegevens van Paragraaf 3.2.2.

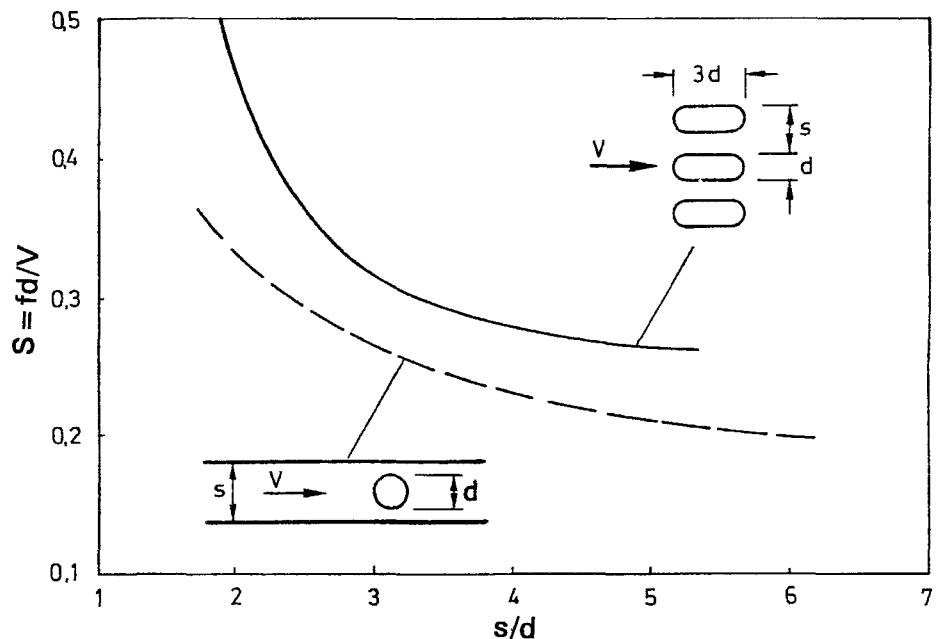
Bij schuin geplaatste roosters (schuin in het verticale vlak) worden de in de berekening aan te houden snelheden verkregen door aan te nemen dat het debiet loodrecht op het roostervlak aanstroomt. Omdat het doorsnijdingsvlak van het rooster met het water groter is dan de overeenkomstige verticale maat, is de rekenkundige aanstroomsnelheid kleiner dan de werkelijke snelheid.

Van de volgende vier gevallen worden  $V_r$ - en/of S-waarden gegeven.

- Ia: ronde roosterstaven, trillingen dwars op de stroming;
- Ib: ronde roosterstaven, trillingen in de richting van de stroming;
- IIa: stripvormige staven, trillingen dwars op de stroming en
- IIb: stripvormige staven, trillingen in de richting van de stroming.

*Geval Ia: ronde roosterstaven, trillingen dwars op de stroming*

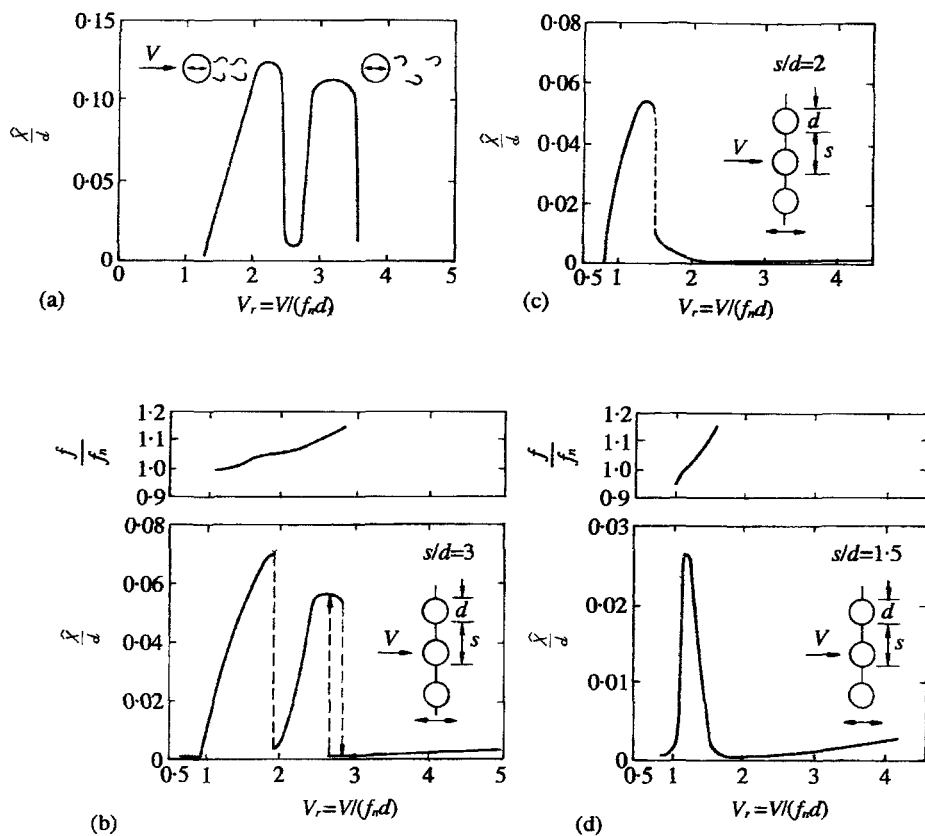
Het Strouhalgetal bij ronde staven is een functie van het Reynoldsgetal  $Vd/\nu$  ( $\nu$ =kinematische viscositeit). Bij roosterstaven is het Reynoldsgebied subkritisch (volgens Figuur A5.5 is dat bij een waarde inliggend tussen 300 en 500 000). Ter illustratie: bij een staafdikte van 5 cm en een aanstroomsnelheid van 1 m/s blijkt het Reynoldsgetal ongeveer 45 000 te zijn.



Figuur A5.28: Invloed van de blokkeringsfactor en/of staafafstand op het Strouhalgetal van ronde staven (stromingsexcitatie loodrecht op de stroming). Uit Naudascher (1994), verwijzend naar Levin (1957) en Crausse (1939).

Voor de cirkelvormige staaf en voor langwerpige afgeronde strips geeft Figuur A5.28 een indicatie van wat de invloed van de staafafstand is op het Strouhalgetal. De S-waarde is bij de langwerpige strip hoger dan bij een cirkelvormige doorsnede. Omdat de stroming in het eerste geval aanligt, is de zobreedte gelijk aan de stripdikte terwijl bij de cirkelcilinder de zobreedte in het subkritische Reynoldsgebied groter is. Geen gegevens worden vermeld voor scheve aanstrooming van het rooster.





Figuur A5.29: Responsie in de stroomrichting van cirkelvormige staven. Uit Naudascher en Wang (1993), refererend aan Callander (1988) en Naudascher (1987).

*Geval Ib: ronde roosterstaven, trillingen in de richting van de stroming*

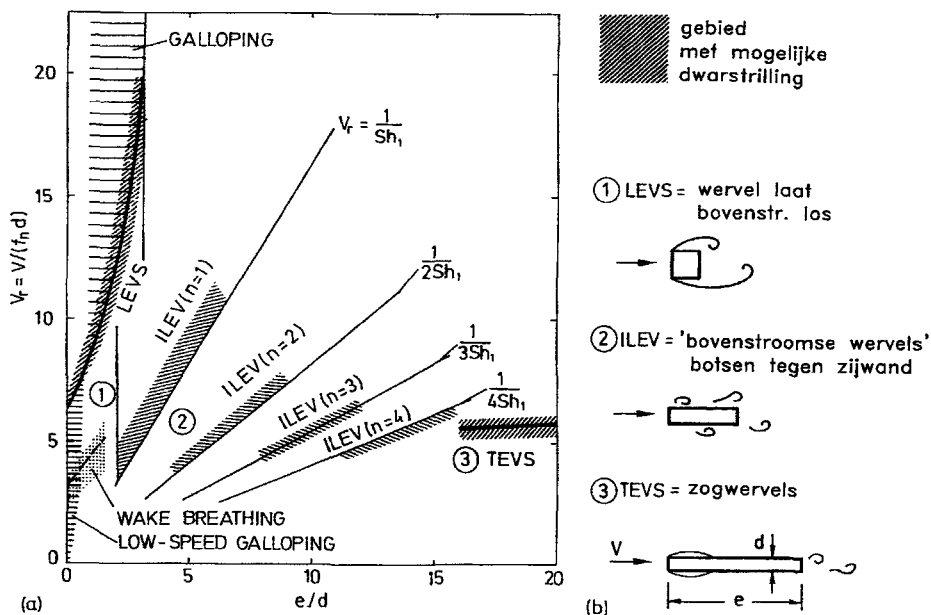
Voor de enkele ronde staaf geeft Figuur A5.14 al een indicatie voor de maximaal toelaatbare  $V_r$ -waarde. Bij een rooster speelt ook de staafafstand mee; zie hiervoor Figuur A5.29. De verhouding trillingsamplitude ten opzichte van de staafdikte wordt in de figuur aangegeven als  $\hat{X}/d$ .

*Geval IIa: stripvormige staven, trillingen dwars op de stroming*

Bij stripvormige staven die in langsrichting worden aangestroomd (dus met de korte zijde loodrecht op de stroming) onderscheidt Naudascher (1994) verschillende mechanismen die trillingen veroorzaken. Welk mechanisme maatgevend is, hangt af van de lengte/dikte verhouding  $e/d$  van het profiel (hierin is  $e$  is de lengte in de richting van de stroming).

- Bij een korte strip wordt de breedte van het zog alleen door de stripdikte  $d$  bepaald (tot  $e/d = 2$  à  $3$ ). De stroming laat aan de randen van de bovenstroomse zijde los en het zog wordt niet door de rest van de strip beïnvloed. Wel kan, zoals in Paragraaf 5.4.1 reeds is besproken, galloping optreden.
- In het gebied  $2 < e/d < 15,5$  ondervindt de strip excitatie als de (min of meer) vrije grenslaag een geheel aantal golven kan bevatten ( $n=1, 2, 3$  en  $4$ ), de golflengte van deze golven is evenredig met de aanstroomsnelheid en omgekeerd evenredig met de trillingsfrequentie. Het aanstootmechanisme is een enigszins vergelijkbaar met wat is besproken voor de vrije grenslaag in Paragraaf 4.3. Het Strouhalgetal voor  $n=1$  is in Figuur A5.30 uitgedrukt als  $Sh_1$ . Voor  $n=1$  en andere  $n$ -waarden geldt:

$$Sh_1 = 0,6 \frac{d}{e} \quad \text{en} \quad Sh_n = n * Sh_1 \tag{A5.16}$$

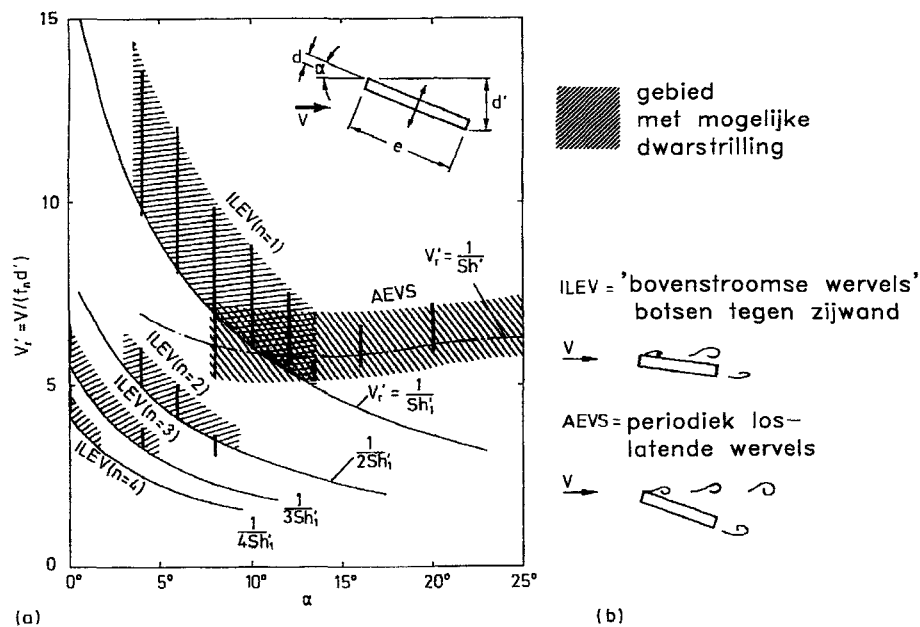


Figuur A5.30:

Gebieden waarbij, bij een recht aangestroomde strip, de verschillende typen excitatie loodrecht op de stroming op kunnen treden. Uit Naudascher (1994), verwijzend naar resultaten van Naudascher en Wang (1993).

- Als de striplengte groter is dan 15 maal de dikte, dan ligt de stroming weer volledig stabiel aan de zijwanden; alleen het zog achteraan bepaalt de excitatiefrequentie.

Een en ander wordt, met bijbehorende  $V_r$ -waarden, weergegeven in Figuur A5.30.



Figuur A5.31:

Responsie van een schief aangestroomde strip ten gevolge van aanstoting door golven in de grenslaagstroming en door de wervels in het zog. Uit Naudascher en Wang (1993).

Voor schieve aanstroming van de enkele strip zijn de  $V_r$ -waarden gepresenteerd in Figuur A5.31. Hierin is  $S'$  het Strouhalgetal betrokken op de effectieve stripbreedte. Deze laatste is gedefinieerd als:

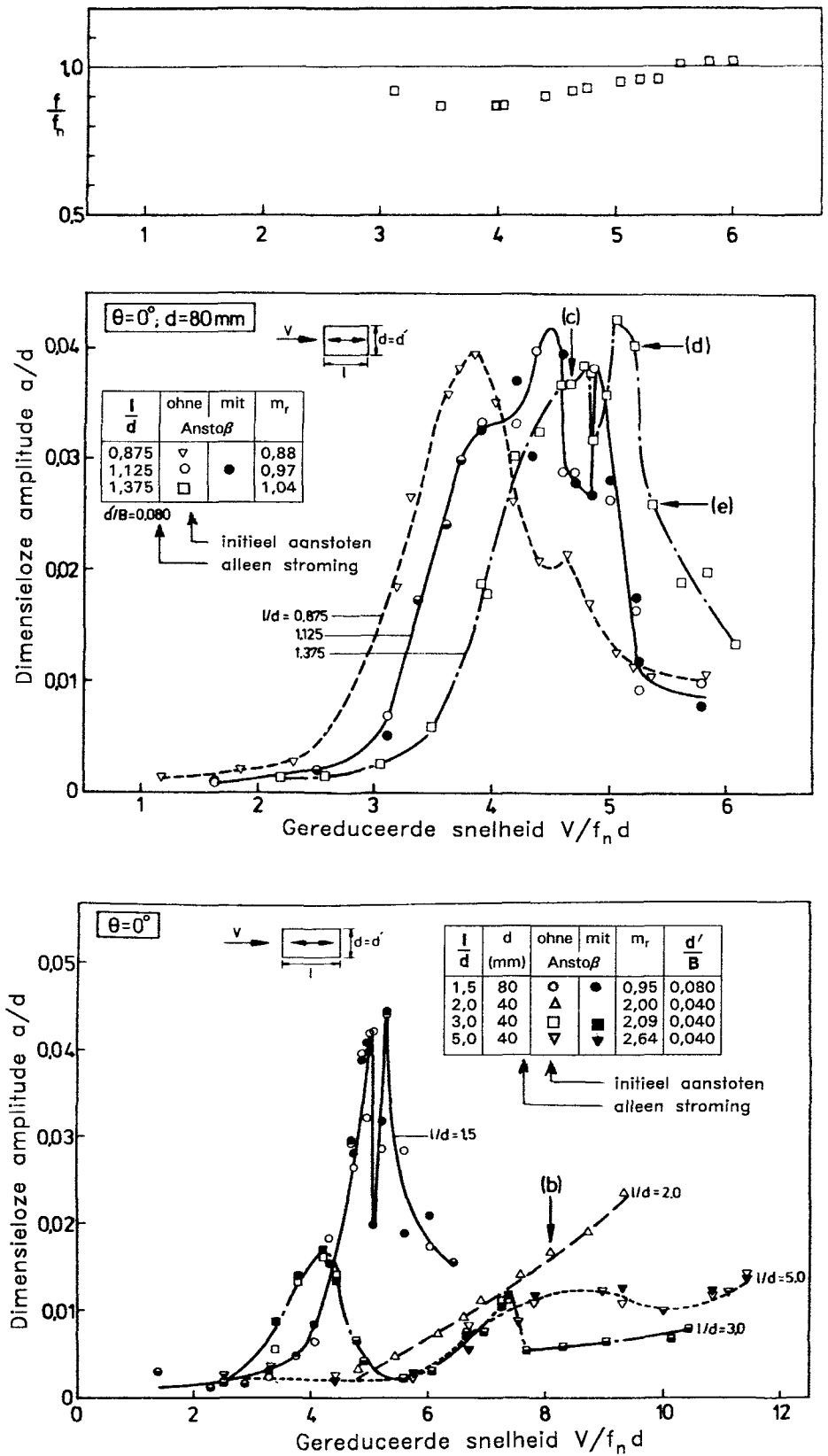
$$d' = d \cos \alpha + e \sin \alpha \quad (A5.17)$$

terwijl voor  $S'$  en  $V_r'$  gelden:

$$S' = \frac{f d'}{V} \quad (A5.18a)$$

en:

$$V_r' = \frac{V}{f_n d'} \quad (\text{A5.18b})$$



Figuur A5.32: Trillingsresponsie, in stroomrichting, van een recht aangestroomde rechthoekige staaf, Callander (1987).  
 $m_r = m/m_w$ ,  $d/B =$  blokkering.

Het is waarschijnlijk dat  $d'$  een representatieve waarde is als maat voor de dikte die bepalend is voor de breedte van het zog. Daarom mogen  $V_r'$  en  $S'$  ook op  $d'$  betrokken worden. Volledigheidshalve wordt echter opgemerkt dat de proefresultaten alleen betrekking hebben op  $e/d=10$ .

Naudascher en Wang (1993) stellen dat bij stripvormige roosterstaven de  $e/d$  verhouding bij voorkeur groter moet zijn dan acht en dat bij een strip scherpe hoeken de voorkeur hebben boven een afgeronde vorm.

Er zijn geen gegevens vermeld over de invloed van de staafafstand op de excitatiefrequenties in dwarsrichting; in hun eindconclusies staan daar een paar opmerkingen over:

Als  $s/d = e/d = 10$  dan ontstaan de grootste trillingsamplituden bij een aanstroomhoek tussen  $6^\circ$  en  $12^\circ$ . Zijn de strips afgerond aan de uiteinden dan is dit tussen  $8^\circ$  en  $16^\circ$ . Het gaat hier om excitatie door wervels in de vrije grenslaag die vlak bij de wand loopt. Er komen in de excitatie meerdere frequenties voor. Wellicht is het mechanisme van excitatie enigszins vergelijkbaar met wat is besproken in Paragraaf 4.3 voor de stromingsinstabiliteit die ontstaat bij een vrije grenslaag met een begrensde lengte. Voor grotere aanstroomhoeken dan  $20^\circ$  is er alleen een dynamische belasting ten gevolge van het periodiek loslaten van wervels behorend bij een tweezijdig loslatende stroming.

Vermeld wordt dat helaas de gegevens ontbreken voor kleinere staafafstanden. Hoewel niet expliciet vermeld, kunnen vermoedelijk voor grotere afstanden de gegevens voor de enkele staaf worden gebruikt.

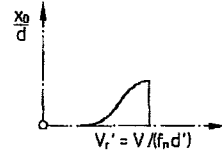
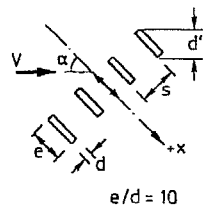
#### *Geval IIb: stripvormige staven, trillingen in de richting van de stroming*

Bij een aantal krooshekkens die in trilling zijn geraakt, is geconstateerd dat deze in de stroomrichting hebben getrild.

Aan een enkele strip met rechte aanstroming heeft Callander (1987) onderzoek gedaan. Hieruit is Figuur A5.32 gedestilleerd. Bezien we de kritieke, dus de maximaal toelaatbare, waarde van  $V_r$  dan blijkt deze voor strips met een lengte/dikte verhouding van de doorsnede  $e/d$  van 30,875 of groter te liggen bij  $V_r=2$ . Voor strippen met een lengte van  $e/d=5$  ligt de kritieke  $V_r$ -waarde op 5, hoewel daaronder nog wel een zwakke trilling merkbaar is. Staan de strippen in het rooster dicht op elkaar dan moet het effect van de blokkering geraamd worden met behulp van Figuur A5.28 (en wel de curve die de afgeronde strip betreft). De beïnvloeding van het Strouhalgetal door de blokkering is bij strippen met een lengte/dikte verhouding van  $e/d > 5$  vermoedelijk dezelfde als bij de afgeronde strip als vermeld in Figuur A5.28; bij langere strips gaat de stroming ook weer aan de zijkanten aanliggen.

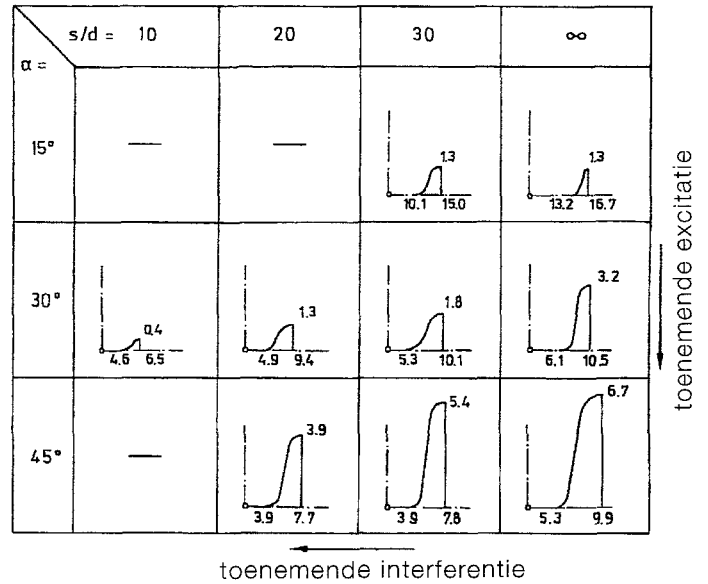
De invloed van de scheefheid van aanstroming volgt uit Figuur A5.33, overgenomen uit Naudascher en Wang (1993). Ook de staafafstand is hier als variabele meegenomen. De gereduceerde stroomsnelheid is in deze figuur weer betrokken op de effectieve dikte (Vergelijking A5.16).

In Tabel A5.I zijn alle  $V_r'$ -waarden uit Figuur A5.33 omgewerkt naar  $V_r$ -waarden (dus betrokken op de dikte van de strip  $d$ ), om na te gaan of scheef of recht aanstromen maatgevend is voor de minimaal benodigde eigenfrequentie van de strip in de richting loodrecht op het roostervlak. Daarmee kunnen deze direct worden vergeleken met de  $V_r$ -waarden van de recht aangestroomde strip.



Figuur A5.33:

Responsie, in de richting loodrecht op het roostervlak, van stripvormige roosterstaven, bij scheve aanstroming. Stripafstand gevarieerd. Uit Naudascher en Wang (1993), refererend aan Nguyen c.s. (1988).



Beschouwen we de definitie van  $d'$  volgens Vergelijking A5.16 en bezien we de definities voor  $V_r'$  en  $V_r$ :

$$V_r' = \frac{V}{f_n d'} \quad \text{en} \quad V_r = \frac{V}{f_n d} \quad (\text{A5.19})$$

dan is hieruit af te leiden:

$$V_r = V_r' \frac{d'}{d} = \frac{d \cos \alpha + e \sin \alpha}{d} \quad (\text{A5.20})$$

De omwerking is gedaan voor  $e/d=10$  (de stripdoorsnede waarop ook de waarnemingen in Figuur A5.33 betrekking hebben) en voor  $e/d=5$ . In dat laatste geval is de veronderstelling dat de gegevens uit Figuur A5.33 ook hiervoor geldig zijn (dat wil zeggen dat  $d'$  bepalend is voor de zogbreedte en de grootte van wervels). Omdat verwacht mag worden dat de stripdikte  $d$  een veel kleinere invloed heeft op het zog (en de daarmee samenhangende periodiciteit van de wervels) dan de striplengte  $e$ , is deze omwerking gerechtvaardigd. Uiteindelijk dienen de resultaten alleen om een orde van grootte van  $V_r$  af te schatten.

De zo verkregen  $V_r$  wordt vergeleken met de minimale waarde die gevonden is voor een staaf die recht wordt aangestroomd.

Uit de vergelijking blijkt nu dat bij rechte aanstroming de maximaal toelaatbare  $V_r$ -waarde  $V_r=5$  maatgevend is ten opzichte van de  $V_r$ -waarden die gelden voor scheve aanstroming.

#### Toepasbaarheid van de laboratoriumgegevens betreffende roosters

De hiervoor gepresenteerde gegevens zijn verkregen uit testinstallaties waarbij steeds trillingen met één graad van vrijheid zijn onderzocht. De resultaten geven aan dat de trillingen in de stroomrichting in hogere frequenties geëxciteerd worden dan de trillingen dwars op de stroomrichting. Bij strippen is de stijfheid in de stroomrichting vanzelf veel groter dan in dwarsrichting. Toch is het in de praktijk wenselijk om ook de eigenfrequenties in dwarsrichting zo hoog te kiezen dat bij overspraak

van de excitatie in stroomrichting geen problemen ontstaan. Uitgaande van een constructie als getoond in Figuur A5.22 zal het geen probleem opleveren om bij stripvormige roosterstaven voldoende koppelstaven aan te brengen.

$s/e$	$\alpha$	$V_r'$	$e/d$	$V_r$
3	15°	10,1	5	22,8
3	„	„	10	35,9
$\infty$	„	13,2	5	29,8
$\infty$	„	„	10	46,9
1	30°	4,6	5	15,5
1	„	„	10	27,0
2	„	4,9	5	16,5
2	„	„	10	28,7
3	„	5,3	5	17,8
3	„	„	10	31,1
$\infty$	„	6,1	5	20,5
$\infty$	„	„	10	35,8
2	45°	3,9	5	16,5
2	„	„	10	30,3
3	„	3,9	5	16,51
3	„	„	10	30,3
$\infty$	„	5,3	5	17,8
$\infty$	„	„	10	41,2

Tabel A5.1:  
Omwerking proefresultaten  
Figuur A5.33 naar  $V_r$ -waarden.

## 6 ERVARINGEN IN PROTOTYPE EN MODEL

De voorbeelden die in dit hoofdstuk worden beschreven zijn zoveel mogelijk gebaseerd op ervaringen waarbij het Waterloopkundig Laboratorium was betrokken. Dit heeft als consequentie dat deze vooral betrekking hebben op schuiven, deuren en aanverwante constructies.

Een paar voorbeelden die in de literatuur zijn beschreven, en die bijzonder illustratief zijn voor bepaalde verschijnselen, zijn ter completering toegevoegd.

*Indeling:*

- 6.1 Schuiven op een drempel (volkomen-afvoer)
- 6.2 Laag-vervalschuiven met gestuwde afvoer
- 6.3 Hoog-vervalschuiven en andere rioolschuiven
- 6.4 Afsluiters
- 6.5 Afdichtingen en lekspleten
- 6.6 Overstortende schuiven en kleppen
- 6.7 Schotbalken
- 6.8 Krooshekken
- 6.9 Dynamische verschijnselen door cavitatie en partiële beluchting

### 6.1 SCHUIVEN OP EEN DREMPEL (volkomen-afvoer)

#### 6.1a SCHEEF GEPLAATSTE WIELSCHUIF (prototype-ervaring)

**ALGEMEEN:**

Dit voorbeeld is opgenomen omdat het zeer illustratief is voor trillingen die onverwacht in de praktijk kunnen voorkomen. Overigens zijn van deze schuif zeer weinig gegevens bekend.

In eerste instantie mag verwacht worden dat een schuif met een volkomen afvoer relatief weinig gevaar voor trillingen oplevert. De trilling die is geconstateerd zou alleen in een schaalmodel zijn ontdekt, als hierin ook de horizontale bewegingsvrijheid (doorbuiging) zou zijn gereproduceerd.

**AFMETINGEN EN GEWICHTEN:**

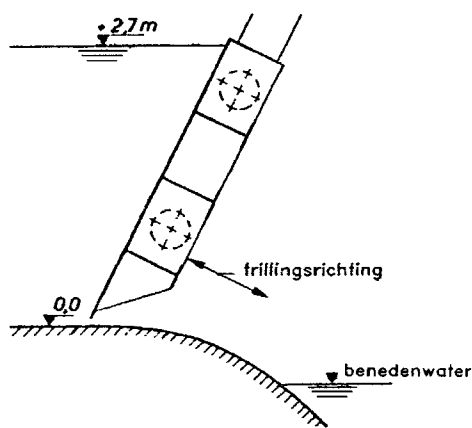
Overspanning 28 m. Verdere gegevens niet bekend.

**WATERSTANDEN:**

Maximale bovenwaterstand 2,7 m boven de bodem (de trillingen traden op bij kleine hefhoogten).

**VORMGEVING:**

Zie Figuur a.



Figuur a:  
Doorsnede schuif, uit Petrikat (1980).

### CONSTATERINGEN:

Bij deze schuif traden sterke horizontale schuiftrillingen op. Niet bekend is of het alleen de doorbuiging van de gehele schuif betrof of dat de beplating bij de onder-rand extra sterk trilde. De kritieke hefhoogte was 8 à 25 mm. De trillingsamplitude bedroeg circa 4 mm en de frequentie was 3 tot 5 Hz.

### ORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Tijdens trillen varieert de spleetgrootte periodiek, zodat in wezen een zogenaamde badstoptrilling ontstaat. Zie Paragraaf 4.4.2.

### REMEDIES:

Extra stijfheid en demping zijn lastig te realiseren. Het beste zal zijn de schuif snel door het kritieke gebied van schuifopeningen heen te trekken.

### OPMERKING:

Een soortgelijke situatie kan ook ontstaan bij een verticaal geplaatste schuif die staat op een oplopende bodem of drempel.

### REFERENTIE:

Petrikat (1980).

## 6.1b NEGATIEF GEKROMDE SECTORSCHUIF (prototype-ervaring)

### ALGEMEEN:

In het ontwerp van de sectorschuif zitten een aantal kritische punten voor wat betreft de situatie met onderstroming. De vorm van de beplating is zodanig dat de waterbelasting niet door het draaipunt gaat. Bovendien varieert de richting hiervan sterk met de waterstand. Aan de onderrand zit de eerste verstijvingsligger erg laag, zodat het onderdoorstromende water lang niet altijd vrij blijft van de ligger.

### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Overspanning 22,5 m. Verdere gegevens niet bekend.

### WATERSTANDEN:

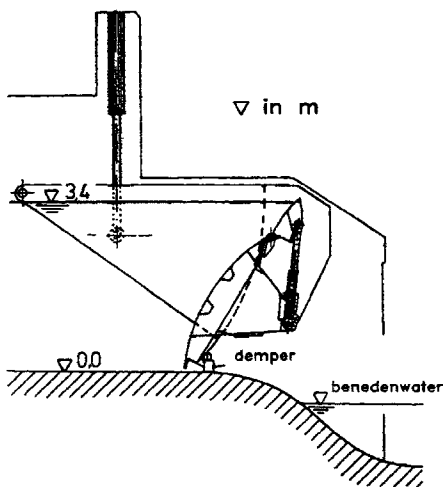
Maximaal 3,4 m boven de drempel (de trillingen traden op bij kleine hefhoogten van de schuif). De benedenwaterstand is lager dan de drempel. De stroming laat bij de onderrand volledig los.

### VORMGEVING:

De schuif is een sectorschuif met een beplating met inverse kromming. Voor de regeling van het bovenpeil is een overstortklep aanwezig. Deze speelt geen rol bij de geconstateerde trillingen. Zie verder Figuur a.

### CONSTATERINGEN:

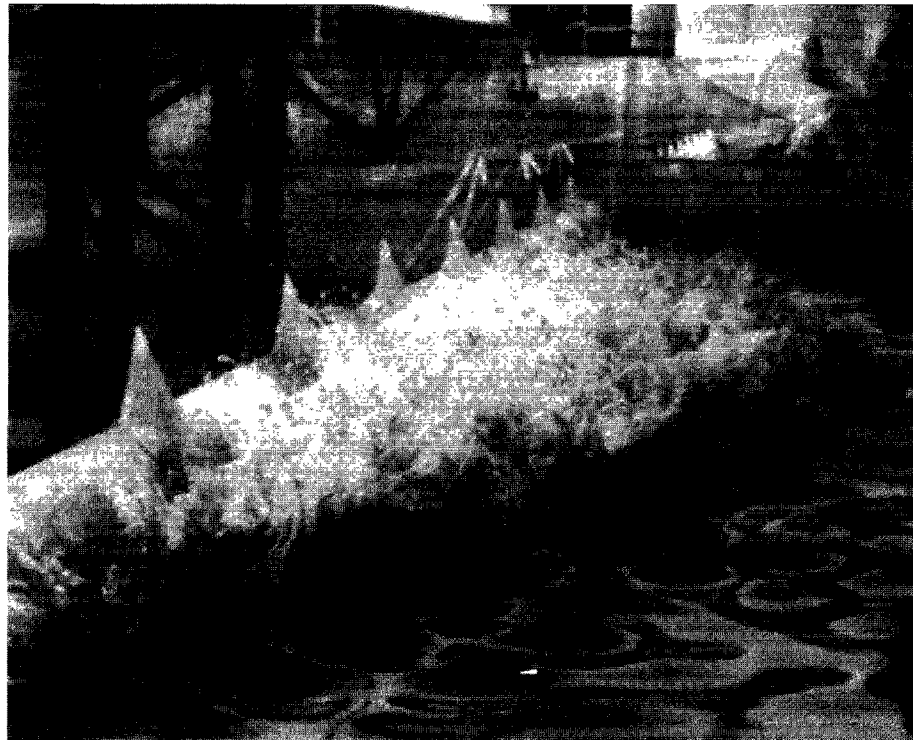
Trillingen traden op bij een hefhoogte van 8 mm in het midden van de schuif en 25 mm aan het uiteinde. Het betrof horizontale schuiftrillingen. Frequentie 4,1 Hz. Bovenstrooms zijn sterke dwarsgolven te zien, Figuur b. Nergens in de literatuur zijn zo sterk opspattende golven gerapporteerd. Zie voor de verklaring Paragraaf 4.6.



Figuur a:  
Verticale doorsnede over de schuif met bovenklep,  
Petrikat (1980).



Figuur b:  
Dwarsgolven in het bovenwater, Petrikat (1980).

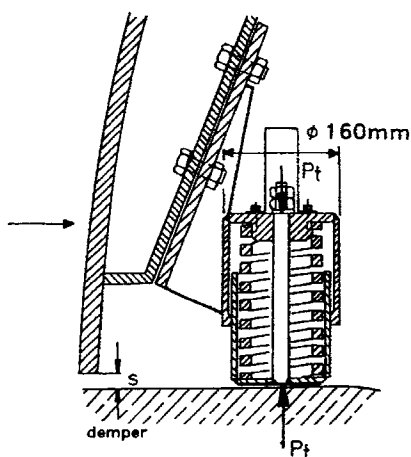


#### ORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Tijdens de 'horizontale' trilling varieert de schuifopening periodiek waardoor een badstoptrilling kan ontstaan. Zie verder Paragraaf 4.4.2.

#### REMEDIES:

Er is een demper toegepast die juist bij kleine openingen effectief is, zie Figuur c. Door een veer wordt gezorgd dat de demper de bodem al raakt voordat de schuif geheel dicht is. De positie van de onderkant van de demper past zich verder aan de hefhoogte aan.



Figuur c:  
Demperconstructie, uit Petrikat (1980).

#### OPMERKINGEN:

De schuiftrillingen zijn in een model op schaal 1:2 nader onderzocht (zie C. Miller: "Ein Beitrag zur Bestimmung der Schwingungserregende Kräfte an unterströmten Wehren" Mitteilungen Inst. f. Wasserbau, Univ. Stuttgart, Heft 42, 1977).

#### REFERENTIES:

Petrikat (1980).

### 6.1c SECTORSCHUIF OP DAMKRUIN (prototype-ervaring)

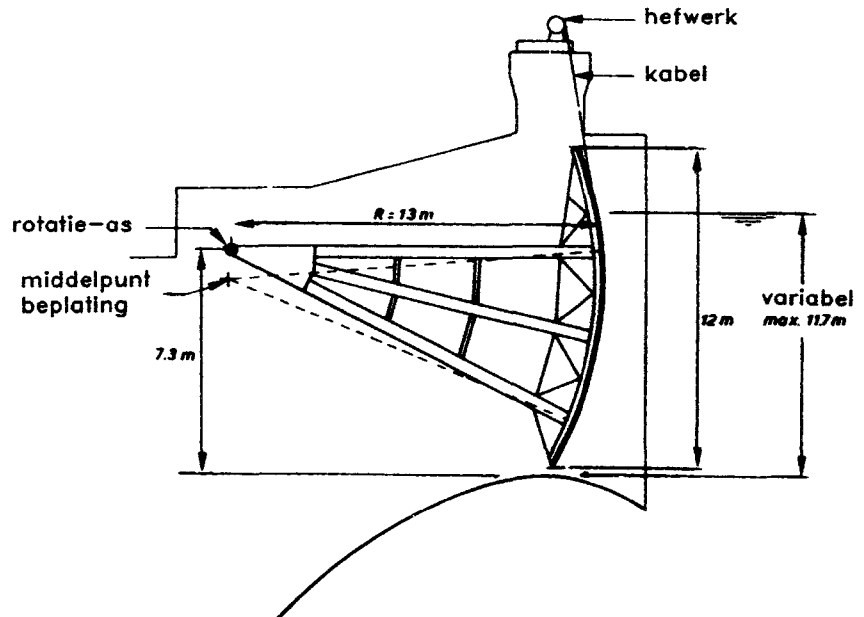
#### ALGEMEEN:

Dit voorbeeld is opgenomen omdat het hier een schuif betreft die door zijn trillingsgedrag is bezwaken. Hoewel ogenschijnlijk het ontwerp voldeed aan alle eisen om trillingvrij te functioneren (middelpunt sectorbeplating overeenkomend met draaipunt, scherpe onderrand) was de vervorming door de waterbelasting in de praktijk zodanig dat het middelpunt van de sectorbeplating naar beneden werd verschoven. Dit trillingsgedrag zou met een te eenvoudig schaalmodel niet zijn voorspeld!

### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Breedte 9 m, hoogte 12 m en straal 13 m. Polair traagheidsmoment  $5,76 \cdot 10^6 \text{ kgm}^2$ . Massa per eenheid van schuifoppervlak  $340 \text{ kg/m}^2$ .

Figuur a:  
Verticale doorsnede over de schuif, uit Isshi (1980).



### WATERSTANDEN:

Bovenwater 11,7 m boven de drempel, benedenwaterstand lager dan de drempel.

### VORMGEVING:

Zie Figuur a.

### CONSTATERINGEN:

Bezwijken van de schuif bij kleine hefhoogte, door uitknikken van de onderste radiale poot. Figuur b toont de vermoedelijke vervorming direct na het uitknikken en Figuur c hoe de schuif daarna loskwam en werd weggespoeld.

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

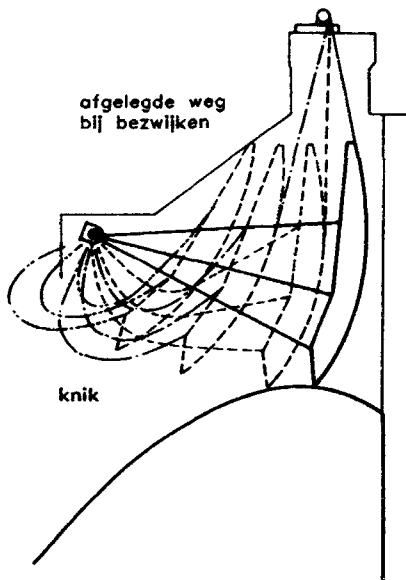
Dit is typisch een situatie waarbij een badstoptrilling kan ontstaan (Paragraaf 4.4.2). Door de auteurs is ook een dergelijke analyse uitgevoerd en de trillingen zijn later in een modelonderzoek ook gevonden.

### REMEDIES:

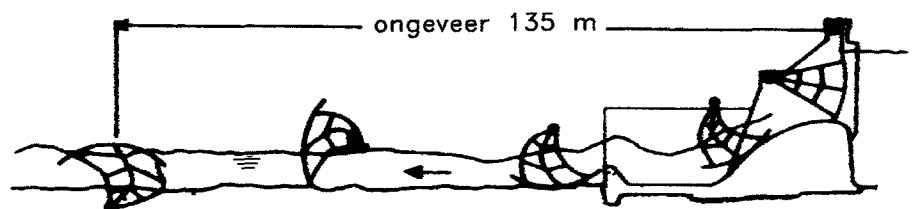
De schuif moet zodanig stijf zijn dat ook met waterbelasting het middelpunt van de gekromde beplating overeen komt met de plaats van het draaipunt.

### REFERENTIE:

Ishii cs. (1980).



Figuur b:  
Vervorming van de poten.

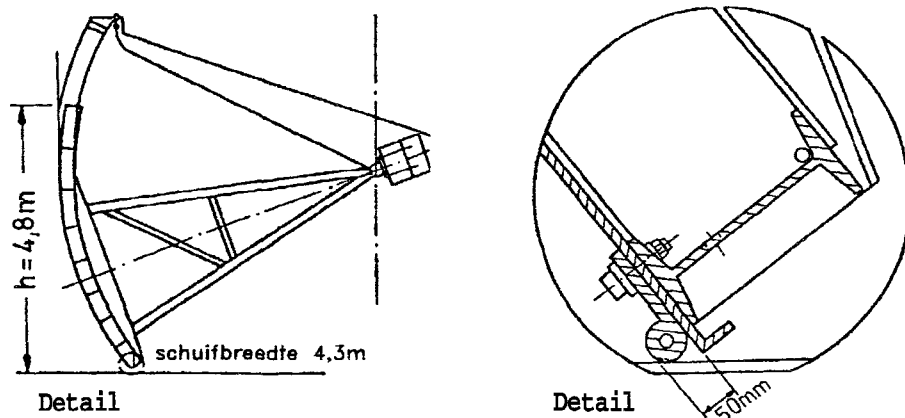


Figuur c:  
De tuimeling van de schuif na het bezwijken.

## 6.1d ONDERRANDEN SECTORSCHUIVEN ARKANSAS-RIVER DAMMEN (prototype-ervaring en modelonderzoek)

### ALGEMEEN:

Omdat er veel gelijksoortige situaties waren bij de vele dammen in de Arkansas river is, naar aanleiding van geconstateerde trillingsproblemen, gezocht naar een goede onderrand. Het betrof sectorschuiven geplaatst op een drempel.



### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Wat betreft enigszins representatieve afmetingen, zie figuur a. Gewicht en stijfheid ophanging niet bekend. Figuur b toont een vorm van de onderrand die veel was toegepast.

### WATERSTANDEN:

Benedenwaterstand onder de drempel, bovenwaterstand gekoppeld aan schuifpositie.

### VORMGEVING:

Middelpunt van de gekromde beplating en draaipunt komen overeen. De vorm van de aanvankelijke onderrand wordt getoond in Figuur b.

### CONSTATERINGEN:

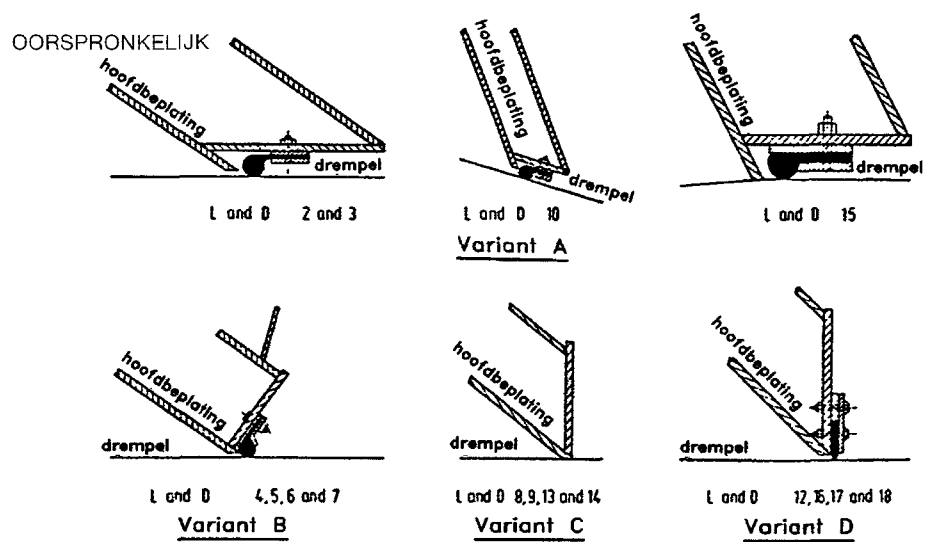
Bij een opening van een paar centimeter traden zeer sterke trillingen op.

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Een muzieknootafdichting is bij kleine spleten zeer instabiel. De oorzaak daarvan ligt zowel in de vormgeving als de elasticiteit: bij een trilling varieert de spleet in grootte, het debiet door de spleet varieert en bij afremmen van het debiet ontstaat een extra verval (als bij de badstoptrilling, Paragraaf 4.4.2) waardoor de spleet de neiging heeft tot verder sluiten. Hoewel de trilling ogenschijnlijk alleen een trilling van het rubber is, werkt het verval door op de gehele schuif waardoor een sterke wisselende belasting ontstaat.

### REMEDIES:

Naar aanleiding van de ervaringen is een modelonderzoek uitgevoerd naar een groot aantal vormen van de rand met en zonder rubber afdichtingsstrips. De conclusie is eenduidig: alle oplossingen voor een onderrand met een muzieknoot zijn trillingsgevoelig. Een scherpe rand, eventueel gecombineerd met een scherpe stijve rubber strip biedt wel een oplossing. Zie verder Figuur c.



Figuur c:  
Onderzochte randen met de bijbehorende  
trillingsgevoeligheid.

Variant A en B geven trillingen  
Variant C en D geen trillingen

#### OPMERKING:

In Hoofdstuk 7 wordt afgeraden een muzieknoot te gebruiken voor onder- en bovenafdichting van een schuif. Als glijdende zijafdichting is deze wel geschikt.

#### REFERENTIES:

Schmidgall (1972) en Petrikat (1980).

### 6.1e SCHUIF MET GELIJKE STIJFHEID EN AFMETINGEN HORIZONTAAL EN VERTICAAL (modelonderzoek)

#### ALGEMEEN:

Dit voorbeeld is opgenomen omdat het een ontwerp betreft dat volgens verschillende criteria ongevoelig voor trillingen zou moeten zijn, maar desalniettemin toch in trilling komt. Het stroombeeld is stabiel. Zolang de hefhoogte klein is, laat de stroming los bij de kleinste opening en speelt de meer bovenstrooms gelegen knik geen rol. De instabiliteitsindicator (Paragraaf 4.4.6) geeft aan dat als de spleet in grootte varieert er geen extra verval ontstaat in de richting die de spleetverandering versterkt. Er is ook geen gevaar voor 'galloping' (Paragraaf 4.4.5) waarbij de aanstroomhoek belangrijk is.

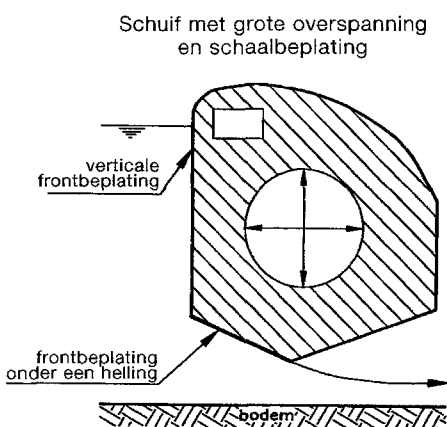
Dit type schuif is onderzocht door Ishii en Knisely (1992). Het betrof schaalonderzoek in een sectiemodel opgehangen in draden en veren. Deze lieten een horizontale en een verticale beweging toe. De auteurs vonden dat het model stabiel was als één van de graden van vrijheid werd geëlimineerd.

#### AFMETINGEN:

Zie Figuur a voor de doorsnede. De schuif is ca. 3,5 m hoog en 3 m breed en heeft een overspanning van 30 m.

#### WATERSTANDEN:

Bij de proeven was geen sprake van overstort; de bovenwaterstand is begrensd



Figuur a:  
Doorsnede over de schuif, uit Ishii and Knisley (1992).

door de bovenkant van de schuif. Aan de benedenstroomse kant is de waterstand zeer laag en is er een vrije afstroming.

### VORMGEVING:

Zie Figuur a.

### CONSTATERINGEN:

In een schaalmodel, waarbij een sectie was ingespannen in draden en veren die transferende bewegingen in horizontale en verticale richting toelieten, zijn sterke trillingen gevonden zodra de horizontale en verticale frequenties in elkaars buurt kwamen te liggen.

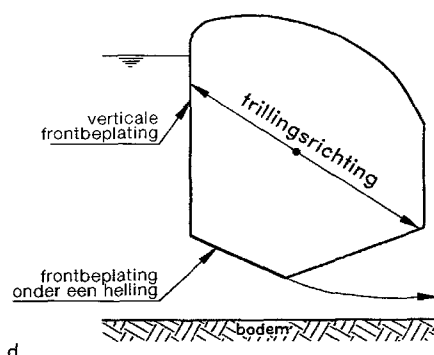
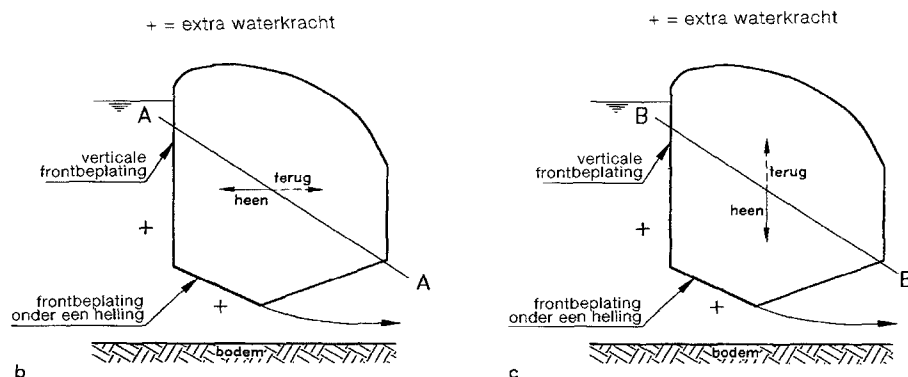
### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Ishii en Knisely geven aan dat de beide trillingen (horizontaal en verticaal) door het water worden gekoppeld.

Stel eerst dat er initieel een horizontale trilling is. In Figuur b is met ondoorbroken lijn de heengaande en met doorbroken lijn de teruggaande beweging aangegeven. Door de toegevoegde watermassa zal (tijdens 'heengaand' versnellen naar links) een extra waterdruk ontstaan die een (toegevoegde-watermassa-)kracht naar rechts geeft en ook een omhoog gerichte kracht. Het resultaat kan dus zijn dat de beweging niet horizontaal blijft maar schuin naar boven wordt gericht. Dit resulteert in de trillingsrichting A-A. Evenzo zal een trilling die aanvankelijk verticaal is (Figuur c) ook een horizontale kracht geven (een versnelling naar beneden veroorzaakt een overdruk en zal een afbuiging naar rechts geven, die resulteert in een trillingsrichting B-B). Beide gevallen leiden tot een scheef gerichte trilling in dezelfde richting.

Dit wordt één gecombineerde beweging als beide trillingen ook nog dezelfde resonantiefrequentie hebben. Het resultaat is alsof het systeem één graad van vrijheid heeft.

Figuur b en c:  
b) Afbuiging bij horizontaal trillen en  
c) Bij verticaal trillen.



Figuur d:  
Een systeem met één graad van vrijheid  
die schief is gericht.

In Figuur d is dit nog eens aangegeven. Maar op dit systeem is de instabiliteitsindicator (Paragraaf 4.4.6) toepasbaar. Een beweging naar linksonder vermindert de spleetgrootte, en daardoor neemt het verval toe en wordt de beweging naar linksonder versterkt. De situatie lijkt op die van Voorbeeld 6.1.a.

### REMEDIES:

Bij het ontwerp moet al worden gezorgd dat stijfheid en resonantiefrequentie in de twee richtingen verschillen.

### REFERENTIES:

Ishii and Knisely (1992).

## 6.2 LAAG-VERVALSCHUIVEN MET GESTUWDE AFVOER

### 6.2a VIZIERSCHUIVEN STUW HAGESTEIN (prototype-ervaring)

#### ALGEMEEN:

Figuur a toont het ontwerp van de stuwen in de Nederrijn. De schuiven bestaan uit een liggende halfcirkelvormige boog die op trek wordt belast door de waterdruk. Ondanks een uitvoerig modelonderzoek (zie Deel C Hoofdstuk 5 en 6) zijn in het prototype trillingen geconstateerd van lokale plaatvelden. Deze trillingen vielen buiten het bereik van de in de ontwerpfase toegepaste schaalmodellen, omdat daar alleen de elastische eigenschappen van kabels en van de buigings- en torsieverborming op schaal is gebracht.

#### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

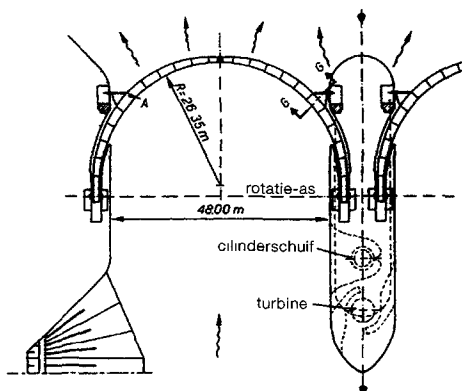
Overspanning 48 m, straal van de vizier 26,35 m en schuifhoogte 7,55 m. Lokale plaatdikte 12 mm.

#### WATERSTANDEN:

Benedenwaterstand 4 à 6 m boven de drempel, maximaal verval 3,5 m.

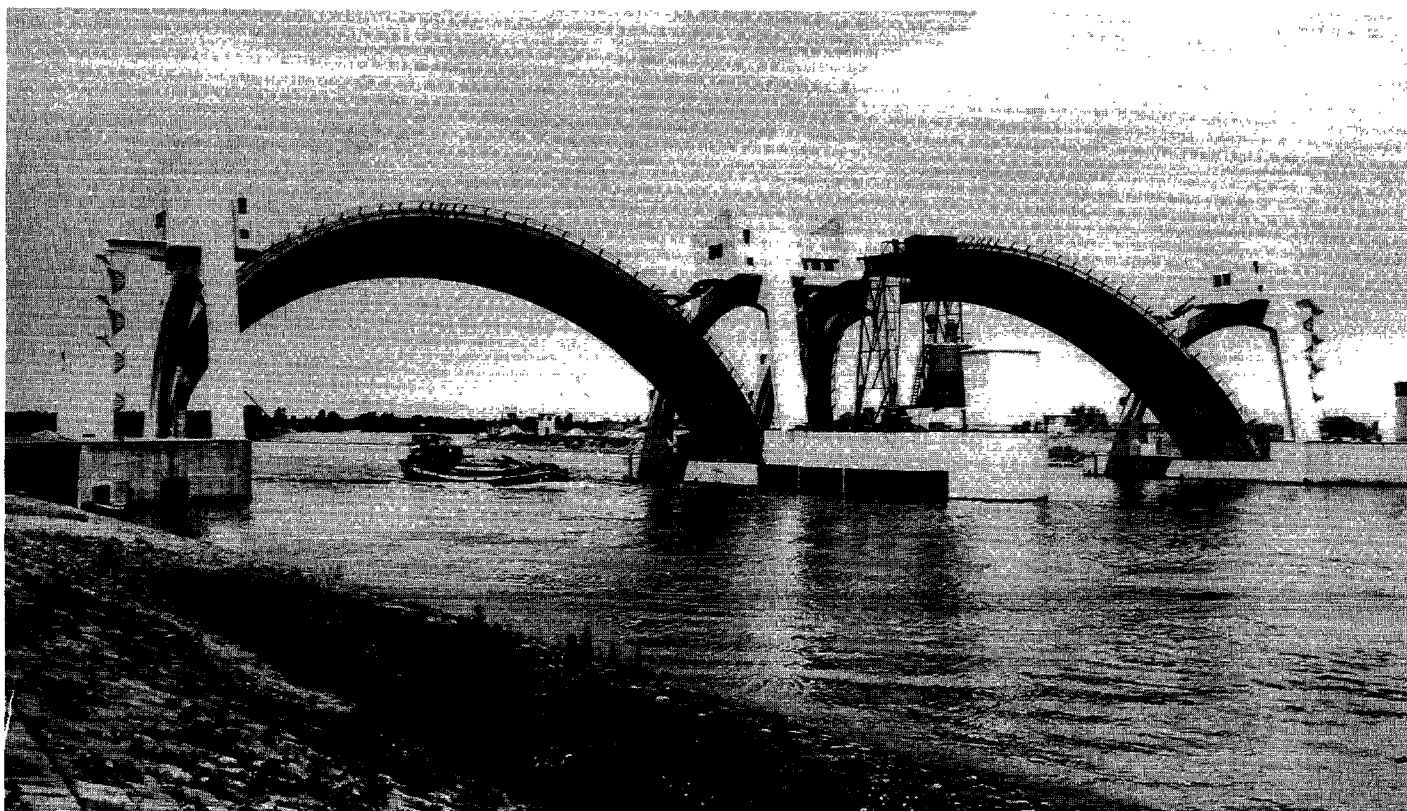
#### VORMGEVING:

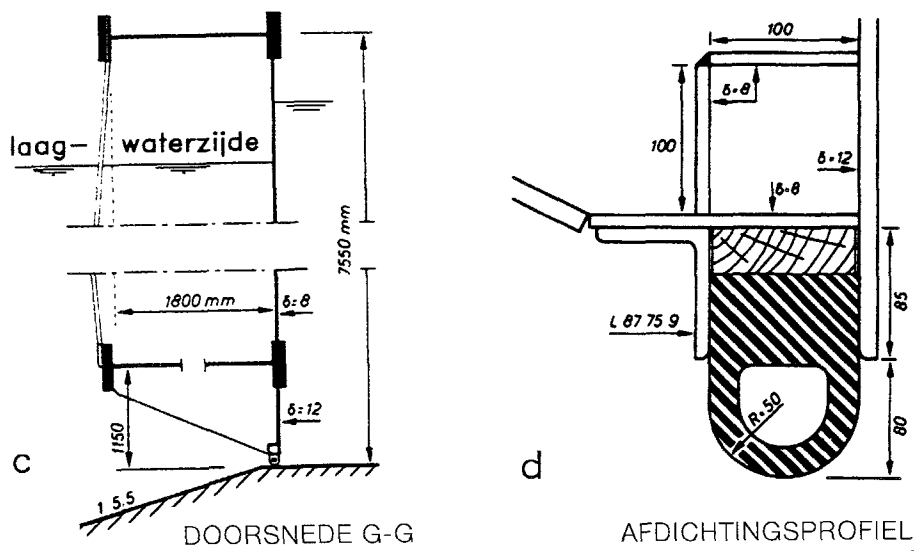
Zie Figuren a, b en c. In de pijler en de landhoofden is ruimte uitgespaard om de radiale uitstroming te bevorderen (om de belasting keersymmetrisch te houden). In de middenpijler is een waterkracht turbine en een cilinderschuif opgenomen, de laatste in verband met de fijnregeling van het debiet.



Figuur a:  
Plattegrond van de vizierschuif.

Figuur b:  
Aanzicht stuw vanaf de bovenstroomse zijde.





Figuur c en d:  
 c) Doorsnede over de schuif en  
 d) Detail van de onderrand.

De rubber onderrand is een halfronde fenderprofiel, waar in gesloten stand de schuif op rust (Figuur c).

#### CONSTATERINGEN:

Als het verval groter is dan 1 m, dan treden hoogfrequente plaattrillingen op waarbij in het bovenwater golfjes ontstaan. De frequentie van de trillingen ligt tussen de 12 en 20 Hz. Het lijkt dat ter plaatse van de trillingen de lokale hefhoopte die vrij komt (na uitvering rubber) 5 à 80 cm is. De trillingen zijn hoorbaar. Omdat de trillingen aan de onderrand worden opgewekt en aan de waterspiegel nog duidelijk waarneembaar zijn (golfjes) moeten het vrij sterke trillingen zijn. Er zijn in de loop der jaren (de stuw is ruim 30 jaar in gebruik) ook verstijvingen aangebracht. En er zijn in de buurt van de landhoofden ook vermoeidheidsverschijnselen aan de plaatvelden waargenomen.

#### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

De oorzaak is de vorm van de onderrand. De met de trilling periodieke variërende omstroming die samenhangt met de traagheid van het water (toegevoegde-watermassastroming) beïnvloedt de normale afvoer zodanig dat deze periodiek afgeknepen en versneld wordt en dit levert de kracht om de trilling in stand te houden. Zie verder Paragraaf 4.4.4.

#### REMEDIES:

Een smallere en scherpere rand zal de hefhoopte die kritiek is, sterk verkleinen. Verstijven van de boxligger bij het fenderprofiel (Figuur c) door afschoren naar de onderste schuifligger is in 1993 uitgevoerd. Dit blijkt niet voldoende effect te sorteren. Tot dan toe is steeds geprobeerd de trillingen te ontlopen door de schuif tijdens het regelen van het debiet of de bovenwaterstand buiten het kritieke gebied van hefhoopte te houden. De bovenwaterstand werd dan bij geregeld met de tweede vizierschuif en met de cilinderschuif in de middenpijler.

#### REFERENTIES:

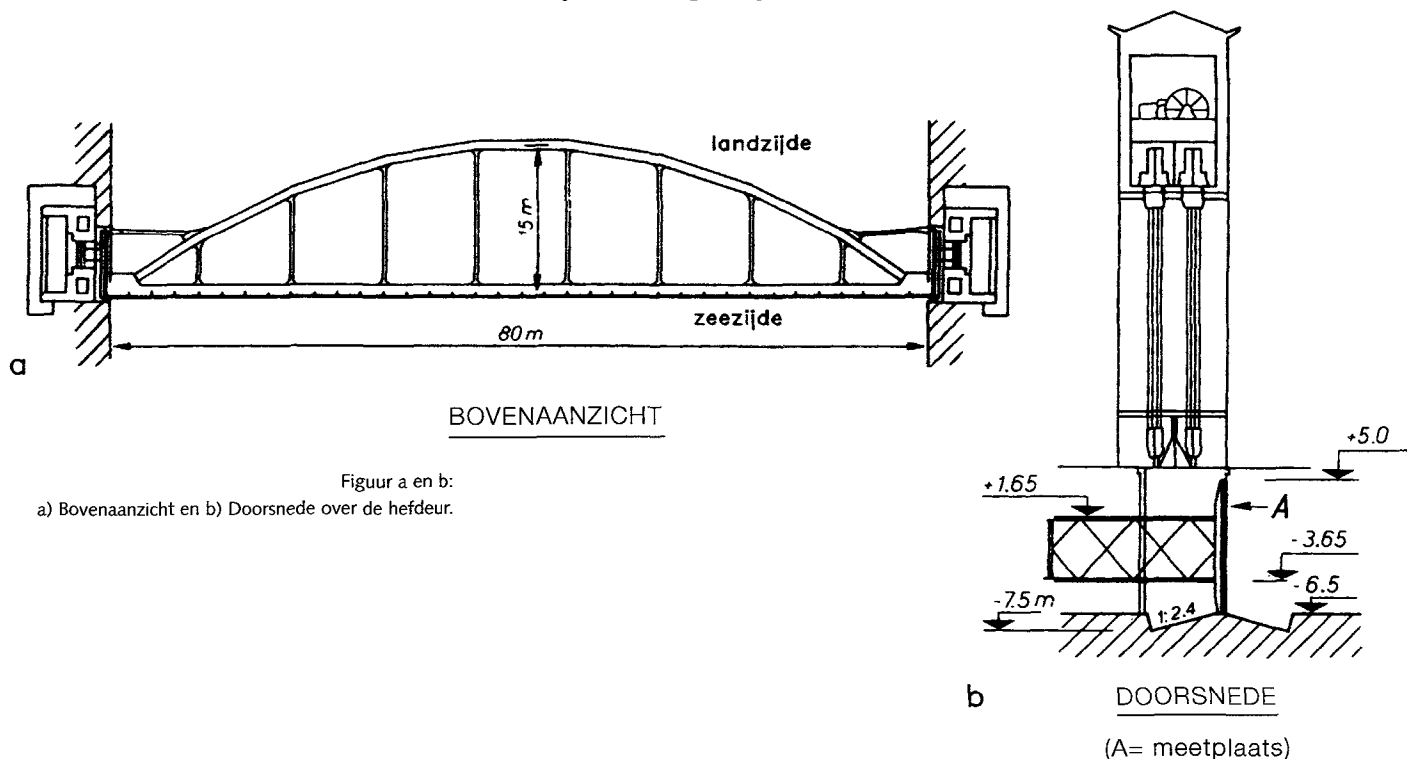
Schoemaker (1959) (WL-publicatie 14), Kolkman (1959), (1980) (WL-publ. 219), WL-rapporten M561/700 en Q322-I.

## 6.2b STORMSTUW KRIMPEN (prototype-ervaring)

### HEFDEUREN VAN DE STORMSTUW TE KRIMPEN

#### ALGEMEEN:

Bij de bouw van de tweede deur van de stormvloedkering te Krimpen was besloten om bij de 'gesloten situatie' een lekspleet toe te laten om zodoende te voorkomen dat bij wisselende belasting tijdens het verloop van het getij de schuif over de bodem schraapt. (De eerste deur heeft een houten onderbalk.) Omdat in die tijd ook het WL van mening was dat een scherpe onderrand geen aanleiding zou geven tot trillingen, is de beplating koud beëindigd.



Figuur a en b:  
a) Bovenaanzicht en b) Doorsnede over de hefdeur.

#### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

De deur heeft een overspanning van 80 m en is 8 m hoog. Hij is geconstrueerd als een liggende boogbrug. De boog heeft een pijl van 15 m. De vrij uitstekende beplating bij de onderrand kan vele trillingsvormen aannemen; er zijn geen berekeningen uitgevoerd naar mogelijke eigenfrequenties. De onderste verstijvingsligger ligt op 0,465 m van de rand van de plaat. De beplating is 12 mm dik. De drempel ligt op N.A.P. -6,5 m.

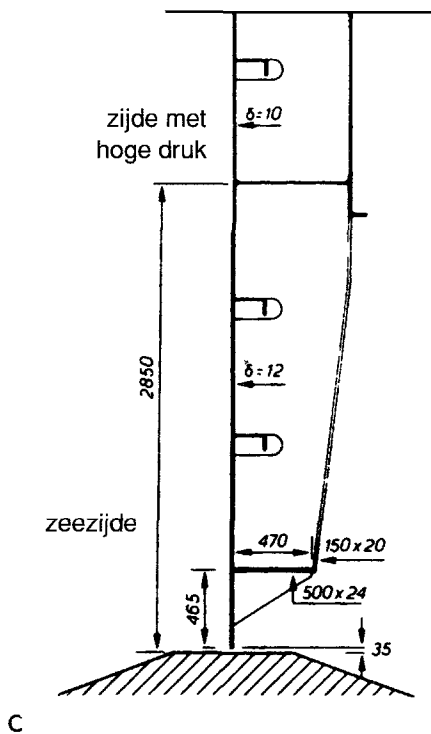
#### WATERSTANDEN:

Ten opzicht van N.A.P. kan de buitenwaterstand tot +4 m oplopen. (De deurhoogte is hoger, in verband met golven). Bij metingen in prototype varieerde de waterstand aan de zeezijde van -0,65 m tot +1,20 m, en aan de binnenzijde van -0,4 tot +1 m.

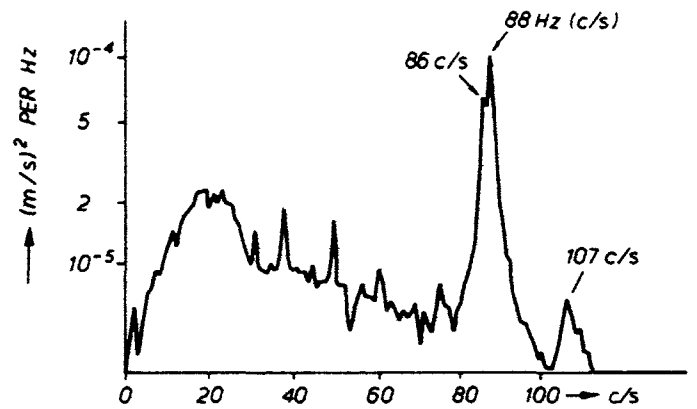
#### VORMGEVING:

Zie Figuur c voor de vorm van de onderrand. De spleet in gesloten toestand was als ontwerp-grootte in de orde van 35 mm gedacht, maar zal in werkelijkheid variabel zijn ten gevolge van wisselende doorbuiging.





c) Detail van de onderrand en  
d) Spectrum van de trillingssnelheid.



d

#### CONSTATERINGEN:

Bij een eerste bezoek bleek dat er een hoorbare brom was, hoorbaar ook op een (kleine) afstand tot de deur. Bij metingen (op lokatie A, zie Figuur b) is later een 88 Hz trilling vastgesteld. Figuur d toont het spectrum.

#### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Zie Paragraaf 4.4.4; het betreft de hypothese van de variërende afvoercoëfficiënt. Bij later onderzoek aan dit type rand is gebleken dat er meerdere kritieke waarden zijn voor de gereduceerde stroomsnelheid  $V_r$  (de snelheid wordt daarbij gedeeld door resonantiefrequentie en plaatdikte). Zie Figuur A4.18. Het onderste plaatveld heeft veel eigenfrequenties waardoor er meer kans is dat één van de kritieke Strouhalgetallen wordt bereikt.

#### REMEDIES:

Iets verder heffen van de schuif doet trillingen stoppen (volgens resultaten van de modelproeven worden bij een hefhoogte van circa 2x de plaatdikte geen trillingen meer verwacht). Omdat waterdichtheid bij een stormvloedkering geen eis is, is deze beheersmaatregel toegepast. Aanscherpen van de rand zou ook te overwegen zijn.

#### OPMERKINGEN:

De eerste hefdeur die gebouwd is met een houten balk als onderrand had geen trillingen. Dat zou eventueel wel te verwachten zijn (zie Voorbeeld 6.2.e). Bij gelijk verval zijn bij een dikkere rand de frequenties van de stromingsexcitatie lager, en deze vallen dan wellicht buiten het gebied van resonantiefrequenties.

#### REFERENTIES:

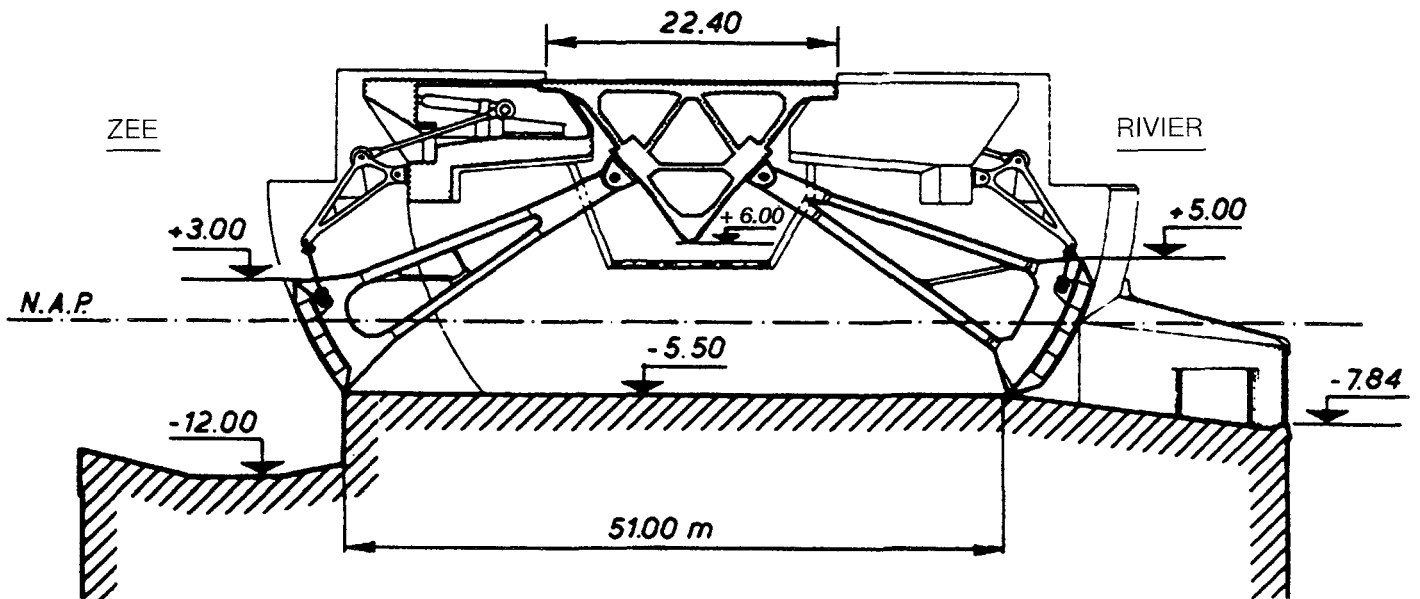
Kolkman (1980) (WL-publicatie 219), WL-rapport R1305. Het algemene onderzoek aan scherpe rande is gepubliceerd door Jongeling (1987) (ook WL-publicatie 392) en WL-rapport Q190.

## 6.2c SPUISLUIS HARINGVLIET, RIVIERSCHUIF (prototype-ervaring)

### ALGEMEEN:

Ter weerszijde van een driehoekige brugligger zijn sectorschouwen aangebracht met dubbele beplating. Aan de zeezijde loopt de cirkelvormige beplating vanaf de bodem, opdat wisselende golfdrukken geen krachtcomponent op het hefwerk geven. De schouwen steunen via meerdere draaipunten af op de brugligger. Aan beide zijden van de schouf hangt deze in een hefwerk.

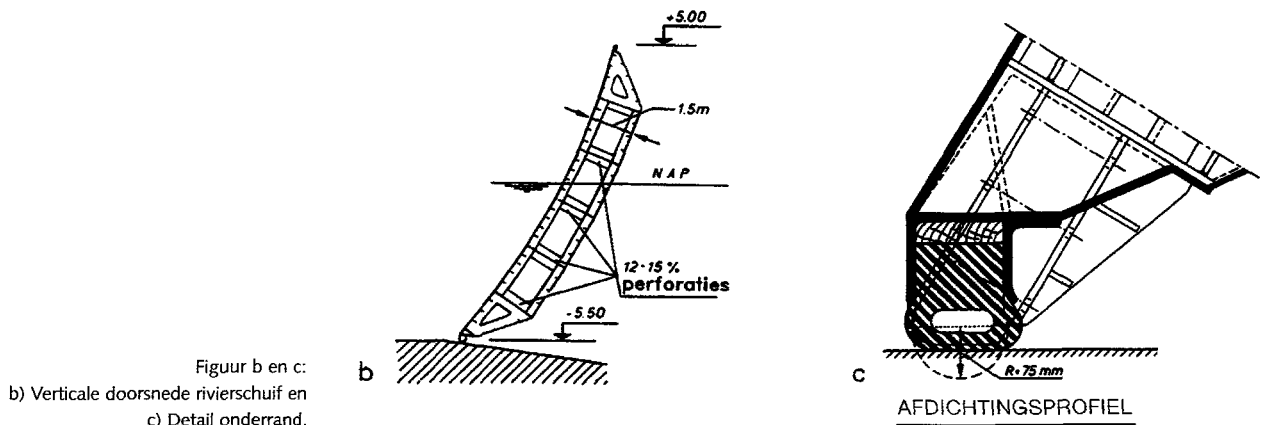
De onderrand van de rivierschouf bestaat uit een rubber fenderprofiel, de zijafdichting is opblaasbaar, zodat de schouf bij niet-gesloten stand vrij is van de wand, waardoor tevens het systeem dan extreem laaggedempt is.



Figuur a:  
Doorsnede over de brug en beide schouwen.

### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Schoufbreedte 56,5 m. Steunarmen met draaipunt hart op hart 14,8 m. Schoufgewicht 520 tonf. Stijfheid van twee hefwerken tezamen  $115 \cdot 10^6$  N/m in gesloten stand, en in geopende stand wat lager (dan zit er meer olie in de hefcilinder). De schouwen zelf zijn zeer stijf geconstrueerd.



Figuur b en c:  
b) Verticale doorsnede rivierschouf en  
c) Detail onderrand.

### WATERSTANDEN:

De waterstanden kunnen variëren van -2 tot +5 m aan de zeezijde en van -1 tot +2 m aan de rivierzijde. Bij de metingen waarbij trillingen aan de rivierschuif zijn geconstateerd varieerde de rivierstand van N.A.P. tot N.A.P. +0,5 m. De zeewaterstand was 0,5 tot 2 m lager.

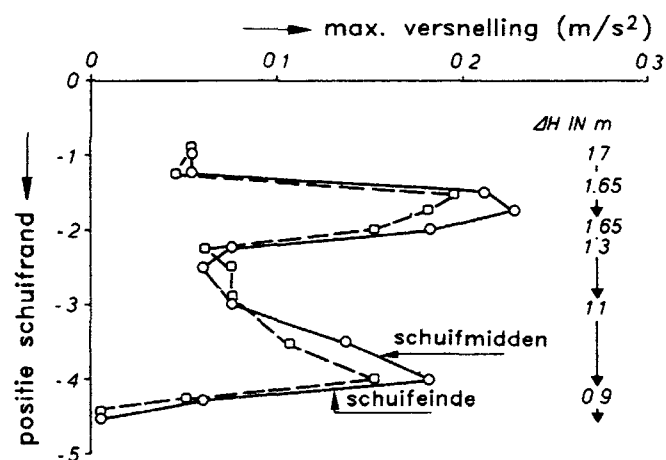
### VORMGEVING:

Maatgevend voor de trillingen is de vorm van de verticale doorsnede van de schuif. Figuur b en c geven de vormgeving van de doorsnede.

### CONSTATERINGEN:

De verticale (beter: tangentiële) trillingen zijn geconstateerd bij een speciale meetcampagne die tot doel had het schuifgedrag bij alle mogelijke bedrijfsomstandigheden te leren kennen.

Trillingen met een frequentie van 2 à 2,5 Hz traden op bij schuifopeningen in het gebied van 1,5 à 2 m en in de buurt van 4 m. De vervallen tijdens de metingen staan in Figuur d aangegeven tezamen met de sterkte van de geconstateerde trillingen.



Figuur d:  
Gemeten versnellingen met bijbehorende  
schuifopening en verval.

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Bij kleinere openingen kan het zijn dat de stroming die loslaat bij de knik afwisselend wel of niet weer gaat aanliggen bij de rubber onderrand, zie Paragraaf 4.3. Bij grotere spleetopeningen geldt dat de stroming niet gaat aanliggen maar dat het loslaatpunt aan de bovenstroomse zijde van de schuif zit, hetgeen altijd ongunstig is, zie ook Paragraaf 4.4.6.

### REMEDIES:

Deze zijn niet nader bekeken omdat de trillingsamplitude tot een paar millimeter beperkt bleef.

### OPMERKINGEN:

De halfronde vorm van het fenderprofiel had nog aanleiding kunnen geven tot horizontale schuiftrillingen (zie Paragraaf 4.4.4) maar vermoedelijk is de schuif voldoende stijf om dit te voorkomen.

### REFERENTIES:

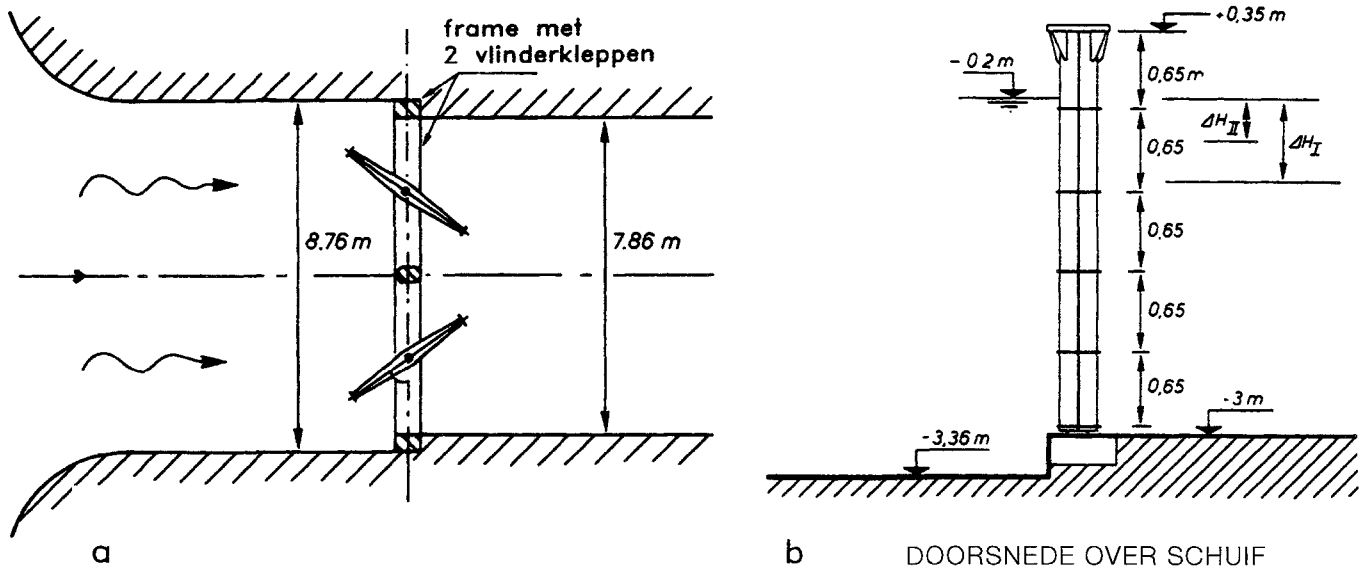
Kolkman (1980) (WL-publicatie 219) en WL-rapport M754.

## 6.2d TOLKLEPPEN GROTE ZEESLUIS MUIDEN (modelonderzoek)

### ALGEMEEN:

Eén van de kolken van de gerenoveerde antieke schutsluis te Muiden wordt thans alleen als spuisluis gebruikt. Daarbij zijn tolkleppen toegepast, 3,35 m hoog en 3,75 m breed. Tussen de twee kleppen is een kleine middenpijler aanwezig. Het geheel is ingebouwd in een stalen frame en kon als één geheel worden gemonteerd. Dit ontwerp is beproefd in een schaalmodel 1:10. Hierin zijn geschaald de rotatiestijfheid van het bewegingswerk en de buigingsstijfheid van de beplating.

Daartoe is de dikte van de beplating wat gereduceerd ten opzichte van wat geometrisch juist zou zijn. Gerelateerd aan prototypewaarden is de beplating 12,5 mm dik in plaats van 20 mm. Geaccepteerd werd dat de massa van de beplating niet op schaal was, omdat de toegevoegde watermassa toch veel groter is dan de eigen massa van de plaat. In gesloten stand is een lekspleet van 10 mm geaccepteerd.



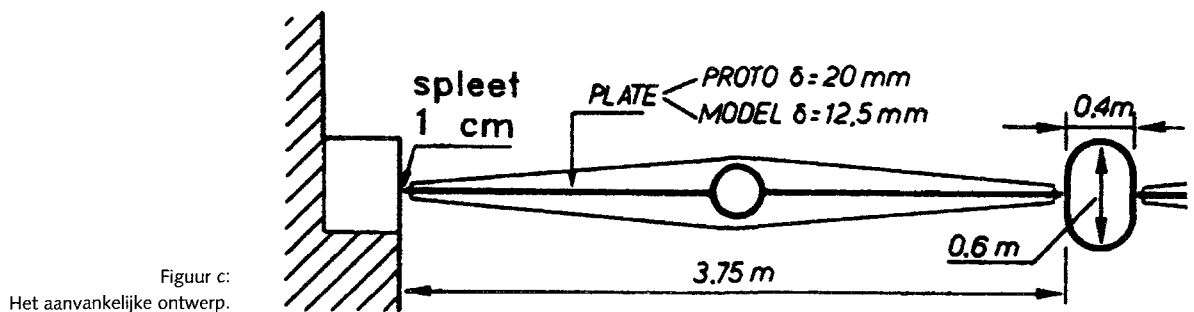
Figuur a en b:  
a) Bovenaanzicht en  
b) Verticale doorsnede over één klep.

### AFMETINGEN:

Zie Figuur a en b.

### WATERSTANDEN:

Buitenwater maximaal N.A.P. +0,35 m, binnenwater minimaal N.A.P. -2 m.



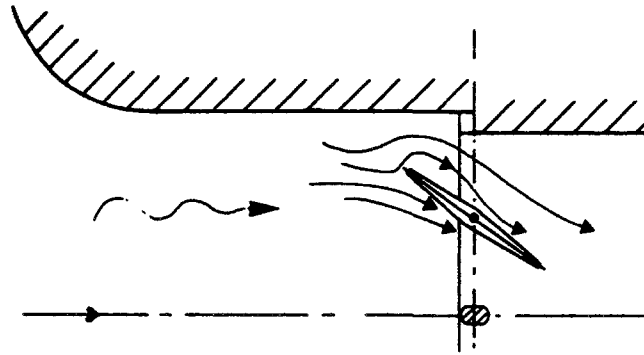
Figuur c:  
Het aanvankelijke ontwerp.

### VORMGEVING:

In het aanvankelijke ontwerp was de beplating aan de zijkant koud beëindigd. De beplating werd ondersteund door horizontale liggers hart op hart 0,65 m. Zie Figuur c.

### CONSTATERINGEN:

Bij twee condities traden sterke trillingen op: trilling I als de schuif geheel of nagenoeg gesloten was ( $\varphi = 0 - 3^\circ$ ) en trilling II bij  $\varphi = 50^\circ$ . Beide trillingen waren hoorbaar en gingen gepaard met golfjes op de waterspiegel. De trillingsfrequentie in het model was 150 Hz (prototype vertaald 50 Hz). Trilling I trad op bij een verval van 0,7 m en meer; type II begon bij 0,35 m. Niet nagegaan is of bij kleinere vervallen ook nog kritieke situaties voor kwamen.

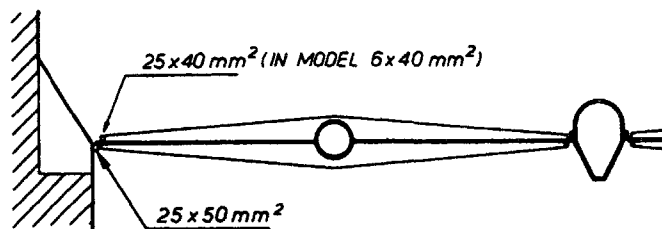


Figuur d:  
Stromingssituatie bij  $50^\circ$ .

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Voor trilling I: zie Paragraaf 4.4.4 (hypothese van de variërende afvoercoëfficiënt). Door de omstroming gerelateerd aan de toegevoegde watermassa wordt het lekdebiet periodiek geblokkeerd, waardoor een periodiek variërend verval ontstaat dat de trilling doet versterken. Dit type trilling kan optreden tot een spleetgrootte van 2 à 3 maal de dikte van de rand van de plaat.

Trilling II is vooral gekoppeld aan een instabiel stroombeeld; de stroming gaat na het loslaten weer aanliggen maar het punt van aanliggen kan met de trilling ook sterk fluctueren en daarmee ook de grootte van de onderdrukzone. Een sluitbeweging veroorzaakt (in Figuur d aan de bovenzijde) een extra sterke contractie van de stroming (invloed van de toegevoegde-watermassastroming) waardoor juist dan de sluitkracht weer groter wordt en de beweging wordt versterkt. Dit is dan gelijksoortig aan wat in Paragraaf 4.4.4 is beschreven: de hypothese van de variërende afvoercoëfficiënt.



Figuur e:  
De aangebrachte verbeteringen.

### REMEDIES:

Besloten is om de rand van de beplating te verstijven (Figuur e). Eerst zijn dunnere ribben geprobeerd, maar die waren niet effectief. In de middenpijler zijn zittingen aangebracht waar de schuif in gesloten stand tegenaan gedrukt wordt. Bij de landhoofden is een afschuining toegepast om tijdens het openen van de schuif sneller een grotere spleet te bereiken. In het model werden geen trillingen meer geconstateerd en ook in prototype zijn geen problemen gerezen.

### REFERENTIES:

Kolkman (1980) en WL-rapport M1311.

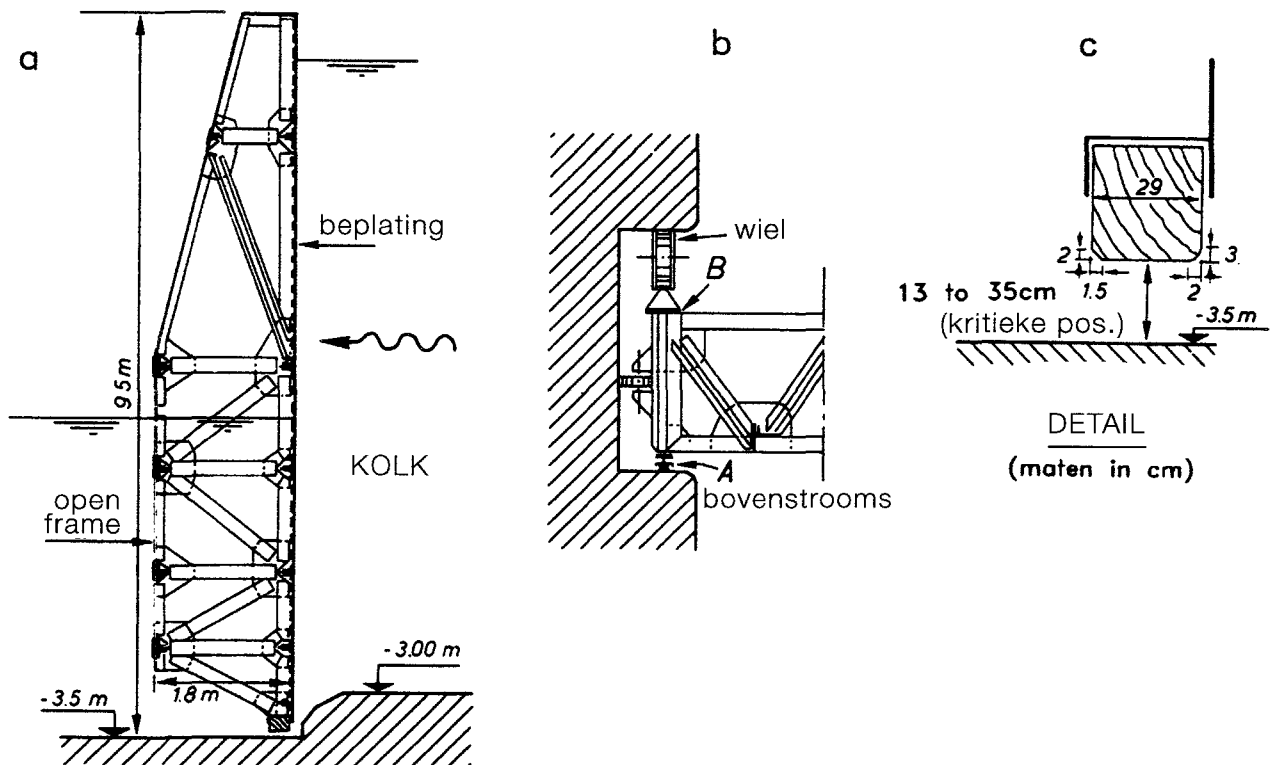
## 6.2e HEFDEUR BENEDENHOOFD SCHUTSLUIS LITH (prototype-ervaring)

### ALGEMEEN:

De schutsluis wordt geledigd door de hefdeur een geringe hoogte te trekken. Juist in dit gebied traden heftige trillingen op. Deze waren aanvankelijk niet sterk of zelfs afwezig. Echter, nadat de houten onderbalk was vervangen en de wielstellen waren gereviseerd, waren de trillingen zo sterk dat in de huizen van het sluispersoneel de trillingen voelbaar waren.

De wielen waren iets afgedraaid bij de revisie en het rubber was afgesleten waardoor de zijafdichting lekte; waarschijnlijk was hierdoor de mechanische demping verkleind ten opzichte van de vroegere situatie.

Bij een bezoek aan de sluis door het WL is een eenvoudige Askania handopnemer meegenomen (principe: absolute verplaatsingsopnemer, zie Deel C Paragraaf 7.2). Daarmee kon de frequentie en de amplitude van de trillingen op een punt circa 1 m boven de waterspiegel worden gemeten (zie foto Figuur d).



Figuur a, b en c:

a) Verticale doorsnede deur,

b) Horizontale doorsnede wielstel en zijafdichting en

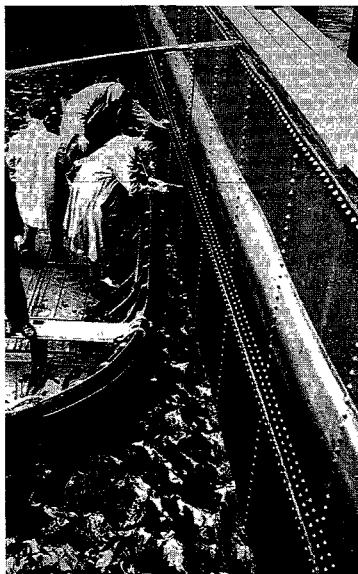
c) Doorsnede van de houten onderbalk.

### AFMETINGEN EN GEWICHT:

Sluisbreedte 14 m, deurhoogte 9,5 m. Deurmassa 90 ton. Deurbeplating en zijafdichting aan de bovenstroomse zijde.

### WATERSTANDEN:

Voordat met heffen wordt begonnen staat de bovenwaterstand op N.A.P. +4,5 m en staat de benedenwaterstand in de kolk in de buurt van N.A.P. Bij de beproeving varieerde het benedenwater van N.A.P. +1,05 m tot 1,4 m. Bij een verval kleiner dan 1,9 m stopten de trillingen.



Figuur d:  
Trillingsmeting en dwarsgolven in het bovenwater.

#### VORMGEVING:

Zie Figuren a, b en c. Bij de revisie was ook de onderbalk vervangen waarbij de doorsnede van Figuur c exact werd gerealiseerd. Niet bekend is of dit bij de vroegere situatie ook het geval was.

#### CONSTATERINGEN:

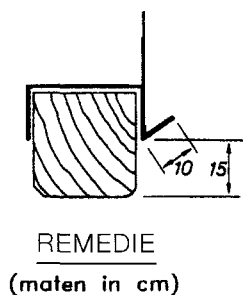
Bij een opening van 0,13 m tot 0,35 m traden heftige trillingen op. Het sterkst was dit bij 0,25 m. De trillingsfrequentie lag tussen 4,8 en 5,2 Hz. Alleen de eerste harmonische buigingstrilling trad op.

Vermoedelijk waren eerst de trillingen verticaal en pas daarna horizontaal.

De amplitude was (enkele amplituden) verticaal 0,25 mm en horizontaal 5 mm. De golfjes in het bovenwater ontstonden eerst parallel aan de schuifbepating en pas later ontstonden de dwars- of kruisgolven, zoals die op Figuur d te zien zijn. Met de huidige kennis van het ontstaan van deze golven (Paragraaf 4.6) is dat te verklaren. De parallelle golven ontstaan passief en volgen de trillingsbeweging terwijl de dwarsgolven door een zelf-versterkend mechanisme ontstaan waarbij eerst een initiële dwarsgolf bij toeval aanwezig moet zijn voordat het versterkend mechanisme optreedt.

#### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Zie Paragraaf 4.4.4 (hypothese van de variërende afvoercoëfficiënt). Door de omstroming gerelateerd aan de toegevoegde watermassa wordt het lekdebiëet periodiek geblokkeerd, waardoor een periodiek variërend verval ontstaat dat de trilling doet versterken. Dit type trilling kan bij een rechthoekige rand optreden tot een spleetgrootte van 2 à 3 maal de dikte van de rand. Bij afgeschuinde rand is de kritieke opening kleiner.



Figuur e:  
Remedie: stukken hoekstaal 40 cm breed met 1 m tussenafstand.

#### REMEDIES:

Door stukken hoekstaal aan te brengen van 0,4 m lang met een tussenafstand van 1 m, zie Figuur e, konden de trillingen worden opgeheven. Het idee erachter was: door de tweedimensionale situatie te doorbreken ontstaan twee gebieden met elk een verschillende kritieke opening. Is de ene kritiek, dan werkt de andere situatie juist dempend.

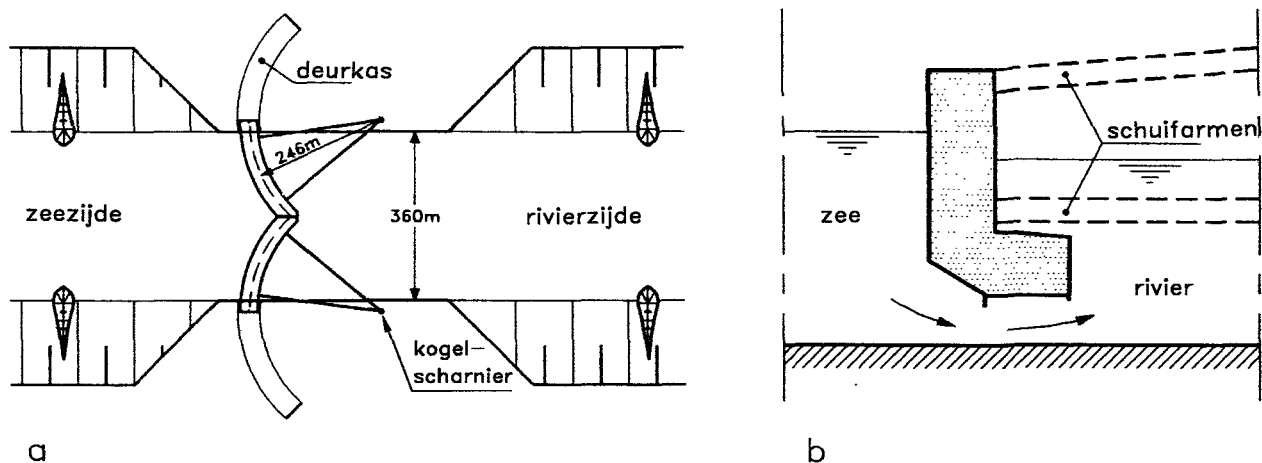
#### REFERENTIES:

Kolkman (1980) en WL-rapport S50-IV.

## 6.2f DRIJVENDE SECTORDEUREN STORMVLOEDKERING NIEUWE WATERWEG (modelonderzoek)

### ALGEMEEN:

De sectordeuren zijn voor het sluiten drijvend. Zij kunnen bij te verwachten extra hoogwater worden ingevaren met behulp van een locomobiel aan de wal die een getande rail voortbeweegt die over de lengte van de deur loopt. Daarna worden de deuren afgezonken. Tijdens de afzinkfase is er een kritieke situatie waarbij tussen de landhoofden een staande golfbeweging ontstaat met een amplitude die tot enkele meters kan oplopen. Hierdoor gaan ook de deuren mee op en neer. Dit werd gevonden tijdens een onderzoek in een 1:60 schaalmodel.



Figuur a en b:  
a) Plattegrond en b) Doorsnede over de deur.

### AFMETINGEN:

Vrije doorvaartbreedte tussen de landhoofden 360 m. Deurhoogte 22,5 m. Deurdikte ter plaatse van de waterspiegel: 8 m.

### WATERSTANDEN:

Stroming en verval kan beide richtingen zijn. Zeezijde maximale waterstand tijdens afzinken N.A.P. +3,5 m, bijbehorende minimale binnenwaterstand N.A.P. Als het verval van binnen naar buiten is, dan is de binnenwaterstand in de orde van N.A.P. +1 m en het verval is 1 m.

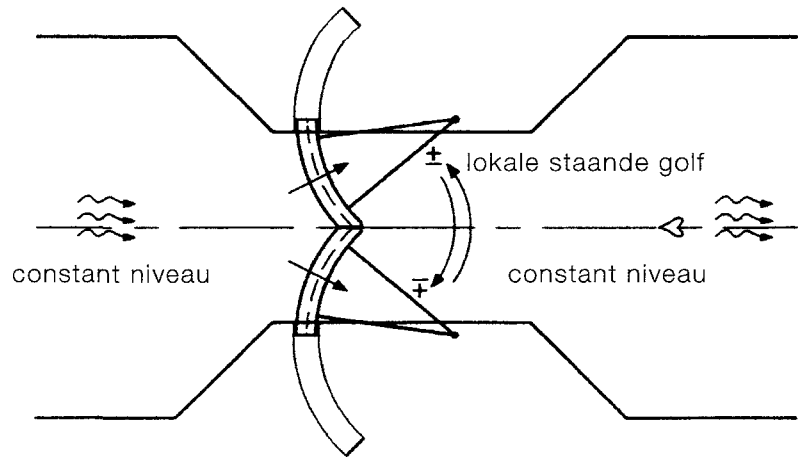
### VORMGEVING:

Zie Figuur a en b. Breedte kist bij de doorsnijding van het water 8 m en onderaan 14 m.

### CONSTATERINGEN:

- Bij stroming van zee naar rivier ontstaat aan de benedenstroomse zijde een staande dwarsgolf tussen de landhoofden (eerste harmonische, periode 60 sec.). Bij de meest ongunstige situatie kan de (dubbel-) amplitude van de golf oplopen tot 6 à 8 m. De deuren gaan dan op en neer met een amplitude van 4 à 6 m; dit alles bij een verval van 3 m. De groei van de staande golf was exponentieel.
- Bij stroming van rivier naar zee ontstaat aan de benedenstroomse zijde een staande dwarsgolf (tweede harmonische, periode 30 à 35 sec.) waarbij de deuren elk een roterende beweging om het midden uitvoeren. Ook hier groeide de golf-amplitude exponentieel. Bij een (overdreven) verval van 2 m konden de golf-





Figuur c:  
Staande golfbeweging bij stroming van zee naar rivier.

amplituden oplopen tot 3 à 5 m (top-dal), de deurbeweging was wat geringer dan de golfamplitude.

- C. De deuren kunnen in een verticale slingering geraken met een periode van 10 à 15 sec. De deuren bewegen hierbij onafhankelijk van elkaar. De periode komt overeen met de eigen 'indompelingsperiode'. Dit gebeurt bij kleine hefoeningen (0 à 0,5 m) en bij grotere openingen (groter dan 2,5 m). De oscillaties traden niet altijd op en waren sterk afhankelijk van de deurdoorsnede. Als de vorm voor één bepaalde stroomrichting gunstig was, dan was deze vaak ongunstig voor de andere stroomrichting.

#### OORZAAK VAN DE OSCILLATIES:

Wat betreft oscillaties A en B, ging het om instabiele vloeistofresonanties. Deze treden op als de deur (gedeeltelijk) drijft op het benedenwater. Stijgt lokaal de benedenwaterstand, dan neemt het debiet toe door het opdrijven van de deur. Dat is voor de staande golf juist de conditie voor opslingeren. Dat bij stroming vanuit zee de eerste harmonische dwarsgolf voorkomt en bij stroming vanaf de rivier de tweede harmonische ligt aan de debietverdeling onder de deuren door. Vanaf zee stroomt het water vooral naar de landhoofden, zodat een golf ontstaat met in elk geval daar een grote amplitude. Stromend vanaf de rivier concentreert het debiet zich naar het midden; in het benedenstroomse pand zal een golf ontstaan die in elk geval ook in het midden een grote amplitude heeft.

Oscillatie C heeft te maken met instabiele stroming onder de deur. Of de stroming laat los bij de bovenstroomse knik en ligt wel/niet aan bij de onderrand, of de stroming laat los bij de onderrand en ligt wel/niet aan verderop aan het drijflichaam.

#### REMEDIES:

Door de onderrand te verschuiven naar de benedenstroomse richting, wordt bereikt dat de deur minder drijft op het benedenwater. Door bovenstrooms de onderkist af te schuiven wordt de waterdruk nog meer gekoppeld aan het bovenwater. Het probleem bij het ontwerp was de eis dat voor beide stroomrichtingen een stabiele situatie gevraagd werd. De uiteindelijke vormgeving heeft alleen nog kritieke toestanden die liggen buiten het gebied van de te verwachten omstandigheden.

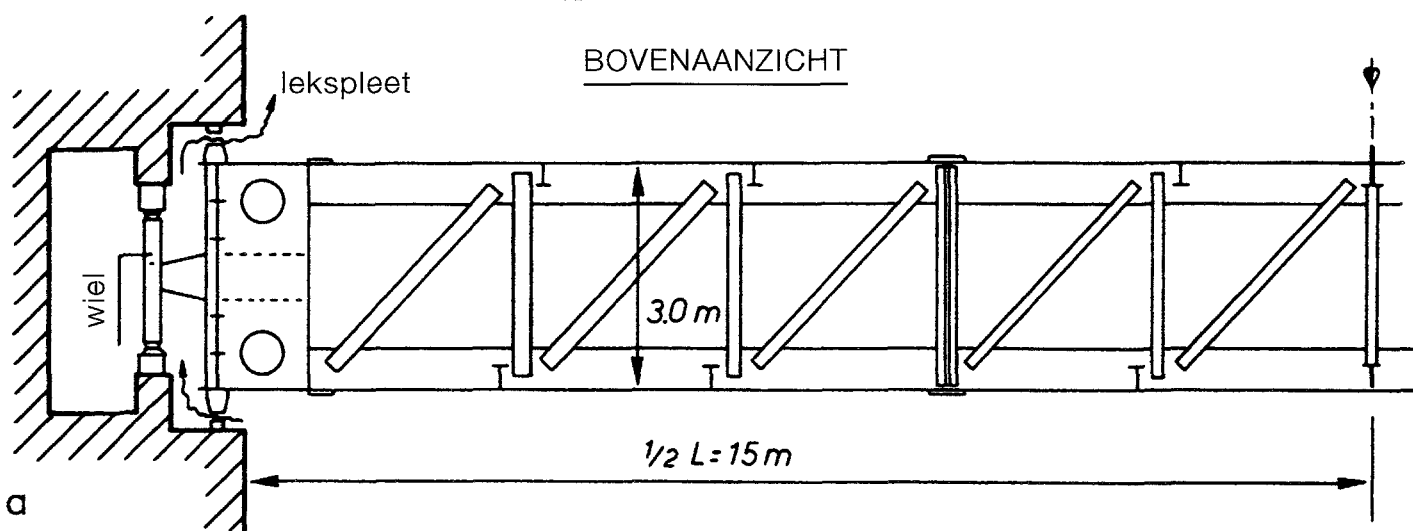
#### REFERENTIES:

Bakker c.s (1991) (WL-publicatie 462), WL-rapporten Q958, Q969, Q1140, Q1190, Q1271 en Q1278.

## 6.2g WIELSCHUIF SPUISLUIS VOLKERAK (modelonderzoek)

### ALGEMEEN:

Dit voorbeeld heeft alleen betrekking op trillingen die gevonden zijn bij een nagenoeg gesloten schuif. De trillingen zijn gevonden in een continu-elastisch model schaal 1:25. Het betreft een hefschuif met dubbele beplating. De schuiven worden (in de toenmalige ontwerpfasen) geleid door wielen. Bij sommige proeven was de schuif opgehangen in horizontale bladveren om de wielwrijving te vermijden (bij trillingen van type I).



Figuur a:  
Bovenaanzicht schuif (continu-elastisch model).

### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Overspanning 30 m, schuifhoogte 7,5 m en schuifdikte 3 m. Gewicht 120 tonf. Zie verder Figuur a en b. Stijfheid hefconstructie per zijde  $2,5 \cdot 10^6$  N/m. Buigingsstijfheid horizontaal  $30$  à  $50 \cdot 10^9$  Nm<sup>2</sup>.

### WATERSTANDEN:

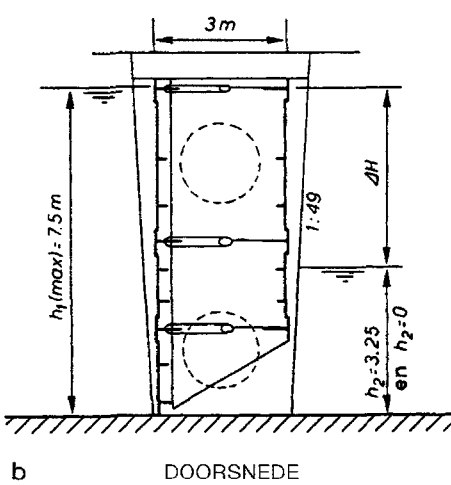
Benedenwaterdiepte 0 en 3,25 m bij de meeste proeven. Bovenstroomse waterdiepte variërend tot 7,5 m. 'Waterdiepte 0' is een situatie die in werkelijkheid niet voorkomt; de betekenis is 'vrije afstroming'.

### VORMGEVING:

Zie Figuur a en b.

### CONSTATERINGEN:

Trillingen van type I, onbelaste bovenwielen: (zie voor vorm onderrand Figuur c). Eerst begonnen verticale trillingen 3 à 3,5 Hz; later soms overgaand in sterke horizontale trillingen. Bij  $h_2=0$  en een verval 2,75 m begonnen de trillingen. Ze waren het sterkst bij een verval van 3,2 m en verdwenen bij 3,75 m. Bij een situatie met  $h_2=1,75$  m en  $h_1=3,25$  m traden ook sterke trillingen op. Deze situaties corresponderen ongeveer met een net onbelast zijn van het bovenste wiel, waardoor de schuif vrij kan bewegen. Ook bij een scherpe rand traden bij  $h_2=0$  en bij een verval van 3,5 m trillingen op.

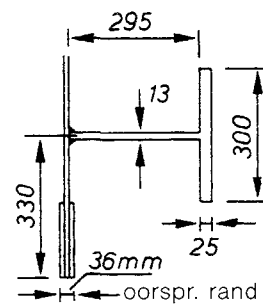


Figuur b:  
Doorsnede van de schuif.

Trillingen van type II: bij  $h_2=3,25$  m en bij een verval  $3,25$  m begonnen de trillingen en werden sterker bij toenemend verval. De dikte van de onderrand is gevarieerd (Figuur d). Bij  $d=300$  mm begonnen de trillingen al bij een verval van  $1,25$  m. Bij een randdikte van  $0,25$  en  $75$  mm en met  $h_2=3,25$  m traden geen trillingen op.

Bij alle trillingen waren in het bovenpand golfjes te zien, aanvankelijk weggelopen vanaf de schuif; later overgaand in een soort staande dwarsgolfjes. De foto's van Figuur A4.28 zijn uit dit onderzoek afkomstig.

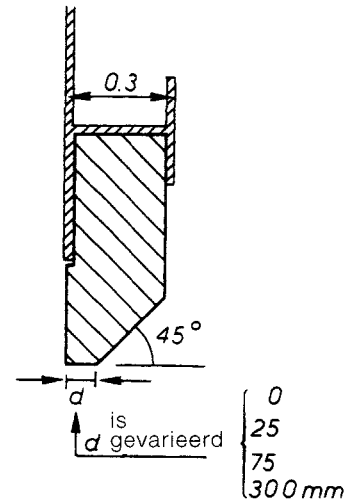
c



Figuur c en d:

c) De aanvankelijk toegepaste rand en  
d) De rand waarbij de onderaanslagbreedte systematisch werd gevarieerd.

d



#### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Bij type I betekent het wegvallen van de bovenwielbelasting dat er geen stijfheid meer is. De schuif kan rammelen.

Type II: zie Paragraaf 4.4.4 (hypothese van de variërende afvoercoëfficiënt). Door de omstroming gerelateerd wordt aan de toegevoegde watermassa, wordt het lekdebiet periodiek geblokkeerd waardoor een periodiek variërend verval ontstaat dat de trilling doet versterken. Dit type trilling kan bij een rechthoekige rand optreden tot een spleetgrootte van circa twee maal de dikte van de rand.

#### REMEDIES:

Zorg dat de schuif niet langdurig in een kritieke toestand komt. Bij een scherpe rand is het mogelijk een lekspleet te handhaven die niet te groot is. Ook kan de schuif voorzien worden van een afdichting, mits met een vrij scherpe vorm (zie Voorbeeld 6.1.d). Zorgen dat tijdens openen en sluiten de kritieke situatie snel wordt gepasseerd. Overigens was het in het model zo dat een beetje wrijving aan de zijkant voldoende was om de trilling te stoppen.

Bij het uiteindelijke ontwerp zijn geen wielen toegepast maar glijdopleggingen. Daarmee kan type I niet optreden. Verder is, bij een dikte van de onderaanslag van  $10$  mm besloten minstens een spleet van  $30$  mm te handhaven. Tevens is de verstijvingsligger in Figuur c wat naar boven verplaatst.

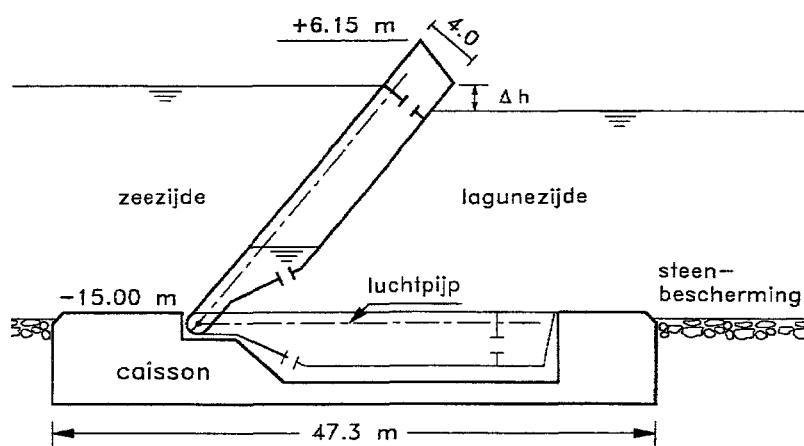
#### REFERENTIES:

Kolkman (1980) en WL-rapport M1129-II.

## 6.2h DRIJVENDE-KLEPPENKERING STORMSTUW VENETIË (modelonderzoek)

### ALGEMEEN:

De stormvloedkering te Venetië dient een verval te keren van maximaal 1,5 m. De kering is opgebouwd uit een aantal 20 m brede kleppen die normaal in de bodem zijn afgezonken. Bij vloed wordt er lucht ingebracht en vervolgens komen de kleppen omhoog. Door de scharnieren in de bodem kantelen ze en komen onder een hoek van ongeveer 50° te staan. Golven worden door de kering voor 85 à 90% doorgelaten. Onderzoek in het WL is gedaan aan een sectiemodel met drie kleppen (twee hele en twee halve bij de gootwanden) en aan een overzichtsmodel. Alleen het eerste onderzoek wordt hier besproken.



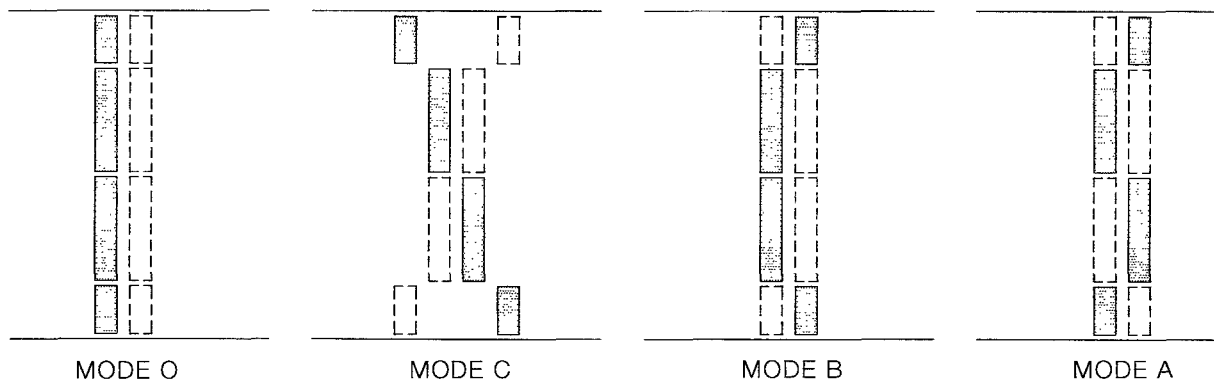
Figuur a:  
Doorsnede over een klep.

### VORMGEVING EN AFMETINGEN:

Figuur a toont een doorsnede bij de diepste opening (Malomocco). Daar staan 20 kleppen naast elkaar.

### WATERSTANDEN:

In gesloten stand maximaal +2 m aan de buitenzijde. Verval maximaal 1,5 m. Golfhoogten tot 3 m top-dal.



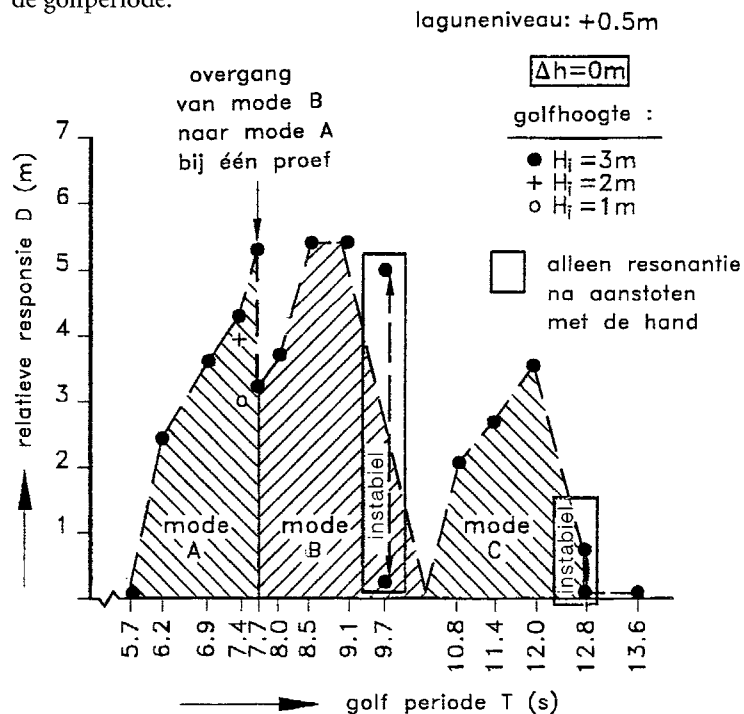
Figuur b:  
De normale klepbeweging 'mode O' en mogelijke  
parasitaire klepbewegingen ('modes').

### CONSTATERINGEN:

De kleppen bewegen alle gelijktijdig met de golfperiode. Daar naast treden, bij loodrecht invallende regelmatige golven, parasitaire bewegingen op waarbij de kleppen uit fase bewegen. De periode van de parasitaire beweging is twee maal de periode van de aankomende golf. De beweging kan verschillend van 'vorm' zijn (er zijn ver-

schillende 'modes'). Van bovenaf gezien waren de patronen als aangegeven in Figuur b. De groei van de beweging is zuiver exponentieel. Bij stilwater proeven was te constateren dat de perioden waarbij deze bewegingen voorkomen, juist overeenkomen met een soort van resonantieperioden waarbij de demping zeer laag is (dimensieloze demping 5 à 9%). De laagste resonantieperiode trad op bij een periode van de aankomende golf in de orde van 11,5 sec., waarbij de periode van de parasitaire beweging 23 sec. is. (De laagste periode van een staande golf tussen de gootwanden is in de buurt van 10 sec., zodat de werkelijke periode die behoort bij de kleppenbeweging veel langer is.)

Omdat de modes worden aangestoten door golven met de halve periode te vergelijken met de betreffende resonantieperiode, varieert in Figuur c de responsie met de golfperiode.



Figuur c:  
Responsie bij verschil/lende golfomstandigheden.

#### OORZAAK VAN DE PARASITAIRE KLEPOSCILLATIES:

De oorzaak is geheel gelijk aan wat ook de dwarsgolven bij een golfschot en bij horizontaal trillende schuiven doet ontstaan. Zie Paragraaf 4.6. Theoretisch kan aangetoond worden dat als er toevallig een dwarsgolf is met periode  $2T$ , de golfschotwerking (periode  $T$ ) een periodiek variërend debiet met onder meer een component met periode  $2T$  produceert. Deze component evenredig is zowel aan de snelheid van bewegen van het golfschot,  $V_{gs}$ , als aan de waterspiegelvariatie,  $z$ , van de dwarsgolf. Hierdoor slingert de dwarsgolf steeds verder op. Theoretisch kan ook verklaard worden dat daarbij de amplitude van de staande dwarsgolf exponentieel groeit.

Aan de zee- en de lagunezijde zijn de dwarsgolven altijd uit-fase. Daardoor ontstaan de parasitaire klepbewegingen.

#### REMEDIES:

Omdat in de werkelijkheid golven altijd onregelmatig zijn, geeft het verschijnsel weinig hinder.

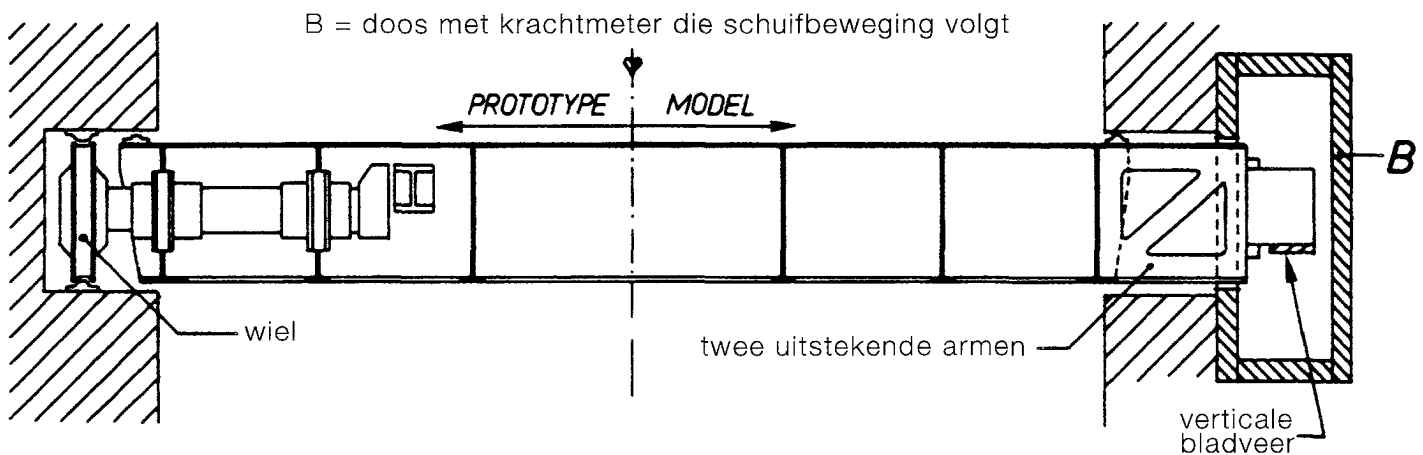
#### REFERENTIES:

Jongeling (1993), Jongeling en Kolkman (1995), WL-rapport Q-20, Q744 en Q1033.



### CONSTATERINGEN:

Als de schuif loskwam van de zitting ontstonden zeer sterke trillingen, waarvan de amplitude exponentieel toenam. Voor zover te zien was, werd de amplitude begrensd doordat de schuif de zitting raakte. De resonantiefrequentie die horizontaal normaal in de orde van 6 à 10 Hz was werd bij de bijna gesloten positie 2,5 Hz, omdat het gehele volume water in het aangrenzende riooldeel als toegevoegde watermassa werkte.



Figuur c:  
Horizontale doorsnede over de schuif in prototype  
en in het schaalmodel.

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Naar aanleiding van dit onderzoek is later de badstoptrilling als theorie ontwikkeld (Paragraaf 4.4.2). In Paragraaf 4.4.2 is dit voorbeeld aangehaald als controle op de theorie.

De  $C_k$  staat voor de veerstijfheid gedeeld door de hydrodynamische stijfheid. Deze is als volgt bepaald. De hydrodynamische stijfheid is gelijk aan twee maal de statische belasting gedeeld door de spleet. Het riooloppervlak is 21 m<sup>2</sup>, maar het bruto schuifoppervlak is ongeveer 25 m<sup>2</sup>. Bij een verval van 3 m en een spleet van 0,015 m wordt voor de hydrodynamische (negatieve) stijfheid 10<sup>8</sup> N/m gevonden, zodat  $C_k$  daarmee ongeveer 0,9 à 1 wordt.

De  $C_m$  staat voor de massa van de schuif inclusief de toegevoegde watermassa bovenstrooms, gedeeld door de watermassa in het riool benedenstrooms. Deze is niet zonder meer te bepalen. De massa van de schuif zelf speelt hierin een ondergeschikte rol. Duidelijk is dat bovenstrooms het water veel makkelijker weg kan: de eerste schacht zit bij de schuif zelf. Geconcludeerd moet worden dat  $C_m$  in elk geval kleiner dan 1 is. Een meer gedetailleerde beschouwing heeft als schatting 0,3 opgeleverd. Hiermee is globaal de relatie  $C_k = C_m + 1$  geverifieerd. Het zal duidelijk zijn dat een dergelijke controle niet zeer nauwkeurig is.

### REMEDIES:

De schuif moet in elk geval zover van de zitting worden losgetrokken dat de spleet buiten het kritieke gebied komt. Het bleek dat daarvoor een spleet van 15 mm al groot genoeg zou kunnen zijn. Wel moet daarbij rekening worden gehouden met de statische doorbuiging van de schuif en de uitvering van het rubber.

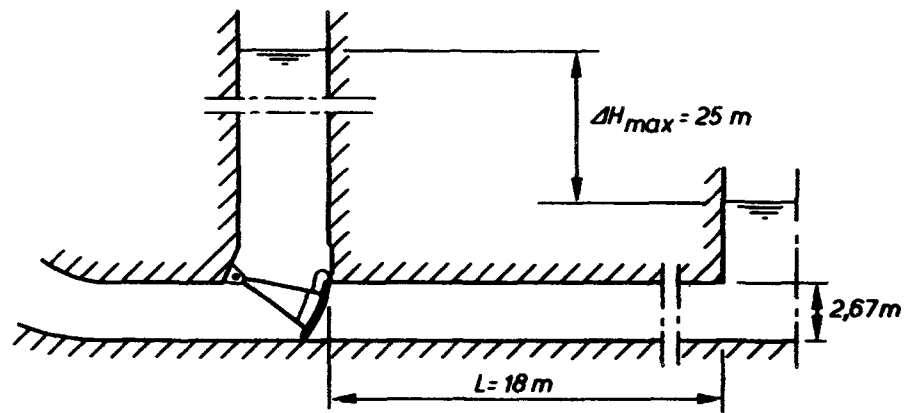
### REFERENTIES:

Kolkman (1980), WL-rapport M865-VI.

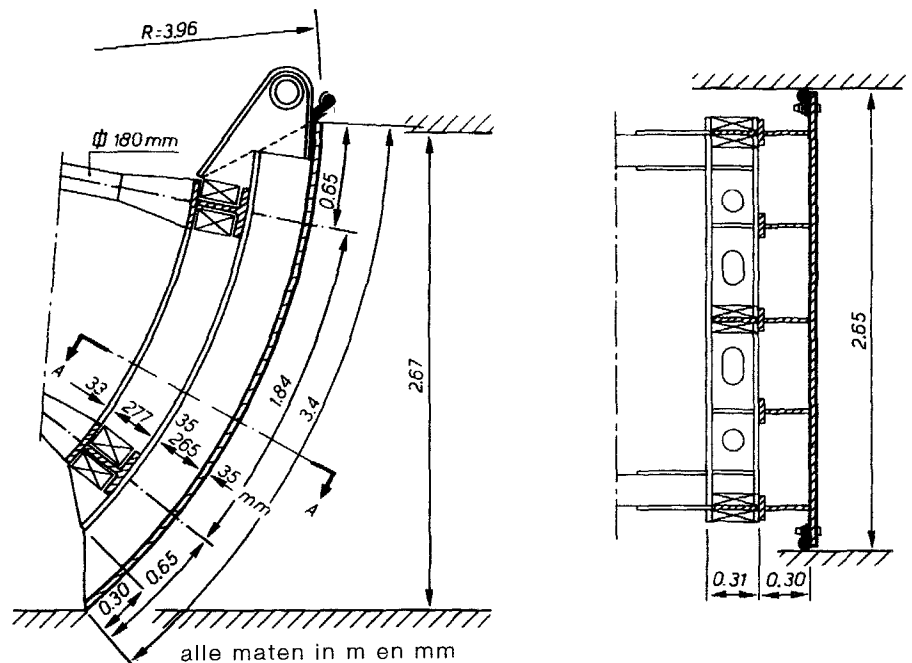
## 6.3b SECTORSCHUIF IN VULRIOOL HOOG-VERVALSLUIS (prototype-ervaring en modelonderzoek)

### ALGEMEEN:

In een schaalmodel 1:10 is het dynamische gedrag van een 'reversed Tainter gate' onderzocht. Omdat de liggers hierbij aan de bovenstroomse zijde zitten, zijn relatief belangrijke zuigkrachten door stroming te verwachten. Om dit te reduceren is er ruimte gelaten tussen de horizontale verstijvingsliggers en de beplating. Dit type schuif wordt toegepast omdat er door de schacht geen lucht mag worden aangezogen hetgeen bij schutsluizen een primaire eis is. Bij in gebruikname van de sluis zijn in prototype controlemetingen uitgevoerd. Deze hadden vooral betrekking op cavitatie. De vormgeving van de schuif was in model zeer gedetailleerd weergegeven.



Figuur a:  
Langdoorsnede van het riool tijdens het modelonderzoek.



Figuur b:  
Verticale en horizontale doorsnede over de sectorschui.  
alle maten in m en mm

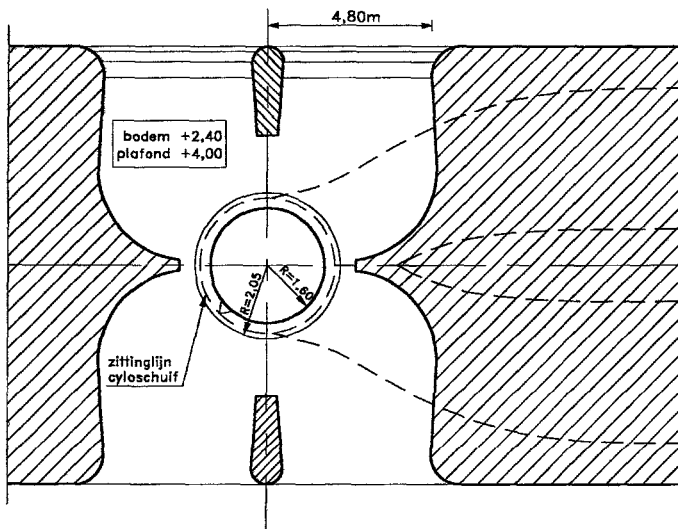
### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Het riool had een doorsnede van 2,67 m en was vierkant. Schuifmassa (een polair traagheidsmoment teruggerekend naar een straal van 3,96 m) was 9300 kg. Stijfheid ophanging in model  $5 \cdot 10^6$ ,  $10 \cdot 10^6$  en  $18 \cdot 10^6$  N/m (prototypewaarden).

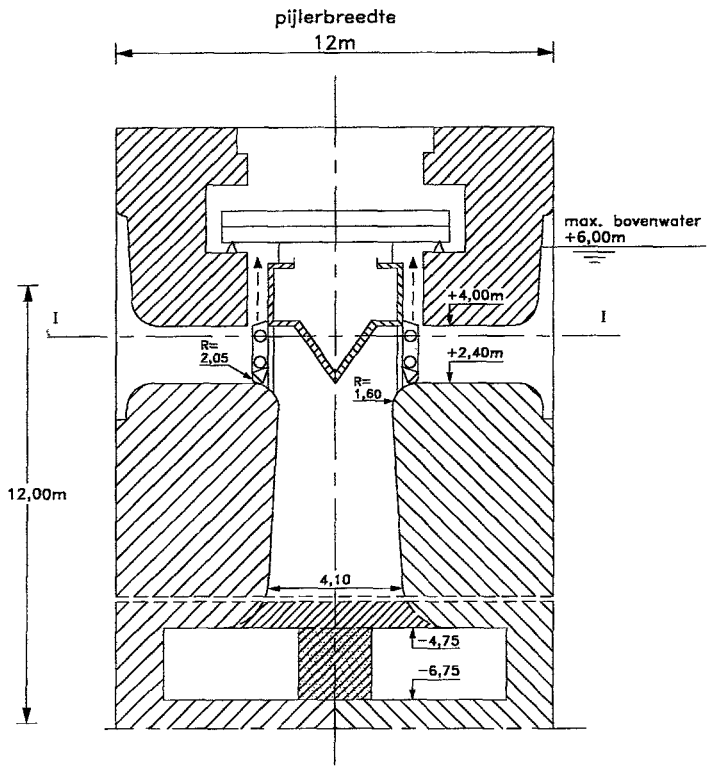








b DOORSNEDE I-I



c DOORSNEDE A-A

Figuur b en c:  
b) Horizontale doorsnede en  
c) Dwarsdoorsnede.

### ORZAAK VAN TRILLINGEN:

Het eerste dat opvalt is dat als de schuif op een bepaalde stand vast staat het hefwerk en de schuif tezamen elastisch zijn opgehangen aan de ondersteuningsbalken. Dit leidt onherroepelijk bij kleine openingen tot het gevaar van badstoptrillingen (Paragraaf 4.4.2) met mogelijk amplituden ter grootte van de hefopening.

Nevenoorzaken van dynamische belasting kunnen zijn:

- Bij sluiten ontstaan onderdrukken onder de kern onder meer omdat het debiet in de afvoerpijp afgeremd moet worden. Is de (lokale) bovenwaterstand lager dan de bovenrand van de cilinderschuif, dan kan lucht worden ingezogen. Deze lucht zal expanderen. Het benedenwater schiet door. Is de schuif gesloten dan wordt de lucht er weer uitgeperst en het water komt met een zekere snelheid terug. Dat wordt vervolgens door de aanwezigheid van de kern afgestopt waarbij klapverschijnselen optreden. Tijdens een bezoek zijn ook spuiters geconstateerd via de lekspleet tussen kern en cilinder.
- Bij sluiten kan bij zeer kleine opening de negatieve hydrodynamische stijfheid altijd groter worden dan de positieve constructie stijfheid. Dan schiet de sluitbeweging door en ontstaat een extra grote belasting.

### REMEDIES:

Zeer stijve ophanging (vooral van de kern).

### REFERENTIES:

Geen.

## 6.4b BOLAFSLUITER (prototype-ervaring)

### ALGEMEEN:

Over dit voorbeeld zijn weinig gegevens bekend omdat het WL hier slechts zijdelings bij betrokken was. De bolafsluiter zit aan het benedenstroomse (bijna) einde van de hoge-drukleiding, bovenstrooms van een naaldafsluiter waarmee het debiet van de peltonturbine geregeld wordt.

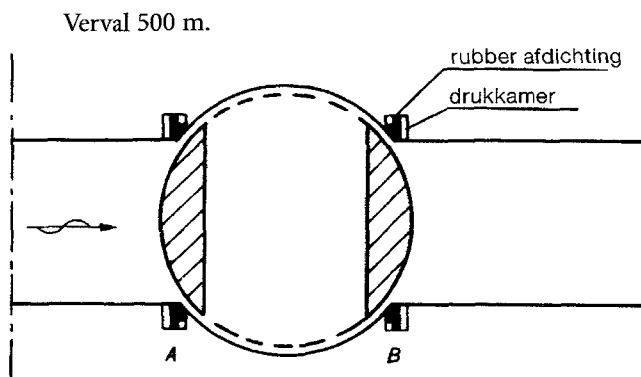
De bolafsluiter sluit in gesloten stand geheel af: na dichtdraaien worden de rubber randen met waterdruk opgepompt.

### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Niet meer te achterhalen maar de diameter van de pijp was ongeveer 2 m en de pijplengte bedroeg een aantal kilometers.

### WATERSTANDEN:

Verval 500 m.



Figuur a:  
Langsdoorsnede over de afsluiter.

### VORMGEVING:

Zie Figuur a.

### CONSTATERINGEN:

Na dichtdraaien maar voor het op druk brengen van de afsluitringen ontstonden sterke trillingen. De periode kwam overeen met de periode van de staande drukgolf in de leiding. Het systeem om de rubber randen op te pompen was door de grote drukoscillaties beschadigd en kon niet meer worden gebruikt.

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Het betreft hier een instabiele vloeistof-oscillatie (in de vorm van een staande drukgolf). Instabiliteit ontstaat als een toe-name in verval een afname van het debiet van de afsluiter geeft (in dit geval ten gevolge van vervorming van de rubber ringen). In Paragraaf 4.5.1 wordt hier uitvoerig op ingegaan. De stijfheid van het rubber (in relatie tot het verval), de spleetgrootte en de vormgeving van de doorsnede van het rubber zijn bepalend voor het al dan niet voorkomen van trillingen. Als door een vergroting van het verval de lekspleet wordt dichtgeknepen, dan zal dit gebeuren.

### REMEDIES:

Het belangrijkste is dat gezorgd wordt dat het rubber niet kan 'happen' in de stroming.

### REFERENTIES:

Geen.

## 6.4c HOLLE-KERNAFSLUITERS (prototype-ervaring)

### ALGEMEEN:

Dit voorbeeld is ontleend aan literatuur (Mercer, 1970) en wordt ook opgenomen in het ICOLD-bulletin 'Vibrations of hydraulic equipment of dams' (ICOLD, 1995).

Holle-kernafsluiters worden veel bij uitlaatwerken met een wat hogere voordruk toegepast. De afsluiter zit aan het eind van een horizontale pijp. De straal wordt, bij geopende afsluiter, door een kegel naar alle zijden verspreid. De kegel zit met radiale schoepen aan de pijp bevestigd. De opening tussen pijp en kegel wordt afgesloten met een cilindermantel die over de pijp en over de schoepen verschuiven kan.

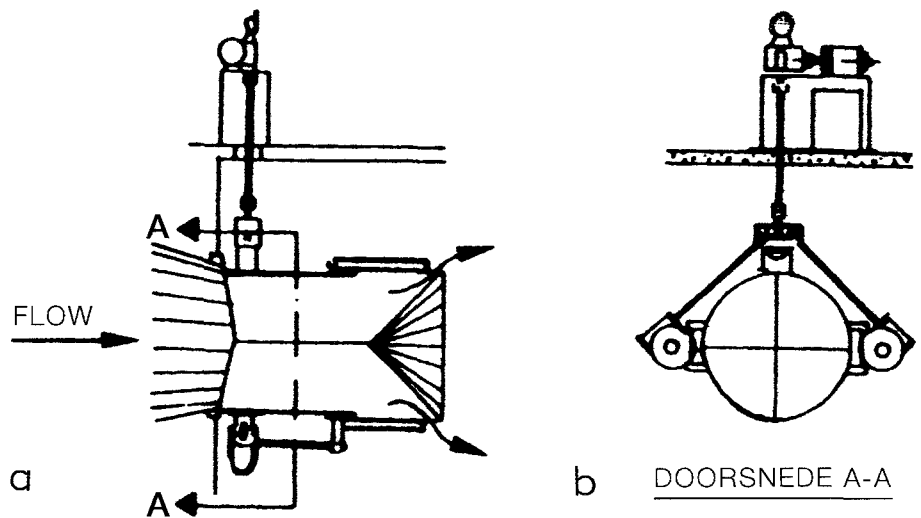
Omdat er een vrije afstroming is, wordt bij dit type schuif alles op trek belast; is er relatief weinig belasting door turbulentie en bij de uitstroming wordt het water sterk met lucht gemengd (waardoor een lichte woelbak toegepast kan worden). Toch is er een aantal bezweken.

### AFMETINGEN:

Diameter 0,75 à 2,5 m.

### WATERSTANDEN:

Voordruk tot 140 m.

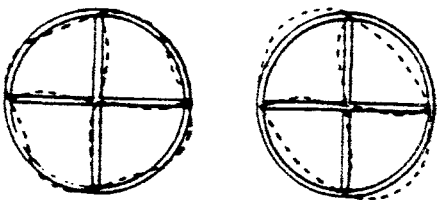


### VORMGEVING:

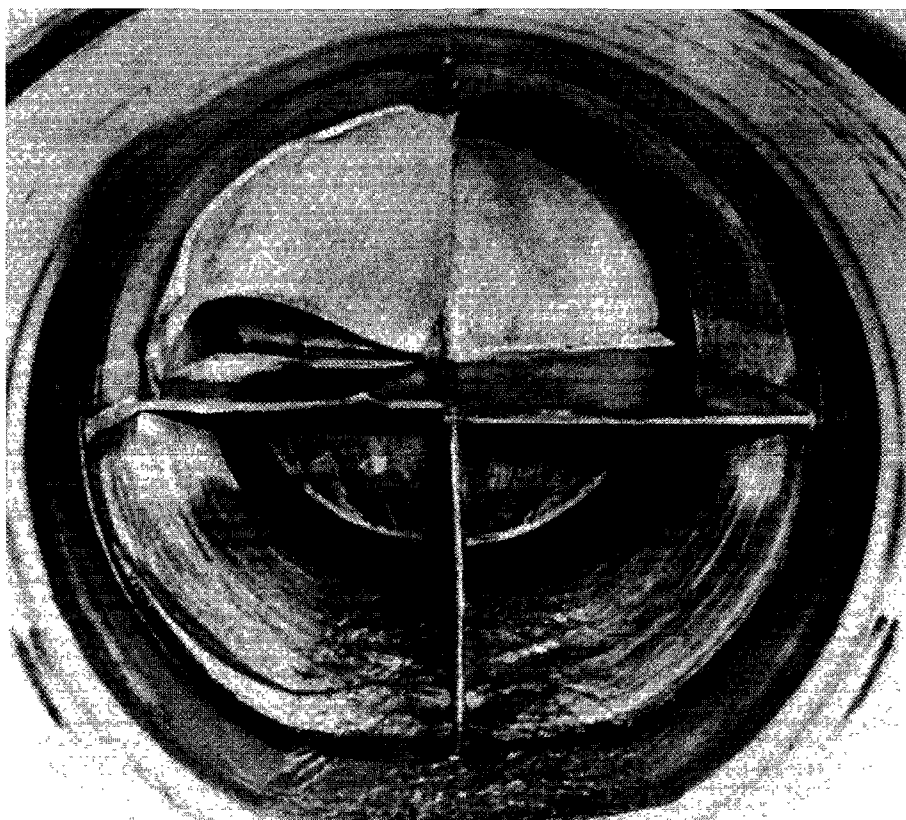
Zie Figuur a en b.

### CONSTATERINGEN:

Een groot aantal schuiven is in het verleden bezweken. Sterk vervormd waren daarbij de interne schoepen (zie Figuur d).



Figuur c:  
Trillingsvormen (theoretisch bepaald).



Figuur d:  
Foto van de schoepen van een bezwiken schuif.

#### **OORZAAK VAN BEZWIJKEN:**

De oorzaak van bezwijken ligt niet eenduidig vast en kan wellicht per schuif nog verschillen. Gezien de geconstateerde schade aan de schoepen, heeft het bezwijken onder meer te maken met de scherpe bovenstroomse rand van de schoepen. Hier kunnen trillingen ontstaan en bij doorbuigen hapt de schoep in de stroming waardoor een initiële doorbuiging nog wordt versterkt.

#### **REMEDIES:**

Mercer heeft een criterium ontwikkeld om de sterkte en stijfheid te toetsen. Als maat heeft hij genomen een soort Strouhalgetal ( $S=fD/V$ ) maar dan met de frequentie betrokken op de droge resonantiefrequentie van buigingstrillingen. Hoewel hier theoretisch wel wat op is af te dingen heeft hij de schadegevallen hiermee toch redelijk in een systeem kunnen onderbrengen.

Het dimensieloze getal is gedefinieerd als  $(Q/CTD) \cdot \sqrt{\rho_{\text{staal}}/E_{\text{staal}}}$ . Hierin is  $Q$  het maximale debiet,  $D$  de diameter van de afsluiter,  $T$  de wanddikte van de schoepen en  $C$  een coëfficiënt die afhangt van het aantal schoepen in de afsluiter. Voor vier schoepen geldt  $C=2,22$ , voor vijf schoepen  $C=2,35$  en voor zes schoepen  $C=2,48$ . Alle afsluiters waarin het getal van Mercer kleiner was dan 0,115 bleven zonder schade.

#### **REFERENTIE:**

Mercer (1970).

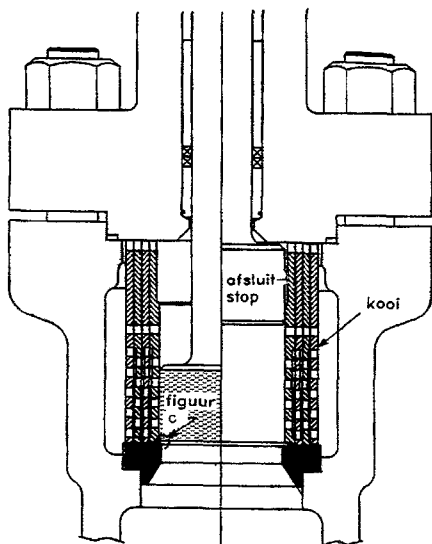
## 6.4d ANTI-CAVITATIEAFSLUITER MET PLUGAFDICHTING (prototype-ervaring en laboratoriumonderzoek)

### ALGEMEEN:

De betreffende anti-cavitatieafsluiter is een soort badstop die op en neer beweegt binnen een kooi met kleine gaatjes. Hij moet kunnen functioneren tot een verval van 2000 m (200 Ato).

In plaats van een normale debietdoorvoer, zoals bij een normale plug- of badstopafsluiter wordt het water via de gaatjes in de kooimantel in de vorm van kleine straaltjes afgevoerd. In Figuur a stroomt het water af naar beneden via de centrale pijp. Hoewel ook hier cavitatie zal ontstaan, vindt deze vooral binnen het water plaats zonder de wand van de afvoerpijp of de kooimantel te raken. Bovendien is de cavitatie over de gehele watermassa gespreid waardoor hij meer wolkvormig is zonder dat grote bellen ontstaan.

De mantel is weer uit drie lagen opgebouwd, waarbij de gaatjes enigszins versprongen zijn aangebracht. Door het water zodoende via een labrynt te laten stromen, wordt elke waterstraal nog beter verspreid. Is de mantel geërodeerd dan kan deze worden vervangen.



Figuur a:  
Doorsnede van de afsluiter.

### AFMETINGEN, VORMGEVING EN GEWICHTEN:

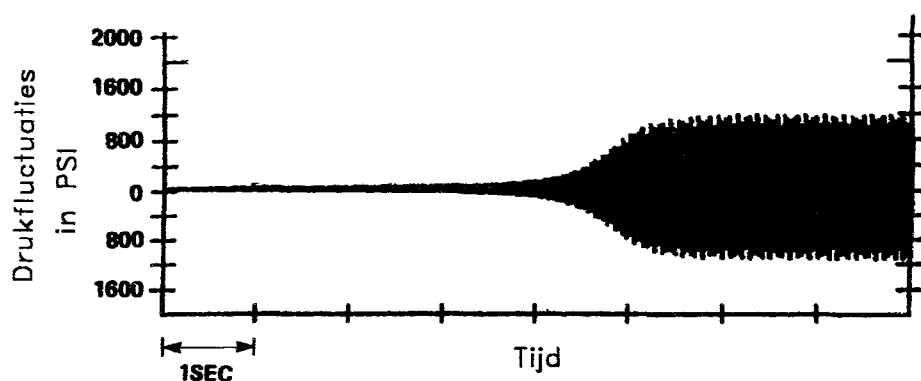
Voor de vorm zie Figuur a en Figuur c1. Diameter doorstroomopening 100 mm. Gewichten en stijfheid niet bekend. Dit type afsluiter wordt toegepast in verschillende grootte.

### WATERSTANDEN:

Niet relevant. De installatie waarin de klep was opgenomen, was geheel gevuld met water. De kleppen zaten alle aan de benedenstroomse zijde van een serie pompen.

### CONSTATERINGEN:

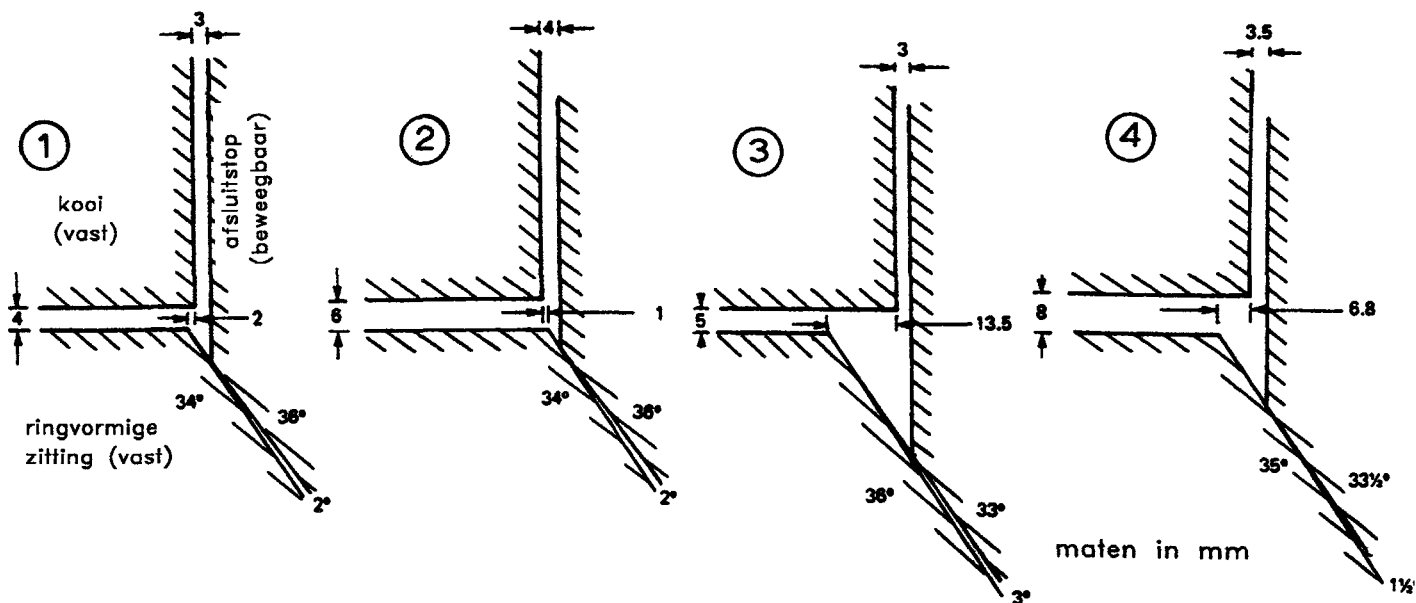
Bij zeer kleine openingen ontstonden, tijdens proefdraaien met stoom, sterke trillingen van 10 tot 30 Hz, waarbij de frequentie overeen kwam met die van staande/compressiegolven in het systeem. Het duurde circa vijf seconden voor de trilling op volle sterkte was. Figuur b toont drukmetingen. Duidelijk te zien is de exponentiële groei van de amplitude.



Figuur b:  
Groei van de drukamplitude met de tijd.

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

In eerste instantie moet aan de badstoptrilling of aan een instabiele staande golf worden gedacht (zie Paragraaf 4.4.2 en 4.5.1). Een maat voor het wel of niet optreden van deze typen trillingen is de relatie tussen de ophangstijfheid van de plug en de (negatieve) plotselinge stromingsstijfheid. Hoewel de schuif via een zeer stijf systeem wordt bewogen is bij zeer kleine openingen toch ook de negatieve plotselinge stromingsstijfheid zeer groot. Deze laatste is voor een badstop met rechte zitting in Paragraaf 3.2.3 Vergelijking A3.36 afgeleid, als zijnde twee maal de stationaire kracht gedeeld door de spleetgrootte; voor een taps toelopende zitting zal deze kleiner zijn.



Figuur c:  
Verschillende vorming van de zitting die getest zijn.

### REMEDIES:

In een onderzoek werd gevonden dat de vorm van de zitting van belang was. Vorm drie en vier gaven geen trillingen meer. In de praktijk zijn geen wijzigingen doorgevoerd, omdat bij goed beheer kleine openingen kunnen worden vermeden.

### OPMERKING:

Het feit dat de vorm van de zitting nog van belang is, zou er op kunnen duiden dat de badstop ook een beweging overdwars uitvoert. De oorzaak is dan weer een mechanisme als bij de badstoptrilling, maar dan vergelijkbaar met de situatie in Voorbeeld 6.5c (Stoneyschuiven Stuw Sambeek); als bij een spleet de afdichting te veel aan de bovenstroomse zijde is geplaatst geeft, verkleining van de spleet een onderdruk benedenstrooms van de nauwste doorsnede en die werkt weer door op de schuif, waardoor de spleet tendert naar verder sluiten (zie Paragraaf 4.4.3 en ook Paragraaf 6.5 Voorbeeld e).

### REFERENTIE:

Cassidy (1990).

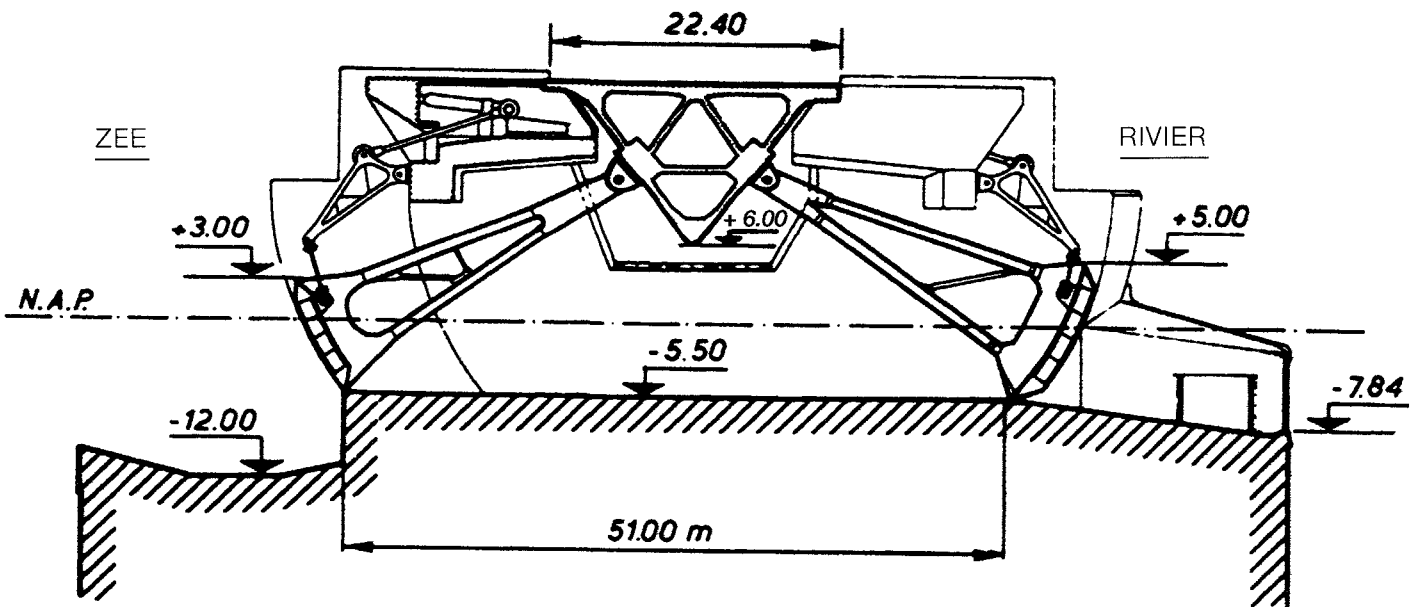


## 6.5 AFDICHTINGEN EN LEKSPLETEN

### 6.5a HARINGVLIET ZEESCHUIF (prototype-ervaring)

#### ALGEMEEN:

Aan de zeeschuif van de spuisluis in het Haringvliet is als afdichtingsstrip toegepast een schoenprofiel waarbij de waterdruk de afdichtende functie versterkt. Hoewel een uitvoerig modelonderzoek heeft plaats gehad naar het trillingsgedrag bij toepassing van een halfrond fenderprofiel (als bij de rivierschuif als getoond in Voorbeeld 6.2.c) is later toch besloten een ander profiel toe te passen waarbij een betere afdichting kon worden verwacht.



Figuur a:  
Doorsnede over de gehele spuisluis.

#### VORM EN AFMETINGEN:

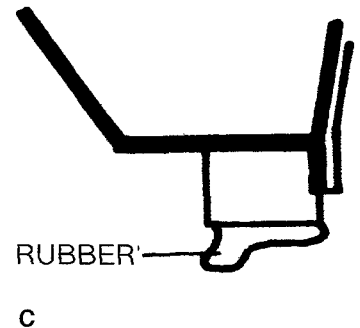
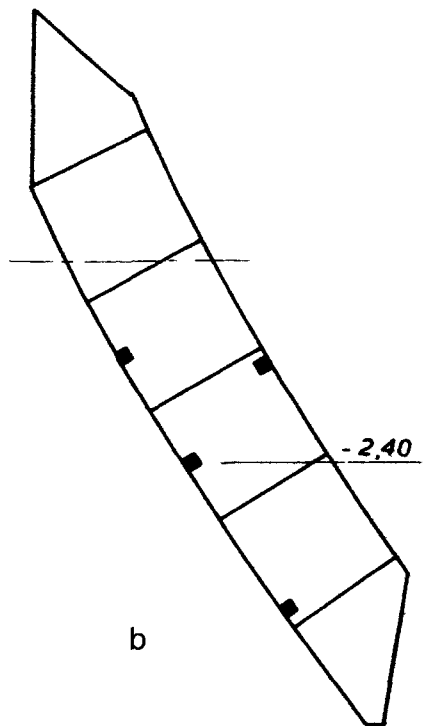
Figuur a toont een doorsnede over de gehele spuisluis. De totale spuisluis heeft zeventien openingen van 56,5 m overspanning elk. Figuur b geeft de doorsnede van de zeeschuif en het detail van de onderrand. Afmetingen van de onderrand en schade zijn niet precies bekend.

#### WATERSTANDEN:

Tijdens trillingen was het verval niet groter dan 2 m.

#### CONSTATERINGEN:

Na beschadiging van de onderrand (vermoedelijk doordat de schuif werd neergelaten terwijl er een stuk ijzer lag) ontstonden bij verval vanuit zee bij gesloten schuif zeer sterke trillingen. Naar zeggen was het geluid van een langzaam lopende dieselmotor. De duiker durfde onder die omstandigheden geen inspectie uit te voeren zolang de trilling gaande was.



Figuur b en c:  
 b) Verticale doorsnede over de zeeschuif en  
 c) Detail van de onderrand.

#### ORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Dit is een voorbeeld van de badstoptrilling (Paragraaf 4.4.2). Hoewel de aanleiding is het periodiek vervormen van de onderrand krijgt bij het snel afknijpen van het debiet door de lekspleet de gehele schuif een zware belasting te verduren. De vorm van de rand is zodanig dat de rand hapt in de stroom. Daardoor is het mogelijk dat tijdens het trillen de rand periodiek de bodem raakt waardoor de trillingen extra sterk zijn.

#### REMEDIES:

Liefst een andere onderrand. Bij randen die een deel van hun afdichtende functie aan de waterdruk ontnemen worden regelmatig trillingen geconstateerd. Beschadigingen waardoor een lekspleet ontstaat zijn nooit geheel te vermijden. Hier is volstaan met reparatie van de vervormde onderrand. De oplegstoelen zijn iets verlaagd waardoor de onderrand meer wordt ingedrukt en lek minder makkelijk ontstaat.

#### REFERENTIES:

WL-rapport M754 deel I en IV voor algemene informatie en verrichte trillingsmetingen. Geen rapportage van deze specifieke trilling.

## 6.5b MUZIEKNOOT EN OMGEBOGEN RUBBER FLAP (prototype-ervaring)

Voorbeeld I:

### ALGEMEEN:

Hier worden summier twee ervaringen genoemd met afdichtingen die zodanig zijn ontworpen dat de waterdruk de afdichtende functie versterkt. Dit eerste voorbeeld betreft een afdichting bij een draaideur van een schutkolk.

### AFMETINGEN:

Niet bekend. Gegevens over trillingen zijn verkregen bij een buitenlands bezoek.

### WATERSTANDEN:

Maximaal verval 8 m, benedenwaterdiepte 3,5 m.

### VORMGEVING AFDICHTINGSSTRIP:

Zie Figuur a.

### CONSTATERINGEN:

Bij een verval tussen de 2 en 6 m traden steeds trillingen op, die weer verdwenen bij een toenemend verval. De trillingen zouden volgens sommigen de aanleiding zijn geweest voor geconstateerde slijtage en scheuren van de taats.

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Er was een beschadiging geconstateerd met lek. Daardoor kan onmiddellijk een badstoptrilling ontstaan (Paragraaf 4.4.2). Als het rubber sterk trilt en het lekdebiet wordt periodiek afgeknepen dan sluit de lekspleet ook steeds. Maar bij het (periodiek) stoppen van het debiet wordt ook de gehele deur zwaar belast. (Door het afremmen en versnellen van het debiet ontstaan drukgradiënten in boven en benedenwater.)

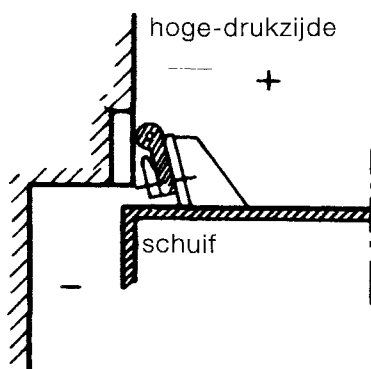
Dat de trilling bij groter verval weer verdween zou kunnen komen doordat de lekspleet dan permanent wordt dichtgedrukt.

Voorbeeld II:

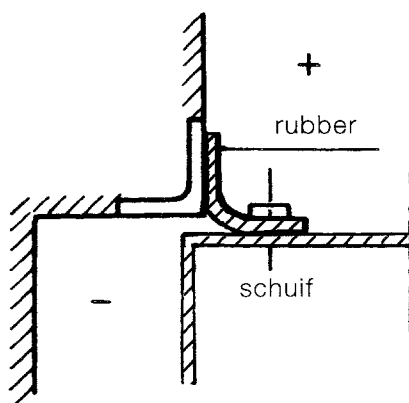
### ALGEMEEN:

Dit voorbeeld betreft toepassing van een omgebogen rubber strip als zijafdichting. Bij toepassing van de omgebogen rubber strip kan evenals Voorbeeld I zeer gevaarlijk zijn voor die situatie waarbij er een lekdebiet is. Maar bij toepassing als glijdende zijafdichting kan er nauwelijks beschadiging ontstaan. Klem zitten van een object in de spleet tussen schuif en wand is nauwelijks mogelijk. Wel zal op den duur slijtage optreden.

Ervaringen van een schuivenfabrikant van laag-vervalschuiven en -kleppen bevestigt de goede ervaringen (mondelijke mededeling).



Figuur a:  
Doorsnede achterhar met afdichtingsstrip.

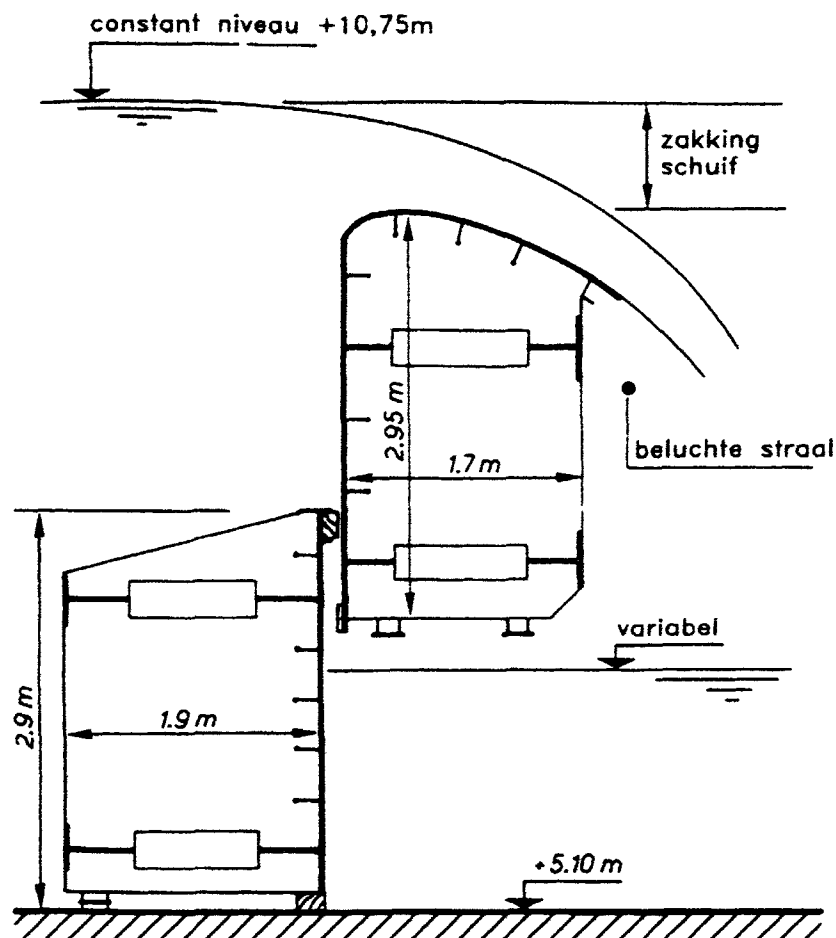


Figuur b:  
Omggebogen rubber flap als zijafdichting.

## 6.5c STONEYSCHUIVEN STUW SAMBEEK (prototype-ervaring)

### ALGEMEEN:

Bij de Stoneyschuiven dient de bovenste schuif voor de peilregeling van de Maas bij kleine afvoeren. Na vernieuwing van de schuiven (omstreeks 1975), bleek het niet mogelijk te zijn de bovenschuif meer dan 1 m te laten zakken (waarbij er dan ook 1 m water overheen stroomt) zonder dat zware trillingen optraden. Meer dan 1,6 m zakken was absoluut onverantwoord en deze situatie was voor het beheer onacceptabel. Het lag voor de hand de oorzaak te zoeken in het overstortende water. Beluchten van de straal had evenwel geen effect.



Figuur a:  
Doorsnede over de Stoneyschuiven.

### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Overspanning tussen de wielen bij de bovenschuif 17,6 m. Bij de onderschuif is dit 18,8 m. Netto afstand tussen de pijlers 17 m. Normaal is dat de onderste schuif op de bodem blijft staan. Alleen bij hoogwater worden beide schuiven getrokken. Zie voor de afmetingen van de verticale doorsnede Figuur a. Stijfheid (traagheidsmoment) per horizontale ligger: bij de onderschuif  $0,03 \text{ m}^4$  en bij de bovenschuif  $0,018 \text{ m}^4$ . De kruin levert ook een kleine bijdrage:  $0,007 \text{ m}^4$ . De torsiestijfheid ligt hiermee ook vast, maar is niet berekend.

### WATERSTANDEN:

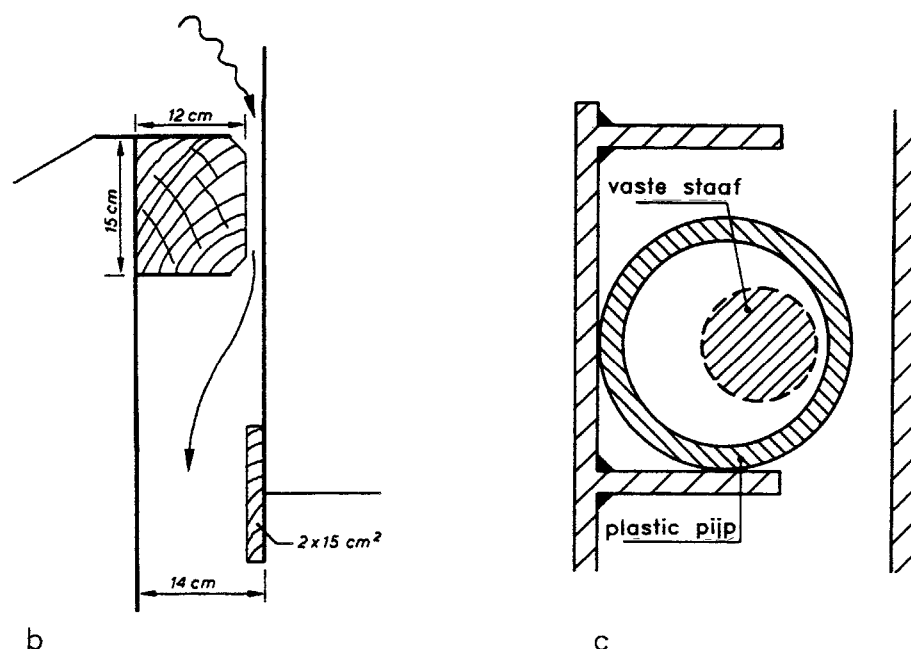
Zie Figuur a. De ontwerpconditie is dat de bovenschuif tot op de bodem kan zakken. Het bovenpeil blijft daarbij ongeveer constant.

### VORMGEVING:

Zie Figuur a.

### CONSTATERINGEN:

Zie voor de omstandigheden onder 'algemeen'. De trillingen zijn alleen 'gevoeld' met een stok. Frequentie circa 3 Hz, overeenkomend met de laagste harmonische trilling. Bij 1,6 m zakken was de trillingsamplitude (enkel) ongeveer 2,5 mm. De ophangketting trilde met een amplitude van een paar centimeter.



Figuur b en c:

b) Detail spleet tussen onder- en bovenschuif en  
c) De verbeterde situatie.

### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Nadat beluchten van de overstort niet bleek te helpen, is de spleet tussen de schuiven nader geanalyseerd. Figuur b toont de doorsnede in detail.

Hier is dus waarschijnlijk weer sprake van een badstoptrilling: wordt de spleet dichtgeknepen dan ontstaat onder de nauwste spleet een onderdruk en de spleet wordt nog verder dichtgezogen. Daardoor wordt een horizontale trilling versterkt.

### REMEDIE:

Door een dakgootpijp aan te brengen die door de waterdruk werd aangedrukt, kon tijdens een bezoek ter plaatse de trilling volledig worden gestopt. Omdat de pijp kon rollen, kon de bovenschuif normaal bewegen. Voor de definitieve oplossing is een soortgelijke oplossing bedacht; alleen rolt de pijp nu om een vaste kern.

Voor het trillen zou het natuurlijk ook goed zijn geweest de nauwste spleet onderaan te kiezen, namelijk door de dikke houten balk aan de bovenschuif te bevestigen. Dan zou evenwel de hydrostatische belasting op de bovenschuif sterk vergroten; dat was hier niet acceptabel.

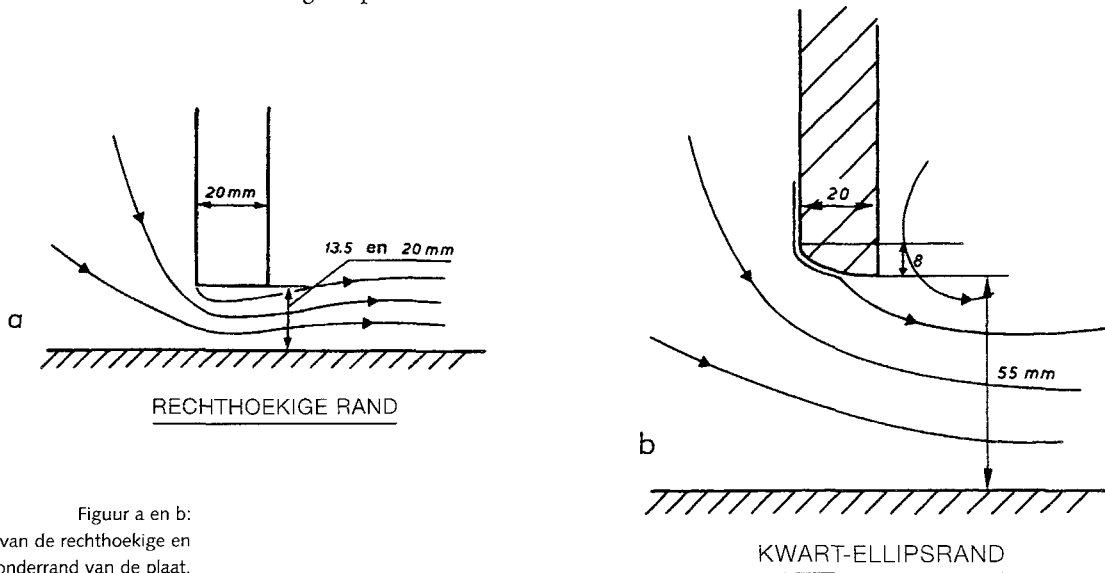
### REFERENTIE:

Kolkman (1980).

## 6.5d SPLEET MET RECHTHOEKIGE EN ELLIPSVORMIGE RAND (laboratoriumervaring)

### ALGEMEEN:

Om de drukverdeling langs een onderrand te testen werd in een laboratoriumgoot van 1 m breed een 2 cm dikke staalplaat tussen de wanden van de goot vastgeweid. Hier ontstonden onverwacht heftige horizontale plaattrillingen. De onderrand was eerst rechthoekig. Later is ook een ellipsvormige rand getest, waarbij soortgelijke trillingen optraden.



Figuur a en b:  
a) Doorsnede van de rechthoekige en  
b) De ellipsvormige onderrand van de plaat.

### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

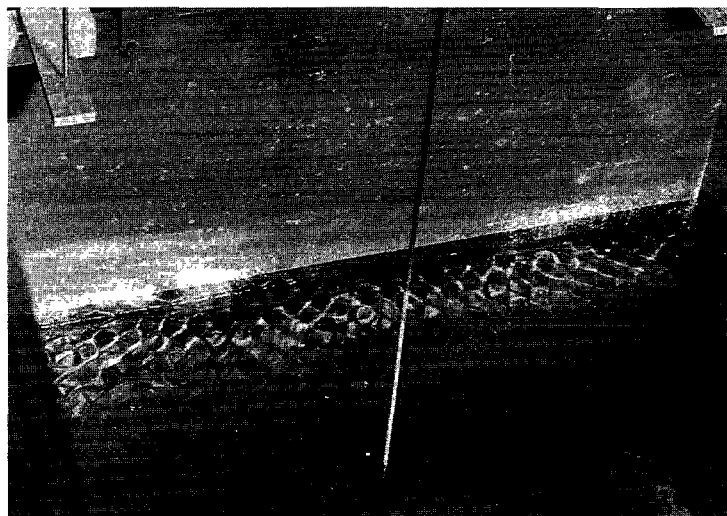
Staalplaat van 2 cm dikte, 1 m breed en 1 m hoog.

### WATERSTANDEN:

Benedenstreams 0,1 à 0,8 m en bovenstreams 0,5 à 1 m. Maximum verval 0,6 m. Weinig turbulente aanstroming.

### VORMGEVING:

Zie de Figuren a en b.



Figuur c.  
Dwarsgolfjes in het bovenwater tijdens trillen.

## CONSTATERINGEN:

Kritieke en niet-kritieke situaties:

Rand	opening	benedenwater	verval	trillen	opmerkingen
recht	13,5 mm	0,1 m	0,4 m	wel	
„	„	0,3 m	0,2 m	wel	
„	„	0,3 m	0,4 m	wel	relatief sterk
„	„	0,3 m	0,6 m	wel	
„	„	0,5 m	0,2 m	wel	
„	„	0,5 m	0,4 m	wel	
„	20 mm	0,3 m	0,2 m	wel	
„	„	0,3 m	0,4 m	wel	
„	„	0,3 m	0,6 m	wel	zwak
„	„	0,5 m	0,2 m	wel	
„	„	0,5 m	0,4 m	wel	
„	„	0,8 m	0,1 m	wel	zwak
„	„	0,8 m	0,2 m	wel	
„	10 mm	variabel	variabel	niet	
„	30 mm	variabel	variabel	niet	
„	140 mm	variabel	variabel	niet	
ellips	55 mm	0,6 m	0,4 m	wel	
„	„	0,2 m	0,4 m	wel	
„	„	0,2 m	0,4 m	wel	
„	„	0,2 m	0,6 m	wel	
„	„	0,4 m	0,4 m	wel	
„	„	0,4 m	0,6 m	wel	

## OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Zie Paragraaf 4.4.4; de hypothese van de afvoercoëfficiënt die door de 'toegevoegde-watermassastroming' varieert. Hierdoor varieert ook het debiet periodiek en treden er sterke drukgradiënten in het boven- en benedenwater op die de trilling versterken. Speciaal die randen zijn gevoelig waarbij situaties kunnen ontstaan waarbij het loslaten van de stroming instabiel is of waarbij het daarna weer wel of niet aanliggen van de stroming instabiel is.

Later is over dit type trillingen nader laboratoriumonderzoek verricht (Jongeling, 1987 en 1988).

## REMEDIES:

Randvormen die voldoende zijn afgeschuind geven nauwelijks problemen.

## OPMERKING:

De golfjes in het bovenwater hebben een golflengte van 2 cm, overeenkomend met een staande golf frequentie van 11 Hz. Hoorbaar waren de trillingen ook zodat de trillingsfrequentie iets over de 20 Hz waren (overeenkomend met de laagste eigenfrequentie van de plaat). Zie Paragraaf 4.6 voor de verklaring van subharmonische dwarsgolven.

## REFERENTIE:

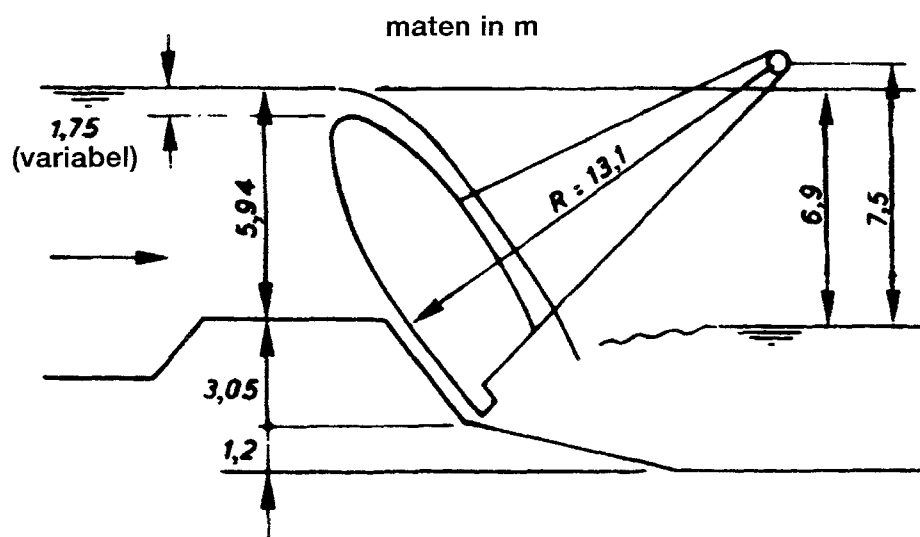
Kolkman (1980).

## 6.5e SECTORSCHUIF MET BODEMSPRONG (prototype-ervaring)

### ALGEMEEN:

Het betreft een sectorschuif met overstort. In de situatie dat er debiet overheen moet, zakt de schuif achter een drempel. De lek tussen schuif en drempel blijft beperkt. Als de schuif meer dan 1,7 m naar beneden werd gebracht (ten opzichte van de kerende situatie zonder overstort) traden trillingen op van de schuifbeplating.

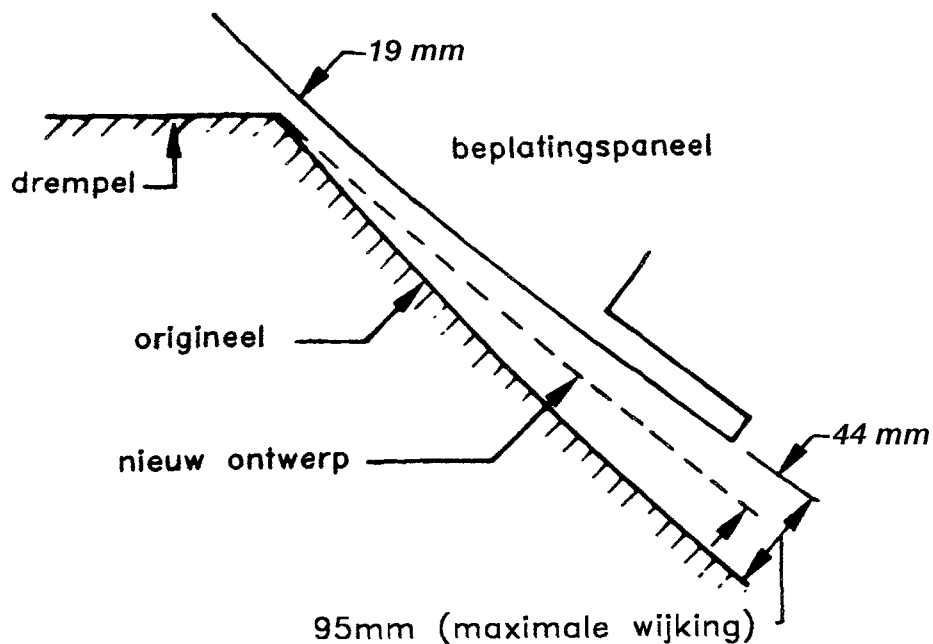
Dit voorbeeld is overgenomen uit Neilson en Picket (1980).



Figuur a:  
Doorsnede over schuif en drempel.

### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Zie Figuur a voor de maten van de doorsnede. De schuif heeft een overspanning van 33,5 m. Gewicht 200 tonf. De spleetgrootte aan de bodem is 19 mm. De schuifbeplating was verstevigd met ribben. Afmetingen per paneel  $0,87 \times 2,64 \text{ m}^2$ . Plaatdikte 19 mm. Droge eigenfrequentie 68 à 144 Hz.



Figuur b:  
Detail van de lekspleet bij de drempel en de voorziening die later is aangebracht om de trilling te vermijden (gestippeld).



### WATERSTANDEN:

Trillingen traden op bij alle mogelijke waarden van de overstorthoogte. Bij onderdoorstroming (getrokken schuif) traden geen trillingen op.

### VORMGEVING:

Zie Figuur a en b. De betonnen drempel was wat steiler dan de helling van de schuifbeplating (de getrokken lijn in Figuur b).

### CONSTATERINGEN:

Heftige trillingen van de schuifbeplating, frequentie 100 Hz bij 1,7 m waterkolom voordruk. Verder variërend van 30 tot 110 Hz met een verplaatsingsamplitude 0,005 tot 1,5 mm afhankelijk van de plaats en de voordruk.

### ORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Badstoptrilling, Paragraaf 4.4.2. Bij horizontaal trillen van de beplating varieert de spleetgrootte. Omdat de nauwste doorsnede, aangegeven als 'A' (zie Figuur b), bovenstrooms zit, geeft periodiek verkleinen en vergroten van de spleetgrootte, en dus van het doorstroomdebiet, in de rest van de spleet een drukgradiënt die tot drukken leidt die de trillingsbeweging versterken. Pas als de schuif voldoende is gedaald ontstaan de trillingen, want met het dalen ontstaat pas een voldoende groot aangrijpingsoppervlak van het schuifdeel dat benedenstrooms van de spleet zit.

### REMEDIES:

Zie Figuur b, de doorbroken lijn. In zone B is vulmateriaal aangebracht, zodat de spleet over de gehele lengte dezelfde breedte heeft.

### REFERENTIE:

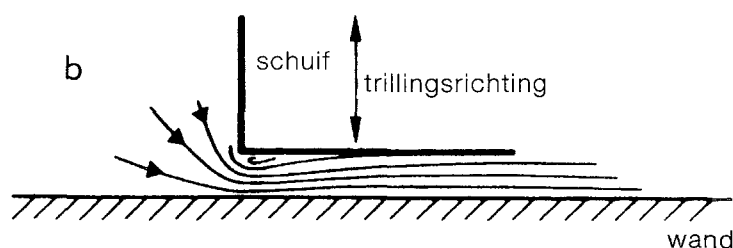
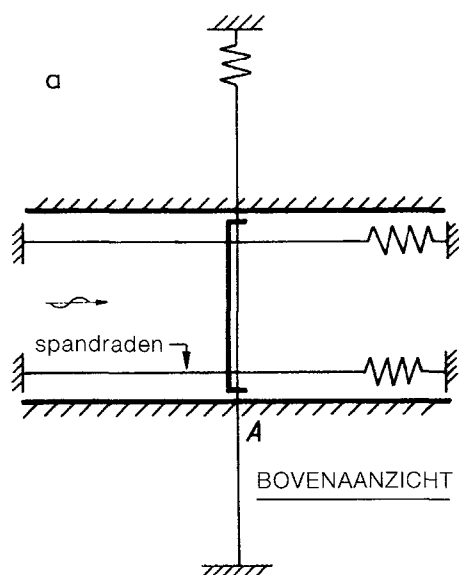
Neilson en Picket (1980).

## 6.5f LEKSPLEET MET EN ZONDER TRILLINGSGEVOELIGHEID (laboratoriumvering)

### ALGEMEEN:

Tijdens een trillingsonderzoek in een goot was een model in draden ingespannen. Het model was zodanig in draden ingespannen dat die alleen een verticale trilling toe-

Figuur a en b:  
a) Horizontale doorsnede over het schuifmodel en  
b) Detail van de spleet tussen schuif en grootwand.



lieten. Draden die dwars op de goot liepen moesten de zijdelingse beweging van het schuifmodel verhinderen. Aan één zijde van de goot waren het stijve draden, aan de andere zijde waren er veren in opgenomen, deze draden dienden om de stijve draden voor te spannen.

#### **AFMETINGEN EN GEWICHTEN:**

Goot 0,5 m breed en 0,7 m diep. Het schuifmodel woog circa 5 kgf. De eigenfrequentie verticaal varieerde van 2,5 tot 9 Hz.

#### **WATERSTANDEN:**

Gootdiepte 0,7 m. waterstanden werden gevarieerd.

#### **VORMGEVING:**

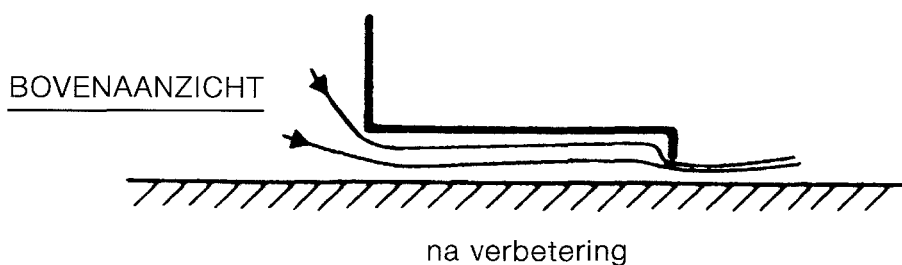
Lekspleet aan de zijwanden circa 1 cm. Zie voor de vorm van de horizontale doorsnede en van de lekspleet Figuren a en b.

#### **CONSTATERINGEN:**

Er traden onverwacht trillingen op die goed hoorbaar waren, dus met een frequentie veel hoger dan die van de ingestelde verticale trillingen. De trillingen werden niet gemeten.

#### **ORZAAK VAN DE TRILLINGEN:**

Het zijn weer badstoptrillingen, Paragraaf 4.4.2. Door de natuurlijke stromingscontractie is de nauwste doorsnede van de spleet aan de bovenstroomse zijde. Tritt het schuifmodel nu in dwarsrichting dan varieert het debiet periodiek. Bij vernauwen van de spleet neemt het debiet af, hetgeen benedenstrooms van de vernauwing een drukafname geeft. Deze werkt weer op het deel van het model dat benedenstrooms van de nauwste doorsnede zit.



Figuur c:  
De vorm van de spleet die trillingsvrij bleek te zijn.

#### **REMEDIES:**

Zie Figuur c. De nauwste doorsnede zit nu aan de benedenstroomse zijde van de spleet en er ontstaat nu zelfs een positieve hydrodynamische demping.

#### **REFERENTIE:**

Kolkman (1980).

## 6.6 OVERSTORTENDE SCHUIVEN EN KLEPPEN

### 6.6a SCHUIF MET BOVENKLEP (prototype-ervaring)

#### ALGEMEEN:

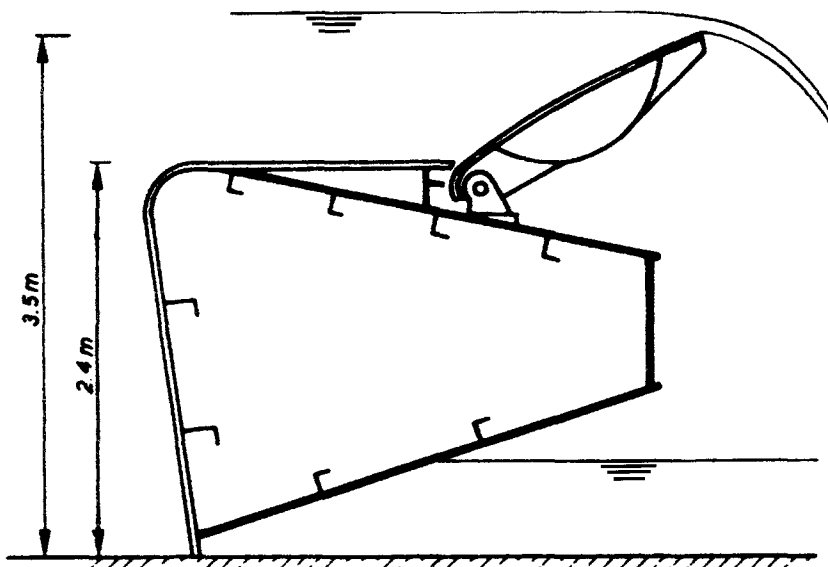
Dit voorbeeld is ontleend aan Ogihara en Ueda (1980). Het gaat hier om de bovenklep; deze dient voor peilregeling van het bovenwater. Naar aanleiding van geconstateerde trillingen samenhangend met het overstortende water, is onderzoek gedaan naar vormgeving en afstand van straalbrekers op de kruin.

#### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Overspanning 40 m. De berekende eigenfrequenties van klep en onderschuif 3,7 à 4,2 Hz.

#### WATERSTANDEN:

Waterdiepte bovenstrooms 3,5 m en 1 m benedenstrooms.



Figuur a:  
Doorsnede over schuif en bovenklep.

#### VORMGEVING:

Voor de doorsnede zie Figuur a.

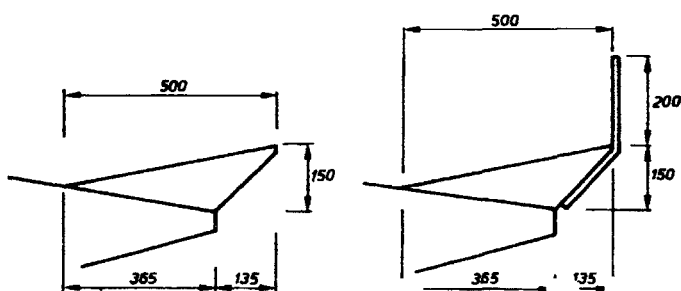
#### CONSTATERINGEN:

Hoewel straalbrekers waren toegepast (type I, zie Figuur b) traden regelmatige trillingen op met golvingen in het watergordijn. Dit gebeurde hoofdzakelijk in het gebied waarbij de kruin van de klep 0,8 à 1 m is verlaagd (ten opzichte van de kerende toestand).

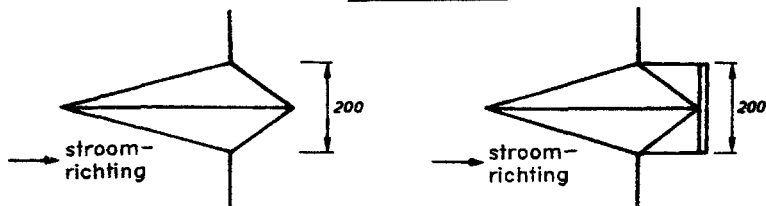
#### OORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

Zie Paragraaf 4.4.7. Initiële periodieke luchtdrukvariaties in het ingesloten luchtkussen veroorzaken dusdanige golvingen in het watergordijn dat het volume van het luchtkussen varieert. Dit op zijn beurt veroorzaakt weer drukvariaties in het luchtkussen waardoor de golvingen weer versterkt worden. Ook kunnen door de luchtdrukvariatie kleptrillingen ontstaan die ook weer golvingen in het watergordijn veroorzaken.

maten in mm



DOORSNEDE



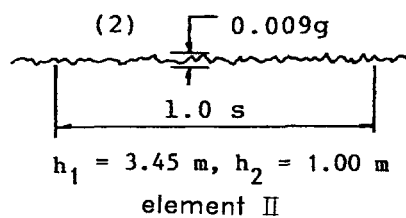
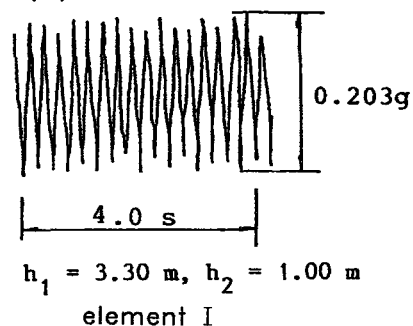
TYPE I

TYPE II

b

BOVENAANZICHT

(1)



stoorelementen op  
gelijke afstand

c

Figuur b en c:

- b) Straalbrekers type  $F_1$  en  $F_2$  en
- c) De bijbehorende trillingen.

**REMEDIES:**

Straalbrekers die de straal voldoende open breken. Het probleem bij sommige straalbrekers is dat ze bij een wat grotere overstorthoogte onder water komen. Ook zijn vormen die naar boven toe versmallen weinig effectief. Straalbrekers van het type II bleken effectief te zijn. De afstand was eerst regelmatig 3 m en daarna afwisselend 3 en 4,5 m. Beide voldeden.

**REFERENTIE:**

Ogihara en Ueda (1980).

**6.6b KLEPSTUW PWS ZUID-HOLLAND (modelonderzoek)**

**ALGEMEEN:**

De klepstuw dient ervoor watersystemen te compartimenteren. In geval van dreigende dijkdoorbraak kan voorkomen worden dat al het water wegstroomt en dat daardoor de niet bezweken stukken dijk door overdruk in het poriënwater in de dijk schade oplopen. Stroming kan zijn meestroom (als in Figuur a) of tegenstroom.

In het model traden bij meestroom krachtige trillingen op bij situaties met vrij veel overstort en een wat hoger benedenwater, waarbij de lucht onder het watergordijn wordt meegezogen. Het luchtkussen wordt daarbij uiteindelijk door water vervangen. Het gebruik van grote straalbrekers is hier niet mogelijk, omdat bij de normale situatie waarbij de klep op de bodem ligt er geen obstakels voor schepen mogen zijn. Daarom is voor meestroom de kruin versprongen in hoogte (om tweedimensionale situaties te vermijden). Ook zijn tanden aangebracht om bij tegenstroom beter aanliggen van de stroming te bereiken (minder kans op trillingen).



Uiteindelijk is gekozen voor twee straalbrekers bij de landhoofden. De vorm steekt, als de klep op de bodem ligt, niet boven de rest van de klep uit. Zie Figuur c.

#### REFERENTIES:

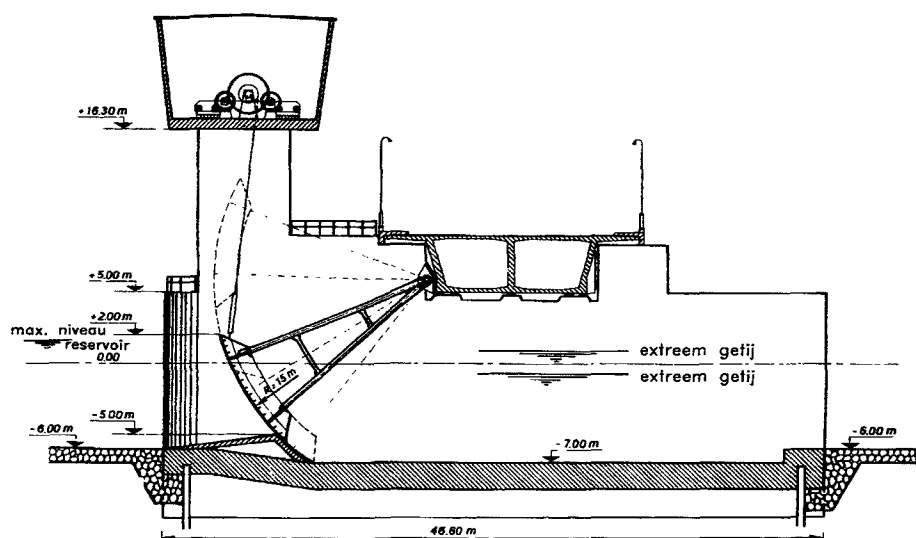
Kolkman (1980) en WL-rapport M1300.

### 6.6c NAGDONG STUW (modelonderzoek)

#### ALGEMEEN:

De stuw ligt in een estuarium en dient om voor bevaarbaarheid en irrigatie een voldoende hoog peil te handhaven en zoutindringing te voorkomen. Normaal staat de schuif gesloten, maar is er voor de lage afvoer bij twee van de tien schuiven overstort mogelijk. De schuif zakt dan; de bodemlek is door de drempelvorm beperkt.

Figuur a:  
Doorsnede van de sector schuif.



Aanvankelijk was de vormgeving van de kruin niet speciaal aangepast op overstort; dit was de goedkoopste oplossing die aanvankelijk in het schaalmodel werd getest. Zie voor de doorsnede Figuur a. Het betrof een model met een 10 m brede schuifsectie op schaal 1:20. Alleen rotatietrillingen zijn onderzocht.

#### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

De stuw bestaat uit 10 schuiven met elk 47,5 m overspanning. Straal van de sectorschuij 15 m. Gewicht 142 tonf (zonder de armen).

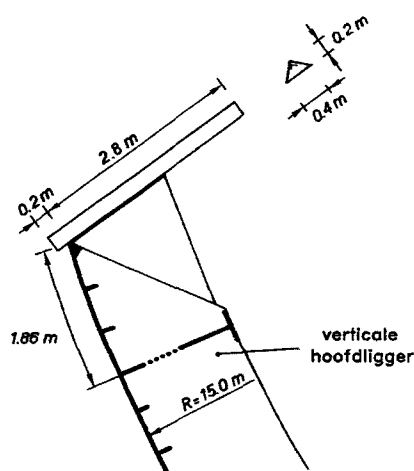
#### WATERSTANDEN:

Reservoirstand normaal +1,5 m, extreem +3 m. De kruinhoogte van de schuif is maximaal +2 m.

Zeestand variërend van -0,75 tot +0,95 m. Bodem woelbak -7 m.

#### VORMGEVING:

Aanvankelijk een scherpe bovenrand waardoor de overstortende straal vrij op de bovenligger terecht kon komen. De horizontale liggers zijn geperforeerd.



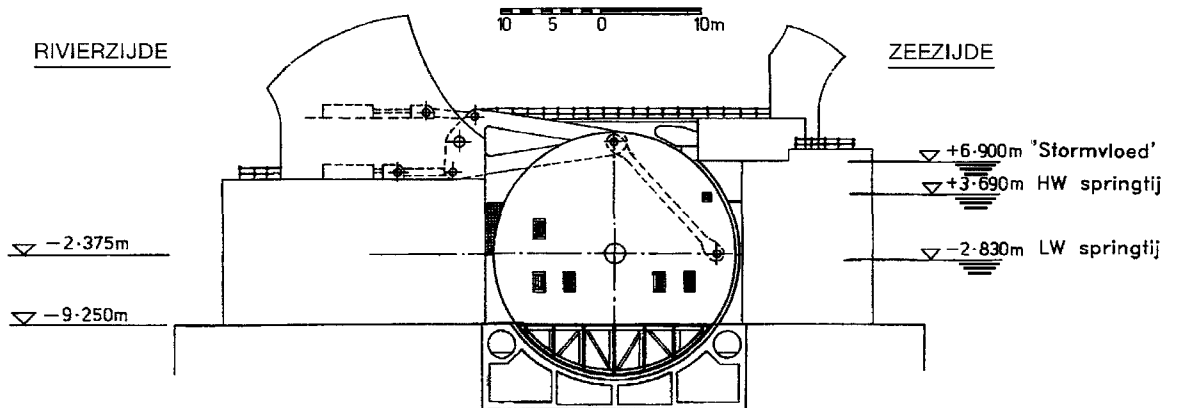
Figuur b:  
De oorspronkelijke kruin met de aanvankelijk geteste straalbreker.



## 6.6d SEGMENTDEUREN STORMVLOEDKERING THEEMS (modelonderzoek)

### ALGEMEEN:

Hoewel er niet al te veel gegevens beschikbaar zijn wordt dit voorbeeld opgenomen om tonen hoe ook bij schuiven met overstort een instabiel stroombeeld tot kritieke situaties kan leiden. Gebruik is gemaakt van waarnemingen tijdens een demonstratie in een klein schaalmodel toen één van de auteurs (Kolkman) een bezoek bracht aan het hydraulische laboratorium van het Imperial College te Londen. Dr. D. Hardwick gaf toestemming hierover te publiceren.



Figuur a:  
Doorsnede over de schuif, Clark en Tappin (1977).

De schuiven, die bestaan uit een holle koker, zijn in de bodem opgenomen, om zodoende de scheepvaart een volledig vrije doorvaart te geven. Bij te verwachten hoogwater komen ze omhoog waarbij het stroombeeld sterk varieert met de positie van de schuif en met de waterstanden. De schuiven zijn aan beide zijden met een ronde schijf aan de draaipunten bevestigd.

### AFMETINGEN:

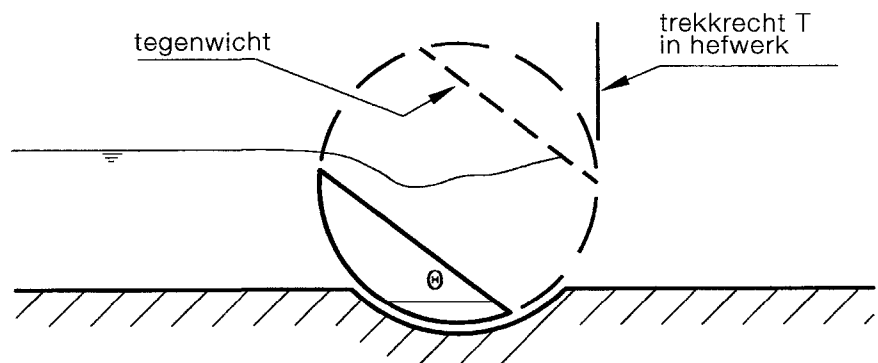
Straal 12,2 m. Schuifbreedte tussen de pijlers 64,9 m en tussen de schijven 61,9 m. Gewicht 1300 tonf.

### WATERSTANDEN:

Laagwaterspring -2,83m, hoogwaterspring +3,69 m en te keren stormvloedstand +6,90 m.

### VORMGEVING:

Zie Figuur a. De spleet tussen bodem en schuif wordt niet volledig afgesloten.



Figuur b:  
Het pilot-model met de draadopanging,  
Hardwick (1977).

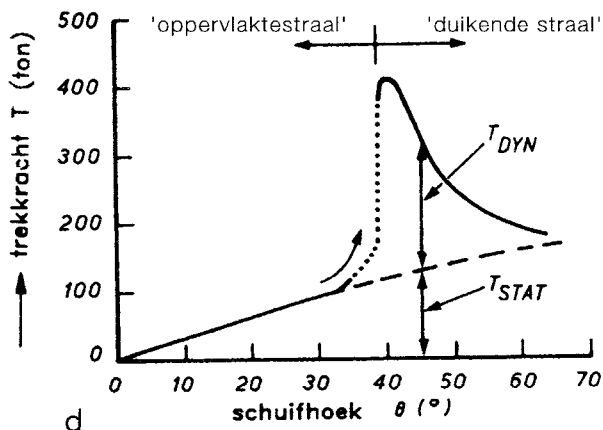
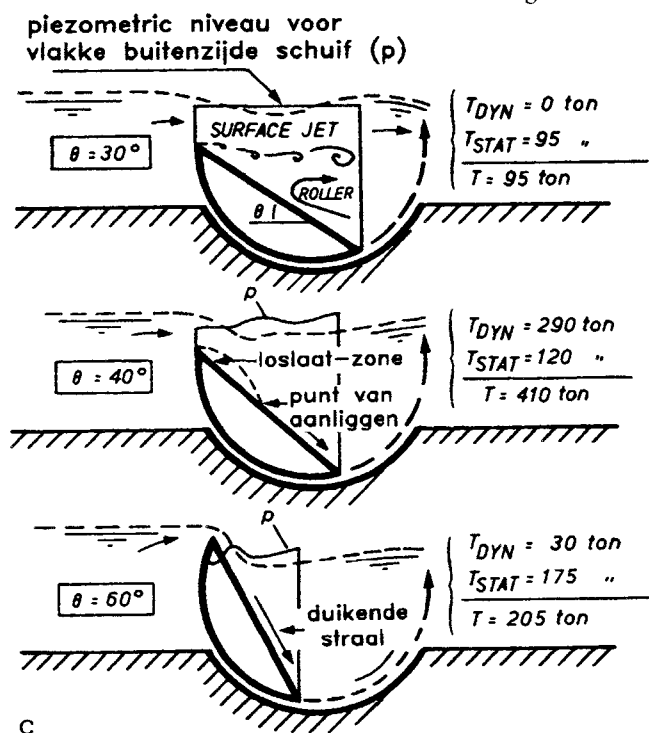


### CONSTATERINGEN:

In een klein pilotmodel zijn alle mogelijke instabiliteiten onderzocht en is de trekkracht in de ophangdraad gemeten, Figuur b. Voor het dynamische deel van het onderzoek is de trekdraad door een elastische draad vervangen. Tijdens condities waarbij het stroombeeld instabiel was en òf tenderde naar compleet loslaten òf naar loslaten met verderop weer aanliggen, kon de schuif bij een lage rotatiestijfheid sterk in beweging komen.

### ORZAAK VAN DE TRILLINGEN:

De grootte van het gebied tussen het punt van loslaten en weer aanliggen varieert met de schuifoscillatie. Omdat er in dit gebied onderdruk heerst, varieert daarmee ook het draaimoment. De grootste mate van instabiliteit treedt op bij een hoek van  $\theta = 40^\circ$ . Bij deze hoek kan ook de instabiliteitsindicator (Paragraaf 4.4.6) worden toegepast: als de schuif tijdens de oscillatie omhoog beweegt, wordt het debiet afgeknepen. Dit veroorzaakt een extra verval waardoor de stroming verder wordt uitgeworpen en ook de grootte van de onderdrukzone toeneemt. Dit versterkt de omhoog gerichte beweging, hetgeen een indicatie is voor instabiliteit. Ook de 'toegevoegde-watermassastroming', die een omstroming geeft tegen de hoofdstroom in, werkt mee om de stroming verder uit te werpen (soortgelijk als behandeld in Paragraaf 4.4.4: de hypothese van de variërende afvoercoëfficiënt).



Figuur c en d:  
c) Het stroombeeld bij verschillende schuifposities en  
d) Het bijbehorend draaimoment.

### REMEDIES:

In zijn publicatie geeft dr. Hardwick aan dat door de schuif bovenin te perforeren de lokale onderdruk kan worden opgeheven, waardoor ook de instabiliteit niet meer voor komt. Dit is niet toegepast: de werkelijke rotatiestijfheid van het bewegingswerk is groot genoeg om deze trillingen te voorkomen.

### REFERENTIE:

Hardwick (1977).

## 6.7 SCHOTBALKEN

### 6.7a NOODKERING MET CILINDERS

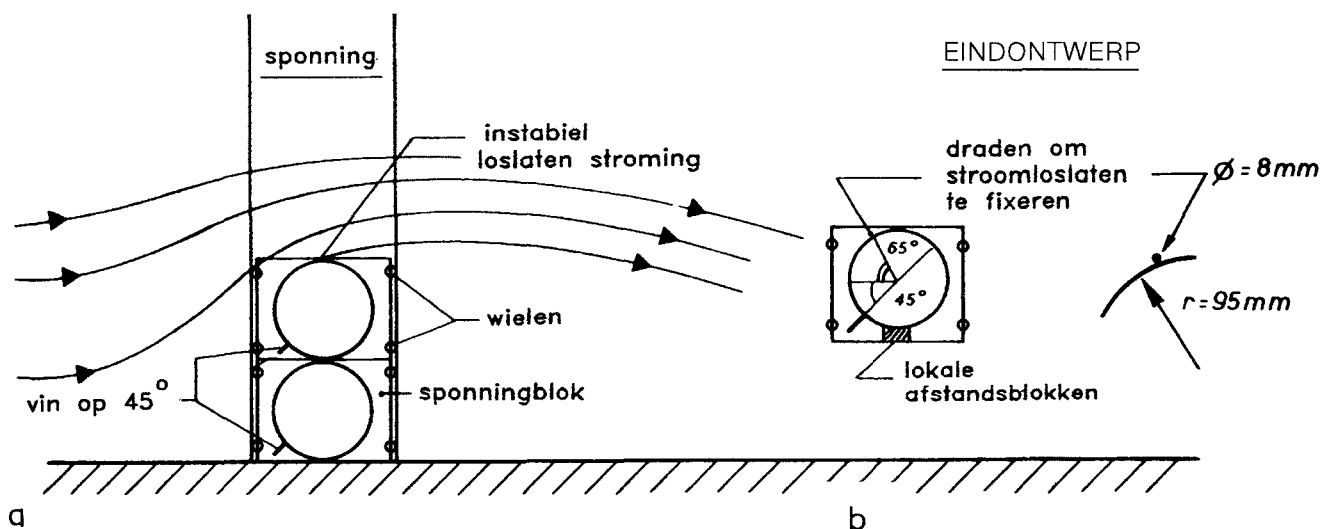
(prototype-ervaring en modelonderzoek)

#### ALGEMEEN:

Cilinders zijn niet geschikt als schotbalk, indien ze in stroming neergelaten moeten kunnen worden.

- Het periodiek loslaten van wervels resulteert in een zeer krachtige trillings-excitatie.
- Als de schotbalk op de vorige rust of op de bodem dan ontstaat bovenstrooms van het aanrakingspunt een overdruk aan de onderzijde (het stroomt daar niet), terwijl aan de bovenzijde juist een sterke onderdruk heerst; de schotbalk komt weer los hetgeen resulteert in een springerig gedrag.
- Cilinders rollen.

Toch werd besloten deze toe te passen, nadat in een laboratoriumonderzoek was gebleken dat met een vin voldoende grote neerwaartse krachten konden worden verkregen, zodat hij rustig tot vlak boven de vorige schotbalk kon blijven hangen. Om de vin op dezelfde plaats te houden ten opzichte van de aankomende stroom, moest het rollen worden vermeden. Daarom is een vierkante manchets met wielgeleiding toegepast (Figuur a).



Figuur a en b:

- a) Geadviseerde vorm naar aanleiding van onderzoek in een schaalmodel en  
b) De uiteindelijk toegepaste vorm.

#### AFMETINGEN EN GEWICHTEN:

Cilinders rond 19 cm, met water gevuld. Wanddikte 1,5 cm. Overspanning 8 m.

#### WATERSTANDEN:

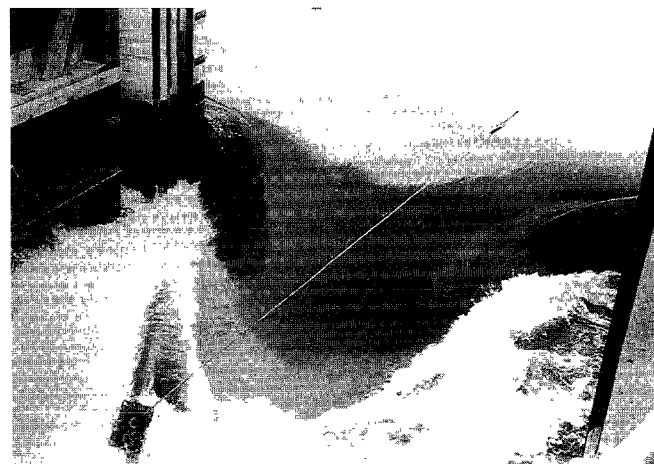
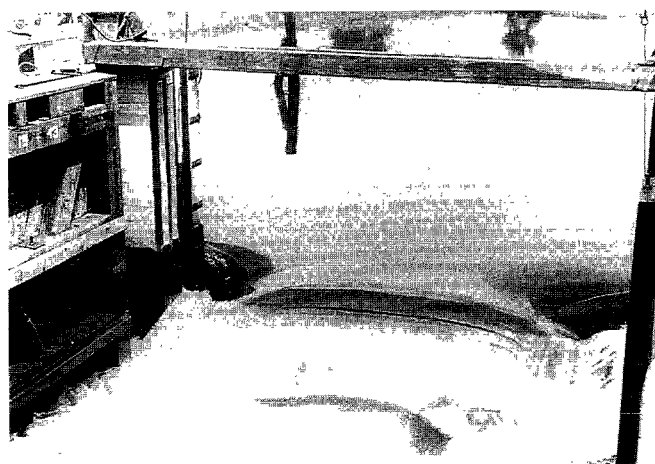
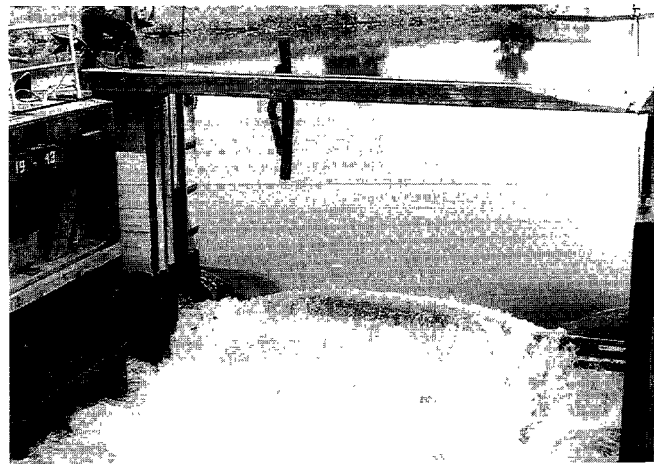
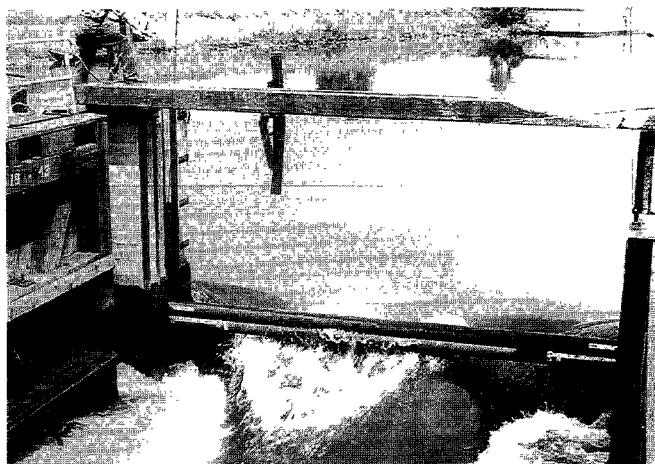
Bij de beproeving waren de initiële stroomsnelheden ca 3 m/s.

#### VORMGEVING:

Zie Figuur a.

#### CONSTATERINGEN:

Bij de prototype proeven vlogen de schotbalken er weer uit, ook toen de buizen twee aan twee gekoppeld waren (Figuur c). Ook traden heftige trillingen op.



Figuur c:  
De beproeving in prototype.

#### **OORZAAK VAN DE SCHAALEFFECTEN:**

De krachten op een cilinder zijn sterk afhankelijk van het Reynoldsgetal (Paragraaf 5.1 Figuur A5.1) en dit hangt samen met de plaats waar de stroming loslaat. Bij de modelwaarden van het Reynoldsgetal laat de stroming eerder los dan in het prototype. Daardoor ontstaat in prototype een grotere (opwaartse) zuiging bovenop de cilinder.

#### **REMEDIES:**

Er is een draad op de cilinder gelast ter plaatse waar in model de stroming loslaat. Zie Figuur b. In een stroomtunnel is de drukverdeling rond de cilinder bij hogere Reynoldsgetalen nog eens geverifieerd. Bovendien zijn tussen de buizen afstandhouders aangebracht zodat de pijpen niet geheel op elkaar komen maar er een lekpleet overblijft.

Bij de laatste proef in prototype bleken de buizen neergelaten te kunnen worden.







#### **REFERENTIES:**

Kolkman (1980) en WL-rapport S50-III.

## 6.8 KROOSHEKKEN

### ALGEMEEN:

Het WL heeft zelf geen ervaringen met trillingen van krooshekken. Syamalarao (1989) behandelt een aantal gevallen, waarbij door trillingen schade is ontstaan. De overzichtstabellen met referenties worden hier opgenomen.

Details of trashracks for which vibration response characteristics were investigated							
No.	Power station (Ref.)	Trashrack form $L, B, \alpha^\circ$ (mm)	Vertical bars		Horizontal bars		Comments
			Shape	Dimensions (mm)	Shape	Dimensions (mm)	
1a	Raccoon Mountain -original Crandall <sup>18</sup>	$L = 22\ 500$ $B = 16\ 800$ $\alpha = n/a$		$d = 25.4\phi$ $s = 150$ $L_1, L_2, L_3 = 22\ 500$		$d' = 25.4$ $b' = 254$ $s' = 620$	After 30 min test, 17 weld fractures were noticed
1b	Raccoon Mountain redesigned Crandall <sup>18</sup>	$L = 22\ 500$ $B = 16\ 800$ $\alpha = n/a$		$d = 25$ $b = 100$ $s = 160$ $L_1, L_2, L_3 = 22\ 500$		$d' = 25$ $b' = 250$ $s' = 670$	Vibration amplitudes were very small. Provision of damping pads removed lock-in vibrations
2	Mt. Elbert Todd <sup>21</sup>	$L = 7\ 470$ $B = 13\ 560$ $\alpha = 90^\circ$		$d = 16$ $b = 51$ $s = 169.5$		$d' = 32$ $b' = 254$ $s' = 411$	Random flow velocity prevented lock-in vibrations

Tabel I:









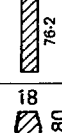

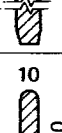
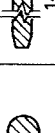


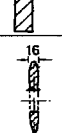



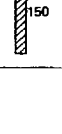



Schadegevallen waarbij trillingsmetingen zijn gedaan.

### REFERENTIES DOOR SYAMALARAO GEBRUIKT:

- 1: Bugl, H. von and H. Jericha, "Fragen der Dimensionierung und Ausbildung der Rechenanlagen von den Turbineneinläufen von Flusskraftwerken", Österreichische Ingenieurzeitschriften, Vol. 11 Nr. 3 und 4, 1968.
- 2: Fortrey, J.W. and R.F. Tiry, "Flow-induced transverse vibrations of trashrack bars", Civil engineering, ASCE, May 1972.
- 11: Neilson, F.M. and E.B. Picket, "Corps of Engineers experiences with flow-induced vibrations", In Naudascher and Rockwell (1980) (zie Hoofdstuk 8).
- 12: Schol, G.A. and P.A. March, "Model testing of trashrack at Hiwassee dam" Proc. ASCE Hydr. Div. Conf. on applying research to hydraulic practice, Jackson Mississippi. Ed. P.E. Smith, Aug. 1982
- 13: Vanbellingen, R., A. Lejeune, J. Marchal, M. Poels and M. Salhoul, "Vibration of screen at La Plata Taille hydro-storage power station in Belgium", BHRA Fluid Engineering conf. on Flow-induced vibrations in fluid engineering, Reading, UK, Sept. 1982.
- 15: Liess, C., "Waldeck-II Auslaufrechen; Ursache der Schwingungsprobleme und Beurteilung des Neuentwurfs", rep. 14936, J.M. Voith GmbH, Heidenheim, FRG, Apr. 1984.
- 16: Schlageter, G., "Erfahrungen am Maschinenhauseinlaufrechen des Rheinkraftwerkes Albrück-Dogern", Wasser, Energie, Luft, Vol. 77 nr. 10, 1985.
- 18: Crandall, S.H., S. Vigander and P.A. March, "Destructive vibration of trashracks due to fluid-structure interaction" Journal of Engineering for Industry, ASME, Nov. 1975.
- 21: Todd, R., B.W. Mefford and T.J. Isbester, "Mt Elbert trashrack vibration studies" Proc. ASCE Hydr.Div.Conf. on Applying research to hydraulic practice, Ed. P.E. Smith, Jackson Mississippi, USA, Aug. 1982.

### REFERENTIE:

Syamalarao (1989).

Details of trashracks which failed during operation							
No.	Power Station (Ref.)	Trashrack form $L, B, \alpha^\circ$ (mm)	Vertical bars		Horizontal bars		Comments
			Shape	Dimensions (mm)	Shape	Dimensions (mm)	
1a	Ybbs-Persenbeug-Bugl <sup>1</sup>	$L = 16\ 000$ $B = 12\ 200$ $\alpha = 72^\circ$		$d = 20$ $b = 150$ $s = 150$ $L_2 = 4000$		$d' = 35 \phi$ $s' = 965$	Failure of bolts after one year
1b	Aschach Bugl <sup>2</sup>	$L = 21\ 000$ $B = 14\ 200$ $\alpha = 72^\circ$		$d = 17-25$ $b = 200$ $s = 175$ $L_1, L_2, L_3 = 5250$		$d' = 30 \phi$ $s' = 1050$	Horizontal bars cracked or broken after two years
1c	Wallsee-Mittelkirchen Bugl <sup>1</sup>	$L = 15\ 800$ $B = 12\ 260$ $\alpha = 72^\circ$		$d = 17-25$ $b = 200$ $s = 175$ $L_1, L_2, L_3 = 5250$		$d' = 35 \phi$ $s' = 965$	Details are not available
2	Corps of Engineers Neilson <sup>11</sup>	$L = 20\ 665$ $B = n/a$ $\alpha = 83^\circ$		$d = 19$ $b = 76$ $s = 152$		$d' = 38$ $b' = 38$ $s' = 1320$ $d' \approx 75$ $b' \approx 100$ $s' \approx 1320$	Failure of rack through breaking of vertical bars
3	Hiwassee dam Schol <sup>12</sup>	$L = 6100$ $B = 5744$		$d = 15.9$ $b = 76.2$ $s = 152.4$ $L_1, L_2, L_3 = 762$		$d' = 31.8$ $b' = 300$ $s' = 762$	Failure of anchor bolts
4	La Plate Vanbellingen <sup>13</sup>	$L = 4400$ $B = 908$ $\alpha < 90^\circ$		$d = 18$ $b = 180$ $s = 178$		$d' = 15$ $b' = 145$ $s' = 652$	Rack members disconnected, bolts failed after one year
5a	Waldbeck II -original Leiss <sup>15</sup>	$L = 8950$ $B = 5000$ $\alpha = 72^\circ$		$d = 10$ $b = 70$ $s = 40$ $L_1, L_3 = 2915$ $L_2 = 2950$		$d' = 20 \phi$ $s' = 625$	Bars broken or torn
5b	Waldbeck II -redesigned Leiss <sup>15</sup>	$L = 8950$ $B = 5000$ $\alpha = 72^\circ$		$d = 15$ $b = 110$ $s = 139$ $L_1, L_3 = 2915$ $L_2 = 2950$		$d' = 20 \phi$ $s' = 625$	No report of damage since 1983
6a	Albbruck-Dogern (1934) Schlageter <sup>16</sup>	$L = 13\ 000$ $B = 79\ 000$ $\alpha = 78^\circ$		$d = 16-12$ $b = 120$ $s = 166$ $L_1, L_2, L_3 = 3250$		$d' = 35 \phi$ $s' = 1490$ $- 1758$	Bars broken or missing
6b	Albbruck-Dogern redesigned (1954)	$L = 13\ 000$ $B = 79\ 000$ $\alpha = 78^\circ$		$d = 15-8$ $b = 120$ $s = 166$		$d' = 35 \phi$ $s' = 993$ $- 1557$	Bars broken or missing
6c	Albbruck-Dogern redesigned (1969)	$L = 13\ 000$ $B = 79\ 000$ $\alpha = 78^\circ$		$d = 18$ $b = 150$ $s = 166$		$d' = 45 \phi$ $s' = 820$ $- 1000$	Inspection in 1976 showed damage. Special clamps for horizontal bars were fixed.

Tabel II:  
Schadegevallen waarbij geen nader onderzoek is gedaan.

## 6.9 DYNAMISCHE VERSCHIJNSELEN DOOR CAVITATIE EN PARTIËLE BELUCHTING

### 6.9a LEDIGINGSRIOOL HOOG-VERVALSCHUTSLUIS (prototype-ervaring)

#### ALGEMEEN:

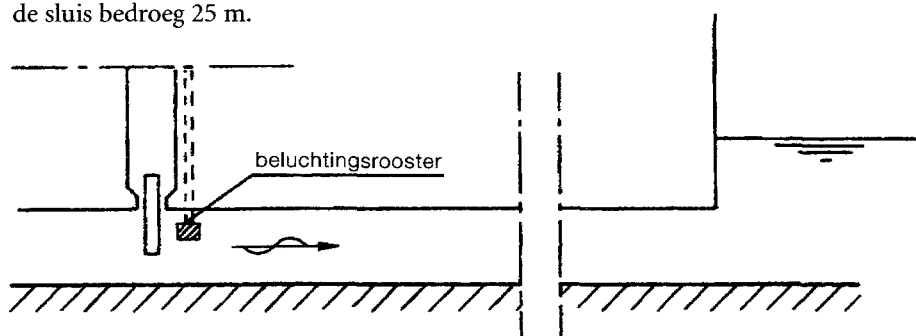
In een ledigingsriool van een schutsluis was een beluchting (via een rooster) juist benedenstrooms van de schuif aangebracht om cavitatieschade aan schuif en rioolwand te vermijden.

#### AFMETINGEN:

Riool circa  $2 \times 2 \text{ m}^2$ , rioollengte benedenstrooms van de schuif circa 65 m.

#### WATERSTANDEN:

Het riool lag met het plafond circa 5 m onder het benedenwater. Het verval over de sluis bedroeg 25 m.



Figuur a:  
Langsdoorsnede ledigingsriool.

#### VORMGEVING:

Zie Figuur a.

#### CONSTATERINGEN:

Bij een afnametest van de sluis werd, nadat de kolk eerst een stukje was geledigd, de schuif gesloten. Er was een drukmeter in het plafond aangebracht. Nadat de schuif gesloten was, is een drukstoot gemeten van 110 m waterkolom. Er spoot bij de dekzerk van de sluis water uit de beluchtingspijp.

#### OORZAAK VAN DE DYNAMISCHE DRUKSTOOT:

Benedenstrooms van de schuif heerst bij stromen een lagere druk in tot de benedenwaterstand. Dat heeft te maken met de gecontraheerde straal die verderop weer verwijdt en waarbij de verminderde kinetische energie deels wordt omgezet in potentiële energie. De druk kan ook lager dan atmosferisch worden; de beluchting komt dan in werking. Hoewel met het beluchtingsrooster geprobeerd wordt de lucht zo fijn te verdelen dat deze met de stroming wordt meegevoerd, blijft er veel bij de schuif achter omdat daar de laagste druk heerst. Wordt nu tijdens sluiten van de schuif het schuifdebiet verminderd dan wordt aanvankelijk de stroming in het riool niet voldoende afgeremd tengevolge van de elasticiteit van het luchtkussen. Bovendien: doordat bij het sluiten een extra lage druk bij de schuif ontstaat heeft extra aanzuiging van lucht plaats.

De waterkolom in het riool benedenstrooms van de schuif remt wel af, want de druk bij de schuif is lager dan de benedenstroomse waterdruk. De watersnelheid keert na enige tijd van richting om en de kolom komt bij de schuif met een schok tot stilstand. Hoe groot de druk is hangt weer af van de hoeveelheid lucht die op dat moment nog is overgebleven in het riool.

#### REMEDIE:

Door de schuif langzamer te sluiten kan de onderdruk (ten opzichte van de benedenwaterdruk) zoveel verminderen dat geen extra lucht meer wordt aangezogen. Door de verminderde onderdruk komt de waterkolom met een geringere snelheid terug bij de schuif.

Als er geen lucht wordt aangezogen omdat de gemiddelde druk hoger is dan atmosferisch, dan kan door de turbulente drukfluctuaties toch de momentane druk onder de dampdruk komen en kan cavitatie ontstaan. Dat is bij hoog-vervalsluizen altijd een punt van studie.

#### REFERENTIE:

Kolkman (1980).

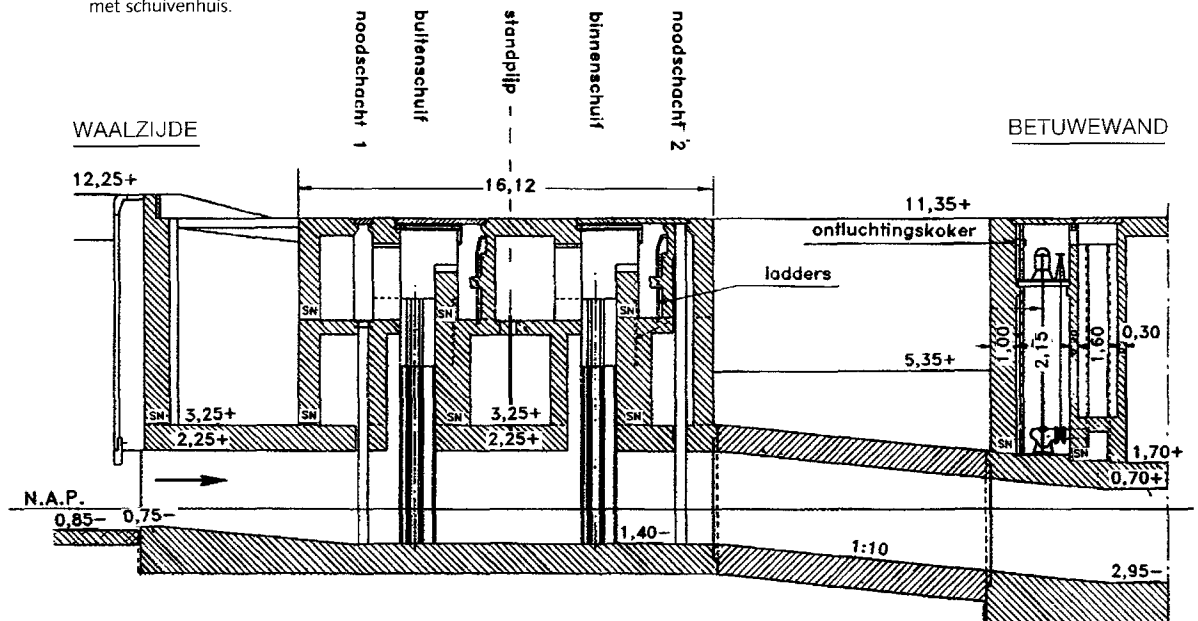
### 6.9b SLUITEN SCHUIF SPIURIOOL TIEL (annex CILINDER-SCHUIF MIDDENPIJLER STUW DRIEL) (prototype-ervaring)

#### ALGEMEEN:

Naast de schutsluizen te Tiel ligt een spuuriool. De bedrijfsschuif, die aan de bovenstroomse zijde ligt, is dubbel uitgevoerd met de twee schuiven direct achter elkaar gesitueerd. Het was de gewoonte dat beide schuiven gelijktijdig bewogen werden als controle dat beide schuiven ook inderdaad functioneren en om te voorkomen dat een niet gebruikte schuif een te lange tijd buiten gebruik zou zijn.

Na een paar jaar gebruik is er een grote drukstoot opgetreden, waarbij schade is ontstaan. Naar aanleiding hiervan zijn diverse berekeningen uitgevoerd.

Figuur a:  
Verticale doorsnede over de inlaat zijde van het riool met schuivenhuis.



### **AFMETINGEN EN GEWICHTEN:**

Voor het inlaatwerk zie Figuur a. De schuiven zitten bovenstrooms aan een 450 m lang riool. Rioolhoogte 3,65 m. Plafond op N.A.P. +0,7 m. Ter plaatse van het inlaatwerk ligt het riool hoger (plafond op N.A.P. +2,25 m).

### **WATERSTANDEN:**

Op de dag van de drukstoot stond het benedenwater (het Betuwepand) op N.A.P. +3,68 m. (In bijzondere omstandigheden kan dat nog 20 cm lager zijn.) Het rioolplafond ter plaatse van de schuiven ligt op N.A.P. +2,25 m. De Waalstand was op de betreffende dag N.A.P. +6,30 m.

### **VORMGEVING:**

Zie Figuur a voor de verticale doorsnede van het inlaatwerk.

### **CONSTATERINGEN:**

Tijdens het sluiten was er een keer een zware klap te horen, waarna gebleken was dat een betonnen afsluitplaat van de noodschuifschacht werd opgelicht en de omliggende bestrating werd beschadigd. Volgens ooggetuigen ging de klap gepaard met een 'metershoge' waterfontein.

### **OORZAAK VAN DE DRUKSTOOT:**

Er is een te grote onderdruk achter de schuiven ontstaan, waardoor lucht werd binnengezogen. Zie ook Voorbeeld 6.9.a. De druk benedenstrooms van de schuif kan lager worden dan overeenkomt met het Betuwepand. In de eerste plaats is er lokaal sprake van extra hoge snelheden onder de schuif, hetgeen samengaat met een lage druk. Dan is er bij sluiten van de schuif sprake van het afremmen van een lange kolom water.

Een extra ongunstige factor is hier, dat er twee schuiven achter elkaar tegelijk worden gebruikt. De gecontraheerde straal onder de bovenstroomse schuif verwijdt dan bij een schuifpositie in de buurt van 50% in twee trappen; eerst gaat de straal aanliggen aan de rand van de benedenstroomse schuif en dan verspreidt het debiet zich over de gehele riooldoorsnede. Daardoor zijn de verliezen kleiner en is de druk tussen de schuiven extra laag.

### **REMEDIES:**

Eigenlijk ligt het riool te hoog. Met dit als gegeven, is het aan te raden om de schuif langzamer te sluiten en om de benedenstroomse schuif te gebruiken. Bovendien zou overwogen kunnen worden de noodspanning af te sluiten, zodat er geen lucht meer kan worden aangezogen.

### **OPMERKING:**

Ook bij de cilinderschuif in de middenpijler van de stuw te Driel (situatie volledig vergelijkbaar met Voorbeeld 6.4.a betreffende de cilinderschuiven in de pijler van stuw Amerongen) is tijdens een bezoek ter plaatse geconstateerd dat bij snel sluiten van de schuif er plotseling water spuit tussen de bovenrand van de schuif en de kern van de cilinderschuif (een WL'er had volledig doorweekte kleren!). De bovenrand van de schuif stak op dat moment boven het bovenwater uit. Ook hier is de oorzaak dezelfde: onderdruk benedenstrooms van de schuif tijdens afremmen van de waterkolom benedenstrooms tijdens het verminderen van het debiet, dit heeft luchtaanzuigen ten



gevolge, de waterkolom benedenstrooms schiet door en komt vervolgens terug. Raakt de waterkolom weer de schuif dan ontstaat een relatief grote overdruk.

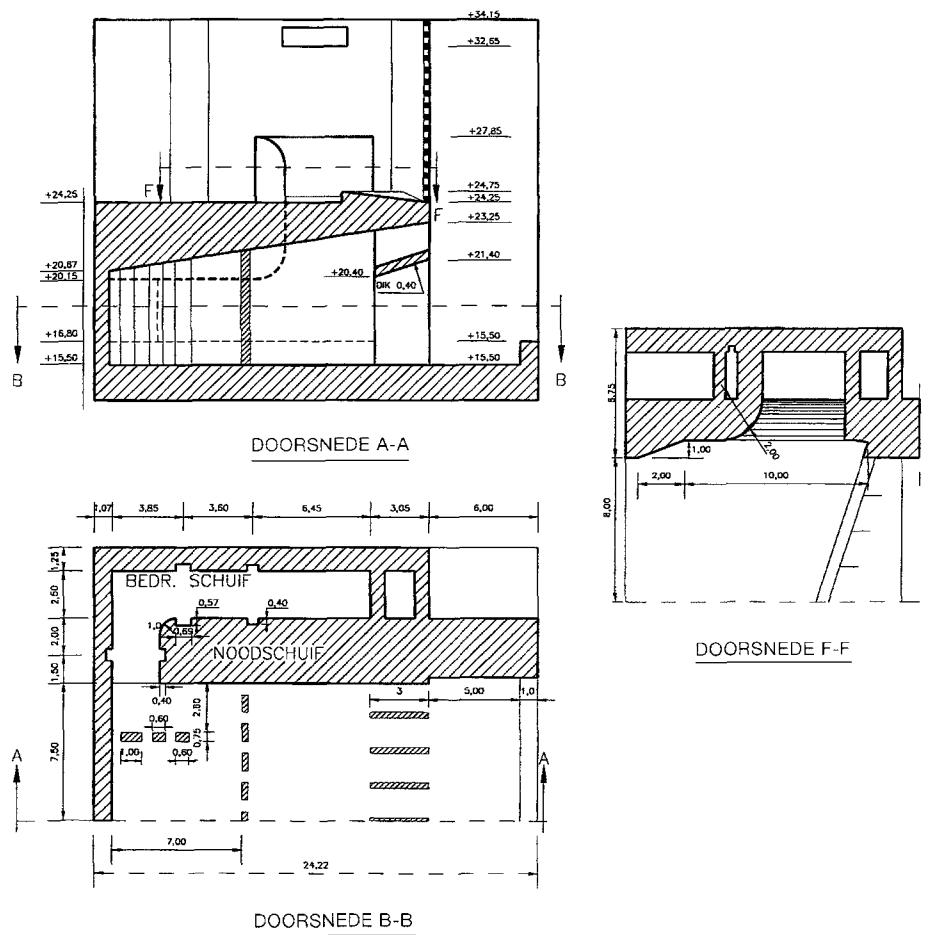
**REFERENTIE SPIURIOOL TIEL:**

WL-rapport M1072.

**6.9c SCHUIVEN VULRIOOL MAASBRACHT (CAVITATIE)**  
(prototype-ervaring)

**ALGEMEEN:**

De schutsluis Maasbracht heeft een verval van maximaal 12,25 m. De sluis wordt gevuld via 2 vulriolen, opgenomen in een compact bovenhoofd. Zie verder Figuur a. De vormgeving van het riool is zodanig dat de schuiven zeer ongelijkmatig zullen worden aangestroomd; ook zal het water sterk turbulent zijn.



Figuur a:  
Verticale en horizontale doorsnede van het bovenhoofd.

**AFMETINGEN RIOOL:**

Ter plaatse van de hefschuif is de riooldoorsnede: breedte 2,5 m, hoogte 3,35 m.

**WATERSTANDEN:**

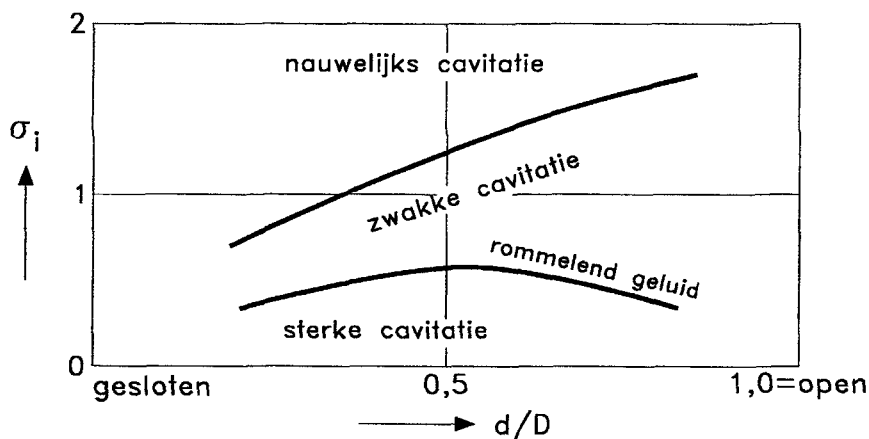
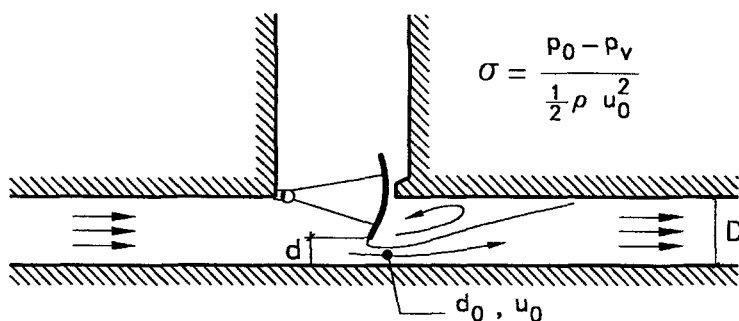
Bij maximum verval N.A.P. +32,65 respectievelijk N.A.P. +20,40 m.

**VORMGEVING:**

De inlaatopeningen zitten in de wand van de deurkassen, buigen naar beneden af en lopen vervolgens horizontaal (richting bovenpand) met de bodemhoogte overeenkomend met de kolkbodem. In dit horizontale stuk is de hefschuif opgenomen, alsmede een schacht ten behoeve van een noodschuif. Vervolgens buigen de beide riolen zodanig af dat beide uitlaatopeningen tegenover elkaar komen te liggen. De stralen uit elk van de uitlaatopeningen botsen tegen breekbalken en botsen dan tegen elkaar. Via de woelkamer komt het debiet de kolk in.

**CONSTATERINGEN:**

De schuiven functioneren wel redelijk maar het is lawaaiig, de wielen en de rails slijten sterk en de aangroei van algen is in de buurt van de schuiven weggeërodeerd. Dit laatste is niet erg, maar een en ander is een indicatie dat cavitatie optreedt.



Figuur b:  
De grenswaarden  $\sigma_i$  van het Thomagetal,  $\sigma$ , voor zwakke en sterke cavitatie.

**OORZAAK VAN SCHADE EN LAWAAI:**

Het blijkt dat de hoogteligging van het riool zodanig is dat cavitatie bij de schuiven is te verwachten. Indien als referentie wordt genomen Figuur b, bewerkt naar Brandao de Menezes (1969), gebaseerd op onderzoek van Sogr eah te Grenoble, dan blijkt dat op halverhoogte van het riool de voordruk ten opzichte van het benedenwater 1,7 m is. Houden we er rekening mee dat bij de meest kritieke stromingsomstandigheden de kolk al iets is gevuld (zegge 2 m) maar dat bij een resterend verval van 10 m er, ten gevolge van de stroming, een lokale onderdruk direct benedenstrooms de schuif heerst van 5 m (een en ander vergt uiteraard een uitvoeriger beschouwing dan hier mogelijk is) en nemen we aan dat de dampdruk -9,7 m is ten

opzichte van atmosferische druk, dan vinden we dat ten opzichte van de dampdruk er een overdruk heerst van:

$$(1,7+2-5+9,7) = 8,4 \text{ m}$$

De snelheid in de gecontraheerde straal zit gekoppeld aan het verval verminderd met de rioolweerstand maar vermeerderd met de lokale onderdruk benedenstrooms van de schuif (daar waar de straal maximaal gecontraheerd is). Daarom wordt hier voor de snelheidshoogte in de contractie 10 à 12 m genomen. Dit resulteert in:

$$\sigma = \frac{(p_0 - p_{damp}) / \rho g}{u_0^2 / 2g} = \frac{8,4}{10} \text{ à } \frac{8,7}{12} = 0,84 \text{ à } 0,7$$

Deze waarde ligt zo laag dat, door Figuur b, tot matig sterke cavitatie geconcludeerd moet worden. Wel zal via de noodschuifschacht ook wat lucht meegezogen worden, hetgeen cavitatie-erosie zal doen verminderen. Anderzijds leidt lucht in een riool op zich ook tot instabiele verschijnselen.

#### **REMEDIES:**

Vanuit de bestaande vormgeving is het beste om de vulling een tijd lang met kleine schuifopening te doen plaats vinden, en de schuif pas verder te trekken als de kolk al enigszins is gevuld. Bij kleine schuifopening is de cavitatie nog gelokaliseerd in de vrije grenslaag tussen straal en dekneer. Daarbij blijft de stroming stabiel. De snelheden in de straal zijn wel groot (circa 16 m/s) maar nog onder de waarde waar (mits er sprake van cavitatie is) het beton gaat eroderen (volgens Kenn en Garrod (1981), 30 m/s, maar volgens WL-ervaring 25 m/s).

#### **REFERENTIE:**

Onderzoek vulsysteem WL-rapport M627; de ervaring met cavitatie is niet gerapporteerd.

# 7 ADVIEZEN TER VOORKOMING EN TER BESTRIJDING VAN TRILLINGEN

## 7.1 ALGEMEEN

Er bestaan geen recepten om met zekerheid tot een trillingsvrij ontwerp te komen van een constructie in stroming. Wel kan met behulp van de kennis die in de vorige hoofdstukken is gepresenteerd, voorkomen worden dat belangrijke ontwerpfouten worden gemaakt.

Uiteraard is het zo dat een ontwerp van een schuif of van een krooshek een aantal compromissen bevat door de verschillende eisen die worden gesteld. Een paar opmerkingen hierover:

De eis van grootschalige constructies vergroot zeker het trillingsgevaar, want de economische besparing gaat samen met een relatief afgenomen stijfheid en lagere eigenfrequenties.

De extra demping die wenselijk zou kunnen zijn om trillingen te voorkomen conflicteert bij schuiven met de eis van het soepel openen en sluiten. De beste lokatie van een onderrand, wat betreft trillingen, leidt tot een afdichting rondom de schuif die niet in één vlak ligt en dit leidt tot een complexe geometrie van de afdichting en tot passingsproblemen. Ook is de stijfheid van het rubber in hoeken vaak relatief groot waardoor de inverting van de afdichting op andere plaatsen onvoldoende kan worden.

De eis dat bij uitvallen van de motor de schuif door de waterdruk zou moeten sluiten, leidt tot extra risico voor trillingen.

Maar ook de eis van trillingsvrij functioneren leidt, indien volledig op veilig wordt gemikt, wellicht tot een te zware en onhandelbare constructie. Met modelonderzoek is het evenwel vaak gelukt om constructies waar over het trillingsgedrag onzekerheid bestond, met detailwijzigingen in de vormgeving tot een trillingsvrij ontwerp te komen.

Echter, zelfs al is het ontwerp niet optimaal op het punt van mogelijk dynamisch gedrag, dat betekent lang niet altijd dat trillingen op zullen treden. Misschien is er bij toeval veel demping of wrijving. Daardoor kan het zijn dat bij ogenschijnlijk gelijke constructies het ene wel en het andere niet in trilling komt. Het vervangen van geklonken constructies door een soortgelijke constructie die gelast is heeft, ten gevolge van de lagere demping, soms tot onverwachte trillingen geleid.

Trillingen die in de praktijk worden geconstateerd treden soms alleen op bij bepaalde condities. Indien die condities door metingen of ervaring voldoende bekend zijn dan kan met goed beheer wellicht worden voorkomen dat schade door trillen ontstaat, en behoeft de constructie niet te worden gewijzigd. Echter is er juist de laatste tijd een tendens tot beheer op afstand, waarbij men er zeker van moet zijn dat er geen ongewenste trillingen optreden.

Indien trillingen in een constructie worden geconstateerd kan, bij een juiste analyse van de oorzaak, de remedie vaak met eenvoudige middelen worden ge-

realiseerd. Bij de voorbeelden uit Hoofdstuk 6 zijn te noemen 6.6c, de stuwklep in Japan, waar een andere straalbreker als beluchting is toegepast, 6.5c betreffende de Stoneyschuiven te Sambeek waar een rollende afdichting is toegepast en verder 6.6f waar een kleine wijziging van de vorm van de lekspleet voldoende was een trilling te stoppen.

In enkele gevallen kunnen trillingen worden geaccepteerd. Het grootste gevaar bij trillingen is vaak alleen het grote aantal lastwisselingen, hetgeen tot vermoeiing van het constructiemateriaal leidt. Komt de kritieke situatie weinig voor of zijn de amplituden klein, dan zijn trillingen wellicht niet maatgevend voor de levensduur. Echter, trillingslawaai is ook hinderlijk, en het trekt zoveel aandacht dat dit wordt geassocieerd met een slecht ontworpen constructie.

Is de constructie nog in de ontwerpfase dan is de strategie de volgende:

1. Er moet allereerst voor gezorgd worden dat zelfexciterende trillingen van de constructie of vloeistofoscillaties worden vermeden. Deze trillingen kunnen namelijk zeer sterk zijn. Dit betreft vooral vormgeving en de plaats van draaipunt, wielen etcetera.
2. Is er geen zelfexcitatie dan kan ook de resterende excitatie zeer sterk zijn. Dat geldt vooral voor ronde en ellipsvormige staven en cilinders. Hoekige vormen zijn op dat punt veiliger, hoewel daarbij ook zelfexcitatie mogelijk is. Vormen waarbij de stroom loslaat en even verderop weer gaat aanliggen zijn ook ongunstig.
3. Ten slotte moet worden nagegaan wat bij de gekozen vormgeving de frequenties zijn van mogelijke excitatiebronnen. De stijfheid van de constructie moet hierop worden aangepast.  
Verdikking van staven werkt tweeledig: de stijfheid is groter en de excitatiefrequentie neemt (bij een gegeven Strouhalgetal betrokken op de staafdikte) af. De eigenfrequentie van de constructie, rekening houdend met de toegevoegde watermassa, moet altijd boven de excitatiefrequentie liggen.
4. Extra demping is altijd gunstig voor de veiligheid, maar dit is lastig te realiseren. Extra dempers worden vooral toegepast als al trillingen zijn geconstateerd en worden zelden in het aanvankelijke ontwerp opgenomen. Bij hoge schoorstenen worden bij toepassing van tuidraden soms wel dempers opgenomen.

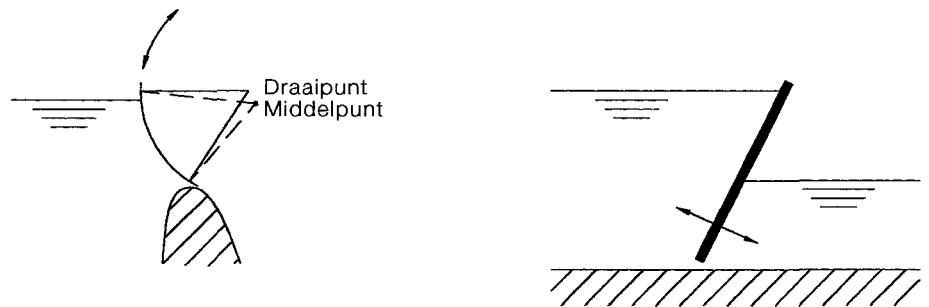
In de volgende paragrafen wordt nagegaan welke conclusies al direct ten aanzien van het ontwerp kunnen worden getrokken als de kennis van de vorige hoofdstukken wordt toegepast.

## 7.2 GLOBALE VORMGEVING

### 7.2.1 SCHUIVEN

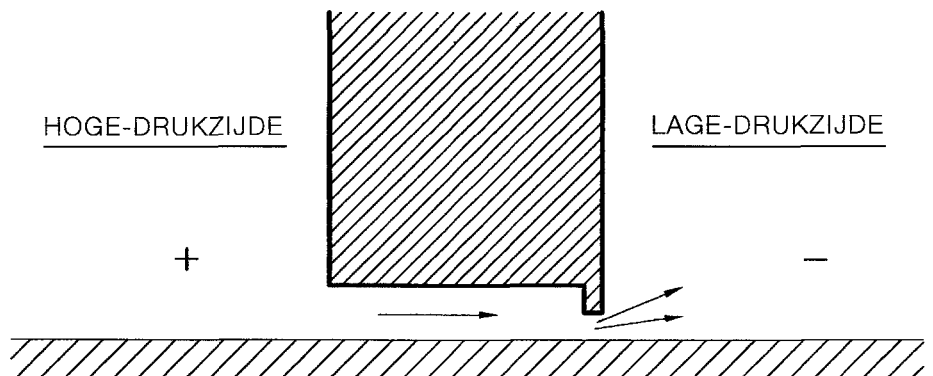
Vormgeving heeft in de allereerste plaats te maken met het vermijden van bewegings-geïnduceerde excitatie (zelfexcitatie). Bij schuiven is een goed hulpmiddel hiervoor de instabiliteitsindicator zoals die is geïntroduceerd in Paragraaf 4.4.6. Voor de praktijk betekent dit dat indien het water bij kleine openingen een sluitkracht geeft

dat er dan kans is op trillen. Voor de veiligheid dient daarbij te worden aangenomen dat bij sluiten het debiet niet afneemt zodat sluiten altijd tijdelijk een groter verval oplevert. Figuur 7.1 toont een aantal voorbeelden waarbij de vormgeving met 'sluitkracht' tot problemen heeft geleid.



Figuur A7.1:  
Voorbeelden van schuiven met sluitkracht.

Bij kleine openingen is de vorm van de resterende spleet zeer belangrijk voor het al dan niet optreden van de sluitkracht. De plaats van de grootste stromingscontractie moet liefst benedenstrooms zijn gesitueerd, de sluitkracht wordt dan juist opgeheven en keert zelfs van teken om (zie bijvoorbeeld Figuur 7.2).



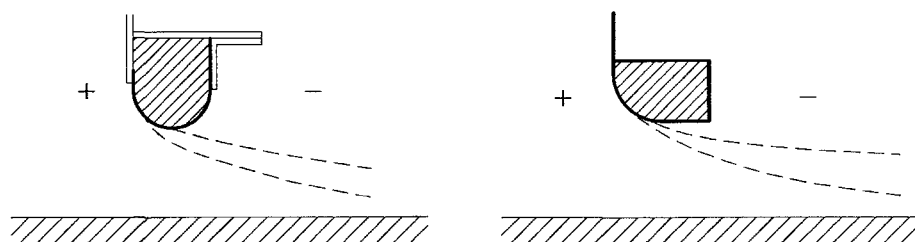
Figuur A7.2:  
Vormgeving bij spleetvorming die geen trilling opwekt.

Veel van de in de praktijk geconstateerde trillingen waren trillingen bij kleine spleten; waar mogelijk dienen deze te worden vermeden. Uiteraard ontstaat tijdens openen en sluiten van een schuif of afsluiter altijd korte tijd een kleine opening. Van belang is dat de schuif niet langere tijd in de kritieke situatie blijft.

Aan de zijkant van de schuiven kunnen spleten worden vermeden door glijdende afdichtingsstrips te gebruiken. Vastvriezen kan een argument zijn om deze niet toe te passen. In Paragraaf 7.3 wordt verder ingegaan op afdichtingen. Zijn zijnspleten niet te vermijden dan is het ook dan het beste wanneer de afdichtingsrand aan de benedenstroomse zijde van de spleet zit (Figuur 7.2).

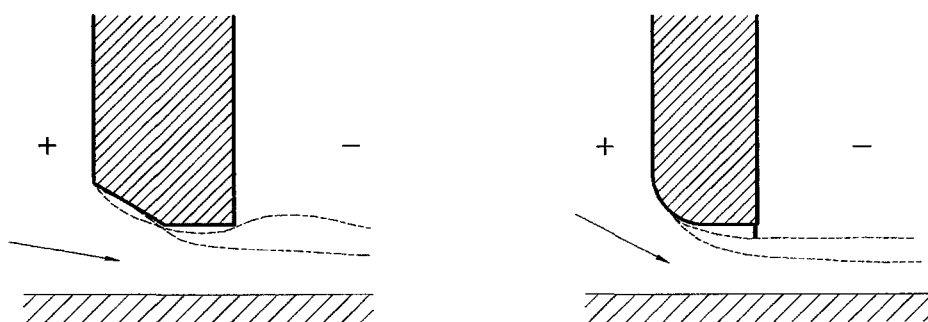
Bij tapse wielschuiven (uiteraard in tapse sponningen) ontstaan altijd zijnspleten als de schuif wordt geheven. Overigens zijn daar geen voorbeelden van trillingen bekend; vermoedelijk is de stijfheid van de schuif in dwarsrichting groot genoeg.

Een ander belangrijk punt ter vermindering van trillingen is het voorkomen van instabiele stromingen. Het gaat hierbij om vormen van de onderzijde van de schuif waarbij een niet goed gedefinieerd loslaten van stroming ontstaat, zie Figuur 7.3. Dat geldt bij schuiven die ook overstorten aan de bovenkant.



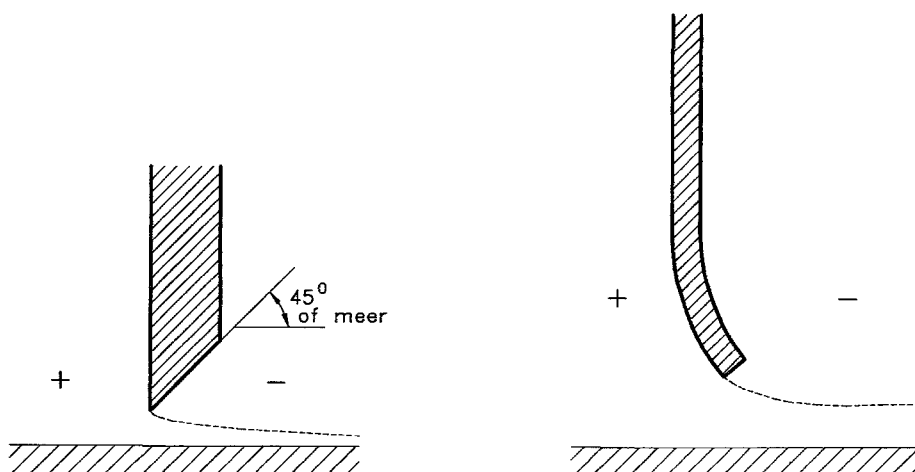
Figuur A7.3:  
Voorbeelden van randen met een instabiel loslaten van stroming.

Een scherpe of dunne rand heeft altijd de voorkeur maar dat is niet altijd mogelijk in verband met de gewenste afdichting. Een smalle rand betekent dat de stroming, ter plaatse waar de snelheden hoog zijn, een gering aangrijpingsoppervlak heeft zodat ook de dynamische aanstootkrachten beperkt zijn. Omdat bovendien de kritieke openingsgrootte gekoppeld is aan de randdikte geeft een smalle rand maar een klein gebied van hefhoogten waar de situatie kritiek kan worden. Er is dan maar een kleine kans dat juist in die positie de schuif langere tijd blijft staan. Kritiek voor mogelijke trillingen (zie Paragraaf 4.4.4) is een opening die kleiner is dan 2 à 3 maal de plaat dikte, bij afgeronde randen nog meer.



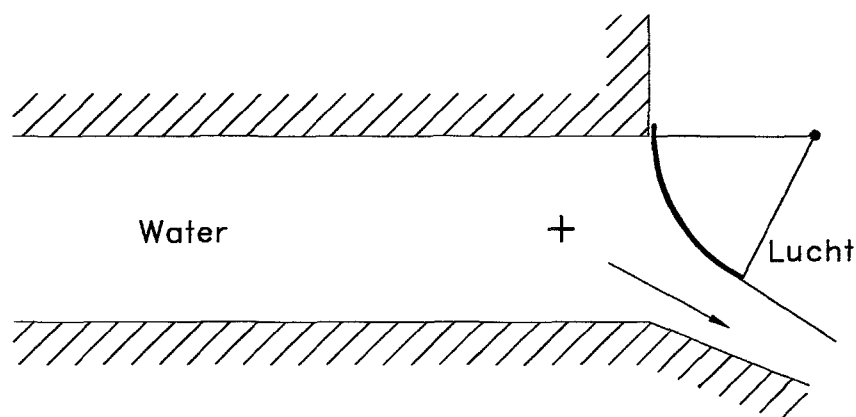
Figuur A7.4:  
Voorbeelden waar stroming afwisselend wel of niet aanligt (dus een ongunstige situatie).

Ook de mogelijkheid dat stroming die loslaat verderop weer aan de schuifrand aanligt, kan instabiliteit geven, zie Figuur 7.4. Daarom moet een scherpe rand die aan de benedenstroomse zijde verstijfd is binnen het gebied van  $45^\circ$  geen verstijvingslijger hebben. Heeft de onderrand zelf een zekere dikte dan moet die bij voorkeur weer zo gevormd worden dat de eigenlijke scherpe waar de stroming loslaat benedenstrooms zit, zie Figuur 7.5. Dit blijkt ook te gelden voor drijvende deuren of schuiven.



Figuur A7.5:  
Vormen die relatief gunstig zijn.

Naast de vormgeving van de schuif spelen ook nog andere factoren mee die met vormgeving te maken hebben, zoals het creëren van een vrije afstroming benedenstrooms van de schuif. Betreft het een rioolschuif dan moet er voldoende beluchting zijn, liefst in combinatie met een afschot van de bodem. Het kan om die reden de voorkeur verdienen de schuif of afsluiter benedenstrooms van een riool te plaatsen (Figuur A7.6).



Figuur A7.6:  
Een schuif met vrije afstroming.

Een goede beluchting kan ook belangrijk zijn bij het stabiliseren van de stroming voor het geval van een verdrongen uitstroming van de schuif.

In het geval dat cavitatie is te verwachten, wordt vaak geadviseerd om geen sponningen toe te passen. Toepassing van een sectorschuif ligt dan voor de hand. Cavitatie is overigens een aspect dat in dit rapport nauwelijks aan de orde is gekomen. Bij een constructie met een verval van 10 m of meer moet de mogelijkheid van cavitatie onder ogen worden gezien (zie Paragraaf 6.9 Voorbeeld c).

Indien wielschuiven worden toegepast dan moet er voor worden gezorgd dat wielen over het gehele traject van schuifposities belast blijven. Ook dit is met de vormgeving en de juiste plaats van de wielen te beïnvloeden. Ook het klapperen van schuiven die tot in de schacht zijn geheven moet bij voorkeur niet worden toegelaten.

## 7.2.2 STAVEN EN KROOSHEKKEN

Enkele vormen zijn a priori niet gunstig omdat de omstroming instabiel is of omdat galloping (zie Paragraaf 5.4.1) kan ontstaan. Dit zijn:

- cirkelcilinders (worden toch vaak toegepast);
- rechthoekige balken of I-balken met  $0,25 < L/B < 2$  die recht in de stroom staan ( $L$  is de maat in en  $B$  de maat loodrecht op de stroomrichting);
- vormen die aan een vliegtuigvleugel doen denken, dus stroomlijnvormig met een afronding aan de voorzijde. Bij een rechte aanstroming zijn er geen problemen maar als stroming bij de voorzijde dreigt los te laten door scheve aanstroming dan wordt een dergelijk profiel zeer zwaar dynamisch belast.

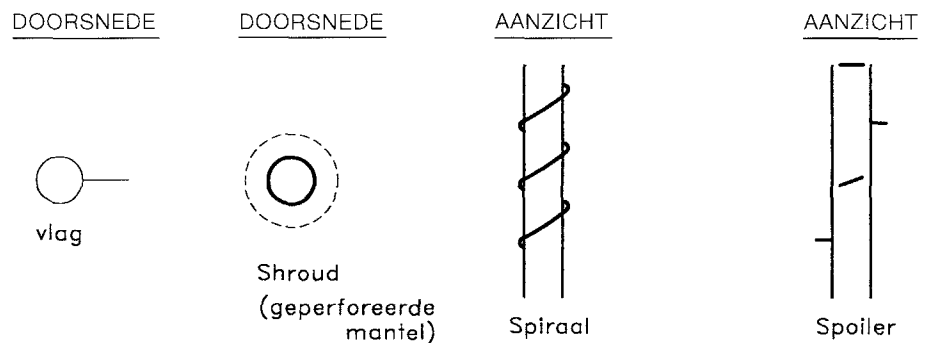
Een aantal voorbeelden wordt in Figuur A7.7 geïllustreerd.



Wordt bij cirkelcilinders sterke excitatie verwacht dan zijn te overwegen:

- shrouds (geperforeerde mantel), hiermee worden snelheidsgradiënten tussen doorgaande stroming en het zog verkleind waardoor de wervelstraat niet ontstaat;
- vlaggen, liefst stijf (splitst de wervelstraat op in twee halve wervelstraten die symmetrisch zijn en dus geen resulterende excitatie in dwarsrichting geven). De vlag moet wel draaibaar zijn anders kan weer galloping ontstaan bij scheve aanstroming;
- spoilers (vinnetjes, die verstoren het tweedimensionale karakter van de wervelstraat);
- enkele of dubbele spiraal (zelfde effect als spoilers).

Voor een aantal van deze maatregelen (shroud en spiraal) geldt dat de stromingsweerstand van de staaf behoorlijk toe kan nemen.



Figuur A7.7:

Voorbeelden van stoor-elementen bij cilindrische staven.

Ook kan geprobeerd worden bij cilinders een puur tweedimensionale wervelstraat te voorkomen door:

- een doorsnede die over de lengte varieert;
- plaatselijke stoor-elementen;
- torderen van het profiel.

Bij krooshekken, die altijd opgebouwd zijn uit strippen en staven moet er liefst voor gezorgd worden dat de aanstroming min of meer recht is, zonder plaatselijke stroomconcentraties. Dat betekent ook dat het rooster niet plaatselijk verstopt mag zijn.

Korte of juist vrij lange staafprofielen verdienen bij vuilroosters de voorkeur. Gezorgd moet worden dat de stroming of meteen volledig loslaat en niet meer aanligt of dat de stroming in elk geval weer gaat aanliggen. In het gebied daar tussenin kan weer galloping ontstaan. Thang en Naudascher (1991) adviseren om stripvormige profielen toe te passen met de lengte  $e$  (in stroomrichting) groter dan zes maal de dikte van de strip en om geen afronding van de neus van de staven toe te passen. Dit betekent dat het krooshek ook regelmatig moet worden gereinigd.

Bij situaties waarbij de stroming in twee richtingen kan plaatsvinden moet er rekening mee worden gehouden dat de stroomsnelheden voor beide stroomrichtingen sterk kan verschillen, ook bij gelijk debiet. Bij een zich vernauwend riool blijft de stroming min of meer gelijkmatig verdeeld over de doorsnede, bij een verwijdend profiel treedt gauw loslaten van de stroming op, is het snelheidsprofiel onregelmatig en is er een sterkere turbulentie.

Voor zover bekend hebben zich in Nederland geen trillingsproblemen bij krooshekken voorgedaan.

## 7.3 SCHUIFRANDEN EN AFDICHTINGEN

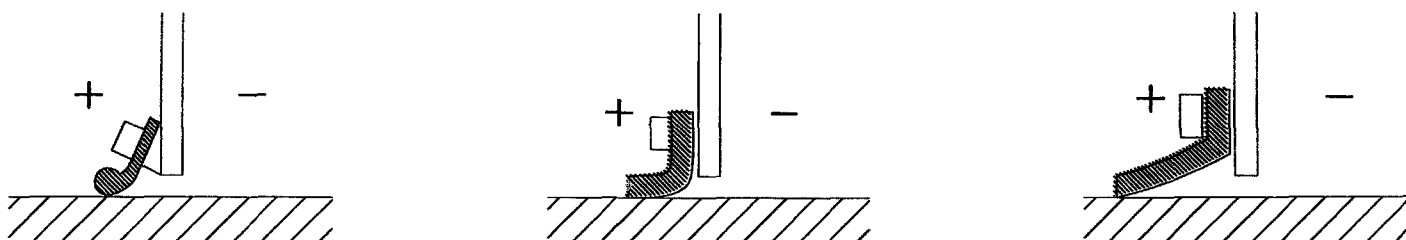
Een afdichtingsrand moet aan een aantal eisen tegelijk voldoen: bij gesloten schuif moet lekkage worden vermeden, er mag bij het bewegen van de schuif geen grote wrijving ontstaan, glijden van de afdichtingsstrip mag geen grote slijtage geven, de vervalkracht moet kunnen worden opgenomen en in sommige gevallen moet in gesloten stand ook het schuifgewicht door de rand worden gedragen. Bovendien moet de rand slijtvast zijn voor zand in het water, en het rubber moet zonlichtbestendig zijn.

Met betrekking tot schuiftrillingen is het belangrijk om een onderscheid te maken tussen de afdichtingsstrips die worden toegepast aan de onderzijde, aan de zijkant en, bij rioolschuiven, ook de bovenzijde.

### a *Afdichtingen aan de onderzijde van een schuif:*

Scherpe schuifranden hebben hier de voorkeur, zie Voorbeeld 6.1d. voor mogelijke oplossingen voor de rubber afdichtingsstrip. Afdichtingsstrips die door de waterdruk extra afdichten (bijvoorbeeld een muzieknootprofiel) zijn voor wat betreft trillingen ongunstig zolang ze nog niet geheel afdichten. Dat volgt ook uit de toepassing van de instabiliteitsindicator van Paragraaf 4.4.6. Vooral als er door beschadiging van de schuif lokaal bij gesloten stand van de schuif lekkage is, zijn er zeer heftige trillingen mogelijk die langdurig voorkomen. Dit is ook een aantal malen geconstateerd.

Ongunstig is het om, zoals bij de vizierschuiven Hagestein (Voorbeeld 6.2a), een halfronde fenderprofiel toe te passen; bij spleetstroming geeft dit een instabiele stroming doordat het loslaatpunt van de stroom niet eenduidig vast ligt. Dit blijkt aanleiding te geven tot horizontale trillingen in de beplating.



Figuur A7.8:  
Voorbeelden van glijdende strips.

### b *Zijafdichtingen:*

Hier zijn glijdende strips met een muzieknootprofiel of platte omgebogen strips, die extra afdichten naarmate het drukverschil over de rand groter is, volledig op hun plaats. Er is bij glijdende zijafdichtingen nauwelijks risico aanwezig van beschadigingen. Zoveel mogelijk moet voorkomen worden dat de zijafdichting kan lekken, in de eerste plaats omdat het dan weer een kleine lekspleet betreft die kritisch kan zijn en verder omdat dan vuil aangezogen kan worden die bij verder sluiten de afdichting of rand kan beschadigen hetgeen daarna weer een extra lekspleet geeft. Slijtage hoeft bij deze glijrichting niet groot te zijn mits er een voldoende glad oppervlak is en de juiste soort rubber wordt toegepast. Soms worden glijdende strips toegepast met een ingevulcaniseerde glijdstrip (teflon of nylon met grafiet).

c *Afdichtingen aan de bovenzijde van een schuif:*

Er is steeds een tendens om als bovenafdichting een rubber strip te kiezen, bevestigd aan de schuif, die afdicht op een verticaal vlak behorend bij de doorstroomkoker. Zodoende wordt een afdichting bereikt ongeacht of de schuif een paar centimeters hoger of lager gepositioneerd is. Het rubber glijdt dan over een korte afstand langs het verticale vlak. Dit is echter niet bevredigend, omdat de glijrichting loodrecht op de strip het rubber doet kreukelen. Het best voldoet hier een bulbprofiel van een vrij harde rubbersoort dat na openen van de schuif na korte afstand loskomt. Zie ook wat is voorgesteld in Voorbeeld 6.3b. Het profiel heeft twee oren, zodat het tweezijdig kan worden vastgeklemd. De afstand waarover het profiel moet glijden is zeer beperkt. Zodra een zekere spleetgrootte is bereikt, staat er geen verval meer over de rubber strip omdat de metalen stelstrip die vanuit het beton naar voren steekt het debiet beperkt.

Er zijn ook hiervoor rubber profielen ontwikkeld met composietmaterialen om betere eigenschappen te krijgen. Het zachtere rubber dient voor vering en afdichting, en de glijdstrip dient ter vermindering van de wrijving.

## 7.4 STIJFHEID

Er zijn twee redenen om aan stijfheid aandacht te schenken.

- Bij kleppen en afsluiters is de kritieke schuifopening maal de stijfheid van de ophanging van de klep ten opzichte van de stromingskracht een maat voor het al dan niet optreden van zogenaamde badstoptrillingen. Verderop in deze paragraaf wordt hier verder op ingegaan. Ook andere soorten van zelfexcitatie zijn gekoppeld aan de stijfheid. Dat wordt meestal uitgedrukt in een minimum waarde voor de 'gereduceerde frequentie' (een soort Strouhalgetal maar dan betrokken op de resonantiefrequentie). Hoe groter de stijfheid hoe kleiner het gebied van spleetgrootte dat kritiek is.
- De resonantiefrequentie moet hoger zijn dan de dominante stromingsexcitatie.

Wat zelfexciterende trillingen betreft, geldt eigenlijk altijd: hoe stijver hoe beter. Vaak is er een Strouhalgetal of kritieke stijfheid aan te geven om zelfexciterende trillingen te vermijden. Een uitzondering vormen situaties waarbij de excitatie op specifieke frequenties is geconcentreerd. Dan kan het gebeuren dat door verhoging van stijfheid de frequentie juist kritiek wordt. Toch geldt ook dan dat het niet veilig is de resonantiefrequentie onder de kritieke frequentie te houden. Een voorbeeld van een situatie met een aantal discrete frequenties is de overstortende straal, waar de overstorthoogte precies een aantal golven moet bevatten. Het kan gebeuren dat de overstortende straal trilt waarbij vooral het ingesloten luchtkussen als vering werkt, zonder dat de schuiftrilling zelf hierop van invloed is. De straal is dan voor de schuif een externe excitatiebron. Het kan ook zijn dat de stijfheid van de schuif of de schuifophanging mede van invloed is.

Excitatie die door instabiele stroming wordt opgewekt, zoals bij situaties met loslatende en meer benedenstrooms weer aanliggende stroming, bevat ook vaak een aantal discrete frequenties. De beperkte lengte van de vrije grenslaag moet weer precies een aantal golflengten bevatten voordat trillingen kunnen ontstaan. De kritieke

frequenties zijn in dit geval uit te drukken in een aantal discrete waarden van het Strouhalgetal. Een voorbeeld van een dergelijke situatie is Figuur A4.3 tezamen met Figuur A4.4 in Paragraaf 4.3.

Om het belang van stijfheid te illustreren wordt een tweetal gevallen die met zelf-excitatie te maken hebben (uit Hoofdstuk 4) nader gekwantificeerd in de volgende voorbeelden, a en b. Dan wordt een derde geval besproken, uit literatuur aangehaald, waar ook een stijfheidscriterium geldt. De kwantitatieve uitwerking dient alleen om 'gevoel' te krijgen voor de orde van grootte.

## A. DE BADSTOPTRILLING

De relatie gevonden in Paragraaf 4.4.2 was dat ter voorkoming van trillingen de stijfheids- en massafactor de volgende relatie hebben:

$$C_k > 1 + C_m \quad (A4.26)$$

Deze relatie betekent in de praktijk dat alleen kleine schuifopeningen kritiek zijn. Afgezien van de factor  $(C_m+1)$ , dus als  $C_k=1$ , blijkt dat de kritieke opening is te berekenen door twee maal de statische belasting te delen door de veerstijfheid waarmee de badstop is opgehangen (zie Vergelijking A4.24). Is de  $C_m$  groter dan nul dan wordt deze kritieke opening evenredig met  $C_m+1$  groter.

Globaal is  $C_m$  de massa van de badstop (plus toegevoegde watermassa bovenstrooms van de badstop, en die is volgens Vergelijking A3.36  $4\rho R^3$ ) gedeeld door de watermassa die in de pijp aanwezig is. Hoe langer de pijp hoe minder deze factor van betekenis is.

### *Rekenvoorbeeld:*

Buis met diameter 1 m, lang 10 m, massa badstop 500 kg, veerstijfheid bevestiging  $10^6$  N/m. Diameter badstop 1,02 m. Verval 10 m.

Bovenstroomse watermassa (met  $R=0,51$  m) (Vergelijking A3.32):  $4\rho R^3 = 530$  kg

Watermassa in de pijp (met  $D= 1$  m):  $\rho (\pi D^2/4) L = 8000$  kg

Statische belasting ( $D=1.02$  m):  $1000 \cdot 9,81 \cdot 10 (\pi 1,02^2/4) = 63\,000$  N

$1+C_m = 1+ (500+530)/8000 = 1,13$

Kritieke opening =  $1.13 \times (2 \times 63000)/1\,000\,000 = 0,14$  m

Van nul tot 0,14 m opening is er trillingsgevaar. Dit lijkt voor een normale procedure bij betrekkelijk snel openen of sluiten net acceptabel, maar in dat gebied kan de schuif zeker niet als regelschuif worden gebruikt. Indien het rekenvoorbeeld betrekking zou hebben op de schuif van de Kreekraksluizen (Voorbeeld 5.3a) dan zou de 0,14 m betrekking hebben op de minimaal benodigde slag van de afdrukinrichting (waarbij nog de uitvering van de rubber rand komt) en dan is deze maat te groot.

## B. VERTICALE SCHUIFTRILLINGEN

We gaan bij dit rekenvoorbeeld uit van het trillingsmechanisme dat beschreven is in Paragraaf 4.4.3. Voor deze verticale schuiftrillingen geldt dat met een toenemende trillingsfrequentie de mate van zelfexcitatie afneemt, zie Figuur A4.14. Dit heeft te maken met de traagheid van het onderdoor stromende water. Bij hogere frequenties volgt het debiet de periodiek variërende afvoercapaciteit van de opening niet meer, waarmee het element dat zelfexcitatie veroorzaakt wegvalt. De zogenaamde 'kantelfrequentie', waarbij de (negatieve) demping overgaat in een (negatieve) stromingsstijfheid is berekend in Appendix I. In Vergelijking A4.41 is voor de schuif in open water een analytische uitdrukking gepresenteerd:

$$S = \frac{f\delta}{\sqrt{2g\Delta H}} = \frac{1}{2\pi m C_i} \quad (\text{A4.41})$$

$m$  = afvoercoëfficiënt van de schuifopening,  $C_i$  = de coëfficiënt voor stromingstraagheid (zie verder Vergelijking A4.33 in samenhang met Figuur A3.13),  $f$  = trillingsfrequentie,  $\delta$  = schuifopening en  $\Delta H$  = verval.

*Rekenvoorbeeld:*

We nemen een vrij lage waarde voor de stromingstraagheid en voor de afvoercoëfficiënt:  $C_i=6$  (in de praktijk ligt deze tussen 6 en 10),  $m=0,5$ . Het rechterlid wordt nu 0,05.

Bij een watersnelheid van 8 m/s (ruim 3 m verval) vinden we:

$$f^* \delta = 0,05 * 8 = 0,5$$

Bij een resonantiefrequentie van 5 Hz (de schuif trilt verticaal altijd in de resonantiefrequentie) is de kritieke opening 0,1 m. Als de opening kleiner is dan 0,1 m zal dit type trilling op kunnen treden. Is de eigenfrequentie hoger dan is de kritieke schuifopening lager. Zouden we hogere waarden voor  $C_i$  en  $m$  hebben ingevoerd, dan zouden we nog lagere waarden voor de kritieke schuifopeningen hebben gevonden.

Of de trilling inderdaad optreedt en hoe sterk de mate van zelfexcitatie is, hangt weer geheel af van de vorm en dikte van de onderrand.

## C. DE HOLLE-KERNSCHUIF

De holle-kernschuif wordt gebruikt bij groot-vervalconstructies. Het betreft een schuif die geplaatst is aan de benedenstroomse kant van een buis. Zie verder Hoofdstuk 6 Voorbeeld 6.4c. Hoewel het ontwerp qua vormgeving voldoet aan de meeste van de criteria voor een trillingsvrij ontwerp is een aantal schuiven bezwaken, vermoedelijk door dynamisch gedrag. Mercer (1970) heeft voor deze schuif een stabiliteitscriterium ontwikkeld dat enigszins analoog is aan dat voor de badstop. Hij geeft als minimaal benodigde maat voor de plaatdikte:

$$t = \text{plaatdikte}$$
$$t = \frac{Q \sqrt{\rho_{\text{steel}}}}{0,115 C D \sqrt{E_{\text{steel}}}}$$

Voor de ongunstige situatie met vier schoepen binnen in de afsluiter geldt  $C = 2,22$  (bij vijf schoepen is dit 2,35 en bij zes is dit 2,48).

Nemen we nu als rekenvoorbeeld voor de diameter  $D = 1$  m,  $Q = 30$  m<sup>3</sup>/s,  $\rho = 7850$  kg/m<sup>3</sup> en  $E = 2 \cdot 10^{11}$  N/m<sup>2</sup>, dan vinden we voor de minimale plaatdikte van de ribben 23,3 mm.

Een punt waar speciaal op gelet moet worden bij een 'dikke' schuif of schotbalk is dat als er gelijke resonantiefrequenties zijn bij horizontale en verticale trillingen dat dan zelfs een vormgeving die normaal geen aanleiding geeft tot trillen toch instabiel kan worden.

Een laatste punt dat ook iets te maken heeft met het begrip stijfheid, is wat reeds eerder is genoemd, namelijk dat bij wielschuiven voorkomen moet worden dat één van de wielen zover ontlast wordt dat deze kan gaan rammelen. Dan valt de stijfheid weg en er is (bij onderzoek in een schaalmodel, Voorbeeld 6.2j trilling type II) geconstateerd dat dan ook inderdaad trillingen optreden.

## 7.5 DEMPING EN WRIJVING

Damping werkt altijd gunstig voor wat betreft vermindering van gevaar voor trillen. Bij zelfexcitatie (of negatieve damping) moet de mechanische damping groter zijn dan de 'negatieve damping'. Als dat niet het geval is dan komt door damping wel de trilling langzamer op gang, maar de trillingsamplitude die uiteindelijk wordt bereikt, wordt niet of nauwelijks kleiner.

Wrijving is niet equivalent met damping. Als de wrijvingskracht niet overwonnen wordt, dan levert wrijving een nieuw vast punt op. Wel zal dit vaste punt in het algemeen een relatief grote stijfheid hebben, zodat daaraan wellicht een grotere zekerheid kan worden ontleend.

Er is nog een kritisch punt waar men bij wrijvingsdamping op verdacht moet zijn. Ten opzichte van een lineaire demper heeft wrijving een afnemend dempend effect bij toenemende trillingsamplitude. Dit is te zien aan de vrij uitdempende trillingen van Figuur A2.3. Bij wrijvingsdamping blijft de helling voor alle amplituden dezelfde maar bij een lineaire demper neemt de helling van de omhullend toe bij een grotere amplitude. Dus bij grotere amplituden neemt de dempende werking van wrijving af.

Dit betekent dat indien door een externe oorzaak een trilling met grote amplitude wordt opgewekt deze wellicht in stand kan blijven of kan toenemen, terwijl tot dan toe de constructie steeds tengevolge van wrijvingsdamping trillingsvrij had gefunctioneerd.

Voor enkele gevallen, zoals bij de badstoptrilling bij schuiven, is benodigde damping te berekenen (indien de stijfheidsfactor  $C_k$  kleiner is dan de gewenste  $1+C_m$ ). Deze berekeningen zijn niet uitgevoerd. Wel blijkt dat de negatieve damping nooit groter is dan volgt uit Vergelijking A4.31.

In Paragraaf 5.4.1, Figuur A5.17 staat aangegeven hoe een lineaire damping de trillingen van een vierkante staaf kan voorkomen. Uit de grafiek blijkt dat hoe hoger de eigenfrequentie is, hoe lager de benodigde damping is.

Het probleem bij het toepassen van een demper is het vinden van een vast punt. Als dit niet aanwezig is dan zou de materiaaldamping de dempingskracht moeten leveren. Deze is echter meestal zo gering dat de invloed hiervan is te verwaarlozen.

Bij een schuif zou een demper kunnen worden opgenomen in een hydraulisch hefsysteem, maar eenvoudig is dit niet.

Er zijn mogelijkheden om, indien geconstateerde trillingen alleen bij kleine hefhoogte aanwezig zijn, om een demper toe te passen parallel aan een verende fender. Deze werkt zodra de fender zowel contact met de bodem als met de schuif of deur heeft. Deze remedie is met succes toegepast, zie Voorbeeld 6.1b. Het is goed om dit soort remedies achter de hand te hebben, maar een goed schuifontwerp zal niet à priori toepassing van een demper omvatten.

## 7.6 BELUCHTING TER VOORKOMING VAN TRILLINGEN EN CAVITATIE

Beluchten van schuiven (aan de benedenstroomse zijde) wordt vaak toegepast om een situatie te creëren met vrije debietuitstroming. Dat kan zeer gunstig zijn om de volgende redenen:

- De stroming wordt stabiel en een eventuele watersprong is dan op enige afstand van de schuif. Als een hellende bodem in het afvoerriool is toegepast kan zelfs voorkomen worden dat er in het riool een watersprong ontstaat.
- De druk neemt toe door beluchten en daardoor neemt ook het debiet af. Beide is gunstig met betrekking tot cavitatie.
- Turbulentie benedenstrooms speelt bij vrije afstroming geen rol meer als excitatiebron voor de schuif.
- Alle benedenstroomse schuifliggers kunnen nu in lucht worden gesitueerd waardoor ook de stationaire en de dynamische belasting op het hefwerk reduceert. Dit betekent dat er ook ruimer gedimensioneerde liggers kunnen worden toegepast. Er wordt bij vrije afstroming altijd gekozen voor een schuif met gladde beplating bovenstrooms en liggers aan de benedenstroomse zijde.

Ook voor die gevallen waar door beluchten van een riool geen vrije afstroming ontstaat bij de schuif, blijft een aantal argumenten voor het beluchten geldig.

Bij te verwachten cavitatie is beluchten aan te raden, maar dan in fijn verdeelde vorm. Het water wordt daardoor samendrukbaar, waardoor stootverschijnselen die bij cavitatie op kunnen treden sterk worden gedempt.

Toch zijn er ook risico's verbonden aan beluchting, namelijk als dit als effect heeft dat er alleen plaatselijk beluchting optreedt en het riool verderop weer geheel met water is gevuld. Bij sluiten van een rioolschuif kan, doordat lucht kan expanderen, het water benedenstrooms 'doorschieten', terwijl het bij de schuif al is afgestopt. De ontstane luchtholte zal later wel weer gevuld worden, maar dit kan met een zware klap gepaard gaan (Voorbeeld 6.9a).

Bij schutsluizen is voor het vulriool beluchten nauwelijks acceptabel om reden van turbulentie, schuimvorming en bij een riool met aftakkingen, omdat de debietverdeling door lucht sterk wordt beïnvloed. Lucht verzamelt zich daar waar de druk het laagst is, zodat de stroming sterk wordt beïnvloed. Als er lucht ontsnapt dan gebeurt dit vaak stootsgewijs met relatief grote hoeveelheden tegelijk. De lucht die in het riool een zekere overdruk heeft, komt door decompressie vaak explosievormig vrij.

## 8 REFERENTIES

### 8.1 WL-RAPPORTEN<sup>3</sup>

- WL M561: deel A - Vizierschuiven Stuw Hagestein; modelonderzoek dynamisch gedrag; schaalproeven. 1962, ir. P.A. Kolkman.  
deel B - Vizierschuiven Stuw Hagestein; modelonderzoek dynamisch gedrag; Onderrandproeven. 1962, ir. P.A. Kolkman.  
deel C - Vizierschuiven Stuw Hagestein; ontwerp elastisch gelijkvormig model. 1961, ir. P.A. Kolkman.
- WL M627: Drielingschutsluis in het Julianakanaal bij Maasbracht. 1962, ir. A.P.H. van Baardewijk en ir. W. Tromp.
- WL M667 A: Zeesluis Terneuzen; rapport modelonderzoek rioolschuiven. 1967, ir. M.A. Geleedst.
- WL M754: deel I - Buitenmeting spuisluis Haringvliet; trillen van de schuiven door stroom. 1977, ir. J.D. van der Bunt.  
deel IV - Buitenmeting spuisluis Haringvliet; evaluatieverslag. 1981, ir. J.D. van der Bunt.
- WL M833: Stuwklep in de Haelense beek; rapport modelonderzoek. 1963, ir. M. Geleedst.
- WL M865 VI: Zoutbestrijding Kreekraksluizen, onderzoek rioolschuiven en woelbak bij zoutbestrijding volgens systeem Duinkerken. 1972, ir. E.B. Zegers.
- WL M1072: Nota betreffende de metingen aan het westelijk spuirool van de schutsluis te Tiel. 1970, ir. E.B. Zegers
- WL M1129: deel I - Inlaatsluis Volkerak; rapport vooronderzoek. 1972, ir. H.A. Nuhoff.  
deel II - Inlaatsluis Volkerak; elastisch gelijkvormig model; rapport modelonderzoek. 1973, ir. H.A. Nuhoff.
- WL M1272: Schuiven van de stroomsluis in de Brouwersdam, onderzoek krachten en trillingen. 1983, ir. R.J. de Jong.
- WL M1300: Klepstuwen in boezemkeringen; krachten en trillingen. Verslag modelonderzoek. 1975, ir. R.J. van der Wal.
- WL M1311: Grote Zeesluis te Muiden, verslag modelonderzoek. 1975, ir. P. van Groen.
- WL M1322: Toegevoegde watermassa en instabiele trillingen van schuiven met een verticale bewegingsmogelijkheid. 1977, ir. A. Vrijer.

<sup>3</sup> De WL-rapporten zijn alleen in te zien nadat het Waterloopkundig Laboratorium toestemming hiervoor heeft van de opdrachtgever.



- WL M1327 I: Stormvloedkering Oosterschelde; krachten en afvoercoëfficiënten bij roosterschuiven; onderzoek bij stijve modellen. 1978, ir. R.J. van der Wal.
- WL M1338: Stormvloedkering Oosterschelde; Trillingsgedrag van roosterschuiven; verslag modelonderzoek. 1979, ir. R.J. van der Wal.
- WL M1377: deel II - Nota schuifonderzoek stormvloedkering Oosterschelde hefschuiven. 1976, ir. C.R.M Oudshoorn.  
 deel III - Hefschuifonderzoek svk Oosterschelde; tweede nota stromingsexcitatie. 1976, ir. C.R.M. Oudshoorn.  
 deel IV - Nota hefschuifonderzoek stormvloedkering Oosterschelde; gecombineerde stromings- en golfexcitatie. 1976, ir. C.R.M. Oudshoorn.
- WL M1424: Stormvloedkering Oosterschelde; krachten en trillingen bij de hefschuiven in de pijlerdam; vooronderzoek met sectiemodel. 1978, ir. R.J. de Jong.
- WL M1436: Stormvloedkering Oosterschelde. Waterspiegelfluctuaties tussen de pijlers, hulpmiddelen daartegen en de invloed op afvoercoëfficiënten; verslag modelonderzoek. 1978, ir. L. Haas.
- WL M1490: Stabiliteitsgedrag van schuiven met diverse onderrandvormen bij een verticale bewegingsmogelijkheid. 1979, ir. J. Uwland.
- WL M1494: Stormvloedkering Oosterschelde; pijleroplossing. Vooronderzoek met behulp van een stijf sectiemodel naar stroom- en golfbelastingen op dorpelbalken, bovenbalken en plaatliggerschuiven. 1981, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL M1497 en 1498: Bepaling coëfficiënten van de verticale kracht op de schuifonderrand. 1979, ir. J. Uwland.
- WL M1561: Stormvloedkering Oosterschelde; pijleroplossing; onderzoek naar trillingsgedrag van plaatliggerschuiven en balken met behulp van een elastisch gelijkvormig model. 1981, ir. T.H.G. Jongeling en ir. H.W.R. Perdijk.
- WL M1582: Stormvloedkering Oosterschelde; onderzoek naar toegevoegde water-massa's plaatliggerschuiven met behulp van een elektrisch analogon. 1982, ir. C. Deelen.
- WL M1648: deel I - Stormvloedkering Oosterschelde pijleroplossing. Onderzoek met behulp van een elastisch gelijkvormig model naar het responsiegedrag van de bovenbalken bij golfklapbelastingen. 1981, ir. H.W.R. Perdijk en ir. T.H.G. Jongeling.  
 deel II - idem maar nu met betrekking tot het gedrag van de plaatliggerschuiven bij golfklapbelastingen. 1981, ir. H.W.R. Perdijk en ir. T.H.G. Jongeling.  
 deel III - idem, berekening van optredende krachten in de aanslagen van de vakwerkliggerschuiven; berekening van de waterspiegelbewegingen in de eindkokers en in de sponningsruimten; berekening van botskrachten bij bewegen van de schuiven in lengterichting. 1984, ir. T.H.G. Jongeling.

- WL M1688: Stormvloedkering Oosterschelde; stroomkrachten en trillingen bij het plaatsen van de dorpelbalk in de kering. Vooronderzoek met een geschematiseerd massaveer-systeem; verslag modelonderzoek. 1980, ir. H.W.R. Perdijk.
- WL M1711: "Lozingsmiddel Zoommeer; verificatie en aanpassing ontwerp, bepaling afvoercharacteristieken en rekenmodel spuisluis met vrije waterspiegel". 1982, ir. G. Heijdra.
- WL M1739: Westerschelde oeververbinding; krachten op en verplaatsingen van de tunnelelementen ten gevolge van stroomdruk. Verslag modelonderzoek. 1981, ir. W.D. Eysink.
- WL M1767: Nakdong Estuary barrage and reclamation project; gate vibrations, flow forces and wave loads. Report model investigation and desk study. 1982, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL M2068: Kifil Shinafya project; Kufa barrage. Radial gates; response on hydrodynamic streamforces. 1984, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL M2087: Kifil Shinafya project, Kufa barrage; flap gates, hoist load and splitter configuration. 1985, ir. J. Umland.
- WL M2101: Kifil Shinafya project, Kufa barrage; radial gates with I-beams; respons on hydrodynamic stream forces. Report on model investigations. 1985, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL Q20: Nuovi interventi per la salva guardia di Venezia, modele fisico di una schiera di paratoie. Sudio B.6.5. 1993, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL Q190 (M1906): Onderzoek in een hydraulisch model naar het ontstaan van in-flow trillingen in schuifranden, verslag modelonderzoek. 1986, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL Q282: Trillingen in de stroomrichting van rioolschuiven bij variërende spleetgrootte; verslag bureaustudie. 1986, ir. J. Umland.
- WL Q322: deel I - Vizierschuiven in de Rijn te Driel; oriënterende trillingsmeting aan de noordelijke vizierstuw; verslag buitenmeting. 1986, ir. T.H.G. Jongeling.  
deel II - Spuisluizen Volkerak, spuisluizen afsluitdijk Den Oever; trillingsmetingen aan hefschuiven. 1988, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL Q491: Een eenvoudig rekenschema voor de berekening van toegevoegde watermassa bij schuiven; presentatie rekenprogramma. 1987, dr.ir. P.A. Kolkman.
- WL Q744: Venice barrier; study on the influence of the inclination angle and the gate side shape on gate response. 1988, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL Q958 I: Maeslantkering; vooronderzoek naar het responsiegedrag van de sectordeuren met behulp van een sectiemodel. 1989, ir. T.H.G. Jongeling.

- WL Q969: Maeslantkering; onderzoek naar het responsiegedrag van de sectordeuren in een overzichtsmoel. 1989, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL Q1033: Venice barrier; study on gate response, forces in the gate supports and leakage discharge. 1990, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL Q1140: Maeslantkering. Vervolgonderzoek naar het responsiegedrag van de sectordeuren in een overzichtsmoel. Verslag modelonderzoek. 1990, ir. T.H.G. Jongeling en ir. J.J.A. van Huijstee.
- WL Q1190: Maeslantkering. Onderzoek met behulp van een sectiemoel: optimalisatie vormgeving sectordeur; drukmetingen op drempel en sectordeur. Verslag modelonderzoek. 1990, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL Q1199: Rioolzuiveringsinstallatie Velsen; gootrillingen. Verslag bureaustudie. 1990, ir. R.J. de Jong.
- WL Q1271: Maeslantkering; analyse van het responsiegedrag van de sectordeuren met behulp van een rekenmoel (met gebruikmaking van drukmetingen in sectiemoel); 1991, dr.ir. P.A. Kolkman.
- WL Q1278: Maeslantkering; additioneel onderzoek voor de sectordeuren in een overzichtsmoel. 1991, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL R166: Trillingen brugpijler Oosterschelde; rapport studie en berekening. 1962, ir. P.A. Kolkman.
- WL R251: Stuwklep bij de Winkelmolenbrug in de Neerbeek; rapport trillingsonderzoek (prototype). 1963, ir. M.A. Geleedst.
- WL R1068: Elastisch gelijkvormig moel roosterschuiven; rapport voorbereiding onderzoek. 1977, ir. H. Depeweg.
- WL R1186: deel 2 - Invloed getal van Reynolds en relatieve ruwheid op stroombeeld om cilinders. 1977, ir. H.C.N. Breusers.  
deel 3 - Invloed turbulente aanstroming en getal van Reynolds op de stroming rond stompe voorwerpen. 1977, ir. H.C.N. Breusers.
- WL R1280: Stormvloedkering Oosterschelde; bewegingsgedrag schuiven onder invloed van het beweegsysteem en de wrijving op de glijdopleggingen. Wiskundig moel met Coulombse wrijving. 1979, ir. T.H.G. Jongeling.

- WL R1280: deel I - Invloed richtingsgevoeligheid wrijvingskracht op het bewegingsgedrag van de schuif; aanvullende berekeningen met wiskundig model massaveersysteem met Coulombse wrijving. Notitie onderzoek, 1980, ir. T.H.G. Jongeling.
- deel II - Dynamische verschijnselen bij verticaal bewegen en belasten van de vakwerkschuiven; berekeningen met behulp van een geschematiseerd massaveersysteem model met Coulombse wrijving. 1982, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL R1304: Trillingsmetingen aan de hefschuif noord van de stormvloedkering te Krimpen a/d IJssel; verslag buitenmetingen en bureaustudie. 1980, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL R1347: Doorlaatsluis Brouwersdam; trillingsmetingen schuiven (verslag buitenmetingen). 1980, ir. C. Deelen.
- WL R1437: Stormvloedkering Oosterschelde; turbulentie metingen in de monding van de Oosterschelde; verslag uitvoering en verwerking prototypemetingen. 1980, ir. C. Deelen, ing. W.J. Vos (RWS).
- WL R1506: Duwvaartsluizen in de Philipsdam; maximale krachten op schuiven (bureaustudie). 1981, ir. C.R.M. Oudshoorn.
- WL R1510: Spuisluis, trillingsmetingen; verslag buitenmetingen. 1979, ing. W. Klinkenberg en ir. A.C.M. Vermeer.
- WL R1594: Stormvloedkering Oosterschelde; bepaling meebewegende watermassa met behulp van een elektrisch analogon ten behoeve van de trilplaatproblematiek. 1988, ir. C. Deelen.
- WL R1699: Stormvloedkering Oosterschelde; turbulentie metingen in de Hammen. Notitie verwerking prototypemetingen. 1981, anoniem.
- WL R1920: Bewerking spectra van de turbulentie metingen in de monding van de Oosterschelde (R1437 en R1699). 1983, F. van Stralen.
- WL R2055: Stormvloedkering Oosterschelde; responsie groutpijp; verslag bureaustudie. 1985, ir. T.H.G. Jongeling.
- WL S50: deel I - Nota onderzoek 1967 betreffende het dynamisch gedrag van sectorschuiven. ir. P.A. Kolkman.
- deel II - Verslag onderzoek naar oorzaak en gedrag van trillingen in overstortende of verticaal vallende straal. 1968, ir. N. Schoemakers.
- deel III - Nota onderzoek aan ronde schotbalken op prototypeschaal. 1968, ir. P.A. Kolkman en P. Bosland.
- deel IV - Investigations on rapidly varying forces on gates; prototype measurements at Lith and possibilities for model. 1958, ir. P.A. Kolkman en ir. R.W. Hart.

- WL S120:   deel I  
          t/m IV - Cavitatie bij rioolschuiven; cavitatie-inceptie getallen en hierbij optredende schaaffecten. 1967, 1968, ir. C. Jonker en ir. C. Bos.  
          deel V - Velocity and turbulence measurements behind a gate in a wind tunnel. 1968, ir. K.W. Pilarczyk.
- WL S230:   Drukfluctuaties in turbulente stroming; verslag literatuuronderzoek. 1972, ir. H.C.N. Breusers.
- WL S232:   deel 1  
          t/m 15 - Cavitatie en waterkwaliteit. 1979, dr.ir. D. Oldenziel.
- WL W254:   Trillingen van sluisdeuren. 1976, dr.ir. J.C.W. Berkhoff.

## 8.2 OVERIGE LITERATUUR

- Abelev, A.S. (1959): "Investigations of the total pulsating hydrodynamic load acting on bottom outlet sliding gates and its scale modelling", 8th IAHR congress, Montreal, paper 10A.
- Allersma, E. (1959): "The virtual mass of a submerged sluice gate", 8th IAHR congress, Montreal, paper 23A. Ook WL-publicatie 18.
- Aschenbach, E. en E. Heinecke (1981): "On vortex induced shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers  $6 \times 10^3$  to  $5 \times 10^6$ ", *Journal of Fluid Mech.*, 109, 239-51.
- Bakker, A.D., T.H.G. Jongeling, P.A. Kolkman en Yan Shi Wu (1991): "Self-excited oscillations of a floating gate related to the gate discharge characteristics", XXIV IAHR congress, Madrid. Ook WL-publicatie 462.
- Binnie, A.M. (1972): "The stability of a falling sheet of water", *Proc. Royal Soc. London series A326 jan.'72*, 149-63.
- Bishop, R.E.D. en A.Y. Hassan (1964): "The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in flowing fluid" *Proc. Royal Soc., London*, 277 (1368).
- Blevins, R.D. (1977 en 1990): "Flow-induced Vibration", Van Nostrand Reinhold Co, N. York.
- Brandao de Menezes, V., D. Pinto de Silves en A. Pinto de Magalhaes (1969): "L'écluse de Carrapatello sur le fleuve Douro", 22<sup>th</sup> PIANC congress, Paris. Inland Navigation, Subject 3.
- Callander S.J. (1987): "Flow-induced vibrations of rectangular bars (in German)", Pd.D. Thesis Univ. of Karlsruhe, Inst. for Hydromechanics.
- Callander S.J. (1988): "Streamwise oscillations of circular-sectioned trashrack bars" Sonderforschungsberiech 210, Univ. Karlsruhe rapp. SFB 210/e/43.
- Cassidy, J.J. (1990): "Fluid mechanics and design of hydraulic structures", *J. of Hydr. Eng. ASCE* Vol 116 nr. 8 pp. 961-977.
- Cassidy, J.J. (probably 1995): "ICOLD bulletin about Vibrations of Hydraulic Equipment" (in preparation).
- Clark, P.J. en R.G. Tappin (1977): "Final design of Thames barrier gate structures" in *Conf. on Thames barrier design*, Inst. of Civ. Engrs, London.
- Crausse, E. (1939): "Sur un phénomène d'oscillation du plan d'eau provoqué par l'écoulement autour d'obstacles en forme de pile de pont" *comptes rendus de séances de l'Academie des Sciences*, p. 209.
- Ethembababoglu, S. (1978): "Some characteristics of unstable flow past slots", *ASCE Journ. Hydr. Div. Vol. 104, HY5*, p. 649.
- Delaney, N.K. en N.E. Sorenson, (1953): "Low speed drag of cylinders of various shapes", *NACA Techn. Note 3038*.
- Dirkzwager, M. en J.E. Prins (1959): "Tangential forces exerted on segment gates, in partially raised positions by discharge and waves", 8th iaHR CONGRESS, Montreal. Ook WL-publicatie 20.
- DiSilvio, G. (1969): "Self-controlled vibration of a cylinder in a fluid stream", *J. Mech. Div. ASCE* 95, EM2, paper 6498.
- Feng, C.C. (1968): "The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders", *Ma. Sc. Thesis, Univ. of British Columbia, Canada*.

- Fung, Y.C. (1960): "Fluctuating lift and drag on a cylinder in a flow at supercritical Reynolds numbers" Inst. of Aerospace sciences, 28th IAS meeting New York, paper 60-6.
- Griffin, O.M. (1980): "Cold water pipe design for problems caused by vortex-excited oscillations", Naval Research Lab. Washington D.C., Ref. 4157.
- Hardwick, J.D. (1977): "Hydraulic model studies of the rising sector gate conducted at Imperial College", in Conf. on Thames barrier design, Inst. of Civ. Engrs, London.
- Harrisson, A.J.M. (1967): "Boundary layer displacement thickness on flat plates", Proc. ASCE J. Hydr. Div., HY4, paper 5339.
- Hart, R.W. en J.E. Prins (1959); "Studies on the interaction between turbulent pressure fluctuations and movements of a structure", 8th IAHR congress, Montreal, paper 27A. Ook WL-publicatie 19.
- arHa den Hartog, J.P. (1956): "Mechanical Vibrations", McGraw-Hill Book cy, N. York.
- Haszpra, O. (1979): "Modelling hydroelastic vibrations", Pittman, Londen.
- Hoof, J.P. (1972): "Hydrodynamic aspects of semi-submersible platforms" Dr-thesis, Delft University of Technology, Dept. Naval Arch.
- Hoof, J.P. (1982): "Advanced dynamics of marine structures" publ. Wiley New York.
- ICOLD, Committee Hydraulics for Dams (1995): "Vibrations of Hydraulic equipment of dams", Bulletin van Subcommittee 2: J.J. Cassidy (voorz.), M. Hino, P.A. Kolkman, H. Makarechian en K. Ogihara.
- Ishii, N., K. Imaichi en A. Hirose (1980): "Dynamic instability of tainter gates", see: Naudascher en Rockwell 1980.
- Ishii, N. (1992): "A design criterion for dynamic stability of tainter gates", J. Fluids and Structures vol. 6, pp. 67-84.
- Ishii, N. en C.W. Knisely (1992): "Flow-induced vibration of shell-type long-span gates", Journal of Fluids and Structures Vol. 6, Nr 6.
- Jones, G.W., J.J. Cincotta en W. Walker (1969): "Aerodynamic forces on a stationary and oscillating circular cylinder at high Reynolds number", NASA Rep. TR-300.
- Jong, R.J.de en J.W.G. van Nunen (1979): "Excitation and vibration of a grid gate", zie Naudascher en Rockwell 1980. Ook WL-publicatie 220.
- Jong, R.J.de en T.H.G. Jongeling, (1982): "Fluid elastic response study of the Nakdong barrage gates", Int. conf. on Flow-induced Vibrations in fluid-engineering. Reading (Eng.). Ook WL-publicatie 285.
- Jongeling, T.H.G. (1987): "In-flow vibrations of gate edges": BHRA conf. on Flow-induced Vibrations, Bowness-on-Windmere England. Ook WL-publicatie 392.
- Jongeling, T.H.G. (1988): "Flow-induced self-excited in-flow vibrations of gate plates", J. Fluids and Structures, Vol. 2, Nr. 6, Ook WL-publicatie 420.
- Jongeling, T.H.G. (1993): "Wave-induced resonance of a flap-gate barrier" in Structural Dynamics-Eurodyn'93 conf., Trondheim. Ed. Balkema Rotterdam.
- Jongeling, T.H.G. en P.A. Kolkman (1995): "Subharmonic standing waves leading to low-frequency resonance of a submersible flap-gate barrier", 6<sup>th</sup> Intern. Symp. on Flow-induced Vibration. Imperial College, London.
- Kanne, S., E. Naudascher en Yinan Wang (1991): "On the mechanism of self-excited, vertical vibration of underflow gates" Fifth Int. Conf. on Flow-induced Vibration, Brighton, England, organ. by Inst. of Mech. Engrs.

- Kenn, M. en A.D. Garod (1981): "Cavitation damage and the Tarbela tunnel collapse of 1974", *Inst. Civ. Engrs. Part I*, nr. 70.
- King, R. en M.J. Prosser (1974): "Criteria for flow-induced Oscillations of a cantilevered cylinder in water", in Naudascher 1972.
- Kolkman, P.A. (1959): "Vibration tests in a model of a weir with elastic similarity on Froude scale", 8th IAHR congress, Montreal, paper 29A. Ook WL-publicatie 15.
- Kolkman, P.A. (1972): "Instability of a vertical water-curtain closing an air-chamber" in Naudascher 1972.
- Kolkman, P.A. (1976): "Flow-induced gate vibrations; prevention of self-excitation, computation of dynamic gate behaviour and the use of models" Proefschrift bij de Technische Hogeschool te Delft, ook WL-publicatie 164.
- Kolkman, P.A. (1977): "Self-excited gate vibrations" 17th Congr. IAHR, Baden-Baden, invited lecture of section c.c. Ook WL-publicatie 186.
- Kolkman, P.A. en A. Vrijer (1977): "Gate edge suction as a cause of self-exciting vertical vibrations", 17th IAHR-congress, Baden-Baden paper C49, ook WL-publicatie 188.
- Kolkman, P.A. (1980): "Development of vibration-free gate design; learning from experience and theory" see: Naudascher en Rockwell 1980, ook WL-publicatie 219.
- Kolkman, P.A. (1984): "Vibrations of hydraulic structures" and "Gate vibrations", Chapters I and II in *Developments in Hydraulic Engineering vol. 2*, Ed. P. Novak, Elsevier publ.
- Kolkman, P.A. (1988): "A simple scheme for calculating the added mass of hydraulic gates" *J. Fluids and structures Vol. 2, Nr. 4*, Ook WL-publicatie 439.
- Lamb, H. (1932): "Hydrodynamics", 6th ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK.
- Levin, L. (1957): "Étude hydraulique des grilles de prise d'eau", 7th IAHR congress Lisbon, paper C11.
- Liebl, A. (1973): "High pressure sluice gates", 11th Congress on Large Dams, Madrid, Vol. II, Question 41, R42.
- Martin, W.W., E. Naudascher en M. Padmanabhan (1975): "Fluid-dynamic excitation involving flow-instability", *Proc. ASCE, J. Hydr. Div., HY6* paper 11361.
- Meier-Windhorst, A. (1939): "Flutter of cylinders in steady liquid flow (in German)", *Mitt. Hydraulik Inst. Techn. Hochschule München*, nr. 9.
- Mercer, A.G. (1970): "Vane failures of hollow-cone valves", IAHR-symp. Hydraulic Machinery Stockholm.
- Morkovin M.V. (1964): "Flow around circular cylinders -a kaleidoscope of challenging fluid phenomena", *Symp. on fully separated flow, Proc. of Eng. Div. Conf. ASME, Philadelphia*. Ed. A.G. Hansen New York.
- Naudascher, E. (1964): "Hydrodynamic and hydro-elastic type of load at high-head gates" (orig. in German) in "Der Stahlbau", Nr. 7 en 9.
- Naudascher, E. (1972) (ed.): "Flow-induced structural vibrations", IAHR/IUTAM symp. Karlsruhe 1972, Springer Verlag Berlin 1974.
- Naudascher, E. en D. Rockwell (editors) (1980): "Practical Experiences with Flow-Induced Vibrations" Publ. Springer after IAHR/IUTAM-symp. in Karlsruhe Germ. 1979.
- Naudascher, E. en N.D. Thang (1986): "Self-excited vibrations of underflow gates", *J. Hydraulic Research (ed. IAHR)*, Vol. 24, Nr.5.



- Naudascher, E. (1987): "Flow-induced streamwise vibrations of structures", *Journal of fluids and Structures*, Vol. 1, p. 265.
- Naudascher, E. (1991): "Hydrodynamic forces" in the series *Hydraulic structures design manual* edited by IAHR, publ. Balkema, Rotterdam.
- Naudascher, E. en Y. Wang (1993): "Flow-induced vibrations of prismatic bodies and grids of prisms", *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 7, p.341.
- Naudascher, E. (1994): "Flow-induced vibrations" in the series *Hydraulic structures design manual* edited by IAHR, publ. Balkema.
- Neilson, F.M. en E.B. Picket (1980): "Corps of Engineers experiences with flow-induced vibrations". In Naudascher en Rockwell 1980.
- Nguyen, D.T., B.C.S. Rao en E. Naudascher (1988): "Field and model studies on trashrack vibrations", *Proc. Int. Conf. on Model Prototype Correlation of Hydraulic Structures*, ASCE, Colorado Springs, Colorado, USA.
- Novak, M. (1969): "Aeroelastic galloping of prismatic bodies", *Proc. ASCE, J. Mech. Div.*, EM1, paper 6394.
- Ogihara, K. en S. Ueda (1980): "Flap gate oscillation", zie Naudascher en Rockwell 1980.
- Ogihara, K., H. Nakagawa en Y. Ueda (1991): "Self-excited vibration of long span shell roller gate by three-dimensional experimental model", 24th IAHR Congress Madrid session D.
- Oldenziel, D.M. en J. Tijema (1976): "Cavitation on valves in correlation to liquid properties", IAHR symposium "Problems of hydraulic machine- hydraulic structure interaction", Leningrad. Ook WL-publicatie 173.
- Païdoussis, M.P. (1980): "Flow-induced vibrations in nuclear reactors and heat exchangers and state of knowledge", zie Naudascher en Rockwell 1980.
- Partensky, H.W. en I. Sar Khloeung (1971): "Overflow nappe oscillations without aeration" (orig. in French) 12th IAHR-congress, Paris; Seminar paper S-6.
- Patel, M.H. (1989): "Dynamics of offshore structures" publ. Butterworth London etc.
- Pettigrew, M.J., Y. Sylvestre en A.O. Campagna (1978): "Vibration analysis of heat exchanger and steam generator designs", *Nuclear engineering and design*, Vol. 48, p. 97.
- Petrikat, K. (1980): "Seal vibration", zie Naudascher en Rockwell 1980.
- Rao, B.C.S., N.D. Thang en E. Naudascher (1987): "Vibration of trash racks in flow with different incidence angles" BHRA Intern. Conf. on Flow-induced Vibrations, Bowness-on-Windmere, UK.
- van Rhee, C. (1984): "Trillingsgedrag van een klepstuw bij hoge afvoer" Afstudeer-verslag in de vakgroep Vloeistofmechanica aan de Technische Hogeschool Afd. der Civiele Techniek.
- Richter, A. en E. Naudascher (1976): "Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confined flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 78, p.561.
- Sarpkaya, T. (1960): "Added mass of lenses and parallel plates" *Journ. of Eng. Mech. Div. Proc. ASCE*, June 1960.
- Sarpkaya, T. (1976): "In-line and transverse forces on smooth and sand-roughened cylinders in oscillatory flow at high Reynolds numbers", *Naval post-graduate School, Monterey, Calif. Rep. NPS-69 SL, 76062*.
- Sarpkaya, T. (1978): "Fluid forces on oscillating cylinders", *Proc. ASCE, J. Waterway, Port and Ocean Div. WW3*, paper 13941.
- Sarpkaya T. (1982): "Flow-induced vibration of roughened cylinders", BHRA Int. Conf. on Flow-induced Vibrations in Fluid Engineering, Reading, paper D1.

- Saveira, J.G. en C.M. Ramos (1983): "Hydrodynamic loads and vibrations of trash rack elements" 20<sup>th</sup> IAHR-congress Moscow.
- Schmidgall, T. (1972): "Spillway gate vibrations on Arkansas river dams", Proc ASCE, J. Hydr. Div., HY1 paper 8676.
- Schoemaker, H.J. (1959): "Dynamics of a sluice gate and movable weir subject to forces exerted by waves and vibrations" 8<sup>th</sup> IAHR congress, Montreal paper 30A, ook WL-publicatie 14.
- Schoemaker, H.J. (1971): "Virtuele massa bij golfklappen en daarop volgende trillingen in een constructie", in Manuscripten van H.J. Schoemaker in de periode 1946-1971, publ. Waterloopkundig Laboratorium.
- Schwarz, H.I. (1964): "Nappe oscillation", Proc. ASCE, J. Hydr. Div. HY6 paper 4138.
- Scruton, C. (1963): "On the wind-excited oscillations of stacks, towers and masts", First conf. on Wind effects on buildings and structures. Nat. Phys. Lab., Teddington UK, Aero rep. 305.
- Streeter, V.L. en E.B. Wylie (1967): "Hydraulic transients", McGraw-Hill book cy, New York.
- Syamalarao, B.C., N.D. Thang en E. Naudascher (1987): "Vibration of trashracks in flow with different incidence angles", Int. Conf. on Flow-induced Vibrations, Bowness-on-Windmere, England org. BHRA.
- Syamalarao, B.C. (1989): "A review of trashrack failures and related investigations", Water Power and Dam Construction, Vol. 41, p. 28.
- Thang, N.D. (1990): "Gate vibrations due to unstable flow separation", ASCE Journal Hydraulic Eng., Vol. 116, Nr.3.
- Toebes, G. (1969): "The unsteady flow and wake near an oscillating cylinder", transactions ASME, J. Basic Eng. pp. 493-505.
- Treiber, B. (1972): "Theoretical study of nappe oscillations", in Naudascher 1972.
- University of Washington (1952): "The role of vortex shedding in the aerodynamic excitation of suspension bridges" Univ. of Washington Engineering, Experimental station, Bull. 116, part III, appendix III.
- Vrijer, A. (1980): "Stability of vertically movable gates", zie Naudascher en Rockwell 1980. Ook WL-publicatie 222.
- Walshe, D.E.J. (1967): "The aerodynamic investigation for the proposed 850-ft Chimney stack for the Drax Power Station", Nat. Phys. Lab., Aero rep. 1227.
- Wendel, K. (1950): "Hydrodynamische Massen und hydrodynamische Massentragheits-momente", Jahrbuch der Schiffsbau-technischer Gesellschaft, Vol. 44, blz. 207-255.
- Westergaard, H.M. (1933): "Water pressures on dams during earthquakes", Trans. ASCE, Vol. 98, paper 1835 p.418.
- Weaver, D.S. (1980): "Flow-induced vibrations in valves operating at small openings", zie Naudascher en Rockwell 1980.
- Wootton, L.R., M.H. Warren en D.H. Cooper (1972): "Some aspects of the oscillations of full scale piles", zie Naudascher 1972.



# APPENDIX

DE FREQUENTIE WAARBIJ, IN HET GEVAL VAN EEN  
VERTICAAL TRILLENDE SCHUIF, DE STROMINGSDEMPING  
OVERGAAT IN EEN STROMINGSSTIJFHEID

# APPENDIX

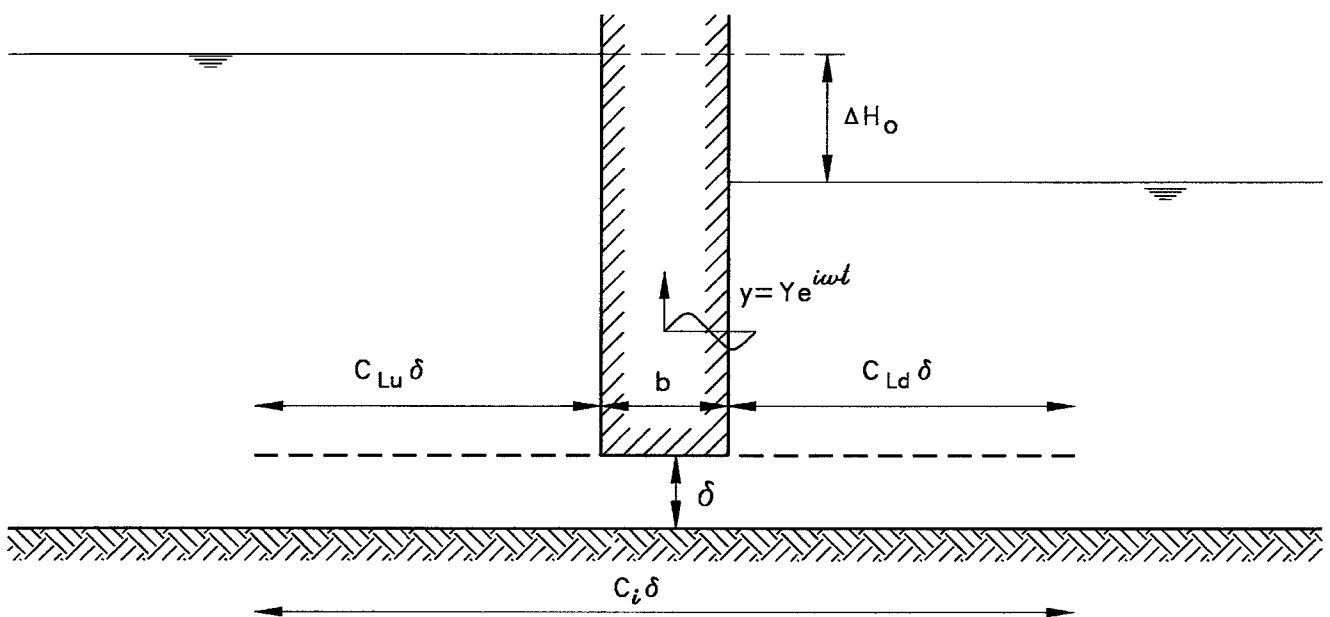
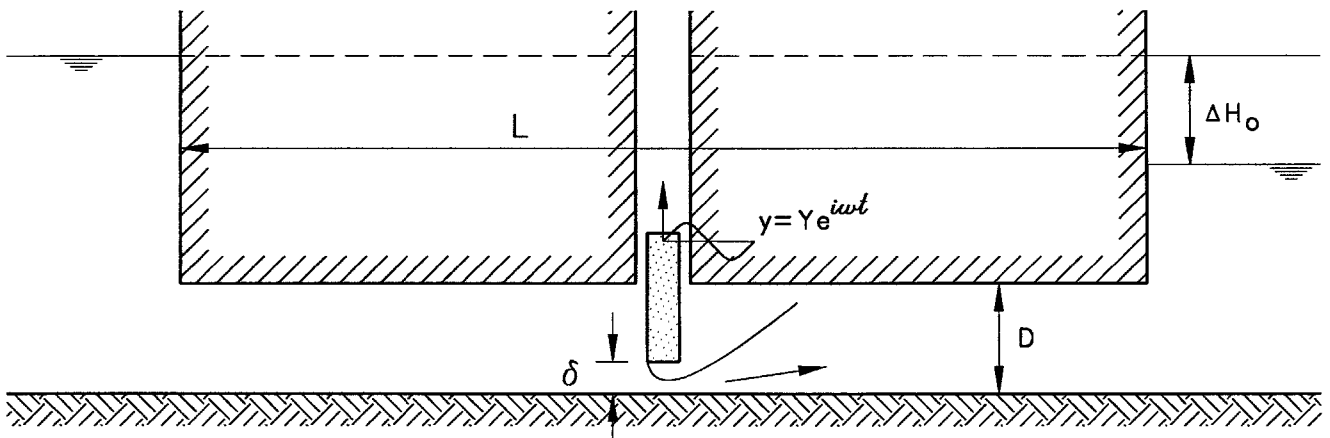
## DE FREQUENTIE WAARBIJ, BIJ EEN VERTICAAL TRILLENDE SCHUIF, DE STROMINGSDEMPING OVERGAAT IN EEN STROMINGSSTIJFHEID

Bij een verticaal trillende schuif zijn de verticale krachten bepalend voor zowel de stromingsdemping als de stromingsstijfheid. Aangenomen wordt dat de stromingskracht die verticaal op de schuif werkt, evenredig is met het verval over de schuif. Of de kracht naar boven werkt of naar beneden hangt af van de vormgeving.

De vraagstelling van de titel wordt nu vertaald in de vraag bij welke frequentie het extra verval over de schuif, dat door een schuiftrilling wordt opgewekt, in uit-fase of in meefase is met de schuiftrilling. Uit-fase betekent dat er een stromingsdemping is, in meefase is er een stromingsstijfheid. Of deze demping en stijfheid positief of negatief zijn wordt hier op zich niet beschouwd.

Het gaat steeds om het (periodieke) 'extra verval' dat door een trilling met zeer kleine amplitude wordt opgewekt.

Figuur 1:  
Schuif in een riool.



Figuur 2:  
Schuif in een situatie met vrij wateroppervlak.

De schuif kan zijn een rioolschuif, als in Figuur 1, of een schuif in vrij stromend water als in Figuur 2. In het laatste geval wordt een equivalente 'buis' geïntroduceerd die representatief is voor de stromingstraagheid. De buislengte is dan gelijk aan  $C_1\delta$  (zie Paragraaf 4.4.3 Vergelijking A4.33) en de buishoogte wordt dan  $\delta$ .

In Paragraaf 4.4.3 is afgeleid (zie ook Figuur A4.14) dat bij een zeer laagfrequent trillende schuif er een stromingsdemping optreedt die sterk afneemt bij hogere frequenties. Het blijkt dat de stromingsdemping negatief is als er een zuigkracht op de schuif werkt (deze zuigkracht is evenredig is met het lokale verval over de schuif).

Stel de schuif heeft de volgende afvoerrelatie:

$$q = m\delta\sqrt{2g\Delta H_s} \quad (1)$$

Hierin is  $q$  debiet,  $\delta$  = opening onder de schuif,  $\Delta H_s$  = verval over de schuif en = afvoercoëfficiënt van de schuif (wordt constant verondersteld).

De stromingsweerstand in het riool is, ten opzichte van de schuifweerstand van een geknepen schuif, te verwaarlozen. Bij de niet trillende schuif geldt:

$$q_0 = m\delta_0\sqrt{2g\Delta H_0} \quad (2)$$

De index 0 is ingevoerd om aan te geven dat het hier de situatie betreft als de schuif niet trilt.

Nemen we nu aan dat bij een trillende schuif en een fluctuerend debiet wel de traagheid van het riool een rol speelt maar niet de weerstand hiervan, dan is het verval over de schuif gelijk aan het uitwendig verval,  $\Delta H_0$ , minus het verval dat nodig is om het water in het riool te versnellen of te vertragen. Dus, bij een rioolhoogte  $D$ :

$$\Delta H_s = \Delta H_0 - \frac{L}{g} \frac{dV_{buis}}{dt} = \Delta H_0 - \frac{L}{gD} \frac{dq}{dt} \quad (3)$$

Uit Vergelijking 3 blijkt onmiddellijk dat het dynamische deel van het verval volledig afhangt van de  $dq/dt$ .

*Het limietgeval  $\omega=0$*

We berekenen nu eerst het dynamische deel van het schuifverval voor het limietgeval  $\omega=0$  ( $\omega$  = hoekfrequentie van de trillingsbeweging van de schuif). De debietvariatie ten gevolge van trillen wordt in dit geval alleen nog maar bepaald door de spleetvariatie; het verval blijft constant want de 'verstoring' op het verval door de (kleine)  $dq/dt$  term is, ten opzichte van het verval zelf, zeer klein. De complete berekening, verderop in deze appendix gepresenteerd, waarbij deze vereenvoudiging niet wordt ingevoerd, levert uiteindelijk voor  $\omega = 0$  dezelfde waarde voor de stromingsdemping op als in het nu volgende wordt afgeleid.

Uit Vergelijking 1, tezamen met de aanname dat de stromingstraagheid gekoppeld aan  $dq/dt$  op het schuifdebiet geen invloed heeft, volgt:

$$\frac{dq}{dt} = m \frac{dy}{dt} \sqrt{2g\Delta H_0} \quad (4)$$

Zolang de trilling klein is ten opzichte van de spleethoogte onder de schuif, kunnen alle en worden gelineariseerd.

Alle met de tijd variërende grootheden kunnen worden opgevat als een superpositie van de waarde in de niet-trillende situatie (aangegeven met index 0) en een kleine fluctuatie daaromheen (aangegeven met een accent, met dien verstande dat  $\delta'$  vervangen wordt door de trillingsverplaatsing  $y$ ).

We berekenen nu via Vergelijking 3 het dynamische deel van het schuifverval  $\Delta H_s'$  uit de gevonden  $dq/dt$ . Het verval  $\Delta H_0$  wordt via Vergelijking 2 weer uitgedrukt in het initiële debiet  $q_0$ . Dit resulteert in:

$$\Delta H_s' = -\frac{mL}{gD} \sqrt{2g\Delta H_0} \frac{dy}{dt} = -\frac{Lq_0}{gD\delta} \frac{dy}{dt} \quad (5)$$

In het limietgeval  $\omega=0$  is het verval dus uit-fase met de trilling. Dat levert een demping op, want ook de dynamische component van de verticale kracht op de schuif is nu evenredig met de snelheid van trillen van de schuif.

Het limietgeval  $\omega=\infty$

Trilt de schuif hoogfrequent dan zal tengevolge van de stromingstraagheid in de buis het debiet tendeert naar constant blijven. Uit 1 valt af te leiden dat als het debiet constant blijft, en de spleet een klein percentage vergroot ( $a\%$ ), dat dan het verval  $2a\%$  moet verkleinen om het effect van de spleetverandering te compenseren. Bij een kleine waarde van  $\epsilon$  mag worden geschreven

$$\sqrt{(1-2\epsilon)} = 1-\epsilon \quad (6)$$

(kwadrateren en vervolgens verwaarlozing van  $\epsilon^2$  laat zien dat dit juist is)

Ook geldt:

$$(1+\epsilon)(1-\epsilon) = 1$$

Dus is nu te schrijven:

$$\frac{d\Delta H_{schuif}'}{\Delta H_0} = -2 \frac{y}{\delta} \quad (6)$$

ofwel:

$$\Delta H_s' = -\frac{2\Delta H_0}{\delta} y \quad (7)$$

Omdat het verval door de trilling (en dus ook de verticale kracht) in meefase is, en gezien de evenredigheid met de verplaatsing, levert dit een veerstijfheid op.

De complete berekening voor het gehele  $\omega$ -gebied

Uit Vergelijking 3 en 1 volgt:

$$(\Delta H_s) \frac{q^2}{2gm^2\delta^2} = \Delta H_0 - \frac{L}{gD} \frac{dq}{dt} \quad (8)$$

$\Delta H_0$ , het uitwendige verval, varieert niet met de tijd.

We voeren nu weer in dat de periodieke debietvariatie wordt aangegeven met  $q'$  en de spleetvariatie met  $y$ . De afgeleide met de tijd hangt alleen af van het fluctuerende deel.

Dat geldt voor  $\delta$ ,  $\Delta H_s$  en ook voor  $q$ . Vergelijking 8 gaat nu over in:

$$\frac{2q_0}{2gm^2\delta_0^2} \frac{dq'}{dt} - \frac{2q_0^2}{2gm^2\delta_0^3} \frac{dy}{dt} = - \frac{L}{gD} \frac{d^2q'}{dt^2} \quad (9)$$

Omdat alle vergelijkingen zijn gelineariseerd (dat is gebeurd bij de overgang van Vergelijking 8 naar Vergelijking 9) en weer de berekening wordt beperkt tot zeer kleine amplituden, geldt dat als de schuif harmonisch beweegt, ook de andere fluctuerende grootheden harmonisch variëren rondom de middenstand (die weer overeenkomt met de waarde zonder de trilling). Voor de fluctuerende grootheden geldt:

$$y = Y e^{i\omega t} \quad (10)$$

$$q' = \hat{q} e^{i\omega t} \quad (11)$$

en ook:

$$\Delta H'_{schuif} = \Delta \hat{H}_s e^{i\omega t} \quad (12)$$

Omdat  $y$  een opgelegde beweging is, kan  $Y$  als een reëel getal worden gekozen. De andere grootheden kunnen in fase verschoven zijn hebben een daarom een complexe waarde.

Vergelijking 9 gaat nu over in:

$$i \frac{2q_0\omega}{2gm^2\delta_0^2} \hat{q} - i \frac{2q_0^2\omega}{2gm^2\delta_0^3} Y - \frac{L\omega^2}{gD} \hat{q} = 0 \quad (13)$$

ofwel, na delen door  $\omega$  en vermenigvuldigen met  $i$ :

$$\hat{q} = \frac{2q_0^2/2gm^2\delta_0^3}{2q_0/2gm^2\delta_0^2 + i\omega L/gD} Y \quad (14)$$

Omdat uit Vergelijking 3 is te distilleren:

$$\Delta \hat{H}'_s = - \frac{L}{gD} \frac{dq'}{dt} \quad (15)$$

en dus:

$$\Delta \hat{H}_s = -i \frac{\omega L}{gD} \hat{q} \quad (16)$$

is uit Vergelijking 16 en 14 af te leiden:

$$\Delta \hat{H}_s = -i \frac{2Lq_0^2 \omega / 2g^2 m^2 \delta_0^3 D}{2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2 + i\omega L/gD} Y \quad (17)$$

Na vermenigvuldigen van teller en noemer met de toegevoegd complexe van de noemer, wordt de volgende uitdrukking verkregen:

$$\Delta \hat{H}_s' = -Y \frac{(2Lq_0^2 \omega / 2g^2 m^2 \delta_0^3 D) * (\omega L/gD + i 2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2)}{(2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2)^2 + (\omega L/gD)^2} \quad (18)$$

Nu bekijken we afzonderlijk de imaginaire en de reële term. De imaginaire term is representatief voor het verval dat uit-fase is met de trillingsbeweging en levert dus de stromingsdemping op. Voor  $\omega=0$  wordt de imaginaire term vergeleken met de limietwaarde die gevonden is in Vergelijking 5.

Het reële deel van het schuifverval levert de stromingsstijfheid op; de limietwaarde voor  $\omega=\infty$  wordt vergeleken met wat is gevonden in Vergelijking 7.

De imaginaire term is te schrijven als:

$$I(\Delta \hat{H}_s') = -i\omega Y \frac{(2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2)^2 * (Lq_0 / g \delta_0 D)}{(2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2)^2 * [1 + \{(\omega L/gD) / (2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2)\}^2]} \quad (19)$$

en dit is weer te schrijven als:

$$I(\Delta \hat{H}_s') = -\frac{Lq_0}{gD} \frac{dy}{\delta dt} \frac{1}{1 + \{(\omega L/gD) / (2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2)\}^2} \quad (20)$$

Het is eenvoudig in te zien dat voor  $\omega=0$  Vergelijking 20 overgaat in Vergelijking 5.

Het reële deel van Vergelijking 18 kan op soortgelijke wijze worden bewerkt:

$$R(\Delta \hat{H}_s') = -Y \frac{(\omega L/gD)^2 (2q_0^2 / 2gm^2 \delta_0^3)}{(\omega L/gD)^2 * [1 + \{(2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2) / (\omega L/gD)\}^2]} \quad (21)$$

Gebruik makend van Vergelijking 2 kan dit worden geschreven als:

$$R(\Delta \hat{H}_s') = -\frac{2\Delta H_0}{\delta_0} Y \frac{1}{1 + \{(2q_0 / 2gm^2 \delta_0^2) / (\omega L/gD)\}^2} \quad (22)$$

Voor grote  $\omega$ -waarden gaat het reële deel dus over in de limietwaarde die gevonden is in Vergelijking 7.



*Berekening van de overgangsfrequentie waar de stromingsdemping verzwakt en de stromingsstijfheid toeneemt.*

We kunnen de overgangsfrequentie definiëren waarbij zowel het reële als het imaginaire deel gehalveerd zijn ten opzichte van hun limietwaarde bij  $\omega=\infty$  en bij  $\omega=0$ . Deze frequentie is zowel voor het reële als het imaginaire deel van het schuifverval (Vergelijking 22 respectievelijk Vergelijking 20):

$$\frac{\omega L 2 g m^2 \delta_0^2}{2 g D q_0} = 1 \quad (23)$$

Dit kan, met gebruikmaking van Vergelijking 2, geschreven worden als

$$\frac{\omega L m \delta}{D \sqrt{2 g \Delta H}} = 1 \quad (24)$$

Dit levert de hoekfrequentie op waarbij voor de rioolschuif in Figuur 1 de stijfheid en de demping gehalveerd zijn ten opzichte van hun limietwaarden.

Betrekken we deze relatie op verticale schuiftrillingen bij een situatie met vrije waterpiegel dan geldt:

$$D = \delta \quad (25)$$

De buislengte is gedefinieerd als:

$$L = C_i \delta \quad (26)$$

Nu vinden we voor de kantelfrequentie de volgende relatie:

$$S = \frac{f \delta_0}{\sqrt{2 g \Delta H_0}} = \frac{1}{2 \pi m C_i} \quad (27)$$

Deze resultaten komen geheel overeen met wat afgelezen kan worden in Figuur A4.14 voor de negatieve demping bij verticale schuiftrillingen.

# INDEX OP ONDERWERP (DEEL A)

- Afdichtingen: blz. 196 t/m 200 (Paragraaf 6.5) en blz. 229 en 230 (Paragraaf 7.3).
- Afsluiters: blz. 189 t/m 195 (Paragraaf 6.4).
- Afvoercoëfficiënt gekoppeld aan (en oorzaak van) schuiftrilling: blz. 104 t/m 106 (Paragraaf 4.4.4).
- Badstoptrilling: blz. 90 t/m 100 (Paragraaf 4.4.1 en 4.4.2).
- Beluchting: blz. 217 t/m 220 (Paragraaf 6.9) en 234 (Paragraaf 7.6).
- Blokkering (invloed op Strouhalgetal): blz. 155 en 156.
- Cavitatie: blz. 25 (Paragraaf 1.5), 221 en 222.
- Communicerende vaten: blz. 49 t/m 51 (Paragraaf 2.3.3).
- Correlatie (afnemende correlatie met de afstand): blz. 131 en 132 (Paragraaf 5.3.7).
- Debietvariaties als oorzaak van instabiele vloeistofoscilaties: blz. 22 en 23, 112 t/m 115 (Paragraaf 4.5.1) en 146 t/m 149.
- Definities van begrippen: blz. 14 t/m 16 (Paragraaf 1.2).
- Demping en wrijving:
- Coulombse wrijving: blz. 34, 35, 233 en 234 (Paragraaf 7.5).
  - invloed demping bij harmonische excitatie: blz. 33 en 34.
  - invloed demping bij ruisexcitatie: blz. 43.
  - demping als remedie bij trillingen: blz. 233 en 234 (Paragraaf 7.5).
  - negatieve demping: zie zelfexcitatie.
  - toegevoegde demping door golfuitstraling: blz. 76 (Paragraaf 3.4.1).
  - toegevoegde demping door stroming: blz. 76 t/m 78 (Paragraaf 3.4.2 t/m 3.4.4).
- Dwarsgolven: blz. 112, 113, 116, 117, 119, 120 en 121 (Paragraaf 4.6) en 164.
- Eigenfrequentie: blz. 28 t/m 30 (Paragraaf 2.2.2).
- Ervaringen in prototype: Hoofdstuk 6, voorbeeld 6.1a, 6.1b, 6.1c, 6.1d, 6.2a, 6.2b, 6.2c, 6.2e, 6.3b, 6.4a, 6.4b, 6.4c, 6.4d, 6.5a, 6.5b, 6.5c, 6.5e, 6.6a, 6.7a, 6.8, 6.9a, 6.9b en 6.9c.
- Ervaringen in schaalmodellen: Hoofdstuk 6, voorbeeld 6.1d, 6.1e, 6.2d, 6.2f, 6.2g, 6.2h, 6.3a, 6.3b, 6.4d, 6.5d, 6.5f, 6.6b, 6.6c, 6.6d en 6.7a.

Excitatiebronnen van trillingen:

- turbulentie en wervelloslating: blz. 17, 18, 83 t/m 86 (Paragraaf 4.2) en 125 t/m 127 (Paragraaf 5.2).
- stromingsinstabiliteit: blz. 18, 19, 86 t/m 90 (Paragraaf 4.3) en 127 t/m 139 (Paragraaf 5.3).
- schuiftrillingen (algemeen): blz. 83 (Paragraaf 4.1).
- zelfexcitatie algemeen blz. 19 en 21.
- zelfexcitatie bij schuiven: blz. 90 t/m 111 (Paragraaf 4.4).
- zelfexcitatie bij omstroomde voorwerpen: blz. 139 t/m 145 (Paragraaf 5.4).
- zelfexcitatie bij vloeistofslingeren: blz. 22 en 23 en 112 t/m 119 (Paragraaf 4.5).

Excitatiefrequentie: zie Strouhalgetal.

Flutter: blz. 144 en 145 (Paragraaf 5.4.3).

Frequentiedomein: blz. 33 en 34 (Paragraaf 2.2.4).

Galopperen (Galloping):

- bij schuiven: blz. 106 en 107 (Paragraaf 4.4.5).
- bij staven: blz. 139 t/m 143 (Paragraaf 5.4.1) en blz. 156 en 157.

Gereduceerde (stroom)snelheid: blz. 38, 39, 132 t/m 135, 137, 138, 141, 142 en 156 t/m 161.

Golven:

- door trillen opgewekte subharmonische dwarsgolven: blz. 119 t/m 121 (Paragraaf 4.6).
- golfuitstraling: blz. 59 t/m 61 (Paragraaf 3.1.1) en 76 (Paragraaf 3.4.1).
- staande golf: blz. 52 t/m 55 (Paragraaf 2.3.4).

Harmonische stromingsexcitatie: blz. 39 en 40 (Paragraaf 2.2.7).

Indompelingsstijfheid: blz. 74 (Paragraaf 3.3.1).

In-flow trillingen (in de hoofdstroomrichting evenwijdig aan wand of bodem):

- bij schuiven: blz. 104 t/m 106 (Paragraaf 4.4.4).
- bij staven: blz. 143 en 144 (Paragraaf 5.4.2).

Instabiele resonantie bij vloeistofslingeren: blz. 22 en 23, 112 t/m 119 (Paragraaf 4.5) en 146 t/m 149 (Paragraaf 5.6).

Instabiliteitsindicator: blz. 107 en 108 (Paragraaf 4.4.6) en 115, 116.

Klep trillingen:

- kleppen, schuiven en afsluiters in riolen en pijpen: blz. 98 t/m 100 en 185 t/m 195 (Paragraaf 6.3 en 6.4).
- overstort: blz. 108 t/m 111 (Paragraaf 4.4.7).
- terugslagklep: blz. 99.

Koppelingen:

- tussen trillingsvormen: blz. 80 t/m 82 (Paragraaf 3.6).
- debietvariaties gekoppeld aan schuifbewegingen: blz. 112 t/m 115 (Paragraaf 4.5.1).
- afvoercoëfficiëntvariatie gekoppeld aan schuifbewegingen: blz. 104 t/m 106 (Paragraaf 4.4.4).

Krooshek: zie rooster.

Massatraagheidsmoment van de vloeistof: blz. 69 (Paragraaf 3.2.4).

Massa-Veer-Dempersysteem:

- droog: blz. 27 t/m 36 (Paragraaf 2.2.1 t/m 2.2.5).
- nat: blz. 36 t/m 43 (Paragraaf 2.2.6 t/m 2.2.8).
- meer graden van vrijheid: blz. 44 t/m 46 (Paragraaf 2.2.9).
- gecombineerd vloeistof/mechanisch systeem: blz. 56 en 57 (Paragraaf 2.4).

Omstroomde voorwerpen: blz. 122 t/m 146 (Paragraaf 5.1 t/m 5.5).

Overstort (trillingen): blz. 108 t/m 111 (Paragraaf 4.4.7) en blz. 206 t/m 212 (Paragraaf 6.6).

Plotselinge stijfheid: blz. 75 (Paragraaf 3.3.3).

Polair (toegevoegd) massatraagheidsmoment: blz. 69 (Paragraaf 3.2.4).

Pompen: blz. 146 t/m 149 (Paragraaf 5.6).

Prototypeervaring: Hoofdstuk 6, Voorbeeld 6.1a, 6.1b, 6.1c, 6.1d, 6.2a, 6.2b, 6.2c, 6.2e, 6.3b, 6.4a, 6.4b, 6.4c, 6.4d, 6.5a, 6.5b, 6.5c, 6.5e, 6.6a, 6.7a, 6.8, 6.9a, 6.9b en 6.9c.

Regelsysteem: blz. 148.

Remedies: blz. 223 t/m 234 (Hoofdstuk 7).

Resonantie bij vloeistofslingeren: blz. 21, 22, 145 en 146.

Responsie:

- bij harmonische stromingsexcitatie: blz. 39 en 40 (Paragraaf 2.2.7).
- bij ruisexcitatie door stroming: blz. 40 t/m 43 (Paragraaf 2.2.8).
- bij allerlei belastingen: blz. 35.

Reynoldsafhankelijkheid van het Strouhalgetal: blz. 124, 129 en 131.

Riolschuiven (inclusief kleppen en afsluiters in pijpen): blz. 98, 99 en 185 t/m 195 (Paragraaf 6.3 en 6.4).

Rooster(-trillingen): blz. 149 t/m 161 (Paragraaf 5.7).

Rubricering van trillingen: blz. 17 t/m 24 (Paragraaf 1.3 en 1.4).

Ruisexcitatie door stroming: blz. 40 t/m 43 (Paragraaf 2.2.8).

Schaalmodelervaring: Hoofdstuk 6, Voorbeeld 6.1d, 6.1e, 6.2d, 6.2f, 6.2g, 6.2h, 6.3a, 6.3b, 6.4d, 6.5d, 6.5f, 6.6b, 6.6c, 6.6d en 6.7a.

Schaalregels; zie Deel C.

Schotbalken: blz. 213 en 214 (Paragraaf 6.7).

Schuiven in riolen en pijpen (inclusief afsluiters en kleppen): blz. 98, 99 en 185 t/m 195 (Paragraaf 6.3 en 6.4).

Schuiven in vrije stroming: blz. 100 t/m 106 (Paragraaf 4.4.3 en 4.4.4), 108 t/m 111 (Paragraaf 4.4.7), blz. 162 t/m 184 (Paragraaf 6.1 en 6.2) en 206 t/m 212 (Paragraaf 6.6).

Shroud (mantel): blz. 227 en 228.

Slingeringen van vloeistof:

- resonantie blz. 21, 22, 47 t/m 56 (Paragraaf 2.3), 145 en 146.
- instabiele resonantie blz. 22 en 23, 112 t/m 119 (Paragraaf 4.5) en 146 t/m 149 (Paragraaf 5.6).
- versterking van trillingen door vloeistofslinging: blz. 21, 22, 145 en 146 (Paragraaf 5.5).

Spiraal: blz. 228.

Spleetvorm: blz. 200, 205, 225 t/m 227.

Spoiler: blz. 178, 207, 208, 210, 227 en 228.

Spuisluizen: blz. 146 t/m 149 (Paragraaf 5.6).

Staaude golf: blz. 52 t/m 55 (Paragraaf 2.3.4).

Staven:

- hoekige staven: blz. 66 en 67, 125 t/m 127 (Paragraaf 5.2).
- cirkelvormig of afgerond: blz. 124, 127 t/m 146 (Paragraaf 5.3 t/m 5.5).

Straalbreker: blz. 109 t/m 111 en 206 t/m 210.

Stromingstraagheid: blz. 79 en 80 (Paragraaf 3.5).

Stromingsturbulentie (excitatie door): blz. 17, 18, 83 t/m 85 en 125 t/m 127 (Paragraaf 5.1 en 5.2).

#### Strouhalgetal:

- definitie: blz. 18, 37 en 84.
- getalwaarden hoekige staven: blz. 126.
- getalwaarden ronde en afgeronde staven: blz. 124, 129 en 131.
- getalwaarden roosterstaven: blz. 152, 155 t/m 161.
- invloed blokkering: blz. 155 en 156.
- Reynoldsafhankelijkheid: blz. 124, 129 en 131.

#### Stijfheid:

- invloed stijfheid op trillingsgedrag: blz. 230 t/m 233 (Paragraaf 7.4).
- toegevoegde stijfheid door indompeling: blz. 74 (Paragraaf 3.3.1).
- toegevoegde stijfheid door stroming: blz. 74 en 75 (Paragraaf 3.3.2 en 3.3.3).
- plotselinge hydrodynamische stijfheid: blz. 75 (Paragraaf 3.3.3).

Subharmonische dwarsgolven: blz. 119 t/m 121 (Paragraaf 4.6).

Terminologie: blz. 14 t/m 16 (Paragraaf 1.2)

Terugslagklep: blz. 99.

#### Toegevoegde demping:

- door golfuitstraling: blz. 76 (Paragraaf 3.4.1).
- door stroming: blz. 76 t/m 78 (Paragraaf 3.4.2 t/m 3.4.4).

#### Toegevoegde stijfheid:

- door indompeling: blz. 74 (Paragraaf 3.3.1).
- door stroming: blz. 74 en 75 (Paragraaf 3.3.2 en 3.3.3).

#### Toegevoegde watermassa:

- algemene beschouwingen: blz. 58 (Paragraaf 3.1).
- polair (toegevoegd) massastraagheidsmoment: blz. 69 (Paragraaf 3.2.4).
- rekenmethoden: blz. 64 en 65 (Paragraaf 3.2.1).
- getalwaarden: blz. 66, 68, 69 en 74.
- invloed rioolplafond en rioollengte: blz. 70 (Paragraaf 3.2.5).
- wandinvloed: blz. 67 en 68 (Paragraaf 3.2.3).

#### Trillingen:

- badstoptrilling: blz. 92 t/m 100 (Paragraaf 4.4.2)
- trillingen van afdichtingsstrips: blz. 196 t/m 200 en 229 en 230 (Paragraaf 7.3).
- trilling van kleppen met overstort: blz. 108 t/m 111 (Paragraaf 4.4.7) en 206 t/m 212 (Paragraaf 6.6).
- trilling van staven en roosters: blz. 66, 125 t/m 146 (Paragraaf 5.2 t/m 5.5), 149 t/m 161 (Paragraaf 5.7), 206 t/m 212 (Paragraaf 6.6), 215 en 216 (Paragraaf 6.8).
- trilling van schuiven kleppen en afsluiters in riolen en pijpen: blz. 98 t/m 100 en 185 t/m 195 (Paragraaf 6.3 en 6.4).
- trilling van schuiven in vrije stroming: blz. 100 t/m 106 (Paragraaf 4.4.3 en 4.4.4), blz. 162 t/m 184 (Paragraaf 6.1 en 6.2) en 206 t/m 212 (Paragraaf 6.6).

Trillingsorzaken:

- turbulentie en wervelloslating: blz. 17, 18, 83 t/m 86 (Paragraaf 4.2) en 125 t/m 127.
- stromingsinstabiliteit: blz. 18, 19, 86 t/m 90 (Paragraaf 4.3) en 127 t/m 139 (Paragraaf 5.3).
- schuiftrillingen (algemeen): blz. 83 (Paragraaf 4.1).
- zelfexcitatie algemeen blz. 19 t/m 21.
- zelfexcitatie bij schuiven: blz. 90 t/m 111 (Paragraaf 4.4).
- zelfexcitatie bij omstroomde voorwerpen: blz. 139 t/m 144 (Paragraaf 5.4).
- vloeistofslingeren: blz. 21 t/m 23 en 112 t/m 119 (Paragraaf 4.5).

Turbines: blz. 146 t/m 149 (Paragraaf 5.6).

Turbulentie en wervelloslating: blz. 17, 18, 83 t/m 86 (Paragraaf 4.2) en 125 t/m 127.

Tijdsdomein: blz. 34 t/m 36 (Paragraaf 2.2.5).

Uitstraling van golven door trillingen: blz. 59 (Paragraaf 3.1.1) en 76 (Paragraaf 3.4.1).

Uitwateringssluizen: blz. 146 t/m 149 (Paragraaf 5.6).

Versterking van trillingen door vloeistofslingeren: blz. 21, 22, 145 en 146 (Paragraaf 5.5).

Vloeistofslingeren:

- resonantie: blz. 21, 22, 47 t/m 56 (Paragraaf 2.3), 145 en 146.
- instabiele resonantie: blz. 22 en 23, 112 t/m 119 (Paragraaf 4.5) en 146 t/m 149 (Paragraaf 5.6).
- versterking van trillingen door vloeistofslinging: blz. 21, 22, 145 en 146 (Paragraaf 5.5).

Vloeistofoscillator:

- algemene eigenschappen: blz. 47 (Paragraaf 2.3.1).
- situaties van voorkomen: blz. 47 t/m 49 (Paragraaf 2.3.2).
- communicerende vaten: blz. 49 t/m 51 (Paragraaf 2.3.3).
- staande golf: blz. 52 t/m 55 (Paragraaf 2.3.4).
- oorzaken van vloeistofoscillaties (slingerings): blz. 55 en 56 (Paragraaf 2.3.5).

Vormgeving:

- bij schuiven: blz. 224 t/m 227 (Paragraaf 7.2.1).
- bij staven: blz. 227 en 228 (Paragraaf 7.2.2).

Vrijheidsgraden (koppelingen): blz. 80 t/m 82 (Paragraaf 3.6).

Wandinvloed bij toegevoegde watermassa: blz. 67 en 68 (Paragraaf 3.2.3).

Wervelloslating en turbulentie: blz. 17, 18, 83 t/m 86 (Paragraaf 4.2) en 125 t/m 127.

(Coulombse) Wrijving: blz. 35, 233 en 234 (Paragraaf 7.5).

Zelfexcitatie (of negatieve demping):

- algemeen: blz. 19 t/m 23 en 46.
- bij schuiven: blz. 90 t/m 111 (Paragraaf 4.4).
- bij omstroomde voorwerpen en staven: blz. 139 t/m 144 (Paragraaf 5.4).



## LEVENSBESCHRIJVING AUTEURS



Dr. ir. P.A. Kolkman, geboren in 1932, is afgestudeerd aan de TU Delft in 1956 en gepromoveerd in 1976 op het onderwerp trillingen bij afsluitingsmiddelen. Hij is gedurende zijn gehele loopbaan werkzaam geweest bij het Waterloopkundig Laboratorium. Van 1968 tot 1990 was hij bovendien in deeltijd werkzaam als wetenschappelijk medewerker bij de TU Delft.

Dr. Kolkman is betrokken geweest bij het ontwerp van vrijwel alle grote Nederlandse schutsluizen, rivierstuwen en stormvloedkeringen en heeft geadviseerd bij grote buitenlandse waterbouwkundige werken. Van zijn hand verschenen diverse toonaangevende publicaties. Vooral zijn werk op het gebied van trillingsbestrijding bij schuiven en afsluiters heeft internationaal bekendheid gekregen. Hij is medeauteur van een aantal Engelstalige boeken, onder andere op het gebied van zout-zoetscheidings-systemen bij schutsluizen en afvoerrelaties bij kunstwerken. Thans is hij hoofdredacteur van het tijdschrift van de 'International Association of Hydraulic Research (IAHR)'.



Ir. T.H.G. Jongeling is geboren in 1947 en in 1976 afgestudeerd in de Toegepaste Mechanica aan de TU Delft. Hij is werkzaam geweest bij HBC en IBBC-TNO en is sinds 1977 in dienst van het Waterloopkundig Laboratorium.

Ir. Jongeling heeft zich gespecialiseerd in de dynamica van waterbouwkundige constructies en heeft onderzoeks- en adviesopdrachten uitgevoerd, voor met name de grote afsluitwerken in Nederland en in het buitenland, op het gebied van trillingen en golfklappen. Daarnaast heeft hij bijgedragen aan het ontwerp van tal van grote en kleinere waterbouwkundige werken. Van zijn hand zijn diverse publicaties op het gebied van constructie-trillingen verschenen. Inmiddels is ir. Jongeling ook werkzaam op het gebied van irrigatiesystemen.

Dienst Weg- en Waterbouwkunde  
Bouwdienst Rijkswaterstaat

Waterloopkundig Laboratorium

