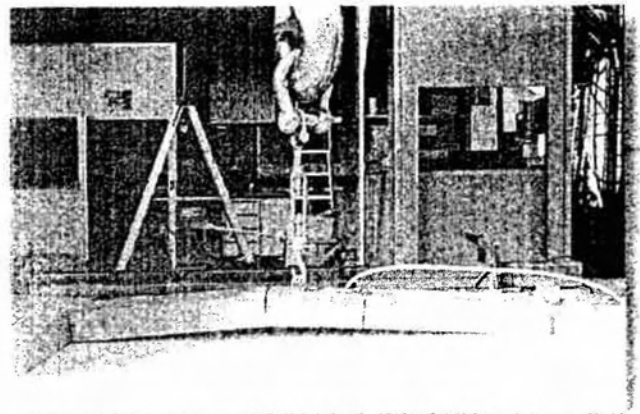
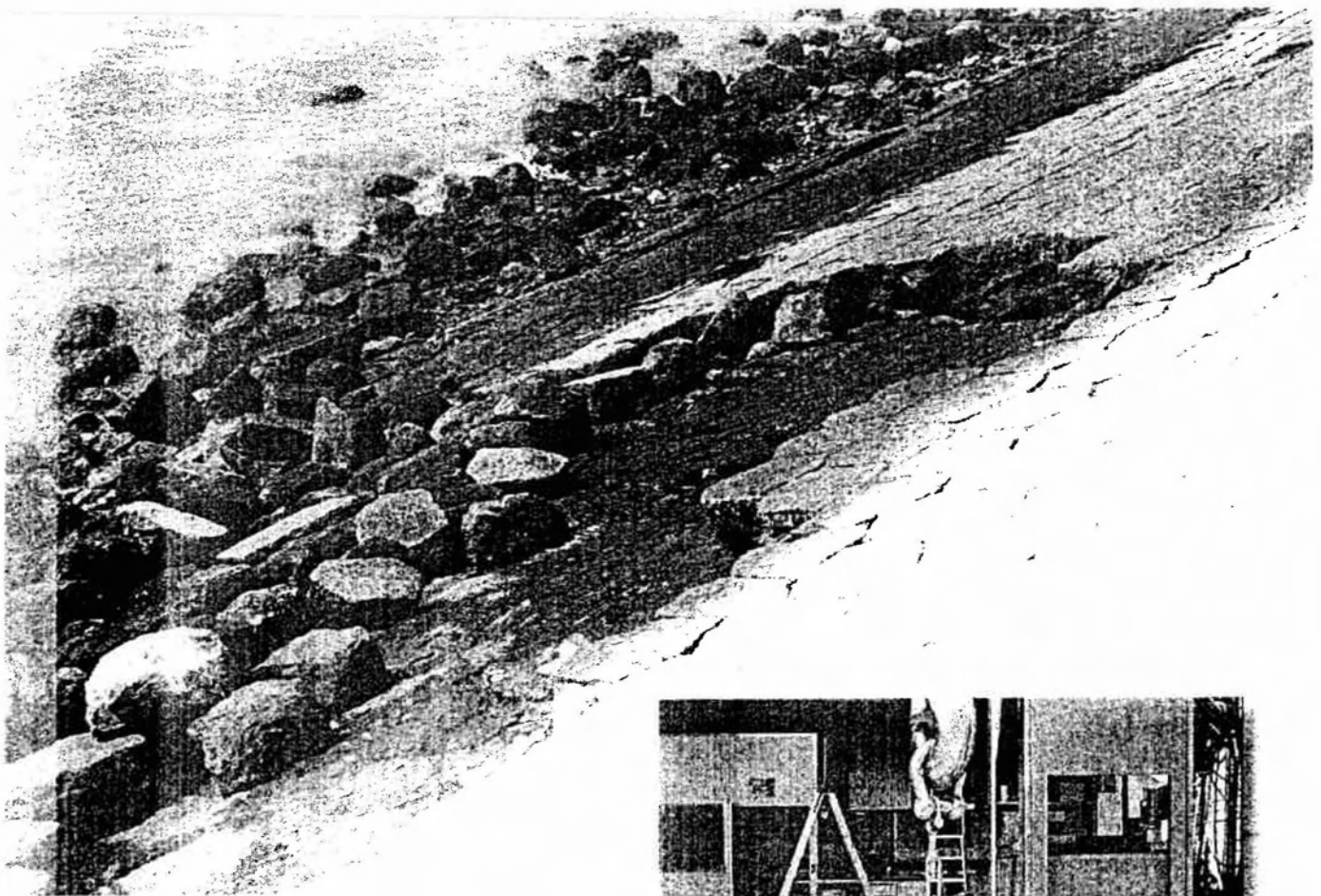


Inklemefec steenzettingen op dijken

Eindige-elementenstudie naar geometrisch en
fysisch niet-lineair gedrag van blokkenmodellen



Technische Universiteit Delft
Faculteit der Civiele Techniek
Vakgroep Mechanica en Constructies

Inklemeffecten bij steenzettingen op dijken

Eindige-elementenstudie naar geometrisch- en fysisch niet-lineair gedrag van blokkenmodellen

*Eindrapport van een afstudeerproject aan de Technische Universiteit te Delft.
Het afstudeeronderzoek vond plaats bij TNO Bouw te Rijswijk, in opdracht van
Rijkswaterstaat Dienst Weg- en Waterbouwkunde te Delft.*

A.S.J. Suiker
maart, 1995

TU Delft rapport nr. 03.21.0.31.09
TNO Bouw rapport nr. 95-NM-R0253

TNO Bouw te Rijswijk
Sectie Numerieke Mechanica



TU Delft



Ministerie van Verkeer en Waterstaat

Directoraat-Generaal Rijkswaterstaat



Dienst Weg- en Waterbouwkunde



Technische
Adviescommissie voor de
Waterkeringen

VOORWOORD

Dit rapport is het resultaat van een afstudeerwerk aan de Technische Universiteit te Delft, Faculteit der Civiele Techniek. Het bevat een beschouwing van inklem-effecten bij steenzettingen op dijken, die het gevolg zijn van niet-lineair gedrag van de dijkblokken op deze zetting. Het onderzoek vond plaats bij TNO Bouw te Rijswijk, sectie Numerieke Mechanica. Het project werd gefinancierd door Rijkswaterstaat, Dienst Weg- en Waterbouwkunde te Delft.

Het zwaartepunt van het onderzoek lag nadrukkelijk aan de mechanica-kant. Er is zoveel mogelijk geprobeerd het rapport voor een breed publiek leesbaar te houden, door middel van een enigszins uitvoerige wijze van rapporteren aangevuld met illustraties.

Behalve het maken van numerieke berekeningen met behulp van het eindige-elementenmethode-pakket DIANA, is tijdens de afstudeerperiode geassisteerd bij het doen van trekproeven op een houten blokkenmodel. Dit vond plaats bij Grondmechanica Delft. Tevens is assistentie verleend bij de uitvoering van trekproeven op dijkblokken (Colijnsplaat, Zeeland) door Rijkswaterstaat, Dienst Weg- en Waterbouwkunde. Ik ben de mensen die dit mogelijk hebben gemaakt dan ook zeer erkentelijk. Deze proeven gaven een leuke en leerzame praktische aanvulling, hetgeen ten goede kwam aan het (theoretische) onderzoek.

Verder gaat mijn dank uit naar allen die tot een plezierige totstandkoming van dit afstudeerwerk hebben bijgedragen. Hierbij in eerste instantie de leden van de afstudeercommissie, die door middel van nuttige en vakbekwame aanbevelingen een waardevolle bijdrage aan het onderzoek vormden. Ook wil ik de medewerkers van de sectie Numerieke Mechanica van TNO Bouw bedanken, in het bijzonder Dr.Ir. J.G. Rots voor de supervisie gedurende het onderzoek, Ir. N.M. Naaktgeboren voor de inwijding binnen DIANA en Ir. G.M.A. Kusters voor de ter beschikking gestelde faciliteiten.

A.S.J. Suiker
Maart 1995
Rijswijk

Afstudeercommissie:

Prof.Dr.Ir. J. Blaauwendraad (voorzitter)
Technische Universiteit Delft, Faculteit der Civiele Techniek

Dr.Ir. J.G. Rots
Technische Universiteit Delft, Faculteit der Civiele Techniek &
TNO Bouw, Afdeling Numerieke Mechanica, Rijswijk

Dr. H. den Adel
Grondmechanica Delft, Delft

Ir. H.L. Bakker
Rijkswaterstaat, Dienst Weg- en Waterbouwkunde, Delft

INHOUD

	<i>Samenvatting</i>	7
Hoofdstuk 1	<i>Inleiding</i>	9
1.1	Historie	9
1.2	Doelstelling	11
1.3	Rapportinhoud	11
Hoofdstuk 2	<i>Algemene mechanica-beschouwingen</i>	13
2.1	Algemeen	13
2.2	Fysisch niet-lineair gedrag	13
2.3	Geometrisch niet-lineair gedrag	14
2.4	Analytische oplossing voor het staaf-doorslagmechanisme	15
2.5	Nadere beschouwing staaf-doorslagmechanisme	17
Hoofdstuk 3	<i>Numerieke modellen binnen de eindige elementenmethode</i>	23
3.1	Algemeen	23
3.2	Globale uitleg eindige elementenmethode en gebruikte elementen	23
3.3	Materiaalwetten bij interface elementen	24
3.3.1	Algemene beschouwing	24
3.3.2	Het (fysisch niet-lineaire) discrete scheurmodel	25
3.3.3	Het (fysisch niet-lineaire) Coulombse wrijvingsmodel	28
3.4	Geometrisch niet-lineair gedrag bij interface elementen	31
3.5	Oplosprocedures en sturingsmethodieken voor niet-lineair gedrag	36
Hoofdstuk 4	<i>Numerieke studie GD-houten blokkenmodel</i>	39
4.1	Algemeen	39
4.2	Modellering	41
4.3	Invloed van geometrie- en materiaalparameters	42
4.3.1	Representatieve elasticiteitsmodulus (E_{rep})	43
4.3.2	Breedte van het blokelement ($b_{y,blok}$)	43
4.3.3	Dwarscontractiecoëfficiënt (ν)	43
4.3.4	Aanvangsvoorspankracht (N_0)	44
4.3.5	Blokhoogte (h_{blok})	44
4.4	Meshobjectiviteitsstudie	47
4.5	Nadere beschouwing van de framerand-aansluiting	50
4.6	Verificatie numerieke resultaten (fijnste mesh) aan GD-trekproef en Lotus-model	53
4.7	Analyse van spanningen en vervormingen tijdens belastingsproces	55
4.8	Samenvatting en evaluatie	59

Hoofdstuk 5	<i>Effect rand- en contactstijfheid bij houten blokkenmodel</i>	61
5.1	Algemeen	61
5.2	Expliciete modellering randstijfheid	61
5.3	Expliciete modellering contactstijfheid	64
5.3.1	Modellering contactstijfheid, variatie van positionering	67
5.3.2	Modellering contactstijfheid, variatie $t_{\Delta u}$ -relatie	72
5.4	Samenvatting en evaluatie	75
Hoofdstuk 6	<i>Numerieke studie steenzetting op dijken</i>	77
6.1	Algemeen	77
6.2	Kenmerken van te modelleren dijkconstructie	77
6.3	Belasting gedurende golfaanval	78
6.4	Modellering	81
6.5	Berekeningsresultaten en interpretatie	89
6.5.1	Resultaten bij golfbelasting op $t=6.93$ sec, 'geen topschot' model	89
6.5.2	Resultaten bij golfbelasting op $t=6.93$ sec, 'n.l. verend topschot' model	99
6.5.3	Resultaten bij golfbelasting op $t=6.93$ sec, 'oneindig stijf topschot' model	101
6.5.4	Vergelijking van resultaten op $t=6.93$ sec, $t=1.85$ sec, $t=7.16/1.96$ sec	104
6.6	Analyse van spanningen en snedekrachten op moment van bezwijken	107
6.7	Nadere beschouwing betreffende de variatie van de topschotstijfheid	110
6.8	Samenvatting en evaluatie	112
Hoofdstuk 7	<i>Conclusies, praktische aanbevelingen en suggesties vervolgonderzoek</i>	113
7.1	Algemeen	113
7.2	Conclusies en aanbevelingen volgend uit numerieke houten blokkenmodelstudie	113
7.3	Conclusies en aanbevelingen volgend uit numerieke dijkmodelstudie	114
7.4	Suggesties vervolgonderzoek	115
Bijlagen		
I	<i>Afleiding van formule (3.34)</i>	123
II	<i>Bepaling randstijfheid van houten blokkenmodel, en numerieke implementatie</i>	125
III	<i>Bepaling contactstijfheid van houten blokkenmodel, en numerieke implementatie</i>	133
IV	<i>Invoer- en uitvoergegevens van 'Steenzet 1+' berekening</i>	137
V	<i>Figuren betreffende resultaten dijkmodel op $t=1.85$ sec, en $t=7.16/1.96$ sec.</i>	143
	<i>Literatuur</i>	153

SAMENVATTING

Nederland staat van oudsher bekend om haar gevecht tegen het zeewater. Inundaties in een ver en tevens recent verleden hebben ertoe geleid dat ons land een rijke traditie kent qua dijkenbouw. Tot voor kort hanteerde men bij het aanleggen van dijken een werkwijze die voornamelijk is gebaseerd op ervaring en empirie. In het geval een dijk bezweek onder extreme golfaanval, werd deze hersteld en daar waar mogelijk verzaamd. Bij deze wijze van bouwen is de veiligheid die volgt uit de belasting en sterkte, niet expliciet gedefiniëerd, waardoor het inzicht in de gehele materie gering is. Door de Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen (TAW) is in de jaren '80 een rekenmodel voor de dimensionering van steenzettingen opgesteld. Een van de belangrijkste uitgangspunten van dit model is dat de kracht, nodig om een los blok uit een steenzetting te lichten, gelijk is aan het eigen gewicht van zo'n blok vermeerderd met de wrijving ten gevolge van het eigen gewicht. Bij trekproeven 'in situ' aan bestaande steenzettingen blijkt echter dat er vrijwel altijd aanzienlijk hogere trekkrachten nodig zijn.

Tot voor kort kon men niet verklaren welke factoren de exacte oorzaak waren van deze 'verborgen veiligheid'. Er bestond wel het vermoeden dat de verticale bezwijkbelasting afhankelijk was van een gunstige horizontale inklemkracht, maar men achtte dit fenomeen onberekenbaar waardoor deze tot op heden nog niet is meegenomen in de rekenmodellen.

In dit rapport is via numerieke technieken die deels zijn geverifieerd aan experimentele resultaten van een houten blokkenmodel, een fundament gelegd waarop het fenomeen inklemming bij steenzettingen bestaande uit losse elementen, wordt ontleed. Een belangrijke conclusie uit dit rapport is dat inklemming bij toplagen op dijken afhankelijk kan zijn van drie effecten; het eigen gewicht (1^o-orde effect), de wrijving langs de dijkelling (2^o-orde effect) en de opsluiting door top- en teenschot (2^o-orde effect). De aanname die men in het verleden dan ook deed was dat een 1^o-orde evenwichtsbeschouwing (onvervormde toestand) werd gedaan, waarbij men de 2^o-orde effecten (vervormde toestand), ook wel bekend als geometrisch niet-lineaire effecten, niet in beschouwing nam. Deze 2^o-orde effecten kunnen bij kleine verplaatsingen (orde mm's) reeds aanzienlijke inklemkrachten mobiliseren, en er zodoende voor zorgen dat de 2^o-orde bezwijkbelasting een veelvoud hoger kan liggen in vergelijking tot de 1^o-orde bezwijkbelasting. Hier dient echter onderkend te worden dat dit niet noodzakelijk het geval hoeft te zijn. Als gevolg van inhomogeniteiten in een toplaagconstructie zoals ongelijke steendikten, variabele wrijving langs dijkelling, ongelijke voegdikten etc. treedt inklemming niet overal in gelijke mate op. Daar komt nog bij dat het eigen gewicht en de wrijving bovenaan de zetting minder groot zijn dan beneden aan de zetting. Het bovenste blok zal dan ook alleen inklemming kunnen ontleen aan het topschot. Wanneer dit blok enigszins los ligt, zal het op afschuiving uit de zetting worden gedrukt, hetgeen een lagere bezwijkbelasting oplevert dan bij inklemming het geval is. Deze eventuele zwakke schakels kunnen daarmee maatgevend worden voor de gehele toplaagconstructie, waardoor dimensionering op inklemming ook niet los kan staan van 'de kans op een los blok'.

Alleen al vanwege het feit dat de niet-lineaire steenzettingsproblematiek analytisch moeilijk te kwantificeren is, levert investering in numerieke modelvorming zeer zeker rendement op voor praktijkgerichte studies. Rationele modellering van het inklemmingsfenomeen is noodzakelijk, daar bij verwaarlozing van dit verschijnsel vele steenzettingen rekentechnisch niet voldoen.

De primaire doelstelling van dit rapport is dan ook om inzicht te krijgen in de bezwijkmechanismen van ingeklemde steenzettingen en de invloed hierop van verschillende modelparameters. Bij de blokkenmodelleringen is rekening gehouden met gaping en wrijving van de blokken, en de geometrisch niet-lineaire vervormingen die het model ondergaat.

De conclusies volgend uit de analyses van de uitvoerresultaten zijn verwoord in praktische aanbevelingen, en suggesties voor vervolgonderzoek. De lijn die met dit rapport is uitgezet kan zodoende worden doorgetrokken om uiteindelijk via een experimenteel/numerieke basis te komen tot ontwerpregels voor de constructeur. Dit kunnen zowel grafieken en tabellen zijn, als 'special purpose'-programmatuur, waarbij het inklemverschijnsel op een snelle en juiste wijze wordt verdisconteerd.

1. INLEIDING

In het kader van een afstudeeropdracht aan de TU Delft, faculteit der Civiele Techniek is in opdracht van Rijkswaterstaat Dienst Weg- en Waterbouwkunde (DWW) onderzoek verricht bij TNO-Bouw naar de interactie tussen blokelementen in toplagen van dijken (b.v. Haringmanblokken). Het betreft hier numeriek onderzoek met behulp van het eindige-elementenmethodepakket DIANA (DISplacement ANALysis). Er zijn geometrisch- en fysisch niet-lineaire berekeningen uitgevoerd op blokkenmodellen, om zodoende meer inzicht te krijgen in de gunstige horizontale inklemeffecten die optreden bij verticale blokbelasting.

1.1 Historie

Het ontwerp van een Nederlandse dijkbekleding is gebaseerd op ervaring. Dit houdt in dat men de bekleding die tijdens extreme stormvloed bleef liggen, acceptabel vond. Gedeelten waarbij schade optrad, werden hersteld en daar waar mogelijk verzaagd. Een nadeel van deze aanpak is dat veiligheidscoëfficiënten en sterktes niet expliciet gedefiniëerd zijn, waardoor het inzicht gering is.

Halverwege de jaren '80 is analytisch en experimenteel onderzoek gestart naar de sterkte van een toplaag welke is opgebouwd uit losse elementen. Hierbij hanteerde men zowel deterministische als probabilistische beschouwingen [11,20,21,25]. Men kwam tot de conclusie dat een toplaag bestaande uit een samenstel van losse elementen een grotere sterkte kan hebben dan de sterkte die volgt uit het eigen gewicht/wrijving van een enkel blokelement. Anders geformuleerd: een factor inklemming zorgt voor een aanvullende sterkte van de toplaag. Deze factor inklemming achtte men destijds zeer onberekenbaar, waardoor deze aanvankelijk niet werd meegenomen in rekenmodellen. Een dusdanige veronderstelling had echter wel tot gevolg dat vele blokkenbekledingen rekentechnisch niet voldeden, daar de faalkans van de bekleding op super-stormvloed peil in dat geval gelijk was aan 1.0. Wil men dus een meer realistische beschouwing hanteren, dan zal daarbij toch met inklemming rekening moeten worden gehouden.

Om de optredende inklemming beter te kunnen begrijpen en inzicht te krijgen in de sterkte(verdeling) van een zetting is men in 1990 van start gegaan met de uitvoering van trekproeven op bestaande dijken (Colijnsplaat, Breskens, de afsluitdijk en Maassluis). De resultaten hiervan zijn te vinden in [26-29]. De trekproeven 'in situ' bevestigden bovenstaande gedachte dat de trekkracht die nodig bleek voor het 'uit de zetting trekken' van een blok vele malen groter was dan het eigen gewicht van het blok. Meestal kwam een blok zelfs helemaal niet uit de zetting. De spreiding in de resultaten was aanzienlijk en vooralsnog kon de oorzaak van de extra sterkte niet eenduidig worden vastgesteld.

Bakker [23] deed in 1991 de suggestie dat deze sterk verhoogde trekkracht afhankelijk zou kunnen zijn van geometrisch niet-lineaire gedrag van de dijkbekleding. Hiermee wordt bedoeld dat voor een blok een inklemkracht (N) wordt ontwikkeld wanneer het een verticale verplaatsing (Δh) ondergaat ten gevolge van een verticale trekkracht (F) (zie fig. 1.1). De oorzaak van deze inklemkracht is gelegen in het feit dat bij voldoende wrijving de blokken naast het getrokken blok gaan meebewegen en kantelen. Hoewel het om een geringe kanteling gaat, wordt door een hoekverdraaiing de lengte van een blok in de richting van de zetting iets groter.

Wanneer deze lengteverandering niet (of in geringe mate) kan optreden resulteert dit in een inklemkracht (N).

Het verband tussen de trekkracht F en de verplaatsing Δh is een niet-lineair verband. Dit geldt ook voor het verband tussen de inklemkracht N en de verplaatsing Δh .

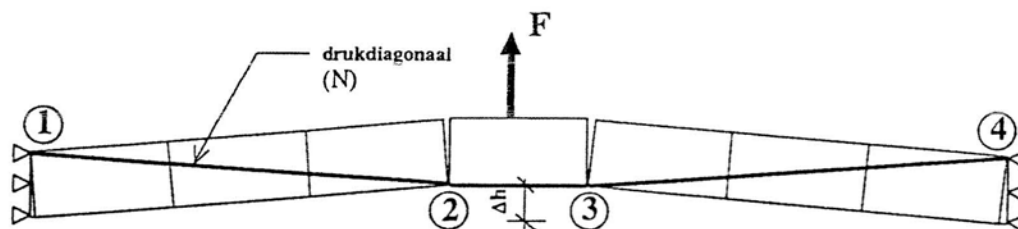


fig. 1.1 ontwikkeling inklemkracht (N), ten gevolge van verticale trekkracht (F)

In november 1993 heeft DWW in samenwerking met Grondmechanica Delft (GD) een aantal laboratoriumproeven gedaan. Daar deze plaatsvonden in het gebouw van GD, zullen ze in het vervolg van dit rapport worden aangeduid als de 'GD-trekproeven'. Het betrof trekproeven die werden uitgevoerd op een 3-dimensionaal houten blokkenmodel. De blokken lagen opgesloten in een houten frame, waarbij op (bepaalde) blokrijen een lichte voorspanning werd aangebracht, en vervolgens aan het middelste blok in verticale zin verplaatsingsgestuurd werd getrokken. Met deze proefopstelling is via drukopnemers de inklemkracht (N) als functie van de verticale trekkracht (F) onderzocht. Ook de verticale verplaatsing van het getrokken blok is tijdens de metingen meegenomen. Er is een aantal proeven gedaan waarbij de geometrie varieerde (halfsteensverband, steensverband), en tevens zijn er enkele trekproeven uitgevoerd op een rij blokken. In dat geval kan men dus spreken van een 2-dimensionaal houten blokkenmodel. De resultaten en randvoorwaarden van deze experimenten zijn te vinden in [10].

Door Bakker is in december 1993 een rekenmodel in het spreadsheet-programma LOTUS ontwikkeld, waarmee het geometrisch niet-lineaire gedrag van een 2D houten blokkenmodel kan worden gesimuleerd. Een korte uitleg van dit programma staat beschreven in [6]. Dit rekenmodel geeft een snel en goed inzicht in de essentie van het niet-lineaire inklemgedrag. Daar staat tegenover dat een aantal effecten vrij globaal worden verdisconteerd. Er wordt niet op locale schaal aan spanningen gerekend en tevens dient men voor het gehele model met een (niet)-lineair stijfheidsverloop te rekenen waarbij verdere specificatie in stijfheden achterwege wordt gelaten. Met 'verdere specificatie in stijfheden' wordt bedoeld dat bij het houten blokkenmodel de modelstijfheid bestaat uit een blokstijfheid, een stijfheid ter plaatse van de blokcontactvlakken, en een stijfheid die volgt uit het elastische gedrag van de frame-randen waartussen de blokken opgesloten liggen. Een nadere toelichting op deze drie stijfheden volgt in hoofdstuk 4.

Er is vooralsnog geen koppeling mogelijk tussen het LOTUS-model en een steenzetberekening. Dit omdat bij een stabiliteitsberekening van een steenzetting ook factoren meespelen die niet in dit model verdisconteerd zijn, waaronder: wrijving langs de dijkelling, variabele belasting door golfaanval, eigen gewicht dijkblokken etc.

1.2 Doelstelling

Om de verborgen veiligheid van steenzettingen beter te kunnen afschatten, is het belangrijk te weten in welke mate de hierboven beschreven geometrisch niet-lineaire vervormingen een inklemkracht mobiliseren. Voor een juiste beoordeling van de stabiliteit van steenzettingen is het ook van belang een indruk te krijgen van de invloed van verschillende geometrie- en materiaalparameters die tijdens een geometrisch niet-lineair belastingsproces een rol spelen. Daar er een spreiding is in de materiaal-eigenschappen en de geometrie, is het gecompliceerd een fysisch-mathematische modellering te verdisconteren in veiligheidsbeschouwingen van steenzettingen. Desalniettemin zullen er wat inklemming betreft goede en degelijke richtlijnen voor de dijkenbouwpraktijk moeten worden aangedragen aan de hand van een theoretisch wetenschappelijke onderbouwing. Dit rapport kan hiertoe een eerste aanzet geven.

Het onderzoek beschreven in dit rapport, is ontkoppeld in een numerieke studie aan het 2D GD-houten blokkenmodel en een praktijkgerichte case-studie betreffende een toplaag van losse blokelementen. De resultaten uit de numerieke studie aan het houten blokkenmodel kunnen worden geverifieerd aan experimentele resultaten uit een GD-trekproef. Ook het LOTUS-model van Bakker kan dienen ter vergelijking van uitvoerresultaten. Mede op basis van deze numerieke modellen kan een definitieve modellering voor de case-studie naar dijkblokken worden samengesteld. De conclusies volgend uit het gehele numerieke onderzoek zullen worden vertaald naar praktische aanbevelingen en suggesties voor eventueel vervolgonderzoek.

1.3 Rapportinhoud

Ter inleiding zullen in *hoofdstuk 2* een aantal algemene mechanicabeshouwingen worden gedaan. Het betreft hier een korte uitleg van geometrisch- en fysisch niet-lineair gedrag, gevolgd door een analytische beschouwing van het staaf-doorslagmechanisme. Dit staaf-doorslagmechanisme is analoog aan het blokken-doorslagmechanisme, en geeft een duidelijk inzicht in de materie.

In *hoofdstuk 3* worden numerieke modellen in DIANA behandeld, die gebruikt zijn bij de berekeningen in hoofdstuk 4-6. Het betreft hier zowel materiaalmodellen, als eindige elementenformuleringen voor interface elementen met betrekking tot grote verplaatsingsanalyses. Het hoofdstuk eindigt met een verhandeling van incrementeel-iteratieve oplosprocedures, en een uitleg van de gebruikte sturingsmethoden tijdens het belastingsproces.

In *hoofdstuk 4* staat een verhandeling van eindige-elementenberekeningen van het 2D houten blokkenmodel uit de GD-trekproeven. Daarbij is onder andere gekeken naar meshobjectiviteit, evenals naar de variatie van een aantal modelparameters. De spanningen en vervormingen zijn hierbij uitvoerig beschouwd en daaraan volgt een verificatie aan de experimentele resultaten van de GD-trekproeven en het LOTUS-model van Bakker.

In *hoofdstuk 5* is bij het houten blokkenmodel de randstijfheid van het frame en de contactstijfheid tussen de blokken meegenomen. Met betrekking tot de contactstijfheid is een variatiestudie uitgevoerd, waarbij voor deze parameter zowel het stijfheidsverloop, als de situering in het model zijn gevarieerd. Ook hierbij worden de resultaten geverifieerd aan de GD-trekproeven en het LOTUS-model.

Hoofdstuk 6 richt zich op een beschouwing van een 2D model van een dijktoplaag. Allereerst worden onderdelen van de eindige elementenmodellen behandeld, waaronder de belastinggevallen, elementen, materiaalmodellen etc. Daarna volgt een analyse van de numerieke rekenresultaten. Ook hier is een geometrie-variatiestudie gedaan; er zijn 3 verschillende manieren qua topschot-modellering doorgerekend. Deze zijn: 'geen topschot' model, 'niet-lineair verend topschot' model en 'oneindig (translatie-)stijf topschot' model. Na een analyse van de uitvoeresultaten betreffende de verschillende geometriën en belastinggevallen, volgt een beoordeling van de optredende spanningen en de snedekrachten onder de maatgevende belastingsituatie. Het hoofdstuk sluit af met een beschouwing van de invloed van de topschotstijfheid op de opneembare belasting.

In *hoofdstuk 7* worden conclusies uit de berekeningen behandeld, en vertaald naar praktische aanbevelingen. Aansluitend volgen suggesties betreffende het vervolgonderzoek naar ingeklemde steenzettingen. De numerieke modellen zijn hierbij aan een kritisch oog onderworpen. Zowel de praktische aanbevelingen als de suggesties betreffende vervolgonderzoek hebben een optioneel karakter en dienen niet als zaligmakend te worden beschouwd.

2. ALGEMENE MECHANICA-BESCHOUWINGEN

2.1 Algemeen

In dit hoofdstuk zijn allereerst enkele mechanica-beschouwingen gegeven met betrekking tot een blokkenmodel. Het doel hiervan is de lezer een introductie aan te reiken met betrekking tot niet-lineair gedrag bij blokkenmodellen. Wanneer trekproeven worden uitgevoerd op een 2D blokkenmodel volgens fig. 2.1, zijn er twee soorten niet-lineair gedrag te onderscheiden:

- fysisch niet-lineair gedrag
- geometrisch niet-lineair gedrag

De essentie van deze twee verschijnselen wordt in paragraaf 2.2 en 2.3 behandeld. Wanneer een blokkenmodel 'doorslaat' spreekt men van een blokken-doorslagmechanisme. Een mechanisme wat hier analoog aan is, is het staaf-doorslagmechanisme. Dit mechanisme is vrij eenvoudig af te leiden, en daardoor inzichtelijk. In paragraaf 2.4 en 2.5 volgt hiervan een analytische uitwerking.

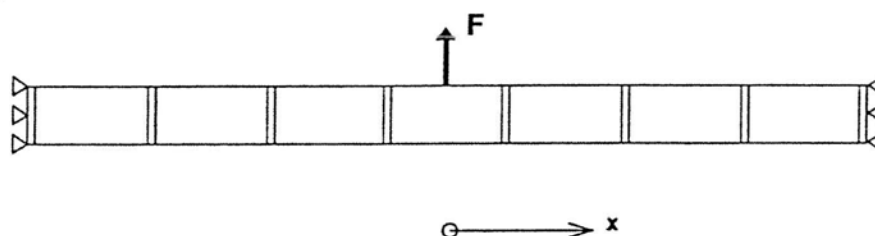


fig. 2.1 overzicht blokkenmodel

2.2 Fysisch niet-lineair gedrag

In fig. 2.2 is een voorstelling te zien van 3 blokken, waarbij de twee buitenste blokken gefixeerd worden, en het middelste blok wordt belast door een verticale trekkracht F . Het geheel is voorgespannen met een voorspankracht N_0 en de blokken worden star verondersteld ten opzichte van de voegen. De bezwijktrekkracht F_{max} is dan volledig afhankelijk van het wrijvingsgedrag van de voegen.

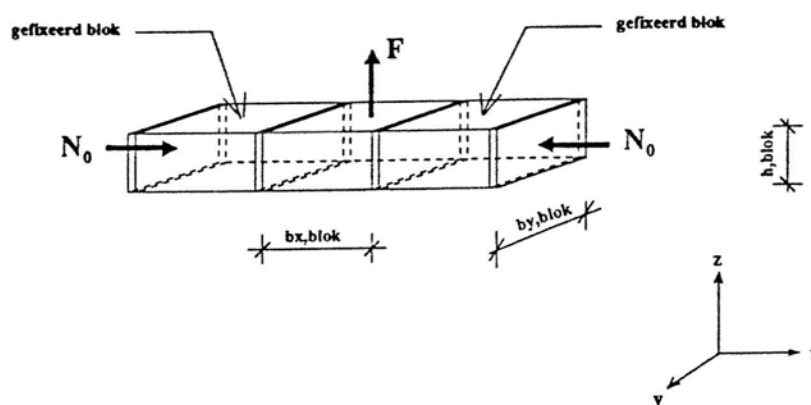


fig. 2.2 blokkenmodel met betrekking tot fysisch niet-lineair gedrag

Bij het bereiken van het wrijvingscriterium in dit zuivere afschuifprobleem, zal het middelste blok eruit gelicht worden. Het gedrag van de voegen kan beschreven worden met het Coulombse wrijvingscriterium. De bijbehorende vloeifunctie luidt:

$$f = \tau + \sigma \tan \phi - c \quad (2.1)$$

waarbij c de cohesie is en ϕ de hoek van inwendige wrijving. De spanningen σ en τ zijn in dit geval gelijk aan:

$$\sigma = \frac{-N_0}{b_{y,blok} * h_{blok}} \quad \text{en} \quad \tau = \frac{1/2 F}{b_{y,blok} * h_{blok}}$$

In bovenstaande formules is gebruik gemaakt van de tekenafspraken volgens de mechanica, waarbij trek positief wordt verondersteld.

Zolang $f < 0 \text{ N/mm}^2$, zal de voeg zich elastisch gedragen. Wanneer $f = 0 \text{ N/mm}^2$ zullen de blokken ter plaatse van de voeg gaan slippen daar de voeg de plastische toestand heeft bereikt.

2.3 Geometrisch niet-lineair gedrag

In fig. 2.3 is aangegeven hoe het blokkensysteem geometrisch niet-lineair kan vervormen wanneer hierop een verticale trekkracht F wordt uitgeoefend. Het verband tussen de verticale verplaatsing Δh van het getrokken blok en de trekkracht F zal bij dit model verlopen volgens een niet-lineaire curve. Dit probleem staat ook wel bekend als het 'blokken-doorslagmechanisme', omdat bij incrementele ophoging van de trekkracht F het systeem op een bepaald moment doorslaat (bezwijkt). De punten 1 tot en met 4 in fig. 2.3 zullen in het verdere vervolg van dit rapport worden aangeduid als scharnierpunten.

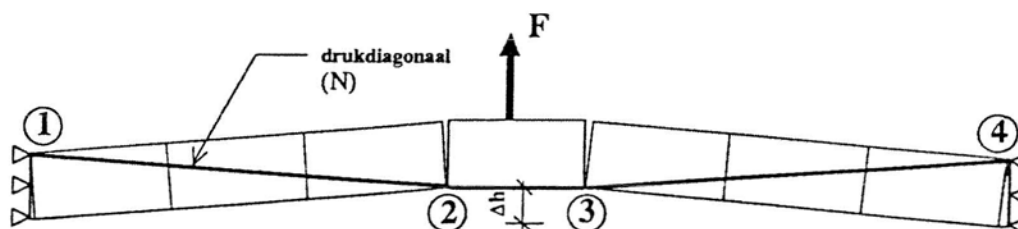


fig. 2.3 blokkenmodel met betrekking tot geometrisch niet-lineair gedrag

Het mechanica-principe van dit blokkenmechanisme is als volgt. Bij voldoende blok-wrijving zullen de blokken naast het getrokken blok gaan meebewegen en kantelen. Hierdoor zal de horizontale lengte van zo'n blok normaal gesproken groter worden.

Deze verlenging kan hier echter niet optreden, wat resulteert in een verkorting van de drukdiagonalen 1-2 en 3-4. Het resultaat van deze verkorting is dat er in de drukdiagonalen een drukkracht N ontstaat, die er voor zorgt dat het getrokken blok wordt ingeklemd. Men spreekt dan ook wel van een 'inklemeffect', of wanneer het een dijkbekleding betreft, een 'ingeklemde' zetting. Zoals hiervoor al even genoemd is het bij dit geometrisch niet-lineaire verschijnsel wel belangrijk dat bij het overbrengen van deze drukkracht N , het vloeicriterium voor de voegen zoals beschreven in par. 2.2 niet wordt overschreden ($f < 0 \text{ N/mm}^2$). Later in dit rapport zal blijken dat dit ook inderdaad niet gebeurt. Tevens mogen andere fysische niet-lineairiteiten (b.v. het 'verbrijzelen' of 'splinteren' van de blokken zelf) niet optreden. Dit zal sporadisch misschien wel op lokale (micro) schaal het geval zijn, maar dan is dit effect waarschijnlijk verwaarloosbaar ten opzichte van het geometrisch niet-lineaire effect.

Een doorslagprobleem wat enigzins analoog is aan het blokken-doorslagmechanisme is het 'staaf-doorslagmechanisme'. In fig. 2.4 is het systeem weergegeven waarbij dit mechanisme kan optreden. De analogie volgt uit het feit dat de staaf-elementen overeenkomen met de drukdiagonalen van het blokkenmodel, waardoor de karakteristieken van beide mechanismen grotendeels hetzelfde zijn.

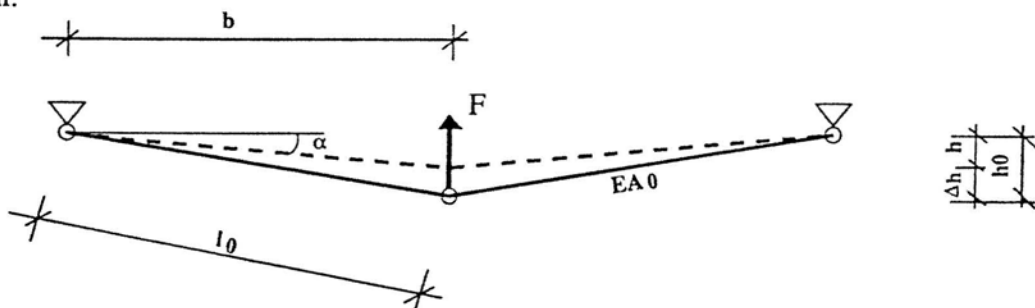


fig. 2.4 staaf-(doorslag)systeem

Het is mogelijk voor het staaf-doorslagmechanisme een analytische oplossing af te leiden. Deze oplossing kan gerelateerd worden aan blokkenmodel om ons zo op deze wijze meer inzicht te verschaffen in de invloed van de verschillende materiaalparameters. Ook aan het blokkenmodel zelf kan analytisch gerekend worden [6]. Dit is wiskundig gezien echter iets complexer en minder inzichtelijk, vandaar de keuze voor het staaf-doorslagmechanisme.

2.4 Analytische oplossing voor het staaf-doorslagmechanisme

De exacte oplossing van dit geometrisch niet-lineaire probleem is op vrij eenvoudige wijze af te leiden. In overeenstemming met fig. 2.4 zijn de normaalkracht N en de lengte verandering Δl van de staaf als volgt aan elkaar gerelateerd:

$$N = EA_0 \frac{\Delta l}{l_0} = EA_0 \frac{l - l_0}{l_0} \quad (2.2)$$

waarbij l_0 de originele lengte van de staaf is, en l de lengte in de gedeformeerde configuratie. Voor de overige variabelen geldt hier ook dat het onderschrift "0" refereert naar de ongedeformeerde toestand.

Verticaal evenwicht levert de volgende vergelijking:

$$F = -2N \sin \alpha \quad (2.3)$$

waarbij α de hoek is tussen de horizontaal en de actuele positie van de staaf.

In de vergelijking (2.3) wordt de kracht F positief verondersteld wanneer deze werkt zoals getekend in fig. 2.4. Invullen van (2.2) in (2.3) levert:

$$F = -2EA_0 \sin \alpha \frac{l-l_0}{l_0} \quad (2.4)$$

Uit fig. 2.4 volgt dat voor een lage initiële helling h_0/b , de uitwijking Δh kan worden geschreven als:

$$\Delta h = h_0 - h = l_0 (\sin \alpha_0 - \sin \alpha) \quad (2.5)$$

Door gebruik te maken van (2.4) is het mogelijk een exacte uitdrukking te vinden voor de niet-lineaire kracht F als functie van de verticale uitwijking Δh :

$$F = 2EA_0 \left[1 - \frac{\sqrt{b^2 + (h_0 - \Delta h)^2}}{l_0} \right] * \left[\frac{h_0 - \Delta h}{l_0} \right] \quad (2.6)$$

Deze vergelijking, die karakteristiek is voor het staaf-doorslagmechanisme is grafisch weergegeven in fig. 2.5. De grootte van de modelparameters waarbij (2.6) grafisch resulteert in fig. 2.5, is voor de interpretatie van het mechanisme niet van belang. Echter voor de volledigheid worden deze toch gegeven: $E=2.0 \cdot 10^{11}$ N/m², $A_0=1.0 \cdot 10^{-4}$ m², $b=2.0$ m, $h_0=0.1$ m. Evenals fig. 2.5 zijn ook fig. 2.6 en fig. 2.8-2.10 bepaald met behulp van deze parameters.

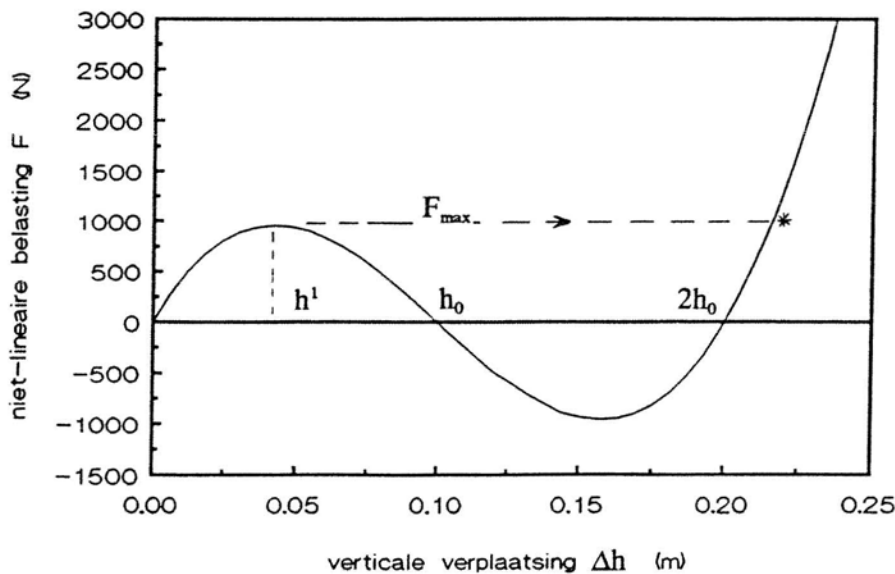


fig 2.5 kracht - verplaatsingsdiagram bij staaf-doorslagmechanisme

Men moet zich echter wel realiseren dat h_0 , b en l_0 volgens de *stelling van Pythagoras* van elkaar afhankelijk zijn, waardoor het werkelijke aantal variabelen in (2.6) lager ligt. Vanwege de eenvoudige schrijfwijze is dit echter zo gelaten. Als $0 \leq F \leq F_{\max}$, dan is het proces stabiel. Wanneer bij het bereiken van F_{\max} getracht zou worden de kracht F een fractie te verhogen (=krachtsgestuurd), dan slaat het systeem door. Anders geformuleerd: het zoekt de bij F_{\max} behorende stabiele evenwichtstoestand op, in fig 2.5 aangegeven met horizontaal gestreepte lijn naar '*'. Deze plotseling optredende grote verplaatsingen gaan gepaard met dynamische verschijnselen. Krachtsgestuurd is het dus niet mogelijk om de gehele curve in fig. 2.5 te beschrijven, daar de kracht F dan niet continu toeneemt. De verplaatsing Δh neemt echter wel continu toe, waardoor deze verplaatsingsgestuurd wel helemaal te volgen is.

In het vervolg van dit onderzoek zal alleen het eerste gedeelte van de functie worden beschouwd ($0 \leq \Delta h \leq h_0$). We bekijken dus de stabiele toestand $0 \leq F \leq F_{\max}$ en een gedeelte van de labiele toestand waarbij F afneemt van F_{\max} naar 0. Dit alles analoog aan de verplaatsingsgestuurde GD-trekproeven waarbij men hetzelfde domein heeft gehanteerd.

2.5 Nadere beschouwing staaf-doorslagmechanisme

De maximale trekkracht F_{\max} is een interessante parameter. De vraag is in welke mate deze beïnvloedt wordt door verschillende materiaal- en geometrieparameters. Volgens (2.6) is de trekkracht F afhankelijk van een constante stijfheid $2EA_0$, vermenigvuldigd met een factor. Deze factor varieert gedurende het belastingsproces. We kunnen (2.6) dus ook schrijven als :

$$F = 2EA_0 * \lambda \quad (2.7)$$

waarin:

$$\lambda = \left[1 - \frac{\sqrt{b^2 + (h_0 - \Delta h)^2}}{l_0} \right] * \left[\frac{h_0 - \Delta h}{l_0} \right] \quad (2.8)$$

In de factor λ is onder andere de hellingshoek α verdisconteerd. Om nu de verplaatsing Δh te bepalen waarbij λ maximaal is, moeten we voor (2.8) de partiële afgeleide naar Δh bepalen, en deze gelijk stellen aan 0.

$$\frac{\delta(\lambda)}{\delta(\Delta h)} = 0 \quad (2.9)$$

Uitgewerkt levert dit:

$$2(h_0 - \Delta h)^2 - l_0 \sqrt{b^2 + (h_0 - \Delta h)^2} = -b^2 \quad (2.10)$$

waarin $(h_0 - \Delta h)$ eventueel vervangen mag worden door h , in overeenstemming met fig. 2.4. Zijn b en h_0 bekend, dan kan met behulp van (2.10) de verplaatsing Δh ($=h^1$, zie fig. 2.5) bepaald worden waarbij de trekkracht F maximaal. De bijbehorende waarde van de variabele λ ($=\lambda_{\max}$) volgt door in (2.8) $\Delta h = h^1$ in te vullen.

Wanneer vervolgens deze λ_{\max} wordt ingevuld in (2.7) levert dat F_{\max} . In fig. 2.6 is de relatie gegeven tussen λ_{\max} en de initiële helling van de drukstaaf h_0/b . Hieruit blijkt dat dit verband sterk niet-lineair is.

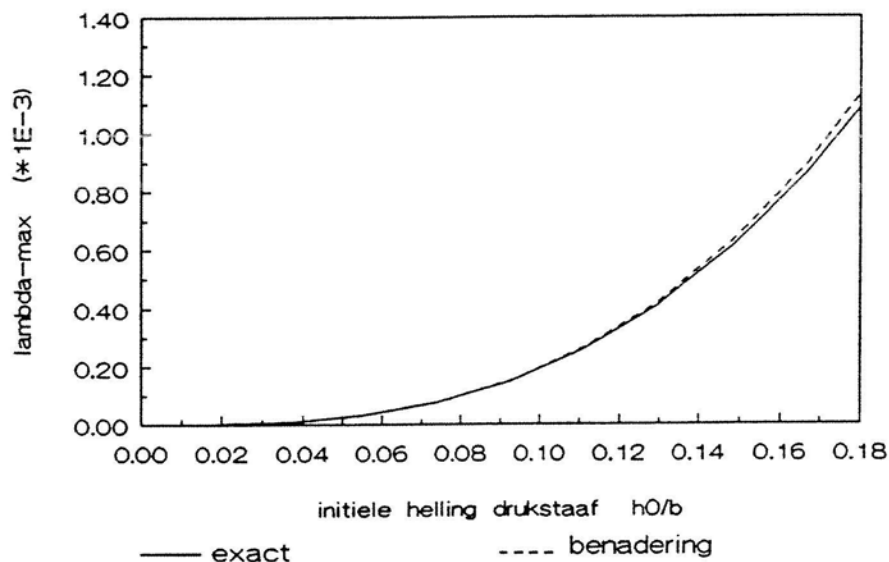


fig. 2.6 verband tussen de initiële helling van de drukstaaf (h_0/b), en λ_{\max}

- voor h_0 en b : zie fig. 2.4

In [1] is een analytische benadering bepaald voor de maximale trekkracht F_{\max} van een vrijwel identiek systeem (fig. 2.7).

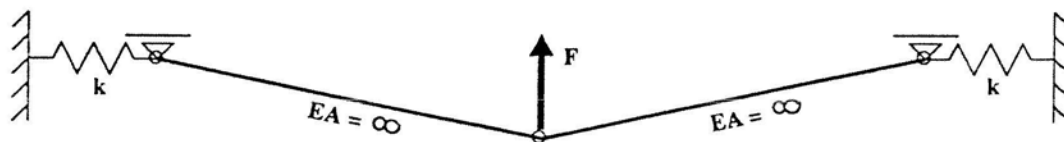


fig. 2.7 alternatief staaf-(doorslag)systeem

Deze waarde voor F_{\max} luidt:

$$F_{\max} = \frac{kh_0^3}{b^2} * \frac{2}{9}\sqrt{3} \quad (2.11)$$

Dit systeem kan gekoppeld worden aan het oude systeem door te stellen dat $k = EA_0/l_0$. Bij kleine hellingen geldt dat $l_0 \approx b$, dus volgt in combinatie met (2.7):

$$\lambda_{max} = \left(\frac{h_0}{b}\right)^3 * \frac{1}{9} \sqrt{3} \quad (2.12)$$

In deze formule is de initiële helling van de drukstaaf tot de 3^e macht verheven. In fig. 2.6 is deze benadering afgedrukt naast de exacte waarde. We zien dan dat voor kleine hellingen de benadering zeer nauwkeurig is. Daar komt nog bij dat bij grotere hellingen niet meer gesproken kan worden van een zuiver geometrisch niet-lineair probleem, daar het fysisch niet-lineair gedrag van de staven (vloeien) dan ook een invloed heeft.

Als de normaalkracht N in de staaf wordt uitgezet tegen de trekkracht F (waarbij F uitsluitend positief is), dan volgt de kromme volgens fig. 2.8.

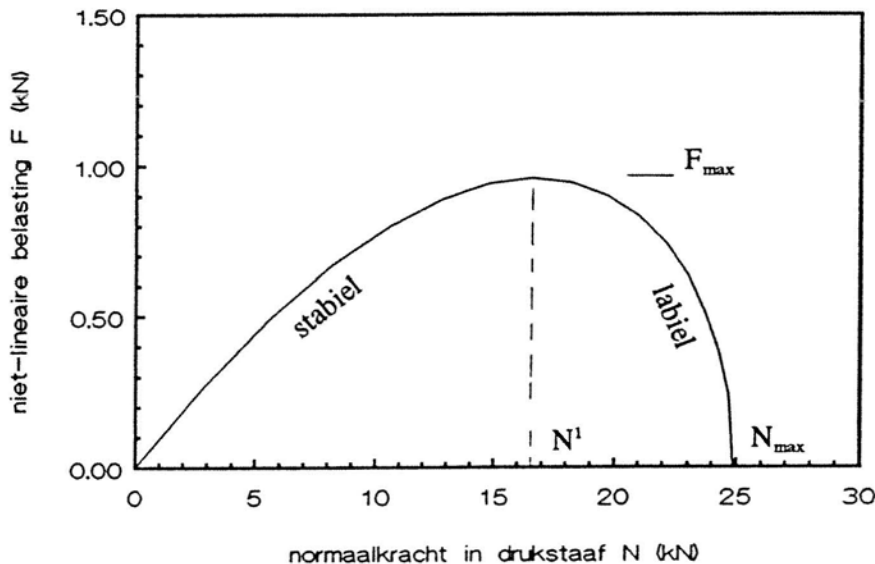


fig. 2.8 verband tussen niet-lineaire belasting (F), en normaalkracht in staaf (N)

Een karakteristieke waarde in fig. 2.8 is de verhouding F_{max}/N^1 . De waarde N^1 is de normaalkracht N , waarbij de kracht F maximaal is ($F = F_{max}$). Deze verhouding uitgezet tegen de initiële helling van de drukstaaf (h_0/b) resulteert in fig. 2.9. Dit (nagenoeg) rechtlijnige verband laat zien dat naarmate de hellingshoek van de drukstaaf toeneemt, het quotient F_{max}/N^1 in evenredige mate toeneemt. Omdat de kracht N een drukkracht is, hebben de waarden op de y-as een negatief teken.

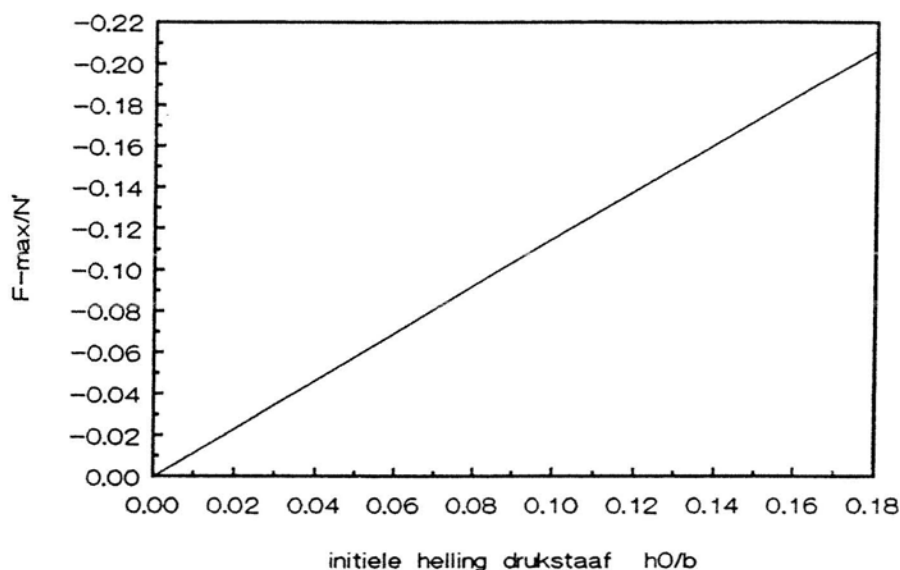


fig. 2.9 verband tussen initiële helling van de drukstaaf (h_0/b), en F_{max}/N^1

- N^1 = drukkracht N , waarbij $F = F_{max}$
- voor h_0 en b : zie fig. 2.4

Een ander quotiënt dat de functie in fig. 2.8 kenmerkt is N_{max}/N^1 . Voor kleine initiële hellingen ($0 \leq h_0/b \leq 0.18$) blijft dit quotiënt vrijwel constant, met een waarde van 1.5.

Een karakteristieke verhouding met betrekking tot fig. 3.1, is h^1/h_0 . Zoals hiervoor reeds genoemd is h^1 de verticale uitwijking bij $F = F_{max}$, en h_0 de verticale uitwijking in ongedeformeerde toestand. Ook de verhouding h^1/h_0 is voor kleine hellingshoeken nagenoeg constant, en wel: 0.42.

In fig. 2.10 is de normaalkracht in de drukstaaf (N) uitgezet tegen de verticale verplaatsing Δh . Voor alle duidelijkheid is hierin aangegeven wanneer het stabiele systeem omslaat naar een labiel systeem (op het moment dat $F = F_{max}$). De bij F_{max} behorende waarden h^1 en N^1 zijn te vinden via de gestippelde lijnen.

In hoofdstuk 4 volgt een analyse van een aantal eindige elementenberekeningen met betrekking tot het 2D houten blokkenmodel uit de GD-trekproeven. De analytische resultaten in de huidige paragraaf worden in hoofdstuk 4 geverifieerd aan de numerieke resultaten betreffende het houten blokkenmodel.

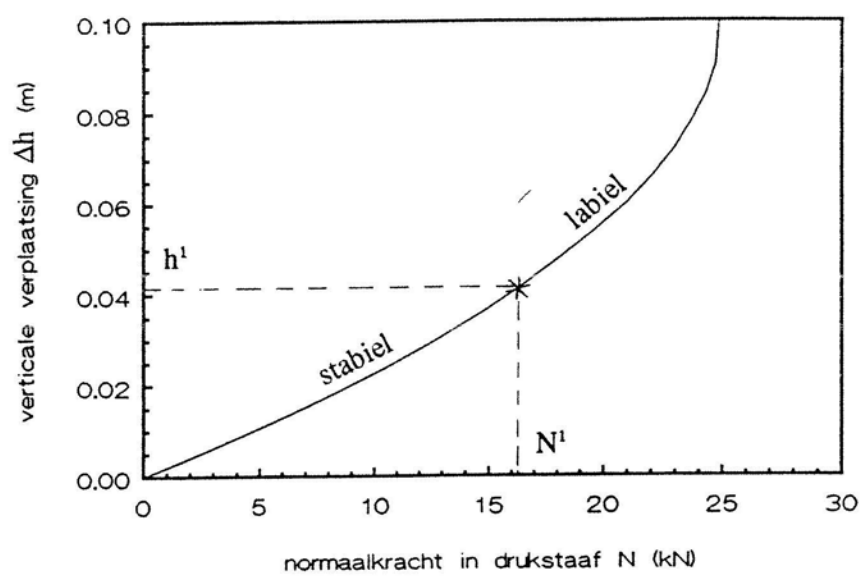


fig. 2.10 verband tussen normaalkracht in staaf (N), en verticale verplaatsing (Δh)

3. NUMERIEKE MODELLEN BINNEN DE EINDIGE ELEMENTENMETHODE

3.1 Algemeen

Bij het belasten van het blokkenmodel ondergaat de constructie eventueel grote vervormingen, waardoor geometrisch niet-lineair moet worden gerekend. Deze grote vervormingen treden op doordat de voegen tussen de blokken gapingen ondergaan. Dit verschijnsel kan gezien worden als een fysisch niet-lineair verschijnsel, terwijl bijbehorende vervormingen van de voegen geometrisch niet-lineair zijn. Kort gezegd komt het er op neer dat de blokken zich lineair elastisch gedragen, en het geometrisch- en fysische niet-lineaire gedrag van het blokkenmodel zich afspeelt in de voegen.

In paragraaf 3.2 van dit hoofdstuk wordt een globale introductie gegeven van de eindige elementenmethode, waarin aandacht voor de elementtypen. In paragraaf 3.3 worden voor het interface element de niet-lineaire materiaalmodellen toegelicht, die toegepast zijn bij eindige elementenberekeningen. In paragraaf 3.4 volgt een eindige elementenformulering voor interface-elementen die gebruikt kan worden bij grote verplaatsingsanalyses, en door Schellekens [7] in DIANA is geïmplementeerd. Paragraaf 3.5 geeft een toelichting wat betreft de gebruikte iteratieve oplosprocedures en sturingsmethodieken.

3.2 Globale uitleg eindige elementenmethode en gebruikte elementen

In de eindige elementenmethode wordt de constructie onderverdeeld in een aantal afzonderlijke 'elementen', ieder met bepaalde eigenschappen. De methode sluit goed aan bij de modellering van een blokkenmodel, omdat hier de elementen van nature reeds aanwezig zijn in de vorm van blokken. Het gedrag van de elementen wordt beschreven met verplaatsingen en krachten in de 'knopen'. Na deze discretisatie volgt de assemblage, waarbij de elementen letterlijk aan elkaar geknoopt worden. Vervolgens worden de externe belastingen en opleggingen (randvoorwaarden) toegevoegd en wordt voor het gehele systeem een set van evenwichts- en compatibiliteitsvergelijkingen opgesteld. De computer wordt ingezet om dit stelsel vergelijkingen op te lossen, met als resultaat de verplaatsingen in de knopen en de oplegreacties. Uit de verplaatsingen in de knopen kunnen vervolgens de rekken en spanningen in de zogenaamde integratiepunten worden berekend, waarmee het volledige inzicht in het mechanisch gedrag van de constructie verkregen is. Integratiepunten zijn benodigd voor numerieke integratie van de elementstijfheid. Het zijn als het ware monsterpunten waar de evaluatie van materiaalgedrag plaats vindt.

Bij een blokkenmodel zijn de blokken zelf gemodelleerd met behulp van continuüelementen, en het gedrag ter plaatse van de 'blokvoegen' met behulp van contactelementen oftewel: interface-elementen. Voor een twee-dimensionale configuratie kent het continuüelement vier spanningscomponenten $\langle \sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{xy} \rangle$ en vier rekcomponenten $\langle \epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}, \gamma_{xy} \rangle$. Wanneer er sprake is van een vlakke spanningstoestand in de x-y-richting, geldt: $\sigma_{zz}=0$. Als er sprake is van een vlakke vervormingstoestand in de x-y-richting, geldt: $\epsilon_{zz}=0$. Het interface-element kent twee spanningscomponenten $\langle t_n, t_t \rangle$ en twee verplaatsingscomponenten $\langle \Delta u_n, \Delta u_t \rangle$, respectievelijk loodrecht en evenwijdig aan dit element. Het onderschrift 'n' duidt dan ook op 'normaal' en 't' op tangentiëel. Bij continuüelementen wordt dus gewerkt met spanning-rek relaties, en bij interface-elementen met spanning-verplaatsing relaties.

De gebruikte integratieschema's zijn als volgt: voor de continuüelementen is een 3 x 3 Gauss schema toegepast, en voor de interface-elementen een 3-punts Lobatto integratieschema.

Een dergelijk integratieschema voor interface elementen vermijdt het optreden van valse spanningsoscillaties [8]. Bij een 3-punts Lobatto integratieschema in combinatie met een 6-knoops kwadratisch interface-element, liggen de integratiepunten op dezelfde hoogte als de knopen (fig. 3.1).

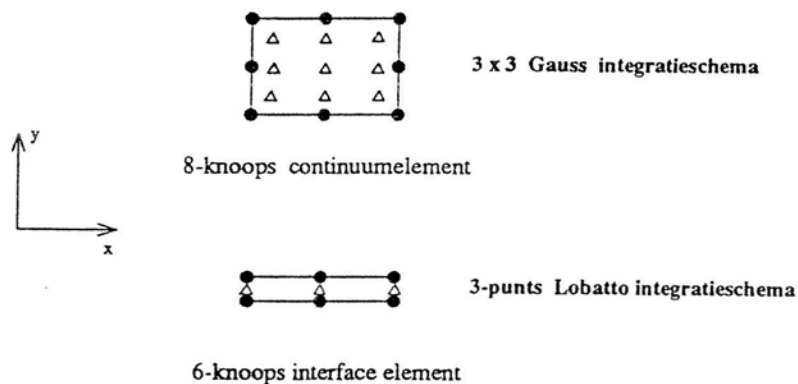


fig. 3.1 continuumelement en interface element met bijbehorende integratieschema's

In paragraaf 3.1 is reeds aangestipt dat de continuumelementen lineair elastisch vervormen, en dat de interface-elementen het geometrisch- en fysisch niet-lineaire gedrag van het blokkenmodel verdisconteren. In paragraaf 3.3 en 3.4 is voor de interface elementen een mathematisch-fysische achtergrond gegeven wat betreft het niet-lineaire gedrag.

3.3 Materiaalwetten bij interface elementen

3.3.1 Algemene beschouwing

Interface elementen kunnen worden gesplitst in lijn- en vlakinterfaces (zie fig. 3.2). Bij de studie naar blokkenmodellen is in de modelleringen het kwadratische 6-knoops lijn-interface element gebruikt. In het programma DIANA kent dit element de code: CL12I.

Het gedrag van het interface element wordt beschreven in termen van een incrementele relatie tussen de spanningen t en de relatieve verplaatsing Δu , over de interface:

$$\Delta t = D \Delta(\Delta u) \quad (3.1)$$

In uitgewerkte vorm levert dit:

$$\begin{bmatrix} \Delta t_n \\ \Delta t_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{nn} & D_{nt} \\ D_{tn} & D_{tt} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta(\Delta u_n) \\ \Delta(\Delta u_t) \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

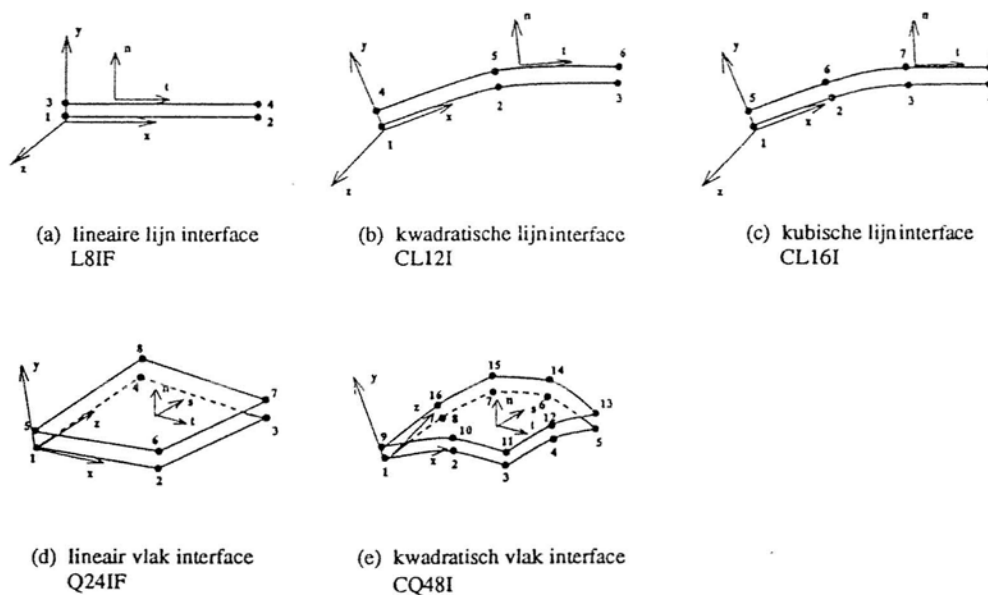


fig. 3.2 lijn- en vlak interface elementen

In fig. 3.3 is voor een kwadratisch lijn-interface element grafisch weergegeven in welke richtingen de spanningen en verplaatsingen werken.

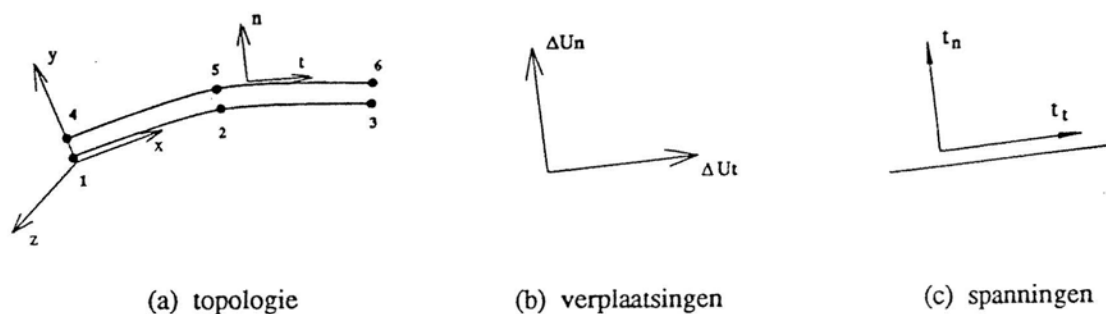


fig. 3.3 het kwadratische lijn-interface element

Voor het lineair elastische stadium wordt aangenomen dat D_{nn} en D_{tt} kunnen worden gerelateerd aan de initiële stijfheid van de interface. Voorts wordt in het lineaire stadium geen interactie tussen de normaal- en schuifrichting verondersteld, dat wil zeggen: $D_{nt} = D_{tn} = 0$.

3.3.2 Het (fysisch niet-lineaire) discrete scheurmodel

Wanneer blokken in een blokkenmodel 'koud' tegen elkaar aanliggen en er geen cohesie aanwezig is, kunnen ter plaatse van de verticale voegen alleen (normaal-)drukspanningen worden overgebracht. Zodra er trekspanningen optreden zal de voeg open gaan staan. Dit gapingsgedrag kan gezien worden als een 'scheurgedrag', waarbij de opneembare scheurtreksterkte gelijk is aan nul.

Op het moment van 'scheuren' valt de schuifspanning naar nul, en deze blijft nul zolang de voeg openstaat. Een model dat dit fysisch niet-lineaire gedrag kan beschrijven is het discrete scheurmodel [8]. Dit model is erop gebaseerd dat de totale vervormingen in de interface worden gesplitst in een ongescheurd gedeelte en een gescheurd gedeelte.

We kunnen dan schrijven:

$$\Delta u = \Delta u^{\text{ongescheurd}} + \Delta u^{\text{scheur}} \quad (3.3)$$

Voor het blokkenmodel geldt dat het ongescheurde gedrag overeenkomt met het elastische gedrag. De stijfheid tijdens het scheuren wordt in dit model beschouwd aan de hand van een mode I scheurgedrag en een mode II scheurgedrag. Hierin vertegenwoordigt mode I het scheurgedrag in de normale richting en mode II het scheurgedrag in de schuifrichting. Er wordt verondersteld dat er geen sprake is van koppelende effecten tijdens het scheurproces (zoals bijvoorbeeld bij dilatantie het geval is), zodat het geoorloofd is de niet-diagonaaltermen gelijk te stellen aan nul.

$$D^{\text{scheur}} = \begin{bmatrix} D^I & 0 \\ 0 & D^{II} \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

In fig. 3.4 is het 'scheurgedrag' grafisch weergegeven.

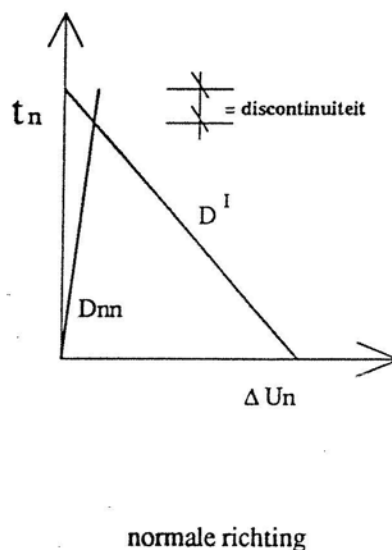


fig. 3.4 discrete scheurvorming bestaande uit een ongescheurd- en gescheurd gedeelte

Ter plaatse van de ontmoeting tussen het ongescheurde gedeelte en het gescheurde gedeelte is er sprake van een kleine discontinuïteit. De ongescheurde stijfheid is bij interface elementen normaliter zeer hoog, waardoor de discontinuïteit verwaarloosbaar klein wordt.

Om te komen tot een constitutieve relatie wat betreft discrete scheurvorming dienen allereerst vergelijkingen analoog aan (3.1) te worden opgesteld, voor zowel de ongescheurde toestand als de gescheurde toestand.

Dit leidt dan tot de volgende incrementele relaties.

ongescheurde toestand:

$$\Delta t = D^{el} \Delta(\Delta u^{el}) \quad (3.5)$$

gescheurde toestand:

$$\Delta t = D^{scheur} \Delta(\Delta u^{scheur}) \quad (3.6)$$

Vergelijking (3.3) gecombineerd met (3.5) en (3.6) geeft:

$$\Delta t = [D^{el} - D^{el} [D^{scheur} + D^{el}]^{-1} D^{el}] \Delta(\Delta u) \quad (3.7)$$

Formule (3.7) geeft in de incrementele vorm de constitutieve relatie bij discrete scheurvorming weer.

Van het blokken-doorslagprobleem is bekend dat de blokken er tijdens het belasten niet of nauwelijks uit zullen schuiven. Het gaat hier dus alleen om het fysische gedrag in de normale richting (gaping), waardoor de waarde D^{II} in (3.4) geen betekenis heeft. Bij een trekspanning $f_t \approx 0$ treedt 'scheuren' op. Bij het ontstaan van een scheur kan de scheurwijdte onbeperkt toenemen, terwijl de trekspanning gelijk blijft aan nul. Onder druk zal de voeg zich lineair elastisch gedragen. In fig. 3.5 is het discrete scheurmodel met een zeer lage treksterkte weergegeven.

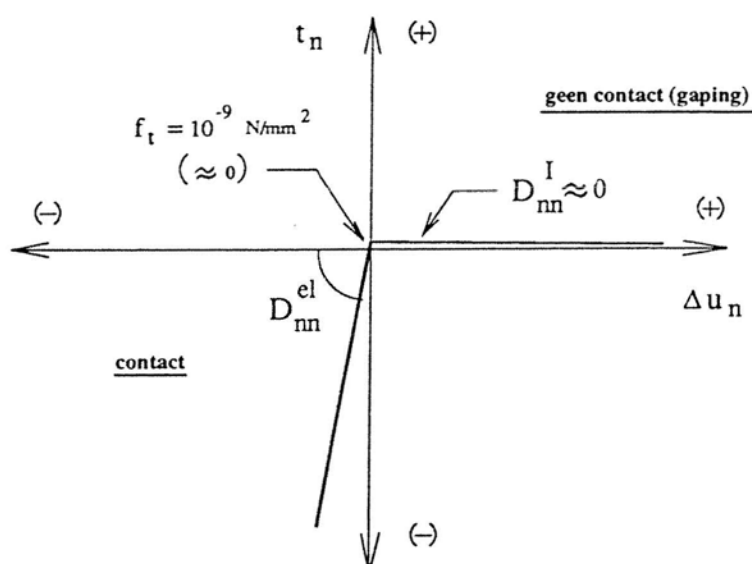


fig. 3.5 discreet scheurmodel met zeer lage treksterkte

3.3.3 Het (fysisch niet-lineaire) Coulombse wrijvingsmodel

In hoofdstuk 6 is een steenzetting op een dijk doorgerekend. Daar waar de blokken contact maken met de ondergrond (bedding) treden combinaties van schuifspanningen en normaaldrukspanningen op. Voor de interface elementen die deze grenslaag modelleren is het Coulombse wrijvingsmodel toegepast. Dit model kwam reeds kort aan de orde in paragraaf 2.2. Fig. 3.6 toont dit criterium als de bezwijkomhullende in de t_n , t_t -ruimte. Het is vastgelegd met twee parameters: de cohesie c , zijnde de maximale schuifspanning bij normaaldruk nul, en de wrijvingshoek ϕ , ook wel weergegeven als de wrijvingscoëfficiënt $\mu = \tan(\phi)$.

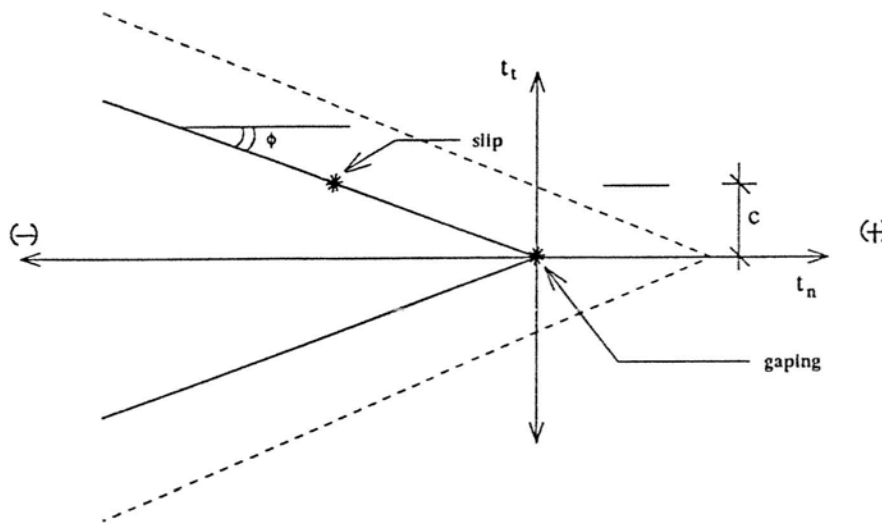


fig. 3.6 model voor Coulombse wrijving in interface-elementen

Het Coulombse wrijvingsmodel voor een interface-element wordt met behulp van een vloeifunctie als volgt genoteerd:

$$f = t_t + t_n \tan \phi - c \quad (3.8)$$

waarbij drukspanningen als negatief worden gerekend. Plasticiteit in de integratiepunten van het interface element treedt op, zodra een combinatie van normaalspanning t_n en schuifspanning t_t de omhullende bereikt. Om ook daadwerkelijk plastische deformaties te krijgen, moet een integratiepunt niet alleen op de vloeicontour komen, het moet daar ook blijven. De twee consistentie-eisen waaraan de vloeifunctie f in (3.8) dus moet voldoen zijn dan als volgt:

$$f=0 \quad (1)$$

en (3.9)

$$\dot{f}=0 \quad (2)$$

De tweede consistentie-eis wordt ook wel Prager's consistentie-vergelijking genoemd, en houdt in dat aan de vloeiconditie (f) voldaan moet worden voor ten minste een oneindig klein (tijds-) increment, zodat vloeien ook daadwerkelijk kan optreden.

Wanneer het Coulombse wrijvingscriterium wordt bereikt, kan dat door twee oorzaken komen. Deze zijn:

1 - *gaping* = plastificatie, waarbij een integratiepunt zich in de apex van de Coulombse wrijvingsomhullende bevindt. Wanneer de cohesie gelijk wordt gesteld aan nul, bevindt de apex zich in de oorsprong van het assenstelsel (fig. 3.6).

2 - *slip* = plastificatie, waarbij een integratiepunt zich overal op de Coulombse wrijvingsomhullende kan bevinden, behalve in de apex (fig. 3.6).

Bij optreden van *gaping* bevindt het integratiepunt zich in de apex, en zonder speciale behandeling is de kans groot dat er in dit hoekpunt van de vloeicontour singulariteiten optreden. Hier zal verder niet op worden ingegaan. De geïnteresseerde lezer wordt verwezen naar [12].

De *slip*-modellering is robuust, en degelijk mathematisch geformuleerd. In fig. 3.7 zijn de plastische vervormingen tijdens het *slip* grafisch weergegeven.

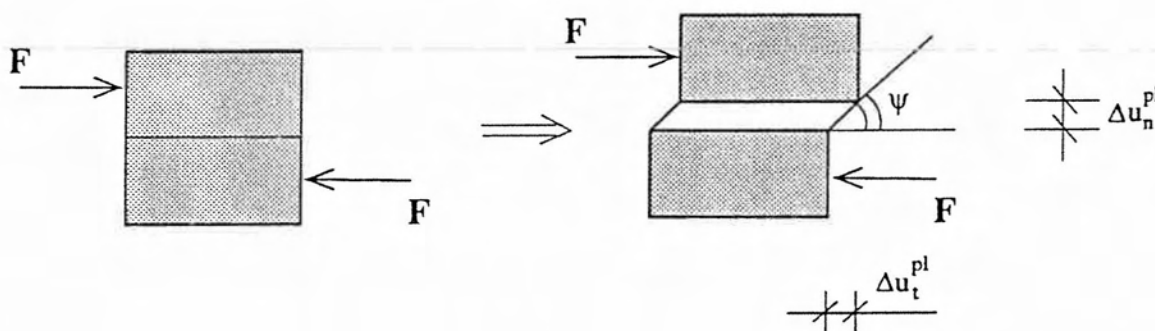


fig. 3.7 verplaatsingen in interface element ten gevolge van 'slip'

In deze figuur is te zien dat behalve een plastische 'schuifverplaatsing' (Δu_t^{pl}) ook een plastische 'normaalverplaatsing' (Δu_n^{pl}) kan optreden in de interface-elementen. Fysisch gezien is een normaalverplaatsing ten gevolge van een schuifkracht het resultaat van onregelmatigheden op het contactoppervlak, waardoor tijdens het schuiven een 'uplift' in de normaalrichting ontstaat. Een parameter die deze plastische 'normaalverplaatsing' relateert aan de plastische 'schuifverplaatsing', is de dilatantiehoek ψ . De relatie luidt als volgt:

$$\tan(\psi) = \frac{\Delta u_n^{pl}}{\Delta u_t^{pl}} \quad (3.10)$$

De betekenis van de dilatantiehoek ψ is buitengewoon relevant wanneer stevige opsluiting plaatsvindt. Het materiaal wil dan dilateren maar wordt daartoe verhinderd, hetgeen wigwerking en hoge drukspanningen tot gevolg heeft. Wanneer de dilatantiehoek gelijk is aan de hoek van inwendige wrijving ($\psi = \phi$) spreekt men van associatieve plasticiteit en als $\psi < \phi$ van niet-associatieve plasticiteit. Voor de berekeningen beschreven in hoofdstuk 6 wordt dilatantie niet relevant geacht.

Het voordeel van een associatief wrijvingsmodel is dat de uiteindelijke stijfheidsmatrix symmetrisch is, waar dat bij een niet-associatief wrijvingsmodel niet het geval is. Dit is voordeliger qua rekentijd. Bij de dijkmodellen in dit rapport is desalniettemin een niet-associatief wrijvingsmodel gebruikt.

Bij de elementenformulering van het Coulombse wrijvingsmodel gaat men ervan uit dat de vervormingen in het interface-element kunnen worden gesplitst in een elastisch aandeel en een plastisch aandeel:

$$\Delta \mathbf{u} = \Delta \mathbf{u}^{el} + \Delta \mathbf{u}^{pl} \quad (3.11)$$

Dit is overigens dezelfde veronderstelling die gedaan is bij het discrete scheurmodel, vergelijking (3.3). In het elastische domein is de constitutieve relatie gelijk aan:

$$\mathbf{t} = \mathbf{D}^{el} (\Delta \mathbf{u}^{el}) \quad (3.12)$$

Een combinatie van vergelijking (3.11) met (3.12) levert:

$$\mathbf{t} = \mathbf{D}^{el} (\Delta \mathbf{u} - \Delta \mathbf{u}^{pl}) \quad (3.13)$$

Omdat op het moment van vloeien de verplaatsing onbepaald is, wordt in de plasticiteitstheorie gerekend met de afgeleide van de verplaatsing naar de 'tijd', oftewel: de snelheid. Het begrip 'tijd' moet men hier als een virtueel begrip zien, en wel als de toestand gedurende een veranderlijk stadium. De plastische snelheidsvector kan geschreven worden als een produkt van de scalar $\dot{\lambda}$ en de vector \mathbf{m} :

$$\Delta \dot{\mathbf{u}}^{pl} = \dot{\lambda} \mathbf{m} \quad (3.14)$$

Hierin vertegenwoordigt $\dot{\lambda}$ de grootte van de plastische vloeï, en \mathbf{m} de richting van de plastische vloeï ($\mathbf{m} = [1 \quad \tan\psi]$). Deze $\dot{\lambda}$ dient men niet te associëren met de parameter λ in formule (2.8). Omdat de vloeifunctie (3.8) alleen een functie is van de spanningen t_n en t_t levert Prager's consistentie-vergelijking (3.9):

$$\mathbf{n}^T \dot{\mathbf{t}} = 0 \quad (3.15)$$

waarbij \mathbf{n} de gradiënt vector van de vloeifunctie is, oftewel de vector die loodrecht op de vloeicontour staat ter plaatse van het spanningspunt (t_n , t_t). We kunnen dus stellen:

$$\mathbf{n} = \frac{\delta f}{\delta \mathbf{t}} \quad (3.16)$$

Uitdrukking (3.16) toegepast op (3.8) geeft:

$$\mathbf{n} = \begin{bmatrix} 1 \\ \tan\phi \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Vergelijking (3.13) gedifferentieerd naar de 'virtuele' tijd, in combinatie met de vergelijkingen (3.14) en (3.15) levert een uitdrukking voor de grootte van de plastische vloeï ($\dot{\lambda}$):

$$\dot{\lambda} = \frac{\mathbf{n}^T \mathbf{D}^{el} \Delta \dot{\mathbf{u}}}{\mathbf{n}^T \mathbf{D}^{el} \mathbf{m}} \quad (3.18)$$

Een combinatie van (3.13), (3.14) en (3.18) geeft een lineaire constitutieve relatie, afgeleid naar de tijd:

$$\dot{\mathbf{i}} = \left[\mathbf{D}^{el} - \frac{\mathbf{D}^{el} \mathbf{m} \mathbf{n}^T \mathbf{D}^{el}}{\mathbf{n}^T \mathbf{D}^{el} \mathbf{m}} \right] (\Delta \dot{\mathbf{u}}) \quad (3.19)$$

In het geval van associatieve plasticiteit geldt dat $\mathbf{m}=\mathbf{n}$. Dit houdt dus in dat de vloeirichting gelijk is aan de normaalrichting op het vloeiooppervlak. Ook dient nog te worden opgemerkt dat in het geval van hardening/softening uitdrukking (3.19) verandert, zie [3]. In de berekeningen in hoofdstuk 6 is echter geen hardening/softening meegenomen in het Coulombse wrijvingsmodel, zodat de behandeling achterwege blijft.

3.4 Geometrisch niet-lineair gedrag bij interface elementen

Zoals in par. 3.1 reeds stond vermeld, heeft Schellekens voor grote verplaatsingsanalyses bij interface elementen een eindige elementenformulering in DIANA geïmplementeerd [8]. Hieronder volgt daarvan een samengevatte beschouwing.

De elementen-stijfheidsmatrix van lijn- of vlakinterface elementen kan worden verkregen door een numerieke integratiemethode. Bij numeriek geïntegreerde interface elementen wordt de spanning-verplaatsing relatie ($\mathbf{t}-\Delta \mathbf{u}$ relatie) bepaald langs een geïnterpoleerd verplaatsingsveld in de integratiepunten. Afhankelijk van de keuze van deze punten krijgen zij een bepaalde gewichtsfactor mee. We beschouwen een lijn of vlak interface volgens fig. 3.2. In een algemene 3D configuratie heeft iedere knoop, 3 (translatie) vrijheidsgraden, die leiden naar een element knoop verplaatsingsvector \mathbf{a} :

$$\mathbf{a} = (a_n^1, a_n^2, \dots, a_n^{nno}, a_s^1, a_s^2, \dots, a_s^{nno}, a_t^1, a_t^2, \dots, a_t^{nno})^T \quad (3.20)$$

waarbij n de richting normaal op het interfaceoppervlak is, en s en t de richtingen tangentiaal aan het interface oppervlak. Het continue verplaatsingsveld kan opgeschreven worden als:

$$\mathbf{u} = (u_n^u, u_n^l, u_s^u, u_s^l, u_t^u, u_t^l)^T \quad (3.21)$$

Hierbij duiden de bijschriften u en l de boven- (upper) en onderkant (lower) van het vlak aan. Met behulp van interpolatie polynomen \mathbf{N} kan de relatie worden bepaald tussen het continue verplaatsingsveld en de knoopverplaatsingsvector. De interpolatie polynomen zijn uitgedrukt in de normale (isoparametrische) coördinaten ξ en η langs de interface.

Deze relatie wordt dan:

$$\mathbf{u} = \mathbf{H} \mathbf{a} \quad (3.22)$$

Hierin geldt:

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} N & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & N & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & N & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & N & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & N & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & N \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

Een relatief verplaatsingsveld is als volgt gedefinieerd:

$$\Delta \mathbf{u} = [\Delta u_n, \Delta u_t, \Delta u_s]^T \quad (3.24)$$

waarbij geldt:

$$\Delta \mathbf{u} = \mathbf{L} \mathbf{u} \quad (3.25)$$

De operator \mathbf{L} in deze uitdrukking heeft de vorm:

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} -I & +I & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -I & +I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -I & +I \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

Hier onderscheiden de interface elementen zich van de continuum elementen in de zin dat \mathbf{L} getallen bevat in plaats van differentiaal-operatoren. Dit is het gevolg van het feit dat de interface elementen een dikte hebben die gelijk is aan (bijna) 0, en dus een orde lager zijn dan de continuumelementen. De relatie tussen de knoopverplaatsingen en de relatieve verplaatsingen kan worden bepaald uit de vergelijkingen (3.22) en (3.25):

$$\Delta \mathbf{u} = \mathbf{L} \mathbf{H} \mathbf{a} \quad \Rightarrow \quad \Delta \mathbf{u} = \mathbf{B} \mathbf{a} \quad (3.27)$$

waarbij de relatieve 'verplaatsing-knoopverplaatsings matrix' \mathbf{B} luidt:

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} -N & N & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -N & N & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -N & N \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

Als we een element beschouwen waarbij het locale assenstelsel in de integratiepunten, overeenkomt met het globale assenstelsel, dan zijn er geen transformaties nodig. Voor een willekeurig georiënteerd interface element zal de matrix \mathbf{B} moeten worden getransformeerd naar het locale tangentiële coördinatensysteem van de integratiepunten. Wanneer de rijen van de transformatiematrix \mathbf{R} de locale coördinaat-assen van de integratiepunten bevatten, dan kan de transformatie van de matrix \mathbf{B}_{glob} van het globale assenstelsel naar de locale assen (\mathbf{B}_{loc}) in de integratiepunten worden gevonden door \mathbf{B}_{glob} te vermenigvuldigen met \mathbf{R} .

In formulevorm wordt dit:

$$B_{loc} = RB_{glob} \quad (3.29)$$

In een interface element worden spanningen en relatieve verplaatsingen geëvalueerd tussen het boven- en onder-vlak/lijn van het interface element. De componenten van de spannings- en de relatieve verplaatsingsvector zijn bepaald ten opzichte van de oriëntatie van de element vlakken/lijnen, en zijn dus gefixeerd. Met behulp van de geïntroduceerde Cauchy spanningsvector t_c en een relatieve verplaatsingsvector Δu_c die refereren naar de actuele configuratie, en S als het actuele element oppervlak, kan de eerste variatie van de interne energie in de actuele configuratie gegeven worden door:

$$\delta W = \int_S \delta(\Delta u_c^T) t_c dS \quad (3.30)$$

Net als bij continuum element formuleringen het geval is kan deze expressie herschreven worden in variabelen die refereren naar de ongedeformeerde toestand. Deze beschrijving heet de total Lagrange beschrijving, en wordt gebruikt bij grote (geometrisch niet-lineaire) vervormingen. We introduceren $dS = (\det J / \det J_0) dS_0$, waarbij $\det J$ en $\det J_0$ de determinanten van de Jacobiaan matrices zijn in de actuele respectievelijk de ongedeformeerde toestand.

Tevens geldt dat $t_c = (\det J_0 / \det J) R^T t$, waarbij R een rotatiematrix is zoals in fig. 4.5 en t een spanningsvector die refereert naar de originele configuratie. We kunnen (3.30) dan herschrijven, wetende dat $\Delta u_c = R^T \Delta u$, tot:

$$\delta W = \int_{S_0} \delta(\Delta u^T) t dS_0 \quad (3.31)$$

Hierin is Δu de relatieve verplaatsing met betrekking tot de originele configuratie.

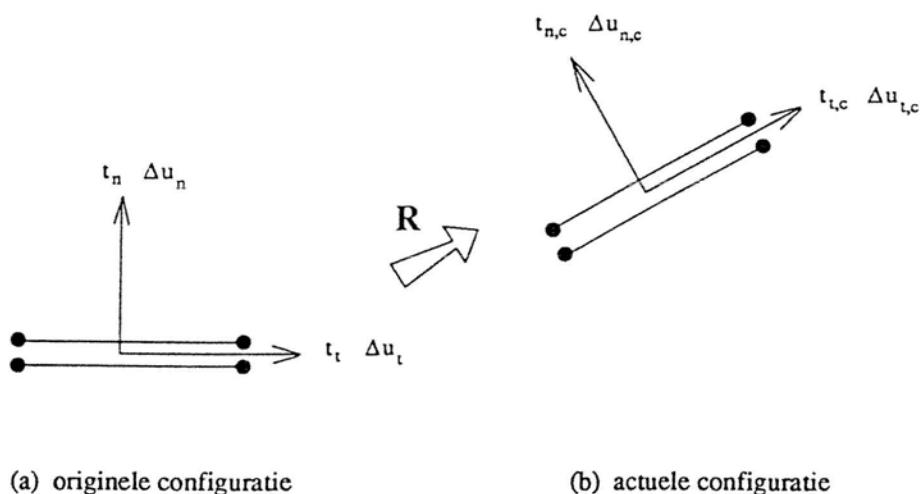


fig. 3.8 transformatie van de ongedeformeerde toestand naar de actuele toestand

In een geometrische niet-lineaire analyse kan de spanningsvector aan het einde van iteratie j uitgedrukt worden als:

$$\mathbf{t}_j = \mathbf{t}_{j-1} + \mathbf{D} \mathbf{d}(\Delta \mathbf{u}_j) \quad (3.32)$$

waarbij $\mathbf{d}(\Delta \mathbf{u}_j)$ de iteratieve verandering in de relatieve verplaatsingsvector aangeeft. Gesteld kan worden dat de variatie van de relatieve verplaatsingsvector gelijk is aan de variatie van de iteratieve verandering in de relatieve verplaatsingsvector. Deze linearisering luidt:

$$\delta(\Delta \mathbf{u}_j) = \delta(\mathbf{d}(\Delta \mathbf{u}_j)) \quad (3.33)$$

Combineren van (3.27), (3.31), (3.32) en (3.33) levert:

$$\delta(\mathbf{d}\mathbf{a}_j)^T \int_{S_0} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dS_0 \mathbf{d}\mathbf{a}_j = -\delta(\mathbf{d}\mathbf{a}_j)^T \int_{S_0} \mathbf{B}^T \mathbf{t}_{j-1} dS_0 \quad (3.34)$$

De afleiding van deze uitdrukking volgt in BIJLAGE I.

Uit deze uitdrukking kunnen we de element stijfheidsmatrix \mathbf{K} destilleren:

$$\mathbf{K} = \int_{S_0} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dS_0 \quad (3.35)$$

Ook is de interne krachtsvector \mathbf{f}_{j-1} hier uit te halen:

$$\mathbf{f}_{j-1} = -\int_{S_0} \mathbf{B}^T \mathbf{t}_{j-1} dS_0 \quad (3.36)$$

Voor numeriek geïntegreerde interface elementen wordt de integraal in (3.35) vervangen door een integratie over de iso-parametrische coördinaten ξ en η . Voor de element stijfheidsmatrix van een vlak interface element geeft dit:

$$\mathbf{K} = \int_{\xi=-1}^{\xi=+1} \int_{\eta=-1}^{\eta=+1} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} \det \mathbf{J} d\xi d\eta \quad (3.37)$$

Wanneer we gebruik maken van lijninterface elementen dan zijn de interpolatiefuncties N_i afhankelijk van ξ , en zal vergelijking (3.37) reduceren tot:

$$\mathbf{K} = b \int_{\xi=-1}^{\xi=+1} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} \left[\left(\frac{\partial x_1}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial x_2}{\partial \xi} \right)^2 \right]^{0.5} d\xi \quad (3.38)$$

waarbij b de breedte van het interface element is.

Veronderstel een lijn-interface element, zoals weergegeven in fig. 3.2.a. Dit element heeft 8 vrijheidsgraden. De stijfheidsmatrix \mathbf{K} voor dit 2D element kan als volgt bepaald worden:

$$\mathbf{K} = b \int_{\xi=-1}^{\xi=+1} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} \frac{\partial x}{\partial \xi} d\xi \quad (3.39)$$

De constitutieve matrix \mathbf{D} voor fysisch lineair gedrag luidt:

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} D_{nn} & 0 \\ 0 & D_{tt} \end{bmatrix} \quad (3.40)$$

Voor de interpolatievector \mathbf{N} kunnen we schrijven:

$$\mathbf{N} = [0.5(1-\xi) \quad 0.5(1+\xi)] \quad (3.41)$$

Met behulp van (3.39) tot en met (3.41) kan de stijfheidsmatrix \mathbf{K} worden opgesteld voor een lokaal referentiesysteem:

$$\mathbf{K} = b \int_{\xi=-1}^{\xi=+1} \begin{bmatrix} \mathbf{N}^T \mathbf{N} D_{nn} & -\mathbf{N}^T \mathbf{N} D_{nn} & 0 & 0 \\ -\mathbf{N}^T \mathbf{N} D_{nn} & \mathbf{N}^T \mathbf{N} D_{nn} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{N}^T \mathbf{N} D_{tt} & -\mathbf{N}^T \mathbf{N} D_{tt} \\ 0 & 0 & -\mathbf{N}^T \mathbf{N} D_{tt} & \mathbf{N}^T \mathbf{N} D_{tt} \end{bmatrix} \frac{dx}{d\xi} d\xi \quad (3.42)$$

Hierin geldt:

$$\mathbf{N}^T \mathbf{N} = 0.25 \begin{bmatrix} (1-\xi)^2 & (1-\xi)(1+\xi) \\ (1-\xi)(1+\xi) & (1+\xi)^2 \end{bmatrix} \quad (3.43)$$

De 2-punts Gauss-integratie kenmerkt zich door de volgende wegingsfactoren in de integratiepunten:

<u>integratie punt</u>	<u>wegingsfactor</u>
$\xi = -0.57735026$	0.5
$\xi = +0.57735026$	0.5

Men kan de stijfheidsmatrix \mathbf{K} nu bepalen door de gewogen som in de integratiepunten te nemen. Dit levert:

$$\mathbf{K} = \frac{1}{6} bL \begin{bmatrix} 2D_{nn} & D_{nn} & -2D_{nn} & -D_{nn} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ D_{nn} & 2D_{nn} & -D_{nn} & -2D_{nn} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -2D_{nn} & -D_{nn} & 2D_{nn} & D_{nn} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -D_{nn} & -2D_{nn} & D_{nn} & 2D_{nn} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2D_{tt} & D_{tt} & -2D_{tt} & -D_{tt} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & D_{tt} & 2D_{tt} & -D_{tt} & -2D_{tt} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -2D_{tt} & -D_{tt} & 2D_{tt} & D_{tt} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -D_{tt} & -2D_{tt} & D_{tt} & 2D_{tt} \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

Zoals reeds eerder genoemd is dit de stijfheidsmatrix voor een 4-knoops Gauss-interface element in een lokaal referentiesysteem. Men moet er dus wel rekening mee te houden dat tijdens de assemblage van de elementenstijfheidsmatrices naar de totale stijfheidsmatrix nog een transformatie moet volgen naar het globale referentiesysteem. Als gevolg van deze transformatie, worden de nullen in de rechter bovenhoek en de linker onderhoek van de stijfheidsmatrix vervangen door termen ongelijk aan nul.

3.5 Oplosprocedures en sturingsmethodieken voor niet-lineair gedrag

Wanneer binnen de eindige elementenmethode sprake is van een niet-lineair verband tussen de belasting en de verplaatsing, dan zijn incrementeel-iteratieve oplosprocedures nodig. Hierbij wordt de belasting stapsgewijs (incrementeel) toegevoegd en binnen de belastingsstappen worden evenwichtsiteraties uitgevoerd. Dit iteratieproces wordt net zo lang herhaald totdat in voldoende mate aan evenwicht voldaan wordt. Op dat moment spreekt men van een geconvergeerde oplossing. Voor deze studie is de volledige Newton-Raphson ('regular Newton-Raphson') iteratieprocedure gebruikt, waarbij aan het begin van iedere iteratie een nieuwe tangentsijfheid wordt opgesteld. Dit is schematisch weergegeven in fig. 3.9.

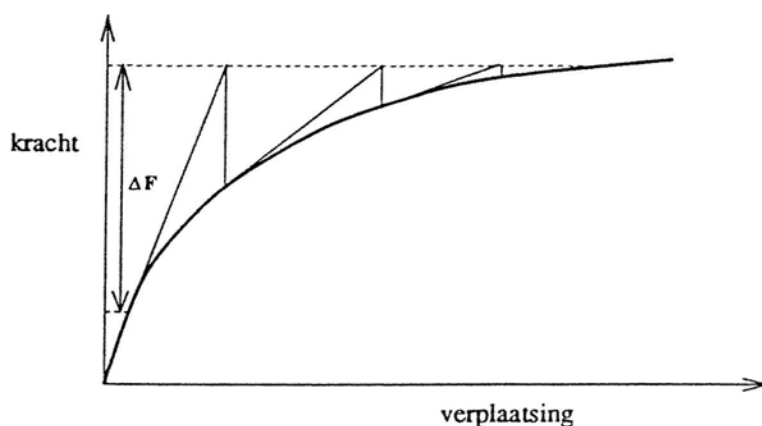


fig. 3.9 volledige Newton-Raphson iteratieprocedure

Voor achtergronden wordt verwezen naar [3].

In fundamentele zin bestaan er twee methoden om het numerieke proces te sturen. Allereerst is het mogelijk om de belasting in een aantal stappen regelrecht op de constructie te laten aangrijpen. Deze sturing via belastingstappen wordt belastingssturing ('load-control') genoemd. Ten tweede kunnen we de sturing regelen via incrementele toename van verplaatsingen, oftewel verplaatsingssturing ('displacement-control'). Deze verplaatsingssturing veroorzaakt een spanningsontwikkeling in het element, wat resulteert in knooppkrachten ter plaatse van de knopen waar deze verplaatsingen zijn voorgeschreven. Sommatie van deze knooppkrachten resulteert in de totale reactiekracht, die gelijk is aan de uitwendige belasting.

Een nadeel van belastingssturing is dat de numerieke oplossing divergeert zodra een piek in het last-verplaatsingsgedrag bereikt wordt (zie fig. 3.10a). Dit treedt op omdat de tangentsijfheidsmatrix singulier wordt. Bij verplaatsingssturing gebeurt dit niet, zodat de pieken in het last-verplaatsingsgedrag gepasseerd kunnen worden.

Een nadeel van verplaatsingssturing is wel dat deze methode slechts geschikt is voor een beperkte klasse van problemen, waarbij de kracht in een knoop of een beperkt aantal gerelateerde knopen aangrijpt. Ook is het zaak dat de verplaatsing waar men over stuurt, continu toeneemt gedurende het kracht-verplaatsingsgedrag. Een teruggaande tak in een kracht-verplaatsingsdiagram ('snap-back') zal dan niet gevolgd kunnen worden.

Een methode die bovenstaande problemen niet kent, is de booglengtesturing ('arc-length-control'). Dit is een soort combinatie van belastings- en verplaatsingssturing waarmee willekeurige paden in de last-verplaatsingsruimte gevolgd kunnen worden, inclusief 'snap-back's'. Binnen DIANA zijn booglengtemethoden in vele varianten beschikbaar, waarbij een selectie van 'stuuringsvrijheidsgraden' de meest aantrekkelijke is omdat indirect het openen en sluiten van voegen (scheuropeningen) gecontroleerd kan worden. Men name bij doorslagmechanismen is deze methode uiterst relevant. Bij de berekeningen die zijn behandeld in dit rapport, is van deze methode dan ook veelvuldig gebruik gemaakt.

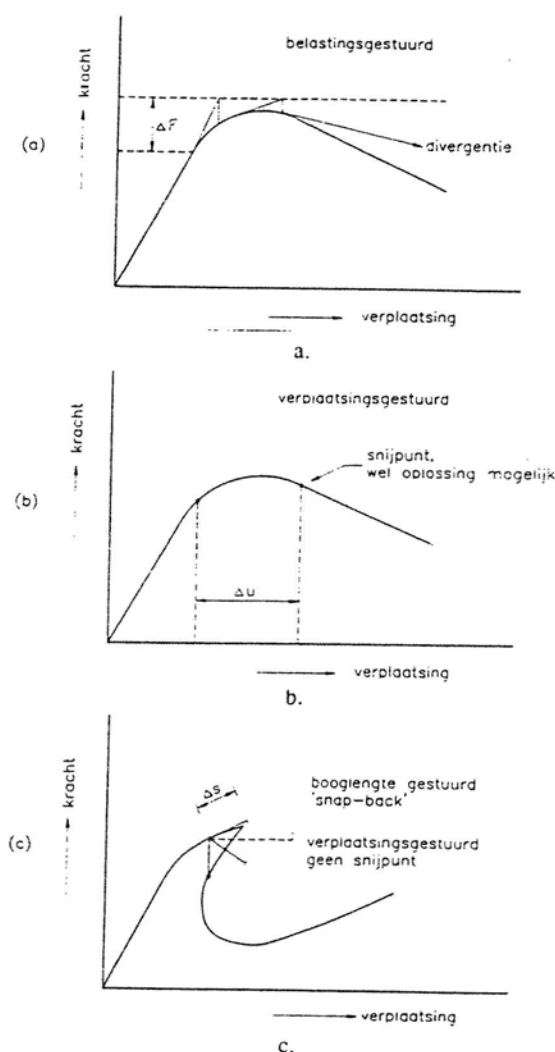


fig. 3.10 sturing van het belastingsproces

a. belastingssturing. Pieken kunnen niet worden gepasseerd.

b. verplaatsingssturing. Pieken en dalende takken kunnen worden getraceerd.

c. booglengtesturing. Ook 'snap-back' gedrag kan worden gevolgd.

4. NUMERIEKE STUDIE GD-HOUTEN BLOKKENMODEL

4.1 Algemeen

In dit hoofdstuk volgt een numerieke beschouwing van het 2D houten blokkenmodel uit de GD-trekproeven. Het 2D houten blokkenmodel is een speciaal geval uit de 3D trekproeven, waarbij men aan het middelste blok in een rij van zeven blokken heeft getrokken, en de overige blokken uit het frame heeft verwijderd (fig. 4.1a). Men meet hierbij de trekkracht F en de verplaatsing Δh van het middelste blok, evenals de normaalkracht N die het getrokken blok inklemd. Zoals reeds in de inleiding vermeld heeft Bakker [6] voor deze 2D trekproef een LOTUS-model opgesteld, waarmee het geometrisch niet-lineaire gedrag nagerekend kan worden.

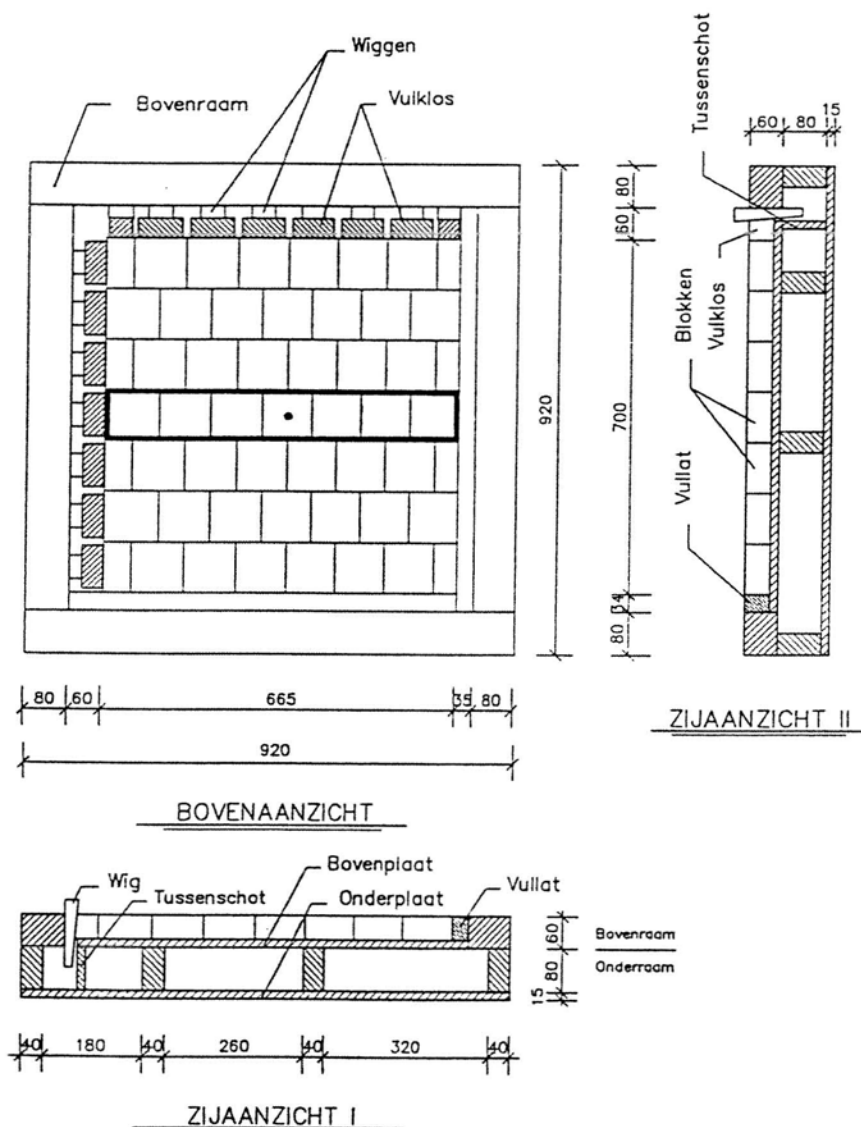


fig. 4.1a overzicht 3D houten blokkenmodel, met daarin dik omrand het 2D blokkenmodel en puntvormig de positie van de trekkracht F

Ter verduidelijking is in fig. 4.1b de proefopstelling fotografisch weergegeven. De trekapparaat is met behulp van een haak, door een oog aan het middelste blok bevestigd. De verplaatsingsgestuurde trekkracht wekt in de blokken een normaalkracht op. Deze wordt gemeten middels een drukdoos in het blok wat zich naast het middelste blok bevindt.

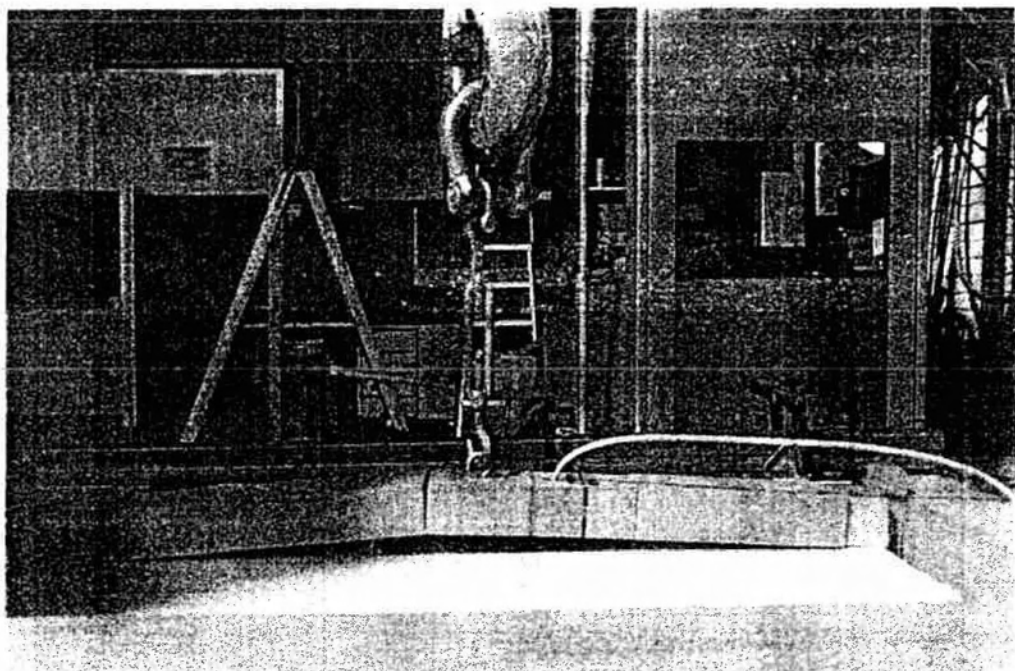


fig. 4.1b meetopstelling 2D GD-trekproef

Bij de numerieke beschouwingen in dit hoofdstuk gaan we ervan uit dat de frameranden waartussen de blokken liggen, oneindig translatiestijf zijn. Ook wordt de (variabele) contactstijfheid tussen de blokcontactvlakken nog even buiten beschouwing gelaten. In hoofdstuk 5 zullen deze twee fenomenen echter wel aan de orde komen.

Allereerst volgt in paragraaf 4.2 een behandeling van de eindige elementenmodellering die gebruikt is voor de numerieke berekeningen. Aan de hand van een numeriek model volgt in paragraaf 4.3 een geometrie- en materiaalparameteronderzoek. Vervolgens wordt in par. 4.4 een meshobjectiviteitsstudie behandeld die gedaan is ter beschouwing van het convergentiegedrag bij meshverfijning.

Daarna volgt een korte analyse van de modellering ter plaatse van de framerand-oplegging. Het hoofdstuk eindigt met een analyse van de uitvoerresultaten en een evaluatie/verificatiestudie aan de GD-trekproefresultaten en het LOTUS-model van Bakker.

4.2 Modellerig

De afmeting van de houten blokken is 95*95*45 mm, en deze afmeting zal dus óók gebruikt worden voor de numerieke modellen. De blokken worden gemodelleerd met behulp van kwadratische 8-knoops vlakke spannings-continuüelementen. In DIANA hebben deze elementen de code: CQ16M. De voegen tussen de blokken worden gemodelleerd met behulp van kwadratische 6-knoops interface elementen. Deze elementen hebben de code: CL12I. Aanvankelijk worden berekeningen besproken aan de hand van een grove elementenmesh volgens fig. 4.2. Vanwege symmetrie wat betreft de geometrie en de belasting behoeft slechts de helft van de constructie gemodelleerd te worden. De drie randblokken die aan beide zijden het getrokken middenblok opsluiten, zijn in deze grove mesh gemodelleerd met behulp van één lang continuüelement (element nr. 2 in fig. 4.2). Een voorstudie heeft aangetoond dat de contactvlakken tussen de drie randblokken tijdens het belastingsproces niet gaan loslaten ('gapen'), waarmee de modellerig geoorloofd is. Later in dit hoofdstuk zal hierop dieper worden ingegaan.

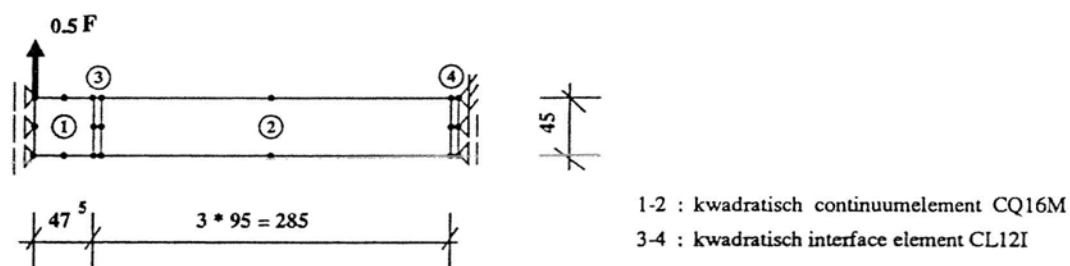


fig. 4.2 'groe' elementenmesh van houten blokkenmodel

Bij de modellerig wordt ter plaatse van de randoplegging met het frame (interface element nr. 4, fig. 4.2) alleen de bovenste knoop uitgevoerd als een scharnier, waarbij dan zowel de horizontale- als de verticale verplaatsing wordt verhinderd. De overige randknoepen kennen alleen een verhindering van de verplaatsing in horizontale richting (roloplegging). Verder zijn voor het interface element nr. 4 de verticale verplaatsingen van de buitenste drie knopen, gekoppeld ('getied') aan die van de binnenste drie knopen. Een dergelijke modellerig van de randoplegging is gekozen in verband met het convergentiegedrag van het model, en wordt nader toegelicht in paragraaf 4.5.

Het stijfheidsgedrag van het gehele houten blokkenmodel (inclusief frame) kan worden ontkoppeld in drie delen.

- 1 - Een blokstijfheid. Deze is gelijk aan de elasticiteitsmodulus van het hout loodrecht op de vezel ($E_{\text{hout,loodrecht op vezel}}$), daar de vezelrichting van de blokken in verticale richting loopt.
- 2 - Een randstijfheid, een stijfheid ten gevolge van meebuiging van de framerand.
- 3 - Een contactstijfheid, een stijfheidsontwikkeling ter plaatse van de blokvoegen doordat ten gevolge van oneffenheden op de blok-contactvlakken, het contactoppervlak tussen de blokken niet volledig is. Naarmate de blokken steviger tegen elkaar worden aangedrukt, zullen de oneffenheden meer worden weggedrukt waardoor het contactvlak groter wordt. Bij een toename van het contactvlak, neemt ook de contactstijfheid toe.

Zoals reeds vermeld worden de punten 2 en 3 niet meegenomen in de numerieke berekeningen in dit hoofdstuk maar komen deze in hoofdstuk 5 aan de orde. Wanneer de elasticiteitsmodulus van de continuümelementen gelijk wordt gesteld aan $E_{\text{hout,loodrecht op vezel}}$, dan zal men 'te stijf' rekenen. Daarom is voor deze elementen een representatieve elasticiteitsmodulus gekozen van $E_{\text{rep}} = 175 \text{ N/mm}^2$. Deze elasticiteitsmodulus is bepaald aan de hand van 'curve-fitting' aan de GD-trekproefresultaten, en komt overeen met 20 à 40% van $E_{\text{hout,loodrecht op vezel}}$. Het elementenmodel wat bij deze 'curve-fitting' procedure gebruikt is, heeft een meshfijnheid die '32 maal fijner' is dan de mesh volgens fig. 4.2. Deze fijne mesh komt in par. 4.4 verder aan de orde.

Voor de 6-knoops interface elementen is het discrete scheurmodel volgens paragraaf 3.3.2 gebruikt. Onder druk mogen de interface elementen geen grote vervormingen ondergaan. Er mag immers geen 'indringing' van het ene blok in het andere blok plaatsvinden. De interface elementen krijgen daarom in verhouding tot de continuümelementen, hoge elastische 'dummy' stijfheden ($D_{\text{nn}} = 1.0 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$, $D_{\text{tt}} = 1.0 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$). De belangrijkste invoergegevens zijn hieronder kort samengevat:

- $E_{\text{rep}} = 175 \text{ N/mm}^2$
- $\nu_{\text{hout}} = 0.25$
- aanvangsvoorspanning $N_0 = 50 \text{ N}$ ($\sigma_0 = 1.16 \cdot 10^{-2} \text{ N/mm}^2$)
- $h_{\text{blok}} = 45 \text{ mm}$
- $b_{x,\text{blok}} = 95 \text{ mm}$
- $b_{y,\text{blok}} = 95 \text{ mm}$
- meshfijnheid = 1 element over de blokhoogte

- normaal(druk)stijfheid interface element $D_{\text{nn}} = 1 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$
interface element kan geen trek opnemen : discrete scheurmodel
- afschuifstijfheid interface element $D_{\text{tt}} = 1 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$

Het eigen gewicht van de blokken wordt in de berekeningen verwaarloosd, daar het bij de houten blokken slechts om een paar procent van de maximale niet-lineaire trekkracht F_{max} gaat. Tevens verlaagt het meenemen van het eigen gewicht het inzicht in andere fenomenen.

4.3 Invloed van geometrie- en materiaalparameters

De onderzochte geometrie- en materiaalparameters zijn de representatieve elasticiteitsmodulus E_{rep} , de blokbreedte $b_{y,\text{blok}}$, de blokhoogte h_{blok} , de dwarscontractie-coëfficiënt ν , en de initiële voorspanning N_0 . De analyse is gedaan met behulp van de mesh in fig. 4.2. Bij deze grove elementenmesh vindt men een bovengrens van de exacte oplossing, doordat 'te stijf' wordt gerekend. Naarmate men de mesh verfijnt zal de bovengrensbenadering steeds meer de exacte oplossing benaderen. Dit wordt aangetoond in paragraaf 4.4.

Bij een *absolute* beschouwing van geometrie- en materiaalparameters is er dus een relatie tussen de grootte van deze parameters, en de meshfijnheid. De gevoeligheid bij een *relatieve* parameterbeschouwing, is bij dit model echter nagenoeg onafhankelijk van de meshfijnheid. Daarom wordt in deze paragraaf alleen een uitspraak gedaan over de mate van verandering van een parameter, in relatie tot de mate van verandering van berekeningsresultaten. Met 'verandering van berekeningsresultaten' wordt bedoeld dat de beschouwing is gedaan middels een curve waarin de resulterende normaalkracht (N) die het getrokken blok inklemt, is uitgezet tegen de niet-lineaire belasting (F). In hoofdstuk 2 zijn de (doorslag-)parameters F en N reeds uitgelegd.

4.3.1 Representatieve elasticiteitsmodulus (E_{rep})

De invloed van de variatie van deze parameter komt goed tot uiting door E_{rep} te halveren van 175 naar 87.5 N/mm². De F-N kromme in fig. 4.3 krimpt daarmee met een factor 2. Dit is verklaarbaar. Als we teruggaan naar het staaf-doorslagmechanisme in par. 2.3 dan kan in (2.6) geconstateerd worden dat de elasticiteitsmodulus als een lineair afhankelijke parameter in deze vergelijking zit.

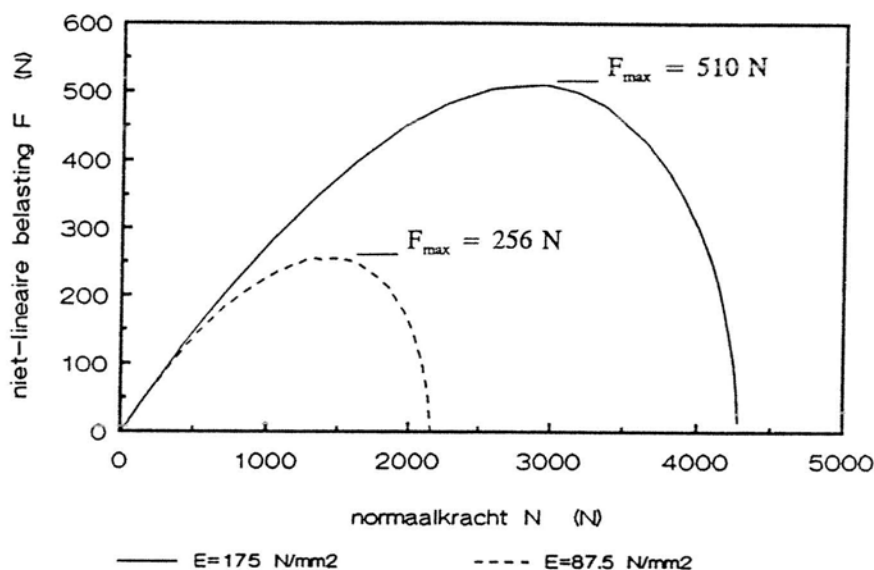


fig. 4.3 F-N curve bij variatie representatieve elasticiteitsmodulus (E_{rep})

Onderkend moet worden dat de elasticiteitsmodulus van hout een parameter is met een vrij grote spreiding. Zodra bij de GD-trekproeven andere blokken werden gebruikt in de 2D proefopstelling (overigens wel van hetzelfde houtsoort: afzelia) dan bleek de maximale trekkracht toe te kunnen nemen met een factor 1.4.

4.3.2 Breedte van het blokelement ($b_{y,blok}$)

Voor de breedte van het blokelement geldt hetzelfde als voor de variatie van de elasticiteitsmodulus: halvering van de breedte $b_{y,blok}$ resulteert in een halvering van de omvang van de F-N curve.

4.3.3 Dwarscontractiecoëfficiënt (ν)

De invloed van de dwarscontractie in dit 2D model is niet noemenswaardig. Voor een systeem met $\nu=0$ ligt de maximale trekkracht F_{max} 2 à 3% hoger dan voor een systeem waarbij $\nu=0.25$. In een 3D model zal deze invloed waarschijnlijk anders zijn in vergelijking tot de huidige 2D vlakke spanningstoestand, daar door uitzetting in de dwarsrichting een rij blokken zich in de 3D situatie vast kan wiggen tegen de naburige rijen blokken.

4.3.4 Aanvangsvoorspankracht (N_0)

De variatie van de aanvangsvoorspankracht N_0 heeft nauwelijks invloed op de uitvoerresultaten omdat deze waarde vaak veel lager ligt dan de maximale normaalkracht N_{max} . Uit fig. 4.4 volgt dat de doorslagkromme niet wezenlijk verandert wanneer de aanvangsvoorspankracht wordt verhoogd van $N_0=50$ N tot $N_0=500$ N.

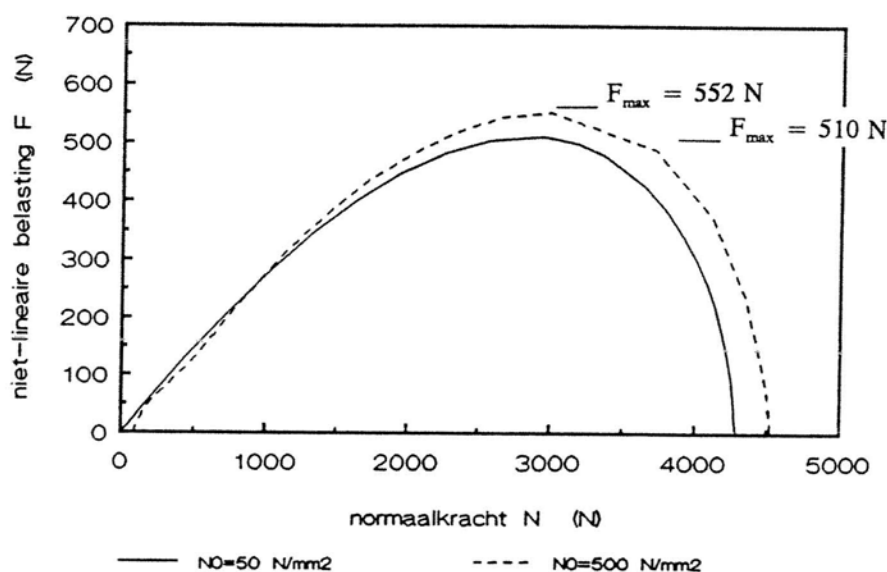


fig. 4.4 F - N curve bij variatie van aanvangsvoorspankracht (N_0)

4.3.5 Blokhoogte (h_{blok})

De blokhoogte h_{blok} is de meest interessante parameter. Wanneer we deze halveren (van 45 mm naar 22.5 mm), krimpt de F - N curve met een factor 13.1 in (fig. 4.5). Bij de behandeling van het staaf-doorslagprobleem in paragraaf 2.4 kwam reeds aan de orde dat een hieraan analoog verband, tussen de initiële hellingshoek van de drukstaaf en de maximale trekkracht, sterk niet-lineair (derde macht) is, zie fig. 2.6. De initiële helling van de drukdiagonaal in het blokkenmodel ($h_{blok}/(3 \cdot b_{x,blok})$), kan daarbij worden vergeleken met de initiële helling van de drukstaaf h_0/b in het staafmodel. Een halvering van de initiële hellingshoek geeft in het staafmodel een afname van de maximale trekkracht F_{max} met een factor 7.8. De benadering (2.12), waarbij dus verondersteld wordt dat $l_0 \approx b$, resulteert in een iets hogere factor, en wel $2^3=8$.

Men moet bij het blokkenmodel wel rekening houden met het feit dat een afname van de blokhoogte met een factor 2 ook inhoudt dat de blokdoorsnede met een factor 2 omlaag gaat. Dit fenomeen treedt bij het staafmodel niet op en dus moet de factor 7.8 van het staafmodel vergeleken worden met een factor $13.1 : 2 = 6.6$ voor het blokkenmodel.

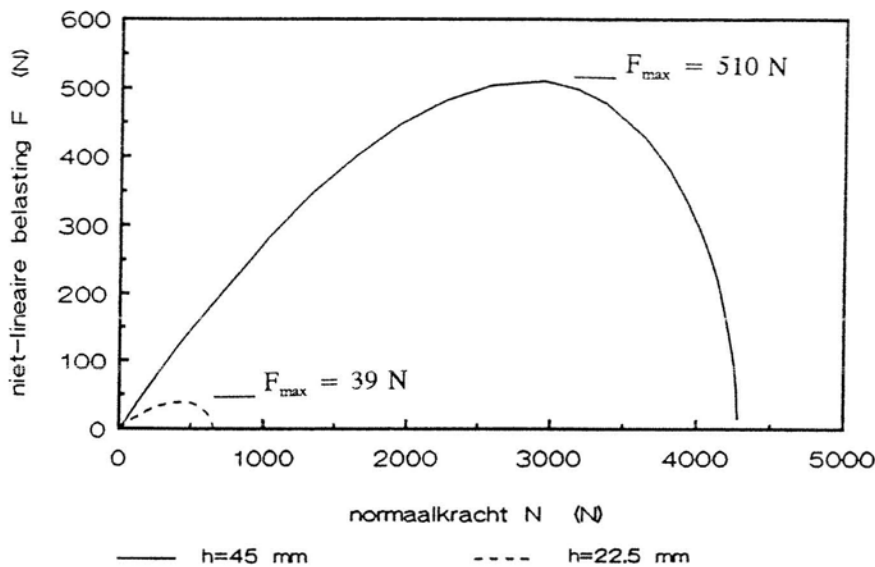


fig. 4.5 F - N curve bij variatie blokhoogte (h_{blok})

Het verschil tussen de factor 6.6 van het blokkenmodel en de factor 7.8 van het staafmodel ligt onder andere aan de volgende oorzaken:

- In het truss-model heeft de drukstaaf een constante doorsnede langs zijn lokale x -as genomen. In het blokkenmodel is het ten eerste al de vraag wat men als doorsnede van de drukdiagonaal moet nemen, en ten tweede is deze gedrukte doorsnede niet constant langs zijn as, omdat de hoofdspansingen variëren per doorsnede.
- In het blokken model spelen buigende momenten een rol in het verplaatsingsbeeld. Wanneer men de buiging vertaalt in een stijfheid van de drukdiagonaal, dan zal deze stijfheid variëren tijdens het belastingsproces daar de drukresultante zich gedurende het belastingsproces verplaatst. Bij aanvang van het belastingsproces wordt de initiële voorspanning aangebracht en is er sprake van axiale druk. Dit wil zeggen dat de drukresultante in het midden van de doorsnede ligt (zie fig. 4.6a). De rek ϵ van de drukresultante kan als volgt bepaald worden:

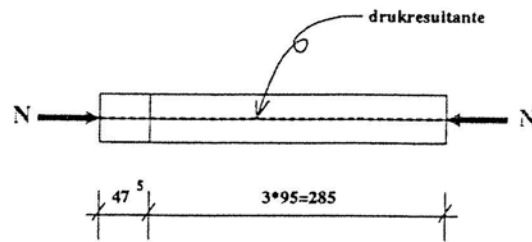
$$\epsilon = \frac{N}{EA} \quad (4.1)$$

Wanneer vervolgens de verticale trekkracht F wordt aangebracht, zal de drukresultante zich steeds meer richting de uiterste vezel verplaatsen, en treedt er een buigingsverschijnsel op. Op het moment dat de drukresultante horizontaal staat, bevindt deze zich ter plaatse van de scharnierpunten, in de buurt van de uiterste vezel (zie fig. 4.6b). Ten gevolge van het buigings-effect ontstaat een hoekverdraaiing.

Deze hoekverdraaiing is gelijk aan:

$$\varphi = \frac{Ml}{6EI} \quad (4.2)$$

waarin $M=N*0.5h$.



a) drukresultante bij aanvangsvoorspanning

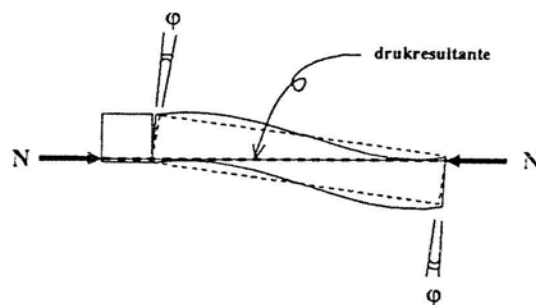
b) drukresultante in horizontale toestand ($N=N_{max}$)

fig. 4.6 a/b verloop van de drukdiagonaal tijdens belastingproces

a) drukresultante bij aanvangsvoorspanning

b) drukresultante is verplaatst naar de uiterste vezels (horizontale toestand, $N=N_{max}$)

De totale gemiddelde rek van de drukdiagonaal ten gevolge van de momenten M , wordt benaderd door de verkortingen van beide hoekpunten (waar de normaalkracht aangrijpt) te sommeren, en vervolgens te delen door de lengte l . Hierbij opgeteld de rek ten gevolge van de normaalkracht resulteert in:

$$\epsilon = \frac{N}{EA} + \frac{\varphi * \frac{1}{2}h}{l} * 2 \quad (4.3)$$

Voor de hoekverdraaiing kan (4.2) ingevuld worden. Het traagheidsmoment kunnen we schrijven als: $I = 1/12 * bh^3$, en voor het moment geldt $M = N * 0.5h$. Dit levert:

$$\epsilon = \frac{2N}{EA} \quad (4.4)$$

De gemiddelde rek van de drukdiagonaal gaat dus als gevolg van verplaatsing van de drukresultante met een factor twee omhoog, in het geval de normaalkracht N constant zou blijven. Hoewel de normaalkracht N niet constant blijft gedurende het belastingsproces kan desondanks gesteld worden dat de 'stijfheid' van de drukdiagonaal afneemt doordat deze tijdens het belasten verschuift richting de uiterste vezel.

Nogmaals, als men een kwantitatieve vertaalslag van de factor 6.6 voor het blokkenmodel naar de factor 7.8 voor het staafmodel wil maken, dan moet gedurende het belastingsproces de grootte van de drukresultante als functie van zijn plaats in de betreffende doorsnede bekend zijn.

- Een andere invloed die meespeelt is de schijfwerking. Bij een lage blokhoogte/blokbreedte-verhouding zullen de blokken zich gedragen als een balk, terwijl bij een hoge verhouding de blokken reageren als een schijf. Deze effecten spelen bij het staafmodel natuurlijk geen enkele rol.

Samenvattend komen de hierboven genoemde punten erop neer dat bij het blokkenmodel behalve normaalkrachtvervorming ook kromming en (eventuele) dwarskrachtvervorming optreden. Deze vervormingen verklaren het verschil tussen de factor 7.8 voor het staafmodel en de factor 6.6 voor het blokkenmodel.

4.4 Meshobjectiviteitsstudie

De verfijnde meshes waarmee de meshobjectiviteitsstudie uitgevoerd is, zijn weergegeven in fig. 4.7. De interface elementen zijn hierin gemarkeerd met behulp van een zwarte lijn. De meshes zijn zowel over de hoogte als de breedte achtereenvolgens 2, 4, 8, 16 en 32 maal fijner gemodelleerd in vergelijking met de mesh in fig. 4.2. De gebruikte geometrie- en materiaalparameters zijn dezelfde als genoemd in par. 4.2. Wanneer het verloop van de maximale trekkracht F_{\max} wordt uitgezet tegen de meshfijnheid dan zien we in fig. 4.8 dat de som convergeert naar de exacte oplossing. Het procentuele verschil in de maximale trekkracht F_{\max} , bij een verfijning van 16 maal ten opzichte van een verfijning van 32 maal, is minder dan 0.1%.

De belangrijkste rekenresultaten zijn in tabel 4.1 afgedrukt. De betekenis van de parameters in de tabel wordt onderstaand uitgelegd.

meshfijnheid (uitgedrukt in : 'aantal elementen over de hoogte')	1	2	4	8	16	32
F_{\max} (N)	510	310	282	270	269.1	268.9
N_{\max} (N)	4290	2590	2400	2340	2364	2363
F_{\max}/N_{\max}	0.119	0.119	0.118	0.115	0.114	0.114
$\Delta h_{(F=F_{\max})}$ (mm)	21.0	19.7	17.5	17.0	18.0	17.9
Δh_{\max} (mm)	46.2	46.0	44.2	43.3	42.4	42.5
$\Delta h_{(F=F_{\max})}/\Delta h_{\max}$	0.45	0.43	0.40	0.39	0.43	0.42
i.p.	1	1	1	2	4	7
$t_{n,\max,rand}$ (N/mm ²)	-6.1	-7.2	-13.2	-21.5	-16.3	-15.6

tabel 4.1 Uitvoerparameters bij verschillende meshfijnheden

$\Delta h_{(F=F_{\max})}$ = de verticale verplaatsing van het knooppunt alwaar de niet-lineaire belasting F aangrijpt, op het moment dat $F=F_{\max}$

Δh_{\max} = de maximale verticale verplaatsing van het knooppunt alwaar de niet-lineaire belasting F aangrijpt

$i.p.$ = aantal integratie punten dat drukspanningen in de interface elementen beschrijft ter plaatse van de frame-randoplegging, op het moment dat de 'drukdiagonaal' horizontaal staat

$t_{n,\max,rand}$ = de maximale spanning in het *bovenste* Lobatto integratiepunt van het *bovenste* interface element ter plaatse van de frame-randoplegging. Omdat bij dit integratieschema de knopen op dezelfde hoogte liggen als de integratiepunten, ligt dit integratiepunt (met de maximale drukspanning) voor alle mesh-fijnheden op dezelfde plaats. De maximale drukspanning in dit integratiepunt zal optreden op het moment dat de normaalkracht N maximaal is, waarbij de drukdiagonaal horizontaal staat.

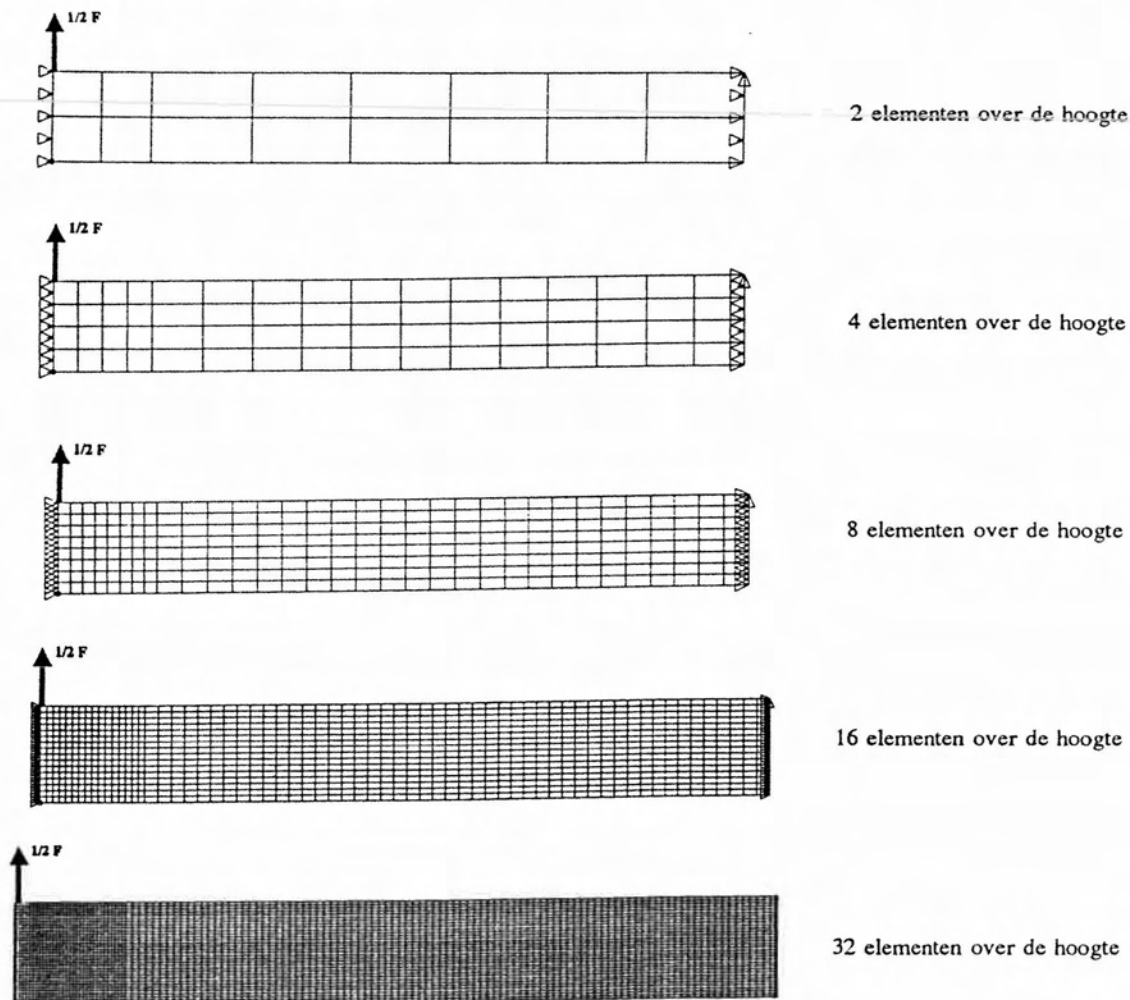


fig. 4.7 mesh-verfijning van het houten blokkenmodel

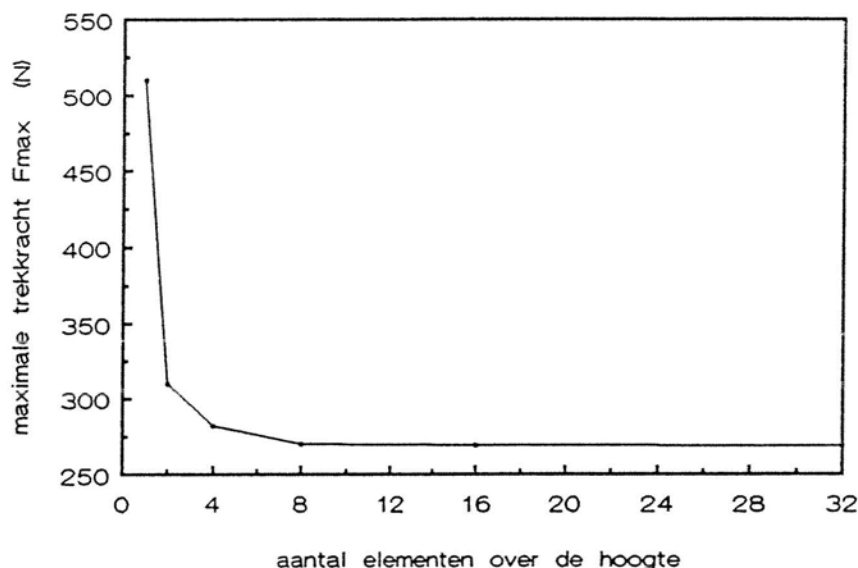


fig. 4.8 convergentiegedrag bij mesh-verfijning

Per interface element zijn er drie Lobatto integratiepunten die de spanningen en vervormingen beschrijven in dat element. Volgens tabel 4.1 is bij een mesh van '16 elementen over de hoogte', de waarde van i.p. gelijk aan 4. Het contactvlak is dus bij deze meshfijnheid voor het eerst door meer dan 1 element beschreven. De beschrijving van het contactvlak wordt bij een toenemende meshfijnheid steeds nauwkeuriger, en dientengevolge steeds kleiner.

Het globale systeemgedrag kenmerkt zich door variabelen als F_{\max} en N_{\max} , en deze parameters zijn vanaf een meshfijnheid van '4 à 8 elementen over de hoogte', nagenoeg geconvergeerd zijn naar de exacte oplossing. De verhouding F_{\max}/N_{\max} is een maat voor de vorm van het F-N diagram. In tabel 4.1 constateren we dat dit quotiënt redelijk ongevoelig is voor mesh-verfijning; het varieert tussen 0.114 en 0.119. Dit quotiënt kan ook berekend worden voor het staafmodel. Zoals eerder genoemd is de helling van de drukdiagonaal bij het blokkenmodel analoog aan de helling van de drukstaaf in het staafmodel. In de initiële toestand volgt dan: $h_{\text{blok}}/(3 \cdot b_x) = 45/(3 \cdot 95) = 0.158 \approx (h_v/b)$. Met behulp van fig. 2.9 wordt dan gevonden: $F_{\max}/N^1 = 0.18$. In par. 2.4 is geconcludeerd dat de verhouding N_{\max}/N^1 voor kleine hellingshoeken bijna constant is, en wel 1.5. De verhouding F_{\max}/N_{\max} wordt hierbij $0.18/1.5 = 0.12$, hetgeen goed overeenkomt met de analoge waarde bij het houten blokkenmodel.

Het quotiënt $\Delta h_{(F=F_{\max})}/\Delta h_{\max}$ is bij de fijnste mesh van '32 elementen over de hoogte' gelijk aan 0.42. Deze waarde vonden we ook voor het quotiënt h^1/h_0 bij het staafmodel (par. 2.4) hetgeen hiermee overeenkomt.

De waarde Δh_{\max} heeft bij een meshfijnheid van '1- en 2 elementen over de hoogte' een grotere waarde dan de blokhoogte van 45 mm. Dit is fysisch gezien onzinnig, en het gevolg van een te stijf systeemgedrag bij een te grove mesh.

Hoewel dus het globale constructiegedrag bij meshverfijning al vrij snel stabiliseert (4 à 8 elementen over de hoogte), blijkt dit voor het lokale constructiegedrag geenszins het geval te zijn. Een lokale parameter als $t_{n,\max,\text{rand}}$ stabiliseert pas enigszins bij een meshfijnheid van '16 à 32 elementen over de hoogte', evenals de parameter Δh_{\max} . Dit volgt uit het feit dat de krachtswerking ter plaatse van de 'scharnierpunten' zeer lokaal is, en bij een zeer fijne mesh pas goed beschreven kan worden.

Bij een meshfijnheid van '4 à 8 elementen over de hoogte' heeft deze onnauwkeurigheid van lokale parameters een geringe invloed op het nagenoeg geconvergeerde globale constructiegedrag. De enige conclusie die met zekerheid hieraan verbonden kan worden, is dat dit geldt voor de huidige configuratie met de huidige randvoorwaarden. Het is maar de vraag of dit óók opgaat wanneer aanverwante modellen met (lokaal) aangepaste randvoorwaarden doorgerekend worden. Bij een aanverwant model moet men denken aan een blokkenmodel waarbij de randstijfheid van het frame en/of de contactstijfheid van de blokvoegen wordt meegenomen. Om deze reden zijn de desbetreffende aanverwante modellen in hoofdstuk 5 dan ook gemodelleerd met een meshfijnheid van '32 elementen over de hoogte'. Hiermee voorkomt men zo veel mogelijk dat een berekeningsresultaat wordt toegekend aan het constructiegedrag terwijl het in werkelijkheid misschien het gevolg is van een te grove modellering ter plaatse van de 'scharnierpunten'. Een modelleringsalternatief is 'plaatselijke meshverfijning' bij de scharnierpunten, gecombineerd met een grovere modellering voor het overige gedeelte van de constructie. Hier is in dit geval niet voor gekozen omdat algehele meshverfijning vrij eenvoudig te verwezenlijken was, en de hardware-infrastructuur voldoende krachtig was.

4.5 Nadere beschouwing van de framerand-aansluiting

De modellering van de aansluiting tussen het randblok en de framerand is een detail-aspect dat een nadere toelichting verdient. Wanneer de modellering overeenkomstig fig. 4.9 werd uitgevoerd, traden onacceptabele verschijnselen op. Het betreft dan zowel convergentieproblemen, als plaatselijke spanningspieken.

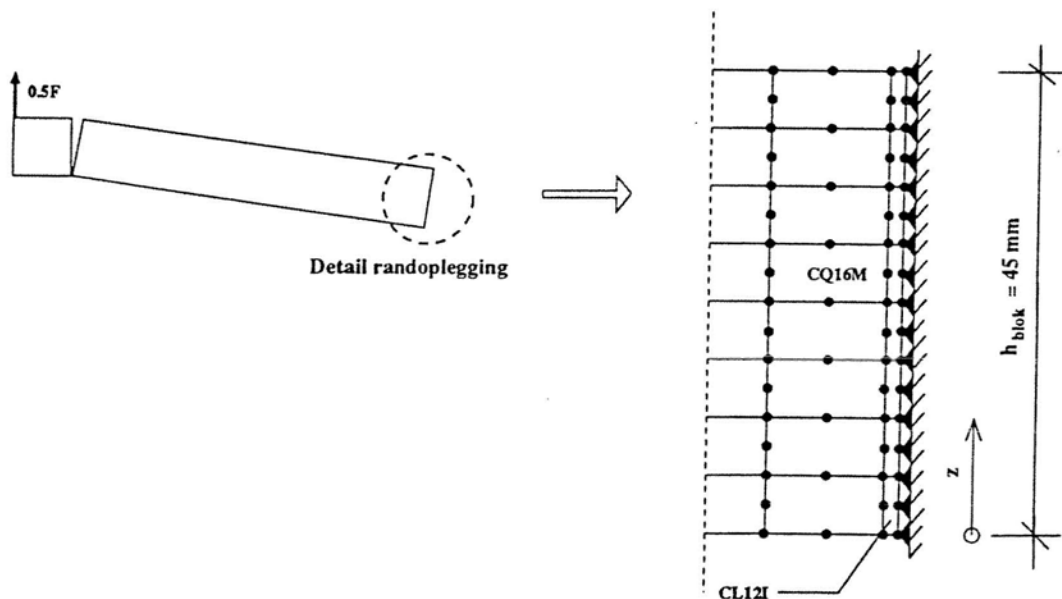


fig. 4.9 oorspronkelijke modellering van aansluiting randblok met framerand
De knooppunten ter rechterzijde van de interface elementen zijn zowel in horizontale als in verticale richting opgelegd

Divergentie van de berekening bij een dergelijke randmodellering is als volgt te verklaren. De interface elementen hebben als bezwijkcriterium het discrete scheurmodel meegekregen volgens par. 3.3.2. In een integratiepunt kunnen geen trekspanningen ontstaan, want dan zullen deze 'loslaten', en ontstaat er een gaping. Bij loslaten van een integratiepunt moet echter de schuifspanningsenergie in dat punt, worden overgebracht naar de resterende vastzittende integratiepunten. Bij grove meshes met weinig integratiepunten ter plaatse van de randoplegging, zijn dit naar verhouding grote schuifspannings-energieoverdrachten. Stel bijvoorbeeld dat er nog twee integratiepunten vastzitten. Wanneer een integratiepunt vervolgens loslaat, zal het laatste vastzittende integratiepunt ineens een circa twee maal zo hoge schuifspanning over moeten brengen. Hierbij is er een grote kans op divergentie.

Een ander probleem dat optrad bij een uitvoering van de rand volgens fig. 4.9, is het ontstaan van plaatselijke spanningspieken. Wanneer de aanvangsvoorspanning σ_0 op het model wordt aangebracht dan zouden we een homogene normaalspanningstoestand verwachten in de gehele constructie. Dit is overal het geval, behalve ter plaatse van de frame-randaansluiting. Het normaalspanningsverloop in het interface element ter plaatse is weergegeven in fig. 4.10.

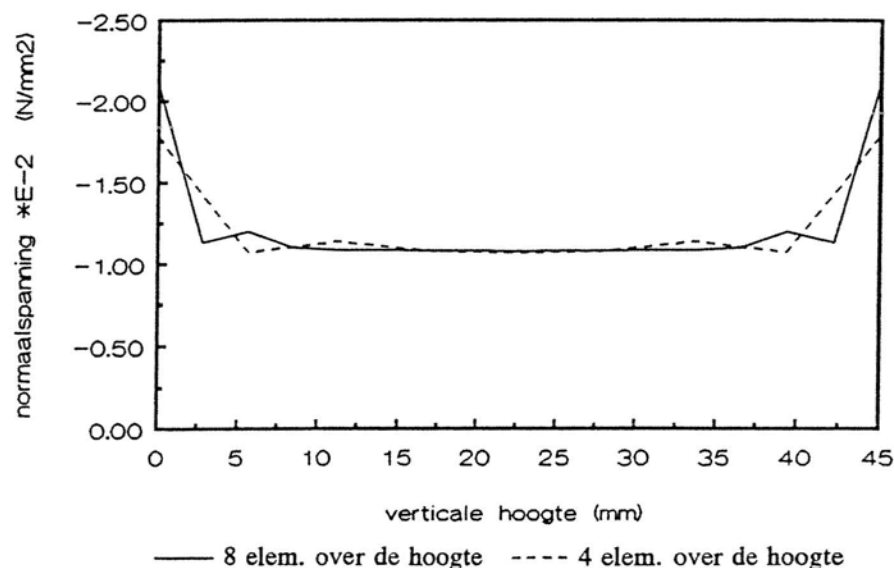


fig. 4.10 normaalspanningsverloop in interface elementen ten gevolge van aanvangsvoorspanning, ter plaatse van de frame-randaansluiting

In het midden van het blok is de normaalspanning iets lager ($t_x = -1.08 \cdot 10^{-2} \text{ N/mm}^2$) dan de homogene spanningstoestand ($\sigma_0 = -1.16 \cdot 10^{-2} \text{ N/mm}^2$), terwijl aan de randen hoge piekspanningen optreden. De weergave van het normaalspanningsverloop is gedaan voor zowel 4 als 8 elementen over de hoogte, waarbij opvalt dat voor de fijnste mesh de pieken het hoogste zijn. De oorzaak is gelegen in het feit dat de interface elementen een hoge 'dummy' stijfheid hebben meegekregen. Dit is gedaan om de elastische vervorming van deze elementen onder drukbelasting, te beperken. Hierdoor kunnen de interface elementen de vervormingen ten gevolge van dwarscontractie bij de continuüelementen, niet volgen. Wanneer deze dwarcontractie op nul werd gezet, bleven de spanningspieken dan ook achterwege.

Verderop in dit rapport zal nog blijken dat het *zuiver homogeen zijn* van de normaalspanning ten gevolge van de aanvangsvoorspanning (σ_0), niet van zeer groot belang is. Desalniettemin is hier getracht om dit effect, evenals het erboven beschreven convergentie-probleem, op te lossen. In fig. 4.11 staat een alternatieve modellering afgedrukt, waarbij deze twee effecten niet optreden.

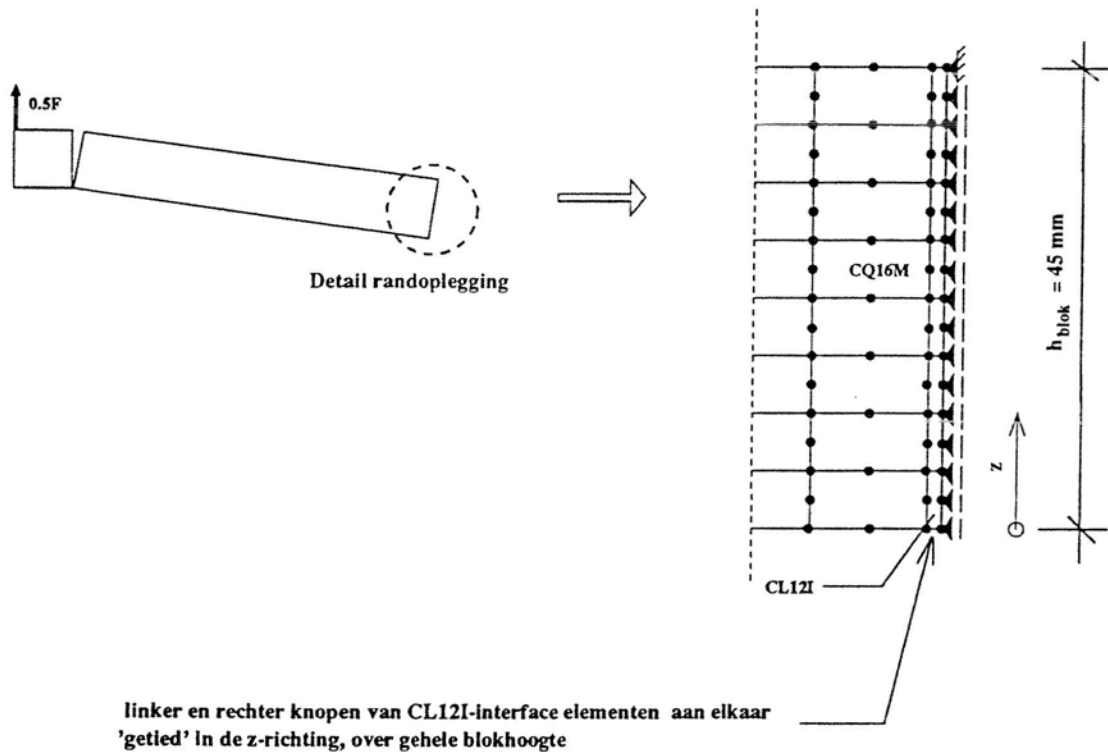


fig. 4.11 verbeterde modellering van aansluiting randblok met frame-rand
De knopen ter rechterzijde van de interface elementen zijn alleen in de horizontale richting opgelegd, en verticaal 'getied' aan de knopen ter linkerzijde

De vrijheidsgraad in z-richting van de rechter knopen van de interface elementen ('slaves') is gekoppeld ('getied') aan die van de linker knopen ('masters'). Dit heeft als resultaat dat de schuifspanning in de interface-integratiepunten gedurende het belastingsproces gelijk is aan nul. Hierdoor is er geen schuifspannings-energieoverdracht bij het losschieten van een knoop. Deze wijze van modelleren sluit echter wel afschuiving van een blok langs de framerand uit, maar dit is hier geen probleem omdat dit effect bij het blokkendoorslagprobleem niet optreedt. Ook is het normaalspanningsverloop ten gevolge van de aanvangsvoorspanning nu homogeen. De vervormingen ten gevolge van dwarscontractie kunnen immers vrij optreden, waarmee het stijfheidsverschil tussen het continuümelement en het interface element wat dat betreft geen invloed meer heeft.

4.6 Verificatie numerieke resultaten (fijnste mesh) aan GD-trekproef en Lotus-model

De uitvoerresultaten bij '32 elementen over de hoogte' zullen in deze paragraaf worden geverifieerd aan de 'GD trekproefresultaten' en resultaten van het 'LOTUS-model'. Hierbij zullen in grafisch opzicht, resultaten uit de eindige elementenberekening worden afgedrukt naast de 'GD-trekproefresultaten'. Vervolgens zal een tabel worden afgedrukt waarin ook de 'LOTUS-resultaten' zijn verwerkt. Vanwege de overzichtelijkheid zijn de invoerparameters van het eindige elementenmodel hieronder nogmaals weergegeven:

- $E_{rep} = 175 \text{ N/mm}^2$
- $u_{hout} = 0.25$
- aanvangsvoorspanning $N_0 = 50 \text{ N}$ ($\sigma_0 = 1.16 \cdot 10^{-2} \text{ N/mm}^2$)
- $h_{blok} = 45 \text{ mm}$
- $b_{x,blok} = 95 \text{ mm}$
- $b_{y,blok} = 95 \text{ mm}$
- normaal(druk)stijfheid interface element $D_{nn} = 1 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$
interface element kan geen trek opnemen : discrete scheurmodel
- afschuifstijfheid interface element $D_{tt} = 1 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$
- mesh-fijnheid = 32 elementen over de blokhoogte

Uit het kracht-verplaatsingsdiagram (F- Δh diagram) in fig. 4.12 kunnen we concluderen dat de numerieke resultaten redelijk overeenkomen met die van de GD-trekproef.

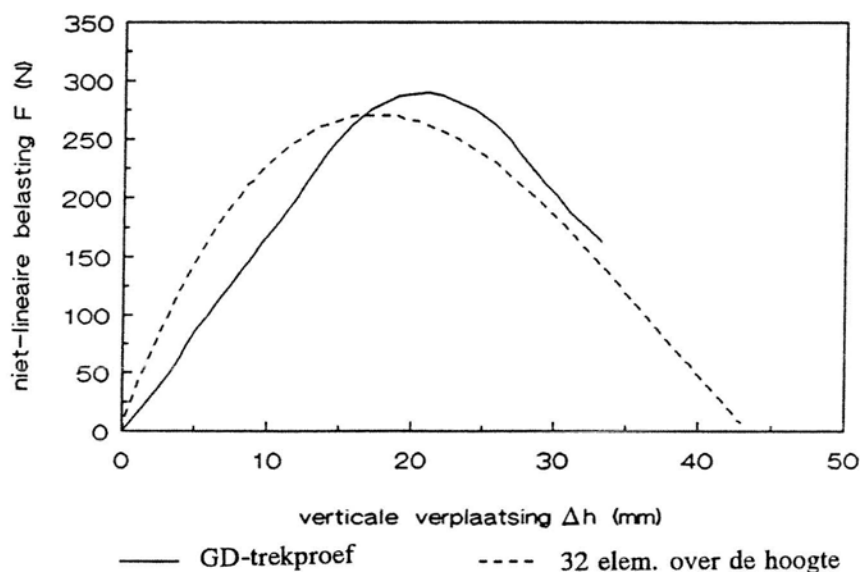


fig. 4.12 verband tussen de verticale verplaatsing Δh , en de niet-lineaire belasting F

- voor Δh en F : zie fig. 2.3

De top van de GD-trekproefcurve ligt bij een iets grotere verplaatsing, in vergelijking tot de numerieke curve. Ook loopt de trekproefcurve aanvankelijk rechtlijnig, terwijl de numerieke curve een enigszins 'bol' verloop kent. Wanneer de normaalkracht N wordt uitgezet tegen de niet-lineaire belasting F (F-N diagram), dan valt op dat de verschillen groter worden nabij en voorbij de maximale belasting (fig. 4.13).

Het eerste gedeelte van beide lijnen komt aardig overeen, waarna de numerieke lijn vervolgens sterk afbuigt, terwijl de experimentele lijn een doorgaand verloop kent, om vervolgens ook af te buigen.

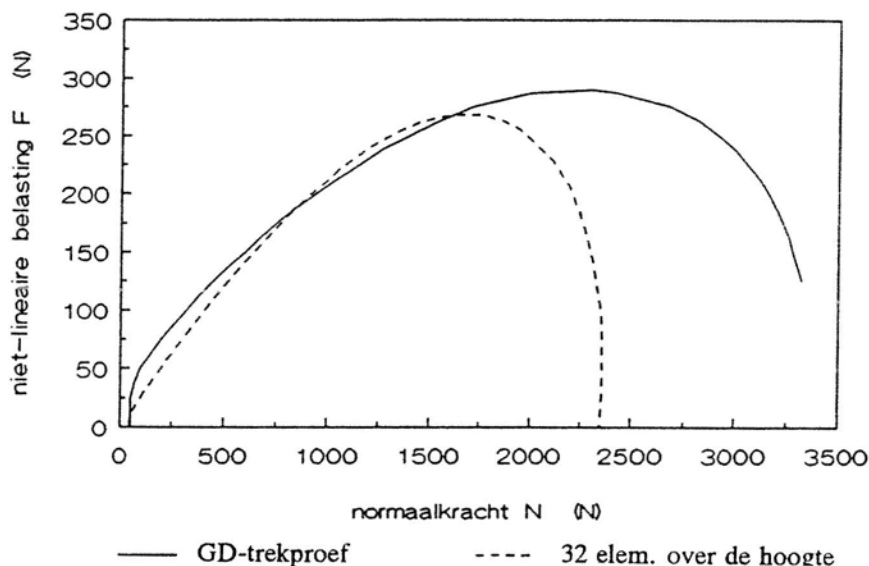


fig. 4.13 verband tussen de normaalkracht N , en de niet-lineaire belasting F

De verklaring hiervoor is dat de *variatie* van de contactstijfheid nog niet is meegenomen. De contactstijfheid is in het huidige model impliciet vertegenwoordigd middels de *constante* parameter E_{rep} . De suggestie, dat het meenemen van een variabele contactstijfheid de F-N curve zal uitrekken, zal in hoofdstuk 5 nader worden onderzocht. Een belangrijke conclusie is dat het stabiele pad in zowel F- Δh curve als de F-N curve vrij goed overeenkomt met de experimentele resultaten. Waarschijnlijk zou de numerieke benadering ter plaatse van F_{max} nog iets beter geweest zijn, wanneer de parameter E_{rep} een fractie hoger zou zijn gekozen. Bij het passeren van F_{max} (=de overgang tussen stabiele tak en labiele tak), neemt het verschil tussen beide curven toe. Daar dit vooral goed tot uiting komt middels de F-N curve, zal deze curve dan ook bij de hiernavolgende analyses gebruikt worden, aangevuld daar waar zinvol met een F- Δh diagram. In tabel 4.2 zijn de uitvoerparameters in tabelvorm afgedrukt. De invoerparameters die gebruikt zijn voor het LOTUS-model, staan vermeld in BIJLAGE III.

	GD-trekproef	eindige elementen- berekening (32 elementen over de hoogte)	Lotus model
F_{\max} (N)	290	268.9	287
N_{\max} (N)	c.a. 3400	2363	c.a. 3300
F_{\max}/N_{\max}	0.085	0.114	0.087
$\Delta h_{(F=F_{\max})}$ (mm)	21	17.9	20

tabel 4.2 Uitvoerparameters GD-trekproef, e.e.m.-berekening (32 elem.) en LOTUS-model

Met behulp van het LOTUS-model kan de GD-trekproef goed benaderd worden, daar het bij het LOTUS-model mogelijk is een normaalkracht afhankelijke systeemstijfheid ($E_{rep.}$) in te voeren. Hierdoor is dan impliciet een normaalkracht afhankelijke contactstijfheid gemodelleerd, waarbij de F-N curve in horizontale zin wordt uitgetrokken zodanig dat de verhouding F_{\max}/N_{\max} gelijk is aan circa 0.085. In hoofdstuk 5 volgt hierover meer.

4.7 Analyse van spanningen en vervormingen tijdens belastingsproces

In dit rapport is reeds aan de orde gekomen dat het blokkendoorslagprobleem bestaat uit een stabiel pad en een instabiel pad. Voor twee 'toestanden' gedurende het belastingsproces zijn bij een mesh-fijnheid van '8 elementen over de hoogte' de hoofdspansingen in de vervormde toestand afgedrukt. Bij een grotere mesh-fijnheid werd namelijk de 'afdruk-dichtheid' te hoog, hetgeen resulteerde in onduidelijke figuren. De hoofdspansingen zijn in beide toestanden verschillend geschaald, waardoor deze alleen een kwalitatieve indruk geven. Aansluitend aan deze kwalitatieve analyse middels hoofdspansingen volgt een kwantitatieve analyse aan de hand van contourafdrukken (kleur) van de Cauchy-spanningen σ_{xx} , σ_{yy} en σ_{xy} .

De twee toestanden waarop een spannings- en vervormingsanalyse gedaan wordt, zijn gemarkeerd in de F-N curve van het elementenmodel, in fig. 4.14.

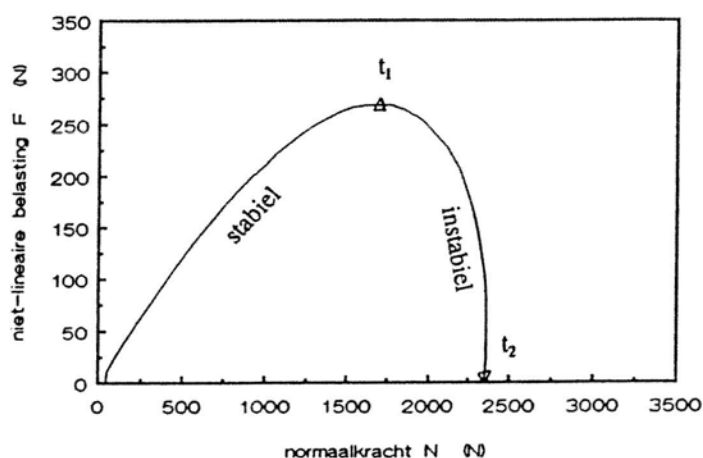


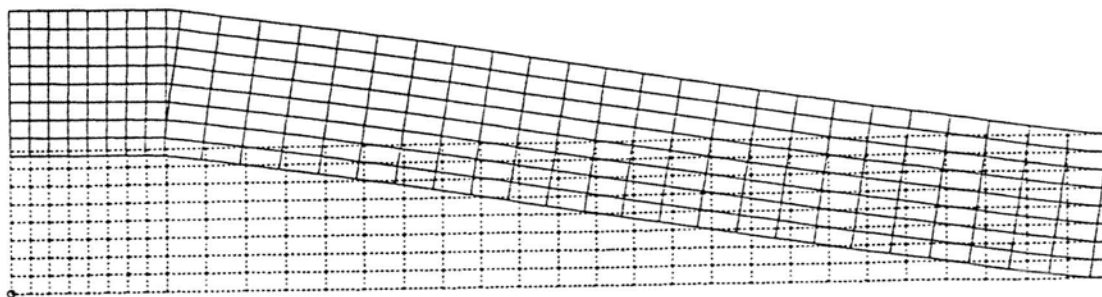
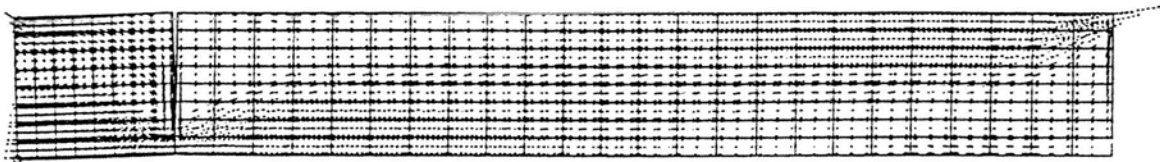
fig. 4.14 overzicht van te analyseren toestanden (t_1 , t_2), in 'numerieke' F-N curve

In de eerste toestand (t_1) is de belasting F gelijk aan F_{\max} , en voor de tweede toestand (t_2) geldt dat de normaalkracht N gelijk is aan N_{\max} .

De hoofdspansingen op t_1 zijn afgedrukt in fig. 4.15. Deze laten zien dat er een drukband ('drukdiagonaal') loopt door de drie randblokken. Vanwege excentrische inleiding van de normaalkracht N , ontstaan er een 'buigingseffect' (par. 4.3.5), hetgeen resulteert in buigtrekspanningen ter plaatse van blokhoeken. De verplaatsing van het getrokken blok is op dat moment gelijk aan 17.9 mm, wat overeenkomt met circa 0.4 maal de blokhoogte.



$t_1 : F = F_{\max}$



$t_2 : F = 0, N = N_{\max}$

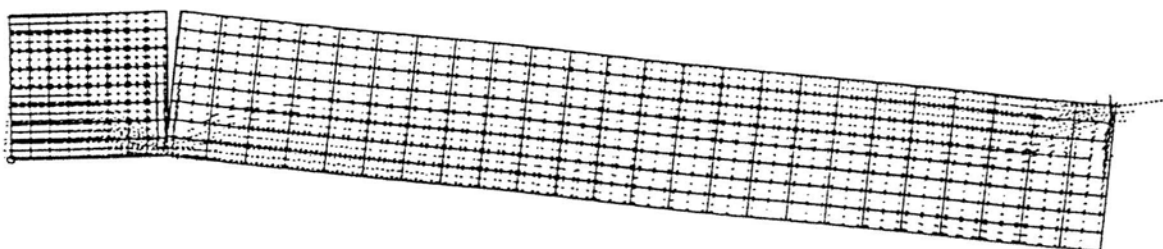


fig. 4.15 overzicht vervormingen en hoofdspansingen op toestand t_1 ($F = F_{\max}$) en t_2 ($N = N_{\max}$)

Naarmate het belastingproces verder is gevorderd (t_2), is het hoofdspansingsbeeld kwalitatief niet veel veranderd. De drukspanningen buigen ter plaatse van de scharnierpunten iets sterker af doordat de drukresultante verder richting de uiterste vezels is verschoven. Een logisch gevolg hiervan is dat over een groter gedeelte van de systeendoorsnede trekspanningen ontstaan. Op het moment dat $N=N_{\max}$ is de verplaatsing van het getrokken blok bijna gelijk aan de blokhoogte.

In dit numerieke model zijn de drie randblokken via één rechthoekig 'deel' gemodelleerd, met een lengte van $3 \cdot b_{x,\text{blok}}$. Bij deze wijze van modelleren wordt dus geen rekening gehouden met het ontstaan van gapingen ter plaatse van de contactvlakken bij de randblokken. Fysisch gezien houdt dit dan ook in dat op deze plaatsen geen trekspanningen mogen optreden, omdat anders de modellering niet correct is. Via een eenvoudige analyse met behulp van fig. 4.16 is af te leiden dat dit ook niet het geval is.

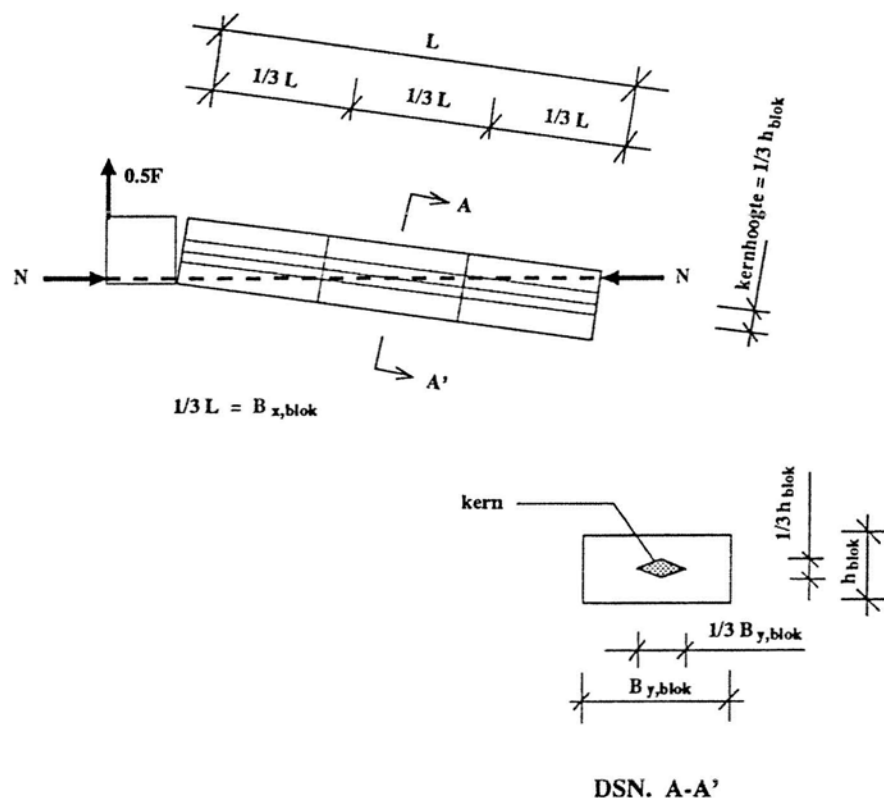


fig. 4.16 schematische weergave van verloop drukdiagonaal ten opzichte van kern

Ter plaatse van de randblok-contactvlakken op een afstand van $1/3 \cdot L$ en $2/3 \cdot L$ uit de rand, heeft de drukdiagonaal een excentriciteit van circa $1/6 \cdot h_{\text{blok}}$ ten opzichte van de neutrale lijn. Bij een rechthoekige doorsnede valt een dergelijke excentriciteit nog net op de rand van de kern, waarmee ter plaatse over de volledige blokhoogte alleen drukspanningen aanwezig zijn.

Ter controle is nog een model doorgerekend waarbij de drie randblokken als drie losse blokken zijn gemodelleerd. Hierbij waren de verschillen in de numerieke uitkomsten minimaal, waarmee de huidige modellering (drie randblokken als één 'deel') betreffende dit fenomeen dus acceptabel is.

In fig. 4.17 tot en met 4.19 zijn contourafdrukken gemaakt van de spanningen σ_{xx} , σ_{yy} en σ_{xy} op de toestand t_1 ($F=F_{max}$) en in fig. 4.20 tot en met 4.22 voor de toestand t_2 . De meshfijnheid waarbij de numerieke waarden worden geproduceerd, benodigd voor de post-processing van deze contourafdrukken is '32 elementen over de hoogte'.

toestand t_1 , $F=F_{max}$:

In fig. 4.17 constateren we dat halverwege het middelste randblok (het tweede blok vanuit de rand) de Cauchy-spanning σ_{xx} nagenoeg homogeen is (licht-groene arcering). Linksboven en rechtsonder van het systeem, zijn trekspanningen (oranje-rood) waarneembaar die het gevolg zijn van buiging vanwege de excentrische inleiding van de normaalkracht N . De grootste drukspanningen (blauw) concentreren zich ter plaatse van de scharnierpunten, dus daar waar de normaalkracht wordt ingeleid.

In fig. 4.18 is de spanning σ_{yy} afgedrukt. De maximale trekspanningen bij de scharnierpunten volgen uit het feit dat de hoge drukspanningen in de x -richting door de normaalkracht N , trekspanningen in de richting loodrecht daarop opwekken. Ter plaatse van het aangrijpingspunt van de trekkracht F zijn logischer wijs ook trekspanningen waarneembaar. Over de verdere doorsnede is σ_{yy} nagenoeg constant daar het hier een buigingsprobleem in de x -richting betreft waarbij de spanningsontwikkelingen dan ook hoofdzakelijker wijs in de x -richting plaatsvindt.

De schuifspanning σ_{xy} in fig. 4.19 vertoont pieken ter plaatse van de scharnierpunten. Op deze plaats moet de belasting $\frac{1}{2}F$ worden overgebracht via een klein oppervlak, hetgeen hoge schuifspanningen tot gevolg heeft. Halverwege het tweede blok vanaf de rand loopt de schuifspanning naar alle waarschijnlijkheid parabolisch, met een maximum in het midden en een schuifspanning van nul aan de randen. In 4.19 kan dat geconstateerd worden aan de lichtgoene kleur aan de randen (≈ 0 N/mm²), en de iets donkere kleur groen in het midden die overeenkomt met circa 0.05 N/mm² ($=1\frac{1}{2}*\frac{1}{2}F_{max}/(b*h)$). De overgang tussen deze contouren lijkt sterk niet-lineair (parabolisch).

Zowel voor σ_{xx} , σ_{yy} als σ_{xy} geldt dat ter plaatse van de drie randblokken de spanningen ten op zichte van het middelpunt nagenoeg anti-symmetrisch zijn. Dit wordt veroorzaakt doordat de belasting op de drie randblokken ook vrijwel anti-symmetrisch is. De kleine verstoringen die volledige anti-symmetrie tegengaan, zijn het gevolg van het feit dat de scharnierpunten links en rechts niet hetzelfde contact-conditie kennen. Links wordt immers tegen het elastische middenblok aangedrukt en rechts tegen de starre rand.

toestand t_2 , $N=N_{max}$ ($F=0$):

In fig. 4.20 tot en met 4.22 kan geconstateerd worden dat het verloop van de Cauchy-spanningen σ_{xx} , σ_{yy} en σ_{xy} globaal gezien hetzelfde is als op t_1 . De extreme waarden verschillen echter wel degelijk. De maximale trekspanning op t_1 in de x -richting (ter plaatse van het aangrijpingspunt van F) is groter dan op t_2 . Dit is op het eerste gezicht merkwaardig daar de normaalkracht N op t_2 groter is dan op t_1 , en men dus ook een grotere buigtrekspanning op t_2 zou verwachten. Er is echter ook nog een effect ten gevolge van de trekkracht F . Deze is op t_1 maximaal, en op t_2 gelijk aan nul. De trekkracht levert loodrecht op zijn werkrichting ook een trekspanning, waardoor resulterend op t_1 een grotere trekspanning in de x -richting optreedt. Verder geldt evenals op t_1 dat de hoogste drukspanningen in de x -richting zeer lokaal aanwezig zijn. Een drukspanning van -15.2 N/mm² zal in werkelijkheid geen plasticiteit van het materiaal opleveren, daar de 'vloiegrens' van tropisch hardhout (iroko) ongeveer gelijk is aan -30 N/mm². De elastische modellering van de continuümelementen is dan ook gerechtvaardigd.

$$F=F_{max} = 269.0 \text{ N}$$

Sigma XX --- max: 2.51 N/mm2 --- min: -6.79 N/mm2

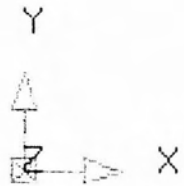
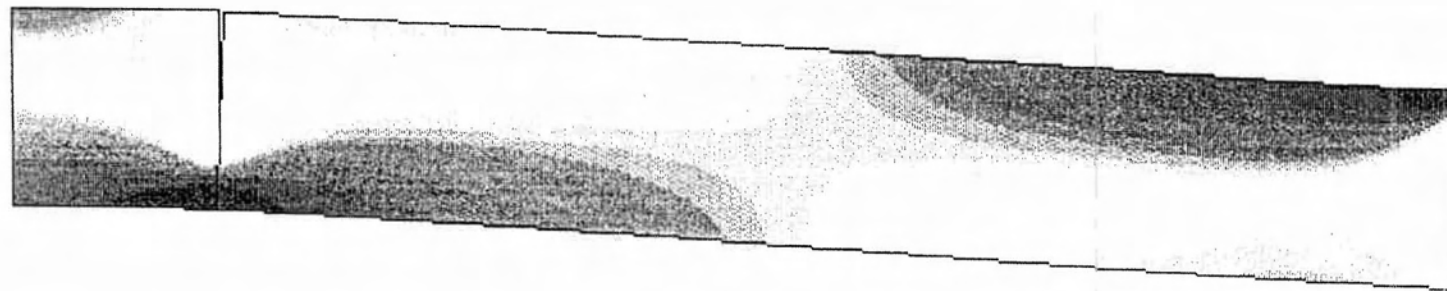


fig. 4.17 Cauchy-spanning σ_{xx} in globaal assenstelsel, toestand t1, $F=F_{max}$

- .5
- .439
- .379
- .318
- .197
- .136
- .758E-1
- .152E-1
- .455E-1
- .106
- .167
- .227
- .348
- .409
- .47
- .53
- .591
- .652
- .712
- .833
- .894
- .955
- 1.02
- 1.08
- 1.14
- 1.2
- 1.26
- 1.38
- 1.44
- 1.5

F=Fmax = 269,0 N

Sigma XY --- max: 0.645 N/mm2 --- min: -2.17 N/mm2

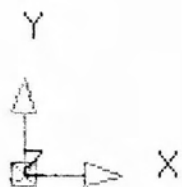
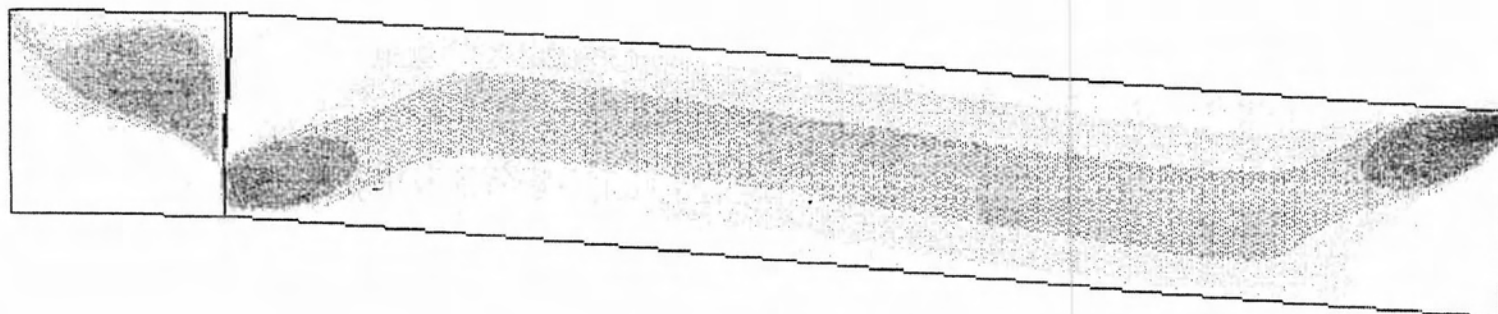


fig. 4.19 Cauchy-spanning σ_{xy} in globaal assenstelsel, toestand t1, $F=F_{max}$

- .5
- .464
- .427
- .391
- .318
- .282
- .245
- .209
- .173
- .136
- .1
- .636E-1
- .909E-2
- .455E-1
- .818E-1
- .118
- .155
- .191
- .227
- .3
- .336
- .373
- .409
- .445
- .482
- .518
- .555
- .627
- .664
- .7

$$F = 0 \text{ N} \quad (N=N_{\max})$$

Sigma XX --- max: 1.02 N/mm2 --- min: -15.2 N/mm2

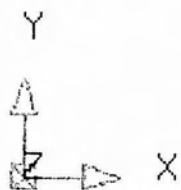
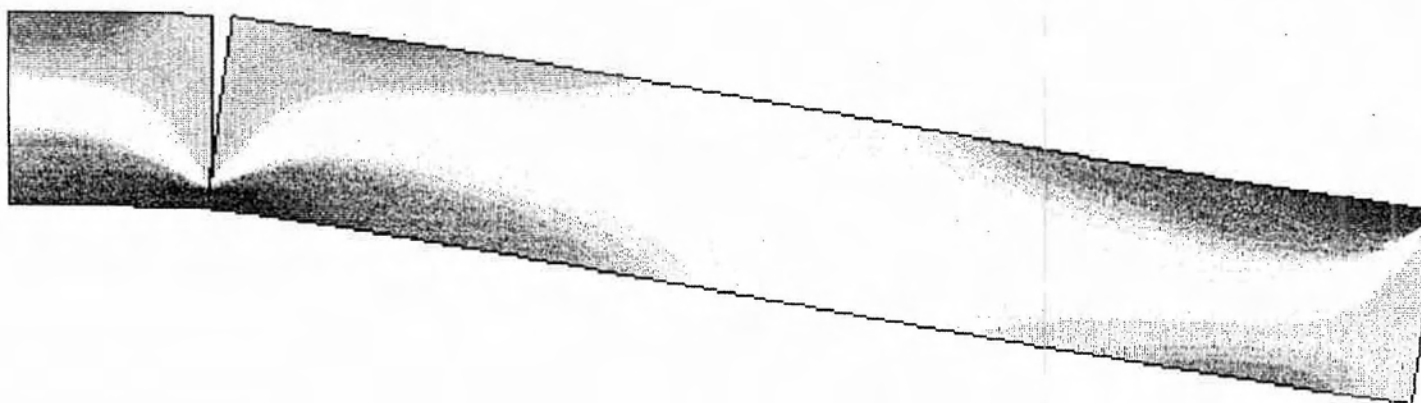
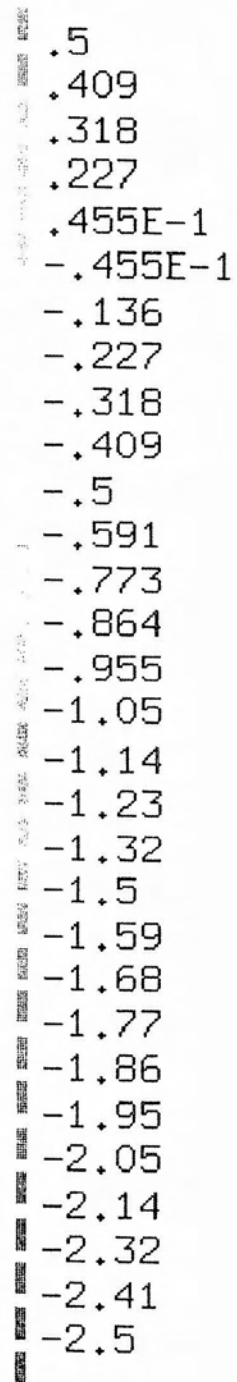


fig. 4.20 Cauchy-spanning σ_{xx} in globaal assenstelsel, toestand t2, $F=0$, $N=N_{\max}$



F = 0 N (N=Nmax)

Sigma YY --- max: 4.8 N/mm2 --- min: -1.75 N/mm2

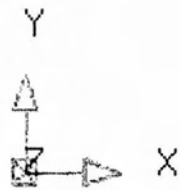
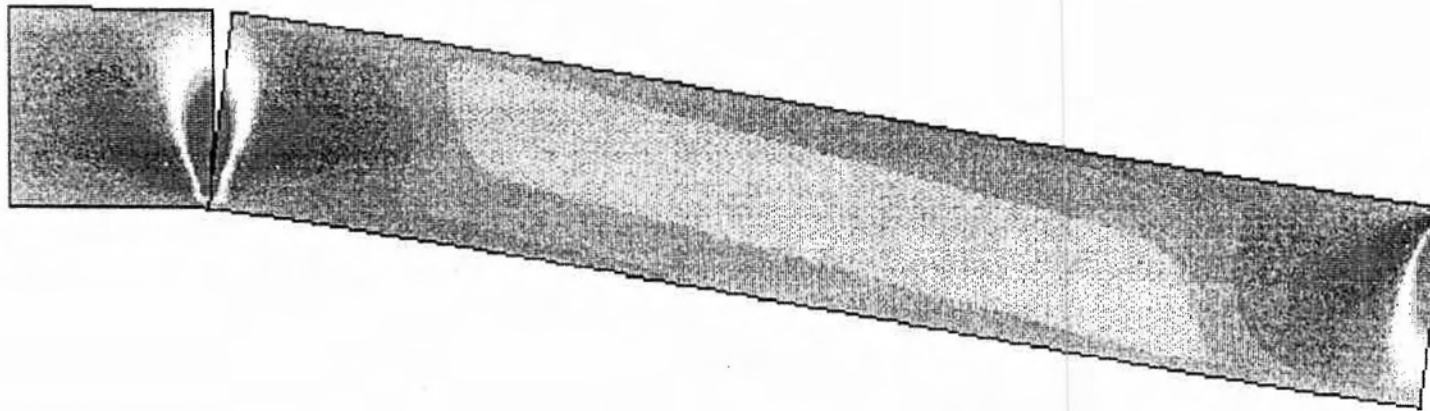


fig. 4.21 Cauchy-spanning σ_{yy} in globaal assenstelsel, toestand t2, $F=0$, $N=N_{max}$

- .5
- .47
- .439
- .409
- .348
- .318
- .288
- .258
- .227
- .197
- .167
- .136
- .758E-1
- .455E-1
- .152E-1
- .152E-1
- .455E-1
- .758E-1
- .106
- .167
- .197
- .227
- .258
- .288
- .318
- .348
- .379
- .439
- .47
- .5

F = 0 N (N=Nmax)

Sigma XY --- max: 1.06 N/mm2 --- min: -2.06 N/mm2

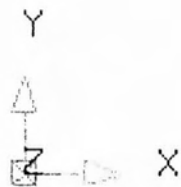
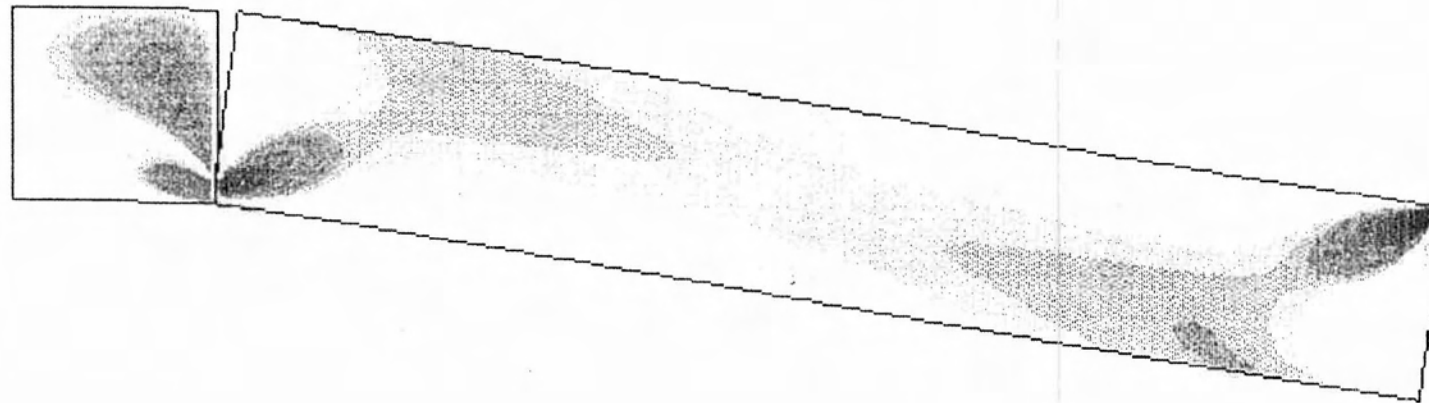


fig. 4.22 Cauchy-spanning σ_{xy} in globaal assenstelsel, toestand t2, $F=0$, $N=N_{max}$

- .5
- .464
- .427
- .391
- .318
- .282
- .245
- .209
- .173
- .136
- .1
- .636E-1
- .909E-2
- .455E-1
- .818E-1
- .118
- .155
- .191
- .227
- .3
- .336
- .373
- .409
- .445
- .482
- .518
- .555
- .627
- .664
- .7

Het verloop van de normaalspanning t_n in de interface elementen ter plaatse van de randoplegging (voor de toestanden t_1 en t_2) is afgedrukt in fig. 4.23.

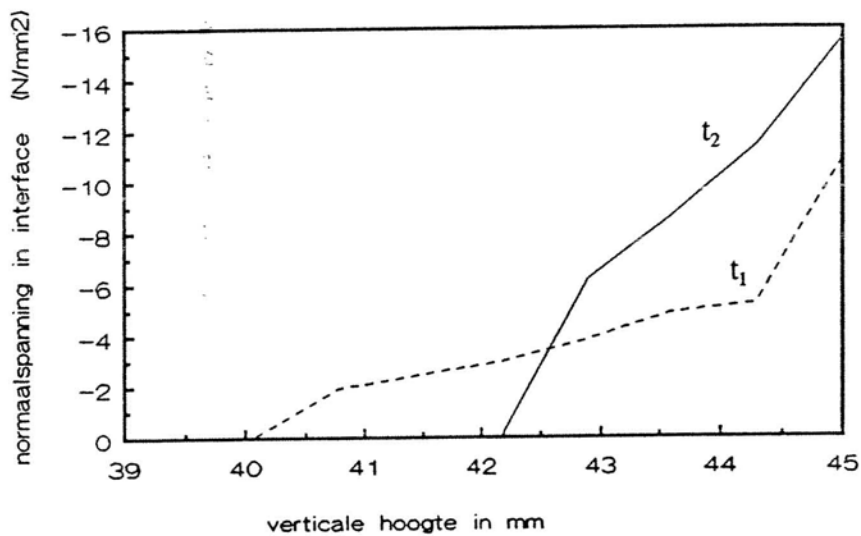


fig. 4.23 verloop van de normaalspanning t_n in de interface elementen ter plaatse van de randoplegging, voor de toestanden t_1 en t_2
 - t_1 : $F = F_{max}$
 - t_2 : $F = 0$, $N = N_{max}$

In fig. 4.23 komt een verticale plaatshoogte van 45 mm overeen met de bovenzijde van het blok. Op t_1 is de drukspanning uitgesmeerd over een relatief groot contactoppervlak van 5 mm. Op t_2 bedraagt het contactoppervlak 3 mm, waarmee dus bijna een halvering ten opzichte van t_1 is bereikt. Het drukspanningsverloop is multi-lineair, doordat vlakke doorsneden niet geheel vlak blijven.

4.8 Samenvatting en evaluatie

- de geometrie- en materiaalparameters

Bij het parameteronderzoek bleek de blokhoogte h_{blok} de meest interessante parameter. De aanzienlijke relevantie van deze parameter volgde uit het resultaat dat een halvering van de blokhoogte leidde tot een onevenredig grote afname van de maximale trekkracht F_{max} .

Er zijn veel overeenkomsten tussen de uitvoerresultaten van het staafdoorslagmechanisme uit hoofdstuk 2 en het blokkendoorslagmechanisme. Er is echter ook een verschijnsel dat zorgt voor een belangrijk verschil, en wel het 'buigingseffect'. Dit effect treedt bij het blokkenmodel op doordat de normaalkracht (N) bij kantelen van de blokken excentrisch wordt ingeleid. Daar dit effect bij staafwerkprincipe's geen enkele rol speelt, is het staafdoorslagmechanisme niet volledig relateerbaar aan het blokkendoorslagmechanisme.

De elasticiteitsmodulus van hout blijkt een relevante spreiding te hebben. Wil men daarom een specifiek experiment numeriek benaderen, dan zal men de elasticiteitsmodulus als invoerparameter, moeten bepalen via 'curve fitting' aan de experimentele resultaten. Wanneer men een op zichzelf staande numerieke berekening wil doen, dan kan dit alleen als de elasticiteitsmodulus en de spreiding in deze parameter, via nauwkeurige metingen zijn bepaald. De gemeten spreiding in de parameter dient dan ook daadwerkelijk gemodelleerd te worden door de verschillende elasticiteitsmoduli random te verdelen over het elementennet. Men kan hierbij denken aan een grove verdeling (per houten blok) of aan een fijnere verdeling (per element).

- uitvoerresultaten

Het stabiele pad kan gedurende de trekproef vrij goed worden beschreven met behulp van een constante representatieve elasticiteitsmodulus E_{rep} . Deze parameter is een samenstel van de stijfheid van de blokken, de randstijfheid en de contactstijfheid ter plaatse van de voegen. Bij passage van de maximale trekkracht F_{max} wordt een labiel pad gevolgd. In deze fase wijken de numerieke resultaten enigzins af van de experimentele resultaten. Dit is waarschijnlijk het gevolg van het feit dat de contactstijfheid niet constant is, maar normaalkracht-afhankelijk. In hoofdstuk 5 volgt hierop een nadere beschouwing.

Doordat de normaalkracht N ter plaatse van de scharnierpunten excentrisch wordt ingeleid, ontstaat er buigspanningen in de blokken. Bij blokkendoorslagproblemen waarbij een materiaal met een lage treksterkte wordt gebruikt, dient men op deze fysisch niet-lineaire effecten dan ook bedacht te zijn.

De drukspanningen die ten gevolge van de klemwerking worden opgewekt, kunnen zeer hoog oplopen. De maximale drukspanningen ter plaatse van de scharnierpunten spreiden zich uit over een klein gebied, waarmee dit fenomeen dus zeer lokaal is. Op een wat grotere afstand van de scharnierpunten zijn deze maxima al aanzienlijk afgenomen.

5. EFFECT RAND- EN CONTACTSTIJFHEID BIJ HOUTEN BLOKKENMODEL

5.1 Algemeen

In het hiervoorafgaande hoofdstuk is de randoplegging als star verondersteld. De stijfheid van de blokken, de rand en de contactvlakken zijn daar impliciet verdisconteerd met behulp van één constante parameter, E_{rep} . In dit hoofdstuk zullen deze drie stijfheden als afzonderlijke parameter nader worden onderzocht en worden meegenomen in modelleringen. Allereerst volgt in paragraaf 5.2 een analyse van numerieke resultaten waarbij de randstijfheid expliciet gemodelleerd is. In paragraaf 5.3 is de contactstijfheid in de voegen als een op zichzelf staand effect bekeken. Het contactstijfheidsverloop is bepaald met behulp van het LOTUS-model, en op drie verschillende manieren verdisconteerd in een eindige elementenmodel. Afsluitend volgt in par. 5.4 een samenvatting en evaluatie.

5.2 Expliciete modellering randstijfheid

De framerand is gemaakt van dezelfde houtsoort als de houten blokken, namelijk iroko. Tijdens het belastingsproces reageert de rand als een verende oplegging. In het laboratorium van Grondmechanica Delft zijn een aantal experimenten uitgevoerd op het 2D blokkenmodel, met als doel de veerstijfheid van de rand te bepalen. In BIJLAGE II is dit uitgewerkt, en er is voor gekozen om de rand te modelleren met behulp van kwadratische Mindlin balkelementen, DIANA-code: CL9BE. Onderaan zal de randbalk als volledig ingeklemd worden verondersteld, waarbij dus geen translaties en rotaties kunnen optreden (fig. 5.1).

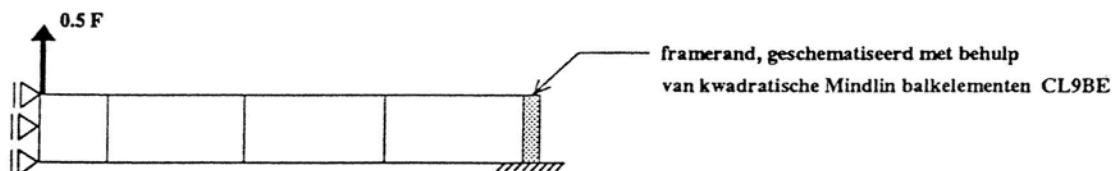


fig. 5.1 schematisatie met expliciet model van framerandoplegging met behulp van balkelementen

Achteraf bleek dat deze wijze van schematiseren ter verbetering vatbaar is (zie BIJLAGE II). Daar de enigszins incorrecte schematisatiekeuze weinig afdoet aan de interpretatieve waarde van het verschijnsel randstijfheid, is het zo gelaten.

De parameters die zijn afgeleid in BIJLAGE II zijn hieronder weergegeven:

blokken (+voeg):

- $E_{rep, blok + voeg} = 254 \text{ N/mm}^2$
- $u_{hout} = 0.25$

- $N_0 \approx 50 \text{ N}$
- $h_{\text{blok}} = 45 \text{ mm}$
- $b_{x,\text{blok}} = 95 \text{ mm}$
- $b_{y,\text{blok}} = 95 \text{ mm}$

ingeklemde rand:

- $b_{\text{eff,rand}} = 95 \text{ mm}$ (effectieve breedte van de Mindlin balkelementen)
- $h_{\text{eff,rand}} = 35.8 \text{ mm}$ (effectieve hoogte van de Mindlin balkelementen)
- $l_{\text{rand}} = 45 \text{ mm}$ (totale lengte van de balk (= blokhoogte))

Er zijn 2 berekeningen gedaan met een meshfijnheid van '32 elementen over de hoogte'. Hierbij is gekeken is naar de variatie van de randstijfheid:

- 1^e berekening : - $E_{\text{rand}} = E_{\text{hout,loodrecht op de vezel}} = 400 \text{ N/mm}^2$
- 2^e berekening : - $E_{\text{rand}} = 0.1 * E_{\text{hout,loodrecht op de vezel}} = 40 \text{ N/mm}^2$

Aan de hand van eenvoudige mechanica-regels kan worden afgeleid dat een balk een variërende translatiestijfheid in de buigingsrichting heeft, langs zijn lengte-as genomen. Ter plaatse van de inklemming is de translatiestijfheid oneindig, en ter plaatse van het balkuiteinde is deze minimaal. Als gevolg van de variërende translatiestijfheid is het gecompliceerd de balk ter plaatse met een homogene aanvangsvoorspanning te belasten, overeenkomstig het uitgangspunt in de vorige berekeningen. Aan de hand van de resultaten uit par. 4.3.4 kan de conclusie worden getrokken dat een eventuele inhomogeniteit van de aanvangsvoorspanning een minuscule invloed heeft op het belastingsproces, daar de aanvangsvoorspankracht vele malen kleiner is dan de uiteindelijke maximale inklemkracht N_{max} . Daar komt nog bij dat in het GD-experiment de aanvangsvoorspanning ter plaatse van de rand ook inhomogeen zal zijn, waarmee een inhomogene aanvangsvoorspanning acceptabel is. In de tabel hieronder zijn de rekenresultaten vermeld van de twee hierboven beschreven modellen.

	$E_{\text{rand}} = 400 \text{ N/mm}^2$	$E_{\text{rand}} = 40 \text{ N/mm}^2$
F_{max} (N)	293	96.4
N_{max} (N)	2533	809
$F_{\text{max}}/N_{\text{max}}$	0.116	0.119
$\Delta h_{(F=F_{\text{max}})}$ (mm)	18.4	19.2
Δh_{max} (mm)	43.2	44.4
$\Delta h_{(F=F_{\text{max}})}/\Delta h_{\text{max}}$	0.43	0.43
i.p.	5	2
$t_{n,\text{max,rand}}$ (N/mm ²)	-28.1	-20.1

tabel 5.1 Uitvoerparameters bij verschillende randstijfheden

Voor de definitie van de variabelen in tabel 5.1: zie pagina 48.

Uit tabel 5.1 volgt dat de waarde F_{\max} (en dus ook N_{\max}) afneemt naar mate de randstijfheid afneemt. Dit is aannemelijk daar bij een lagere rand-veerstijfheid een lagere normaalkracht ontwikkeld wordt. Het gehele systeem kent in dat geval immers een lagere stijfheid.

Daarbij neemt het aantal integratiepunten dat drukspanningen opneemt (i.p.) ter plaatse van de randoplegging (bij een horizontale drukdiagonaal) af, bij een afnemende veerstijfheid. Bij een oneindig buigstijve rand is de waarde i.p. zelfs gelijk aan 7 (zie tabel 4.1). Dit als volgt te verklaren. Onder een bepaalde hoek α zal de drukdiagonaal N horizontaal staan (fig. 5.2). Wanneer de rand nu oneindig buigstijf is, kan een grotere normaalkracht (N_1) ontwikkeld worden in vergelijking tot een rand met eindige buigstijfheid (N_2).

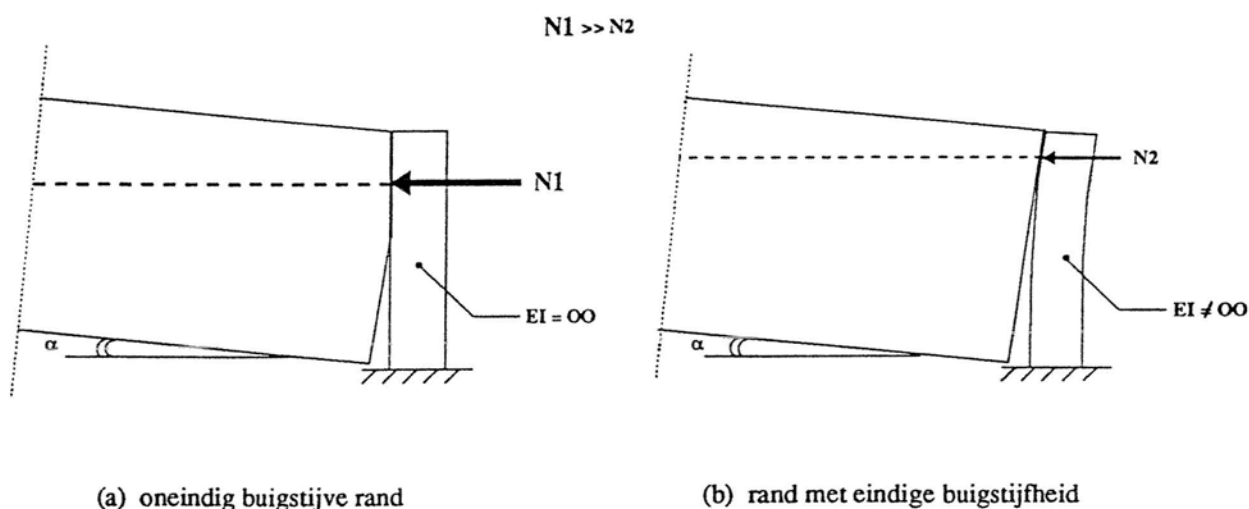


fig. 5.2 ontwikkeling contactvlak ter plaatse van de randbalk
 a) oneindig buigstijve rand
 b) rand met eindige buigstijfheid

De ontwikkeling van de normaalkracht bij een oneindig buigstijve rand is constitutief volledig afhankelijk van de blokvervormingen. Hierdoor zal zich een relatief groot contactvlak ontwikkelen. Bij een rand met eindige buigstijfheid buigt de rand zelf mee. Een deel van de vervorming ontwikkelt zich in de rand en een deel in de blokken. Daarbij komt nog het feit dat de totale vervorming kleiner is dan bij een oneindig stijve rand omdat de ontwikkelde normaalkracht relatief lager ligt. Hierdoor ontwikkelt zich een kleiner contactvlak en ligt de resultante van de normaalkracht hoger. In tabel 5.1 kunnen we dit constateren aan de waarde $h_{1\max}$, die bij een relatief stijve rand ($E=400 \text{ N/mm}^2$) lager ligt is dan bij een minder stijve rand ($E=40 \text{ N/mm}^2$).

In hoofdstuk 4 is het GD-blokkenmodel gemodelleerd met behulp van één representatieve stijfheidsmodulus E_{rep} . In de huidige paragraaf is een opslitsing gemaakt naar een model met een relatief hoge randstijfheid ($E=400 \text{ N/mm}^2$) en een stijfheid voor de blokken en voegen ($E_{\text{rep,blok+voeg}}=254 \text{ N/mm}^2$). Via een lineair serie-systeem van blok+voeg en de rand, zijn deze stijfheden bepaald aan de hand van het 'representatieve' model in hoofdstuk 4 (BIJLAGE II). De F-N-curve in fig. 5.3 laat zien dat het opgesplitste model en het representatieve model elkaar niet veel ontlopen. De maximale waarde van de trekkracht ligt voor het opgesplitste model 8% hoger, hetgeen acceptabel is. De balk(rand)stijfheid EI en de stijfheid $E_{\text{rep,blok+voeg}}$ die in BIJLAGE II voor het opgesplitste model zijn afgeleid lijken hiermee gerechtvaardigd.

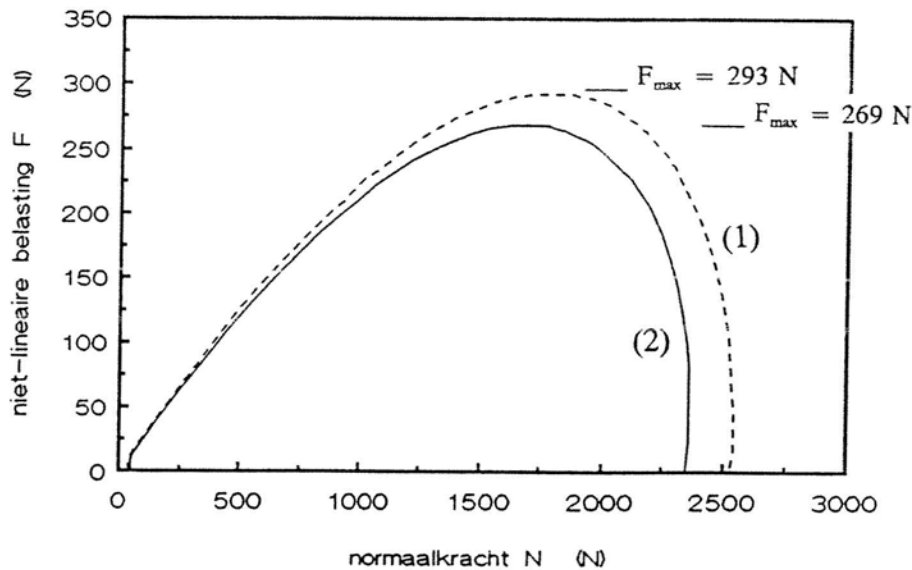


fig. 5.3 normaalkracht (N) als functie van de niet-lineaire trekkracht (F)
 (1) model waarbij de systeemstijfheid is opgesplitst in een 'randstijfheid' en een 'blok+voeg-stijfheid'
 (2) model met representatieve systeemstijfheid E_{rep} volgens hoofdstuk 4

5.3 Expliciete modellering contactstijfheid

Het contactvlak tussen de blokken is gedurende het belastingsproces niet constant. Als gevolg van blokoneffenheden zullen de blokcontactvlakken aanvankelijk niet over het volledige oppervlak gesloten zijn. Naarmate de normaalkracht (N) toeneemt, worden blokoneffenheden dicht gedrukt en neemt het contactoppervlak toe. Daardoor wordt de contactstijfheid groter en dus ook de systeemstijfheid. Het bepalen van de normaalkrachtafhankelijke contactstijfheid tussen de blokken onderling en tussen de blokken en de rand, is enigszins gecompliceerd.

Het LOTUS-rekenmodel van Bakker kan de 2D GD-trekproef goed kan benaderen (zie tabel 4.2), waardoor gepoogd is vanuit dit model het verloop van de contactstijfheid gedurende het belastingsproces te reproduceren. Dit verloop kan vervolgens dienen als invoergegeven voor een eindige-elementenberekening. In BIJLAGE III is deze handelwijze uitgewerkt, met daarbij de vermelding van de gebruikte LOTUS-invoerparameters. Hieronder volgt een korte beschrijving van de werkwijze in BIJLAGE III.

In het LOTUS-model is de variabele contactstijfheid impliciet vertegenwoordigd middels een variabele elasticiteitsmodulus $E_{rep,t}$ die onder andere afhankelijk is van de normaalkracht N . De index 't' geeft de variatie van de desbetreffende parameter tijdens het belastingsproces weer, en dient dus niet letterlijk als 'tijd' te worden geïnterpreteerd.

$$\frac{1}{K_{rep,t}} = \frac{1}{K_{blok}} + \frac{1}{K_{voeg,t}} + \frac{1}{K_{rand}} \quad (5.1)$$

Hieruit volgt:

$$\frac{I}{E_{rep,t} A} = \frac{I}{E_{blok} A} + \frac{I}{K_{voeg,t}} + \frac{I}{K_{rand}} \quad (5.2)$$

l_{rep} = een representatieve stijfheidslengte van het blokkensysteem; deze is gelijk genomen aan de lengte van de drukdiagonaal ($\approx 3 \cdot b_{x,blok} = 3 \cdot 95 = 285$ mm)

A = de grootte van de blokdoorsnede ($= 45 \cdot 95 = 4275$ mm²)

$E_{rep,t}$ = een representatieve waarde voor de elasticiteitsmodulus van het gehele systeem, die normaalkrachtsafhankelijk is (N/mm²)

E_{blok} = een waarde voor de elasticiteitsmodulus van de blokken (N/mm²)

$K_{voeg,t}$ = stijfheid in de voegen (normaalkrachtsafhankelijk) (N/mm¹)

K_{rand} = randstijfheid bepaald in BIJLAGE II, formule II.11 (N/mm¹)

Als men via het LOTUS-model het verloop van de systeemstijfheid $E_{rep,t}$ kent, kan met behulp van (5.6) de contactstijfheid ($K_{voeg,t}$ als functie van normaalkracht) worden bepaald. Een belangrijk punt hierbij is dat men in (5.6) de werkelijke waarde moet invullen voor de parameter E_{blok} . Omdat deze parameter in het GD-laboratorium nooit expliciet is gemeten, is hiervoor een literatuurwaarde van $E_{hout,loodrecht\ op\ de\ vezel} = 400$ N/mm² gebruikt. Zoals reeds vermeld is deze elasticiteitsmodulus in werkelijkheid een parameter met een flinke spreiding waardoor het zeer aannemelijk is dat deze in de realiteit een factor hoger/lager kan liggen.

De hierboven gedane veronderstelling kan dus leiden tot een afwijking in het uiteindelijke resultaat. In eerste instantie zal verondersteld worden dat dit niet het geval is. $K_{voeg,t}$ dient te worden omgerekend naar een normaalkrachtsafhankelijke stijfheid $D_{nn,t}$. Deze stijfheid zal vervolgens gebruikt worden voor interface elementen die de contactstijfheid representeren.

In hoofdstuk 4 is gebleken dat de Cauchy-spanning σ_{xx} ter plaatse van dsn. A-A¹ (fig. 5.4) gedurende het belastingsproces homogeen is als gevolg van anti-symmetrie in de belasting en de geometrie. Vanuit het LOTUS-model is op snelle wijze te bepalen hoe de normaalkracht zich tijdens het belastingsproces ontwikkelt. Via dit model kan met behulp van de reeds bepaalde stijfheid $D_{nn,t}$ een constitutieve relatie worden afgeleid voor het totale contactstijfheidsverloop, te modelleren met behulp van interface elementen.

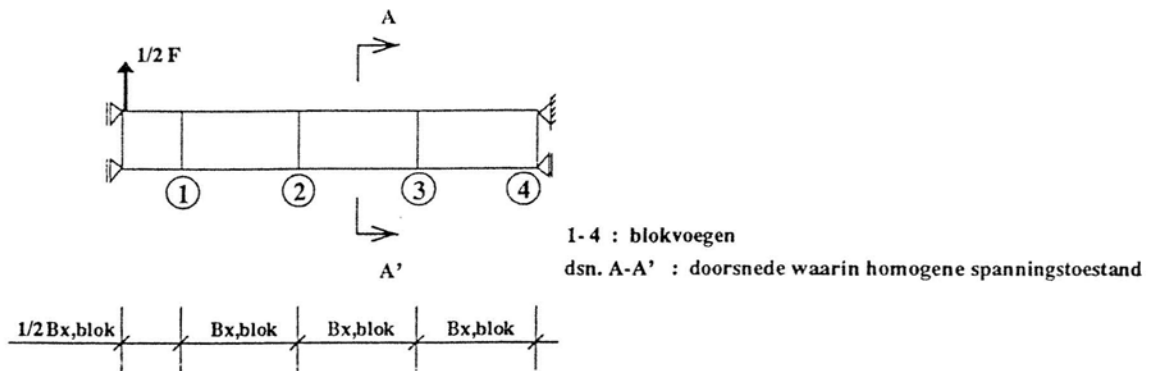


fig. 5.4 overzicht ten behoeve van de schematisatie van de contactstijfheid

In deze constitutieve relatie is de relatieve indrukking (Δu) als gevolg van contactoneffenheden, uitgezet tegen de normaalspanning t_n . Overeenkomstig de uitwerking in BIJLAGE III levert dit de relatie in fig. 5.5. Deze constitutieve relatie zal volgens een bi-lineaire benadering in een eindige elementenmodel worden gemodelleerd (niet-lineair elasticiteitsmodel). De eerste tak in deze benadering heeft een relatief lage stijfheid en de tweede tak een relatief hoge stijfheid.

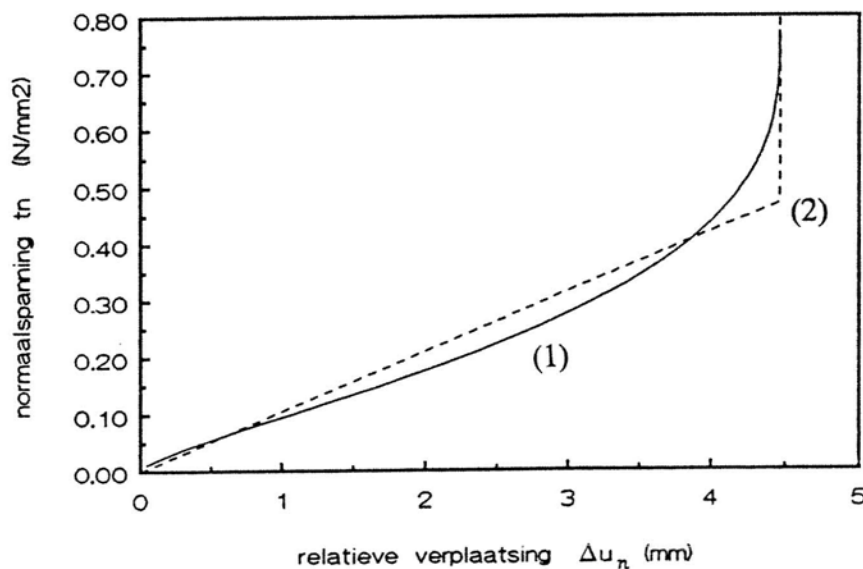


fig. 5.5 ontwikkeling van de totale contactstijfheid, uitgezet als een functie van de normaalspanning t_n in een interface element, tegen de verplaatsing Δu_n
 (1) 'exacte functie'
 (2) bi-lineaire benadering zoals ingevoerd in eindige elementenberekening

Bij interface elementen was het ten tijde van deze studie niet mogelijk een niet-lineair elasticiteitsmodel voor de druksituatie te combineren met het discrete scheurmodel voor de treksituatie. Dit is opgelost door ter plaatse van de contactstijfheids-situeringen twee interface elementen parallel te modelleren; dat wil zeggen, over elkaar heen. Hierbij verdisconteert het ene element het discrete scheurmodel onder trek en het andere element het niet-lineaire elasticiteitsmodel onder druk.

De situering van de contactstijfheid via interface elementen is gedaan via een aantal modellen. In paragraaf 5.3.1 zullen deze worden behandeld.

5.3.1 Modelling contactstijfheid, variatie positionering

De *totale* normale verplaatsing in de contactvlakken als functie van de normaalspanning is bepaald. Aangezien er in het blokkenmodel vier blokvoegen (contactvlakken) aanwezig zijn, impliceert dit geenszins dat het contactstijfheidsverloop voor alle vier de contactvlakken eenduidig is. Daar waar drukspanningen snel toenemen zal het contactvlak ook snel worden dichtgedrukt. Hierdoor is het verloop van de contactstijfheid in een blokvoeg afhankelijk van de positionering in het model. Dit fenomeen dient te worden onderzocht en daartoe zijn de volgende drie modelleringen gedaan.

model 1 : de *totale* gemiddelde contactstijfheid volgens de bi-lineaire benadering in fig. 5.5, is geconcentreerd in interface elementen, aangebracht op de plaats waar de normaalspanningen tijdens de proef nagenoeg homogeen blijven (dsn. A-A in fig. 5.4)

model 2 : de *totale* gemiddelde contactstijfheid volgens de bi-lineaire benadering in fig. 5.5, is geconcentreerd in interface elementen, aangebracht daar waar de normaalspanningen tijdens het belasten het snelste toenemen (voeg 4 in fig. 5.4)

model 3 : de *totale* gemiddelde contactstijfheid volgens de bi-lineaire benadering in fig. 5.5, is evenredig verdeeld over interface elementen in de vier blokvoegen 1 tot en met 4 in fig. 5.4. Iedere voeg zal 1/4 deel van de stijfheid voor zijn rekening nemen.

De meshfijnheid is gelijk aan '32 elementen over de hoogte'. De overige parameters zijn:

blokken:

- $E_{\text{rep,blok}} = 400 \text{ N/mm}^2$
- $\nu_{\text{hout}} = 0.25$
- $N_0 \approx 50 \text{ N}$ ($\sigma_0 \approx 1.16 \cdot 10^{-2} \text{ N/mm}^2$)
- $h_{\text{blok}} = 45 \text{ mm}$
- $b_{x,\text{blok}} = 95 \text{ mm}$
- $b_{y,\text{blok}} = 95 \text{ mm}$

ingeklemde rand:

- $E_{\text{rand}} = 400 \text{ N/mm}^2$
- $b_{\text{eff,rand}} = 95 \text{ mm}$
- $h_{\text{eff,rand}} = 35.8 \text{ mm}$
- $l_{\text{rand}} = 45 \text{ mm}$

Model 1 koppelt de eindige elementenberekening op een realistische wijze aan het LOTUS-model. Het totale contact-stijfheidsverloop is immers aan de hand van de homogene spanningsverdeling in dsn. A-A¹ bepaald, en dient dus ook ter plaatse geconcentreerd te worden. De schematisatie volgens model 2 en 3 zijn wat dit betreft minder plausibel. Bij deze modellen wordt immers (een deel van) de contactstijfheid gelegd in een doorsnede met een aanzienlijke spanningsvariatie over de blokhoogte, gedurende het belastingproces. De variabele contactstijfheid uit het LOTUS-model wordt dus op niet correcte wijze naar een eindige elementenberekening geïnterpreteerd.

Fysisch gezien zijn de schematisaties volgens model 2 en 3 beter, daar de contactstijfheid wordt gemodelleerd op een plaats waar deze ook daadwerkelijk optreedt, namelijk ter plaatse van de blokvoeg(en). Het is interessant te zien welke verschillen er volgen uit de drie modellen. In tabel 5.2 zijn de parameters overeenkomstig tabel 4.1, voor de modellen 1 tot en met 3 afgedrukt.

	<i>model 1</i>	<i>model 2</i>	<i>model 3</i>
F_{\max} (N)	124	37.7	31.7
N_{\max} (N)	998	378	505
F_{\max}/N_{\max}	0.124	0.100	0.062
$\Delta h_{(F=F_{\max})}$ (mm)	18.0	15.7	13.8
Δh_{\max} (mm)	45.6	38.7	43.1
$\Delta h_{(F=F_{\max})}/\Delta h_{\max}$	0.40	0.41	0.32
i.p.	2	38	19
$t_{n,\max,\text{rand}}$ (N/mm ²)	-44.4	-0.33	-14.3

tabel 5.2 Uitvoerparameters bij verschillende wijze van positionering van de contactstijfheid

Hieruit kunnen we constateren dat de verschillende modelleringen qua contactstijfheid resulteren in onderling grote variaties. Dit komt ook tot uiting in het F-N diagram in fig. 5.6.

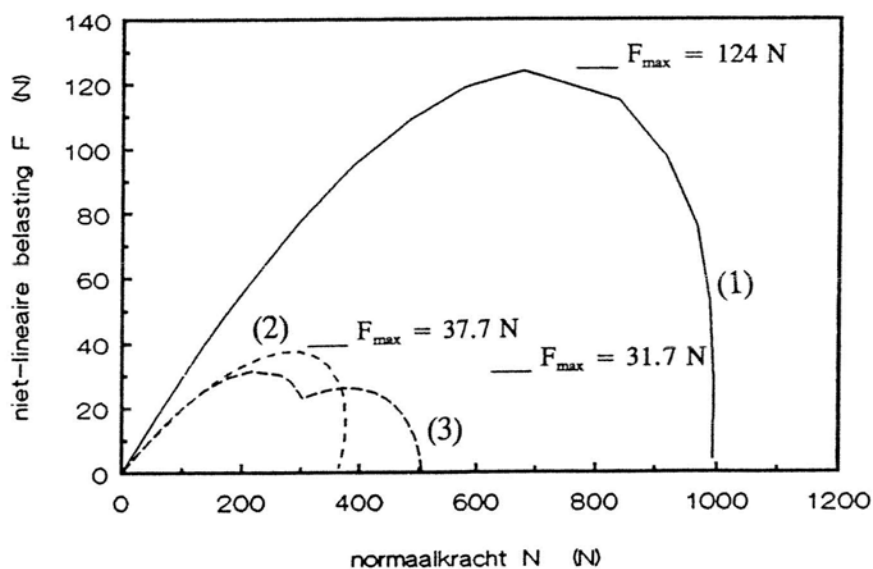


fig. 5.6 F-N diagram bij verschillende wijze van positionering van de contactstijfheid

- (1) 'model 1'
- (2) 'model 2'
- (3) 'model 3'

Het feit dat geen van de drie modellen de GD-trekproef in kwantitatieve zin benadert, is op zichzelf merkwaardig. Om wat betreft de oorzaak van dit feit een doelmatige uitspraak te kunnen doen, is het eerst zaak de uitvoerresultaten aan een nadere analyse te onderwerpen.

Voor zowel model 1 als model 2 werd in de interface elementen die de contactstijfheid representeren, een maximale normaalspanning t_n gevonden van de orde -0.3 N/mm^2 . Hierbij hoort een relatieve verplaatsing van $\Delta u \approx 3 \text{ mm}$, waarmee dus nog lang niet het knikpunt in het bi-lineaire t_n - Δu diagram volgens fig. 5.5 bereikt is. Er is zodoende dus sprake van een lineair t_n - Δu diagram. Nu kunnen er twee verklaringen zijn voor de oorzaak van dit verschijnsel:

- (1) het contactstijfheidsverloop volgens fig. 5.5 is niet correct
- (2) de wijze van interpretatie en schematisatie van de contactstijfheid in een eindige elementenmodel is niet correct

De eventuele oorzaak van punt (1) is hiervoor in dit hoofdstuk reeds aangehaald. Doordat de elasticiteitsmodulus E_{blok} een spreiding kent, is het goed mogelijk dat een deterministisch uitgangspunt betreffende deze parameter, leidt tot een incorrecte afleiding van het stijfheidsverloop. Ook de enigszins discutabele modellering van de randstijfheid via balkelementen heeft waarschijnlijk een invloed.

Dat punt (2) opgaat voor model 2 en 3 is bij de modelleringsuitgangspunten reeds vermeld. In het geval van model 1 zijn we er echter vanuit gegaan dat de interpretatie van de contactstijfheid vanuit het LOTUS-model naar een eindige elementenberekening juist is. Uit de berekeningsresultaten volgt echter dat dit uitgangspunt niet helemaal juist is. Er blijkt namelijk dat model 1 uitknikt gedurende het belastingsproces (fig. 5.7). De oorzaak van dit knikgedrag is gelegen in het feit dat de relatief lage contactstijfheid ter plaatse van dsn. A-A' een kniklengte tot gevolg heeft die vele malen groter is dan drie maal de bloklengte $b_{x,\text{blok}}$.

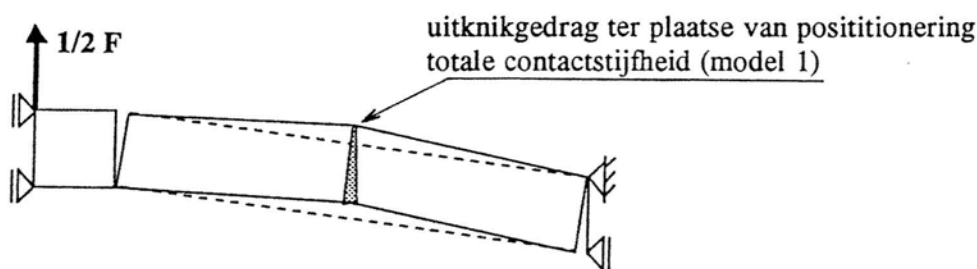
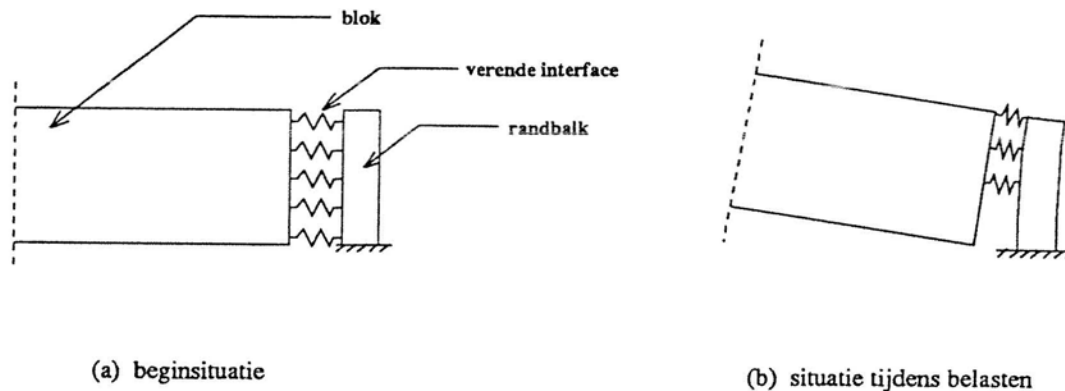


fig. 5.7 uitknikgedrag als gevolg van relatief lage contactstijfheid (model 1)

Zodoende komt de hierbovengenoemde foutoorzaak (2) aan het daglicht, daar in het LOTUS-model geen sprake is van uitknikken van de constructie. Daarbij resulteert het uitknikken in een inhomogeen spanningsverloop hetgeen in strijd is met het uitgangspunt dat de spanningen ter plaatse van dsn. A-A' homogeen zijn tijdens het belastingsproces.

Als gevolg van dit inhomogeen spanningsverloop zal ter plaatse van dsn. A-A' de drukdiagonaal op het moment dat $N = N_{\text{max}}$, niet horizontaal lopen. Dit is ook indirect de oorzaak van het feit dat de parameter Δh_{max} in tabel 5.2 groter is dan de blokhoogte (45.6 mm).

Een ander gevolg van het uitknikken is de relatieve afname van de contactvlakgrootte ter plaatse van de framerand (fig. 5.7). Hierdoor ligt de waarde voor i.p. bij model 1 lager in vergelijking met model 2 en 3. De vrij hoge waarde voor i.p. bij model 2 volgt uit het feit dat het interface element ter plaatse van de rand over zijn gehele lengte een drukstijfheid heeft die veel lager is dan de rand- en blokstijfheid. Dit verende beddingseffect resulteert in een relatief groot contactoppervlak ter plaatse van de framerand (fig. 5.8).



(a) beginsituatie

(b) situatie tijdens belasten

fig. 5.8 contactoppervlak ter plaatse van de randoplegging (model 2)

(a) beginsituatie

(b) situatie tijdens belasten

Vergroting van het contactoppervlak impliceert een toename van de parameter i.p. Ook ligt daardoor de resultante van de normaalspanningen lager op het moment dat de drukdiagonaal horizontaal staat. Dit uit zich bij model 2 in een relatief lage waarde voor Δh_{\max} ($= 38.7$ mm).

Indien de F-N curve volgens model 3 (fig. 5.6) wordt beschouwd dan valt op dat deze kromme is opgebouwd uit twee delen. Bij model 3 wordt, in tegenstelling tot de berekening van model 1 en 2, wèl het knikpunt in de bi-lineaire t_n - Δu relatie gepasseerd. Ter plaatse van dit omslagpunt verandert de stijfheid abrupt. Uit fig. 5.6 volgt dat de constructie op dat moment labiel is, en vervolgens weer overgaat in een stabiele constructie. Na passage van een tweede top vervalt de constructie weer in een labiele toestand. De eerste en tevens enige integratiepunten die het knikpunt in de bilineaire t_n - Δu kromme (fig. 5.5) bereiken, zijn de Lobatto integratiepunten 1 en 2 in fig. 5.9. Deze integratiepunten liggen ter plaatse van de scharnierpunten. Doordat deze integratiepunten als enigen de stijfheidsverandering in de bi-lineaire t_n - Δu curve passeren, zullen ze in het verdere vervolg van het belastingsproces vanwege hun zeer stijve gedrag nagenoeg alle normaalspanningen naar zich toetrekken. Zij hebben op het moment dat de drukdiagonaal horizontaal staat, ook een veel hogere normaalspanning ($t_{n,\max,\text{rand}} = -14.3$ N/mm²) in vergelijking tot de integratiepunten in hun directe omgeving. De naaste integratiepunten zijn daardoor niet in staat om óók het knikpunt in de t_n - Δu kromme te passeren. De drukresultante ligt als gevolg van deze relatief stijve integratiepunten vrij dicht bij de hoekpunten, waardoor de waarde Δh_{\max} (43.1 mm) voor model 3 groot is.

Het lijkt in eerste instantie vreemd dat de stijfheidsverandering in twee integratiepunten een grote invloed heeft op het gehele constructiegedrag, maar men moet zich hier wel realiseren dat deze integratiepunten een groot deel van de stijfheid van de drukdiagonaal (en dus van de constructie) voor hun rekening nemen als gevolg van hun positionering. Ze bevinden zich immers ter plaatse van de scharnierpunten (waar de drukdiagonaal doorheen loopt).

Indien de bi-lineaire t_n - Δu kromme vervangen wordt door een multi-lineaire kromme met meer stijfheidsovergangen, zal het verloop van de F-N curve van model 3 in fig. 5.5 iets gladder worden.

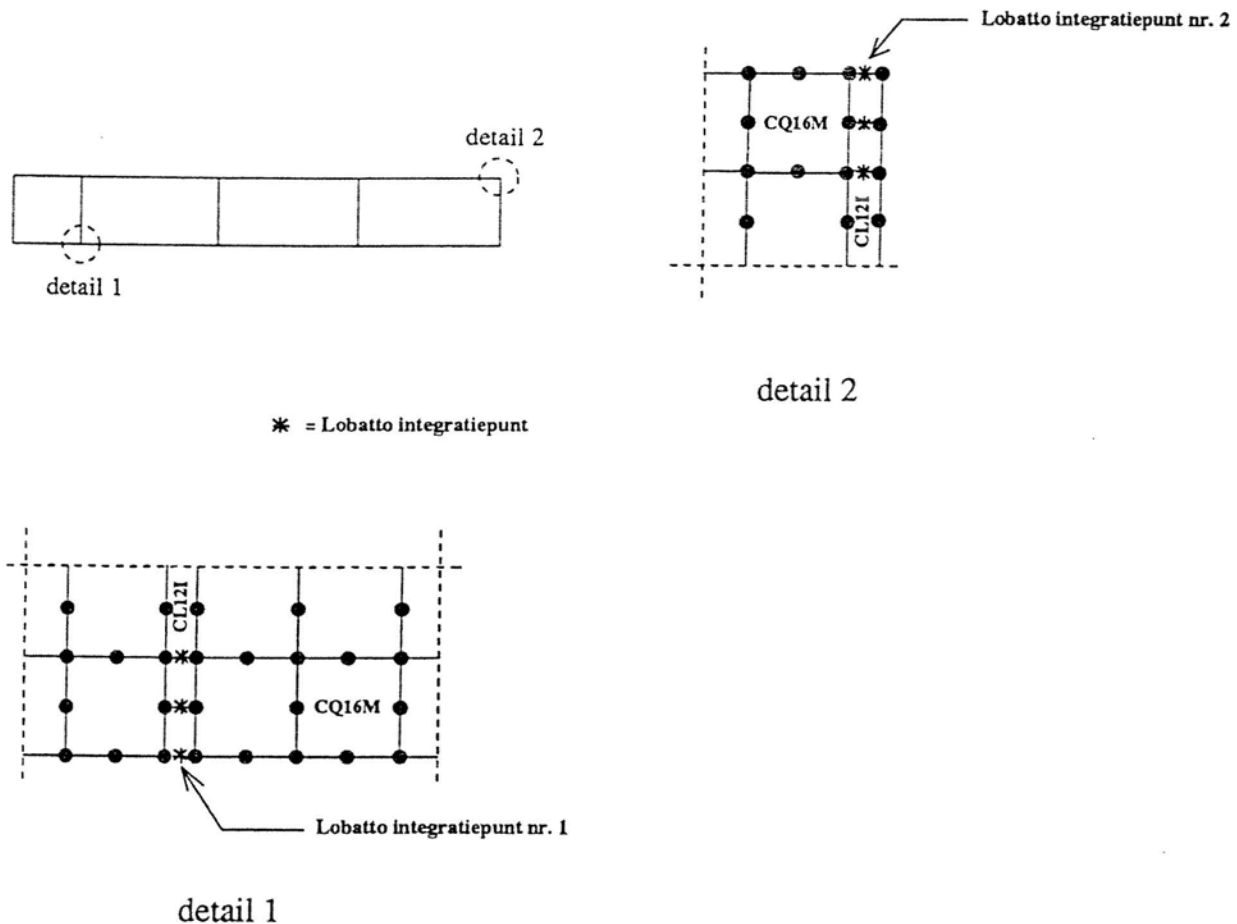


fig. 5.9 de twee Lobatto integratiepunten die (overeenkomstig fig. 5.5) een stijfheidsverandering ondergaan (model 3)

De uitvoerresultaten met betrekking tot de contactstijfheidsontwikkeling, wijken in kwantitatieve zin af van de GD-proefresultaten. Omdat zowel de parameter E_{blok} als het contactstijfheidsverloop $K_{\text{voeg,t}}$ niet in exacte mate bekend zijn, is het weinig zinvol via 'trial and error' met behulp van (5.6) dusdanige invoerparameters voor een eindige elementenberekening te bepalen zodat de 2D GD-trekproef goed wordt benaderd. Men kan dit analoog zien aan een afhankelijk stelsel vergelijkingen, waarvoor een oneindig aantal verschillende oplossingen mogelijk is. In ons geval is er slechts één oplossing waarbij E_{blok} en $K_{\text{voeg,t}}$ beiden fysisch gezien correct zijn. Het zou dan wel zeer toevallig zijn indien deze combinatie van de twee parameters via 'trial and error' gevonden wordt.

Desondanks is het niet zo dat de exercitie in deze paragraaf een geringe waarde heeft gehad. In kwalitatieve zin zijn er wel degelijk een aantal interessante resultaten aan het daglicht gekomen, waardoor de invloed van de contactstijfheid een stuk duidelijker is geworden.

Een belangrijk punt hierin is dat de hoogte-breedte verhouding van de F-N curve gerepresenteerd door de verhouding F_{\max}/N_{\max} , in sterke mate afhankelijk is van de wijze van modellering van de contactstijfheid. In de hieropvolgende paragraaf zal daarom het contactstijfheidsverloop vooral in kwalitatieve zin, nog verder worden onderzocht. Dit met behulp van verschillende (bi-) lineaire t_n - Δu relaties.

5.3.2 Modellering contactstijfheid, variatie t_n - Δu relatie

Als men fysisch gezien correct wil handelen, zal de contactstijfheid via t_n - Δu relaties aangebracht moeten worden ter plaatse van de 4 voegen (fig. 5.4), analoog aan model 3 in paragraaf 5.3.1. Om deze reden zijn twee nieuwe bi-lineaire t_n - Δu relaties verondersteld (model 4 en model 5), die net als model 3 ter plaatse van de voegen gesitueerd zijn. In fig. 5.10 staan deze t_n - Δu relaties weergegeven.

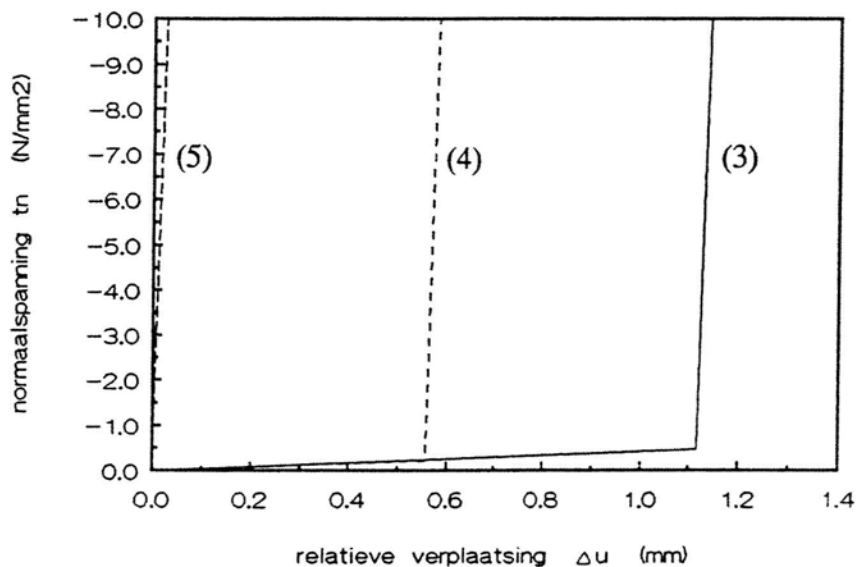


fig. 5.10 verschillende (bi-) lineaire t_n - Δu relaties (per voeg)

- (3) 'model 3'
- (4) 'model 4'
- (5) 'model 5'

In model 4 is de tak met de lage stijfheid gehalveerd ten opzichte van model 3. In model 5 is deze zelfs tot nul gereduceerd. Daardoor is model 5 dus sprake van een lineaire t_n - Δu relatie.

In tabelvorm gezien leveren de modellen 4 en 5 naast model 3 de volgende uitvoerresultaten.

	<i>model 3</i>	<i>model 4</i>	<i>model 5</i>
F_{\max} (N)	31.7	100.6	404.4
N_{\max} (N)	505	1214	3480
F_{\max}/N_{\max}	0.063	0.083	0.116
$\Delta h_{(F=F_{\max})}$ (mm)	13.8	25.6	17.1
Δh_{\max} (mm)	43.1	44.7	43.5
$\Delta h_{(F=F_{\max})}/\Delta h_{\max}$	0.32	0.57	0.39
i.p.	19	11	5
$t_{n,\max,rand}$ (N/mm ²)	-14.3	-52.5	-43.5

tabel 5.3 Uitvoerparameters bij verschillende t_n - Δu relaties

De bijbehorende F-N curven voor de modellen 3, 4 en 5 zijn in fig. 5.11 afgedrukt.

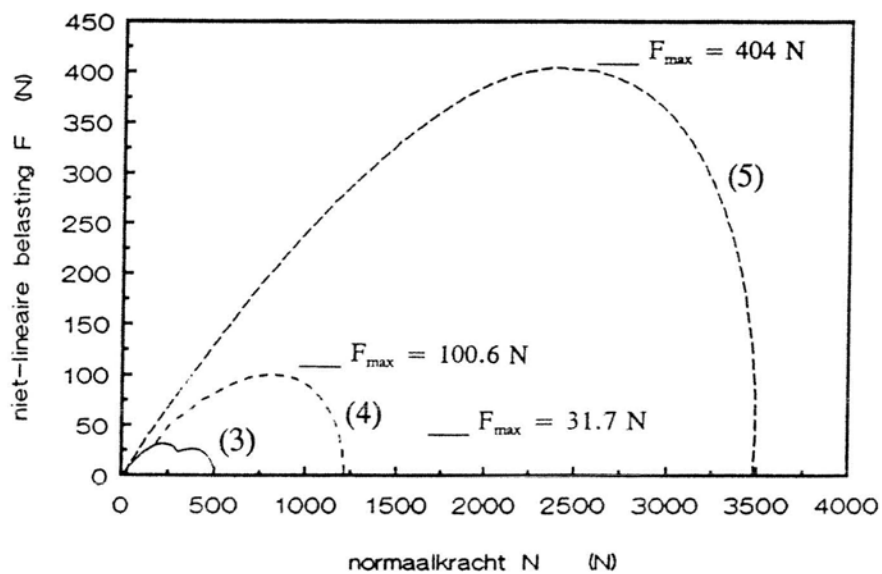


fig. 5.11 F-N diagram bij verschillende contactstijfheidsrelaties ter plaatse van de blokvoegen

- (3) 'model 3' (zie: fig. 5.10)
- (4) 'model 4' (")
- (5) 'model 5' (")

Wat hiervoor reeds is gesuggereerd is en nu duidelijk wordt, is dat de vorm van de t_n - Δu relatie een enorm effect heeft op de F-N curve. Des te eerder een stijfheidsovergang plaatsvindt in het t_n - Δu diagram, des te hoger het quotiënt F_{\max}/N_{\max} . Daar komt ook bij dat de grootte van de F-N curve enorm verschilt voor de modellen 3, 4 en 5. De tak met de relatief lage stijfheid in de bilineaire F-N curves kan gezien worden als een 'primaire zetting'. Wanneer de primaire zetting per voeg gelijk is aan 1.1 mm (model 3), dan is de maximale trekkracht bijna 13 maal lager in vergelijking tot wanneer de primaire zetting gelijk is aan 0 mm per voeg (model 5). Vertaald naar blokruwheid, kunnen we concluderen dat gladde blokken een veel hogere trekkracht F_{\max} kennen in vergelijking tot ruwe blokken. Deze conclusie geldt alleen bij een relatief goede opsluiting van het systeem ter plaatse van de randen.

In het geval van de GD-trekproef is het quotiënt F_{\max}/N_{\max} gelijk aan 0.085 (tabel 4.1). Dit komt vrijwel overeen met de waarde volgend uit model 4. Voor model 4 geldt evenals voor model 3, dat slechts de integratiepunten 1 en 2 uit fig. 5.9 een stijfheidsverandering ondergaan. Bij model 4 gebeurt dit op het moment dat de constructie stabiel is, waar dat bij model 3 in de labiele tak optreedt. Fysisch gezien is het wel aannemelijk dat de contactoneffenheden vrijwel verdwenen zijn voordat F_{\max} bereikt is. Voor het dichtdrukken van kleine oneffenheden zullen relatief gezien niet al te hoge normaalspanningen nodig zijn.

De uitkomst $t_{n,\max,rand}$ in tabel 5.3 varieert voor de drie modellen. De maximale drukspanning $t_{n,\max,rand}$ voor model 4 ($= -52.5 \text{ N/mm}^2$) is groter in vergelijking tot model 5 ($= -43.5 \text{ N/mm}^2$), waardoor het lijkt of model 4 stijver reageert dan model 5. Dit is echter een foute veronderstelling. Bij model 4 zijn slechts 2 integratiepunten in staat deze spanning te halen (fig. 5.9) terwijl bij model 5 meerdere integratiepunten een normaalspanning hebben in deze orde van grootte.

Model 4 kent vrijwel dezelfde verhouding F_{\max}/N_{\max} als de GD-trekproef. Om deze reden is voor dit model een F- Δh diagram afgedrukt (fig. 5.12).

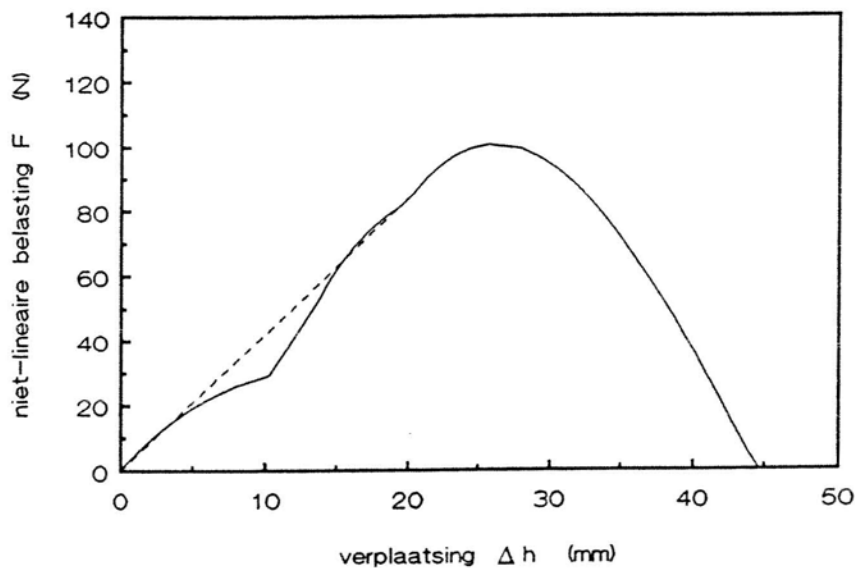


fig. 5.12 F- Δh diagram voor model 4

- = werkelijke pad volgens bi-lineair t_n - Δu diagram voor model 4 (fig. 5.10)
- - - = veronderstelde pad indien gebruik zal worden gemaakt van een gladde benadering van het t_n - Δu diagram in fig. 5.5

Ter plaatse van de knik in fig. 5.12 vindt de stijfheidsovergang plaats. Waarschijnlijk zal het gestreepte pad worden gevolgd indien het bi-lineaire t_n - Δu - diagram voor model 4 (fig. 5.10) wordt vervangen door een meer nauwkeurig kromlijinig t_n - Δu -diagram, met meer stijfheidsovergangen. Het F - Δh -diagram heeft is dan van dezelfde vorm als het F - Δh diagram uit de GD-trekproef (fig. 4.12). In het diagram van de GD-trekproef (fig. 4.12) is bij aanvang van de belasting eveneens een stabiele lineaire tak te herkennen, waarna een bolle top wordt gevolgd door een labiele lineaire tak.

5.4 Samenvatting en evaluatie

Er is een kwantitatief verschil tussen de resultaten van de GD-trekproef en de eindige elementenberekeningen waarbij de blokstijfheid, de voegstijfheid en de contactstijfheid expliciet zijn gemodelleerd. Een van de oorzaken hiervan is het feit dat de elasticiteitsmodulus van de blokken niet exact bekend is, waardoor een deterministische aanname van deze parameter een kwantitatief afwijkend resultaat tot gevolg heeft. Ook de schematisatie van de randstijfheid kan een invloed hebben op het resultaat.

In het LOTUS-model wordt de blokstijfheid de randstijfheid en de contactstijfheid in één parameter verdisconteerd. Aangetoond is dat implementatie van de contactstijfheid vanuit het LOTUS-model naar een eindige elementenberekening kan leiden tot afwijkingen. Het is tevens aanbevelenswaardig de contactstijfheid te modelleren in de voegen, daar deze ter plaatse ook daadwerkelijk optreedt. Men zal de contactstijfheid via nauwkeurige laboratoriumproeven moeten bepalen. Bij keuze en schaling van de meetapparatuur ten behoeve van een dergelijke proef, dient men zich terdege te realiseren dat een kleine wijziging in de contactstijfheid kan resulteren in een aanzienlijke verandering in de inklemkracht.

In kwalitatieve zin is een aantal essentiële conclusies te noemen. De belangrijkste daarvan is het grote effect van de contactstijfheid op de maximale trekkracht F_{max} . Wanneer ter plaatse van het contactvlak als gevolg van een lage contactstijfheid een zetting mogelijk is in de orde van millimeters, dan kan dit leiden tot een onevenredig grote afname van de trekkracht (zie par. 5.3.2). Vrij vertaald komt het er op neer dat ruwe blokken of blokvoegen met een relatief lage stijfheid, een nadelige invloed hebben op de inklemkracht. De opneembare verticale belasting kan daardoor aanzienlijk lager liggen dan wanneer de blokken met glad oppervlak, volledig zouden aansluiten. Dit geldt alleen onder de conditie dat er een gedegen opsluiting van het blokkensysteem aanwezig is.

6. NUMERIEKE STUDIE STEENZETTING OP DIJKEN

6.1 Algemeen

In dit hoofdstuk worden een aantal eindige elementenberekeningen behandeld aan een 2D model van een steenzetting rustend op een bedding. De belasting die gebruikt is bij de modellering, is een statische belasting van resulterende waterdrukken over de toplaag, genomen op een aantal kritieke tijdstippen gedurende een golfaanval. Deze belasting is stapgewijs opgehoogd, totdat de toplaagconstructie bezwijkt. In par. 6.2 komen de kenmerken van de te modelleren dijkconstructie aan bod. Vervolgens volgt in par. 6.3 een toelichting op de belastingen ten gevolge van golfaanval. Hierbij is een aantal specifieke begrippen uit de hydraulica behandeld. In par. 6.4 worden de gebruikte eindige elementenmodellen behandeld, inclusief een toelichting op de uitgangspunten. In par. 6.5 zijn de berekeningsresultaten beschouwd wat betreft de verschillende modelleringen en verschillende belastinggevallen. De spanningen en vervormingen worden aan een kritisch oog onderworpen en de invloed van inklemming op de uitvoerresultaten komt ruimschoots aan de orde. In par. 6.6 is een nadere analyse van de snedekrachten en de spanningen gedaan. Par. 6.7 behandelt de invloed van de topschotstijfheid op de bezwijkbelasting, waarna in par. 6.8 een samenvatting en evaluatie volgt.

6.2 Kenmerken van te modelleren dijkconstructie

Een dwarsdoorsnede van het type dijk is weergegeven in fig. 6.1.

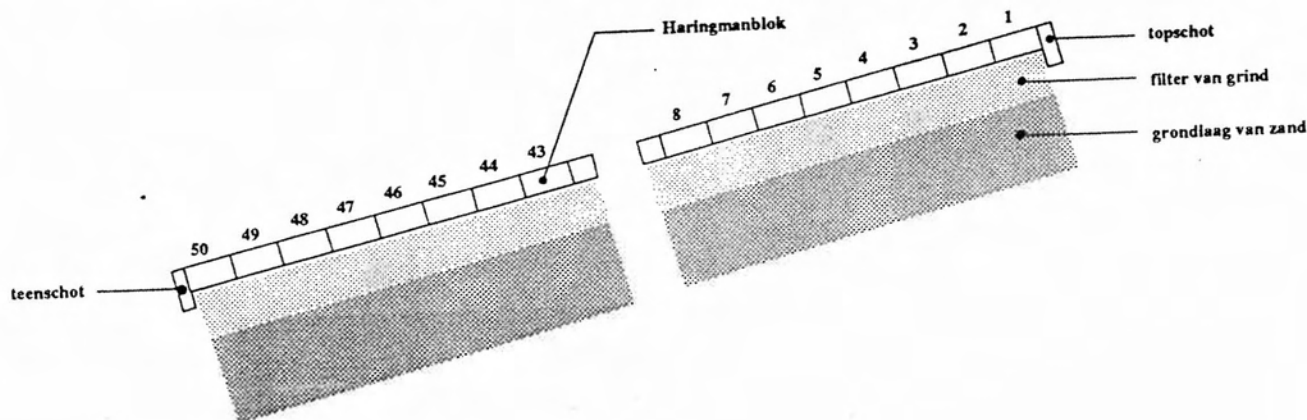


fig. 6.1 schematisatie dijkdoorsnede

De toplaag bestaat uit Haringmanblokken. Dit zijn betonblokken met een afmeting ($l \cdot b \cdot h$) van $500 \cdot 500 \cdot 250$ mm en een soortelijke massa van 2300 kg/m^3 . De elasticiteitsmodulus van deze blokken is gelijk aan $E = 30000 \text{ N/mm}^2$. De blokken liggen op een filter van grind, met een dikte van 0.5 m. Onder de filterlaag is een zandbed aanwezig. Direct nadat de toplaag is aangelegd zal zich in de voegen tussen de blokken nog geen zand bevinden en zullen de blokken nagenoeg koud tegen elkaar aanliggen. Men spreekt dan van een niet-ingezande toplaag. Ook in het filter zal op dat moment nog geen zand aanwezig zijn (niet-ingezand filter).

De materiaalparameters voor het zandbed en het grindfilter zijn in de hieronderstaande tabel weergegeven.

materiaal	c [N/mm ²]	ϕ [graden]	E [N/mm ²]	ν
grind	0	35	20	0.33
zand	0	35	5	0.33

tabel 6.1 Materiaalparameters

De helling van het talud is gelijk aan 14.04 graden (1:4). Op deze helling liggen 50 blokken naast elkaar. De bloknummering loopt op, vanaf het bovenste blok (bloknr. 1) naar het onderste blok (bloknr. 50). Ter plaatse van het teenschot wordt de constructie als oneindig translatie-stijf beschouwd in de richting evenwijdig aan de dijkhelling en loodrecht daarop. Ter plaatse van het topschot zal de constructie als zijnde verend opgelegd worden gemodelleerd, zowel in de afschuifrichting als in de normaalrichting.

6.3 Belasting gedurende golfaanval

Onder golfaanval wordt verstaan: een golf die de constructie nadert, op de constructie breekt, tegen het talud oploopt, terugloopt en vervolgens de volgende brekende golf ontmoet. Dit proces gaat gepaard met drukgradiënten (=drukverloop als functie van de plaats) en een daarop opgewekte waterbeweging in het vlak van het talud en loodrecht daarop. In fig. 6.2. zijn de belastingonderdelen weergegeven waarin de totale cyclus kan worden opgedeeld.

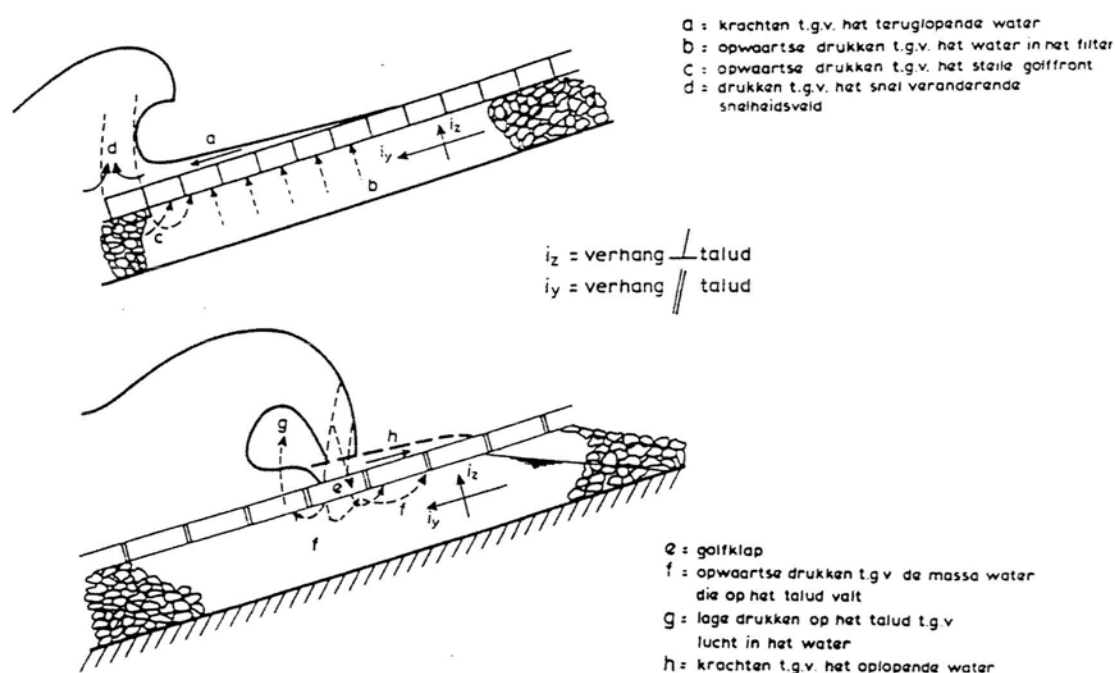


fig. 6.2 schematische voorstelling van belastingonderdelen tijdens golfaanval

Voor de toplaag is vooral de opwaartse drukgradiënt loodrecht op het talud van belang. Grote drukverschillen in opwaartse richting over de toplaag, kunnen instabiliteit van de zetting veroorzaken. Een numeriek rekenprogramma dat onder andere door DWW en GD gebruikt wordt om de stabiliteit van een zetting te bepalen, is het programma STEENZET 1+ [13]. Dit programma rekent met golfrandvoorwaarden die bepaald zijn aan de hand van (model-) onderzoek. Met behulp van STEENZET 1+ zijn invoerbelastingen bepaald voor eindige elementenberekeningen met DIANA. Het uitgangspunt van STEENZET 1+ is dat instabiliteit van de toplaag optreedt op het moment dat de verschildruk ten gevolge van golfbelasting groter is dan het stijghoogteverschil dat overeenkomt met het eigen gewicht van het blok en een wrijvingsaandeel. Er zijn dan drie aandachtspunten die niet zijn meegenomen in STEENZET 1+.

(1) - Geometrisch niet-lineaire vervormingen van de toplaag. De blokken gaan bij voldoende waterdruk meebewegen en kantelen. De lengte van een blok in langsrichting wordt bij kanteling groter. Wanneer deze verlenging verhinderd wordt, ontstaat een extra inklemkracht. Deze inklemkracht verhoogt de stabiliteit van de zetting.

(2) - De traagheidseffecten. Door de massa van het blok en het water rondom het blok zal een zekere tijd nodig zijn voordat het blok uit de zetting kan worden gelicht. Wanneer de verschil-drukken te kort duren, zal het blok niet geheel uit de zetting worden gedrukt en mogelijk bij de volgende golfoploop weer in de zetting worden terug geduwd.

(3) - Toestromen van water. Als een blok ten gevolge van een verschildruk uit de zetting wordt verwijderd, zal er water moeten toestromen naar de groeiende holte onder dat blok, vanuit de filterlaag onder de zetting. Een gedeelte van de eerst aanwezige verschildruk zal dan nodig zijn om water vanuit de filterlaag naar het blok te laten stromen. De verschildruk over het blok neemt hierdoor af.

In deze studie zijn de waterdrukken op kritieke (discrete) tijdstippen gedurende een golfaanval als 'statische' belasting ingevoerd. Het waterdrukaandeel ten gevolge van golven is stapsgewijs opgehoogd teneinde het geometrisch niet-lineaire gedrag, genoemd onder punt (1), te onderzoeken. In tegenstelling tot punt (1) kunnen de punten (2) en (3) optioneel in een berekening met STEENZET 1+ worden meegenomen. Ook DIANA biedt mogelijkheden om de punten (2) en (3) mee te nemen in een dynamische berekening met vloeistof-constructie interactie. Een dergelijk onderzoek valt buiten het kader van dit afstuderwerk. Het primaire doel in dit afstudeerwerk is het op consistente wijze vergelijken van het 'niet meenemen van niet-lineaire effecten (STEENZET 1+) met het 'wél meenemen van de niet-lineaire effecten' (DIANA).

De drukverschillen over de blokken kunnen worden uitgedrukt in stijghoogteverschillen. Dit gebeurt als volgt:

$$\phi = \frac{P}{\rho g} + z \quad (6.1)$$

Hierin geldt:

ϕ = stijghoogte (m^1)

p = druk (N/m^2)

ρ = volumieke massa van het water (kg/m^3)

g = zwaartekrachtsversnelling (m/s^2)

z = plaatshoogte (m^1)

Wanneer de freatische lijn in de dijk niet gelijk is aan de stijghoogte van het oppervlaktewater, dan is bij stilstaand water in het filter en een volledig ondoorlatende zetting, het stijghoogteverschil over de toplaag gelijk aan het verschil in waterstand. De waterdruk in het filter komt dan overeen met de hydrostatische waterdruk. Bij een enigszins doorlatende zetting zal tijdens golfterugloop het water door de filterlaag (evenwijdig aan het talud naar beneden) en door de toplaag naar buiten stromen. De stroming door de filterlaag is alleen mogelijk bij een stijghoogteverschil in het filter. Hierdoor is het stijghoogteverschil in de filterlaag lager dan het hydrostatische stijghoogteverschil. De mate van stijghoogteverschil is afhankelijk van het begrip 'lek lengte'. De lek lengte kan wiskundig afgeleid worden uit de differentiaalvergelijking voor de stroming in de filterlaag, zie: [13]. Beknopt geformuleerd kan de lek lengte beschouwd worden als de lengte waarbij de stromingsweerstand van de filterlaag voor stroming evenwijdig aan de dijkhelling, gelijk is aan de stromingsweerstand door de toplaag loodrecht op de dijkhelling (fig. 6.3).

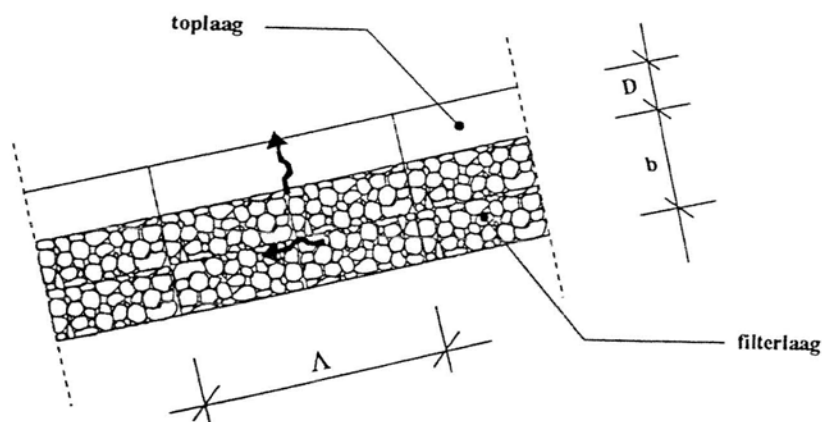


fig. 6.3 defenitieschets lek lengte

Deze definitie luidt in formulevorm:

$$\frac{D}{\Lambda k^1} = \frac{\Lambda}{b k} \quad \Rightarrow \quad \Lambda^2 = \frac{b D k}{k^1} \quad (6.2)$$

Hierin geldt:

Λ = de leklengte (langs het talud) (m¹)

b = de dikte van de filterlaag (m¹)

D = de dikte van de toplaag (m¹)

k = de doorlatendheid van de filterlaag (m/s)

k^1 = de doorlatendheid van de toplaag (m/s)

De leklengte is dus een maat voor de afstand, waarover een toplaag-drukverschil zich door het filter heen uitspreidt. Bij een korte leklengte zal de stijghoogte in het filter veel afwijken van de hydrostatische stijghoogte, waar bij een steeds langer wordende leklengte de stijghoogte steeds meer naar de hydrostatische stijghoogte toekruipt. Voor in de praktijk voorkomende gevallen blijkt de drukopbouw in het filter altijd veel lager dan de hydrostatische drukopbouw. De waterdrukken, bepaald met behulp van STEENZET 1+ (Bijlage IV), zijn mede afhankelijk van de grootte van de leklengte, vandaar dat hier een korte uitleg is gedaan van dit begrip.

6.4 Modellingering

Zoals in 6.1 is vermeld, zijn eindige elementenberekeningen gedaan voor een twee-dimensionaal model van een dijkvak, waarbij een vlakke vervormingstoestand is aangenomen. Omdat de golfbreedte gewoonlijk ligt in de orde van 10 à 20 m (blokbreedte is 0.50 m), zal een twee-dimensionaal model de drie-dimensionale toestand goed benaderen. De dijkblokken zijn gemodelleerd met behulp van kwadratische 8-knoops plane strain continuümelementen (DIANA-elementcode: CQ16E). Voor een theoretische achtergrond van dit element wordt verwezen naar hoofdstuk 3. Een blok zal bestaan uit vier continuümelementen, hetgeen neerkomt op een verdeling van 2 elementen over de hoogte respectievelijk de breedte van het blok. Bij de meshobjectiviteitsstudie in hoofdstuk 4 is gebleken dat voor het houten blokkenmodel, het (globale) constructiegedrag vrij snel convergeert (4 à 8 elementen over de hoogte) naarmate de meshfijnheid toeneemt. Aangezien de geometrie van het dijkblokkenmodel slanker is, zal hier met een grovere schematisatie (2 elementen over de hoogte) kunnen worden volstaan. Daar komt nog bij dat de Haringmanblokken een hoge elasticiteitsmodulus hebben, waardoor hun elastische vervorming laag is. De hierboven gedane veronderstelling is geverifieerd door eenmalig een dijkblokkenmodel met 2 elementen over de hoogte te vergelijken met een dijkblokkenmodel met 4 elementen over de hoogte. Het numerieke verschil in de bezwijkbelasting was minder dan 1%, hetgeen toepassing van een modellering met 2 elementen over de hoogte rechtvaardigt. De voegen tussen de blokken zijn gemodelleerd met kwadratische 6-knoops interface elementen (DIANA-elementcode: CL12I). Deze interface elementen zullen in het vervolg van dit rapport worden aangeduid als steen-interface elementen. De bedding onder de blokken (ondergrond + filter) zal ook gemodelleerd worden met interface elementen. Deze zullen in het vervolg worden aangeduid als bedding-interface elementen.

Het modelleringsoverzicht is grafisch weergegeven in fig. 6.4.

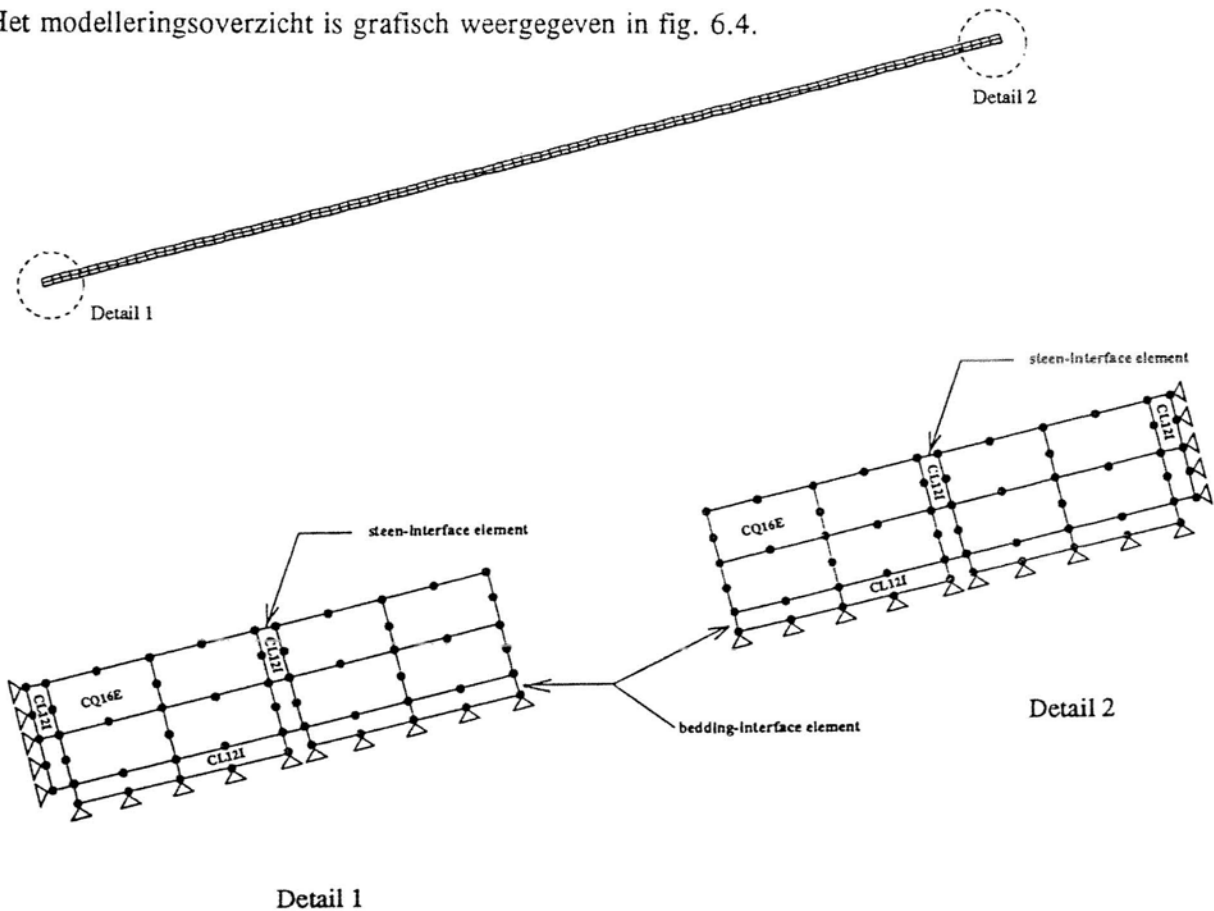


fig. 6.4 modelleringsoverzicht

Voor het continuümelement zal, net als bij de houten blokkenberekeningen, gebruik worden gemaakt van 3x3 Gauss-integratie, en voor het interface element van een 3-punts Lobatto integratieschema.

De materiaalparameters die gebruikt zijn, zijn dezelfde als vermeld in tabel 6.1. Een parameter die in de tabel niet wordt genoemd is de dilatantiehoek ψ . Deze parameter geeft de mate van 'uplift' aan bij afschuiving. De grootte van deze parameter is hier weinig relevant vanwege de geringe opsluiting loodrecht op de dijkelling. Om deze reden is eenvoudigweg gesteld: $\psi=0^\circ$. Achteraf gezien was het wellicht beter geweest de dilatantiehoek gelijk te stellen aan de hoek van inwendige wrijving (ϕ), waarmee dan geassocieerd vloeigedrag, en dus ook een symmetrische stijfheidsmatrix zou worden verkregen (3.3.3). Nu is het plasticiteitsmodel een niet-geassocieerd vloeimodel, met dus een niet-symmetrische stijfheidsmatrix. Hierdoor neemt de rekentijd toe.

Het plasticiteitscriterium dat is toegepast voor de bedding-interface elementen is het Coulombse wrijvingscriterium. De contactsituatie is beton-filter, en er wordt een wrijvingscoëfficiënt van $\mu=0.20$ ($\phi=11.3^\circ$) gebruikt. Zolang het bezwijkcriterium niet wordt gehaald, zal de bedding elastisch worden verondersteld, wat bij kleine verplaatsingen geoorloofd is. Voor de interface elementen zijn de beddingsconstanten D_{nn} en D_{tt} afgeleid uit een seriesysteem van het grindfilter en het zandbed. Het filter is 0.5 m dik, en er wordt aangenomen dat daaronder 1 m zandgrond elastisch meewerkt.

Met behulp van de elasticiteitsmoduli in tabel 6.1 is D_{nn} te bepalen met (6.3):

$$\frac{1}{D_{nn}} = \frac{1}{\frac{E_{filter}}{d_{filter}}} + \frac{1}{\frac{E_{grond}}{d_{grond}}} \quad (6.3)$$

Ingevuld levert dit:

$$D_{nn} = 4.45 \cdot 10^{-3} \text{ N/mm}^3$$

Met $E_{filter} = 20 \text{ N/mm}^2$ en $\nu=0.33$ volgt: $G_{filter} = E_{filter}/(2*(1+\nu)) = 7.5 \text{ N/mm}^2$. Op dezelfde wijze volgt: $G_{grond} = 1.875 \text{ N/mm}^2$

Via een relatie analoog aan (6.3), kan ook voor de afschuifstijfheid D_{tt} worden bepaald:

$$\frac{1}{D_{tt}} = \frac{1}{\frac{G_{filter}}{d_{filter}}} + \frac{1}{\frac{G_{grond}}{d_{grond}}} \quad (6.4)$$

Invullen levert:

$$D_{tt} = 1.67 \cdot 10^{-3} \text{ N/mm}^3$$

Voor de steen-interface elementen is het discrete scheurmodel gebruikt zoals uitgelegd in par. 3.3.2. Dit model werkt voor deze elementen qua convergentiegedrag beter dan het Coulombse wrijvingscriterium. De oorzaak hiervan moet worden gezocht in het feit dat *alle* blokken in de beginfase van het belastingsproces contact maken met de relatief slappe bedding. Doordat zich in deze fase nog geen vast mechanisme heeft ontwikkeld, 'dobberen' de blokken op de bedding. Vanwege de relatief hoge blokstijfheid gaat dit dobberen gepaard met het openen en sluiten van de verticale blokvoegen (steen-interface elementen). Een dergelijk fysisch gedrag houdt in dat de integratiepunten zich in (de buurt van) de apex van het Coulombse wrijvingsmodel (cohesie is nul) bevinden. Iets nauwkeuriger geformuleerd fluctueert een integratiepunt in een steen-interface element tussen *gapan* (integratiepunt bevindt zich in de apex van de vloeicontour), *slip* (integratiepunt kan zich overal op de vloeicontour bevinden, behalve in de apex), en de *elastische toestand* (zie ook par. 3.3.3). Wanneer dergelijke fluctuaties optreden voor een of meerdere integratiepunten, dan kan dit de oorzaak zijn van numerieke instabiliteiten.

Het discrete scheurmodel is dit aangaande robuuster, daar bij dit model nagenoeg geen sprake is van een directe koppeling tussen schuifspanningen en normaalspanningen. De enige koppeling die er is, is dat de schuifspanning naar nul terugvalt op het moment dat de lage 'dummy' normaal-trekspanning ($f_t=10^{-9} \text{ N/mm}^2$) wordt overschreden (= gaping). Er dient echter wel tijdens de berekening gecontroleerd te worden of het Coulombse wrijvingscriterium over een gehele voeglength gesommeerd, niet wordt overschreden.

Zolang geen discrete scheuren ontstaan zullen de steen interface elementen zich elastisch gedragen. Als uitgangspunt veronderstellen we een voegbreedte tussen de stenen gelijk aan 2mm, waar ter plaatse een stijfheid aanwezig is gelijk aan 20% van de elasticiteitsmodulus van de Haringmanblokken. De (elastische) stijfheid in de steen-interface elementen wordt hiermee gelijk aan $3.0 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^3$. Deze waarde is eenvoudigergwijs zowel voor de stijfheid in normaal- als in schuifrichting genomen.

Inklemming van de dijkblokken kan ontstaan als gevolg van:

- 1 - een eigen gewichtscomponent langs de dijkellinging
- 2 - wrijving langs de dijkellinging, geleverd door de bedding
- 3 - opsluiting door het topschot en het teenschot

Uitvoeringstechnisch gezien zijn de eerste twee punten wat betreft inklemming nagenoeg vaste componenten. Het derde aspect is verreweg het meest interessant, en voor deze component is dan ook een stijfheid-variatiestudie uitgevoerd. Het teenschot is gemodelleerd als oneindig translatie-stijf, zowel in de richting evenwijdig aan de dijkellinging als de richting loodrecht daarop. Het blok dat tegen het teenschot aanligt zal dus alleen in staat zijn te gapen, waarbij het materiaalmodel voor het interface element ter plaatse van deze aansluiting hetzelfde is als voor de interface elementen tussen de blokken onderling (=discrete scheurmodel). Het topschot is echter per belastinggeval qua stijfheid op drie verschillende wijzen gemodelleerd:

1 - De translatiestijfheid van het topschot wordt gelijk gesteld aan nul, in de richting evenwijdig aan de dijkellinging en de richting loodrecht daarop. Dit houdt in dat er geen topschot aanwezig is, hetgeen beschouwd kan worden als een ondergrens voor de opsluitsituatie. In het vervolg zal deze wijze van modelleren worden aangeduid als het 'geen topschot' model.

2 - De translatiestijfheid in de richting evenwijdig aan het topschot wordt gemodelleerd volgens een niet-lineaire veer karakteristiek. Deze veer karakteristiek is door DWW bepaald met behulp van een eindige elementenmodel in het pakket PLAXIS. Een globale schematisatie van dit model is te zien in fig. 6.5.

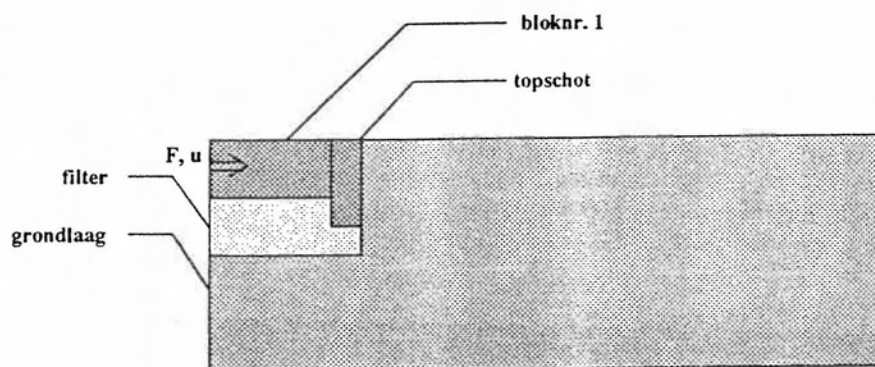


fig. 6.5 model ter bepaling van 'topschot-stijfheid'

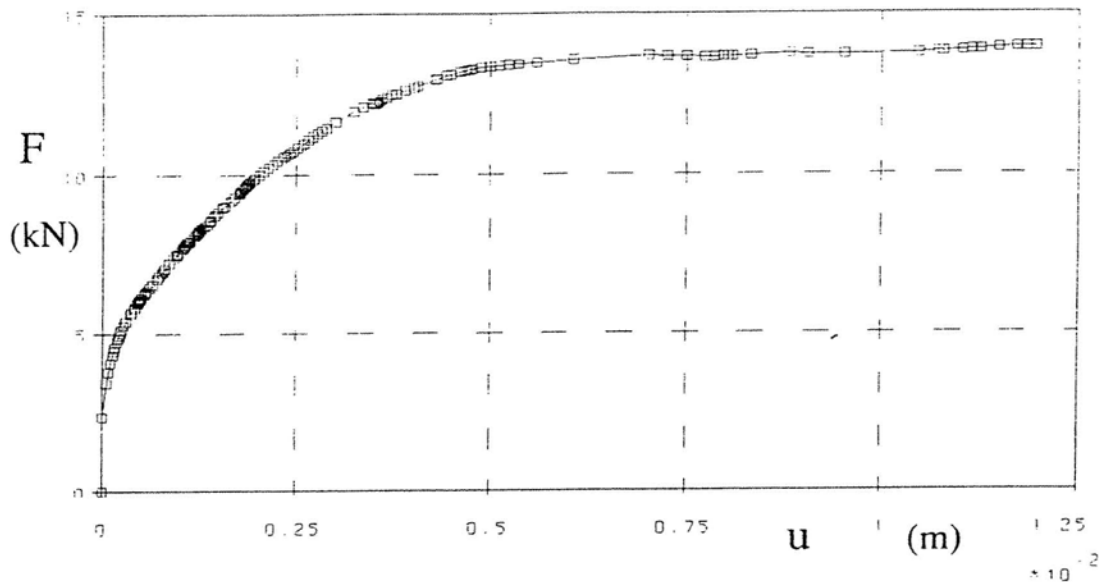


fig. 6.6 kracht-verplaatsingsdiagram ter plaatse van het topschot

In fig. 6.6 is de totale last (F) op bloknr. 1, uitgezet tegen de blokverplaatsing u , evenwijdig aan de dijkhelling. Het niet-lineaire stijfheidsverloop is het resultaat van een glijvlak dat in de nabijliggende grondlaag wordt gevormd. Dit niet-lineaire stijfheidsverloop zal uitgesmeerd worden in de interface elementen aansluitend boven bloknr. 1. Voor de richting loodrecht op de dijkhelling wordt de translatiestijfheid constant verondersteld met een elastische beddingsconstante van $1.67 \cdot 10^{-3} \text{ N/mm}^3$. Deze manier van modelleren zal worden aangeduid als het 'n.l. verend topschot' model, waarbij n.l. de afkorting is van "niet-lineair".

3 - De modellering ter plaatse van het topschot is in dit geval hetzelfde als ter plaatse van het teenschot: oneindig translatiestijf zowel in de richting evenwijdig aan de dijkhelling als loodrecht daarop. Bij deze configuratie liggen de dijkblokken volledig opgesloten tussen top- en teenschot. De modellering zal doorgaan onder de naam 'oneindig stijf topschot' model, en is een bovengrens van de opsluitsituatie.

Zoals hierboven genoemd, zal de stijfheid van het topschot gemodelleerd worden aan de hand van een translatiestijfheid ter plaatse van het bovenste blok. In werkelijkheid zal de topschothoogte groter zijn dan de steenhoogte (zie fig. 6.5), waardoor de resultante van de tegenwerkende gronddruk excentrisch op de dijkblokken zal aangrijpen, op circa $2/3$ van de topschothoogte. Bij eventuele rotatie, zal dus ook een rotatiestijfheid gemodelleerd moeten worden. De golfbelastingen grijpen echter ver beneden het topschot aan, waardoor de bovenste stenen bijna niet zullen roteren. Vanwege een aantal redenen, waaronder de eenvoud qua modelleren, en een (hier niet nader toegelicht) numeriek stabiliteitsprobleem, is er voor gekozen de rotatiestijfheid buiten beschouwing te laten.

De belastingen zoals deze zijn opgegeven door GD, zijn te zien in BIJLAGE IV. De uitgangssituatie wat betreft golfhoogte, peil stilwaterlijn en de hoogte/breedte van de zetting staan afgebeeld in fig. 6.7.

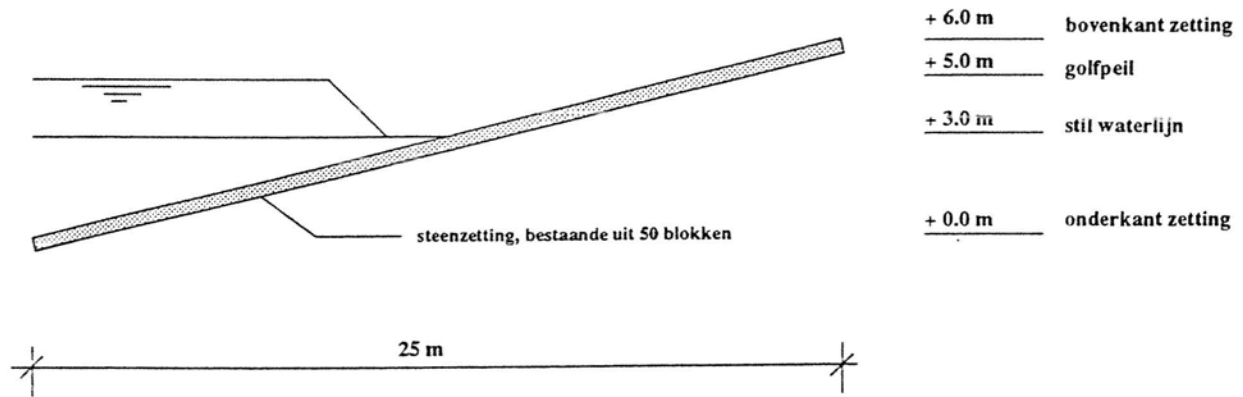


fig. 6.7 schematische weergave van uitgangspunten bij bepalen golfbelasting

Met behulp van de uitgangspunten in fig. 6.7 volgen uit STEENZET 1+ (in overeenstemming met BIJLAGE IV) de resulterende waterdrukken tijdens een golfaanval, op verschillende kritieke tijdstippen. Deze belastingen staan afgedrukt in fig. 6.8.

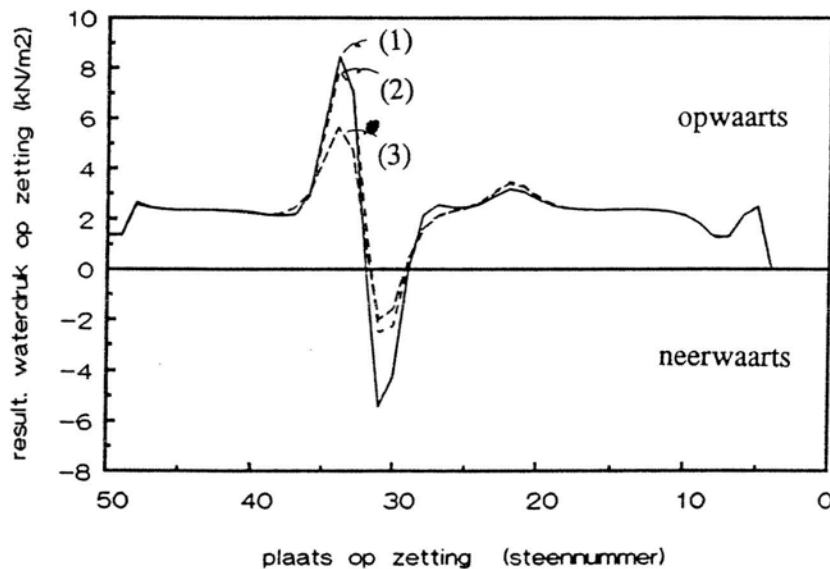


fig. 6.8 resulterend waterdrukverloop over de zetting

(1) : $t=6.93$ sec.

(2) : $t=1.85$ sec.

(3) : $t=7.16/1.96$ sec.

Bij de belastingen in fig. 6.8 geeft het (geometrisch lineaire) programma STEENZET 1+ aan dat er ruimschoots bezwijken van de zetting optreedt. Met behulp van DIANA kan onderzocht worden of nog een extra reserve aanwezig is, wanneer geometrisch en fysisch niet-lineair gerekend wordt.

Opgemerkt dient te worden dat de belasting op het tijdstip $t=7.16$ sec nagenoeg hetzelfde is als het tijdstip $t=1.96$ sec. De reden hiervan is dat in het model in STEENZET 1+ twee identieke (regelmatige) golven achter elkaar zijn gemodelleerd, waarmee wordt voorkomen dat de belasting bij aanvang van de berekening al dusdanig groot is dat er direct bezwijken optreedt. Er is zodoende geen onderscheid gemaakt tussen het tijdstip $t=7.16$ sec. en $t=1.96$ sec.

De belastingen zijn representatief voor de situatie direct na aanleg. Hoewel de voegen tussen de blokken dan zijn verzadigd met water wordt de waterdruk in de voegen evenwijdig aan de dijkelling buiten beschouwing gelaten. Naar verwachting zal deze aanname weinig invloed hebben op de uitvoerresultaten. Loodrecht op de dijkelling gezien kan de belasting ontkoppeld worden in een golfdruk-aandeel en een opwaartse waterdruk aandeel, dat we zullen aanduiden met 'Archimedes-aandeel'. Dit Archimedes-aandeel is langs de dijkelling constant, en kan als volgt worden bepaald:

$$P_{Archimedes} = \text{blokhoogte} * \rho_{water} * g * \cos(\text{dijkelling}) \quad (6.5)$$

waaruit:

$$P_{Archimedes} = 0.25 * 1000 * 9.81 * \cos(14.04^\circ) = 2.38 \text{ kPa}$$

De opsplitsing van de waterdrukken ontkoppelt fig. 6.8 dan in fig. 6.9a en 6.9b.

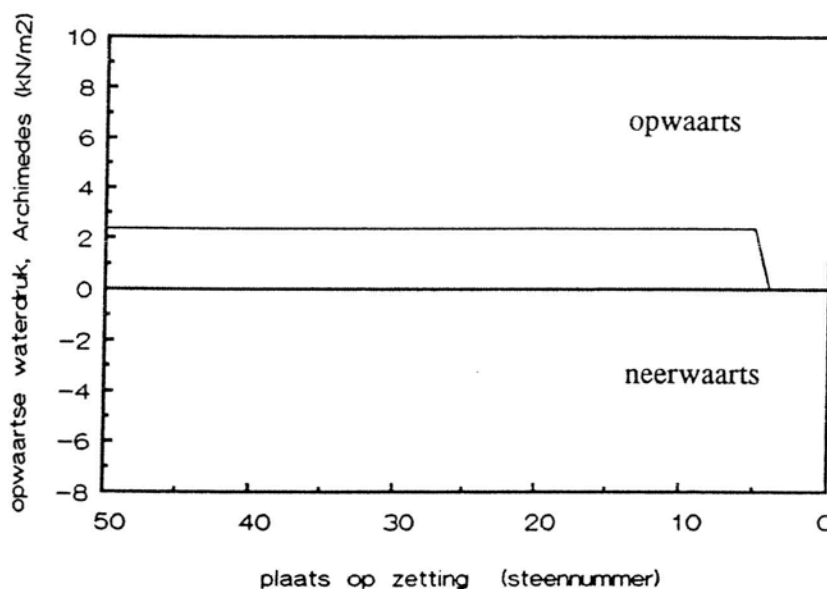


fig. 6.9a opwaartse waterdrukverloop (Archimedes) over de zetting

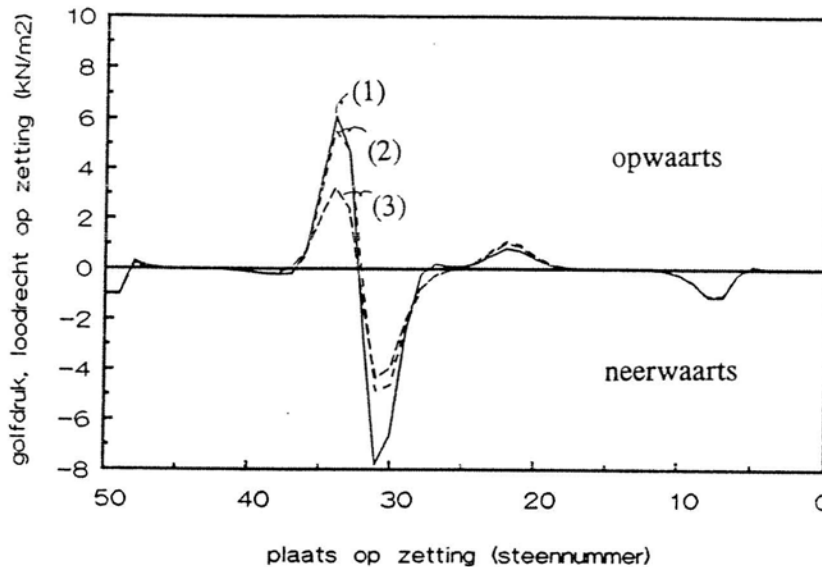


fig. 6.9b golfdrukverloop over de zetting

(1) : $t = 6.93$ sec.

(2) : $t = 1.85$ sec.

(3) : $t = 7.16/1.96$ sec.

In de eindige elementenberekening wordt het Archimedes-aandeel aangebracht, en constant gehouden. Het golfdruk-aandeel wordt stapsgewijs opgehoogd met een belastingfactor n , totdat het model bezwijkt (of de berekening divergeert). De factor n is dan ook niets anders dan een vermenigvuldigingsfactor op de golfdrukken volgend uit de uitgangssituatie in fig. 6.7. Deze factor dient niet gelijk te worden gesteld aan de extra veiligheid (γ) die een niet-lineaire eindige elementenberekening met DIANA heeft in verhouding tot een STEENZET 1+ berekening, daar de constructie volgens STEENZET 1+ reeds ruimschoots is bezwiken bij $n=1.0$.

Voor de berekeningen is verondersteld dat de stenen zich eerst onder hun eigen gewicht zullen gaan zetten zonder dat daarbij schuifspanningen in de bedding worden geactiveerd. Wanneer vervolgens de golfbelasting aangrijpt zullen wel schuifspanningen in de bedding worden opgewekt. In DIANA is dit gemodelleerd door gebruik te maken van gefaseerde analyse. Met deze optie is het mogelijk om belastingen in fasen op de constructie aan te brengen.

De sturing van het probleem geschiedt net als bij het houten blokken-model met booglengtesturing (arc-length control). Hierbij wordt gestuurd over specifieke knopen die in een bepaalde belastingstap een verplaatsingstoename ondergaan. Voor alle duidelijkheid, dit hoeven niet per definitie vaste knoepkeuzes te zijn, daar deze afhankelijk zijn van het mechanisme wat zich in de constructie ontwikkelt. De incrementeel-iteratieve oploprocedure die toegepast is, is het regular Newton-Raphson iteratieschema (par. 3.5).

6.5 Berekeningsresultaten en interpretatie

Per belastinggeval (dus per discreet tijdstip) zijn drie wijzen qua topschot-modellering doorgerekend. Allereerst zal voor het tijdstip $t=6.93$ sec. de numerieke uitvoer uitvoerig worden besproken, daar op dit tijdstip de hoogste opwaartse golfdruk optreedt. In par. 6.5.1 wordt voor dit tijdstip het 'geen topschot' model behandeld. In de begeleidende spanningsfiguren en kracht-verplaatsingsfiguren in deze paragraaf zal het 'geen topschot' model telkens naast het 'n.l. verend topschot' model worden afgedrukt. Dit omdat uit de uitvoerresultaten is gebleken dat het 'n.l. verend topschot' model vrij dicht ligt bij deze ondergrens. Bij de behandeling van het 'n.l. verend topschot' in par. 6.5.2 zal dan ook verwezen worden naar de figuren in par. 6.5.1. Na het 'n.l. verend topschot' model komt in par. 6.5.3 het 'oneindig stijf topschot' model aan de orde. Vervolgens worden in par. 6.5.4 de belangrijkste uitvoerparameters van alle belastinggevallen in tabelvorm naast elkaar afgedrukt, dat wil zeggen voor $t=6.93$ sec, $t=1.85$ sec. en $t=7.16/1.96$ sec.

6.5.1 Resultaten bij golfbelasting op $t=6.93$ sec, 'geen topschot' model

Uit fig. 6.9b volgt dat ter plaatse van blok 31 de resulterende naar beneden gerichte golfdruk maximaal is. Blok 32 zit net in de overgangsfase. De rechter zijde van dit blok wordt naar beneden gedrukt terwijl de linker zijde naar boven wordt gedrukt. Ter plaatse van blok 34 is de naar boven gerichte resulterende druk maximaal. Dit blok zal dus waarschijnlijk als eerste loslaten van de bedding, en zullen we vanaf nu beschouwen als het 'referentieblok'.

In fig. 6.10a is voor blok 34 de verplaatsing loodrecht op de dijkelling uitgezet tegen de belastingfactor n waarmee de golfbelasting in fig. 6.9b wordt vermenigvuldigd. Het eerste gedeelte van de kromme is op een kleinere schaal in meer detail weergegeven. De last-verplaatsingscurve kan worden opgesplitst in 3 gedeelten.

Het 1^e gedeelte is een lineaire tak, lopend van $n=0$ tot $n=2.10$. Dit rechtlijnige verloop volgt uit het feit dat bij een kleine 'verticale' verplaatsing van een ingeklemd blok, de stijfheid tegen deze verplaatsingen nagenoeg constant is (zie ook: kracht-verplaatsingsdiagrammen in hoofdstuk 4 en 5). Bij $n=0.5$ à 0.6 is de totale waterdruk ter plaatse van blok 34 gelijk aan het eigen gewicht van het blok. Wanneer er geen inklemming aanwezig zou zijn, dan zou blok 34 reeds bij een dergelijke belastingfactor loskomen van de bedding. Als gevolg van inklemming gebeurt dit echter pas bij $n=2.10$, waarmee dus een aanmerkelijke winst is behaald. De verplaatsing van blok 34 loodrecht op de dijkelling behorende bij $n=2.10$ is gelijk aan 1.23 mm. Deze verplaatsing is analytisch eenvoudig te bepalen daar deze overeenkomt met de elastische indrukking in de bedding ten gevolge van het eigen gewicht:

$$u_{\text{loodr., bedding, elastisch}} = \frac{\rho_{\text{beton}} * h_{\text{blok}} * g * \cos(\text{dijkhell.})}{D_{n, \text{ bedding}}} \quad (6.6)$$

Ingevuld levert dit:

$$u_{\text{loodr., bedding, elastisch}} = \frac{2.3 * 10^{-6} * 250 * 9.81 * \cos(14.04^\circ)}{4.45 * 10^{-3}} = 1.23 \text{ mm}$$

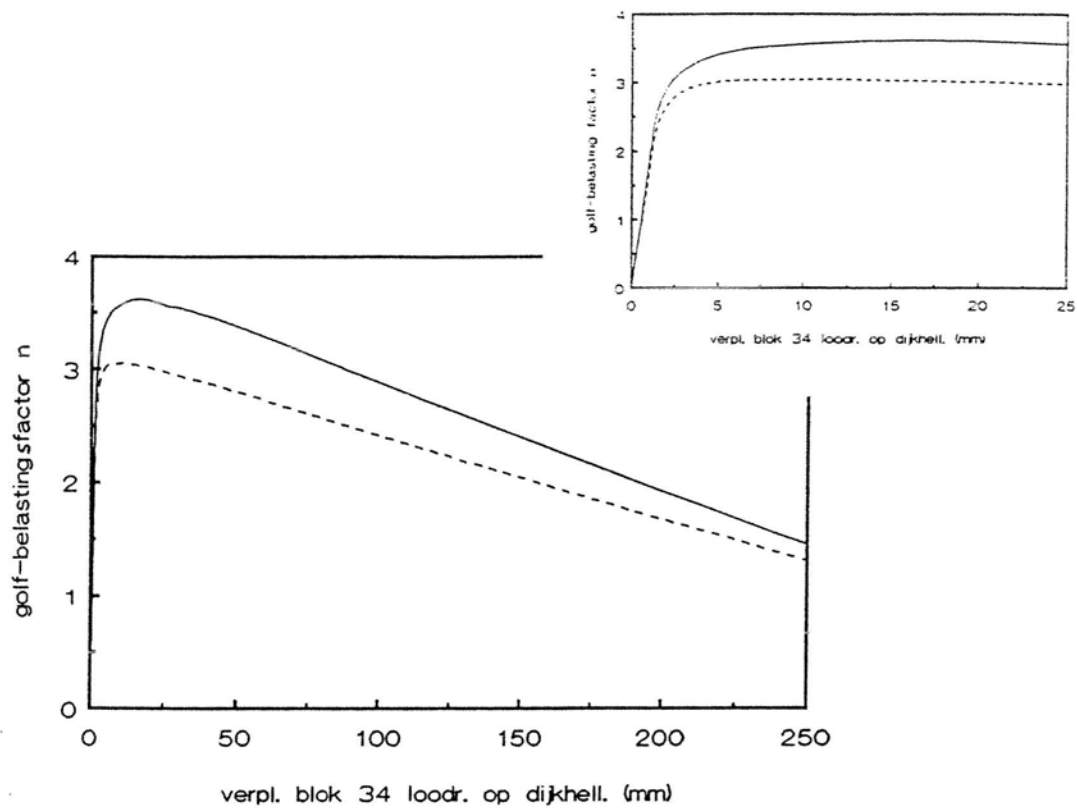


fig. 6.10a/b verplaatsing blok 34 loodrecht op de dijkelling, op $t=6.93$ sec, uitgezet tegen de golfbelastingfactor n

- middelste figuur : totaalbeeld, hor. schaal van 0-250 mm
- figuur rechtsboven : eerste gedeelte, hor. schaal 0-25 mm

- a) - - - - = 'geen topschot' model
- b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

Gelijktijdig met het loskomen van blok 34 op $n=2.10$, slippen blok 21 en 22 langs de dijkelling doordat aan het Coulombse wrijvingscriterium wordt voldaan. In fig. 6.11 is het fysische gedrag van de zetting voor $n=2.10$ schematisch afgebeeld.

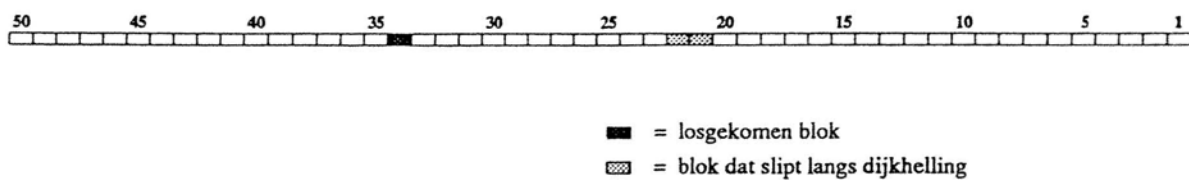


fig. 6.11 schematische weergave van de fysische toestand bij $n=2.10$ ($t=6.93$ sec, 'geen topschot' model)

- Het 2^e tak gedeelte loopt van $n=2.10$ tot $n=n_{\max}=3.05$. Te zien is dat deze fase gepaard gaat met een geleidelijke stijfheidsafname tot de piek. Wanneer blok 34 loskomt van de bedding bij $n=2.10$, moet het zijn stijfheid tegen verticaal verplaatsen volledig ontnemen aan een inklemkracht. Omdat het teenschot als oneindig translatiestijf is gemodelleerd, en het topschot een beddingsconstante in de normale richting heeft van nul, is de variatie van de grootte van de inklemkracht (N) direct gerelateerd aan de afschuif-beddingsconstante D_u van de bedding-interface elementen. Wanneer de belasting vanaf $n=2.10$ verder wordt opgevoerd komen ook de buurblokken van blok 34 los van de ondergrond. Zij voldoen dan net als blok 34 aan het gapings-criterium in het Coulombse wrijvingsmodel (par. 3.3.3). Tevens zijn er behalve blok 21 en 22 nog meerdere blokken die het (Coulombse) slip-criterium bereiken. Hierdoor neemt voor blok 34 de stijfheid tegen verplaatsing loodrecht op het talud af. Op het moment dat $n=n_{\max}=3.05$ voldoen blok 1 tot en met 31 aan het slipcriterium, waardoor deze geen additionele inklemstijfheid meer kunnen leveren aan de losgekomen blokken (blok 32 tot en met blok 40). In de natuur grijpt de golfbelasting krachtsgestuurd op de constructie aan, waarmee de constructie 'doorslaat' bij $n=n_{\max}$ en dus bezwijkt. De verplaatsing $u_{\text{blok34,loodr.}}$ is op het moment van doorslaan gelijk aan 11.1 mm.

Een schematisatie van de fysische toestand op het moment dat $n=n_{\max}=3.05$ volgt in fig. 6.12.

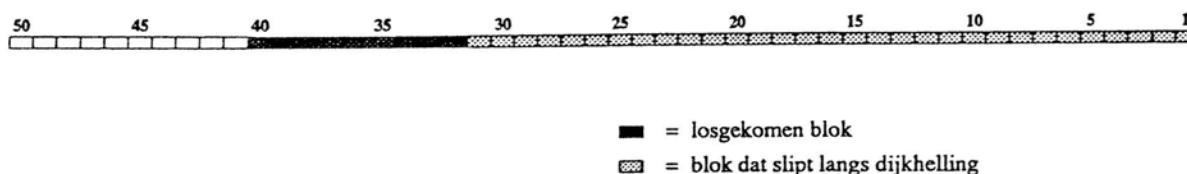


fig. 6.12 schematische weergave van de fysische toestand bij $n=n_{\max}=3.05$,
 $u_{\text{blok34,loodr.}} = 11.1 \text{ mm}$ ($t=6.93 \text{ sec}$, 'geen topschot' model)

De verplaatsingen bij een belastingfactor $n=n_{\max}=3.05$ zijn weergegeven in fig. 6.13. Ter plaatse van blok 34 komt een belastingfactor van $n=3.05$ overeen met een (maximale) waterdruk van 21.0 kN/m². Dit terwijl het eigen gewicht van de blokken een druk loodrecht op de dijkhelling levert van 5.4 kN/m². Op het moment van bezwijken werkt er dus een maximale waterdruk van circa 4 maal het eigen blokgewicht!

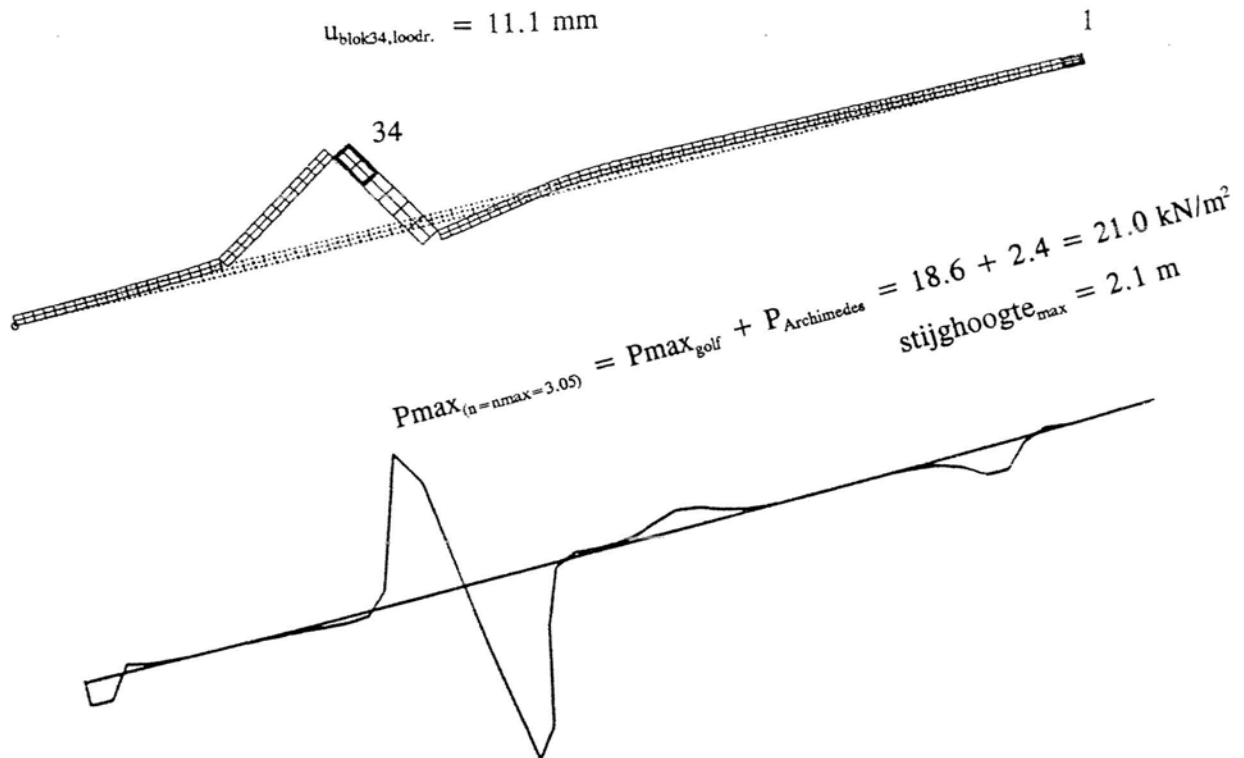


fig. 6.13 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n=n_{\text{max}}=3.05$
 ($t=6.93 \text{ sec}$, 'geen topschot' model)

- Het 3^e gedeelte is een dalende tak van $n=n_{\text{max}}=3.05$ tot $n=1.30$. Het blokkensysteem reageert in deze fase labiel. Voor $n=1.30$ zijn de verplaatsingen van het model weergegeven in fig. 6.14. Bij een 'verticale' verplaatsing gelijk aan de circa de blokhoogte (drukdiagonaal staat horizontaal), is er nog steeds een verticale belasting aanwezig ($n=1.30$), terwijl dit bij het houten blokkenmodel niet het geval was. De oorzaak hiervan ligt in het feit dat er verticaal evenwicht moet zijn met de losgekomen blokken, waar tegenover staat dat bij het houten blokkenmodel het eigen gewicht van de blokken werd verwaarloosd.

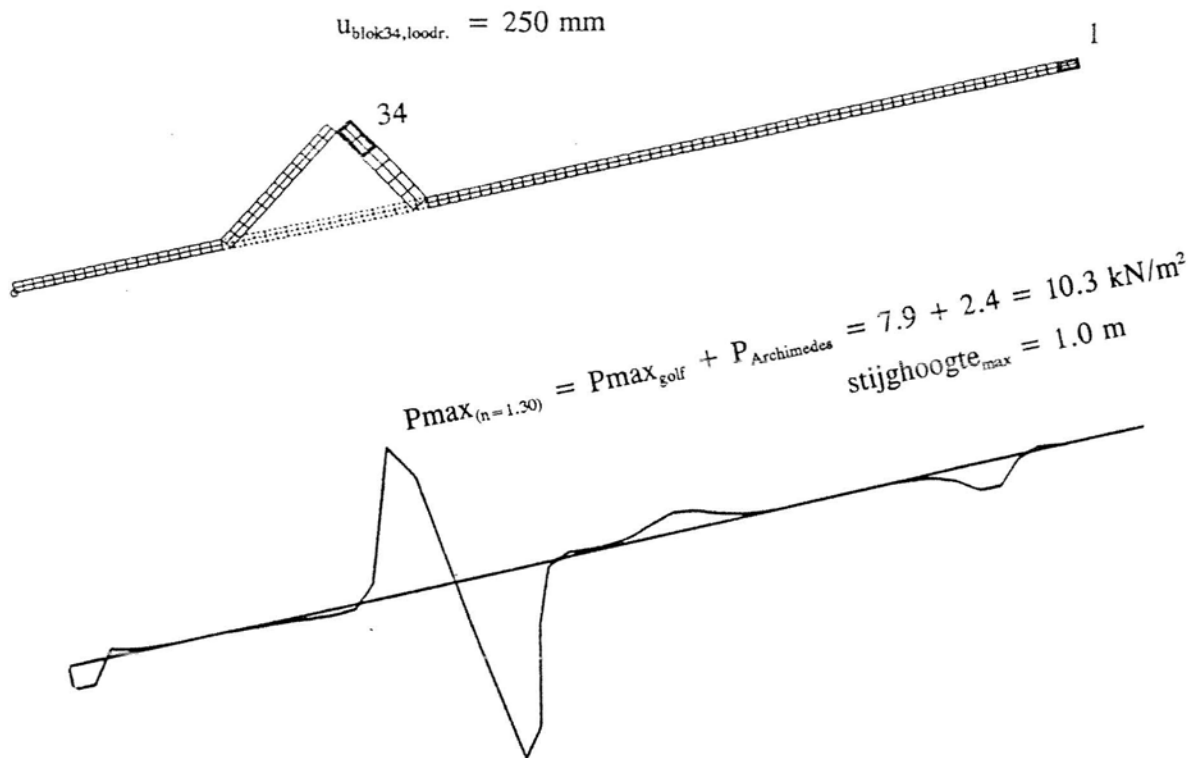


fig. 6.14 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n=1.30$

$$u_{\text{blok34,loodr.}} = u_{\text{max}} = 250\text{mm} \quad (t=6.93 \text{ sec, 'geen topschot' model})$$

In het kracht-verplaatsingsdiagram in fig. 6.10a loopt de tak van $n=3.05$ tot $n=1.30$ vrijwel lineair. Dit wordt veroorzaakt doordat de vervorming van de constructie in deze instabiele tak bij benadering geschematiseerd kan worden tot het vervormen van 4 'starre' delen. Omdat de stijfheid van de blokken relatief hoog is, blijft de elastische vervorming van de blokken klein. De totale inklempkracht (N_{lotaal}) die geleverd wordt in deze fase, is vrijwel constant zoals verderop in het rapport nog zal blijken. De blokken die deze kracht leveren (blok 1 tot en met 31), slippen langs de dijkelling. Wanneer we het mechanisme met drukdiagonalen aanschouwen (fig. 6.15), kunnen we constateren dat de hoek α waaronder de rechter drukdiagonaal staat ten opzichte van de 'horizontaal', steeds flauwer loopt naarmate de verplaatsing van blok 34 loodrecht op de dijkelling ($u_{\text{blok34,loodr.}}$) toeneemt.

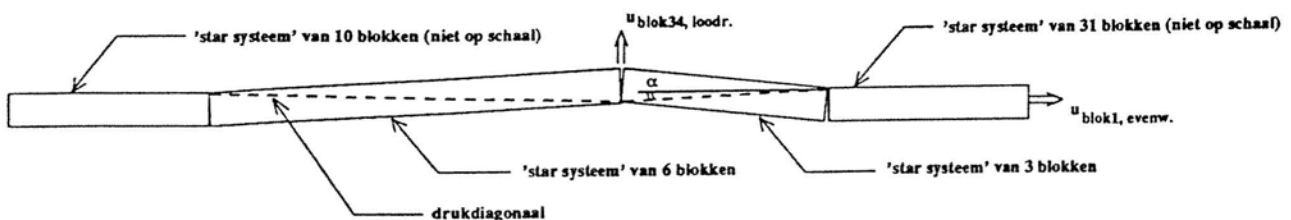


fig. 6.15 gapingsmechanisme van 'starre' systemen

Omdat de totale inklemkracht vrijwel constant is, is de variatie van de golfbelasting direct afhankelijk van de variatie van de hoek α . De maximale hoek α die kan optreden is gelijk aan: $\arctan(\text{blokhoogte}/3 \cdot \text{bloklengte}) = \arctan(250/(3 \cdot 500)) = 0.165$ rad. Voor dergelijke kleine hoeken geldt $\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha) \approx \alpha$. Dit houdt in dat de verplaatsing $u_{\text{blok34,loodr.}}$ lineair (dalend) afhankelijk is van α , evenals de golfbelastingfactor n . Dit resulteert automatisch in een lineaire afhankelijkheid tussen $u_{\text{blok34,loodr.}}$ en n , waarmee deze belastingsfase geometrisch lineair instabiel is.

In fig. 6.16a is voor blok 1 de verplaatsing evenwijdig aan de dijkelling uitgezet tegen de belastingfactor n . Ook hier is het gedrag bij kleine verplaatsingen ($0 \leq u_{\text{blok1,evenwijdig.}} \leq 6$ mm) eruit gelicht.

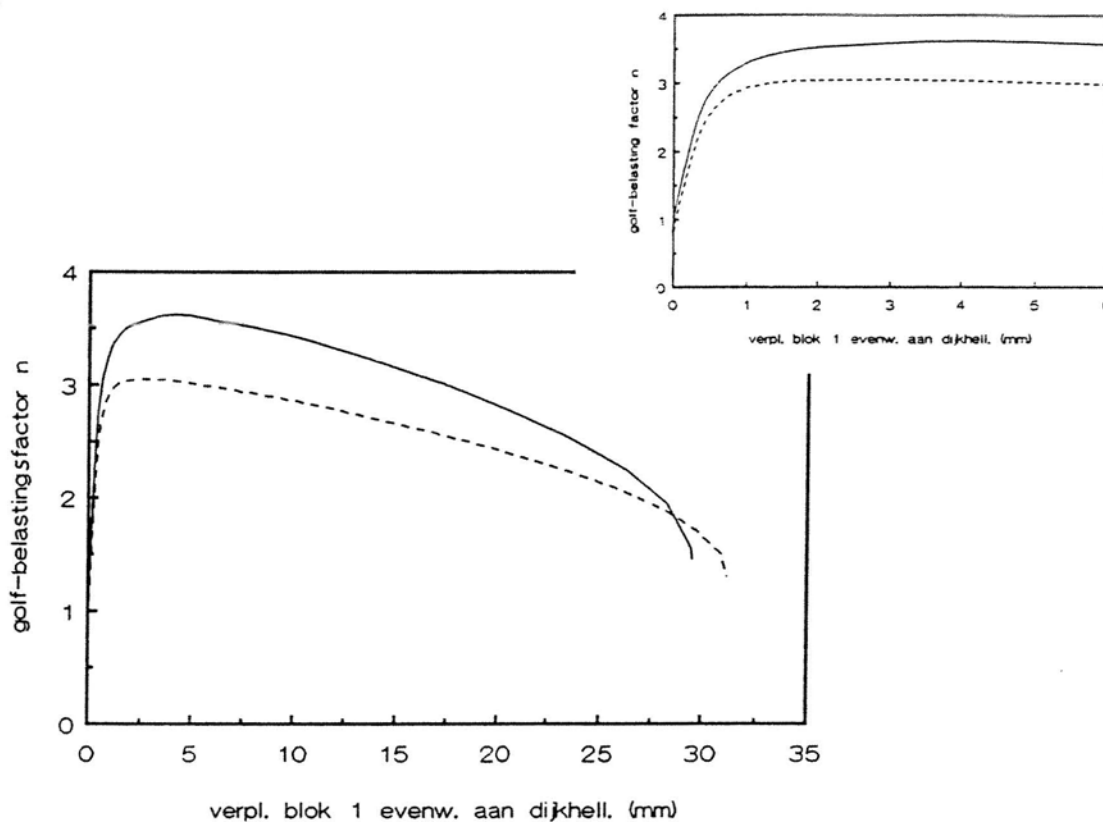


fig. 6.16a/b verplaatsing blok 1 op $t=6.93$ sec, evenwijdig aan de dijkelling, uitgezet tegen de golfbelastingfactor n
 - middelste figuur : totaalbeeld, hor. schaal van 0-35 mm
 - figuur rechtsboven : eerste gedeelte, hor. schaal 0-6 mm

- a) - - - - = 'geen topschot' model
 b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

Kenmerkend voor het kracht-verplaatsingsdiagram in fig. 6.16a is, dat de verplaatsing $u_{\text{blok1,evenwijdig}}$ pas wordt geactiveerd bij een waarde $n=1.0$. Dit is logisch, daar bij $n \leq 1.0$ de (elastische) vervormingen blok 1 nog niet hebben bereikt. Men kan dit analoog zien aan de puntweerstand bij een heipaal, die pas geactiveerd wordt nadat een bepaalde kleefkracht langs de schacht is ontwikkeld.

In fig. 6.16a vinden aan het einde van de kromme sterke afbuigingen plaats. Deze afbuigingen zijn verklaarbaar wanneer we nogmaals het 'starre systeem' in fig. 6.15 beschouwen. De verplaatsing $u_{\text{blok1,evenwijdig}}$ uitgezet tegen de hoek α voor dit 'starre systeem' levert fig. 6.17.

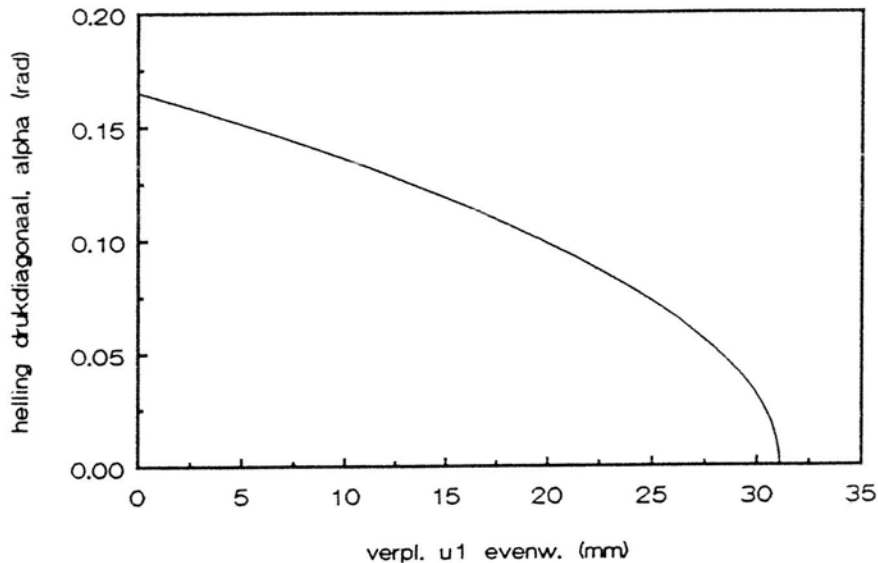


fig. 6.17 verplaatsing ter plaatse van blok 1, evenwijdig aan de dijkhelling, uitgezet tegen de helling van de drukdiagonaal (α) ('starre systeem' in fig. 6.15.)

De vorm van de kromme in fig. 6.17 komt overeen met de labiele tak in 6.16a, waarmee nogmaals is aangetoond dat de 'starre modellering' de geometrisch instabiele tak goed beschrijft. Let hierbij ook op de maximale verplaatsing van beide systemen, die vrijwel hetzelfde is. Dit is verklaarbaar want de blokkenconstructie heeft bij aanvang van de instabiele tak ($n=n_{\text{max}}$) relatief kleine verplaatsingen ondergaan.

In fig. 6.16a heeft het laatste deel van de curve een verticale helling. De verplaatsing van blok 1 evenwijdig aan de dijkhelling ($u_{\text{blok1,evenwijdig}}$) is op dat moment gelijk aan 31 mm, en de drukdiagonalen staan horizontaal (de hoek α in fig. 6.15 is dan gelijk aan 0). Als we nog enigzins door zouden gaan met de belastingprocedure, slaat de drukdiagonaal door naar boven en zou blok 1 weer naar links willen verplaatsen. In hoeverre dit mogelijk is, is afhankelijk van de ontwikkelde wrijving langs de dijkhelling, en de elastische vervorming van de blokken.

Een interessant gegeven is verder het normaal- en schuifspanningsverloop langs de dijkhelling. In fig. 6.18a en 6.19a zijn beiden weergegeven bij een belastingfactor $n=n_{\text{max}}=3.05$. Direct valt op dat voor blok 1 tot en met 31 het verloop van de schuifspanning dezelfde vorm heeft als dat van de normaalspanning. De oorzaak hiervan is gelegen in het feit dat de blokken aan het Coulombse wrijvingscriterium (slip) voldoen, waarmee tussen de normaalspanning en de schuifspanning een eenduidige relatie bestaat. De hoge benedenwaartse golfdruk ter plaatse van blok 28 tot en met 31 resulteert in hoge normaaldrukspanningen in de bedding, waardoor ook hoge schuifspanningen kunnen worden ontwikkeld. Voor blok 32 tot en met 40 geldt dat de normaalspanning gelijk is aan nul. Dit zijn blokken die zijn losgekomen van de bedding.

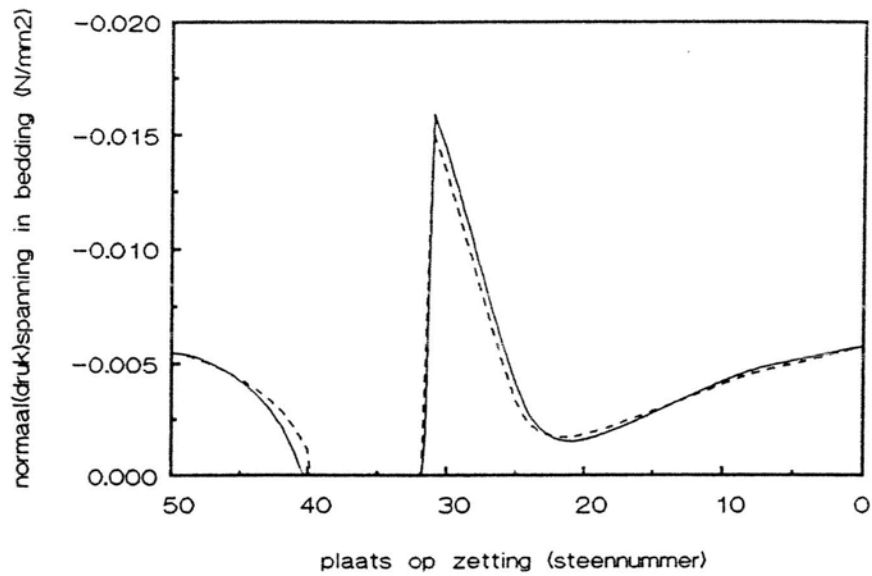


fig. 6.18a/b normaalspanningsverloop in de bedding bij $n=n_{max}$, voor $t=6.93$ sec.

- a) - - - - = 'geen topschot' model
 b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

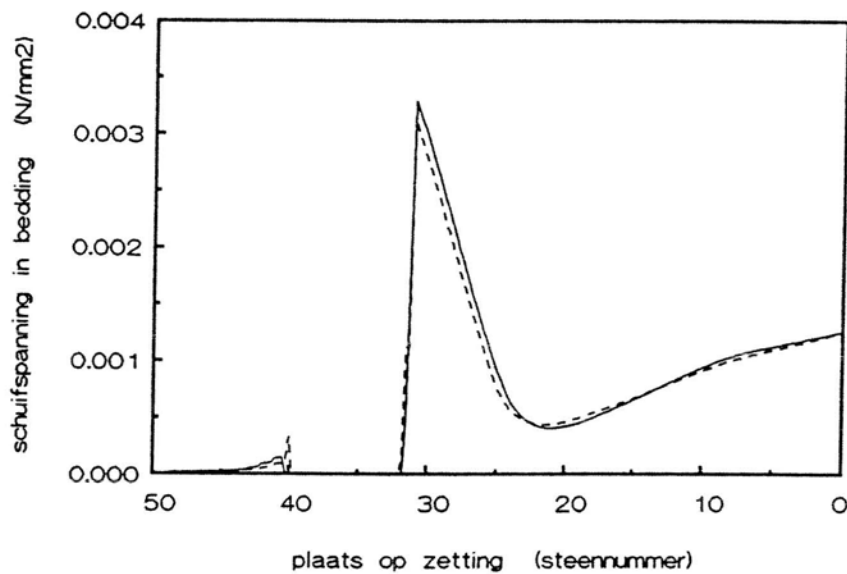


fig. 6.19a/b schuifspanningsverloop in de bedding bij $n=n_{max}$, voor $t=6.93$ sec.

- a) - - - - = 'geen topschot' model
 b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

Ter plaatse van steen 1 tot en met steen 9 loopt het normaalspanningsverloop in fig. 6.18a vrijwel lineair. De enige belasting die op steen 1 tot en met 8 werkt is het eigen gewicht. Steen 9 is de eerste steen die belast wordt met de opwaartse waterdruk (Archimedes).

Het lineaire overgangstraject van steen 1 tot en met 8 verbindt de waarden:

$$P_{\text{blok1}} = \rho_{\text{beton}} * h_{\text{blok}} * g * \cos(\text{dijkhell.}) \quad (6.7)$$

$$P_{\text{blok1}} = -2.3 * 10^{-6} * 250 * 9.81 * \cos(14.04^\circ) = -0.0055 \text{ N/mm}^2$$

en:

$$P_{\text{blok9}} = (\rho_{\text{beton}} - \rho_{\text{water}}) * h_{\text{blok}} * g * \cos(\text{dijkhell.}) \quad (6.8)$$

$$P_{\text{blok9}} = -1.3 * 10^{-6} * 250 * 9.81 * \cos(14.04^\circ) = -0.0031 \text{ N/mm}^2$$

Doordat de blokken op een elastische bedding liggen worden locale piek-golfdrukbelastingen vertaald in een enigszins 'uitgesmeerd' normaalspanningsverloop. Dit is analoog aan het gedrag van een ligger op een verend ondersteunde bedding.

De totale inklemkracht ten gevolge van wrijving langs de dijkelling (N_{wrijving}) die door blok 1 tot en met 31 wordt ontwikkeld is gelijk aan 16.4 N/mm^1 . In fig. 6.19a zien we dat ter plaatse van steen 40 tot en met 50 nagenoeg geen schuifspanningen ontstaan doordat het oneindig stijve teen-schot bijna alle belasting naar zich toetrekt.

Naast een inklemkracht ten gevolge van wrijving, is er ook nog een aandeel ten gevolge van het eigen gewicht. Deze zal lineair toenemen vanaf blok 1 tot blok 50. Uitgaande van blok 34 als referentieblok, is de inklemkracht ten gevolge van het eigen gewicht analytisch eenvoudig af te leiden:

$$N_{\text{eigen gewicht, blok34}} = (\text{aantal blokken}) * b_{x,\text{blok}} * h_{\text{blok}} * \rho_{\text{beton}} * g * \sin(\text{dijkhell.}) \quad (6.9)$$

Invullen geeft:

$$N_{\text{eigen gewicht, blok34}} = 33 * 500 * 250 * 2.3 * 10^{-6} * 9.81 * \sin(14.04) = 22.6 \text{ N/mm}^1$$

De totale inklemkracht werkend op blok 34, op het moment dat $n=n_{\text{max}}$, wordt hiermee dan:
 $N_{\text{totaal}} = 16.4 + 22.6 = 39.0 \text{ kN}$.

In fig. 6.20a is op het moment dat $u_{\text{blok34,loodr.}} = u_{\text{max}} = 250$ mm, het normaalspanningsverloop in de bedding weergegeven. In fig. 6.21a is dit gedaan voor het schuifspanningsverloop. De belastingfactor n is op dat moment gelijk aan 1.30.

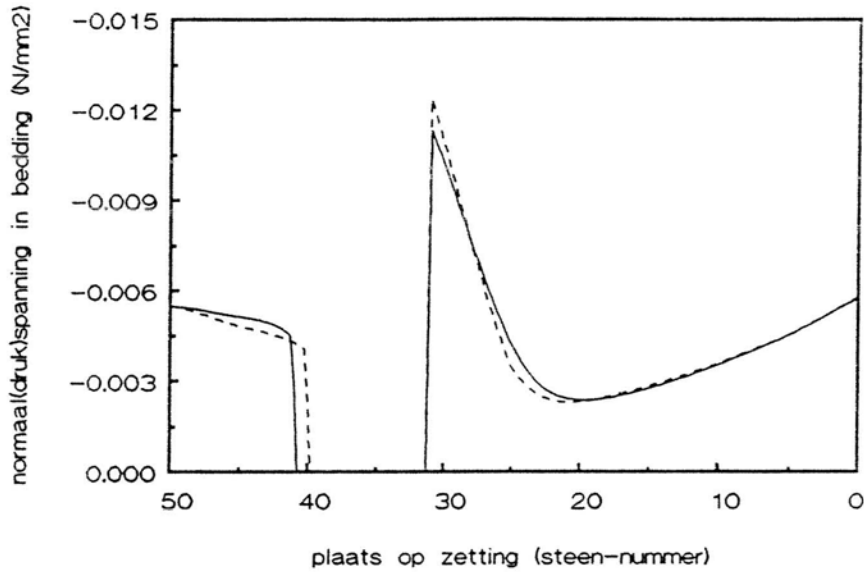


fig. 6.20a/b normaalspanningsverloop in de bedding, bij $u_{\text{blok34,loodr.}} = u_{\text{max}} = 250$ mm, voor $t = 6.93$ sec.

- a) - - - - = 'geen topschot' model
 b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

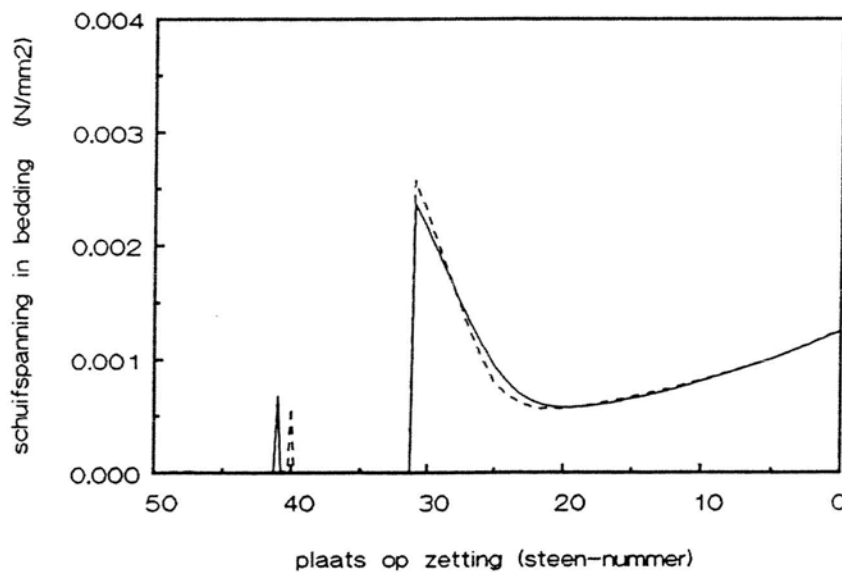


fig. 6.21a/b schuifspanningsverloop in de bedding, bij $u_{\text{blok34,loodr.}} = u_{\text{max}} = 250$ mm, voor $t = 6.93$ sec.

- a) - - - - = 'geen topschot' model
 b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

Ten aanzien van de spanningsfiguren bij $n=n_{\max}$ (6.18a en 6.19a) zijn de maximale spanningspieken ter plaatse van blok 28 tot en met 31 iets afgenomen. Over het totaal genomen is de afname echter klein. De totale reactie-schuifkracht geleverd door blok 1 tot en met 31 is bij $u=u_{\max}=250$ mm, gelijk aan 15.2 N/mm^1 . Hierbij opgeteld het aandeel van het eigen gewicht (ten opzichte van referentieblok 34) krijgen we een inklemkracht van: $N_{\text{totaal}} = 15.2 + 22.6 = 37.8 \text{ N/mm}^1$. In vergelijking met de totale inklemkracht bij $n=n_{\max}$ levert dit een relatieve afname van $(1 - 37.8/39.0) \cdot 100\% = 3.1\%$. De totale inklemkracht blijft dus vrijwel constant gedurende dat n afneemt van $n=n_{\max}=3.05$ tot $n=1.30$. Zoals hiervoor reeds genoemd is het interne evenwicht met de golfbelasting in deze instabiele fase dan bijna geheel afhankelijk van de hoek α , waaronder de rechter drukdiagonaal (zie fig. 6.15) staat.

6.5.2 Resultaten bij golfbelasting op $t=6.93$ sec, 'n.l. verend topschot' model

In de spanningsfiguren en de kracht-verplaatsingsfiguren in de voorafgaande paragraaf zijn de parameters voor het 'geen topschot' model afgedrukt naast het 'n.l. verend topschot' model. Uit fig. 6.10b volgt dat het n.l. verend topschot model een maximale belastingfactor kent van $n_{\max} = 3.62$. De vervormingen van de gehele constructie bij deze belastingfactor zijn afgebeeld in fig. 6.22.

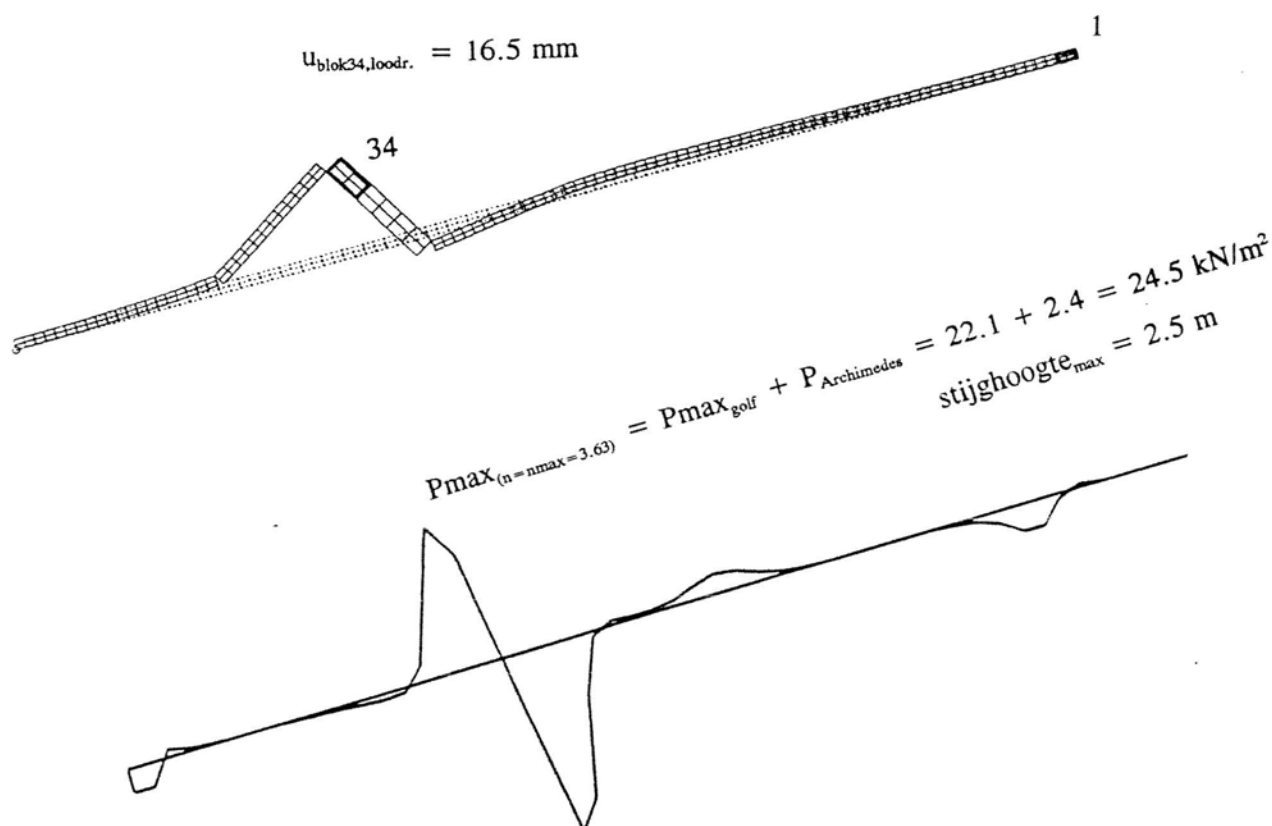


fig. 6.22 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n=n_{\max}=3.62$ ($t=6.93$ sec, 'n.l. verend topschot' model)

De waarde n_{\max} ligt $(3.62/3.05 - 1) \cdot 100\% = 18\%$ hoger dan bij het 'geen topschot' model en is een logisch gevolg van het feit dat door de topschot-stijfheid een extra inklemkracht ontwikkeld kan worden, die op het moment dat $n = n_{\max}$ gelijk is aan: $N_{\text{topschot}} = 12.8 \text{ N/mm}^2$. Door de extra 'topschot-stijfheid' is ook de verplaatsing $u_{\text{blok34,loodr.}}$ waarbij $n = n_{\max}$ iets hoger (16.5 mm) dan bij het 'geen topschot' model (11.1 mm). Hoewel de dijkbekleding dus reeds bij een kleine verplaatsing instabiel is, moeten hiervoor wel aanzienlijke geometrisch niet-lineaire krachten worden ontwikkeld.

De belastingfactor n , bij $u_{\text{blok34,loodr.}} = u_{\max} = 250 \text{ mm}$, ligt iets hoger ($n = 1.45$) dan bij het 'geen topschot' model ($n = 1.30$). Dit verschil is verklaarbaar met behulp van de vervormingen in fig. 6.23.

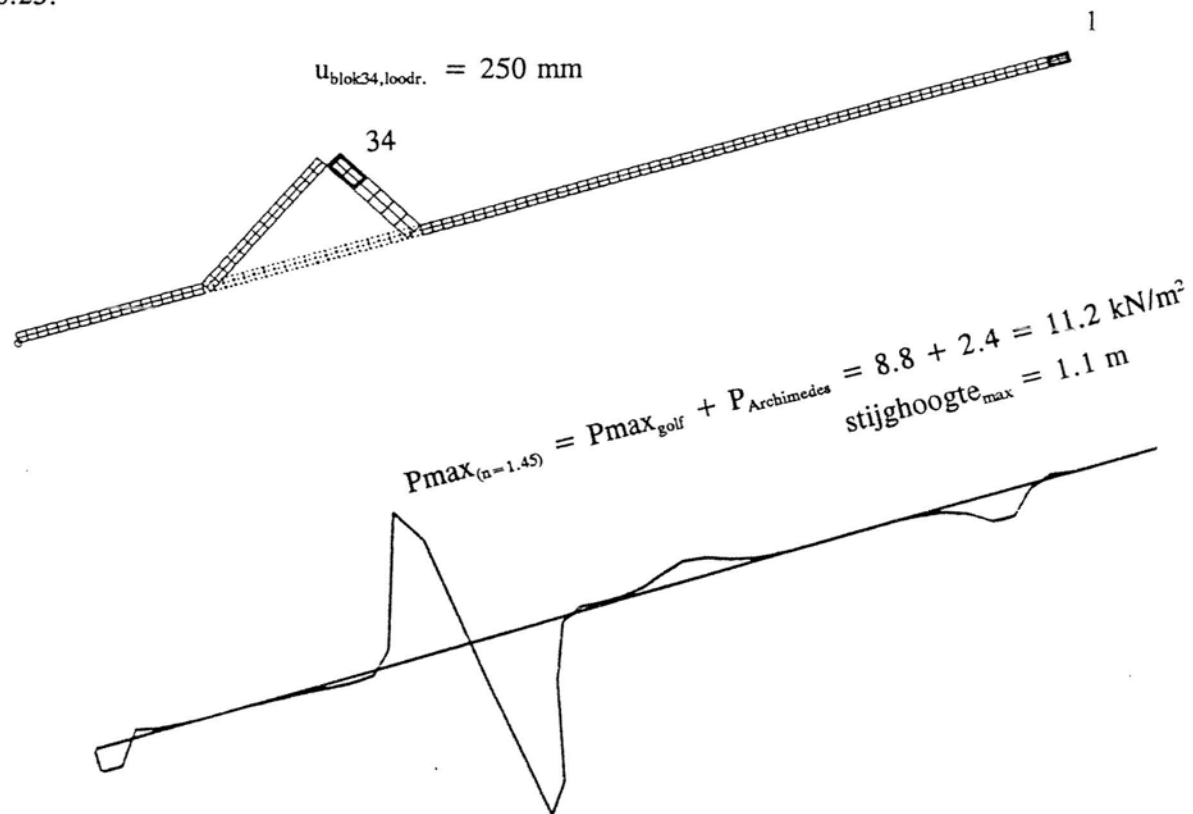


fig. 6.23 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n = 1.45$
 $u_{\text{blok34,loodr.}} = u_{\max} = 250 \text{ mm}$ ($t = 6.93 \text{ sec}$, 'n.l. verend topschot' model)

Uit fig. 6.23 volgt dat ten gevolge van de grotere inklemkracht een extra blok is losgekomen in vergelijking tot fig. 6.14 ('geen topschot' model). Daardoor moet de golfbelasting (en dus de belastingfactor n) die op dat moment verticaal evenwicht maakt, ook iets hoger liggen ($n = 1.45$).

In fig. 6.16b is $u_{\text{blok1,evenwijdig}}$ uitgezet tegen de golfbelastingfactor n . Deze figuur is qua vorm ongeveer hetzelfde als bij het 'geen topschot' model (6.16a). De maximale waarde van de verplaatsing $u_{\text{blok1,evenwijdig}}$ ligt bij het 'n.l. verend topschot' model enigszins lager, wat het logische gevolg is van een hogere inklemkracht, die de blokken in sterkere mate 'tegenhoudt' in de richting evenwijdig aan de dijhelling.

Het spanningsverloop bij $n=n_{\max}$ (fig. 6.18b en 6.19b) en bij $u_{\text{blok34,loodr.}} = 250\text{mm}$ (fig. 6.20b en 6.21b) is bijna hetzelfde als voor het 'geen topschot' model. Het wel of niet meenemen van een 'n.l. verend topschot' van een huidige orde van grootte, heeft zodoende weinig invloed op de spanningsontwikkelingen in de bedding.

Er blijkt een essentieel verschil te zijn tussen het houten blokkenmodel en het dijkblokkenmodel. Bij het houten blokkenmodel liggen de blokken goed opgesloten tussen de redelijk starre frame-randen, waardoor de houten blokken een aanzienlijke elastische vervorming ondergaan.

De stijfheid van de dijkblokken is veel hoger dan de stijfheid van de bedding en het topschot, waardoor deze weinig elastisch vervormen en bij benadering 'star' reageren. Wat betreft de inklemming bij dijkblokken (oneindig stijf teenschot, 'n.l. verend topschot', relatief starre blokken) geldt de volgende uitdrukking voor de totale inklemkracht $N(u)_{\text{totaal}}$.

dijkblokken:

$$N(u)_{\text{totaal}} = f [N_{\text{eigen gewicht}}, N(u)_{\text{wrijving}}, N(u)_{\text{topschot}}] \quad (6.10)$$

$N_{\text{eigen gewicht}}$ is de (constante) inklemkracht ten gevolge van een eigen gewichtscomponent evenwijdig aan de dijkelling. $N(u)_{\text{wrijving}}$ is de gemobiliseerde inklemming ten gevolge van wrijving evenwijdig langs de dijkelling. De mobilisatie van deze component vindt pas plaats bij een 'verticale' verplaatsing u (van bijvoorbeeld het referentieblok), loodrecht op de dijkelling. Dit geldt ook voor $N(u)_{\text{topschot}}$, de gemobiliseerde inklemming geleverd door het topschot.

In het verleden nam men bij inklemmingsbeschouwingen alleen de factor $N_{\text{eigen gewicht}}$ mee, en liet men de tweede-orde effecten $N(u)_{\text{wrijving}}$ en $N(u)_{\text{topschot}}$ buiten beschouwing. Aangezien deze factoren aanzienlijk groot kunnen worden, verklaart dit de grote trekkrachten die gevonden worden bij bloktrekproeven 'in situ', en het grote verschil met het programma STEENZET 1+ (hierover meer in par. 6.5.4).

6.5.3 Resultaten bij golfbelasting op $t=6.93$ sec, 'oneindig stijf topschot' model

De constructie zit bij deze wijze van modelleren volledig opgesloten tussen het top- en teenschot, en kan een zeer grote golfbelasting dragen eer bezwijken optreedt. Bij deze wijze van opsluiten zal de elastische vervorming van de blokken groter zijn in vergelijking tot de vorige twee configuraties, waardoor ook grotere spanningen op zullen treden. Hoewel de berekening bij $n=n_{\text{divergentie}} = 36.6$ divergeerde, wordt desondanks duidelijk dat deze constructie een aanzienlijk hogere belasting kan dragen in vergelijking tot het 'geen topschot' model en het 'n.l. verend topschot' model: de opneembare belasting neemt toe met meer dan een factor 10! Deze toename is aanzienlijk, maar men moet zich realiseren dat een 'oneindig stijf topschot' model een academische modellering is, die in werkelijkheid niet uitvoerbaar is. Hierover later meer in par. 6.7.

De oorzaak van de numerieke divergentie bij $n=36.6$ is niet direct aan te geven. Waarschijnlijk treedt dit op doordat zich bij het dijkblokkenmodel vele alternatieve mechanismen kunnen vormen. Wanneer het systeem twijfelt tussen mechanismen die vrijwel evenveel energie kosten, dan is het moeilijk om het juiste mechanisme met het juiste evenwichtspad te kiezen. Numeriek impliceert dit dat het stelsel vergelijkingen niet langer positief definit is. Met een bifurcatieanalyse of het toepassen van zeer kleine stapjes in combinatie met imperfecties en locale booglengtesturing zou convergentie verkregen kunnen worden.

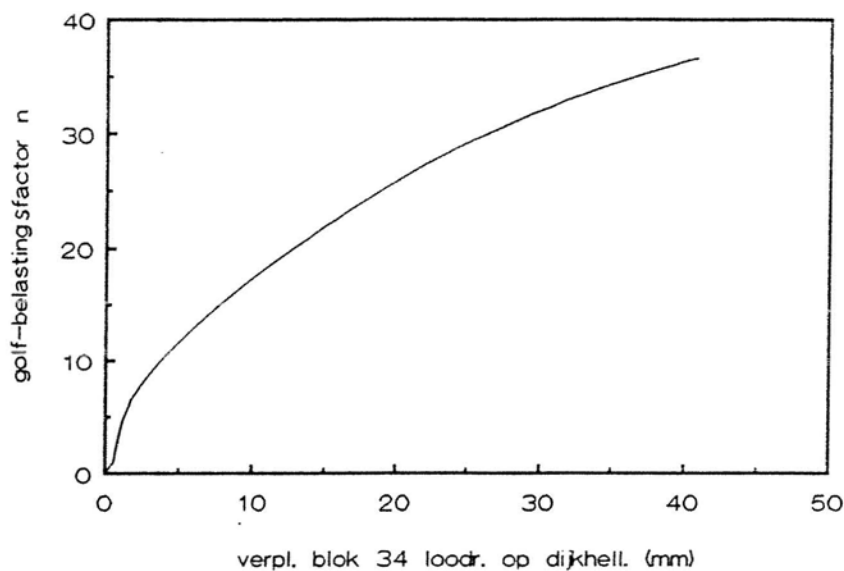


fig. 6.24 verplaatsing blok 34 loodrecht op de dijkhelling, op $t=6.93$ sec, uitgezet tegen de golfbelastingfactor n ('oneindig stijf topschot' model)

Tijdens het belastingsproces bij het 'oneindig stijf topschot' model laat blok 35 (en niet blok 34) als eerste los van de bedding. Dit gebeurt bij een belastingfactor van $n=3.1$, terwijl dit bij het 'geen topschot' model bij $n=2.10$ plaatsvond. Een toename van de systeemstijfheid, uit zich dus niet alleen in een toename van de maximale belastingfactor n_{\max} , maar ook in een verhoogde waarde voor n wat betreft het loskomen van het eerste blok.

Op het moment dat de berekening divergeert ($n=36.6$), slippen blok 12 tot en met 15 en blok 22 tot en met 25 langs de dijkhelling. In tegenstelling tot het 'geen topschot' model en het 'n.l. topschot' model treedt slip hier zeer plaatselijk op. De oorzaak daarvan is dat het topschot oneindig stijf is waardoor het nagenoeg alle belasting naar zich toetrekt. Teven is de normaalspanning in de bedding vrij hoog is en is er een aanzienlijke schuifspanning nodig wil het Coulombse wrijvingscriterium worden bereikt.

Het referentieblok 34 kan bij de huidige configuratie een veel grotere verplaatsing ondergaan, voordat de gehele constructie bezwijkt. Op het moment van numerieke divergentie is de verplaatsing van blok 34 evenwijdig aan de dijkhelling gelijk aan 40.8 mm. Blok 35 en 36 ondergaan zelfs een verplaatsing van 51 mm. In vergelijking met de vorige twee modellen treedt er dus voor het oog een duidelijke waarschuwing op, dat de constructie op het punt staat te bezwijken. Een grafische weergave van de vervormingen op het moment dat $n=36.6$ volgt in fig. 6.25. Hieruit wordt duidelijk dat bij een grote inklemkracht veel blokken loskomen van de ondergrond, eer bezwijken optreedt. De inklemkracht geleverd door het topschot op het moment van divergentie, is gelijk aan 1280 N/mm^2 . De wrijving langs de dijkhelling levert een inklemkracht van 9.7 N/mm^2 . Inclusief het eigen gewicht van de blokken wordt de totale inklemkracht hiermee $N_{\text{totaal}} (=1312 \text{ N/mm}^2)$. Deze inklemkracht ligt een factor 25 hoger in vergelijking tot het 'n.l. verend topschot' model.

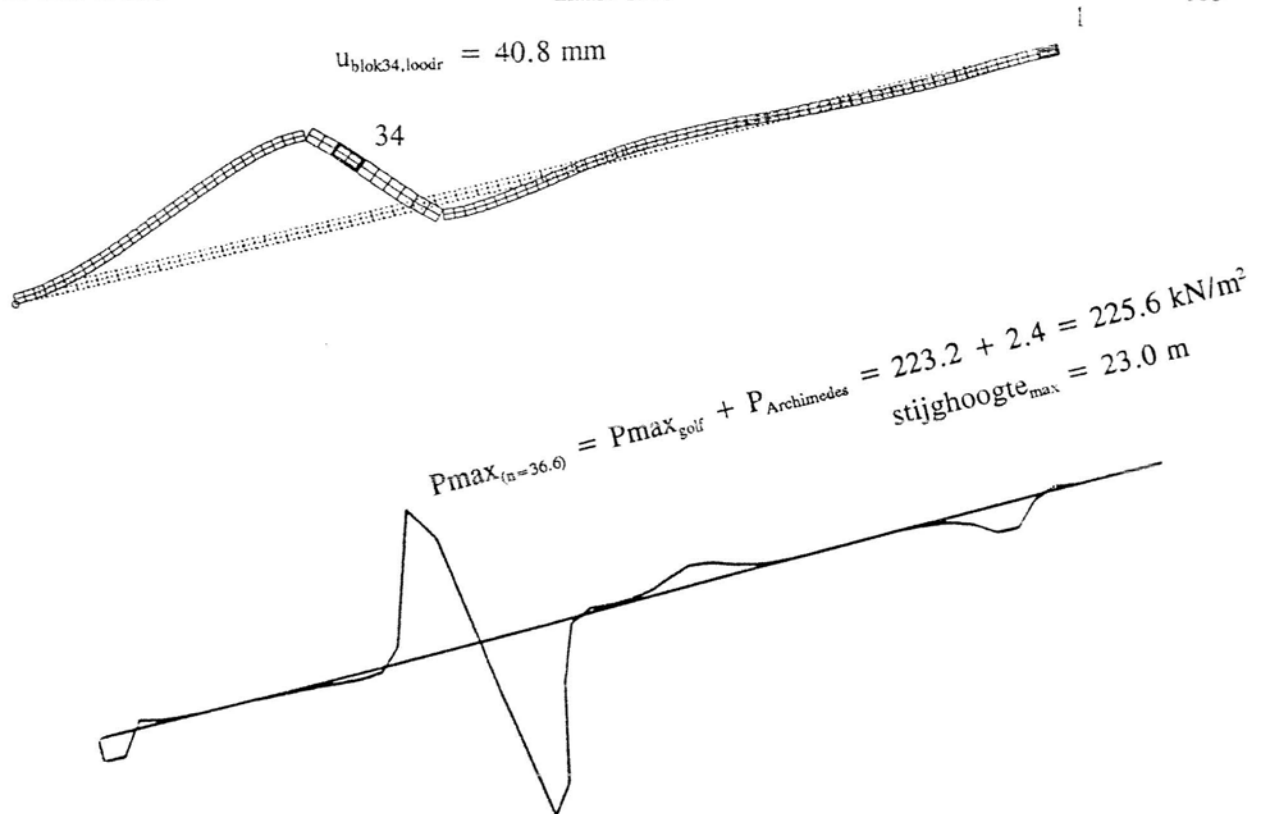


fig. 6.25 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n = n_{\text{divergentie}} = 36.6$ ($t = 6.93 \text{ sec}$, 'oneindig stijf topschot' model)

Het normaal- en schuifspanningsverloop langs de dijkelling bij $n = 36.6$ is gegeven in fig. 6.26 en fig. 6.27.

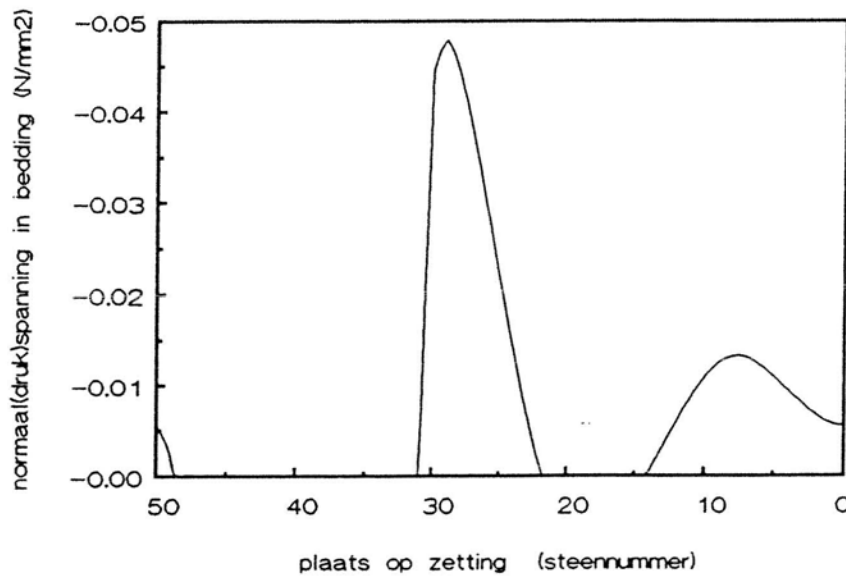


fig. 6.26 normaalspanningsverloop in de bedding bij $n = n_{\text{divergentie}} = 36.6$, voor $t = 6.93 \text{ sec}$. ('oneindig stijf topschot' model)

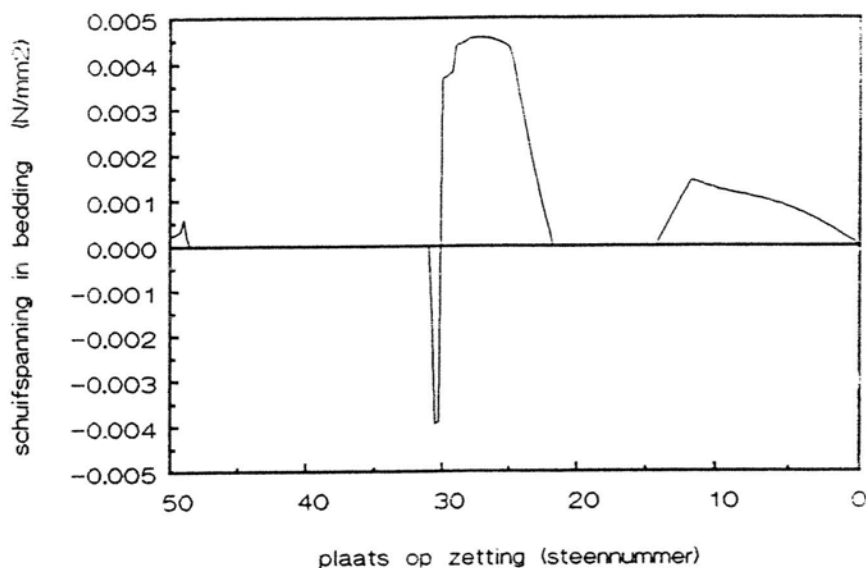


fig. 6.27 schuifspanningsverloop in de bedding bij $n = n_{\text{divergentie}} = 36.6$, voor $t = 6.93$ sec. ('oneindig stijf topschot' model)

Vanwege de (enigszins onwerkelijke) hoge golfbelastingfactor n hebben de spanningsfiguren in fig. 6.26 en 6.26 een meer extreem karakter (hogere drukspanningen, groter gebied met een normaalspanning gelijk aan nul) dan bij het 'geen topschot'- en het 'n.l. verend topschot' model.

6.5.4 Vergelijking van resultaten op $t = 6.93$ sec, $t = 1.85$ sec, $t = 7.16/1.96$ sec.

Evenals voor het tijdstip $t = 6.93$ sec, geldt voor de overige tijdstippen ook dat de opwaartse golfbelasting ter plaatse van het referentieblok 34 maximaal is (fig. 6.9b). Omdat de wijze van bezwijken in kwalitatieve zin voor alle drie de kritieke tijdstippen overeenkomstig is, zijn hier slechts de belangrijkste resultaten in tabel 6.2 afgedrukt, naast de uitvoerparameters op $t = 6.93$ sec. Voor $t = 1.85$ sec. en voor $t = 7.16/1.96$ sec. zijn dezelfde grafieken afgedrukt als voor $t = 6.93$ sec. gedaan is. Deze grafieken vindt men in BIJLAGE V.

Hoewel een groot deel van deze berekeningen divergeerde, gebeurde dit in de meeste gevallen nadat de maximale belastingfactor n_{max} gepasseerd was, dus in de labiele tak van de belastingcurve. Voor de praktijk is alleen de stabiele tak van het belastingpad interessant. De mogelijke oorzaken van divergentie zijn hiervoor reeds genoemd (bifurcaties, meerdere mogelijke evenwichtsstanden, apex-behandeling Coulombse wrijvingscriterium).

De parameters $N_{\text{eigen gewicht}}$ en $N(u)_{\text{wrijving}}$ en $N(u)_{\text{totaal}}$ in tabel 6.2 zijn bepaald ten opzichte van het referentieblok 34.

	t=6.93 sec.			t=1.85 sec.			t=7.16/1.96 sec.		
	G.T	N.T	O.T	G.T	N.T	O.T	G.T	N.T	G.T
n_{\max}	3.05	3.62	/	3.10	3.59	/	5.37	6.35	/
$n_{\text{divergentie}}$	/	/	36.6 (*)	3.04	3.53	18.1 (*)	5.32	6.31	70.2 (*)
$u_{\text{blok34,loodr.}} \text{ (mm)}$	11.1	16.5	40.8 (*)	7.2	19.4	20.5 (*)	8.7	17.3	67.6 (*)
$u_{\text{blok1,evenw.}} \text{ (mm)}$	3.0	4.2	0.0	1.6	3.9	0.0	2.5	4.4	0.0
$N(u)_{\text{topschot}} \text{ (N/mm}^2\text{)}$	0.0	12.8	1280 (*)	0.0	12.6	520 (*)	0.0	13.0	2097 (*)
$N_{\text{eigen gewicht}} \text{ (N/mm}^2\text{)}$	22.6	22.6	22.6 (*)	22.6	22.6	22.6 (*)	22.6	22.6	22.6 (*)
$N(u)_{\text{wrijving}} \text{ (N/mm}^2\text{)}$	16.4	16.9	9.7 (*)	7.2	7.4	4.4 (*)	8.3	8.7	10.4 (*)
$N(u)_{\text{totaal}} \text{ (N/mm}^2\text{)}$	39.0	52.3	1312 (*)	29.8	42.6	547 (*)	30.9	44.3	2130 (*)
aantal losgekomen blokken	8½	9½	25 (*)	8	8½	21 (*)	10½	13	32½ (*)
									/
$n_{U_{\text{blok34}}=250 \text{ mm}}$	1.30	1.45	/	/	/	/	/	/	

tabel 6.2 Uitvoerparameters bij berekeningen op verschillende kritieke tijdstippen gedurende golfaanval

(*) = Normaliter zijn de verplaatsingen u , de krachten N en het aantal losgekomen blokken in deze tabel gegeven, op het moment dat $n=n_{\max}$. Wanneer er echter een '(*)'-teken staat vermeld, geldt dat desbetreffende waarden optreden bij een belastingfactor $n=n_{\text{divergentie}}$. Dit, omdat voor deze configuraties de berekening in numerieke zin divergeerde voordat $n=n_{\max}$ werd bereikt. Aan de waarden voorzien van een '(*)' dient dus niet een al te letterlijke fysische interpretatie te worden toebedeeld, omdat ze overeenkomen met het 'numerieke maximum' $n=n_{\text{divergentie}}$.

G.T = 'geen topschot' model

N.T = 'n.l. verend topschot' model

O.T = 'oneindig stijf topschot' model

Een aantal opvallende aspecten uit tabel 6.2 bekeken zijn de volgende:

- Bij een 'oneindig stijf topschot' neemt de opneembare golfbelasting enorm toe in vergelijking met het 'n.l. verend topschot'- en het 'geen topschot' model. Duidelijk te zien is dat de totale inklempkracht $N(u)_{\text{totaal}}$ bij deze configuratie vrijwel in zijn geheel geleverd wordt door $N(u)_{\text{topschot}}$. Dit geldt voor alle drie de kritieke tijdstippen.

Door de grotere inklemkracht komen er echter ook meer stenen los van de bedding. Dit houdt weer in dat *indien* het fout gaat, de schade bij een opgesloten steenzetting veel groter is. Omdat men in de werkelijkheid geen oneindig stijf topschot kan fabriceren, is het interessant te weten hoe hoog de winst is wanneer men de stijfheid van het topschot bijvoorbeeld met een factor 10 verhoogt. Hierop zal in paragraaf 6.7 worden ingegaan.

- Uit alle berekeningen blijkt dat het 'n.l. verend topschot' model meer neigt naar de ondergrens ('geen topschot' model) dan naar de bovengrens ('oneindig stijf topschot' model).

- Wanneer de waarde n_{\max} op het tijdstip $t=6.93$ sec. wordt vergeleken met de waarde n_{\max} op het tijdstip $t=1.85$ sec, voor zowel het 'geen topschot' model als het 'n.l. verend topschot' model, dan valt op dat deze waarden nagenoeg hetzelfde zijn (vergelijk: $n_{\max} = 3.05$ met $n_{\max} = 3.10$, en $n_{\max} = 3.59$ met $n_{\max} = 3.62$). Wanneer men de golfbelasting beschouwd op beide tijdstippen (fig. 6.9.b), dan zou men toch verschil verwachten daar de resulterende neerwaartse golfdruk in de buurt van blok 31 op $t=1.85$ sec. aanzienlijk lager is dan op $t=6.93$ sec. Het veradellijke is echter dat dit verschijnsel zowel een positieve als een negatieve invloed op de bezwijkbelasting heeft.

De *positieve invloed* van een hogere neerwaartse golfdruk ter plaatse van blok 31 volgt uit het feit dat er dan een grotere normaalspanning op de bedding wordt uitgeoefend, hetgeen via het Coulombse wrijvingscriterium direct resulteert in een hogere opneembare schuifspanning en dus een hogere inklemkracht doordat $N(u)_{\text{wrijving}}$ groter wordt. Hierdoor neemt de waarde n_{\max} toe.

De *negatieve invloed* van een hogere neerwaartse golfdruk ter plaatse van blok 31 volgt uit het feit dat een bezwijkmechanisme ontstaat waarbij minder blokken loskomen van de ondergrond, in vergelijking met het bezwijkmechanisme bij een lagere neerwaartse golfdruk ter plaatse van blok 31. Een mechanisme met minder blokken heeft een lager totaal eigen gewicht, en zal dus bij een lagere opwaartse golfpiekbelasting ter plaatse van blok 34, uit de zetting loskomen, waardoor n_{\max} afneemt. Het positieve en het negatieve effect heffen elkaar hier redelijk op.

- De verschillende kritieke tijdstippen kennen bij een specifiek topschotmodel een onderling verschillende waarde n_{\max} . De maximale opneembare opwaartse waterdruk verschilt voor de tijdstippen weinig, daar het produkt van de maximale n -waarde met de bijbehorende maximale (referentie-) golfdruk volgens fig. 6.9b, voor alle drie de tijdstippen vrijwel dezelfde maximale bezwijkdruk geeft. Het tijdstip $t=1.85$ sec. kent derhalve de laagste bezwijkbelasting, zowel bij het 'geen topschot' model, als het 'n.l. verend topschot' model.

'geen topschot' model : $P_{\max} = 3.10 \cdot (7.90 - 2.4) \text{ [golfbelasting]} + 2.4 \text{ [Archimedes]} = 19.5 \text{ kN/m}^2$

'n.l. verend topschot' model : $P_{\max} = 3.59 \cdot (7.90 - 2.4) + 2.4 = 22.2 \text{ kN/m}^2$.

De extra reserve die uit de niet-lineaire DIANA-berekeningen volgt is aanzienlijk, vergeleken met de uitkomsten van het numeriek (lineaire) programma STEENZET 1+. Het programma STEENZET 1+ geeft aan dat er reeds bezwijken optreedt bij een belasting van $P_{\max, \text{STEENZET 1+}} = 5.97 \text{ kN/m}^2$. De totale extra veiligheid (γ) die een niet-lineaire eindige elementenberekening met DIANA in het slechtste geval heeft in vergelijking tot een STEENZET 1+ berekening, wordt hiermee gelijk aan $19.5/5.97 = 3.3$. Wanneer men ervan uitgaat dat het 'n.l. verend topschot' een aannemelijke modellering is, dan wordt deze veiligheid zelfs gelijk aan $\gamma = 3.7$. Omdat de maximale golfdruk in deze berekeningen ver beneden het topschot aangrijpt, kan er in dit specifieke geval een aanzienlijke inklemkracht worden ontleend aan het eigen gewicht van de blokken, en de wrijving langs de dijkelling.

Indien de maximale belasting ter plaatse van het topschot aangrijpt, dan is de inklemkracht vrijwel geheel afhankelijk van de topschotstijfheid. De veiligheid γ zal in dat geval lager liggen. In hoofdstuk 7 wordt hierop dieper ingegaan.

Men moet zich ook realiseren dat het hier om een statische berekening gaat, waarbij dynamische effecten, zoals vermeld onder par. 6.3 niet worden meegenomen.

6.6 Analyse van spanningen en snedekrachten op moment van bezwijken

Voor het 'n.l. verend topschot' model zullen de spanningen en snedekrachten worden beschouwd wanneer $n=n_{\max}=3.62$ op $t=6.93$ sec. Hoewel eigenlijk het tijdstip $t=1.85$ sec. maatgevend is ($n=n_{\max}=3.59$), is toch gekozen voor een beschouwing op $t=6.93$ sec, daar voor dit tijdstip een uitvoerige voorafgaande analyse in par. 6.5.2 gedaan is, en het verschil in de grootte van bezwijkbelasting vergeleken met $t=1.85$ sec. minimaal is.

In fig. 6.28 is het normaalkrachtverloop in de blokken, langs de dijkelling afgedrukt.

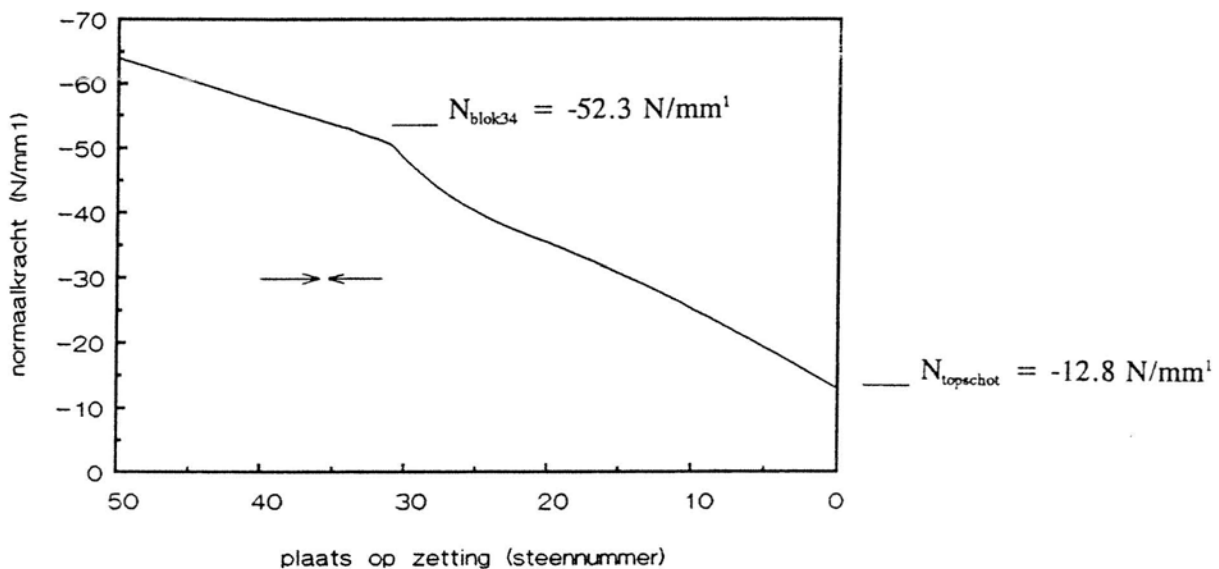


fig. 6.28 normaalkrachtverloop over de zetting, op $n=n_{\max}=3.62$ ($t=6.93$ sec, 'n.l. verend topschot' model)

Naarmate men verder van het topschot is verwijderd, neemt de inklemkracht toe. Bovenaan de zetting is de normaalkracht gelijk aan 12.8 N/mm^2 . Deze waarde komt overeen met de inklemkracht geleverd door het topschot (zie ook: tabel 6.2). Ter plaatse van blok 34 is de normaalkracht gelijk aan 52.3 N/mm^2 ($= N(u)_{\text{totaal}}$ in tabel 6.2). Uit fig. 6.19b volgde reeds dat de schuifspanning ter plaatse van blok 32 tot en met 50 (bijna) nul is. In fig. 6.28 kunnen we dan ook constateren dat ter plaatse de normaalkrachtenlijn lineair verloopt, daar de variatie in dat geval alleen afhankelijk is van het eigen gewicht van de blokken.

In fig. 6.29 is de dwarskrachtenlijn over de blokken langs de dijkhelling weergegeven.

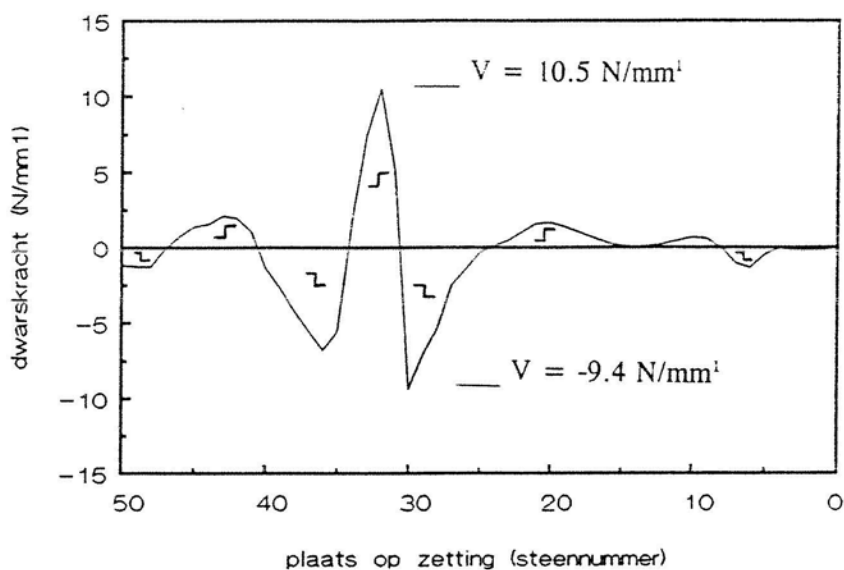


fig. 6.29 dwarskrachtverloop over de zetting, op $n=n_{max}=3.62$ ($t=6.93$ sec, 'n.l. verend topschot' model)

Het dwarskrachtenverloop heeft logischerwijs ongeveer dezelfde vorm als de golfbelasting in fig. 6.9b. Ter plaatse van de golfpieken zullen de blokken hoge dwarskrachten overbrengen. De maximale dwarskracht treedt op ter plaatse van blok 32 en is gelijk aan 10.5 N/mm^2 , en uit fig. 6.9.b volgt dan ook dat op deze plaats de neerwaarts gerichte golfdruk maximaal is.

In fig. 6.30 volgt een weergave van het momentenverloop over de zetting.

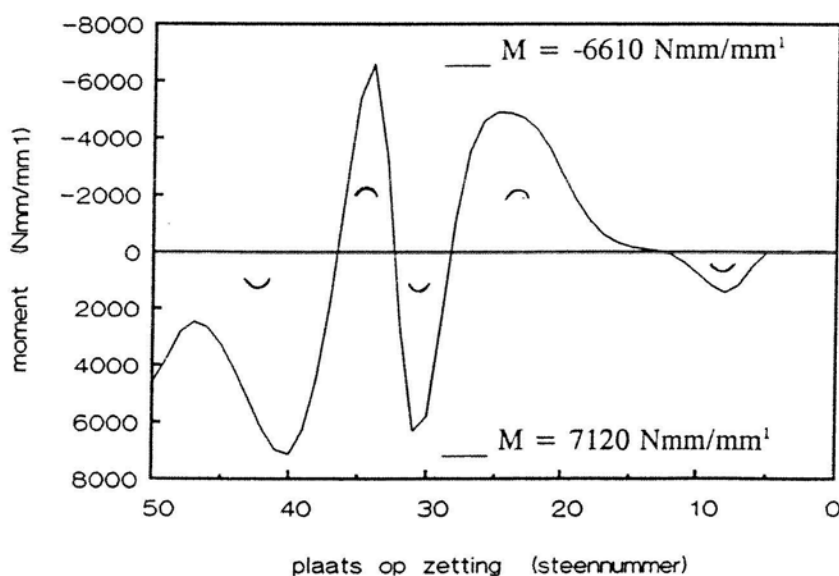


fig. 6.30 momentenverloop over de zetting op $n=n_{max}=3.62$ ($t=6.93$ sec, 'n.l. verend topschot' model)

Daar waar de blokken zijn losgelaten uit de zettingen, treden qua momenten sterke tekenwisselingen op. Dit wordt veroorzaakt doordat de plaats van resulterende inklemkracht over korte afstand van onder- naar bovenin het blok verplaatst, waarmee deze extreme verschuiving van de (excentrische) drukresultante resulteert in een tekenwisseling wat betreft buiging. Het maximale buigende moment treedt op ter plaatse van blok 40 en is gelijk aan -7120 Nmm/mm^2 .

Het verloop van de excentriciteit van de resulterende normaalkracht ten opzichte van de neutrale lijn is afgebeeld in fig. 6.31.

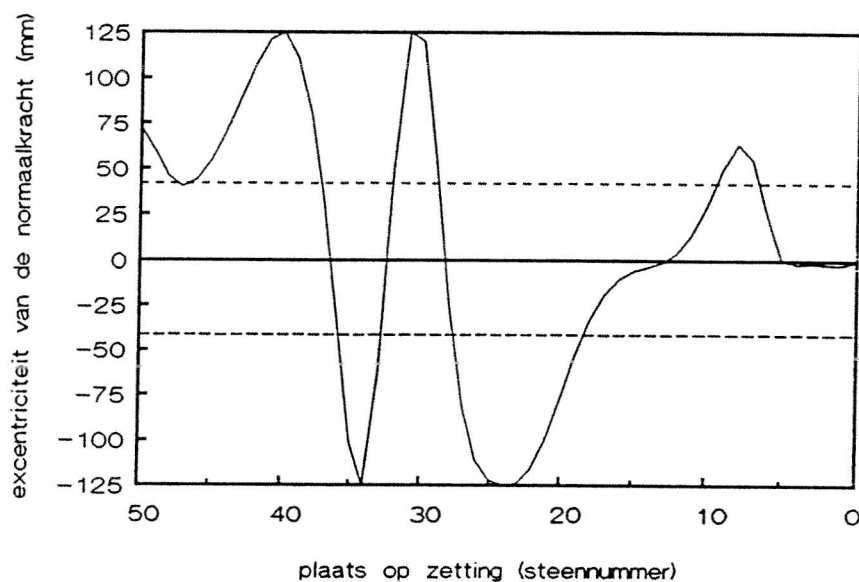


fig. 6.31 excentriciteit van de resulterende normaalkracht ten opzichte van de neutrale lijn, op $n=n_{max}=3.62$ ($t=6.93 \text{ sec}$, 'n.l. verend topschot' model)

De excentriciteit kan vanzelfsprekend maximaal gelijk zijn aan (circa) de halve blokhoogte (125 mm). De punten waar dit optreedt kennen we reeds als 'scharnierpunten'. In figuur 6.31 is de kern van de doorsnede gestippeld weergegeven. Daar waar de resulterende inklemkracht op een afstand groter dan 41.66 mm van de neutrale lijn af ligt, treden trekspanningen in de blokken op, en zullen de blokken ter plaatse van de voegen (gedeeltelijk) openstaan.

In fig. 6.32 is het normaalspanningsverloop (σ_{xx}) in de globale x-richting afgedrukt. Bij de 'scharnierpunten' zijn relatief hoge drukspanningen (blauw) aanwezig ten gevolge van de inklemkracht. Doordat de inklemkracht ter plaatse excentrisch wordt ingeleid, worden buigtrekspanningen (rood) opgewekt. Halverwege blok 33 is de spanningstoestand vrijwel homogeen (groen). In fig. 6.31 zien we dan ook dat de excentriciteit ter plaatse gelijk is aan nul. De analogie qua spanningen met het houten blokkenmodel wordt duidelijk wanneer fig. 6.28 wordt vergeleken met fig. 4.17. Het normaalspanningsverloop in de blokken 32 tot en met 34 in fig. 6.32 is in kwalitatieve zin hetzelfde als het normaalspanningsverloop in de drie randblokken in fig. 4.17. Dit is het gevolg van de reeds eerder genoemde verplaatsing over een korte afstand van de (excentrische) inklemkracht, vanuit de onderste vezels naar de bovenste vezels.

De betonkwaliteit van de Haringmanblokken komt overeen met B35. Deze betonkwaliteit kent als rekenwaarde van de beton-treksterkte: $f_b = +1.40 \text{ N/mm}^2$. De rekenwaarde van de beton-druksterkte is gelijk aan: $f'_b = -27 \text{ N/mm}^2$. Uit fig. 6.32 volgt dat zowel de maximale trekspanning ($+0.54 \text{ N/mm}^2$), als de maximale drukspanning (-1.57 N/mm^2) onder deze grenswaarden liggen. Hier dient echter nog wel een opmerking aan worden toegevoegd. In hoofdstuk 4 is bij de meshobjectiviteitsstudie gebleken dat de maximale drukspanning bij een relatief grove mesh enigszins van de exacte waarden kan afwijken. Uit tabel 4.1 blijkt dat de waarde $t_{n,max,rand}$ bij een meshfijnheid van '2 elementen over de hoogte' gelijk is aan -7.2 N/mm^2 ten opzichte van een waarde -15.6 N/mm^2 bij een meshfijnheid van '32 elementen over de hoogte'. Dit is het gevolg van het feit dat de grootte van het contactoppervlak bij een grove mesh ter plaatse van de scharnierpunten niet nauwkeurig beschreven wordt, en boven de exacte waarde ligt. Vanuit de analogie met het houten blokkenmodel kan dan ook geconcludeerd worden dat de maximale drukspanning in fig. 6.32 mogelijk een factor twee hoger kan liggen. Dit geldt overigens ook voor de schuifspanning, die hierna wordt beschouwd. Desalniettemin ligt de drukspanning dan nog steeds onder de maximaal toelaatbare druksterkte.

Wanneer bijvoorbeeld het contactvlak tussen de blokken 39 en 40 wordt beschouwd, lijkt het of deze blokken over de volledige hoogte contact maken met elkaar. Uit fig. 6.31 blijkt dat dit niet het geval is daar de resulterende normaalkracht boven de kern ligt. Hoewel de blokken 39 en 40 dus ogenschijnlijk volledig contact maken met elkaar, is er in werkelijkheid een kleine gaping aanwezig, die zelfs in de vergrootte afbeelding fig. 6.32 niet met het blote oog waarneembaar is.

In fig. 6.33 is het schuifspanningsverloop (σ_{xy}) weergegeven. Daar waar de blokken een klein contactvlak hebben, maakt een relatief hoge 'negatieve' schuifspanning (donkerblauw) evenwicht met een relatief hoge 'positieve' schuifspanning (geel-rood) van dezelfde grootte. Ook het schuifspanningsverloop in deze figuur is kwalitatief analoog aan het schuifspanningsverloop bij het houten blokkenmodel (fig. 4.19).

De richting van de golfbelasting is bij benadering gelijk aan de globale y-richting. Omdat de toegepaste golfbelasting als *resulterende belasting* is gemeten, staat niet eenduidig vast of deze boven- of onderaan de zetting aangrijpt. Als gevolg hiervan is de Cauchy-spanning σ_{yy} onbepaald en dus wordt de behandeling hiervan achterwege gelaten.

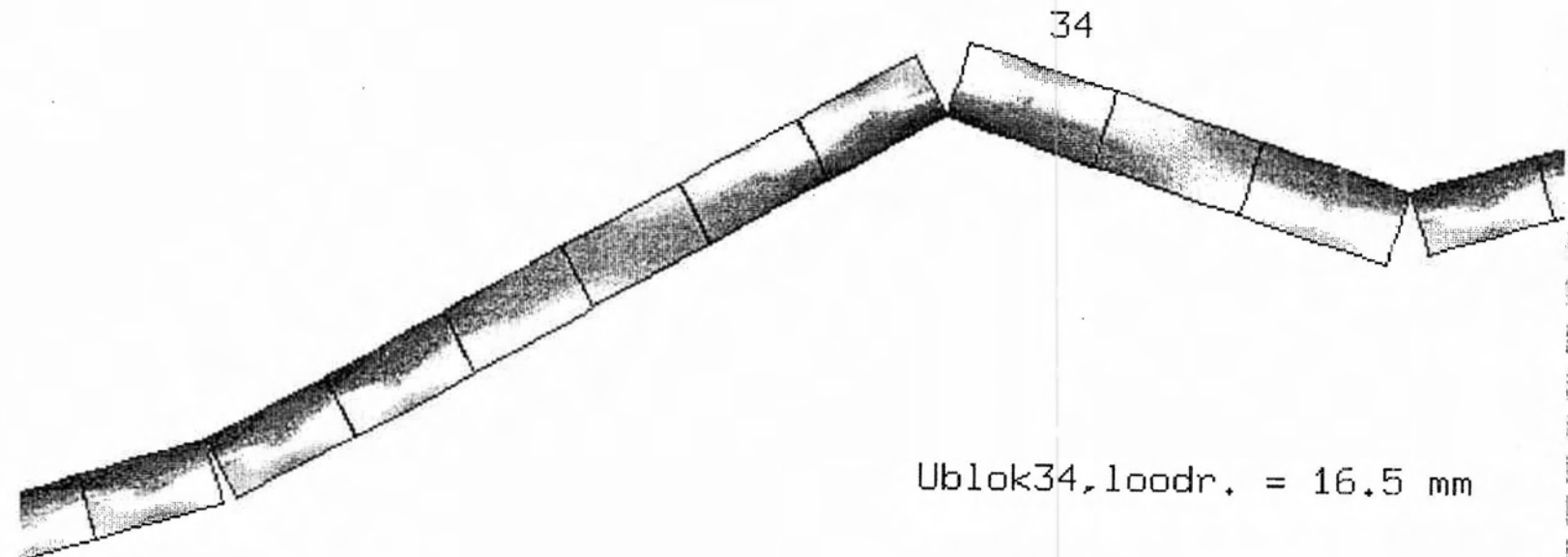
Bij een relatief hoge topschotstijfheid wordt een hoge inklemkracht opgewekt, waardoor de spanningen ook aanzienlijk hoog worden. Bij een 'oneindig stijf topschot' model ontstaan er trek- en drukspanningen in de orde van grootte van respectievelijk $+10 \text{ N/mm}^2$ en -50 N/mm^2 . Dergelijk hoge drukspanningen zou men nog kunnen accepteren daar deze zéér plaatselijk optreden waardoor verbrijzeling bij overschreiding van de toelaatbare betondrukspanning, slechts op lokale schaal plaatsvindt. Op de trekspanningen in de individuele blokken dient gewaarschuwd te worden, en dit zal de constructeur zich dan ook moeten realiseren wil hij bij dimensionering van een steenzetting de inklemkracht verhogen, bijvoorbeeld middels een relatief stijf topschot.

6.7 Nadere beschouwing betreffende de variatie van de topschotstijfheid

Aan de hand van de belastingen op het tijdstip $t=6.93 \text{ sec.}$ is een variatiestudie gedaan betreffende de topschotstijfheid. Hierbij is de elastische topschotstijfheid in de normaalrichting (D_{nn}) in zeven stappen met een factor 10 opgehoogd van $4.45 \cdot 10^{-4} \text{ N/mm}^3$ tot $4.45 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^3$. Per berekening is vervolgens de belastingfactor n bepaald, die hoort bij een blokverplaatsing $u_{\text{blok34,loodr.}} = 10 \text{ mm.}$ In fig. 6.34 is deze exercitie grafisch weergegeven.

n = n-max = 3.62 (t=6.93 sec, 'n.l. verend topschot' model)

Sigma XX --- max: 0.54 N/mm2 --- min: -1.57 N/mm2



Ublok34, loodr. = 16.5 mm

- .3
- .27
- .239
- .209
- .148
- .118
- .879E-1
- .576E-1
- .273E-1
- .303E-2
- .333E-1
- .686E-1
- .124
- .155
- .185
- .215
- .245
- .276
- .306
- .367
- .397
- .427
- .458
- .488
- .518
- .548
- .579
- .639
- .67
- .7

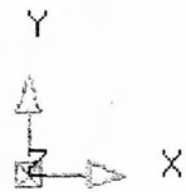


fig. 6.32 Cauchy-spanning σ_{xx} in globaal assenstelsel, $n=n_{max}=3.62$, $t=6.93$ sec, 'n.l. verend topschot' model

$n = n_{\max} = 3.62$ (t=6.93 sec, 'n.l. verend topschot' model)

Sigma XY --- max: 0.24 N/mm2 --- min: -0.79 N/mm2

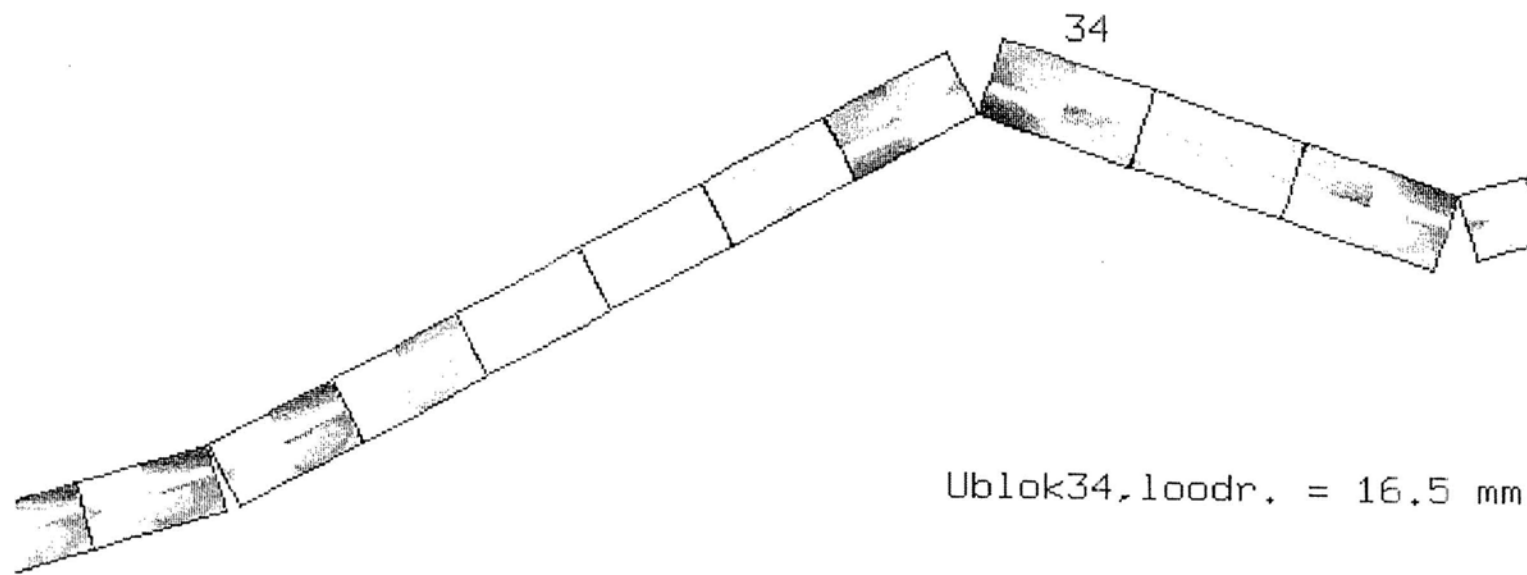


fig. 6.33 Cauchy-spanning σ_y in globaal assenstelsel, $n=n_{\max}=3.62$,
t=6.93 sec, 'n.l. verend topschot' model

- .1
- .848E-1
- .697E-1
- .545E-1
- .242E-1
- .909E-2
- .606E-2
- .212E-1
- .364E-1
- .515E-1
- .667E-1
- .818E-1
- .112
- .127
- .142
- .158
- .173
- .188
- .203
- .233
- .248
- .264
- .279
- .294
- .309
- .324
- .339
- .37
- .385
- .4

Hieruit blijkt duidelijk dat de toename van de topschotstijfheid niet recht evenredig is met de toename van de belastingfactor. Bij de relatief lage topschotstijfheid $D_{nn} = 4.45 \cdot 10^{-4} \text{ N/mm}^3$ reageert de constructie vrijwel hetzelfde als het 'geen topschot' model (ondergrens), en bij de relatief hoge topschotstijfheid $D_{nn} = 4.45 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^3$ reageert de constructie als het 'oneindig stijf topschot' model (bovengrens). Een zeer grote winst wordt behaald op het moment dat de topschotstijfheid wordt verhoogd van $4.45 \cdot 10^{-1} \text{ N/mm}^3$ naar 4.45 N/mm^3 . De golfbelastingfactor $n_{U_{\text{blok34,loodr.}} = 10\text{mm}}$ stijgt van 8.9 naar 15.3.

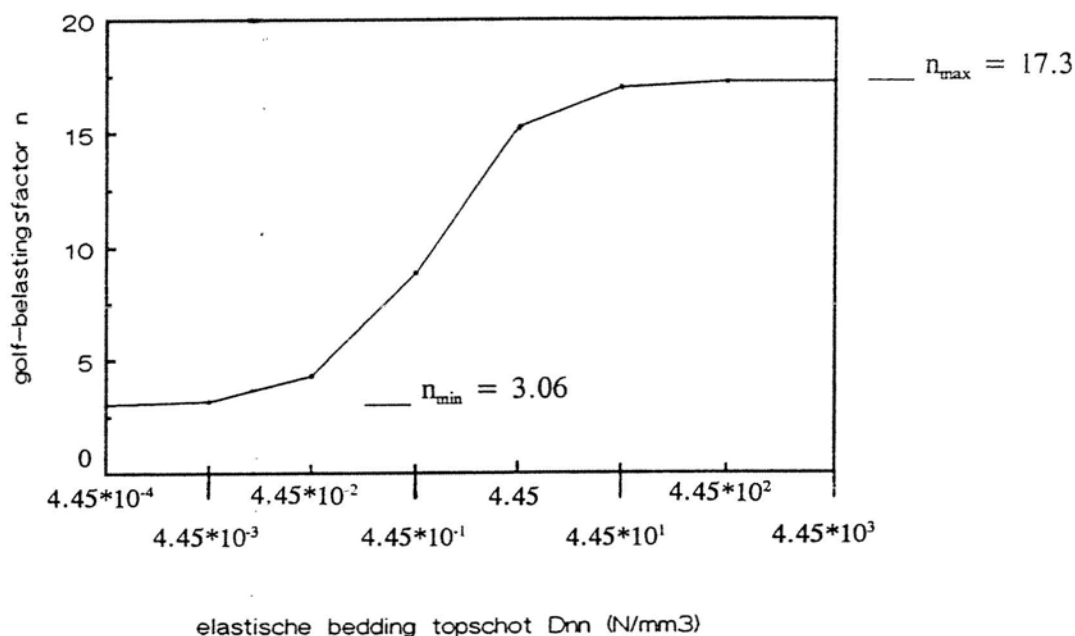


fig. 6.34 de elastische beddingsconstante in normaalrichting (D_{nn}), uitgezet tegen de belastingfactor n behorende bij een blokverplaatsing $u_{\text{blok34,loodr.}} = 10 \text{ mm}$.

Bij beddingsconstanten groter dan $D_{nn} = 4.45 \cdot 10^1 \text{ N/mm}^3$ neemt de golfbelastingfactor (n) nauwelijks nog toe. Wanneer men een steenzetting wil dimensioneren op inklemming, dan kan via een dergelijk onderzoek een 'optimaal' topschot worden ontworpen. Men dient zich wel te realiseren dat bij een beddingsconstante $D_{nn} = 4.45 \cdot 10^{-4} \text{ N/mm}^3$ de waarde $n_{U_{\text{blok34,loodr.}} = 10\text{mm}}$ gelijk is aan $0.995 \cdot n_{\max}$. Daar staat tegenover dat bij een beddingsconstante van $D_{nn} = 4.45 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^3$ geldt dat $n_{U_{\text{blok34,loodr.}} = 10\text{mm}}$ gelijk is $0.42 \cdot n_{\max}$. Dimensionering aan de hand van een maximaal toelaatbare verplaatsing houdt dus in dat de bezwijkveiligheid impliciet toeneemt (tot een zekere grenswaarde) naarmate het topschot stijver wordt.

6.8 Samenvatting en evaluatie

Bij steenzettingen op dijken wordt het fenomeen inklemming evenwijdig aan de dijkhelling veroorzaakt door drie componenten, te weten: het eigen gewicht van de blokken, de wrijving langs de dijkhelling en de opsluiting door top- en teenschot. Hierbij worden de twee laatstgenoemde componenten pas gemobiliseerd op het moment dat de constructie (geometrisch niet-lineair) vervormt. Op het moment dat belastinggestuurd de maximale belasting wordt bereikt, slaat de constructie door, en is deze dus bezwaken.

De gesommeerde inklemkracht zorgt ervoor dat de maximale bezwijkdruk op een dijkblok veel hoger ligt dan de druk die overeenkomt met het eigen gewicht van het blok en de wrijving in de blokvoegen. Ten opzichte van het geometrisch lineaire programma STEENZET 1+ werd een extra veiligheid gevonden van $\gamma=3.3$ (par. 6.5.4). Dit is een van de voornaamste conclusies uit dit afstudeerwerk.

Voor vertaling van dit resultaat naar de praktijk moet worden beseft dat het verschijnsel inklemming niet overal in de constructie in evenredige proporties optreedt. Ter plaatse van het topschot is de inklemming minimaal en zal een blok alleen inklemming kunnen ontleen aan de topschotstijfheid. Het is goed mogelijk dat bovenaan een steenzetting de blokken onvoldoende opgesloten liggen, waardoor een blok ter plaatse loskomt onder afschuiving. Het afschuifmechanisme kent een lagere bezwijkbelasting in vergelijking tot het doorslagmechanisme. Daar staat tegenover dat de kans op een hoge verschildruk bovenaan de zetting klein is, daar dan zeer grote golfhooften nodig zijn. Wil men echter aan de hand van inklemming een toplaag dimensioneren, dan zal men volledige kwantitatieve zekerheid moeten hebben van alle onderdelen die deze inklemkracht representeren. Een dergelijke berekening kan daarom ook niet los worden gezien van 'de kans op een los blok'. Een andere verschijnsel dat inklemming ondermijnt is de afname van de wrijving langs de dijkhelling als gevolg van het plaatselijk uitspoelen van de bedding. Veiligheidsbeschouwingen van de totale constructie en belastingen, liggen buiten het kader van dit afstudeerwerk.

Bij zeer kleine, nauwelijks voor het oog waarneembare blokverplaatsingen (in de orde van mm's) kan reeds een aanzienlijke inklemkracht ontstaan. Uit het 2D numeriek onderzoek is gebleken dat een maximale golfdruk van circa $2\frac{1}{2}$ maal het eigen blokgewicht, slechts in een blokverplaatsing van 1 mm loodrecht op de zetting kan resulteren. In de werkelijkheid zou het heel goed kunnen dat deze factor nog hoger ligt, daar ook inklemming in de langsrichting van de dijkhelling aanwezig is (meer over dit 3D-effect in hoofdstuk 7).

Bij de berekeningen behandeld in dit hoofdstuk, kan de totale belastingprocedure worden opgesplitst in een stabiel en een instabiel belastingspad. Het geometrisch instabiele pad is in analytische zin eenvoudig uit te drukken, doordat op dat moment de mobilisatie van de inklemkracht voltooid is en de constructie geschematiseerd kan worden aan de hand van een mechanisme van starre systemen (par. 6.5.1, fig. 6.15). Bij het voor de constructeur interessante stabiele pad wordt dit gecompliceerd, daar de op dat moment optredende fysische verschijnselen moeilijk analytisch te kwantificeren zijn. De grootte van de inklemming is op dat moment nog verplaatsingsafhankelijk, waardoor het systeem grote stijfheidsveranderingen ondergaat. Het fenomeen inklemming kan bij steenzettingen om deze reden niet via eenvoudige analytische schematisaties worden afgeleid, waarmee men dus gebonden blijft aan numerieke berekeningen. De numerieke berekeningen zouden dan wél kunnen leiden naar handzame tabellen en grafieken, waarmee de constructeur in staat is een ingeklemde steenzetting te dimensioneren.

7. CONCLUSIES, PRAKTISCHE AANBEVELINGEN EN SUGGESTIES VERVOLG-ONDERZOEK

7.1 Algemeen

Wanneer bij blokken-mechanicamodellen een horizontale inklemkracht wordt ontwikkeld, dan heeft deze een grote invloed op de grootte van de bezwijkbelasting in verticale richting. Deze inklemkracht wordt opgewekt via geometrisch niet-lineaire vervormingen en is de voornaamste factor in wat men tot nog toe 'de verborgen veiligheid op steenzettingen' noemt. Via een experimenteel/numerieke basis is een eerste aanzet gegeven ten behoeve van rationele dimensionering van steenzettingen bestaande uit losse elementen. Hoewel dit onderzoek zich heeft beperkt tot twee-dimensionale modellen, is desalniettemin een helder beeld verkregen omtrent het fenomeen inklemming. In par. 7.2 zal een aantal concluderende opmerkingen volgen betreffende het laboratorium-blokkenmodel, waarna dit in par. 7.3 gedaan wordt voor het praktijk-dijkmodel. In beide paragrafen is gepoogd een vertaalslag te maken naar de praktische aanbevelingen. In par. 7.4 volgen suggesties op welke wijze eventueel vervolgonderzoek kan plaatsvinden, begeleid aan de hand van (kritische) opmerkingen betreffende de numerieke modellen. Zoals reeds in de inleiding genoemd zijn de praktische aanbevelingen en suggesties voor vervolgonderzoek optioneel.

7.2 Conclusies en aanbevelingen volgend uit de numerieke houten blokkenmodelstudie

Het houten blokkenmodel heeft qua verduidelijking van het begrip inklemming veel helderheid verschaft. Aan de hand van een parameteronderzoek in par. 4.3 is de conclusie getrokken dat vooral de blokhoogte een grote rol speelt in de blokkendoorslag-problematiek. Een halvering van deze parameter van 45 mm naar 22.5 mm voor de desbetreffende geometrie, leidt tot een relatieve afname van de bezwijktrekkracht met een factor 13. De relevantie van deze factor geldt alleen wanneer de blokken een aanzienlijke elastische vervorming kunnen ondergaan als gevolg van een gedegen opsluiting. Als men in staat is een goed opgesloten zetting te bouwen, dan zou een stijf top- en teenschot gecombineerd met een kleinere blokhoogte wellicht kunnen leiden tot lagere fabricagekosten van de zetting.

Gedurende het belastingsproces van een blokkenmodel kunnen plaatselijk kleine contactvlakken ontstaan (scharnierpunten). Uit de meshobjectiviteitsstudie in par. 4.4 is gebleken dat bij redelijk grove modelleringen, op een lokaal niveau te lage drukspanningen worden gevonden als gevolg van een onnauwkeurige beschrijving ter plaatse van dit contactvlak. Ondanks het feit dat het een lokaal fenomeen is, dient men zich dit bij (genormeerde) spanningscontroles wel te realiseren. Lokale meshverfijning ter plaatse van de scharnierpunten biedt hier een modelleringsalternatief. Voor het globale bezwijkgedrag heeft dit verschijnsel geen grote gevolgen daar het produkt van spanning en oppervlak (vrijwel) onverandert blijft.

Met 'contactstijfheid' wordt de stijfheid ter plaatse van de blokvoegen bedoeld. Deze stijfheid is fysisch gezien relateerbaar aan een ruw blokcontactoppervlak, of een (slap) voegmateriaal. Wanneer we uitgaan van een ruw blokoppervlak, dan zullen de contactruwheden worden dichtgedrukt bij een toename van de inklemkracht. De stijfheid ter plaatse van het contactoppervlak neemt dan ook toe, en op het moment dat de blokken volledig 'koud' tegen elkaar aanliggen is de contactstijfheid maximaal. Hier geldt echter weer de opmerking dat dit fenomeen een aanmerkelijke rol speelt indien de zetting goed opgesloten is.

In dat geval loont het ook de moeite de blokcontactoppervlakken glad uit te voeren en de blokken nauwkeurig te plaatsen met een goede onderlinge aansluiting. Bij een hedendaagse steenzetting zijn de wrijving langs de dijkelling en de topschotstijfheid de zwakste schakels en dan zal de contactstijfheid waarschijnlijk niet zo'n dominante rol spelen.

7.3 Conclusies en aanbevelingen volgend uit numerieke dijkmodelstudie

De inklemkracht kan bij dijksteenzettingen geleverd worden door het eigen gewicht van de blokken, de wrijving langs de dijkelling en de opsluiting door top- en teenschot. Uit de numerieke berekeningen (hoofdstuk 6) is gebleken dat bij zeer kleine blokverplaatsingen (orde mm's) reeds aanmerkelijke inklemkrachten kunnen worden geactiveerd. De uiteindelijke belasting die nodig blijkt om het blok uit de zetting te trekken ligt vele malen hoger dan de kracht overeenkomend met het eigen gewicht. De mate van inklemming is echter niet over de gehele steenzetting hetzelfde. Dit heeft twee oorzaken.

(1) De inklemming is bovenaan een zetting minder dan onderaan een zetting. De oorzaak hiervan ligt aan het feit dat de bovenste blokken niet of nauwelijks inklemming ondervinden ten gevolge van het eigen gewicht en wrijving langs de dijkelling. Ze zijn qua inklemming volledig afhankelijk van de stijfheid van het topschot.

(2) Een steenzetting is een inhomogene constructie waardoor de mate van inklemming langs een dijkelling aanzienlijk kan variëren. Factoren zoals plaatselijk uitspoelen van de ondergrond, ongelijke voegdikten, verschillende blokafmetingen etc. zorgen voor een zeer afwisselend inklemgedrag. Ten gevolge van een ondeugdelijke uitvoering of eventuele erosie is er een reële kans op een 'los blok'. Dit losse blok impliceert een lokale afwezigheid van inklemkrachten hetgeen kan resulteren in een lagere bezwijkbelasting door afschuiving. Een dergelijk zwakke schakel of andersoortige imperfecties kunnen daarmee maatgevend zijn voor de sterkte van de zetting.

Bij beschouwing van het eerste punt kunnen we concluderen dat het topschot goed en degelijk moet worden uitgevoerd, waarbij deze (vooral) voldoende stijfheid kan leveren aan de bovenste stenen. Het in-grouten van de bovenste stenen in de ondergrond, waardoor de wrijving wordt verhoogd, biedt hierbij ook mogelijkheden.

Het tweede punt is meer gecompliceerd. Het ten alle tijden uitsluiten van een eventueel los blok is vrij moeilijk te verwezenlijken. Men kan daarom een dimensioneringsberekening op inklemming ook niet los zien van 'de kans op een los blok'. Deze kans is eventueel te verkleinen door er tijdens de uitvoering op toe te zien dat de blokken zorgvuldig sluitend worden aangebracht, waarbij de opsluiting onder weer en wind gewaarborgd blijft. Een alternatieve uitvoering die de opsluiting verhoogt, is een steenzetting uitgevoerd met 'ton-holte' (fig. 7.1). Gecombineerd met een goede top-en teenschotuitvoering zal bij dit type constructie een groter opsluiteffect worden verkregen. Een steenzetting is niets anders dan een gestapelde blokkenconstructie, waarvan de constructeurs uit de Romeinse oudheid reeds wisten dat een boogvorm een gunstige krachtsafdracht met zich meebrengt. Hoewel de boog bij een dergelijke kromming relatief flauw zal lopen is desondanks elke kunstmatig aangebrachte kromming een winst qua draagkracht.

Een boogconstructie biedt tevens meer weerstand tegen een ander bezwijkmechanisme, namelijk het ontstaan van een glijvlak in de ondergrond. Ten gevolge van de boogvorm is ter plaatse van de toplaag de weerstand tegen een potentiële glijvlak verhoogd. Hierdoor zal een grotere kracht benodigd zijn om het potentiële glijvlak door de zetting heen te drukken.

Ter verhoging van de opsluiting zouden de blokken in een gebogen zetting eventueel 'taps' uitgevoerd kunnen worden. Hierdoor klemmen de blokken elkaar in, in de richting van het denkbeeldige middelpunt van de cirkelboog. Een tapse vorm ziet men ook wel bij ronde tunnelsegmenten.

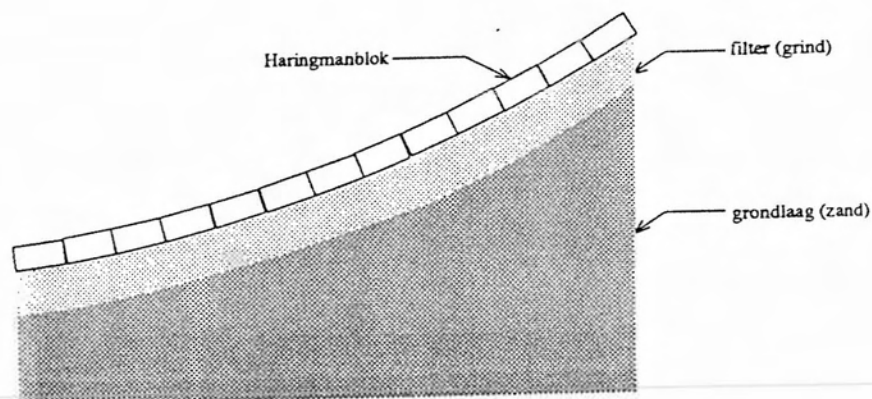


fig. 7.1 steenzetting, uitgevoerd met ton-holte

Een ander alternatief ter verhoging van de inklemming is het verankeren in de ondergrond van een aantal blokken op een onderling vaste afstand. Hiermee creëren we 'starre' punten waardoor de opsluiting van de gehele constructie wordt verhoogd, en daarmee dus ook de grootte van de bezwijkbelasting.

7.4 Suggesties vervolgonderzoek

Resultierend uit het onderzoek zullen in deze paragraaf een aantal suggesties worden gedaan met betrekking tot eventueel vervolgonderzoek naar ingeklemde steenzettingen. Deze suggesties hebben een optioneel karakter.

1 - 3D modellering

In het huidige rapport zijn alleen 2D modellen aan bod gekomen. Een uitbreiding naar 3D modellen ligt voor de hand. Bij deze 3D modellen kan dan ook de inklemming in de langsrichting worden verdisconteerd. De inklemming in langsrichting kan doelbewust worden opgewekt middels betonbanden, die hierbij fungeren als 'starre stroken' waartussen de dijkblokken opgesloten liggen (fig. 7.2).

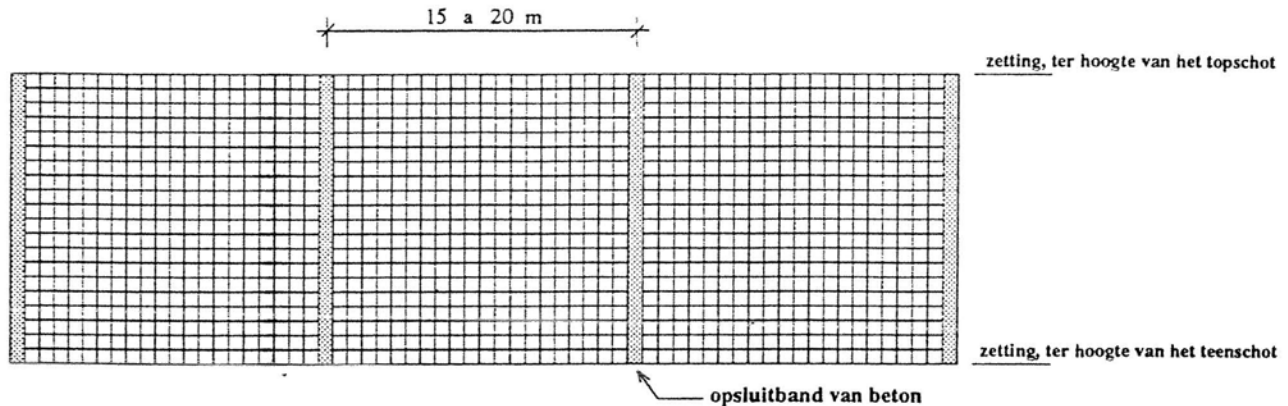
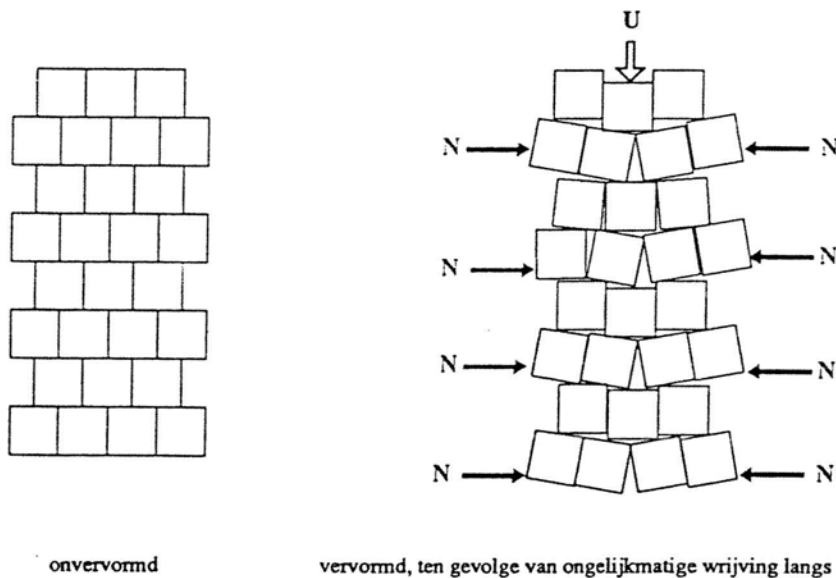


fig. 7.2 bovenaanzicht van een steenzetting, 'opgesloten' in de langsrichting van de dijk met behulp van betonbanden

Indien een steenzetting in verband-vorm wordt aangebracht (b.v. halfsteensverband) kan inklemming ontstaan ten gevolge van ongelijkmatige wrijving langs de dijkelling. Resultierend uit deze wrijvingsverschillen kunnen plaatselijk blokverschuivingen optreden langs de dijkelling. Het blokverband zorgt ervoor dat de blokken bij onderlinge verplaatsingsverschillen in elkaar vast haken. Dit resulteert in blokrotaties, die een inklemkracht in de langsrichting van de dijk mobiliseren (fig. 7.3).

BOVENAANZICHT STEENZETTING IN HALFSTEENSVERBAND



onvervormd

vervormd, ten gevolge van ongelijkmatige wrijving langs dijkelling

fig. 7.3 inklemming in de langsrichting van de dijk, ten gevolge van plaatselijk 'uitzakken' van blokken

2 - *additionele belastingssituaties en geometrieën*

In zowel 2D als 3D modellen dienen ongunstige situaties te worden beschouwd, waarbij de maximale opwaartse waterdruk bovenaan de zetting aangrijpt (minimale inklemming). Bovendien kunnen afwijkende geometrieën worden onderzocht, zoals een geknikte toplaag, of een toplaag met tonholte.

3 - *modelleren ondergrond*

In de huidige 2D studie is de ondergrond onder de zetting geschematiseerd met behulp van interface elementen die twee spanningscomponenten kennen: t_v en t_h . Deze elementkeuze heeft tot gevolg dat de schuifspanningsoverdracht in de ondergrond in verticale richting niet mee wordt genomen. Ook de horizontale normaalspanningsoverdracht wordt buiten beschouwing gelaten. Een wellicht plausibelere modellering die deze spanningscomponenten wel meeneemt is een schematisatie van de ondergrond met behulp van continuümelementen.

4 - *dynamische berekeningen*

De berekeningen in dit rapport zijn statisch, waarbij de belasting bestaat uit resulterende waterdrukken op een kritiek tijdstip gedurende golfaanval. Een uitbreiding naar dynamische modellen waarin tijdsafhankelijke verschijnselen als constructietraagheden, watertoestroming uit meerdere richtingen, berging etc. worden meegenomen, is zeker relevant.

In de huidige modellen gaan we tevens uit van regelmatige golven, terwijl het in de toekomst wellicht mogelijk is een onregelmatig golfpatroon mee te nemen.

5 - *associatief wrijvingsmodel bij irrelevante dilatantie*

In de numerieke modellen in hoofdstuk 6, is de veronderstelling gedaan dat in de 'bedding-interface elementen' (voor definitie: par. 6.4) dilatantie niet relevant wordt geacht daar opsluiting in de richting loodrecht op de dijkelling slechts het gevolg is van een eigen gewichtscomponent in de desbetreffende richting. De grootte van de dilatantiehoeek is dan ook niet van belang, en men zou in dat geval deze gelijk kunnen stellen aan de wrijvingshoek ϕ . In dat geval is er sprake van een associatief wrijvingsmodel (zie: par. 3.3.3) waarbij de stijfheidsmatrix symmetrisch is. Voor een niet-associatief wrijvingsmodel ($\psi < \phi$), zoals gebruikt in dit rapport ($\psi = 0$) is de stijfheidsmatrix asymmetrisch. Een symmetrische stijfheidsmatrix geeft een aanzienlijke winst in rekentijd terwijl bovendien de numerieke stabiliteit waarschijnlijk zal toenemen. Hoewel het voor de analyses in hoofdstuk 6 niet gedaan is, wordt voor de toekomst aanbevolen in het geval van irrelevante dilatantie, voor de bedding-interface elementen gebruik te maken van een associatief wrijvingsmodel.

6 - *inhomogeen constructiegedrag*

Een ander modellerings-uitgangspunt dat in deze studie gedaan is, is de aanname van een homogene constructie met deterministische materiaal- en geometrieparameters. Wil men de realiteit beter benaderen, dan zal men de fysische spreidingen in deze parameters ook daadwerkelijk moeten modelleren, via bijvoorbeeld random-verdelingen over het elementennet. Ook kunnen lokale imperfecties het constructiegedrag beïnvloeden, bijvoorbeeld de aanwezigheid van een los blok.

7 - *additionele implementaties in DIANA*

Tijdens deze studie is gebleken dat het Coulombse wrijvingsmodel bij interface elementen niet geheel robuust is. Indien de spannings situatie van een integratiepunt zich ter plaatse van de apex bevond, leidde dit soms tot convergentie-problemen. Een meer robuuste implementatie van het Coulombse wrijvingsmodel dat ook voor de apex goed geconvergeerd gedrag geeft, zou een toegevoegde waarde aan het eindige elementenmethodepakket geven. Een dergelijke modellering zou gebruikt kunnen worden voor zowel de steen-interface elementen als de bedding-interface elementen in een dijkmodel.

Een ander verschijnsel wat kan leiden tot convergentieproblemen is bifurcatie. Dit wil zeggen dat een systeem twijfelt tussen een aantal evenwichtstoestanden die vrijwel evenveel energie kosten. Een blokkenmodel is in staat vele vervormingstoestanden aan te nemen, waarbij een dergelijk fenomeen kan optreden. Het zou gewenst zijn indien een robuuste eindige elementenformulering wordt geïmplementeerd die bij potentiële bifurcaties voor stabiel geconvergeerd systeemgedrag zorgt.

8 - *handzaamheid steenzetberekeningen door constructeurs*

In dit rapport is vermeld dat steenzetberekeningen vanwege de diversiteit aan invloedsfactoren vrij complex zijn, waardoor men genoodzaakt is gebruik te maken van numerieke rekenprogramma's. Voor de praktijk zou het handig zijn indien de constructeur de beschikking heeft over:

- (1) tabellen en grafieken waarmee op eenvoudige wijze een ingeklemde steenzetting kan worden gedimensioneerd
- (2) een 'special purpose' pc-programma, waarin de hydraulische randvoorwaarden op eenvoudige wijze worden gekoppeld aan een rekenmodel dat het inklemverschijnsel bij steenzettingen op de correcte en snelle wijze verdisconteert.

De grafieken en tabellen in (1) kunnen volgen uit diepgaand numeriek onderzoek, eventueel gecombineerd met drukmetingen 'in situ' of laboratoria.

Het special purpose programma in (2) kan ontworpen worden door bijvoorbeeld een specifiek deel uit DIANA om te zetten naar een pc-versie ten behoeve van steenzetberekeningen.

9 - *sub-structures*

Daar een (niet-lineaire) eindige elementenberekening van een systeem met een aanzienlijke hoeveelheid vrijheidsgraden met de huidige pc-hardware nog veel rekentijd vraagt, zijn besparingen in de rekentijd gewenst. Een eerste mogelijkheid is het gebruik van superelementen (sub-structures).

De blokken reageren elastisch bij niet al te grote inklemmingen waardoor het mogelijk is het mechanisch gedrag van het blok te beschrijven met behulp van een beperkt aantal vrijheidsgraden (sub-structures). De rekentijd van een eindige elementenberekening zal met een dergelijke aanpassing aanzienlijk reduceren ten opzichte van de modellen volgens hoofdstuk 6. Het is wellicht mogelijk een *aantal* blokken als een sub-structure te modelleren, daar de pieken in de golfbelasting slechts zeer plaatselijk aangrijpen. Voor een groot gedeelte van de constructie blijven de blokvoegen (bijna) gesloten, waardoor dit constructiedeel (bij benadering) reageert als één elastisch medium.

10 - discrete elementen

Een andere mogelijkheid ten behoeve van de reductie van aantal vrijheidsgraden, is een 2D dijkblokmodel met behulp van discrete elementen met 4 vrijheidsgraden, volgens fig. 7.4.

Voor een systeem van discrete elementen kan analoog aan een eindige elementen-oplosprocedure, de krachten en vervormingen van het systeem worden bepaald. De discrete elementen hebben de massa en de afmetingen van een dijkblok. In de horizontale veren wordt het elastische gedrag van de blokken in horizontale richting gemodelleerd, gesommeerd overeenkomstig een serie-systeem met het elasto-plastische schuifgedrag van de bedding. Ter plaatse van het bovenste blok krijgen de horizontale veren de topschotstijfheid mee.

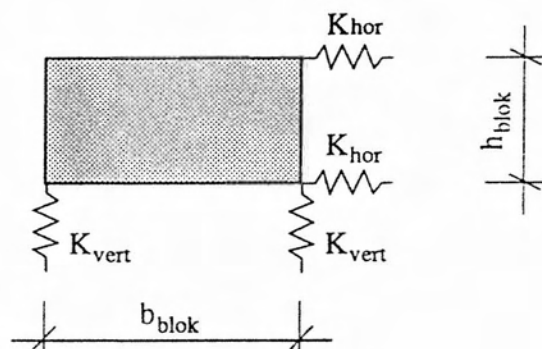


fig. 7.4 2D (discreet) dijkblokelement met 4 vrijheidsgraden

In de verticale veren wordt het elastische gedrag van de blokken in de verticale richting verdisconteerd, gesommeerd met het elastische gedrag van de bedding in de normaalrichting en het afschuifgedrag van de verticale blokvoegen. Zowel de horizontale veren als de verticale veren kunnen geen trekspanningen opnemen.

Hoewel een dergelijk discreet element kinematisch minder nauwkeurig gedefinieerd is in vergelijking tot een 'eindig element', zal dat bij dit type constructie vanwege het starre gedrag van de blokken waarschijnlijk niet leiden tot grote afwijkingen. Verificatie-berekeningen met DIANA kunnen dit uitwijzen.

11 - Invloed golfbreedte in 3D dijkblokken-configuratie

Bij een 3D steenzetting kan zowel inklemming in de langsrichting als in de dwarsrichting van de dijk worden opgewekt. Bij een brede golf (tientallen meters) zal naar alle waarschijnlijkheid weinig tot geen inklemming in de langsrichting ontstaan, daar alle blokken in de langsrichting dezelfde verticale verplaatsing ondergaan. Er zal dan alleen inklemming in de dwarsrichting van de dijk worden gemobiliseerd, overeenkomstig het uitgangspunt bij de 2D berekeningen in dit rapport.

Indien de golfbreedte echter klein is, zal behalve inklemming in de dwarsrichting, ook inklemming in de langsrichting kunnen worden gemobiliseerd. De bezwijkbelasting van de zetting zal bij een kleine golfbreedte dan ook hoger liggen dan bij een brede golf het geval is.

Bij trekproeven 'in situ' komt de trekkracht waarmee men aan de blokken trekt eigenlijk overeen met een zeer kleine golfbreedte (breedte is nul). Het is dan ook niet zo verwonderlijk dat men bij deze experimenten constateerde dat in de langsrichting van de dijk aanzienlijke inklemeffecten optraden.

Omdat de dijkblokken in langsrichting goed opgesloten liggen (vlakke vervormingstoestand), zal de 2°-orde bezwijkbelasting bij een kleine golfbreedte aanzienlijk kunnen toenemen, daar het blok-voeg systeem in deze richting relatief grote elastische vervormingen moet ondergaan voordat doorslaan van het systeem optreedt. Dit is analoog aan de numerieke berekeningen uit hoofdstuk 4, waarbij een aantal houten blokken ligt opgesloten tussen relatief stijve randen, en het systeem aanzienlijk moeten vervormen alvorens het doorslaat (Doorslag vond plaats bij een maximale verticale verplaatsing van 0.42 maal de blokhoogte).

In hoeverre de 2D situatie (brede golf) uit dit rapport een ondergrens is voor de 3D 2°-orde bezwijkbelasting, kan een numerieke golfbreedte-variatiestudie in een 3D dijkblokken-configuratie uitwijzen.

Uit de hierboven genoemde punten wordt duidelijk dat er nog voldoende onderzoek te verrichten is naar steenzettingen op dijken. Dit kan eventueel gebeuren binnen het kader van nieuwe afstudeeronderwerpen of promotie-onderzoek.

Aansluitend hierop volgt een citaat uit 'A brief history of time' van de Engelse fysicus Stephen Hawking:

'Het grote verlangen van de mensheid naar kennis is op zichzelf al een voldoende rechtvaardiging voor onze voortdurende onderzoeksprogramma's'



A.S.J. Suiker
Maart, 1995; Rijswijk

BIJLAGEN

BIJLAGE I : Afleiding van formule (3.34)

We hadden de volgende relaties:

$$\Delta u = B a \quad (3.27)$$

$$\delta W = \int_{S_0} \delta(\Delta u^T) t \, dS_0 \quad (3.31)$$

$$t_j = t_{j-1} + D \, d(\Delta u_j) \quad (3.32)$$

$$\delta(\Delta u_j) = \delta(d(\Delta u_j)) \quad (3.33)$$

Op 'tijdstip' j geldt dus volgens (3.31):

$$\delta W_j = \int_{S_0} \delta(\Delta u_j^T) t_j \, dS_0 = 0 \quad (I.1)$$

Wanneer we (3.32) en (3.33) hierin invullen krijgen we:

$$\int_{S_0} \delta(d(\Delta u_j^T)) [t_{j-1} + D \, d(\Delta u_j)] \, dS_0 = 0 \quad (I.2)$$

Met behulp van (3.27) volgt:

$$\int_{S_0} \delta(B \, da_j)^T [t_{j-1} + D \, d(B \, a_j)] \, dS_0 = 0 \quad (I.3)$$

waaruit:

$$\delta(da_j)^T \int_{S_0} B^T D \, d(B \, a_j) \, dS_0 + \delta(da_j)^T \int_{S_0} B^T t_{j-1} \, dS_0 = 0 \quad (I.4)$$

en uiteindelijk:

$$\delta(da_j)^T \int_{S_0} B^T D B \, dS_0 \, da_j = -\delta(da_j)^T \int_{S_0} B^T t_{j-1} \, dS_0 \quad (3.34)$$

BIJLAGE II : Bepaling randstijfheid van houten blokkenmodel en numerieke implementatie

Aan de hand van een serie metingen is in het laboratorium van Grondmechanica Delft gepoogd de randstijfheid van het balkframe te bepalen. De gebruikte meetopstelling is schematisch weergegeven in fig. II.1.

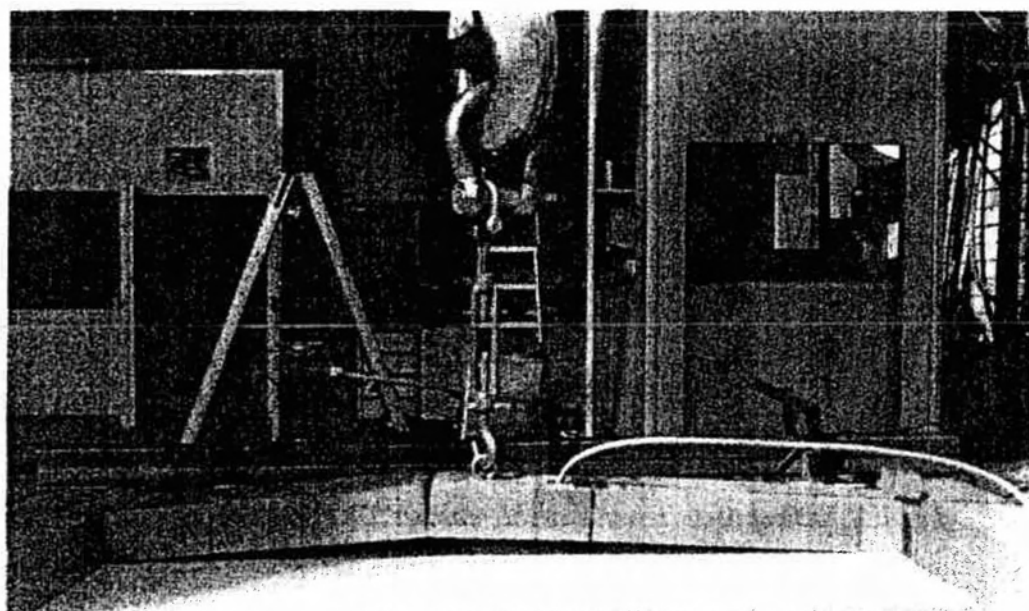


fig. II.1 meetopstelling ter bepaling van de framerand-stijfheid bij het GD houten blokkenmodel

Met deze meetopstelling is vijf maal een meting gedaan. Tijdens een meting is een grafiek geregistreerd waarbij de totale horizontale uitwijking f op 38 mm uit de rand van het balkframe, is uitgezet tegen de normaalkracht N in blokken (fig. II.2), gemeten via drukopnemers. Uit alle vijf de metingen volgde bij benadering dezelfde lineaire afhankelijkheid volgens fig. II.3.

Hieruit volgt de gemiddelde waarde voor de randstijfheid ter plaatse van de meetopstelling. Deze is gelijk aan: $K_{\text{gem,meetopst.}} = 6.6 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^1$. Deze stijfheid is echter gemeten over twee randen, dus per rand geldt: $K_{\text{rand,meetopst.}} = 13.2 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^1$. De meetpositie komt echter niet overeen met de positie waar de blokken contact maken met de rand (zie fig. II.2). Hierdoor dient de gemeten stijfheid omgerekend te worden naar de randstijfheid ter plaatse van de blokken. Bij het bepalen van deze correctie is torsie verwaarloosd en zijn alleen buigeffecten meegenomen.

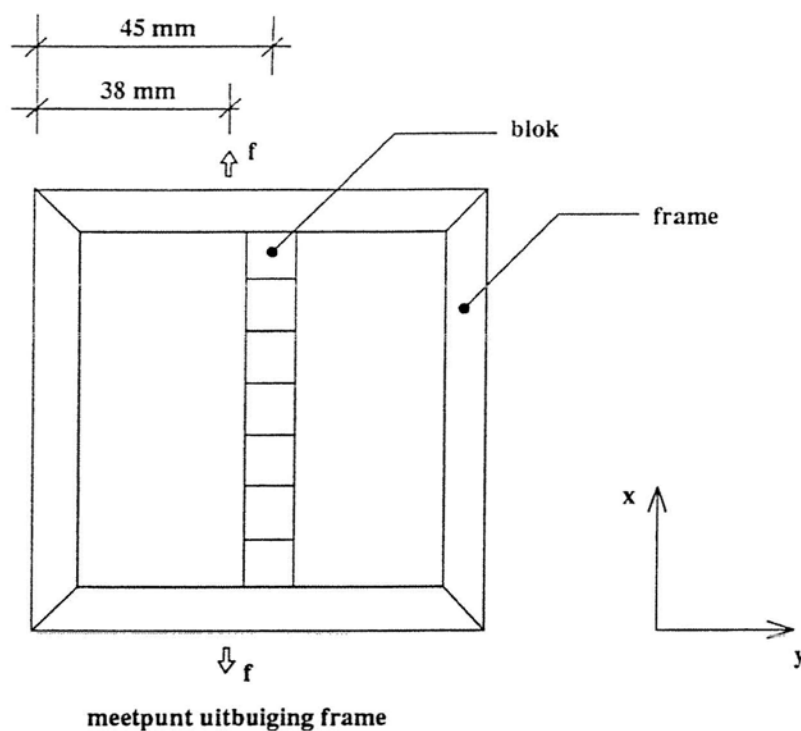


fig. II.2 schematisch bovenaanzicht van het 2D houten blokkenmodel

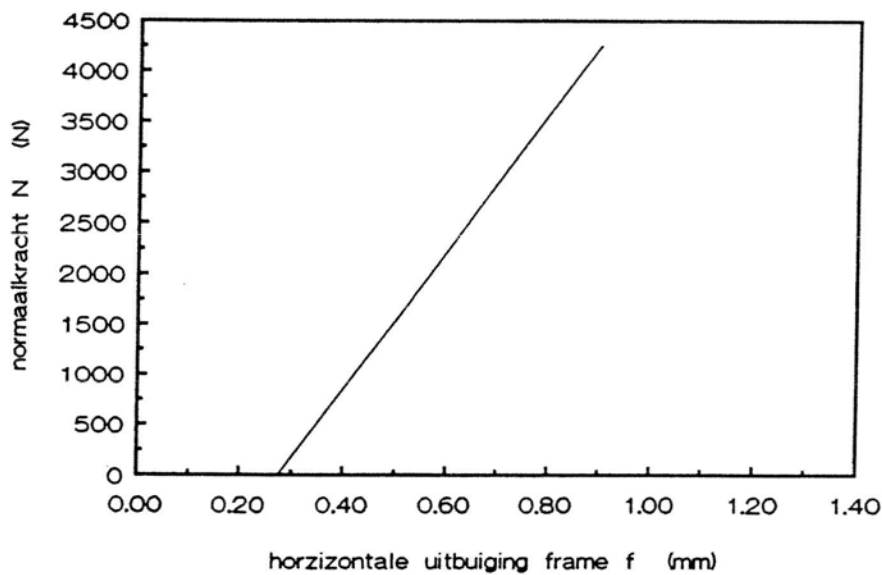


fig. II.3 gemeten relatie tussen horizontale uitbuiging frame (f) en de normaalkracht (N)

stijfheidscorrectie in y-richting

De mate van verende inklemming ter plaatse van de hoeken is niet gemeten en daarmee onbekend. Het verende gedrag van de rand in y-richting zal zich bevinden tussen twee uitersten. Deze zijn: een *scharnierende ligger* en een *ingeklemde ligger* (fig. II.4).

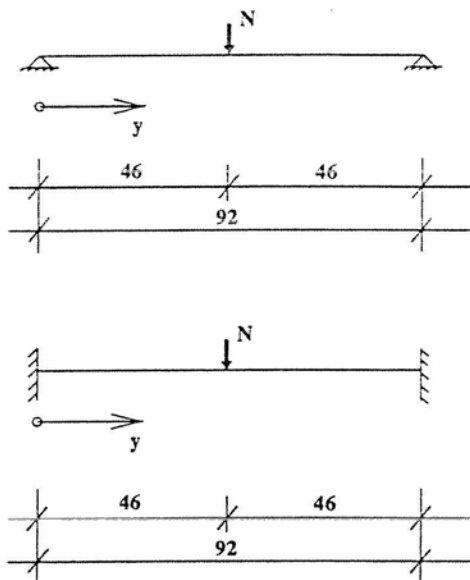


fig. II.4 schematisatie framerand als scharnierende ligger (boven) en ingeklemde ligger (onder)

De bijbehorende 'zakkingsfuncties' zijn:

scharnierende ligger

$$f = \frac{N}{48 * EI} * (3l^2 y - 4y^3) \quad (\text{II.1})$$

ingeklemde ligger

$$f = \frac{N}{48 * EI} * (3ly^2 - 4y^3) \quad (\text{II.2})$$

Voor de scharnierende ligger is de 'zakking' op een afstand $y=38$ mm uit de rand gelijk aan:

$$f_{38\text{mm}} = \frac{N}{48EI} * 745408 \quad (\text{II.3})$$

en op $y=46$ mm:

$$f_{46\text{mm}} = \frac{N}{48EI} * 778688 \quad (\text{II.4})$$

De stijfheid ter plaatse van het contactvlak met de blokken wordt hiermee:

$$K_{scharn} = \frac{745408}{778688} * 13.2 * 10^3 = 12.6 * 10^3 \text{ N/mm}^1 \quad (\text{II.5})$$

Hetzelfde kan gedaan worden voor de ingeklemde balk. Voor dit systeem volgt een randstijfheid van $K_{inkl} = 12.1 * 10^3 \text{ N/mm}^1$.

Er geldt:

$$12.1 * 10^3 < K_{y\text{-correctie,rand}} < 12.6 * 10^3 \quad (\text{N/mm}^1)$$

De gecorrigeerde stijfheid in de y-richting kan hiermee vrij nauwkeurig worden bepaald.

stijfheidscorrectie in z-richting

De framerand is als balk gemodelleerd met behulp van kwadratische 3-knoops Mindlin-balkelementen, DIANA-code : CL9BE. Onderaan is de balk volledig ingeklemd, waarmee deze geen rotatie en translaties kan ondergaan. De balk heeft een lengte l heeft, een breedte b_{eff} en een hoogte h_{eff} (fig. II.5).

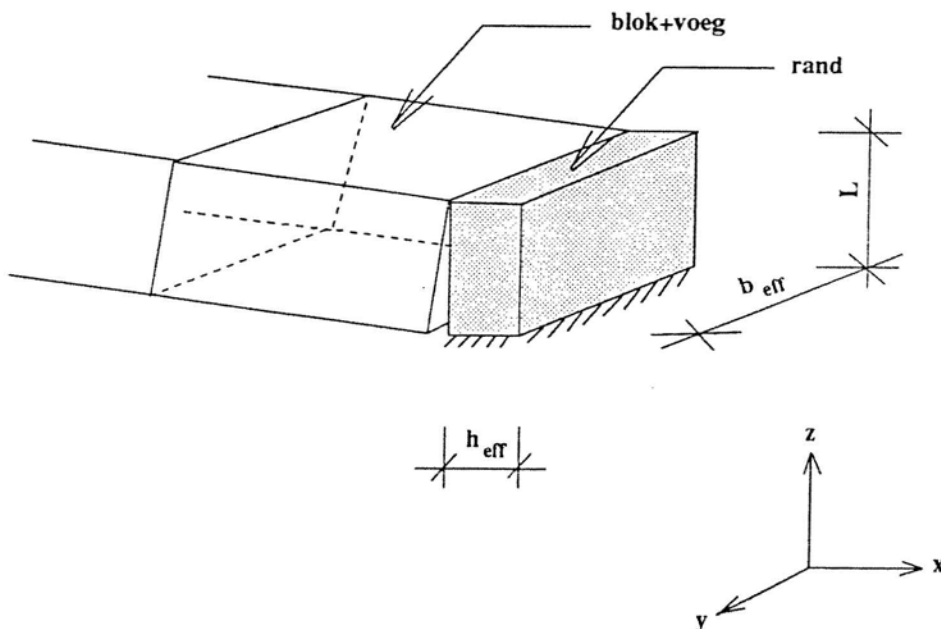


fig. II.5 schematisatie van de aansluiting ter plaatse van framerand

De breedte b_{eff} is een parameter die gekozen is om via een meewerkende breedte het 3D houten frame te vertalen in een 2D eindige elementenmodel. De hoogte h_{eff} is een constante (equivalente) balkhoogte, die nog nader bepaald moet worden.

Achteraf is geconstateerd dat deze schematisatie voor verbetering vatbaar is. De rand zal in hoofdzaak transleren, waarmee een schematisatie volgens fig. II.6 aannemelijker is. De rotatiestijfheid van de rand wordt hierbij verwaarloosd; men veronderstelt een 'zuivere' translatiestijfheid. Deze translatiestijfheid zou in dat geval gelijk kunnen worden genomen aan

$$k_{y-correctie,rand}/balklengte \approx 12.3 \cdot 10^3 / 45 \approx 270 \text{ N/mm}^2.$$

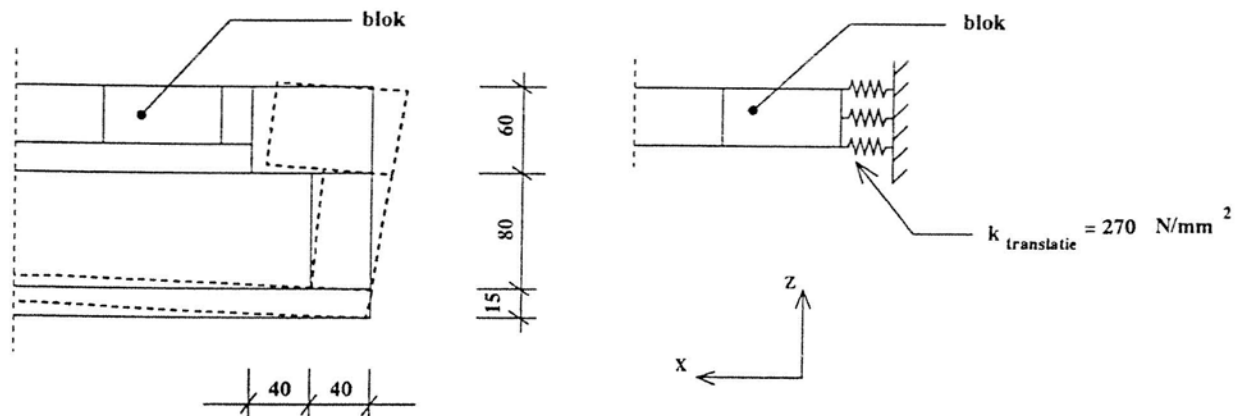


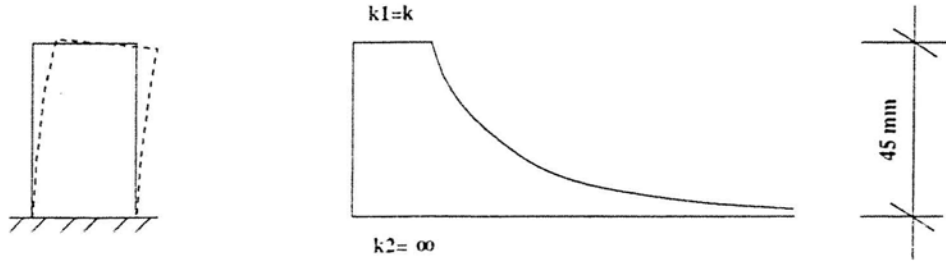
fig. II.6 vervorming van de rand, en een alternatieve schematisatie

In hoeverre de translatiestijfheid constant is over de hoogte, is moeilijk vast te stellen. Als men hier een eenduidige uitspraak over wil doen dan had tevens de translatiestijfheid op een hoogte van 45 mm onder de bovenzijde van het frame moeten worden gemeten.

In fig. II.7 is het geschematiseerde stijfheidsverloop voor de ingeklemde balk-situatie (boven) weergegeven naast het (vermoedelijk) werkelijke stijfheidsverloop (onder) over de lengte $l=45$ mm. Hieruit kunnen we constateren dat voor de ingeklemde balkschematisatie het stijfheidsverloop over de balklengte aanzienlijk fluctueert, terwijl dat waarschijnlijk in de werkelijkheid minder het geval zal zijn. De drukresultante zal tijdens het belastingsproces verplaatsen vanaf het midden (bij aanvangsvoorspanning) richting de uiterste vezel. De verplaatsing van de drukresultante in combinatie met het variabele balkstijfheidsverloop volgens fig. II.7 heeft tot gevolg dat een dergelijk model gedurende het belastingsproces als een niet-lineaire translatieveer reageert.

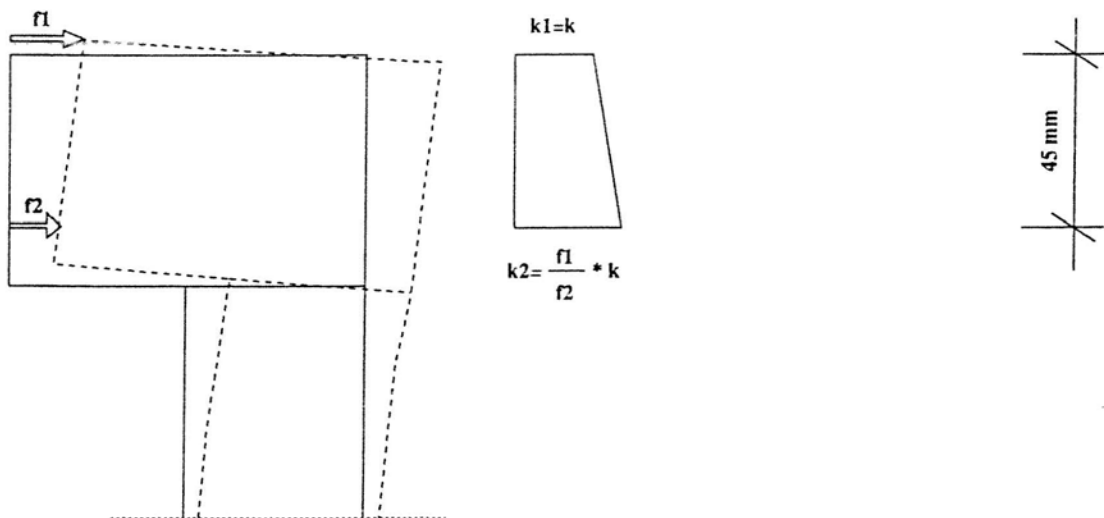
Het geschematiseerde stijfheidsverloop II.7(boven) dient het lineaire (constante) stijfheidsverloop II.7(onder) zo dicht mogelijk te benaderen. Een goede afschatting van de parameters E_{rand} en h_{eff} is dan noodzakelijk. Via experimenteren is gevonden dat een effectieve equivalente balkhoogte $h_{eff} = 35.8$ mm in combinatie met een elasticiteitsmodulus $E_{rand} = E_{hout}$, loodrecht op de vezel = 400 N/mm² geoorloofd is (zie: par. 5.2).

Het traagheidsmoment van de balk is daarmee gelijk aan : $I = 1/12 \cdot b_{eff} \cdot (h_{eff})^3 = 1/12 \cdot 95 \cdot (35.8)^3 = 3.64 \cdot 10^5 \text{ mm}^4$. De balkstijfheid (EI) = $400 \cdot 3.64 \cdot 10^5 = 1.46 \cdot 10^8 \text{ Nmm}^2$.



(a) schematisatie van de rand

(b) stijfheidsverloop over de hoogte



(a) werkelijke situatie ter plaatse van de rand

(b) stijfheidsverloop over de hoogte

fig. II.7 stijfheidsverloop over de lengte $l=45\text{ mm}$
 boven: schematisatie volgens ingeklemde balk
 onder: vermoedelijk stijfheidsverloop in GD-proefopstelling

Voor een lineair seriesysteem van de rand en de blokken (inclusief voegen) geldt het volgende:

$$\frac{I}{K_{rep}} = \frac{I}{K_{rep, blok+voeg}} + \frac{I}{K_{rand}} \quad (II.7)$$

De randstijfheid K_{rand} is hierbij dus lineair verondersteld tijdens het belastingsproces. Voor K_{rep} , en $K_{rep,blok+voeg}$ gelden de volgende relaties:

$$K_{rep} = \frac{E_{rep} A}{l_{rep}} \quad (II.8)$$

$$K_{rep,blok+voeg} = \frac{E_{rep,blok+voeg} A}{l_{rep}} \quad (II.9)$$

waarin:

l_{rep} = een representatieve lengte stijfheids lengte van het blokkensysteem; deze is gelijk aan de lengte van de drukdiagonaal ($\approx 3 \cdot b_x = 3 \cdot 95 = 285$ mm)

A = de grootte van de blokdoorsnede ($= 45 \cdot 95 = 4275$ mm²)

E_{rep} = een representatieve waarde voor de elasticiteitsmodulus voor het totale blokken model (deze parameter is in par. 4.2. gesteld op $E_{rep} = 175$ N/mm²).

$E_{rep,blok+voeg}$ = een representatieve waarde voor de elasticiteitsmodulus van het serie-systeem van blokken en bijbehorende voegen

Wanneer de lineaire randstijfheid K_{rand} is afgeleid, kan via (II.7) de onbekende parameter $E_{rep,blok+voeg}$ worden bepaald. Zoals eerder in dit rapport vermeld, zal de drukresultante zich tijdens het belastingsproces verplaatsen vanaf het midden ($z=22.5$ mm) richting de uiterste vezel ($z=45$ mm). Een (gewogen) gemiddelde hoogte van de drukresultante (z_{gem}) tijdens het belastingsproces is:

$$z_{gem} = \frac{1}{3} \cdot z_{aanvang} + \frac{2}{3} \cdot z_{uiterste\ vezel} = 7.5 + 30 = 37.5 \text{ mm}$$

De gewichtsfactoren $\frac{1}{3}$ en $\frac{2}{3}$ zijn via schatting bepaald, en daarmee niet waterdicht. Desalniettemin is het aannemelijk dat de drukresultante zich gedurende het grootste gedeelte van het belastingsproces in de buurt van de uiterste vezel bevindt, waardoor de plaatshoogte $z_{uiterste\ vezel}$ de zwaarste gewichtsfactor meekrijgt. De som van de gewichtsfactoren is vanzelfsprekend gelijk aan 1.0.

Voor een ingeklemde balk met een puntlast N op een afstand van 37.5 mm vanaf de inklemming geldt:

$$f_{37.5\text{mm}} = \frac{N}{EI} \cdot 1.75 \cdot 10^4 \quad (II.10)$$

Gecombineerd met $EI = 1.46 \cdot 10^8$ Nmm² levert (II.10):

$$K_{rand} = \frac{1.46 \cdot 10^8}{1.75 \cdot 10^4} = 8.4 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^1 \quad (II.11)$$

Voor de ingeklemde balkrand met het variabele stijfheidsverloop volgens fig. II.7 is op deze wijze een gemiddelde waarde voor de (horizontale) translatiestijfheid over de balkhoogte (K_{rand}) bepaald. Deze stijfheid komt overeen met circa 70% van de 'zuivere' translatiestijfheid $k_{y,correctie,rand}$ ($\approx 12.3 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^1$), wat aannemelijk is.

Indien we (II.7) invullen dan kan $E_{rep,blok+voeg}$ bepaald worden:

$$\frac{I}{\frac{175 \cdot 4275}{285}} = \frac{I}{\frac{E_{rep,blok+voeg} \cdot 4275}{285}} + \frac{I}{8.4 \cdot 10^3} \quad (\text{II.12})$$

Daaruit volgt dat $E_{rep,blok+voeg} = 254 \text{ N/mm}^2$.

De parameters die in deze bijlage bepaald zijn, en gebruikt zijn in de eindige elementenberekening behandeld in par. 5.2, worden hieronder nog even samengevat.

$$\begin{aligned} b_{eff}(rand) &= 95 \text{ mm} \\ h_{eff}(rand) &= 35.8 \text{ mm} \\ l(rand) &= 45 \text{ mm} \\ E(rand) &= E_{hout,loodrecht \ op \ de \ vezel} = 400 \text{ N/mm}^2 \\ E_{rep,blok+voeg} &= 254 \text{ N/mm}^2 \end{aligned}$$

Hoewel het 'ingeklemde randbalk-model' in globale zin een betrouwbare interpretatieve waarde heeft, dient men desondanks de enigszins discutabele aannamen in deze bijlage als zodanig te erkennen.

BIJLAGE III : Bepaling contactstijfheid van het houten blokkenmodel en numerieke implementatie

De contactstijfheid tussen de blokken onderling en tussen de blokken en de rand varieert gedurende het belastingsproces zoals uitgelegd in par. 5.3. Het LOTUS-model gaat uit van starre opleggingen (zie [6]), en neemt de contactstijfheid (en de randstijfheid) mee aan de hand van een variabele elasticiteitsmodulus voor het gehele blokkensysteem. Deze variabele elasticiteitsmodulus is als volgt in dit model gedefiniëerd:

$$E_{rep,t} = E_{rep,0} + [E_{rep,1} - E_{rep,0}] * \left[\frac{N_t}{N_{max}} \right]^b \quad (III.1)$$

hierin geldt:

$E_{rep,t}$ = een representatieve waarde voor de E-modulus op 'tijdstip' t.

$E_{rep,0}$ = een startwaarde voor de (variabele) E-modulus $E_{rep,t}$

$E_{rep,1}$ = een eindwaarde voor de (variabele) E-modulus $E_{rep,t}$

N_t = de waarde voor de normaalkracht N op 'tijdstip' t

N_{max} = de maximale waarde van de normaalkracht N

b = een machts-waarde waarmee het verloop van de stijfheid kan worden aangepast

Geconstateerd kan worden dat in formule (III.1), $E_{rep,t}$ afhankelijk is van de normaalkracht N_t . Naarmate het contactvlak meer wordt dichtgedrukt (N_t neemt toe), zal $E_{rep,t}$ toenemen en daarmee wordt het gehele systeem stijver. Na experimenteren met het LOTUS-model is gebleken dat de volgende invoerparameters in het LOTUS-model een zeer goede benadering van de 2D GD-trekproef gaven (voor het resultaat : zie tabel 4.2):

$$E_{rep,0,LOTUS} = 10 \text{ N/mm}^2$$

$$E_{rep,1,LOTUS} = 100 \text{ N/mm}^2$$

$$N_{max} = 3300 \text{ N}$$

$$b = 0.4$$

$$N_0 = 50 \text{ N} \quad (\text{aanvangsvoorspanning})$$

$$h_{eff} = 40 \text{ mm} \quad (\text{effectieve blokhoogte} = \text{hefboomsarm tussen de drukresultanten ter plaatse van 'scharnierpunten'})$$

$$b_{x,blok} = 95 \text{ mm} \quad (\text{bloklengte in x-richting})$$

$$K_{rand,LOTUS} = 10^7 \text{ N/mm}^1 \quad (\text{hoge 'dummy' randstijfheid})$$

Deze LOTUS-invoerparameters kunnen niet direct naar DIANA-invoerparameters worden getransformeerd. De oorzaak hiervan is het feit dat het buigingseffect zoals beschreven in par. 4.3.5 niet in het LOTUS-model is verdisconteerd. In DIANA wordt dit effect impliciet wél meegenomen in een berekening. Dit probleem is opgelost door zowel in het LOTUS-model als in DIANA een berekening te doen met een *constante* representatieve elasticiteitsmodulus E_{rep} , waarbij ervoor gezorgd is dat de uitvoer van beide rekenmodellen overeenkomt. Uit de constante $E_{rep,LOTUS}$ en de constante $E_{rep,DIANA}$ kan vervolgens een schaalfactor worden gedestilleerd, die kan worden gebruikt ter bepaling van DIANA-invoerparameters.

Men moet echter wel beseffen dat deze schaalfactor dus ook constant is, terwijl het buigingseffect dat hiermee verdisconteert moet worden, tijdens het belastingsproces varieert. Hoewel de procedure daardoor enigszins discutabel is, wordt deze desondanks gevolgd daar er geen voor de hand liggende alternatieven zijn. Een *constante* elasticiteitsmodulus $E_{rep,LOTUS} = 75 \text{ N/mm}^2$ in het Lotus-model blijkt vrijwel dezelfde resultaten te geven als de *constante* waarde $E_{rep,DIANA} = 175 \text{ N/mm}^2$ in een DIANA-berekening. De schaalfactor die hieruit volgt is gelijk aan $175/75 = 2.333$.

Dit levert:

$$E_{rep,0,DIANA} = 2.333 \cdot 10 = 23.33 \text{ N/mm}^2$$

$$E_{rep,1,DIANA} = 2.333 \cdot 100 = 233.33 \text{ N/mm}^2$$

We veronderstellen nu een lineair seriesysteem tussen rand, voeg en blok. Met behulp van formule (5.5) in par. 5.3 kan op elk willekeurig 'tijdstip' t de contactstijfheid $K_{voeg,t}$ worden bepaald. Indien de incrementen tussen 't' klein genoeg zijn, is deze linearisatie geoorloofd. Formule (5.5) luidt:

$$\frac{1}{K_{rep,t}} = \frac{1}{K_{blok}} + \frac{1}{K_{voeg,t}} + \frac{1}{K_{rand}} \quad (\text{III.2})$$

Hieruit volgt:

$$\frac{1}{K_{voeg,t}} = \frac{1}{K_{rep,t}} - \frac{1}{K_{blok}} - \frac{1}{K_{rand}} \quad (\text{III.3})$$

waaruit:

$$\frac{1}{K_{voeg,t}} = \frac{1}{\frac{E_{rep,t} A}{l_{rep}}} - \frac{1}{\frac{E_{blok} A}{l_{rep}}} - \frac{1}{K_{rand}} \quad (\text{III.4})$$

met:

$E_{rep,t}$ volgens (III.1)

$A = \text{blokdoorsnede} = 4275 \text{ mm}^2$

$$l_{\text{rep}} = \text{stijfheidslengte} = 285 \text{ mm}$$

$$E_{\text{blok}} = E_{\text{hout,loodrecht op vezel}} = 400 \text{ N/mm}^2$$

$$K_{\text{rand}} = \text{randstijfheid} = 8.4 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^1$$

Ook nu geldt weer dat $E_{\text{hout,loodrecht op de vezel}} = 400 \text{ N/mm}^2$ een arbitraire keuze, daar deze waarde in werkelijkheid best hoger/lager kan liggen, en daardoor het verloop van de contactstijfheid verandert. Tevens is K_{rand} enigszins arbitrair zoals in BIJLAGE II is geconcludeerd.

De contactstijfheid $K_{\text{voeg,t}}$, zoals deze volgens (III.4) gedestilleerd wordt uit het LOTUS-model, is een secantstijfheid. In het huidige eindige elementenmodel wordt gerekend met tangent-stijfheden. De tangentstijfheid ten behoeve van de contactstijfheid kan in dit geval worden bepaald door per belastingstap de incrementele toename van de secantstijfheid te berekenen (Deze werkwijze is geoorloofd daar het kracht-verplaatsingsdiagram door de oorsprong loopt).

Vanwege het feit dat de contactstijfheid in het eindige elementenmodel met behulp van interface elementen wordt gemodelleerd, dient men de tangentstijfheid te transformeren naar een (tangent-) beddingsconstante $D_{\text{m,t}}$ in de normaalrichting. Deze parameter bepaalt de verhouding tussen de normaalspanning en de normale verplaatsing in de interface op een 'tijdstip' t . Deze beddingsconstante kan gevonden worden door de tangentstijfheid te delen door het blokkoppervlak A ($=4275 \text{ mm}^2$).

In hoofdstuk 4 is gebleken dat ter plaatse van dsn A-A' (fig. III.1) de spanningen gedurende het belastingsproces homogeen zijn. Dit is het gevolg van anti-symmetrie, zowel in de belasting als in de geometrie (zie par. 4.7).

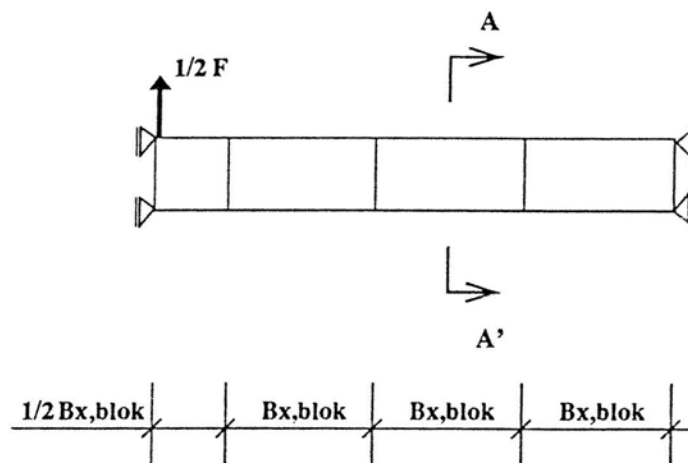


fig. III.1 dsn. A-A' = doorsnede waar het normaalspanningsverloop homogeen is gedurende het belastingsproces

De normaalspanning t_n in deze doorsnede is eenvoudig te bepalen door de normaalkracht N_t (uit het LOTUS-model) te delen door het blokkoppervlak (A), voor elk willekeurig 'tijdstip' t . De totale gemiddelde contactindrukking $\Delta u_{n,t,tot}$ kan nu worden berekend door de normaalspanning t_n te delen door $D_{n,t}$. Het resultaat volgt in fig. III.2.

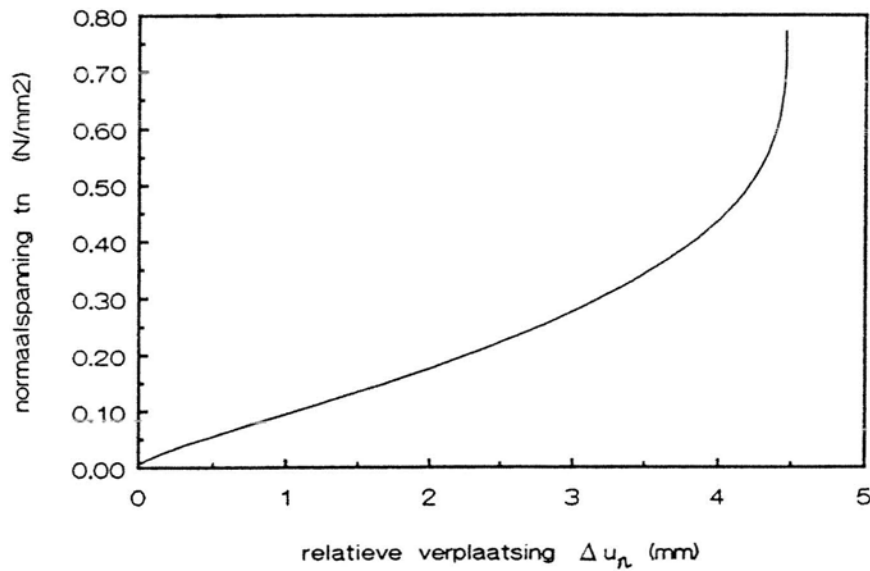


fig. III.2 t_n - Δu diagram van de ontwikkeling van de totale contactstijfheid

De maximale 'totale gemiddelde contactindrukking' is gelijk aan 4.5 mm. Dit resulteert in een maximale randoneffenheid van circa 0.5 mm per blokvak. We moeten hier realiseren dat het een totale gemiddelde contactindrukking betreft; het is een sommatie van de contactoneffenheden over de vier contactvlakken. Dit impliceert niet dat het contactstijfheidsverloop over elk van deze vier contactvlakken eenduidig is. Immers, daar waar de drukspanningen snel toenemen zullen contactoneffenheden snel worden dichtgedrukt, terwijl ter plaatse van een ander contactvlak nog oneffenheden aanwezig kunnen zijn. Om dit fenomeen te doorgronden is de contactstijfheid op verschillende posities in de geometrie gemodelleerd (zie: par. 5.3.1). Ook is een variatiestudie uitgevoerd met betrekking tot de t_n - Δu -curve voor het contactstijfheidsverloop (par. 5.3.2).

BIJLAGE IV : Invoer- en uitvoergegevens van 'STEENZET 1+'-berekeningen

Het bestand met de golven heet: c:\STEENZ\BANACH\RM414.C
 Het bestand met gegevens van de opnemers heet: c:\STEENZ\BANACH\BANINPUT.DAT

aaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaa STURING aaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaa

Het type van de berekening:
 Zonder bewegend blok

oooooooooooooooooooooooooooo B E R E K E N I N G E N oooooooooooooooooooooooooo

De leklengte langs het talud is: 1.01 m

aaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaa HOOGTE SPLETEN EN DRUKOPNEMERS aaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaaa

No	S P L E T E N		OPNEMERS
	Hoogte boven m	Hoogte onder m	Hoogte m
1	6.00	5.76	5.38
2	5.88	5.64	4.37
3	5.76	5.51	3.37
4	5.64	5.39	2.55
5	5.51	5.27	2.25
6	5.39	5.15	1.95
7	5.27	5.03	1.64
8	5.15	4.91	1.34
9	5.03	4.79	1.04
10	4.91	4.67	0.74
11	4.79	4.54	0.13
12	4.67	4.42	-0.17
13	4.54	4.30	-0.48
14	4.42	4.18	-0.78
15	4.30	4.06	-1.08
16	4.18	3.94	-1.38
17	4.06	3.82	-1.69
18	3.94	3.70	-2.40
19	3.82	3.57	-3.25
20	3.70	3.45	
21	3.57	3.33	
22	3.45	3.21	
23	3.33	3.09	
24	3.21	2.97	
25	3.09	2.85	
26	2.97	2.73	
27	2.85	2.60	
28	2.73	2.48	
29	2.60	2.36	
30	2.48	2.24	

31	2.36	2.12
32	2.24	2.00
33	2.12	1.88
34	2.00	1.76
35	1.88	1.63
36	1.76	1.51
37	1.63	1.39
38	1.51	1.27
39	1.39	1.15
40	1.27	1.03
41	1.15	0.91
42	1.03	0.79
43	0.91	0.66
44	0.79	0.54
45	0.66	0.42
46	0.54	0.30
47	0.42	0.18
48	0.30	0.06
49	0.18	-0.06
50	0.06	-0.18

De freatische lijn ligt bij het begin op:

5.084 m

MAXIMA BIJ NIET BEWEGENDE BLOKKEN

No	t = 6.93		t = 1.85		t = 7.16		t = 1.96	
	Pmax kPa	imax	Pmax kPa	imax	Pmax kPa	imax	Pmax kPa	imax
1	2.377	-0.24	2.377	-0.24	2.377	-0.24	2.377	-0.24
2	2.377	-0.24	2.377	-0.24	2.377	-0.24	2.377	-0.24
3	2.377	-0.24	2.377	-0.24	2.377	-0.24	2.377	-0.24
4	2.377	-0.24	2.377	-0.24	2.377	-0.24	2.377	-0.24
5	2.511	-0.24	2.507	-0.24	2.505	-0.24	2.504	-0.24
6	2.160	-0.13	2.166	-0.14	2.167	-0.14	2.166	-0.14
7	1.288	0.05	1.318	0.05	1.332	0.04	1.331	0.04
8	1.270	-0.06	1.303	-0.06	1.318	-0.07	1.318	-0.07
9	1.846	-0.14	1.865	-0.14	1.874	-0.14	1.874	-0.14
10	2.158	-0.19	2.168	-0.19	2.173	-0.19	2.173	-0.19
11	2.305	-0.22	2.309	-0.22	2.313	-0.23	2.313	-0.23
12	2.364	-0.24	2.366	-0.24	2.374	-0.24	2.374	-0.24
13	2.382	-0.24	2.385	-0.24	2.401	-0.24	2.401	-0.24
14	2.384	-0.24	2.385	-0.23	2.400	-0.23	2.400	-0.23
15	2.379	-0.23	2.380	-0.23	2.386	-0.22	2.386	-0.22
16	2.378	-0.23	2.380	-0.23	2.380	-0.21	2.380	-0.21
17	2.385	-0.23	2.395	-0.22	2.393	-0.21	2.393	-0.21
18	2.419	-0.22	2.452	-0.22	2.443	-0.20	2.443	-0.20
19	2.518	-0.21	2.599	-0.20	2.578	-0.19	2.578	-0.19
20	2.748	-0.19	2.914	-0.17	2.871	-0.16	2.871	-0.16
21	3.079	-0.14	3.347	-0.11	3.278	-0.11	3.278	-0.11
22	3.185	-0.08	3.480	-0.03	3.404	-0.03	3.404	-0.03
23	2.914	0.00	3.116	0.06	3.060	0.06	3.060	0.06
24	2.612	0.06	2.695	0.12	2.664	0.12	2.664	0.12
25	2.484	0.09	2.473	0.16	2.457	0.16	2.457	0.16
26	2.475	0.11	2.334	0.18	2.322	0.17	2.322	0.17
27	2.581	0.13	2.150	0.17	2.132	0.16	2.132	0.16
28	2.179	0.16	1.587	0.13	1.623	0.12	1.623	0.12
29	-0.080	0.21	0.112	0.08	0.393	0.07	0.393	0.07
30	-4.228	0.11	-2.247	-0.03	-1.562	-0.03	-1.562	-0.03

Uit de hierbovenstaande tabel volgt dat blok nr 1 tot en met 4 worden belast door een waterdruk van P=2.377 kPa. Dit is de opwaartse waterdruk ten gevolge van eventuele golfploop op het talud. In hoofdstuk 6 is echter verondersteld dat golfploop geen opwaartse waterdruk levert, en zodoende is daarbij voor blok 1 tot en met 4 verondersteld dat P=0 kPa. Het wel meenemen van de opwaartse waterdrukbelasting ter plaatse had waarschijnlijk een minuscule verandering van de uitvoerresultaten uit hoofdstuk 6 tot gevolg gehad.

31	-5.449	-0.09	-2.499	-0.20	-1.983	-0.19	-1.983	-0.19
32	0.186	-0.35	1.978	-0.41	1.104	-0.38	1.104	-0.38
33	7.011	-0.47	7.097	-0.45	4.763	-0.47	4.763	-0.47
34	8.476	-0.27	7.903	-0.26	5.634	-0.32	5.634	-0.32
35	5.724	-0.05	5.307	-0.06	4.390	-0.17	4.390	-0.17
36	3.033	0.08	2.897	0.07	3.084	-0.06	3.084	-0.06
37	2.192	0.05	2.171	0.03	2.469	-0.01	2.469	-0.01
38	2.151	0.02	2.161	0.00	2.234	0.01	2.234	0.01
39	2.172	-0.02	2.202	-0.04	2.200	-0.03	2.200	-0.03
40	2.245	-0.05	2.290	-0.07	2.286	-0.06	2.286	-0.06
41	2.298	-0.08	2.347	-0.09	2.351	-0.08	2.351	-0.08
42	2.336	-0.10	2.365	-0.10	2.369	-0.09	2.369	-0.09
43	2.359	-0.11	2.368	-0.11	2.370	-0.10	2.370	-0.10
44	2.368	-0.12	2.371	-0.11	2.372	-0.10	2.372	-0.10
45	2.379	-0.13	2.379	-0.12	2.378	-0.11	2.378	-0.11
46	2.404	-0.13	2.398	-0.12	2.392	-0.11	2.392	-0.11
47	2.480	-0.12	2.462	-0.11	2.443	-0.10	2.443	-0.10
48	2.676	-0.10	2.633	-0.09	2.591	-0.08	2.591	-0.08
49	1.408	-0.06	1.378	-0.06	1.350	-0.05	1.350	-0.05

Potentieel bewegende blokken

Blok	Bovenste spleet m	Onderste spleet m
33	2.12	2.00
34	2.00	1.88

Voor beweging vereiste druk over een blok: 5.968 kPa

STIJGHOOGTEVERSCHIL BIJ NIET BEWEGENDE BLOKKEN

Spleet	t= 6.93		t= 1.85		t= 7.16		t= 1.96	
	h-max m	imax	h-max m	imax	h-max m	imax	h-max m	imax
1	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24
2	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24
3	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24
4	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24
5	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.000	-0.24
6	0.027	-0.13	0.026	-0.14	0.026	-0.14	0.026	-0.14
7	-0.072	0.05	-0.070	0.05	-0.069	0.04	-0.069	0.04
8	-0.151	-0.06	-0.146	-0.06	-0.144	-0.07	-0.145	-0.07
9	-0.076	-0.14	-0.073	-0.14	-0.072	-0.14	-0.072	-0.14
10	-0.033	-0.19	-0.032	-0.19	-0.031	-0.19	-0.031	-0.19
11	-0.012	-0.22	-0.011	-0.22	-0.011	-0.23	-0.011	-0.23
12	-0.003	-0.24	-0.003	-0.24	-0.003	-0.24	-0.003	-0.24
13	0.000	-0.24	0.000	-0.24	0.002	-0.24	0.002	-0.24
14	0.001	-0.24	0.001	-0.23	0.003	-0.23	0.003	-0.23
15	0.000	-0.23	0.000	-0.23	0.001	-0.22	0.001	-0.22
16	0.000	-0.23	0.000	-0.23	0.000	-0.21	0.000	-0.21
17	0.000	-0.23	0.000	-0.22	0.000	-0.21	0.000	-0.21
18	0.001	-0.22	0.003	-0.22	0.002	-0.20	0.002	-0.20
19	0.007	-0.21	0.012	-0.20	0.010	-0.19	0.010	-0.19
20	0.022	-0.19	0.033	-0.17	0.030	-0.16	0.030	-0.16
21	0.054	-0.14	0.076	-0.11	0.070	-0.11	0.070	-0.11
22	0.089	-0.08	0.121	-0.03	0.113	-0.03	0.113	-0.03

BIJLAGE V : Figuren betreffende resultaten dijkmodel op $t=1.85$ sec en $t=7.16/1.96$ sec.

V.1 Grafische uitvoer op $t=1.85$ sec.

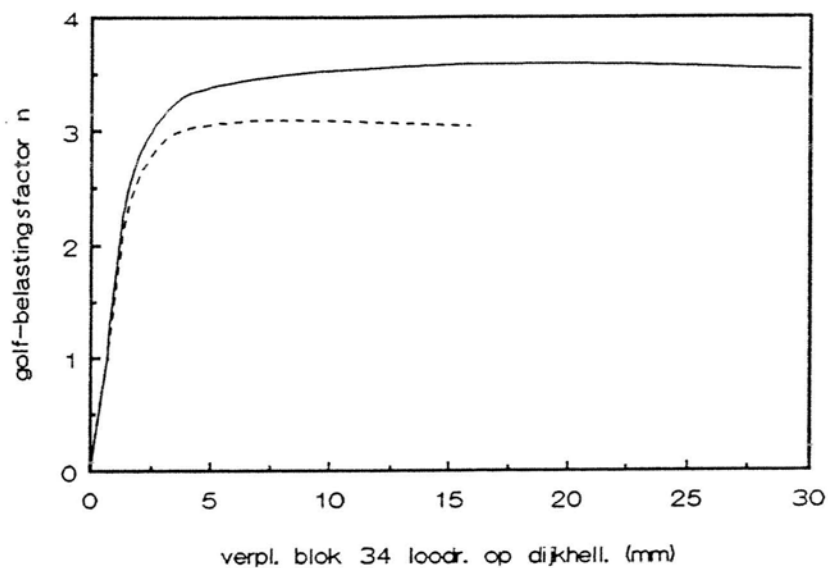


fig. V.1 verplaatsing blok 34 loodrecht op de dijkelling op $t=1.85$ sec, uitgezet tegen de golfbelastingfactor n

- a) - - - = 'geen topschot' model
 b) — = 'n.l. verend topschot' model

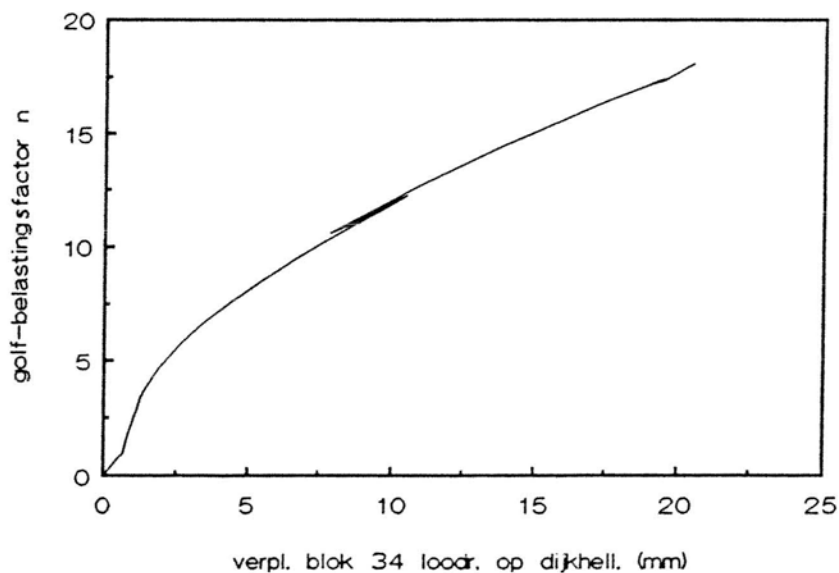


fig. V.2 verplaatsing blok 34 loodrecht op de dijkelling, op $t=1.85$ sec, uitgezet tegen de golfbelastingfactor n ('oneindig stijf topschot' model)

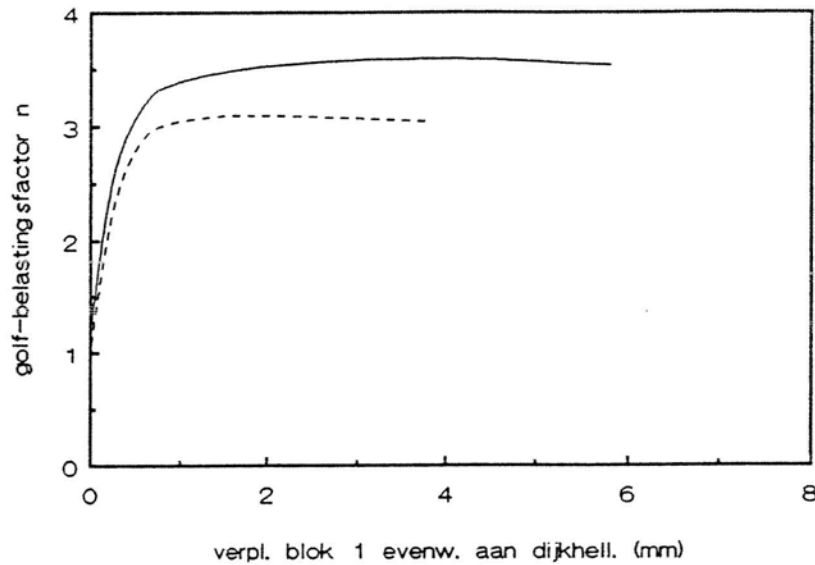


fig. V.3 verplaatsing blok 1 evenwijdig aan de dijkelling op $t=1.85$ sec, uitgezet tegen de golfbelastingfactor n

- a) - - - = 'geen topschot' model
- b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

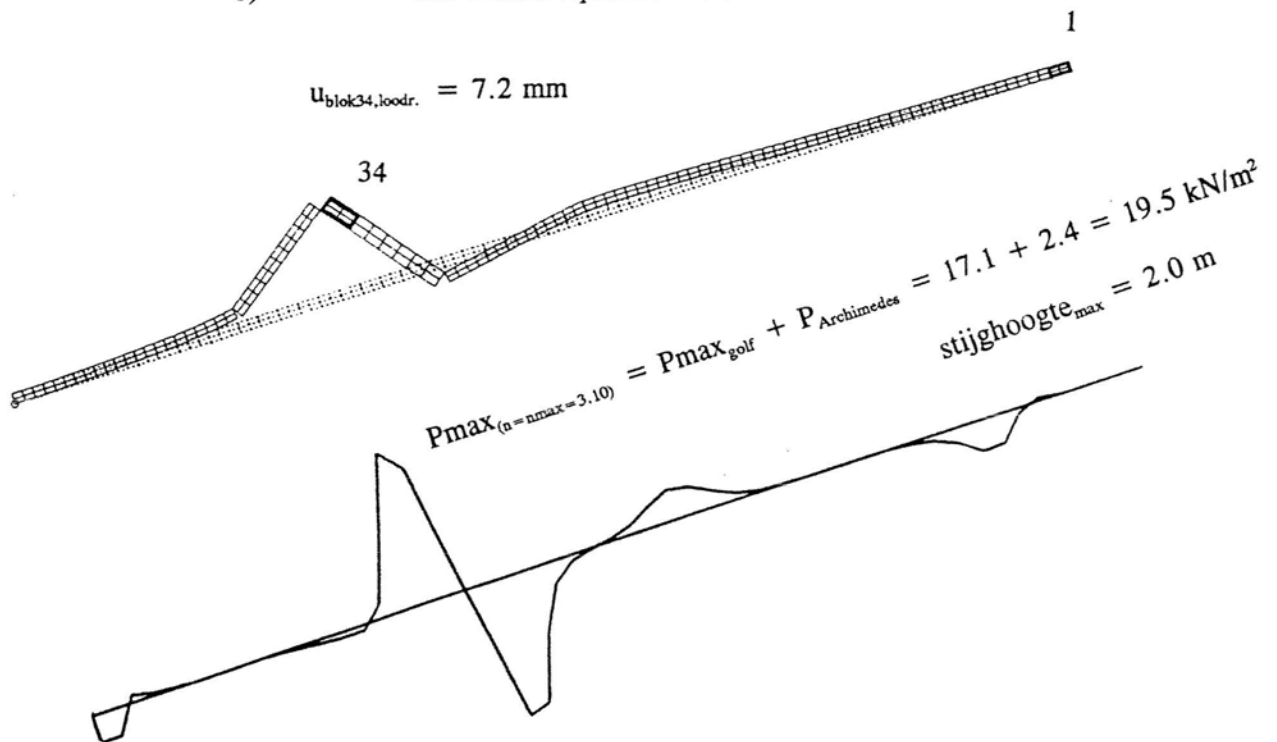


fig. V.4 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n=n_{max}=3.10$ ($t=1.85$ sec, 'geen topschot' model)

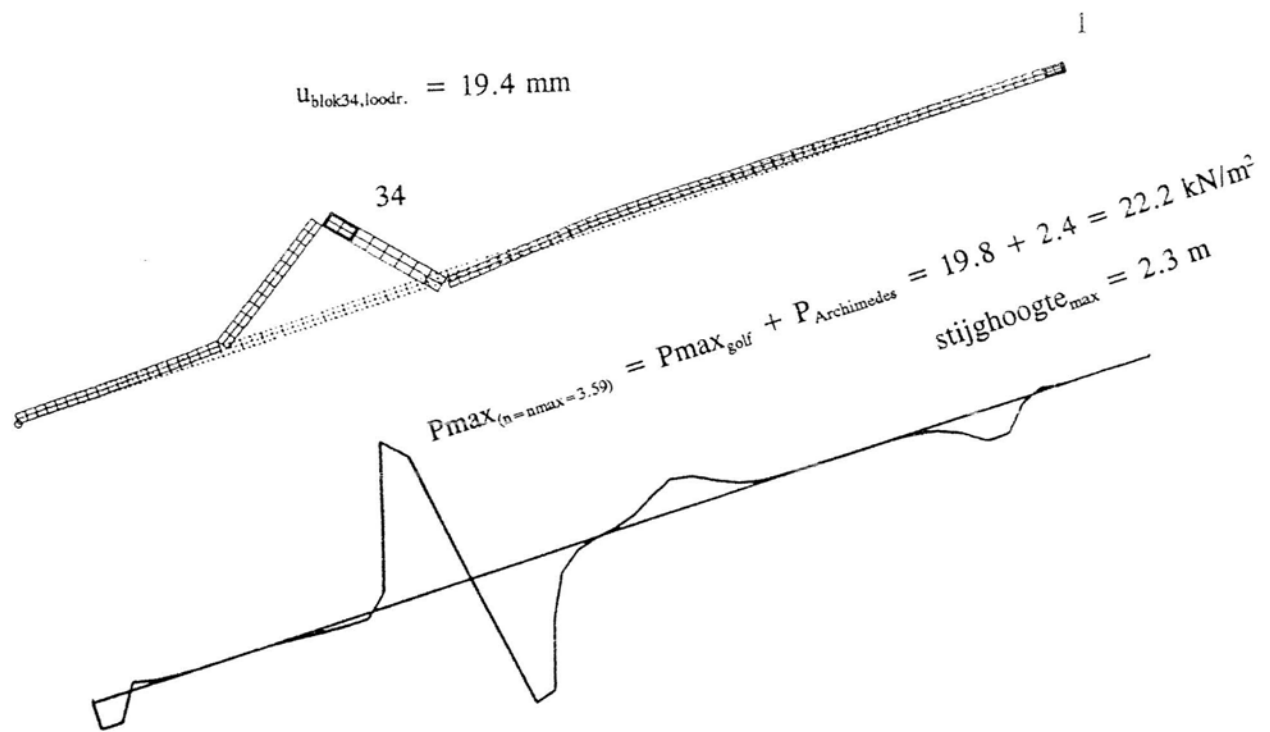


fig. V.5 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n = n_{\text{max}} = 3.59$
($t = 1.85 \text{ sec}$, 'n.l. verend topschot' model)

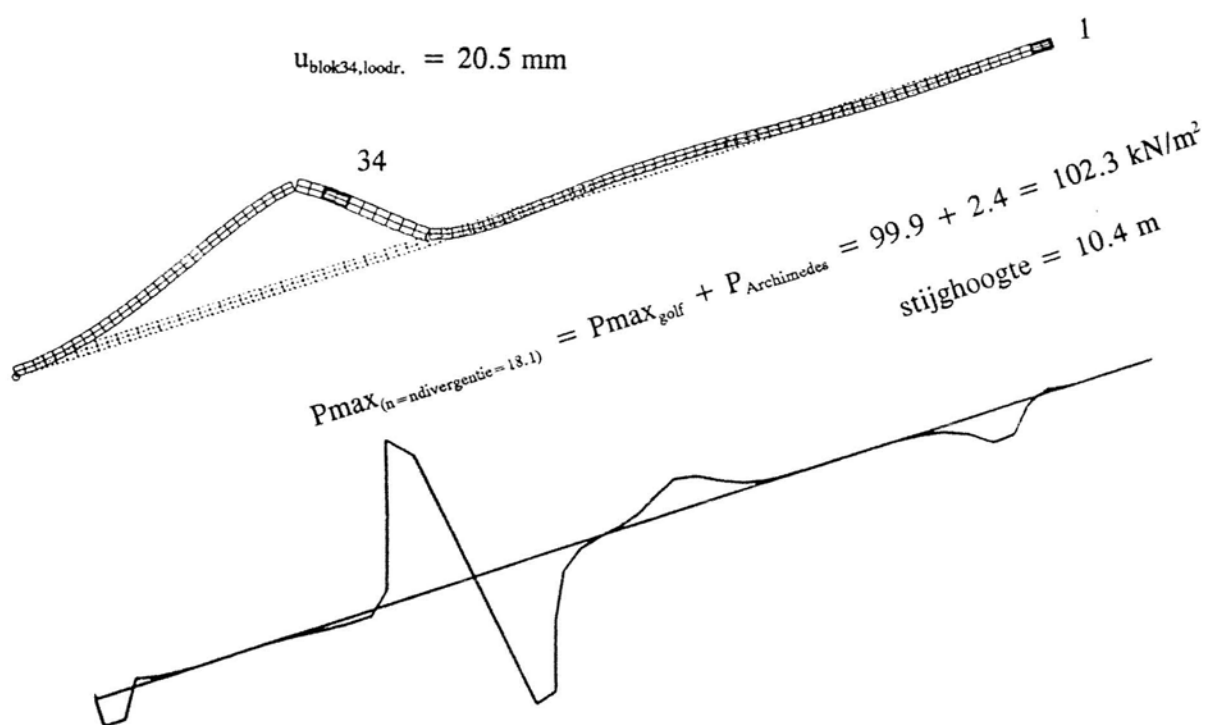


fig. V.6 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n = n_{\text{divergentie}} = 18.1$
($t = 1.85 \text{ sec}$, 'oneindig stijf topschot' model)

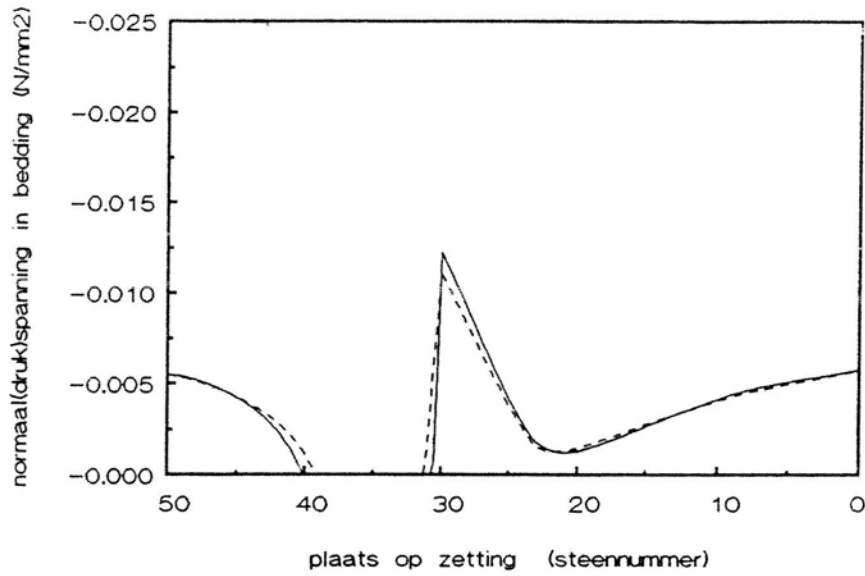


fig. V.7 normaalspanningsverloop in de bedding bij $n=n_{max}$, voor $t=1.85$ sec.

- a) - - - = 'geen topschot' model
 b) — = 'n.l. verend topschot' model

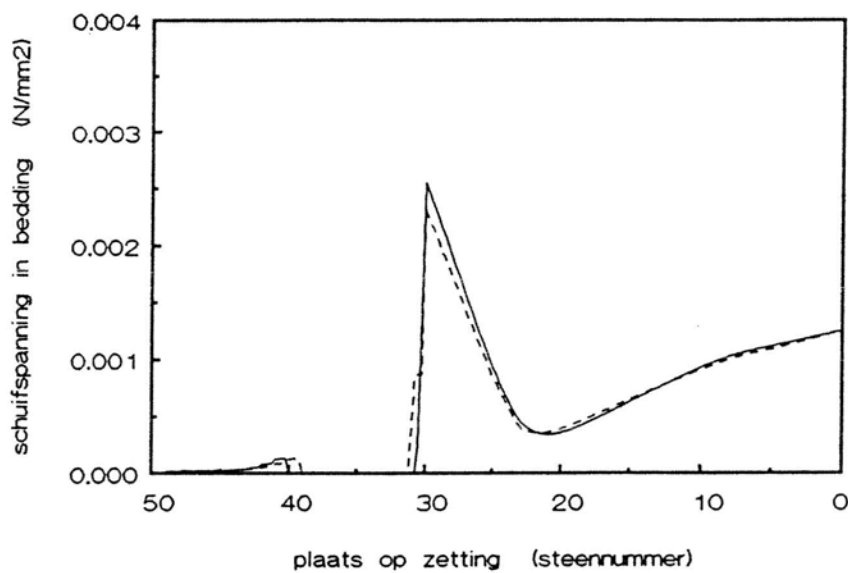


fig. V.8 schuifspanningsverloop in de bedding bij $n=n_{max}$, voor $t=1.85$ sec.

- a) - - - = 'geen topschot' model
 b) — = 'n.l. verend topschot' model

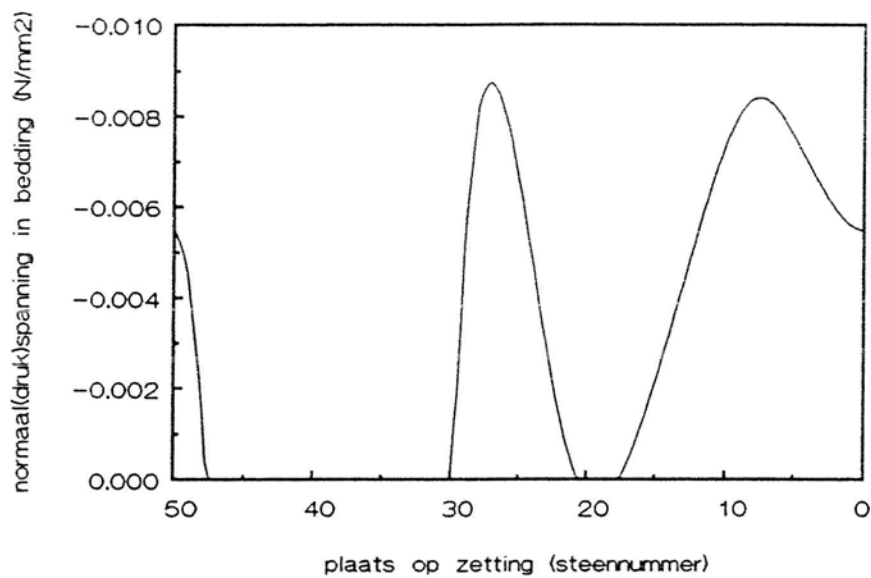


fig. V.9 normaalspanningsverloop in de bedding bij $n = n_{\text{divergentie}} = 18.1$, voor $t = 1.85$ sec. ('oneindig stijf topschot' model)

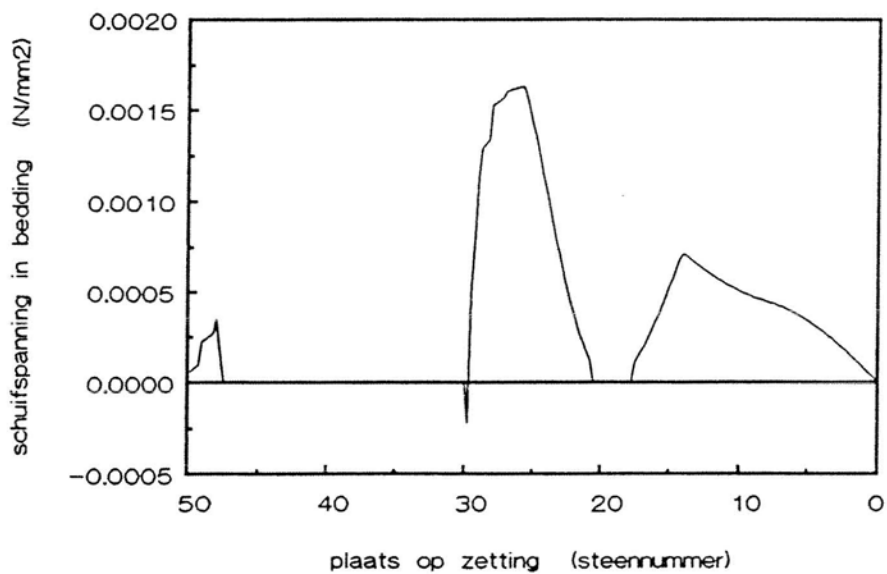


fig. V.10 schuifspanningsverloop in de bedding bij $n = n_{\text{divergentie}} = 18.1$, voor $t = 1.85$ sec. ('oneindig stijf topschot' model)

V.2 Grafische uitvoer op $t=7.16/1.96$ sec.

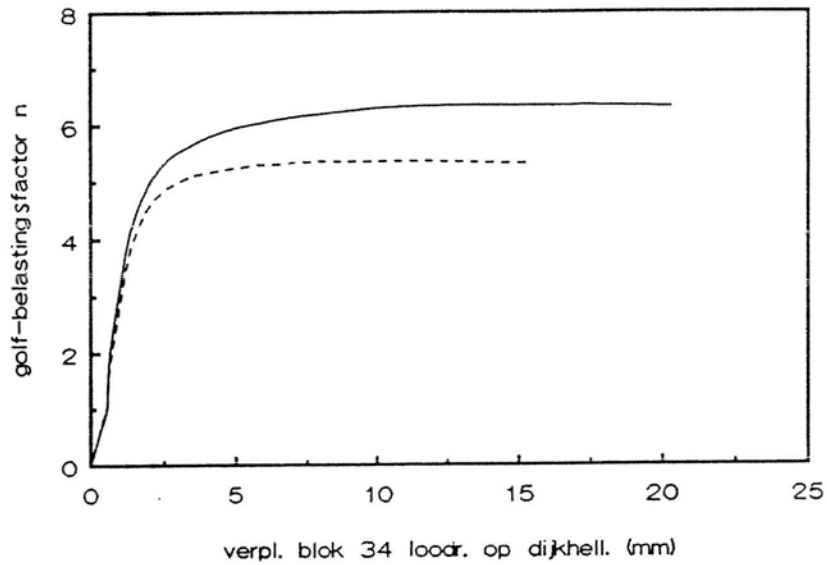


fig. V.11 verplaatsing blok 34 loodrecht op de dijkhelling op $t=7.16/1.96$ sec, uitgezet tegen de golfbelastingsfactor n

- a) - - - = 'geen topschot' model
 b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

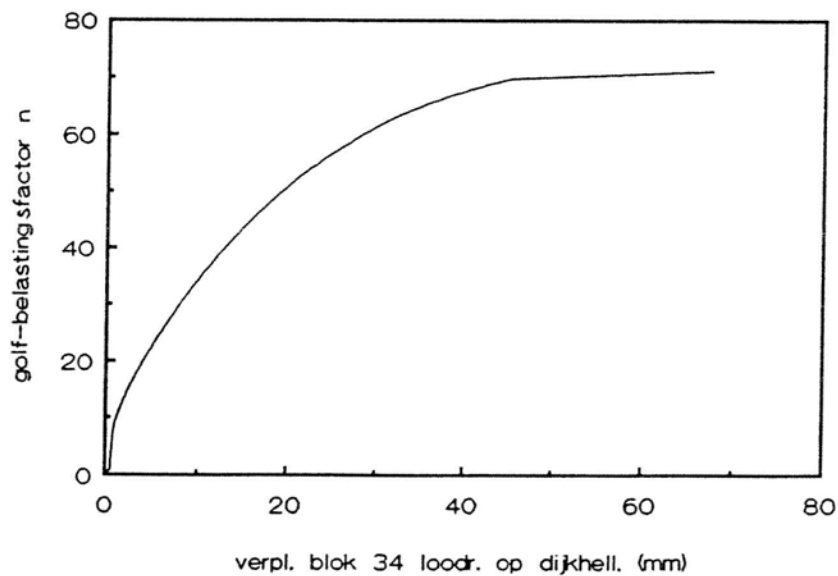


fig. V.12 verplaatsing blok 34 loodrecht op de dijkhelling, op $t=7.16/1.96$ sec, uitgezet tegen de golfbelastingsfactor n ('oneindig stijf topschot' model)

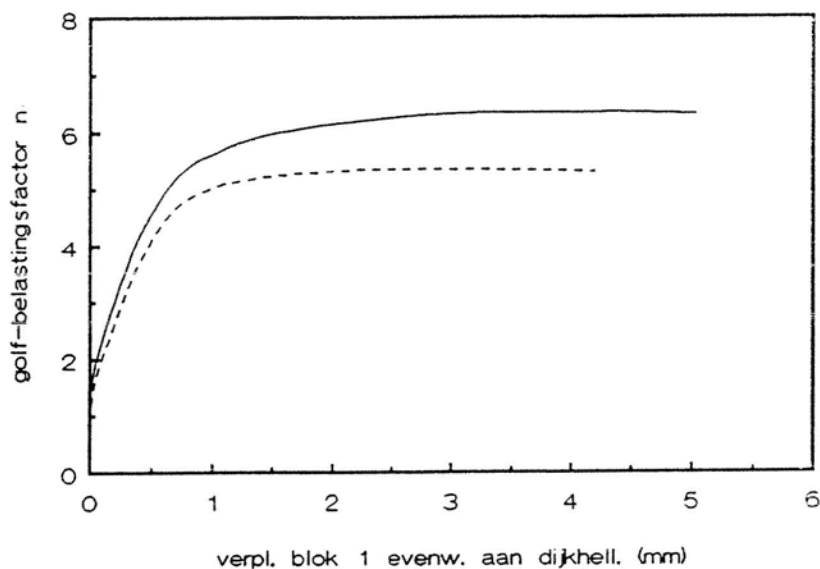


fig. V.13 verplaatsing blok 1 evenwijdig aan de dijkelling, op $t=7.16/1.96$ sec, uitgezet tegen de golfbelastingsfactor n

- a) - - - = 'geen topschot' model
- b) ——— = 'n.l. verend topschot' model

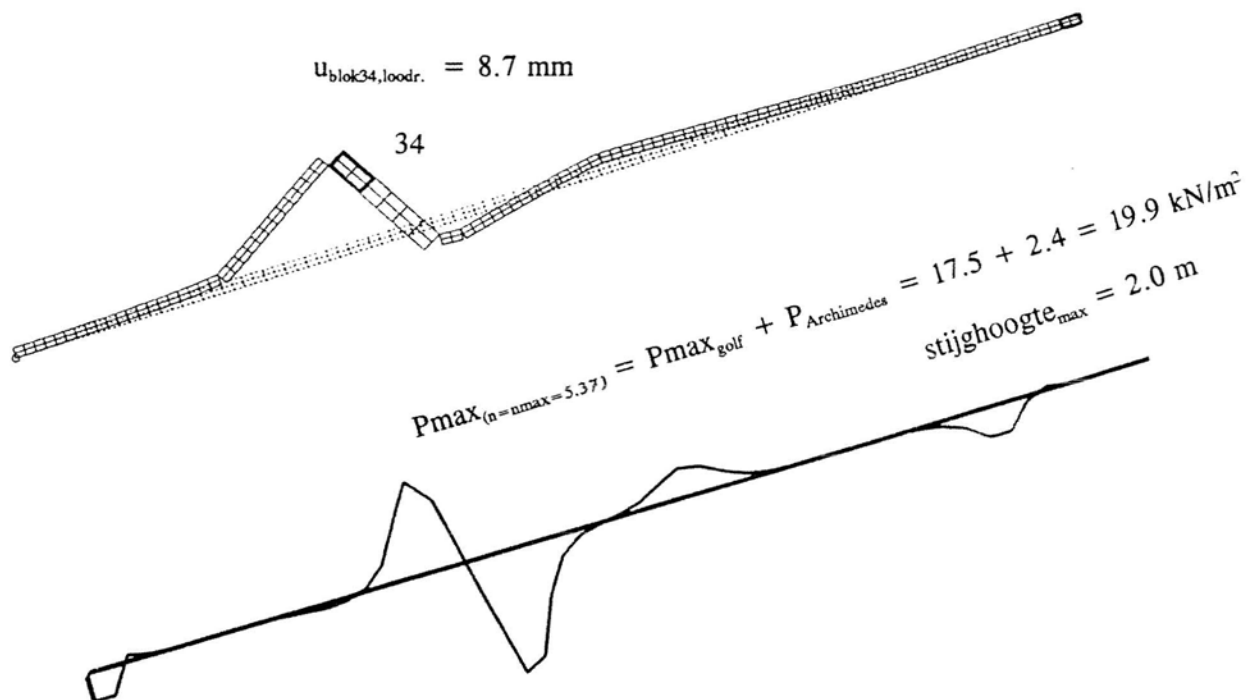


fig. V.14 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n=n_{max}=5.37$ ($t=7.16/6.35$ sec, 'geen topschot' model)

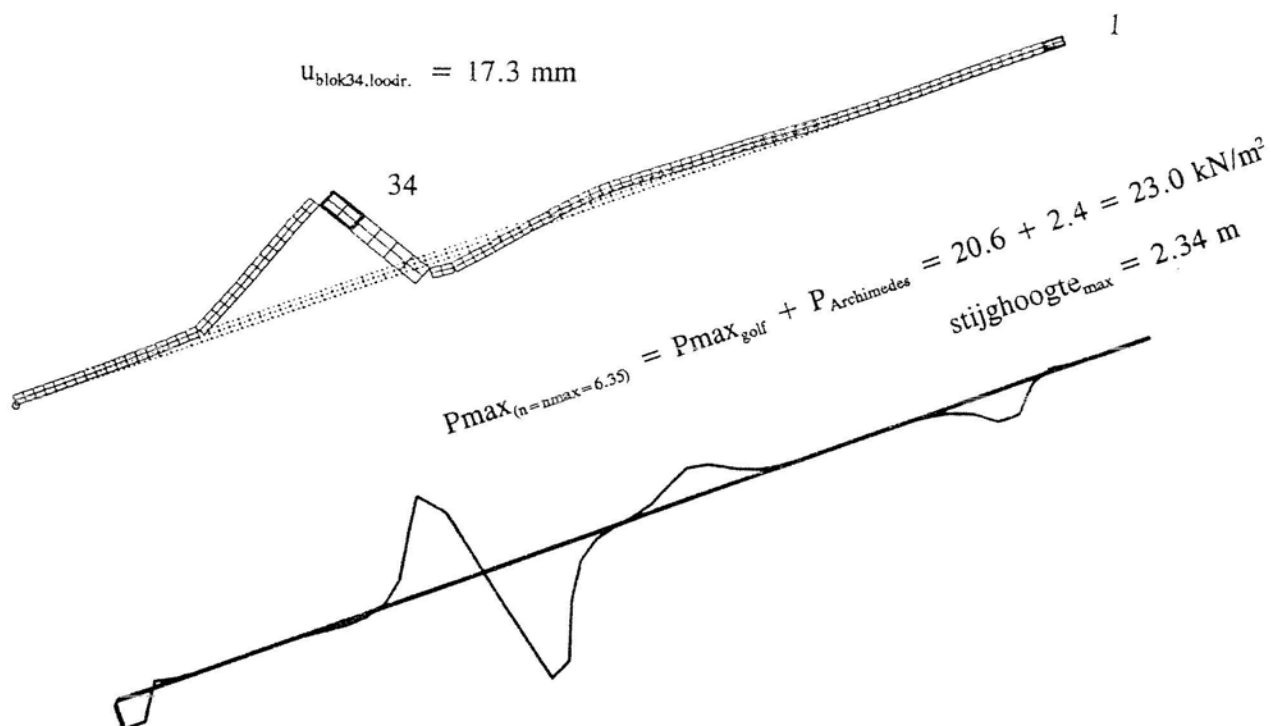


fig. V.15 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n=n_{\text{max}}=6.35$ ($t=7.16/1.96 \text{ sec}$, 'n.l. verend topschot' model)

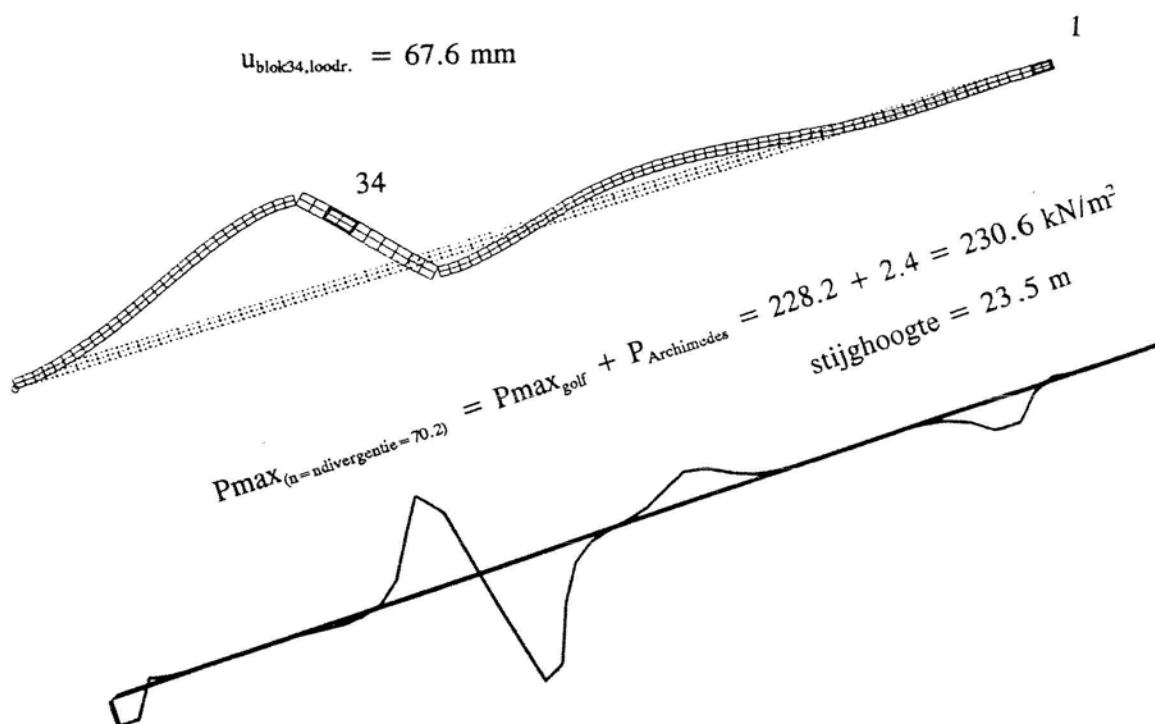


fig. V.16 opgeschaalde blokverplaatsingen en golfdrukverdeling bij $n=n_{\text{divergentie}}=70.2$ ($t=7.16/1.96 \text{ sec}$, 'oneindig stijf topschot' model)

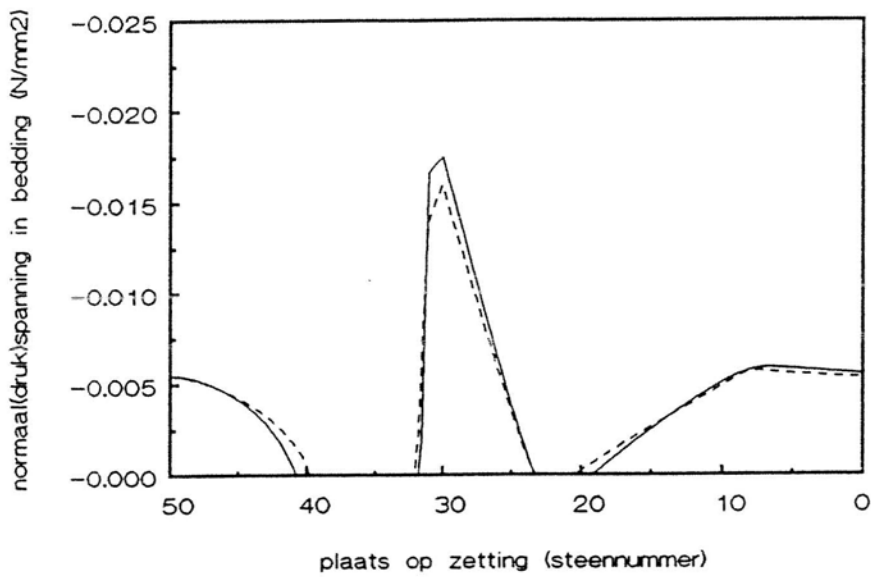


fig. V.17 normaalspanningsverloop in de bedding bij $n=n_{max}$, voor $t=7.16/1.96$ sec.

- a) - - - = 'geen topschot' model
 b) — = 'n.l. verend topschot' model

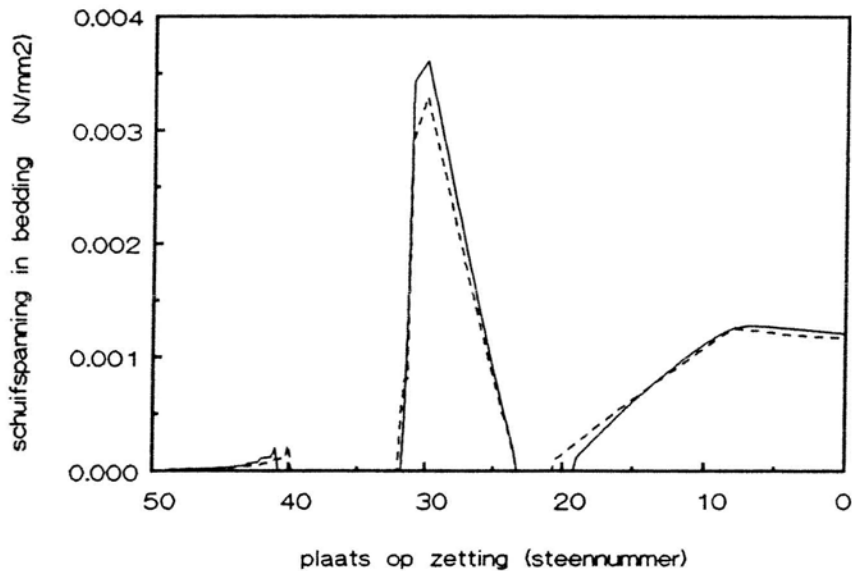


fig. V.18 schuifspanningsverloop in de bedding bij $n=n_{max}$, voor $t=7.16/1.96$ sec.

- a) - - - = 'geen topschot' model
 b) — = 'n.l. verend topschot' model

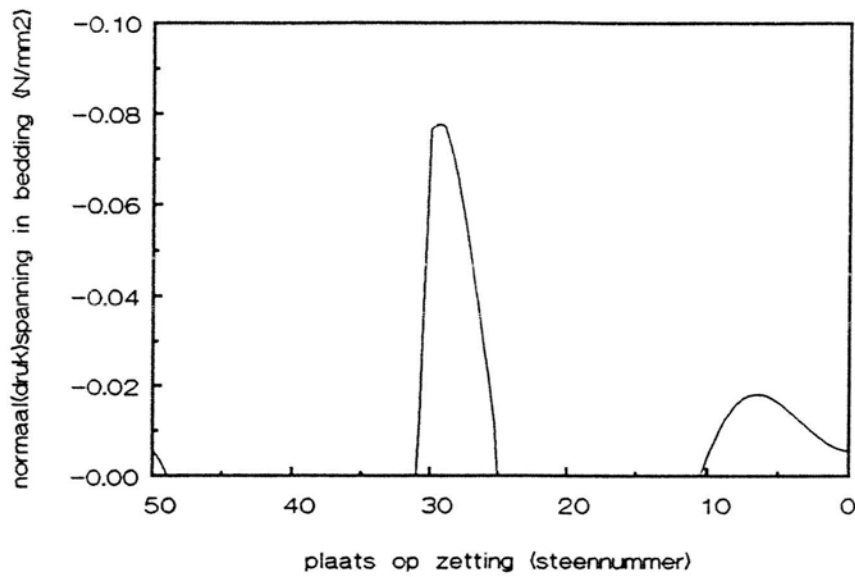


fig. V.19 normaalspanningsverloop in de bedding bij $n = n_{\text{divergentie}} = 70.2$, voor $t = 7.16/1.96$ sec. ('oneindig stijf topschot' model)

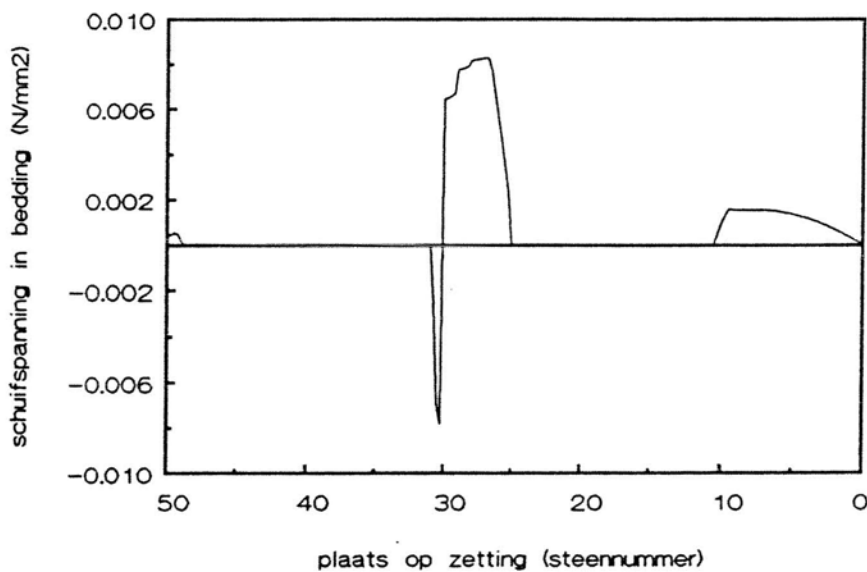


fig. V.20 schuifspanningsverloop in de bedding bij $n = n_{\text{divergentie}} = 70.2$, voor $t = 7.16/1.96$ sec. ('oneindig stijf topschot' model)

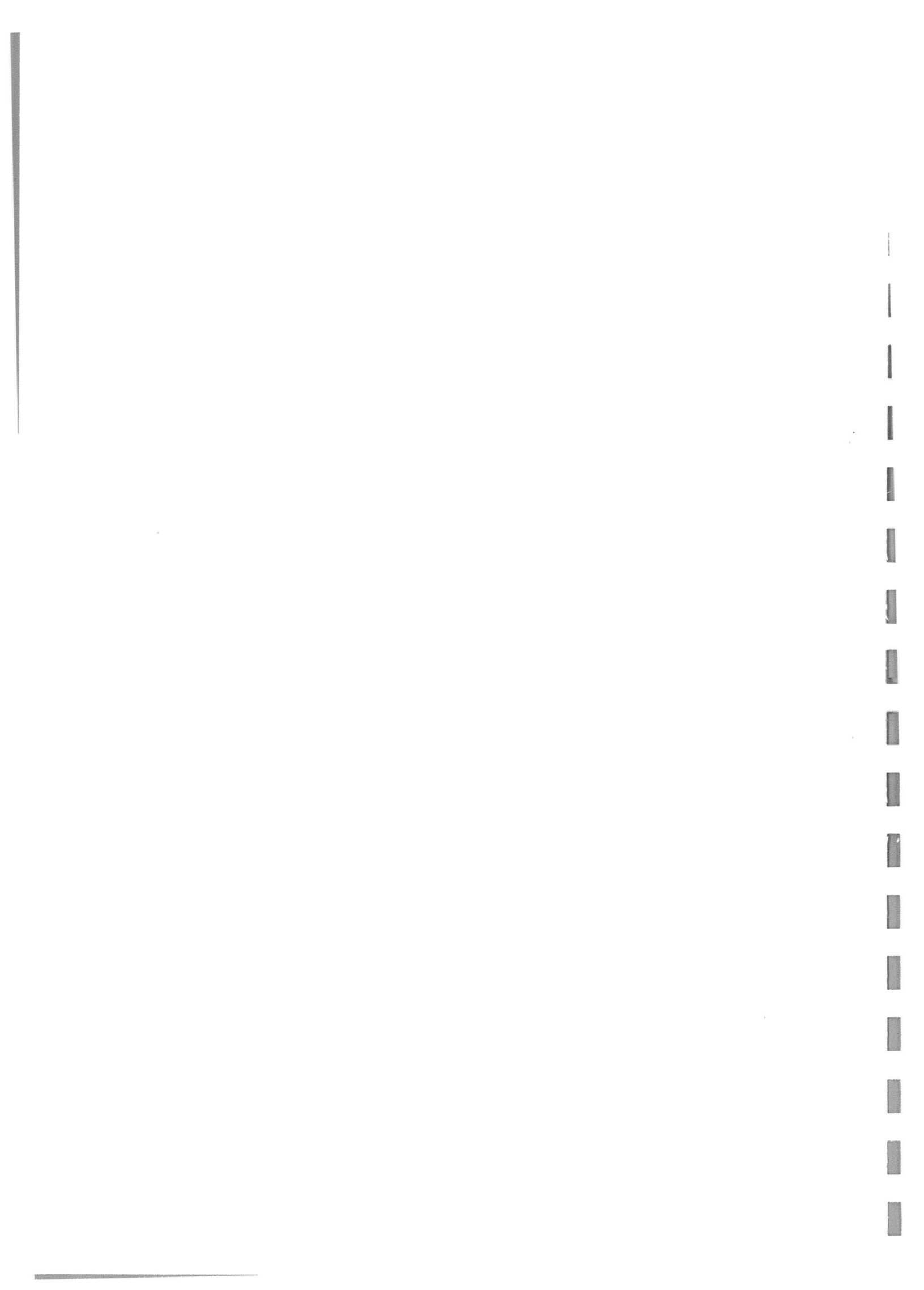
LITERATUUR

- [1] Bouma, A.L., (1985), *Mechanica van materialen en constructies, deel c : stabiliteit en aanvulling stabiliteit*, collegehandleiding, Technische Universiteit Delft, Faculteit der Civiele Techniek.
- [2] Rots, J.G., Schellekens, J.C.J., (1990), *Interface elements in concrete mechanics*, Proc. Second International Conference on Computer Aided Analysis and Concrete Structures SCI-C, Zell am See, Oostenrijk.
- [3] Borst, R. de (1990), *Computational methods in non-linear solid mechanics*, collegehandleiding, Technische Universiteit Delft, Faculteit der Civiele Techniek.
- [4] de Witte, F.C., Nauta, P., Kusters, G.M.A., (1987), *DIANA-Elementen-methode, Cursus-dictaat Statica, Handleiding*, TNO-Bouw, Rijswijk.
- [5] de Witte, F.C.(Ed.), (1993), *DIANA - User's manual*, gebruikershandleiding, TNO-Bouw, Rijswijk.
- [6] den Adel, H., Bezuijen, A., (1994), *Mechanische sterkte toplaag*, CO-346070/18, Grondmechanica Delft.
- [7] Schellekens, J.C.J., (1992), *Computational strategies for composite structures*, proefschrift, Technische Universiteit Delft, Faculteit der Civiele Techniek en TNO-Instituut voor Bouwmaterialen en Bouwconstructies, Rijswijk.
- [8] Rots, J.G., (1988), *Computational modeling of concrete structures*, proefschrift, Technische Universiteit Delft, Faculteit der Civiele Techniek en TNO-Instituut voor Bouwmaterialen en Bouwconstructies, Rijswijk.
- [9] Bakker, H.L., (1993), *Inklemeffecten/uitspoelen spleetvulling*, Notitie N 650, Dienst Wegen Waterbouwkunde, Delft.
- [10] Uijtewaal, F.J., (1994) *Trekproeven aan drie-dimensionaal houten blokkenmodel*. Meetrapport A2.94.14., Grondmechanica Delft.
- [11] Vrijling, J.K., Vrouwenvelder, A., (1986) *Probabilistiek bij ontwerp van steenzettingen*, notitie TAW-1, Delft.

- [12] Lourenco, P.B., Rots, J.G., Blaauwendraad, J., (1994), Implementation of an interface cap model for the analysis of masonry structures, Proc. EURO-C Conf. on Computational Modelling of Concrete structures (Eds. N. Bicanic, R. de Borst en H.Mang), Innsbruck.
- [13] Bezuijen, A., Burger, A., Klein Breteler, M., (1990), Taludbekleding van gezette steen, Dienst Weg- en Waterbouwkunde, Delft.
- [14] Klein Breteler, M., (1992), Taludbekleding van gezette steen, onderzoeksplan 1993-1994, Waterloopkundig laboratorium, Delft.
- [15] Klein Breteler, M., (1993), Concept Case studie Noord Schuddeland, betrouwbaarheidsfuncties voor dijkbekledingen, Waterloopkundig laboratorium, Delft.
- [16] Meijer, Th., (1994), Open taludbekledingen, invloed minimale klemkracht, A2.94.77, Waterloopkundig laboratorium, Delft.
- [17] den Adel, H., Stoutjesdijk, Th., (1992), Analyse natuurmetingen, trekproeven en doorlatendheidsmetingen, tussentijdse rapportage, CO-323940/4, Grondmechanica Delft.
- [18] Bezuijen, A., (1993), Taludbekleding van gezette steen, analyse aantal bewegende blokken bij scheve golfaanval, CO-340660/18, Grondmechanica Delft.
- [19] van den Berg, P., (1993), Over de stabiliteit van steenzettingen, notitie, CO-346070/9, Grondmechanica Delft.
- [20] Burger, A.M., (1985), Kans op schade voor een blokkenglooing, notitie voor de opzet van een probabilistische stabiliteitsberekening, Waterloopkundig laboratorium, Delft.
- [21] Burger, A.M., (1985), Veiligheidsbeschouwingen steenzettingen, deelrapport steenzettingen, CO-285580/2, Waterloopkundig laboratorium, Delft.
- [22] Rots, J.G., e.d., (1994), Constructief metselwerk, een experimenteel/numerieke basis voor praktische rekenregels, CUR-rapport 171, Gouda.
- [23] Bakker, H.L., (1991), Horizontale krachten in steenzettingen, notitie N 562, Dienst Weg- en Waterbouwkunde, Delft.

- [24] Rigter, B.P., e.d., (1993), Dimensionering van gezette taludbekledingen, DWW wijzer nr. 55, Dienst Weg- en Waterbouwkunde, Delft.
- [25] Pilarczyk, K.W., Burger, A.M., e.d., (1986-1988), Notulen TAW-1 vergaderingen, Waterloopkundig laboratorium, Delft.
- [26] Plooster, A., (1990), Tussentijdse rapportage eerste meetcampagne natuurmetingen op meetlocatie Noord-Beveland, april t/m juli 1990, Dienst Weg- en Waterbouwkunde, Delft.
- [27] FUGRO, (1991), Natuurmetingen op de Afsluitdijk ten behoeve van steenzetonderzoek, Basaltonzuilen. FUGRO b.v., M-0067, Leidschendam.
- [28] FUGRO, (1992), Natuurmetingen op de zeedijk nabij Breskens ten behoeve van steenzetonderzoek, Basaltonzuilen, FUGRO b.v., M-0073, Leideschendam.
- [29] FUGRO, (1993), Natuurmetingen aan PIT-polygoonzuilen aan de Nieuwe Waterweg te Maassluis ten behoeve van steenzetonderzoek, FUGRO b.v., M-0111, Leidschendam.
- [30] Lourenco, P.B., Rots, J.G., (1993), Fracture simulations of masonry using non-linear interface elements, Proc. Sixth North American Masonry Conference (Eds. A. Hahmid et al.), Philadelphia, U.S.A.
- [31] Zienkiewicz, O.C., Taylor, R.L., (1991), The Finite Element Method, volume 2, Fourth edition, McGraw-Hill, London





 **TU Delft**



Ministerie van Verkeer en Waterstaat

Directoraat-Generaal Rijkswaterstaat



Dienst Weg- en Waterbouwkunde



**GRONDMECHANICA
DELFT**

Technische
Adviescommissie voor de
Waterkeringen