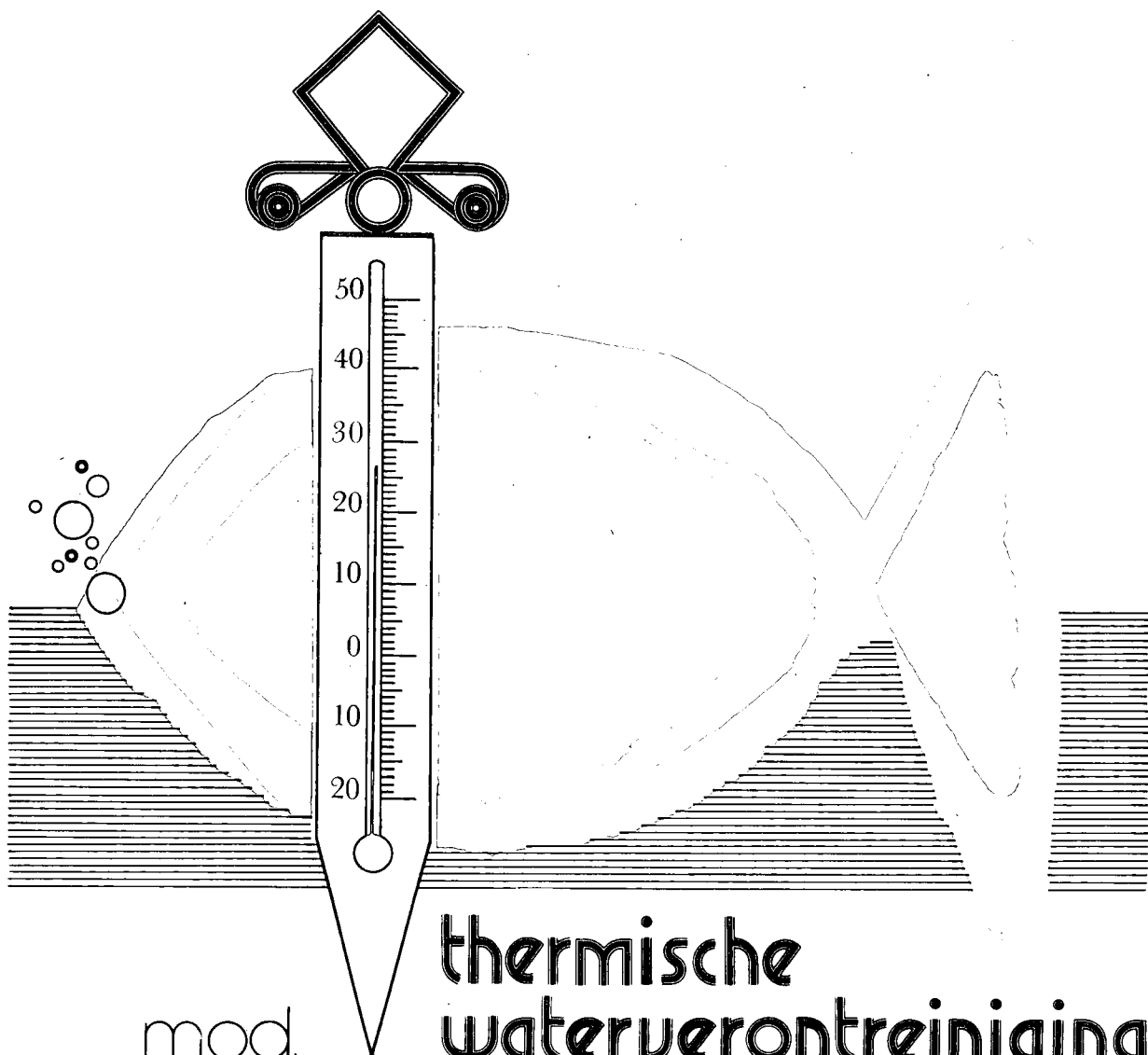


WATERBOUWKUNDIG
LABORATORIUM 1974



mod.
295-4

**thermische
waterverontreiniging
in de westerschelde**

WATERBOUWKUNDIG LABORATORIUM
borgerhout antwerpen



ministerie van openbare werken
bruggen en wegen
bestuur der waterwegen

MODEL 295 - 4
THERMISCHE WATERVERONTREINIGING
IN DE WESTERSCHELDE

INHOUDSTABEL.

Inleiding.

Hoofdstuk I Beschrijving van het wiskundig model.

- § 1 Algemeenheden.
- § 2 De transportvergelijking.
- § 3 Numerische uitwerking van het wiskundig model.
 - a. Eindige differentie benaderingen.
 - b. "Double Sweep".
 - c. Stabiliteit.
 - d. Programma IMPLIDIF.
- § 4 Controle van de dispersiecoëfficiënt K.
- § 5 Invloedslijnen.

Hoofdstuk II Exploitatie van het wiskundig model.

- § 1 De gekende thermische belasting van de Schelde.
- § 2 Berekening van de belastingstoestand 1976 en 1980.
- § 3 De doorsteek van de Bocht van Bath.
- § 4 Temperatuursexces bij beperking van de lozingen der centrales.
 - a. Gebruik van luchtkoeling.
 - b. Toelaatbare koelwaterlozingen te Doel en te Kallo.
 - c. Toelaatbare uitbreiding van het vermogen der centrales.

Hoofdstuk III Berekening betreffende de invloed van de temperatuur op de verontreinigingsgraad en het zuurstofgehalte.

- § 1 Temperatuursverloop.
- § 2 Temperatuursafhankelijkheid der konstanten.
- § 3 Berekening van B.O.D.₅ en zuurstofgehalte.

Hoofdstuk IV Kritisch onderzoek van het wiskundig model.

Inleiding.

- § 1 Het stationair hydraulisch regime.
 - a. De halftij-geometrie.
 - b. Debieten.

- § 2 Eendimensioneel model.
- a. Beperkingen.
 - b. Lokale spreiding.
 - c. Keuze van de afhankelijk veranderlijke.
 - d. Invloed en keuze van de randvoorwaarden.
- § 3 De verliescoëfficiënt G. Theorie, literatuuronderzoek, grenzen.
- a. Afleiding van de theoretische benadering.
 - b. Praktische toepassing.
 - c. Literatuuronderzoek.
 - d. Grenzen van G.
 - e. Invloed van de keuze van G op de berekeningsresultaten.
- § 4 Voorstellen ter verbetering van het wiskundig model.

Besluit.

- Aanhangsel : 1 : Double Sweep methode.
2 : Stabiliteit van het numeriek schema.
3 : Gegevens betreffende het programma.

- Bibliografie.
- Lijst der bijlagen.
- Bijlagen.

x x

x

INLEIDING.

Gedurende de laatste decennia werd op min of meer kleine schaal koelwater geloosd door de industrieën gevestigd langs linker- en rechteroever van de Schelde in de omgeving van Antwerpen, alsmede door de elektrische centrale opwaarts Antwerpen.

De toenemende industrialisatie van het Antwerpse havengebied alsmede de toenemende vraag naar elektrische energie, waardoor men genoodzaakt werd grote elektrische centrales in de nabijheid van de Schelde te Antwerpen op te richten, heeft een aanzienlijke uitbreiding van de koelwaterlozingen tot gevolg gehad.

Daar de voorzieningen voor de toekomst wijzen op een belangrijke verdere uitbreiding, werd door het Waterbouwkundig Laboratorium met een één-dimensionaal mathematisch diffusiemodel de invloed van de koelwaterlozingen op de temperatuur van het Scheldewater nagegaan.

Deze studie staat tevens in verband met de onderhandelingen tussen Nederland en België voor de verbetering van de bevaarbaarheid van de Westerschelde.

Onderhavig verslag bevat vooreerst een beschrijving van het mathematisch model, en een samenvatting van de resultaten van de berekeningen die gedurende het laatste kwartaal van 1973 ten dienste van het Baalhoekoverleg werden uitgevoerd.

In een tweede deel worden de opvatting van het wiskundig model, de verschillende parameters die in deze studie voorkomen en de hypothesen die werden gemaakt, kritisch onderzocht. Dit onderzoek resulteert in enkele opmerkingen ter verbetering van het ééndimensionaal wiskundig model voor de berekening van de thermische waterverontreiniging van de Westerschelde.

HOOFDSTUK I. BESCHRIJVING VAN HET WISKUNDIG MODEL.

§ 1. ALGEMEENHEDEN.

De invloed van een koelwaterlozing kan weergegeven worden door de temperatuurstijging die zij veroorzaakt. In deze studie houdt men geen rekening met de warmte die reeds in de Schelde aanwezig is, buiten elke menselijke tussenkomst om. De temperatuur die in deze omstandigheden door zuiver meteorologische en geofysische factoren aan het Scheldewater wordt opgelegd, noemt men de natuurlijke temperatuur. Deze temperatuur wordt hier als referentietemperatuur gekozen. De temperatuurstijging, veroorzaakt door menselijke tussenkomst, in de vorm van lozingen van warm water, noemt men de excestemperatuur. De nul van de excestemperatuur komt dus overeen met de natuurlijke temperatuur.

De warmte van een koelwaterlozing is onderhevig aan de transportfenomenen die optreden in een tijrivier. Ten gevolge van het bestaan van een bovendebiet ontstaat een transport door advectie of meestroming. Door de turbulentie en door de tijbeweging ontstaat een neiging tot homogenisatie, t.t.z. het diffusief transport gekenmerkt door de diffusiecoëfficiënt K . Door de interactie tussen lucht en water ontstaat een verlies van warmte naar de lucht, gekenmerkt door een warmteuitwisselingscoëfficiënt G . Men kan het transportfenomeen op verschillende manieren beschrijven. In deze studie werd een ééndimensionaal model met permanente stroming bij een halftij-geometrie gehanteerd.

Eéndimensionaal betekent dat men veronderstelt dat de excestemperatuur volgens breedte en diepte niet varieert, maar enkel langs de langsas van de rivier. Permanente stroming bij halftij-geometrie beduidt dat de tijbeweging niet in de advectieterm, maar wel in het diffusief transport wordt ingerekend. Het waterpeil langsheen de rivier is bepaald als de gemiddelde stand halverwege hoogwater en laagwater.

Op deze wijze werd 100 km Schelde, vanaf de monding, 2 km afwaarts Vlissingen tot de wegbrug te Temse, 6 km opwaarts de Rupelmonding, geschematiseerd. Deze afstand is onderverdeeld in 50 vakken met ieder een lengte van 2000 m. (zie bijlage 1.) In elk vak is de excestemperatuur konstant. Voor de scheidingsvlakken van elk vak is de natte doorsnede A (m^2) en de dispersiecoëfficiënt K (m^2/s) gegeven, in elk vak is het volume V (m^3) en de gemiddelde

diepte H (m) gegeven. Al deze waarden zijn geldig bij halftij en werden ontleend aan het verslag van ir. Smets over de "Hydrodynamische aspecten in de studie van de verontreiniging der oppervlaktewateren" [6] *. Enkel de trapvormige dieptes uit dit rapport werden verbeterd. Een overzicht van deze gegevens vindt men in bijlage 2.

§ 2. DE TRANSPORTVERGELIJKING.

De excestemperatuur is een maat voor de concentratie aan warmte. De verandering van warmteinhoud van een riviervak wordt beschreven door vier termen :

- a) Transport door advection.
- b) Diffusief transport.
- c) Bronterm of toevoer.
- d) Verliesterm.

Zij q de concentratie aan warmte (cal/m³) dan luidt de vergelijking :

$$\frac{dq}{dt} = \underbrace{\frac{\partial q}{\partial t}}_a - v \underbrace{\frac{\partial q}{\partial x}}_b = \underbrace{\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (AK \cdot \frac{\partial q}{\partial x})}_b + \underbrace{\frac{\partial q_{in}}{\partial t}}_c - \underbrace{\frac{\partial q_{uit}}{\partial t}}_d \quad (1)$$

- waarin :
- A (x) natte doorsnede van de rivier (m²)
 - K (x) langse dispersiecoëfficiënt (m²/s)
 - v (x) snelheid van het water (m/s) positief gerekend naar afwaarts toe
 - x afstand vanaf de monding (m)
 - t tijd (sec)
 - q in toename aan concentratie door lozing van koelwater
 - q uit afname aan concentratie door verlies naar de lucht

De concentratie aan exceswarmte is gelijk aan het product van excestemperatuur θ , soortgelijke warmte C_p (cal per °C.kg) en soortgelijke massa ρ (kg/m³)

$$q = \theta \cdot \rho \cdot C_p \quad (2)$$

De lozing kan men schrijven als :

$$\text{lozing} = Q \cdot \Delta T \cdot \rho \cdot C_p \quad \text{cal/s} \quad (3)$$

*Cijfers tussen rechte haakjes verwijzen naar de bibliografielijst achteraan de tekst.

Met Q debiet van de lozing (m^3/s)
 ΔT temperatuuropvoer van de lozing ($^{\circ}C$)

Het verlies is evenredig met de excestemperatuur θ en met de horizontale wateroppervlakte F (m^2), de evenredigheidsfactor is G' (cal per $m^2 \cdot s \cdot ^{\circ}C$).

$$\text{verlies} = F \cdot \theta \cdot G' \quad \text{cal/s} \quad (4)$$

Het wiskundig model is hydrodynamisch stationair, de geometrie (A, K, \mathcal{V}), is uitgewerkt voor halftij. Bijgevolg beschrijft men het transportverschijnsel gemiddeld over een tijcyclus, en ook gemiddeld over de dwarsdoorsnede aangezien het ééndimensionaal is. De snelheid is dus gelijk aan R/A , waar R (m^3/s) het bovendebiet van de Schelde is.

Voor de numerische uitwerking wordt de rivier in vakken van 2 km onderverdeeld ($\Delta x = 2$ km). Om lozing en verlies in concentraties uit te drukken delen we door het volume \mathcal{V} (m^3) van zulk vak :

$$\frac{\partial q \text{ in}}{\partial t} = \frac{Q \Delta T}{\mathcal{V}} \cdot \rho \cdot C_p \quad (5)$$

$$\frac{\partial q \text{ uit}}{\partial t} = \frac{F}{\mathcal{V}} \cdot \theta G' \quad (6)$$

Definiëren we de gemiddelde diepte H van een vak als de verhouding tussen natte doorsnede A en breedte B , geldt :

$$H = \frac{A}{B} = \frac{A \cdot \Delta x}{B \cdot \Delta x} \approx \frac{\mathcal{V}}{F} \quad (7)$$

De transportvergelijking wordt aldus :

$$\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\rho C_p}{A} \frac{\partial}{\partial x} \left[R \cdot \theta + AK \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + \frac{Q}{\mathcal{V}} \cdot \Delta T \cdot \rho \cdot C_p - \frac{\theta G'}{H}$$

of

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} \left[R \cdot \theta + AK \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + \frac{Q \Delta T}{\mathcal{V}} - \frac{\theta}{H} \cdot G' \quad (8)$$

met $G = \frac{G'}{\rho C_p}$

de snelheid van verlies van warmte naar de lucht.

Het wiskundig model is gebouwd op vergelijking (8). Indien de lozing en het bovendebiet R konstant in de tijd zijn moet bovenstaande vergelijking met twee randvoorwaarden worden aangevuld.

Na verloop van tijd wordt dan een stationaire oplossing bereikt :

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial t} = 0 \right)$$

waarbij lozing, verlies naar de lucht en transport uit het model in evenwicht zijn.

§ 3. NUMERISCHE UITWERKING VAN HET WISKUNDIG MODEL.

Voor de partiële differentiaalvergelijking (8) bestaat er geen analytische oplossing, daar A, K en H veranderen langs de x-as. Daarom moet de oplossing met behulp van een numeriek schema benaderd worden.

a. Eindige differentiaalbenaderingen.

Vergelijking (8) zal opgelost worden voor een aantal discrete punten in het (x - t) vlak, nl. voor punten op een rooster met tussenafstanden Δx en tijdstap Δt .

Bij een expliciete berekening zal men θ bepalen uit de waarden van de vorige tijdstap t en het vorige vak op $t + \Delta t$. Deze methode is eenvoudig en overzichtelijk, maar men is door stabiliteitsvoorwaarden gebonden aan zeer kleine tijdstappen Δt , zodat de berekeningsduur erg kan oplopen. In een impliciete methode schrijft men de excestemperatuur in het punt $(n \cdot \Delta x, j \Delta t + \Delta t)$ in functie van de excessen in de plaatsen $(n - 1) \Delta x$, $n \Delta x$ en $(n + 1) \Delta x$ op de tijdstappen $j \Delta t$ en $(j + 1) \Delta t$. Zodoende moet men een stelsel van N vergelijkingen oplossen, maar men is zeer vrij in de keuze van de tijdstap Δt . Daarom werd een impliciete methode verkozen. Hiertoe is de rivier verdeeld in N vakken met lengte Δx . De dwarsdoorsnede A is gegeven aan het begin van het vak. De diepte $H(n)$, dispersiecoëfficiënt $K(n)$, volume $V(n)$ en de temperatuursverhoging $\theta(n, t)$ zijn gemiddelde waarden voor het vak N. De nummering van de vakken gebeurt van afwaarts naar opwaarts, volgens de x-as. Er werd aangetoond dat het gebruik van centrale differenties voor

de term $\frac{\partial}{\partial x} (R \theta)$ grote schommelingen in de oplossing kan teweeg brengen [1, 2].

Daarom worden voorwaartse differenties gebruikt (t.t.z. tegen de stroomrichting in). We zullen $\frac{\partial f(x, t)}{\partial x}$ benaderen door :

$$\frac{\partial}{\partial x} f(x, t) \approx (1 - \alpha) \frac{f(x + \Delta x, t + \Delta t) - f(x, t + \Delta t)}{\Delta x} + \alpha \frac{f(x + \Delta x, t) - f(x, t)}{\Delta x} \quad (9)$$

met $0 \leq \alpha \leq 1$ waar α aangeeft hoever men de volgende tijdstap in de benadering betreft.

Er wordt dus aangenomen dat het debiet R en de lozing $Q \Delta T$ niet veranderen in de tijd. Voor niet konstante lozing of bovendebiet is de uitbreiding eenvoudig.

Volgende benaderingen werden gemaakt :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\theta(n, t + \Delta t) - \theta(n, t)}{\Delta t} \quad (9a)$$

$$\frac{1}{A(x)} \frac{\partial}{\partial x} [R \theta(x, t)] \approx \frac{R}{A(n) \Delta x} \left\{ \alpha [\theta(n+1, t + \Delta t) - \theta(n, t + \Delta t)] + (1 - \alpha) [\theta(n+1, t) - \theta(n, t)] \right\} \quad (9b)$$

$$\frac{1}{A(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left[A(x) K(x) \frac{\partial \theta(x, t)}{\partial x} \right] \approx \quad (9c)$$

$$\frac{\alpha}{A(n) \Delta x} \left\{ A(n+1) K(n+1) \frac{\theta(n+1, t + \Delta t) - \theta(n, t + \Delta t)}{\Delta x} - A(n) K(n) \frac{\theta(n, t + \Delta t) - \theta(n-1, t + \Delta t)}{\Delta x} \right\}$$

$$+ \frac{1 - \alpha}{A(n) \Delta x} \left\{ A(n+1) K(n+1) \frac{\theta(n+1, t) - \theta(n, t)}{\Delta x} - A(n) K(n) \frac{\theta(n, t) - \theta(n-1, t)}{\Delta x} \right\}$$

$$\frac{G}{H(x)} \theta(x, t) \approx \frac{G}{H(n)} \left[\alpha \theta(n, t + \Delta t) + (1 - \alpha) \theta(n, t) \right] \quad (9d)$$

Verder wordt het product $A(n) \Delta x$ vervangen door $\psi(x)$.

Als we alle vergelijkingen (9) in de transportvergelijking (8) invullen vinden we een vergelijking waarin zes excestemperaturen voorkomen. Deze zullen we nu oplossen met de zogenaamde "Double Sweep" of "Progonka" methode [3] voor de tijdstap $t + \Delta t$.

b. "Double Sweep" methode.

Deze methode gaat uit van volgende principes.

- Men kent de waarde van θ voor het tijdstip t uit de berekening van de vorige tijdstap of uit de beginwaarden.
- Aan de twee randen (vak 0 en vak N) is een waarde van θ gegeven.

Een transformatie van de vergelijking geeft volgende vorm :

$$a_n \theta(n-1, t + \Delta t) + b_n \theta(n, t + \Delta t) + c_n \theta(n+1, t + \Delta t) = d_n \quad (10)$$

voor elk vak n . De coëfficiënten a , b , c en d zijn gekend. In de matrix van dit stelsel vergelijkingen zijn alle elementen die niet aan de diagonaal raken gelijk aan nul. Uitgaande van de randvoorwaarden voor $x = 0$ ($n = 1$) kan men een recursieformule opstellen van de vorm :

$$\theta(n, t + \Delta t) = e_n \theta(n+1, t + \Delta t) + f_n \quad (11)$$

voor alle vakken. De coëfficiënten e_n en f_n worden bepaald aan de hand van een recursieformule uit a_n , b_n , c_n , d_n , e_{n-1} en f_{n-1} (voor $n = 1$ tot N).

In het vak N is $\theta(n+1, t + \Delta t)$ de opgelegde randvoorwaarde. Voor alle vakken kan men met vergelijking (11) de excestemperatuur $\theta(n, t + \Delta t)$ bepalen (voor $n = N$ tot 1). Deze werkwijze verklaart de benaming "Double Sweep". Voor meer details wordt verwezen naar de afleiding in aanhangsel 1.

c. Stabiliteit.

De oplossing van een eindige-differentievergelijking vereist dat de numerische fouten die in de berekening geïntroduceerd zijn, niet onbeperkt kunnen aangroeien. Deze eis wordt onderzocht door de fout als een Fourier-ontwikkeling [4]

te schrijven. Stel dat de fout $d(x)$ is, dan kunnen we voor de n -de tijd-stap schrijven :

$$d^n(x) = \sum_k d_k^n \exp i \omega_k x$$

waarin $i = \sqrt{-1}$ en ω_k de hoeksnelheid van de komponent k van de ontwikkeling; ω_k is begrepen tussen de grenzen $2\pi/L$ en $\pi/\Delta x$ als L de totale lengte van het model is. Bij een lineaire differentiaal-vergelijking kan men zich beperken tot het onderzoek van één enkele komponent. Stellen we $x = j \cdot \Delta x$, en laten we de index k weg, is deze komponent :

$$d_j^n = d^n e^{i j \omega \Delta x} \quad (30)$$

De stabiliteit eist nu dat de modulus :

$$\left| \frac{d^{n+1}}{d^n} \right| < 1 \quad (31)$$

Vullen we de komponent (30) in de vergelijking in, en stellen we de eis (31) dan vinden we als stabiliteitskriterium een eis voor de coëfficiënt α die in vergelijking (9) werd ingevoerd :

$$1/2 \leq \alpha \leq 1 \quad (40)$$

Voor de afleiding van dit criterium wordt verwezen naar aanhangsel 2.

d. Programma IMPLIDIF.

Bovenstaand numerisch schema wordt opgelost met het programma IMPLIDIF, uitgevoerd op de NCR-CENTURY 200 installatie van het Laboratorium. In aanhangsel 3 vindt men alle inlichtingen over dit programma, nl. :

- Lijst der symbolen en nodige gegevens. (3a)
- Schema van het programma (flowchart). (3b)
- Tekst van het programma. (3c)

Om de rekentijd te beperken wordt nagegaan of de verandering van gedurende tien tijdstappen klein genoeg is om de berekening te stoppen. Een bijkomend programma stelt de gebruiker in staat een grafische voorstelling van de eindtoestand te verkrijgen. In alle berekeningen werd een verliescoëfficiënt $G = 3,7 \text{ cm/h}$ aangenomen. De tijdstap der berekening was 745 minuten (1 tij). Het bovendebiet R is konstant over de ganse lengte van het model, en stemt overeen met een gemiddeld bovendebiet van de Schelde te Schelle.

Het past hier lic. L. van Zwieten te danken voor het uitvoeren van de numerische analyse en het programmeren van het wiskundig schema.

§ 4. CONTROLE VAN DE DISPERSIECOEFFICIENT K .

Daar de waarden van de langse dispersiecoëfficiënten K bepaald werden door een tastenderwijze narekenen van het zoutgehalte in de Schelde voor het jaar 1950 [5], moest worden nagegaan of deze waarden voor een meer recente periode nog aanvaardbaar zijn, en ook met het impliciet schema kunnen gebruikt worden. Vanaf 1 juli 1971 werd het zoutgehalte tweemaal per maand bij kentering laagwater gemeten in Hansweert, Waarde, Konijnenschor en aan de grens door het R.I.Z.A. (Rijksinstituut voor Zuivering van Afvalwater) van Nederlandse zijde.

Voor België werd door het P.I.V.H. (Provinciaal Instituut voor Hygiëne) gemeten aan de grens, te Doel, Boudewijnsluis, Pijtabak, Loodswezen en Burcht. Deze metingen gebeuren ten dienste van de Baalhoekcommissie. Door het model te beperken tot het deel Hansweert-Burcht en aldaar de gemeten waarden als randvoorwaarden aan te leggen, en door gebruik te maken van de tiendaagse gemiddelde bovendebieten te Schelle, werd met vergelijking (8) zonder verlies en bronterm het zoutgehalte nagerekend voor de periode juli 1971 tot december 1972. Met uitzondering van het begin van de herfst blijkt de overeenkomst tussen gemeten en berekende waarden tamelijk goed. Men moet rekening houden met het feit dat de gegevens voor $K.L.W.$ met met een halftijgeometrie verwerkt zijn en de randvoorwaarden geïnterpoleerd werden tussen de tweemaal per maand gemeten waarden. Uiteraard biedt deze controle geen zekerheid voor de delen van het model die in deze berekening niet betrokken werden.

§ 5. DE INVLOEDSLIJNEN.

Daar de differentiaalvergelijking voor θ lineair is, zijn de invloeden van twee lozingen optelbaar. Bijgevolg kan men gebruik maken van het begrip invloedslijn. Met invloedslijn $i_{m,n}$ wordt bedoeld de grafiek in het temperatuurafstandsvlak, die de excestemperatuur in vak m geeft, als gevolg van een eenheidslozing in een vak n . Als eenheidslozing wordt 100 Mcal/s gekozen. Indien men in het vak n een totaal van q Mcal/s loost, vindt men de excestemperatuur in vak m door de grafiek i_m af te lezen tegenover het vaknummer n , en deze waarde (in $^{\circ}\text{C}$ per 100 Mcal/s) te vermenigvuldigen met $q/100$. Met $G = 3,7$ cm/h en bovendebieten $R = 0, 50, 100$ m³/s werden de invloedslijnen $i_{28}, i_{30}, i_{33}, i_{35}$ en i_{40} berekend (zie bijlage 3 en 4). In bijlage 3 is ook de grafiek $i_{n,n}$ getekend t.t.z. de stijging van de temperatuur in het lozingsvak zelf. In deze bijlage vindt men weergegeven wat de invloed is van een spreiding van de lozing over 8 km (4km afwaarts en 4 km opwaarts het lozingspunt) om rekening te houden met de verplaatsing gedurende de tijd van het ontvangende water. In het verder verloop van de studie werden de lozingen als puntlozing ingebracht. Door het gebruik van deze invloedslijnen wordt het rekenwerk voor elk nieuw belastingsgeval tot een minimum herleid. De meeste beschouwingen die in dit verslag ontwikkeld zijn, steunen op deze berekende invloedslijnen.

HOOFDSTUK II. EXPLOITATIE VAN HET WISKUNDIG MODEL.

§ 1. DE GEKENDE THERMISCHE BELASTING VAN DE SCHELDE.

In een nota van 10 mei 1973, deelt de Heer ir. N. DEBROCK, Administrateur van de Antwerpse Zeediensten de waarden mee van de koelwaterlozingen in de Schelde en de toekomstvoorzieningen. Deze worden in onderstaande tabel I samengevat voor de jaren 1976 en 1980, twee referentie jaren voor de waterkwaliteit van de Schelde in het kader van het Baalhoekoverleg.

TABEL I		1976			Voorzieningen 1980		
Vaknummer	Plaats	Debiet m^3 / s	Opwarming ΔT $^{\circ}C$	Lozing Mcal/s	Debiet m^3 / s	Opwarming ΔT $^{\circ}C$	Lozing Mcal/s
47	Schelle	30	8	240		idem	
37	ESSO	0,5	10	5			
36	SIBP	2,5	10	25			
35	Kallo	11	15	165	25	15	375
30	Doel	22	15	330	44	15	660

De koelwaterlozingen te Schelle, Kallo en Doel geschieden door de elektriciteitscentrales van EBES. Een eerste koelwaterlozing van $11 m^3/s$ van de kerncentrale te Doel wordt voorzien vanaf de zomer van 1974. De andere lozingen gebeurden reeds vóór mei 1973. Bovenstaande tabel is niet volledig, ze omvat de gekende koelwaterlozingen. De lozingen van warm afvalwater (industrie, rioleringen) worden op dit ogenblik van de studie verwaarloosbaar geacht t.o.v. de zeer belangrijke lozingen van de centrales.

§ 2. BEREKENING VAN DE BELASTINGSTOESTAND 1976 EN 1980.

Met de geometrische gegevens van bijlage 2, de lozingen van tabel I en $G = 3,7 \text{ cm/h}$ werden voor beide jaren een zomersituatie met een bovendebiet van $40 \text{ m}^3/\text{s}$ en een wintersituatie met $R = 100 \text{ m}^3/\text{s}$ berekend.

In bijlage 5 en 6 worden de langsprofielen van de excestemperaturen getoond. De Belgisch-Nederlandse grens heeft een gebroken verloop en aan de linker-oever ligt zij in vak 29, terwijl de grootste lengte in vak 28 ligt (zie bijlage 1).

In volgende tabel worden de excestemperaturen voor deze vakken gegeven.

TABEL II	Bovendebiet $R(\text{m}^3/\text{s})$	Vak 28	Vak 29
1976	40	1.09 °C	1.50 °C
	100	1.26 °C	1.62 °C
1980	40	2.15 °C	2.97 °C
	100	2.42 °C	3.11 °C

Men merkt het grote verschil tussen beide vakken op, dat veroorzaakt wordt door de nabijheid van de lozing van de kerncentrale te Doel. Bovenstaande waarden, en de figuren van bijlage 5 en 6 zijn geldig onder halftij (als gemiddelden over een ganse tijccclus).

Bij kentering laagwater zal het temperatuursexces in de vakken 28 en 29 hoger zijn.

§ 3. DE DOORSTEEK VAN DE BOCHT VAN BATH.

Daar het beperken van de excestemperatuur aan de grens in direct verband staat met het verwezenlijken van de bochtafsnijding, dient men na te gaan welk de invloed van deze doorsteek op het temperatuursverloop zal zijn.

In een ééndimensionaal wiskundig model is het moeilijk de wijziging aan een dwarsdoorsnede voor zijn volle belang in te voeren. Volgende hypothesen werden gemaakt :

- a. De natte doorsnede A en het vakvolume zijn tot de doorsteek zelf beperkt. Bij een waterdiepte van 15 m is dit een trapezium met basis 400 m en topbreedte 600 m, dus $A = 7500 \text{ m}^2$ en $V = 15 \cdot 10^6 \text{ m}^3$.
- b. De diffusiecoëfficiënten blijven dezelfde als voor de Schelde zonder doorsteek. Aangezien het stromingsbeeld door de doorsteek gelijkmatiger is dan voorheen zou men zich aan kleinere K-waarden mogen verwachten. Om rekening te houden met het verwaarlozen van het noordelijk bekken houden we de huidige waarden aan. Het is trouwens onmogelijk deze waarden te voorspellen, aangezien men daarvoor over metingen van het zoutgehalte moet beschikken.
- c. De afstand Zandvliet-Vlissingen wordt ongeveer 2 km korter. Ter plaatse van de Bocht van Bath werd een berekeningsvak weggelaten.

De geometrie is dan als volgt : (tabel III, bijlage 7).

TABEL III	A(m ²)	V(m ³)	K(m ² /s)	H(m)
Vak 24	Zoals vroeger vak 23			
Vak 25	18 000	30 · 10 ⁶	93	7,3
26	7 500	15 · 10 ⁶	84	15
27	7 500	15 · 10 ⁶	75	15
28	7 500	15 · 10 ⁶	68	15
Vak 29	Zoals vroeger vak 29			

Met $G = 3,7 \text{ cm/h}$ werden de belastingstoestanden 1976 en 1980 nagerekend met bochtafsnijding (Tabel IV , bijlage 8 en 9).

TABEL IV	Bovendebiet R (m ³ /s)	Vak 28	Vak 29
1976	40	1.54°C	1.83°C
	100	1.70°C	1.91°C
1980	40	3.05°C	3.62°C
	100	3.25°C	3.66°C

Ten opzichte van de toestand zonder bochtafsnijding is het exces in vak 28 met 40 % gestegen bij 40 m³/s en met 35 % bij 100 m³/s. Voor vak 29 is dit respectievelijk 22 % en 18 %. In deze toestand wordt bij halftij een exces van 3 °C aan de grens steeds overschreden in 1980.

§ 4. TEMPERATUURSEXCES BIJ BEPERKING VAN DE LOZINGEN DER CENTRALES.

Gezien de hoge excestemperaturen aan de grens, berekend voor de toestand na realisatie van de bochtafsnijding, werd onderzocht welke middelen kunnen worden aangewend om de lozing van koelwater te beperken. Daar de industriële lozingen slechts een kleine invloed op de temperatuur aan de grens hebben en ook de centrale van Schelle te ver verwijderd is om een belangrijke rol te spelen, wordt in volgende beschouwingen enkel aandacht gegeven aan de lozingen te Kallo en te Doel.

Om de hoeveelheid warmte die in de Schelde wordt gestort te beperken, zijn er drie mogelijkheden :

- a. Een voorkoeling van het lozingswater.
- b. Een beperking van de capaciteit van de centrale.
- c. Een combinatie van beide maatregelen.

In volgende artikels worden deze maatregelen onderzocht.

a. Gebruik van luchtkoeling.

Een koeltoren met natuurlijke trek kan de hoeveelheid warmte die in de rivier zou geloosd worden verminderen met :

70 % in de herfst

50 % in de winter en in de zomer

40 % in de lente

Deze rendementen hangen af van de luchttemperatuur, luchtvochtigheid, e.a. Daar deze voorkoeling van het geloosde water een uitgebreide en kostelijke installatie vergt, wordt enkel onderzocht welke winst in excestemperatuur kan gerealiseerd worden als men de eenheden die men tussen 1976 en 1980 in bedrijf wil stellen, hiervoor uitrust : Zodoende heeft men volgende situatie :

Centrale Kallo : (vak 35)

in 1976 : $11 \text{ m}^3/\text{s}$ bij $\Delta T = 15 \text{ }^\circ\text{C}$ of 165 Mcal/s
tegen 1980 een uitbreiding met $14 \text{ m}^3/\text{s}$ bij $\Delta T = 15 \text{ }^\circ\text{C}$.

Centrale Doel : (vak 30)

in 1976 : $22 \text{ m}^3/\text{s}$ bij $\Delta T = 15 \text{ }^\circ\text{C}$ of 330 Mcal/s
tegen 1980 een uitbreiding met $22 \text{ m}^3/\text{s}$ bij $\Delta T = 15 \text{ }^\circ\text{C}$.

In functie van de verschillende koeltoren-rendementen vindt men volgende lozingen : (tabel V).

TABEL V		Kallo (vak 35)			Doel (vak 30)		
* bijkomende belasting		Debiet	Opwar-	Lozing	Debiet	Opwar-	Lozing
** totale lozing		m^3/s	ming	Mcal/s	m^3/s	ming	Mcal/s
			$^\circ\text{C}$			$^\circ\text{C}$	
	1976	11	15	165	22	15	330
1980	herfst	+ 14 *	4,2 *	224**	+ 22 *	4,2 *	422**
	winter, zomer	+ 14	7,5	270	+ 22	7,5	495
	lente	+ 14	9	291	+ 22	9	528
	zonder koeling	+ 14	15	375	+ 22	15	660

De andere lozingspunten worden ingerekend zoals hoger (tabel I).
 Samengevat komt men aldus tot volgende resultaten (tabel VI) voor de vakken 28 en 29 :

TABEL VI		Rendement van de koeltoren	Vak 28		Vak 29	
Jaar	boven-debiet R(m ³ /s)		met door-steek	zonder door-steek	met door-steek	zonder door-steek
1976	40	-	1.54°C	1.09°C	1.83°C	1.50°C
	100	-	1.70	1.26	1.91	1.62
1980	40	50 % (z)	2.30	1.62	2.72	2.24
	100	70 % (h)	2.17	1.61	2.44	2.07
	100	50 % (w)	2.48	1.84	2.79	2.37
	100	40 % (l)	2.63	1.96	2.96	2.51
1980	40	-	3.05	2.15	3.62	2.97
	100	-	3.25	2.42	3.66	3.11

Uit deze resultaten blijkt dat de excestemperatuur, bij gebruik van luchtkoeling, in de nadeligste situatie (lente), beneden 3 °C blijft in de vakken 28 en 29, als de doorsteek gerealiseerd is, en beneden 2,5 °C in de huidige configuratie van de Schelde. Zonder luchtkoeling kan aan deze voorwaarden niet voldaan worden.

b. Toelaatbare koelwaterlozingen te Doel en te Kallo.

Met de methode der invloedslijnen kan men op eenvoudige wijze het exces in vak m bepalen ten gevolge van lozingen in een aantal vakken :

$$\theta_m = X_{n1} \cdot i_{m,n1} + X_{n2} \cdot i_{m,n2} + X_{n3} \cdot i_{m,n3} + \dots \quad (41)$$

waarin n_1, n_2, n_3 de vaknummers zijn van de lozingsvakken en $X_{n1}, X_{n2}, X_{n3}, \dots$ de lozingen in die vakken, uitgedrukt in eenheidslozingen van 100 Mcal/s.

De coëfficiënten $i_{m,n}$ zijn voor een punt m, afwaarts van alle lozingen het grootste bij groot bovendebiet ($R = 100 \text{ m}^3/\text{s}$). Om de excestemperatuur aan de grens te bepalen, stellen we ons aan de veilige kant, en beschouwen we het exces in vak 29. Stel dat aan de grens de temperatuursstijging tot θ_T ($^{\circ}\text{C}$) moet beperkt blijven :

$$\theta_{29} = X_{30} \cdot i_{29,30} + X_{35} \cdot i_{29,30} + \theta_{29} \text{ (andere)} < \theta_T \quad (42)$$

θ_{29} (andere) is de temperatuursverhoging te wijten aan de lozingen van tabel I met uitzondering van Doel en Kallo. Dit exces bedraagt $0,25 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (zowel in de huidige toestand als met de bochtafsnijding). Dus :

$$X_{30} \cdot i_{29,30} + X_{35} \cdot i_{29,30} < \theta_T - 0,25 \text{ }^{\circ}\text{C} \quad (43)$$

De waarde van de invloedscoefficiënten is als volgt :

- zonder bochtafsnijding :

100 Mcal/s geloosd te Doel geeft $0,33 \text{ }^{\circ}\text{C}$ in vak 29

100 Mcal/s geloosd te Kallo geeft $0,19 \text{ }^{\circ}\text{C}$ in vak 29

- met bochtafsnijding :

100 Mcal/s geloosd te Doel geeft $0,39 \text{ }^{\circ}\text{C}$ in vak 29

100 Mcal/s geloosd te Kallo geeft $0,22 \text{ }^{\circ}\text{C}$ in vak 29

Als toelaatbare stijging aan de grens (vak 29) worden twee waarden beschouwd :

$$\theta_T = 2,5 \text{ }^{\circ}\text{C} \quad \text{en} \quad \theta_T = 3 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

Met deze gegevens kan men berekenen welke combinatie van lozingen te Doel en te Kallo mogelijk zijn. Deze rechten worden in figuur 1 van bijlage 10 voorgesteld. In 1976 zal te Doel 330 Mcal/s en te Kallo 165 Mcal/s geloosd worden. Door de oorsprong van de grafiek in dit punt (A) te leggen vindt men de mogelijke uitbreiding van de lozingen na 1876 (figuur 2, bijlage 10). De nulpunten van deze laatste grafiek vindt men in onderstaande tabel VII :

TABEL VII	Uitbreiding van de lozing na 1976		
Schelde	θT	Lozing te Doel of lozing te Kallo	
zonder bochtafsnijding	2,5 °C	260 Mcal/s	of 445 Mcal/s
	3 °C	405 Mcal/s	of 710 Mcal/s
met bochtafsnijding	2,5 °C	152 Mcal/s	of 267 Mcal/s
	3 °C	285 Mcal/s	of 500 Mcal/s

Ter vergelijking zijn op figuren 1 en 2 de punten aangegeven van de lozingen in 1980 volgens tabel V (H = herfst, WZ = winter, zomer, L = lente, ZK = zonder luchtkoeling).

Omtrent deze mogelijke lozingen dient echter nog een voorbehoud gemaakt. Bij lage zomerdebieten zou de opwarming in het lozingsvak zelf sterk kunnen oplopen en 5 °C overschrijden. Bij 20 m³/s stijgt de temperatuur in vak 35 met 0,88 °C per 100 Mcal/s die in dat vak geloosd worden. Om 5 °C in dit vak niet te overschrijden moet de lozing tot 570 Mcal/s beperkt worden. In Doel is de eis bij de grens strenger dan de eis voor lokale opwarming. Deze beperking is ook in figuren 1 en 2 van bijlage 10 weergegeven.

c. Toelaatbare uitbreiding van het vermogen van de centrales na 1976.

Daar de lozingen maatgevend zijn, werden deze eerst berekend. Uitgaande van de mogelijke vergroting van de lozing kan men zich een idee vormen van de uitbreiding van het vermogen der centrales. Voor een klassieke centrale

(zoals Kallo) mag men aannemen dat elke geproduceerde kWh met een koelwaterlast van 1000 Kcal overeenkomt. Per 100 MWe wordt er door de kondensor 28 Mcal/s aan het koelwater afgegeven. Voor een nucleaire centrale, waar om veiligheidsredenen de stoomdruk lager wordt gehouden is het rendement van de Carnotcyclus lager en kan men 1500 Kcal per kWh aannemen. Per 100 MWe wordt er 42 Mcal/s door de kondensor afgegeven. Door tussen kondensor en lozingspunt een koeltoren in te schakelen, kan men de lozing drukken. Bij een lenterendement van 40 % voor de koeltoren met natuurlijke trek, is de lozing 16,8 Mcal/s en 25,2 Mcal/s per 100 MWe respectievelijk voor een klassieke en een nucleaire centrale. Rekenen we de nulpunten van de grafieken (fig. 2, bijlage 10) om naar vermogen :

TABEL VIII		Uitbreiding van het vermogen			
Schelde	θT	Voorkoeling	(of) Doel	(of) Kallo	Beperking Kallo
zonder bochtafsnijding	2,5°C	0 %	620	1590	<u>1450</u>
	3°C	0 %	964	2535	<u>1450</u>
	2,5°C	40 %	1032	2649	<u>2410</u>
	3°C	40 %	1607	4226	<u>2410</u>
met bochtafsnijding	2,5°C	0 %	362	<u>954</u>	1450
	3°C	0 %	678	1785	<u>1450</u>
	2,5°C	40 %	603	<u>1589</u>	2410
	3°C	40 %	1131	2976	<u>2410</u>

De nulpunten uit tabel VIII vinden we ook terug in bijlage 11. In deze grafieken is de beperking te Kallo ook weergegeven (vertikale lijnen). Zoals duidelijk blijkt, is Kallo, ondanks de beperking, steeds beter gelegen als een bepaalde temperatuur aan de grens niet mag overschreden worden. Dit heeft ertoe gebracht een andere mogelijkheid te beschouwen. Men zou het koelwater van de centrale van Doel lozen op de havendokken van de linkeroever, langswaar het via de sluis te Kallo in de Schelde wordt geloosd.

Hierdoor zou men én een voorkoeling én een betere lozingsplaats kunnen verkrijgen. Daar men ook op de grensovergang van het Baalhoekkanaal de temperatuurstijging tot θ_T °C moet beperken, kan men slechts beperkt lozen op de havendokken. Voor een toelaatbare stijging $\theta_T = 2,5$ °C zou men de centrale te Doel met een eenheid van 760 MWe kunnen uitbreiden, die $21 \text{ m}^3/\text{s}$ bij 15 °C opwarming loost in de havendokken. Hiervan wordt via de sluis te Kallo 53,5 Mcal/s in de Schelde gebracht. Voor de uitbreiding van Kallo rest dan nog $267 - 53,5 = 213,5$ Mcal/s of 760 MWe.

Voor een toelaatbare stijging $\theta_T = 3$ °C kan men $27,3 \text{ m}^3/\text{s}$ bij 15 °C opwarming lozen op de havendokken, dit is een uitbreiding met 975 MWe te Doel. Te Kallo bedraagt de restwarmte nog 82 Mcal/s. Voor de centrale te Kallo rest bijgevolg slechts $405 - 82 = 323$ Mcal/s of 1156 MWe uitbreiding. (405 Mcal/s te Kallo wegens lokale beperking tot 5 °C). Wegens praktische bezwaren qua constructie, beheer en toevoer van vaste stoffen in de havendokken is dit project verworpen.

Zoals uit de cijfers van tabel VIII blijkt, is de realisatie van de bochtafsnijding nadelig voor de uitbreidingsmogelijkheden van de centrales. Met een criterium van de algemene temperatuurstijging aan de grens wordt de uitbreiding te Doel vooral beperkt. Te Kallo is vooral de plaatselijke opwarming een remmende factor.

Men mag niet uit het oog verliezen dat bovenstaande cijferwaarden een eerder benaderende en theoretisch karakter hebben, rekening houdend met de aangenomen hypothesen en met enkele onzekerheden, waarbij de ligging van de landsgrens in het ééndimensionale model zeker van groot belang is (vak 29 of vak 28).

HOOFDSTUK III. BEREKENING BETREFFENDE DE INVLOED VAN DE TEMPERATUUR OP DE VERONTREINIGINGSGRAAD EN HET ZUURSTOF-VERLOOP.

Een van de neveneffecten van de thermische verontreiniging is de versnelling van de biochemische reacties die een rol spelen in de zuurstofhuishouding. De hoeveelheid zuurstof die door zuiver water kan bevat worden, daalt met stijgende temperatuur.

§ 1. TEMPERATUURVERLOOP.

Om de invloed van de temperatuur te bepalen werd eerst een temperatuursverloop langs de Schelde berekend. In drie punten werd de maandelijkse gemiddelde watertemperaturen voor 1972 bepaald ; te Vlissingen, aan de grens en te Burcht. Tussen deze punten wordt een rechthoekig temperatuursverloop aangenomen. In tabel IX vindt men de aangenomen waarden.

TABEL IX	Afwaarts	Grens	Opwaarts
I. juli en augustus zomer	19 °C	20 °C	21,5 °C
II. juni en september	17 °C	17,5 °C	18 °C
III. mei en oktober	15 °C	16 °C	17 °C
IV. april en november winter	8 °C	9 °C	10 °C
V. maart en december	6 °C	7 °C	8 °C
VI. januari en februari	4 °C	4 °C	5 °C

In 1972 was de centrale van Kallo nog niet in bedrijf. De temperatuursstijging door de lozingen van Schelle , ESSO en SIBP zitten echter reeds in bovenstaande temperaturen. Voegt men nu de excessetemperatuur ten gevolge van de in 1980 voorziene lozingen van de centrales van Doel en Kallo aan het temperatuursverloop van tabel IX toe, vindt men het voorziene temperatuursverloop voor het jaar 1980.

Voor de maanden, aangeduid als zomermaanden (tabel IX) werd $40 \text{ m}^3/\text{s}$ als bovendebiet genomen. Voor de wintermaanden $100 \text{ m}^3/\text{s}$.

§ 2. TEMPERATUURSAFHANKELIJKHEID DER KONSTANTEN.

In de wiskundige formulering van de zuurstofhuishouding spelen drie konstanten een belangrijke rol [6] .

- Het zuurstofgehalte bij verzadiging G_v (mg/l).
- De tijdsconstante τ bij afbraak van BOD_5 (seconden).
- De reaëratiecoëfficiënt, α .

In "Modelling Techniques for siting large thermal power plants on industrialized estuaries", geeft B.L. Edge [7] enkele uitdrukkingen voor de temperatuursafhankelijkheid van deze konstanten :

$$G_v(T) = G_v(0^\circ\text{C}) - 0.41022 T + 0.007991 T^2 - 0.000077774 T^3 \quad (44)$$

$$\alpha(T) = \alpha(20^\circ\text{C}) \cdot 1.024^{(T - 20^\circ)} \quad (45)$$

$$\tau(T) = \tau(20^\circ\text{C}) / 1.047^{(T - 20^\circ)} \quad (46)$$

waarin T : de temperatuur van het water in $^\circ\text{C}$
 $G_v(0^\circ\text{C})$: de zuurstofverzadigings-waarde bij 0°C
 $\alpha(20^\circ\text{C})$: de reaëratiecoëfficiënt bij 20°C die van Vlissingen tot Temse verondersteld wordt te variëren van 0.0000290 tot 0.0000115
 $\tau(20^\circ\text{C})$: 890 000 seconden

De waarde $G_v(0^\circ\text{C})$ verandert ook in functie van het zoutgehalte van 12,14 mg O_2 per liter, bij 0°C te Vlissingen tot 14,45 mg O_2/l bij 0°C aan de Rupelmonding. Tussen de uiteinden van het model veronderstellen we $G_v(0^\circ\text{C})$ lineair. Door het temperatuursverloop langs de Schelde zullen de drie reactieconstanten van plaats tot plaats verschillen.

§ 3. BEREKENING VAN BOD₅ EN ZUURSTOFGEHALTE.

Voor de BOD₅ belasting werd aangenomen dat de voor 1980 voorziene zuiveringsinstallaties met een rendement van 100 % werken. Deze ideale 1980-toestand is uiteraard fictief, maar het is hier te doen om de invloed van de temperatuur te bepalen.

TABEL X		zomer	winter
Bovendebiet		40 m ³ /s	100 m ³ /s
BOD ₅ belas- ting	vak 45 : (Schelle)	100 ton/dag	175 ton/dag
	vak 39 : (Loodswezen)	10 ton/dag	10 ton/dag
	vak 28 : (grens)	20 ton/dag	20 ton/dag

Volgende 7 berekeningsgevallen werden onderzocht :

Met zomerbelasting (tabel X).

- a. Referentiegeval : T = 20 °C (konstant).
- b. Met temperatuursverloop juli en augustus 1980.
- c. Met temperatuursverloop mei en oktober 1980.
- d. Met temperaturen juli-augustus 1980 + 4 °C.
- i. Met temperaturen januari

Met winterbelasting (tabel X).

- e. Referentiegeval : T = 5 °C (konstant).
- f. Met temperatuursverloop januari-februari 1980.
- g. Met temperatuursverloop april-november 1980.

De resultaten van deze berekeningen zijn voorgesteld in bijlage 12 en 13. Voor de grens (vak 28) en voor vak 30 (geeft een idee van de toestand aan de grens bij K.L.W.) zijn de resultaten opgenomen in volgende tabel.

TABEL XI	vak 28			vak 30		
Berekeningsgeval	Temp. °C	BOD ₅ mg/l	O ₂ mg/l	Temp. °C	BOD ₅ mg/l	O ₂ mg/l
a.	20,0	1,9	5,8	20,0	2,4	4,6
b.	23,5	1,7	5,7	23,0	2,0	4,7
c.	19,5	2,2	5,9	19,0	2,7	4,6
d.	27,5	1,4	5,5	27,0	1,5	4,7
i.	7,5	3,8	6,6	7,0	5,0	4,3
e.	5,0	7,5	3,0	5,0	9,5	1,0
f.	7,5	7,4	3,0	7,0	9,3	1,0
g.	12,5	6,2	3,1	12,0	8,1	1,2

1. Allereerst dient opgemerkt dat er ter plaatse van de grens een grote gradiënt is in de zuurstofkromme (vgl. vak 28 en 30). Daar de berekende waarden voor halftijcondities gelden, is het zeer moeilijk te voorspellen wat het zuurstofgehalte aan de grens bij K.L.W. zal zijn.
2. Ondanks het verschillend verloop van de O₂-krommen blijft de waarde aan de grens praktisch gelijk bij dezelfde belasting (gevallen a , b , c , d , en i). De zuurstofkrommen snijden in vak 29.
3. De BOD₅ - waarden dalen bij stijgende temperatuur (vak 28 , 30).
4. Wil men BOD₅ en O₂ berekenen voor de grens, mag men in de zomer T = 20 °C en in de winter T = 5 °C aannemen, zonder rekening te houden met de thermische verontreiniging. Als men het verloop langs de Schelde wil kennen, dient men het temperatuursverloop op te geven.
5. Hoe lager de temperatuur, hoe groter de anaërobe zone.

HOOFDSTUK IV. KRITISCH ONDERZOEK VAN HET WISKUNDIG MODEL.

Bij het gebruik van een wiskundig model ter voorspelling van het gedrag van de fysische processen die zich afspelen in een tijrivier moet men zich rekenschap geven van de beperktheid van de simulatie.

In dit hoofdstuk wordt onderzocht welke de consequenties zijn van de verschillende werkhypothesen, die zijn :

- De ééndimensionale wiskundige formulering.
- De hydraulische toestand.
- De formulering van de verschijnselen van warmteuitwisseling.

§ 1. HET STATIONAIR HYDRAULISCH REGIME.

a. De halftij-geometrie.

Als hydraulische toestand van de Schelde wordt een in de tijd onveranderlijk waterpeil aangenomen. De geometrie (natte oppervlakte, volume, diepte) voor dit stationair regime is gegeven voor het waterpeil halverwege hoogwater en laagwater, een situatie die halftij wordt genoemd.

De getalwaarde voor deze geometrie werd aangenomen uit de rapporten van ir. Claeys [5] en ir. Smets [6]. De waterpeilen werden door hen berekend uit de gegevens voor het gemiddeld getij van 1950, zoals beschreven in deel 4 van "Stormvloeden op de Schelde" [8] .

Daar de tijvoortplanting in de Schelde groter werd in de loop der jaren, zijn ook de halftijcota's verhoogd. In het tienjaarlijks overzicht [9] der tijwaarnemingen 1961 - 1970 vindt men halftijcota's voor het gemiddelde tij van deze periode, die 10 tot 15 cm hoger liggen. In bijlage 14 zijn deze cota's getekend, tesamen met de halftijcota's voor het gemiddeld tij van 1970. Voor de studie van het transport van verontreiniging, wordt in het Thames-Report [10] aangeraden halftij enigszins anders te definiëren. Verondersteld dat er noch menging noch afbraak is, dan zullen twee watermonsters op verschillende plaatsen genomen, maar op tijdstippen zodanig dat het volume water tussen het punt van monsternamen en de grens van het tijgebied dezelfde is, dezelfde samenstelling hebben. Omdat het moeilijk is waterkwaliteit tegenover volume uit te zetten wordt volgende procedure gevolgd.

Voor een aantal punten wordt uit de hydrografische gegevens de variatie van de dwarsdoorsnede gedurende een tij bepaald. Met de aanname dat de dwarssectie van het ene profiel naar het volgende lineair verandert, kan men de volumes berekenen en voor elke tijdstap optellen vanaf elk profiel tot de opwaartse limiet. Het gemiddelde volume opwaarts van elk profiel gedurende een tij wordt dan berekend. Voor elk profiel kan hieruit het overeenstemmende waterpeil gevonden worden. Deze situatie noemt men "equivalent halftij". (Bij halftij, gedefinieerd als waterpeil halverwege HW en LW verschilt het opwaartse volume tussen halftij bij eb en halftij bij vloed.) Men kan dus op elk ogenblik en op elke plaats uitgaande van het opwaarts volume overgaan naar een equivalente halftij-positie in het estuarium. Deze werkwijze verdient nader onderzoek.

Het gebruik van een halftij-geometrie vereenvoudigt de berekeningen in grote mate. Indien men met een ogenblikkelijke Schelde wil werken, heeft men op elke plaats het verloop van snelheden en waterhoogten nodig, alsmede de gemiddelde diepte, de natte doorsnede en het volume in functie van het waterpeil. Dit heeft onmiddellijk een explosie aan nodige gegevens tot gevolg, en is met de huidige beschikbare rekenmiddelen van het Waterbouwkundig Laboratorium oorzaak van zeer lange berekeningstijden en moeilijke programmatie.

Het gebruik van een halftij-geometrie stelt ook verschillende problemen. Allereerst moet de menging door de tijbeweging ingebracht worden via de diffusiecoëfficiënten, die daardoor zeer groot zijn, en waarvan de fysische betekenis hierdoor erg ondoorzichtig wordt. Men berekent een soort gemiddelde toestand (gemiddelde over de dwarsdoorsnede, want 1-dimensionaal en gemiddelde over een tijcyclus, want stationair-halftij) die nooit met een meetbare toestand in natuur overeenkomt. Daardoor is vergelijking met de metingen die meestal bij kentering laagwater gebeuren onmogelijk en tevens vindt men niet de meest nadelige situatie die bijvoorbeeld voor een punt, afwaarts alle lozingen, bij K.L.W. optreedt.

Een bijkomend probleem is de plaats van de lozing. De watermassa waarin een continue lozing geschiedt beweegt tijdens een tijcyclus op en neer. De lozing gebeurt dus telkens in een "vers" volume water bij vloed, bij eb komen deze volumes voor de tweede maal voorbij de lozing. Nu is dit geen probleem bij een hydraulisch tijdsafhankelijk model, waar de lozing door haar topografische

gegevens bepaald wordt. Bij een halftij-model stelt zich de vraag of de lozing niet op een bijzondere manier dient te worden ingebracht.

Bijvoorbeeld :

- Spreiding over een halve tijweg naar opwaarts en naar afwaarts van het lozingspunt.
- Spreiding afwaarts het lozingspunt bij vloed en opwaarts bij eb.
- Het lozingspunt doen bewegen t.o.v. het "vaste" water.

In deze studie werd de koelwaterlozing ingebracht in het vak van het model dat met de topografische ligging van het lozingspunt overeen kwam. Het hier gestelde probleem in verband met eventuele spreiding blijft nog te onderzoeken.

b. Het bovendebiet.

Een ander hydraulisch gegeven is het bovendebiet R, waarvoor de waarden $100 \text{ m}^3/\text{s}$ voor de winter en $40 \text{ m}^3/\text{s}$ voor de zomer werden aangenomen. Deze debieten aan de opwaartse rand van het model komen overeen met bovendebiet te Schelle. Ter vergelijking zijn in tabel XII de gemiddelde waarden voor de periode 1949-1972 [11] gegeven, alsook de middelste waarde (mediaan) en de extremen.

TABEL XII Bovendebiet te Schelle (1949 - 1972)				
	Gemiddelde	Mediaan	Minimum	Maximum
Januari	184 m^3/s	155 m^3/s	70 m^3/s	372 m^3/s
Februari	184	170	61	346
Maart	141	140	58	221
April	106	85	47	247
Mei	67	60	30	158
Juni	55	50	23	110
Juli	50	45	15	119
Augustus	53	45	16	121
September	53	45	16	122
Oktober	67	65	23	147
November	115	100	36	235
December	166	135	43	562
winter (1e kw)	170	155	72	295
lente (2e kw)	76	65	35	145
zomer (3e kw)	52	45	16	120
herfst (4e kw)	117	85	36	307

§ 2. EENDIMENSIONAAL MODEL.

a. Het gevolg van het beschrijven van de Schelde in één dimensie is dat men geen lokale storingsen kan bestuderen. De berekende excestemperatuur is een gemiddelde over de breedte, de diepte en over een lengte Δx (2 km). Indien de lozing gebeurt achter een strekdam, of in een ondiepte zone kan dit niet worden ingerekend. Ook kan er geen rekening worden gehouden met het verschijnsel der gelaagdheid. Impliciet werd dus aangenomen dat in de Schelde de temperatuur konstant is over de breedte en over de vertikale. Er werd abstractie gemaakt van de horizontale spreiding van een warmwaterlozing nabij het lozingspunt hoewel dit laatste punt verder wordt onderzocht.

b. Verandering van de diepte H ter plaatse van een lozing.

Aangenomen dat de onmiddellijke spreiding van een lozing over een vak met lengte 2 km wellicht niet realistisch is, werd de hypothese vooropgesteld dat de koelwaters wellicht een tijd lang meer geconcentreerd blijven, of er wellicht een stratificatie optreedt nabij de lozing.

Om zich een idee te vormen van zo'n plaatselijk verschijnsel werd de diepte in het lozingsvak tot de helft herleid. Een proefberekening werd uitgewerkt met $R = 40 \text{ m}^3/\text{s}$, de geometrie met de bochtafsnijding bij Bath $G = 3,7 \text{ cm/h}$ en volgende lozingen :

240 Mcal/s in vak 47

5 Mcal/s in vak 37

25 Mcal/s in vak 36

375 Mcal/s in vak 35

660 Mcal/s in vak 30

Op bijlage 15 vindt men het verloop van de excestemperatuur voor het referentiegeval met onveranderde diepte, voor de berekening met halve diepte in vak 30 (Doel) en voor de berekening met halve diepte in vak 35 (Kallo). De invloed van de halvering van de diepte te Doel laat zich voelen tussen vak 20 en vak 38; voor Kallo van vak 25 tot vak 42.

Een gelijkaardige berekening werd uitgevoerd voor een kwart van de diepte. In onderstaande tabel XIII vindt men enkele getalwaarden.

XIII a	Kallo	Grens	XIII b	Doel	Grens
	θ_{35} °C	θ_{29} °C		θ_{30} °C	θ_{29} °C
referentie	4,33	3,62	referentie	4,57	3,62
halve diepte in vak 35	3,84	3,51	halve diepte in 30	3,91	3,10
kwart diepte in vak 35	3,13	3,36	kwart diepte in 30	3,05	2,41

Men kan deze berekening ook beschouwen als een test voor de gevoeligheid van het model voor de diepte H. Deze komt in de formule voor het verlies voor tengevolge van het integreren over de diepte van de differentiaalvergelijking. Als men het verlies per tijdseenheid schrijft :

$$G \cdot \theta \cdot F \cdot dt = - \gamma d\theta$$

met γ het volume en F het wateroppervlak, vindt men dat H in feite de diepte is, waarbij het volume water γ in een prisma met grondvlak F en diepte H te stockeren is. Zo blijkt bij dit rekenvoorbeeld een fout van 10 % in de diepte van vak 35 te leiden tot een fout van 0,1 °C in het lozingsvak. Eenzelfde fout op de diepte van vak 30 levert 0,13 °C verschil in vak 30 en 0,1 °C in vak 29.

c. Keuze van de afhankelijke veranderlijke.

Het transport van warmte wordt in het wiskundig model gekenmerkt door de verandering van de excestemperatuur. Waarom nu de excestemperatuur als parameter nemen en waarom niet de absolute temperatuur ?

Indien men met de absolute watertemperatuur werkt, kan men de warmtebalans ook formuleren. De absolute temperatuur bestaat uit de som van T_0 en θ waar T_0 de natuurlijke temperatuur en θ het excès is. De balansvergelijking kan men mits enige benadering splitsen in twee vergelijkingen: een voor T_0 en één voor θ .

De vergelijking voor θ verschilt in niets van de transportvergelijking die in deze studie gebruikt is. De vergelijking voor T_0 is echter veel ingewikkelder, en bevat veel meer weinig gekende parameters zoals de netto toevoer van warmte door zonnestraling die functie is van de hoogte van de zon, van de

graad van bewolking, van de stralingskarakteristieken van het water, die sterk afhangen van de vervuiling. Andere parameters zijn windsnelheid, windrichting, relatieve luchtvochtigheid, luchttemperatuur, geleiding naar lucht en bodem. Om dus te werken met de absolute temperatuur moet men T_0 bepalen. Aangezien we echter niet over alle gegevens van meteorologische aard kunnen beschikken en aangezien de weersomstandigheden langs deze 100 km Schelde verschillend zijn, hebben we ons beperkt tot het berekenen van het excess θ . Indien men beschikt over lange reeksen historische gegevens i.v.m. watertemperatuur en luchttemperatuur, kan men T_0 ook uit een correlatie tussen water en luchttemperatuur bepalen [10]. Over de Schelde zijn echter geen gegevens bekend van vóór de industriële expansie van het Antwerpse havengebied.

Een nadelig gevolg van het gebruik van een excestemperatuur is dat men het wiskundig model zeer moeilijk kan ijken. Inderdaad, zonder kennis van de natuurlijke watertemperatuur kan men uit metingen geen excestemperatuur vinden.

d. Invloed en keuze van de randvoorwaarden.

Aan de grenzen van het model moet men een betrekking of een waarde opgeven voor de excestemperatuur, vermits het wiskundig model deze waarden niet berekent.

De verschillende voorwaarden zijn :

$$\left. \begin{array}{l} \theta = \text{konstante} \\ \text{of} \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = \text{konstante} \end{array} \right\} \text{ in punt 1 of punt 50}$$

Voor het model werden volgende randvoorwaarden opgelegd :

$$\begin{array}{ll} \text{a. } \theta_1 = 0 & \theta_{50} = 0 \\ \text{b. } \left[\frac{\partial \theta}{\partial x} \right]_1 = 0 & \theta_{50} = 0 \\ \text{c. } \theta_1 = 0 & \left[\frac{\partial \theta}{\partial x} \right]_{50} = 0 \\ \text{d. } \left[\frac{\partial \theta}{\partial x} \right]_1 = 0 & \left[\frac{\partial \theta}{\partial x} \right]_{50} = 0 \end{array}$$

Alle tot dusver uitgevoerde berekeningen gebeurden met het eerste stel randvoorwaarden (a).

De voorwaarde $\left[\frac{\partial \theta}{\partial x} \right]_1 = 0$ wordt in het numeriek schema vertaald als

$$\theta_1 = \theta_2, \text{ idem zo : } \theta_{50} = \theta_{49}.$$

De randvoorwaarden (b) leveren geen merkbaar verschil met (a), aangezien $\theta_1 \approx \theta_2 \approx 0$ bij Vlissingen.

Met de verandering van de voorwaarde aan de opwaartse grens treedt een zeer groot verschil in de resultaten op. Immers door de voorwaarde $\theta_{49} = \theta_{50}$ stelt men het diffusief transport van warmte gelijk aan nul. De nabijheid van de lozing in vak 47 (centrale te Schelle) heeft tot gevolg dat θ_{49} verschillend is van nul, dus θ_{50} is verschillend van nul. Hierdoor wordt door de opwaartse grens van het model een hoeveelheid warmte toegevoerd, die gelijk is aan $\theta_{50} \times R$, waar R het bovendebiet is.

Aan de afwaartse grens die zeer ver van de lozingen ligt, is de gradiënt steeds kleiner en bijgevolg ook het diffusief transport. Stelt men daar echter θ gelijk aan nul, dan verhindert men de advectie van warmte uit het model. Deze is echter zeer klein, daar θ zeer klein is. Bijgevolg is de keuze van de randvoorwaarde aan de afwaartse rand van het model van weinig invloed.

Indien men de opwaartse grens van het model naar opwaarts verlegt, zal de temperatuur er niet meer door een afwaartse lozing beïnvloed worden. In dat geval zal ook daar de keuze van de randvoorwaarde zonder grote invloed zijn.

Met volgend voorbeeld werden deze verschillende randvoorwaarden vergeleken :

- $R = 40 \text{ m}^3/\text{s}$ bovendebiet
- $G = 3,7 \text{ cm/h}$
- geometrie zonder bochtafsnijding;
- lozingen :

vak 30	:	660 Mcal/s
vak 35	:	375 Mcal/s
vak 36	:	25 Mcal/s
vak 37	:	5 Mcal/s
vak 47	:	240 Mcal/s

In bijlage 16 is het langsverloop van de excestemperatuur gegeven voor gevallen a en c. Tussen a en b en tussen c en d was geen verschil. De randvoorwaarde $\theta_{50} = \theta_{49}$ levert een excestemperatuur van 3,18 °C op aan de opwaartse rand. De invloed van deze randvoorwaarde plant zich voort in vak 30. Het is dus wenselijk de opwaartse modelgrens een 10-tal kilometers te verleggen, tot het punt waar bij de voorkomende belasting θ opwaarts ≈ 0 en $\frac{\partial \theta}{\partial x} \approx 0$.

§ 3. DE WARMTEUITWISSELINGSCOEFFICIENT G.

De uitwisselings-verschijnselen aan het wateroppervlak zijn, straling, verdamping, geleiding en advectie (transport van warmte naar de lucht via het verdampte water). Deze processen hangen af van de meteorologische omstandigheden en van de excestemperatuur van het water, veroorzaakt door lozing van koelwater. Indien men de vergelijkingen die deze fenomenen beschrijven benaderd door reeksontwikkelingen, waarin enkel de termen van de eerste graad in de excestemperatuur behouden blijven vindt men dat de warmte die afgevoerd wordt en die haar oorzaak vindt in de lozingen, evenredig is met de excestemperatuur. De evenredigheidscoëfficiënt is het product van G met de densiteit van water ρ en de soortgelijke warmte van water C_p .

a. Afleiding van de vergelijkingen [12.]

Zij T_0 de natuurlijke temperatuur die de werkelijke temperatuur van het water is, indien de mens niet tussenkomt. Deze temperatuur streeft naar de evenwichtstemperatuur, bij welke de warmtetoevoer de warmteafvoer via de oppervlakte evenaart. Deze evenwichtstemperatuur is theoretisch en ondergaat grote en snelle schommelingen. Het water gedraagt zich als een zeer sterk gedempt systeem t.o.v. deze aangelegde evenwichtstemperatuur en bereikt deze dan ook bijna nooit.

Zij de netto warmteflux per cm^2 per dag Q_{NET} , dan is deze flux gelijk aan de som van verschillende energiefluxen nl. :

$$Q_{\text{NET}} = Q_{\text{IN}} - Q_{\text{S}} - Q_{\text{E}} - Q_{\text{G}} - Q_{\text{A}} \quad (45)$$

met

Q_{IN}	=	netto instraling van zon en lucht
Q_S	=	langegolfstraling van het water
Q_E	=	warmte nodig voor verdamping
Q_G	=	warmtetransport door geleiding
Q_A	=	warmtetransport door advectie

In de volgende paragrafen worden voor deze termen vergelijkingen opgesteld.

1. Langegolfstraling.

Hiervoor geldt de wet van Stefan-Boltzman :

$$Q_S = \epsilon \sigma (T_0 + \theta)^4 \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{d}$$

met

ϵ	=	emissiviteit van water (0.970)
σ	=	Stefan-Boltzman konstante : $1,171 \cdot 10^7 \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{d} \cdot \text{K}^4$
T_0	=	evenwichtstemperatuur in graden Kelvin (K)
θ	=	excestemperatuur in graden Celcius ($^{\circ}\text{C}$)

Breken we het binomiumna twee termen af :

$$Q_S \approx \epsilon \sigma (T_0^4 + 4 T_0^3 \theta) \quad (47)$$

De fout die zo wordt begaan is kleiner dan 1 % voor de voorkomende waarden van T_0 en θ .

2. Verdamping.

De hoeveelheid water die per dag verdampt, E (cm/d) is :

$$E = W \left[p_s (T) - p_a \right]$$

- met W : is de windfunctie (cm per dag en per millibar)
- $p_s(T)$: verzadigde dampdruk bij temperatuur van het wateroppervlak T (millibar)
- p_a : dampspanning van de lucht boven het water (millibar)

De functie $p_s(T)$ kan tussen 0 en 30°C geschreven worden als :

$$p_s(T) = \exp \left[63,042 - \frac{7139,6}{T} - 6,2558 \ln T \right] \quad (49)$$

Voor de windfunctie W bestaan er verschillende formules die we in volgende paragrafen zullen introduceren. Hier gebruiken we deze door Harbeck [13] gedefiniëerd :

$$W = \frac{0.00860}{A \cdot 0.05} \mu_2 \quad (50)$$

met μ_2 de windsnelheid 2 meter boven het wateroppervlak (mph) en A oppervlakte van het koelmeer in acres (1 acre = 4047 m²) (Voor de rivier is A functie van de windrichting, hierop gaan we niet verder in). De hoeveelheid warmte die nodig is voor de verdamping is gelijk aan het product van E met de verdampingswarmte :

$$Q_E = \rho \cdot W \left[p_s(T_o + \theta) - p_a \right] \left[L_o + S \cdot \theta \right] \quad (51)$$

Hierin is L_o de latente verdampingswarmte (cal/g) bij T_o , namelijk :

$$L_o = 595,9 - 0.545 (T_o - 273,16) \text{ cal/g} \quad (52)$$

en S : helling van L_o : $S = -0.545$

We ontwikkelen $p_s(T_o + \theta)$ als een Taylorreeks rond T_o :

$$p_s(T_o + \theta) = p_s(T_o) + \theta p'_s(T_o) + \dots$$

en

$$p'_s(T_o) = p_s(T_o) \cdot \left[\frac{7139.6}{T_o^2} - \frac{6.2558}{T_o} \right] \quad (53)$$

De fout die we zo begaan is van de orde van 5 % bij de waarden van T_0 en die in deze studie te pas komen. Men kan Q_E dus schrijven :

$$Q_E = \rho W L_0 \left[p_s(T_0) - p_a \right] + \rho W \theta \left\{ S \left[p_s(T_0) - p_a \right] + L_0 p'_s(T_0) \right\} \quad (54)$$

3. Geleiding.

Hiervoor beschouwt men de verhouding tussen het warmteverlies door geleiding en verdamping, de "Bowen-ratio". Deze wordt gegeven door :

$$\frac{Q_G}{Q_E} = \gamma \left[\frac{(T_0 + \theta) - T_a}{p_s(T_0 + \theta) - p_a} \right] \quad (55)$$

waarin T_a de luchttemperatuur in K en $\gamma = 0.61 P/1000$ met P de atmosferische druk in millibar.

Dus :

$$Q_G = \gamma \rho W L_0 \left[T_0 - T_a \right] + \gamma \rho W \theta \left[L_0 + S (T_0 - T_a) \right] \quad (56)$$

4. Advectie.

Volledigheidshalve wordt deze term meegerekend. Het verdampte water transporteert een zeker hoeveelheid warmte. Hiervoor moeten we een referentietemperatuur T_{ref} definiëren, ten opzichte waarvan men het energieniveau van het water bepaalt.

$$Q_A = \rho \cdot C_p \cdot E \left[(T_0 + \theta) - T_{ref} \right] \quad (57)$$

of

$$Q_A = \rho \cdot C_p \cdot W \left[p_s(T_0 + \theta) - p_a \right] (T_0 - T_{ref}) + \rho \cdot C_p \cdot W \left\{ \left[p_s(T_0) - p_a \right] + p'_s(T_0)(T_0 - T_{ref}) \right\} \cdot \theta \quad (58)$$

5. De energiebalans.

Schrijven we p_s voor $p_s(T_0)$, dan is de balans :

$$Q_{NET} = Q_{IN} - \epsilon \sigma T_0^4 - \rho W \left\{ L_0(p_s - p_a) + \gamma L_0(T_0 - T_a) + C_p(p_s - p_a)(T_0 - T_{ref}) \right\} - \theta \left\{ 4 \epsilon \sigma T_0^3 + \rho W \left[S(p_s - p_a) + L_0 p'_s \right] + \gamma \rho W \left[L_0 + S(T_0 - T_a) \right] + C_p \left[(p_s - p_a) + p'_s (T_0 - T_{ref}) \right] \right\} \quad (59)$$

In deze vergelijking komen twee delen voor :

- Het eerste deel onafhankelijk van θ .
- Het tweede deel lineair in θ .

Gezien deze vergelijking de randvoorwaarde aan de oppervlakte is, voor de transportvergelijking van warmte en T_0 en θ onafhankelijk zijn, valt deze vergelijking uiteen in twee differentiaalvergelijkingen, één voor T_0 en één voor θ . Deze vergelijking voor θ is een Fickiaanse vergelijking, met evenredigheidscoëfficiënt G .

Deze G is gelijk aan :

$$G = G_S + G_E + G_G + G_A \text{ cm/dag} \quad (60)$$

$$\text{met : I. } G_S = \frac{4 \epsilon \sigma T_0^3}{C_p \rho} \quad (61)$$

$$\text{II. } G_E = \frac{W}{C_p} \left\{ \left[S(p_s(T_0) - p_a) + L_0 p'_s(T_0) \right] \right\} \quad (62)$$

$$\text{III. } G_G = \frac{\gamma W}{C_p} \left[L_0 + S(T_0 - T_a) \right] \quad (63)$$

$$\text{IV. } G_A = W \left\{ \left[p_s(T_0) - p_a \right] + p'_s(T_0) (T_0 - T_{ref}) \right\} \quad (64)$$

b. Berekening van G met deze formule.

Aan de hand van de maandgemiddelde meteorologische*gegevens voor 1967 onderzoeken we nu de relatieve grootte van de termen van G. We stellen $T_{ref.} = T_0$, de coëfficiënt γ van Bowen wordt konstant 0.61 genomen, gezien de kleine variatie van de atmosferische druk.

Gegevens en resultaten worden in onderstaande tabellen weergegeven :

XIV a Maand	μ_2 km/h *	P millibar *	T_a °C *	P_a mb *	T_0		$P_s(T_0)$ mb	$P'_s(T_0)$	L_0 cal/g
					°C *	K			
Jan.	16,2	993,7	3,7	7,2	3,9	277,06	8,077	0,569	593,6
Feb.	21,2	991,2	5,9	7,6	5,95	279,11	9,319	0,645	592,5
Mrt.	22,7	992,0	7,4	8,2	7,45	280,61	10,330	0,707	591,6
Apr.	16,6	991,1	8,4	7,9	9,25	282,41	11,670	0,785	590,6
Mei	16,6	986,7	13,8	10,8	13,8	286,96	15,768	1,023	588,2
Juni	14,4	995,9	16,2	12,9	16,9	290,06	19,240	1,218	586,5
Juli	11,9	993,6	20,1	15,8	20,45	293,61	24,040	1,479	584,6
Aug.	14,0	990,9	17,9	14,7	19,65	292,81	22,870	1,416	585,0
Sept.	14,4	988,7	14,9	13,2	16,65	289,81	18,935	1,201	586,6
Okt.	22,3	986,6	12,2	11,6	13,6	286,76	15,565	1,012	588,3
Nov.	16,2	990,3	5,2	7,5	7,8	280,96	10,580	0,721	591,5
Dec.	17,6	991,6	2,7	7,0	4,6	277,76	8,482	0,594	593,2

XIV b	$P_s(T_o)-P_a$ mb	$(P_s(T_o)-P_a)S$ (62) +	$L_o+S(T_o-T)$ (63)	$L_o F'(T_o)$ (62)	G_E/W	G_G/W	G_A/W
Jan.	0,9	- 0,5	593	337,5	337	362	1
Feb.	1,7	- 0,9	592	382,0	381	361	2
Mrt.	2,1	- 1,1	591	418,0	417	360	2
Apr.	3,8	- 2,1	590	463,9	462	360	4
Mei	5,0	- 2,7	588	601,9	599	358	5
Juni	6,3	- 3,4	586	714,3	711	357	6
Juli	8,2	- 4,5	584	864,3	860	356	8
Aug.	8,2	- 4,5	584	828,2	824	356	8
Sept.	5,7	- 3,1	586	704,2	701	357	6
Okt.	4,0	- 2,2	587	595,2	593	358	4
Nov.	3,1	- 1,7	590	426,2	425	360	3
Dec.	1,5	- 0,8	592	352,2	351	361	2

+ zie formule (62)

XIV c	$\frac{G_E + G_G + G_A}{W}$	W	$G_E + G_G + G_A$ cm/d	$G_s(61)$ cm/d	G (60) cm/d	G (60) cm/h
Jan.	700	0.0656	45,9	9,7	55,6	2,32
Feb.	744	0.0859	63,9	9,9	73,8	3,08
Mrt.	779	0.0919	71,6	10,0	81,6	3,40
Apr.	826	0.0672	55,5	10,2	65,7	2,74
Mei	962	0.0672	64,6	10,7	75,2	3,14
Juni	1074	0.0583	62,6	11,1	73,7	3,07
Juli	1224	0.0482	59,0	11,5	70,5	2,94
Aug.	1188	0.0567	67,4	11,5	78,9	3,29
Sept.	1064	0.0583	62,0	11,1	73,1	3,05
Okt.	955	0.0903	86,2	10,7	96,9	4,04
Nov.	788	0.0656	51,7	10,1	61,8	2,58
Dec.	714	0.0713	50,9	9,7	60,6	2,52

*Gegevens watertemperatuur te Bath uit Jaarboek Rijkswaterstaat 1967. Windsnelheid te Antwerpen en andere meteorologische gegevens uit het "Klimatologisch Jaarboek voor 1967". van het Koninklijk Meteorologisch Instituut van België, Ukkel.

Voor het bepalen van W moest de oppervlakte A gekozen worden :

$$A = 1 \text{ km}^2 (\approx 250 \text{ acres})$$

Voor andere oppervlakten vindt men in onderstaande tabel de relatieve waarden van W :

XV.

A	=	10	100	250	500	2000 acres
W	=	1.32	1.05	1	0.97	0.91

Uit bovenstaand voorbeeld kan men in verband met het gebruik van maand-gemiddelden voor de bepaling van G , volgende punten aanstippen :

1. De invloed van de atmosferische druk P is te verwaarlozen (vgl. 55)
2. De term G_A is te verwaarlozen t.o.v. $G_E + G_G$ (vgl. 60)
3. In G_E (62) is de term $WS [p_s(T_o) - p_a] < 0,5 \%$ van G_E
4. In G_G (63) is de term $\gamma WS (T_o - T_a) < 0,2 \%$ van G_G
5. Men kan G benaderend schrijven :

$$G = \frac{W}{C_p} L_o [0.61 + p'_s(T_o)] + G_s \quad (65)$$

Hierin spelen enkel T_o en μ_2 een rol. Het feit dat men in de volledige formule voor G de andere meteorologische gegevens van een verder afgelegen station betreft, heeft weinig invloed op de waarde van G .

6. De uiterste waarden voor G zijn : 2,32 en 4,04 cm/h. De gemiddelde waarde is 3,01 cm/h.

c. Andere formuleringen voor G en W.

1) JOBSON [12] geeft ook een benaderende formule voor G:

$$G = (7 + 2,48 \mu_2) e^{0.035 T_0} \text{ cm/d}$$

μ_2 windsnelheid (km/h)

T_0 natuurlijke temperatuur (°C)

Met de watertemperaturen te Bath en de windsnelheid te Antwerpen vindt men voor 1967, 1968 en 1969 volgende waarden voor G (cm/h):

XVI	1967	1968	1969
Jan.	2.25	2.62	2.43
Feb.	3.06	2.26	2.26
Mrt.	3.42	2.96	2.43
Apr.	2.77	2.62	3.07
Mei	3.25	3.06	3.08
Juni	3.20	3.46	3.56
Juli	3.11	3.68	3.36
Aug.	3.46	3.38	3.79
Sept.	3.19	3.52	3.06
Okt.	4.19	3.03	2.77
Nov.	2.58	2.58	3.44
Dec.	2.48	2.12	2.17
gem.	3.08	2.94	2.17

2) HARLEMEN en RYAN [14] gaan uit van de veronderstelling dat het warmteverlies evenredig is met het excès t.o.v. de evenwichtstemperatuur.

Zij stellen grafieken op voor de verliescoëfficiënten i.f.v. temperaturen en luchtsnelheid, telkens voor een bepaald verschil tussen water en luchttemperatuur. Voor een verschil van 5,5 °C tussen water en lucht vindt men voor de maanden van 1967 de waarden in onderstaande tabel. Een moeilijkheid is het gebruik van de dauwpuntstemperatuur. De gebruikte windfunctie is van de vorm $W = a + b \mu_2$

XVII

Jan.	2.48 cm/h	Juli	3.51 cm/h
Feb.	3.15	Aug.	3.86
Mrt.	3.35	Sept.	3.35
Apr.	2.84	Okt.	3.96
Mei.	3.25	Nov.	2.70
Juni	3.35	Dec.	2.54
gem.	3.20		

3) In een studie van HINDLEY en MINER [15] worden de verliescoëfficiënten bepaald aan de hand van experimenten op een proefstelling waarbij verschillende bakken water op een pier in de Joachim-River (Californië) werden gevolgd. Bij een gemiddelde windsnelheid van 24 km/h, een oppervlaktetempe-
ratuur van 20 °C vinden zij een evenwichtstemperatuur van 16,7 °C.
De metingen leveren $G = 4,7$ cm/h en $G = 4,1$ cm/h, terwijl een bereke-
ning $G = 3,3$ cm/h levert. Hier ook worden de excessen beschouwd t.o.v.
de evenwichtstemperatuur.

4) Bij de studie [10] ondernomen in 1954 om de verontreiniging van de
Theems aan banden te leggen, werd een gemiddelde waarde van G berekend
door de warmtebalans voor het ganse estuarium op te stellen. Dit was mo-
gelijk omdat men over nauwkeurige gegevens over de lozingen beschikte, en
omdat men de natuurlijke temperatuur kan voorspellen aan de hand van bijna
100 jaar historische gegevens over de temperatuur van het Theems-water.
Als gemiddelde waarde werd $G = 4$ cm/h gevonden. Latere berekeningen ge-
beurden met $G = 3,7$ cm/h.

5) Bij de studie [16] van de koelcapaciteit van een stuwmeer in Arkansas (USA) werd de waarde van G bepaald aan de hand van volgende formule :

$$G = 15,7 + 0.051 (T_s - T_E) + (a + b \mu_2) \left[0,26 + \frac{p_s (T_s) - p_s (T_E)}{T_s - T_E} \right] \quad (67)$$

met

- p_s : verzadigingsdampdruk in mm Hg
- T_s : oppervlaktetemperatuur in °F
- T_E : evenwichtstemperatuur in °F
- $a + b\mu$: niet nader gepreciseerde windfunctie
- G : is uitgedrukt in British Thermal Units per sq ft.day. °F

Gezien het doel van de studie waren de excestemperaturen groot, de maximaal toegelaten watertemperatuur was 35 °C. De gevonden G-waarden variëren in functie van de temperatuur :

- voor januari van 1,52 tot 1,73 cm/h bij 5 °C tot 17 °C
- voor juli van 2,44 tot 3,65 cm/h bij 27°C tot 49 °C
- voor oktober van 1,73 tot 2,23 cm/h bij 17°C tot 27 °C

De berekeningen van deze studie werden op hydraulisch model gecontroleerd.

6) TICHÉRON en CHRISTIANSON [17] verwijzen in hun artikel naar de verliescoëfficiënt van verschillende Amerikaanse koelmeren en geven de evenwichtstemperatuur T_E .

XVIII Plaats	G(cm/h)	T _E (°C)
Portland, Oregon	2,6	30,6
Dallas, Texas	4,1	33
Bakersfield, Californië	3,4	31
Atlanta, Georgie	2,7	36,7
Boston, Massachusetts	3,7	30,6
Chicago, Illinois	4,1	31,7

7) WEMELSFELDER [18] gaat uit van de studie van jaarkurven voor water en luchttemperatuur, waaruit hij besluit dat het water de lucht met zijn daggradiënt volgt. Als hij dan de stijging per dag van de watertemperatuur uitzet tegenover het verschil tussen water-en luchttemperatuur, vindt hij een korrelatie. De helling van de kromme in het gebied der dalingen geeft hem de verliescoëfficiënt. Voor de maanden van april tot september vindt hij :

Ijsselmeer	te Stavoren	G = 3,6 cm/h
Rijn	te Lobith	G = 2,7
Maas	te Maastricht	G = 3,24
Maas	te Grave	G = 3,06
Rijn	te Gorinchem	G = 4,07

Als een goede benadering stelt hij $G = 3,6$ cm/h voor.

8) In België werd door BULTOT en DUPRIEZ [19] de verdamping bestudeerd. Aan de hand van de gemeten verdamping in waterbakken bepalen zij de windfunctie voor elk van de gebruikte hydrometeorologische waarnemingsstations. Voor gans België is deze windfunctie :

$$W = 0.0196 + 0.0025 \mu_2 \quad \text{cm/mb.d} \quad (68)$$

en voor het meetstation te Melle :

$$W = 0.0194 + 0.0031 \mu_2 \quad \text{cm/mb.d} \quad (69)$$

met μ_2 de windsnelheid op 2 meter hoogte (km/h).

Indien we in de berekeningen (zie § 2) de windfunctie van Harbeck door deze functies vervangen vinden we volgende resultaten voor 1967 :

XIX	W(België)	G(België) cm/h	W(Melle)	G(Melle) cm/h
Jan.	0.0601	2,16	0.0696	2,43
Feb.	0.0726	2,66	0.0851	3,06
Mrt.	0.0764	2,90	0.0898	3,33
Apr.	0.0611	2,53	0.0709	2,87
Mei	0.0611	2,89	0.0709	3,29
Juni	0.0556	2,95	0.0640	3,33
Juli	0.0494	3,00	0.0563	3,35
Aug.	0.0546	3,18	0.0628	3,59
Sept.	0.0556	2,93	0.0640	3,30
Okt.	0.0756	3,45	0.0885	3,97
Nov.	0.0601	2,39	0.0696	2,71
Dec.	0.0636	2,30	0.0740	2,61

Men kan met deze windfunctie ook een benaderende waarde van G berekenen.

Stel : W : windfunctie van Melle

L₀ : 590 cal/g en vervang p_s' door een lineaire benadering :

$$p_s' = 0,29 + t / 18 \text{ met } t = T_0 - 273,16$$

dan is G :

$$G = (273,16 + t)^3 \cdot 4,54 \cdot 10^{-7} + 590 (0,0194 + 0,003 \mu_2) (0,61 + 0,29 + \frac{t}{18})$$

in cm per dag.

Verder uitgewerkt is dit :

$$G = 19,54 + 0,74 t + (1,65 + 0,1 t) \mu_2 \quad \text{cm/d} \quad (70)$$

Deze benadering geeft voor 1967 minieme verschillen. Indien men hiermee ook de jaren 1968 en 1969 herrekenet vindt men resultaten die bijna gelijk zijn aan de benaderende formule van Jobson.

G(cm/h)	1967	1968	1969
Jan.	2,32	2,58	2,44
Feb.	2,98	2,31	2,29
Mrt.	3,31	2,89	2,46
Apr.	2,88	2,79	3,08
Mei	3,34	3,18	3,21
Juni	3,34	3,52	3,60
Juli	3,28	3,69	3,46
Aug.	3,53	3,47	3,77
Sept.	3,32	3,57	3,23
Okt.	4,03	3,17	2,99
Nov.	2,70	2,71	3,38
Dec.	2,50	2,21	2,23
XX. G met benaderende formule.			

Indien men nu deze berekende waarde aanvaardt als geldige benaderingen van de G-waarden die voor de Schelde van toepassing zijn kan men volgende besluiten trekken.

In een jaar varieert G per seizoen :

Winter : G = 2,4 cm/h

Lente : G = 3,0 cm/h

Zomer : G = 3,5 cm/h

Herfst : G = 3,2 cm/h

Het totale gemiddelde is 3,05 cm/h, en de uiterste waarden zijn 2,2 en 4 cm/h.

9) Volgens G. FLUGGE en H. SCHWARZE [20] van het Franzius Instituut te Hannover mag men voor de Duitse estuaria aannemen :

$G = 20 - 50 \text{ W/m}^2\text{°C}$ of 1,8 - 4,3 cm/h in de winter

$G = 50 - 100 \text{ W/m}^2\text{°C}$ of 4,3 - 8,6 cm/h in de zomer

Voor een studie in model vonden zij :

$G_{\text{model}} = 10 - 15 \text{ W/m}^2\text{°C}$ of $\approx 1 \text{ cm/h}$

10) HAYASCHI en SHUTO [21] geven volgende cijfers op :

windsnelheid : 0 m/s $G = 1,9 \text{ cm/h}$

2 m/s $G = 2,7 \text{ cm/h}$

4 m/s $G = 3,4 \text{ cm/h}$

d. Besluit.

Ondanks het feit dat de hier voorgestelde G-waarden meestal theoretische benaderingen zijn, schenkt de overeenkomst in de resultaten tussen de verschillende formules wel enig vertrouwen. Daar er bij gebrek aan natuur-

gegevens en historische gegevens geen andere methoden zijn dan deze en die van Wemelsfelder moet men zich op deze theoretische gegevens steunen.

De waarden die in de literatuur gevonden worden zijn dikwijls zeer specifiek voor een bepaalde studie en voor de (meestal zeer zuidelijke) ligging van de koelmeren. Anderzijds steunen de meeste methodes op de evenwichtstemperatuur, die zeer snel varieert (e.g. met de bewolking) met grote verschillen.

De spreiding van de G-waarden is tamelijk groot. Voor een periode van drie opeenvolgende jaren zijn de uiterste waarden 2,2 en 4 cm/h, dus van enkel naar dubbel. Het gemiddelde is 3,05 cm/h (de standaardafwijking is 0,48 cm/h).

In volgende paragrafen dient onderzocht welke de invloed is van een verandering van G op de berekende excestemperatuur.

e. Invloed van de verandering van de verliescoëfficiënt G op de berekende excestemperaturen.

Om de invloed van een andere G op het wiskundig model na te gaan, werden berekeningen gedaan met coëfficiënten van 0 tot $5 \cdot 10^{-5}$ Mcal/m² s. °C of van 0 tot 18 cm/h. De lozing gebeurde in vak 35 en bedroeg 1 G cal/s, bij een bovendebiet van 50 m³/s.

De resultaten van de berekeningen werden voor enkele profielen uitgezet in bijlage 17. Tevens worden op deze figuur de grenzen der G-waarden getekend, zoals ze uit de studie van deze coëfficiënt naar voor komen. Opgemerkt moet worden dat de grafieken een verschillend verloop hebben naargelang het profiel op- of afwaarts het lozingspunt ligt. Hierin spelen zowel de geometrie als de nabijheid van de opwaartse grens een rol.

Voor het domein der G-waarden dat in deze studie van belang is, (G = 2,2 tot 4 cm/h) is de invloed van G nog tamelijk groot. In bijlage 18 zijn de excestemperaturen getekend in hun verhouding tot deze bij G = 3,7 cm/h. Hoe groter de excestemperatuur, hoe kleiner de relatieve fout is, t.t.z. in het lozingsvak zelf is de fout door een andere G het kleinst. In bijlage 18 zijn deze temperaturen eveneens uitgezet relatief t.o.v. deze voor G = 3,05 cm/h.

Indien we aannemen dat G gelijk zou zijn aan 3,05 cm/h dan wordt door de aanname $G = 3,7$ cm/h in vak 28 een fout van 20 % begaan, in het lozingsvak zelf is de fout slechts 5 %.

XXI				
Excestemperaturen (°C)				
vak nr.	$G = 2,2$	$G = 3,05$	$G = 3,7$	$G = 4$ cm/h
25	1,1	0,6	0,45	0,3
28	2,2	1,4	1,1	1,0
30	3,7	2,6	2,2	2,0
33	6,8	5,5	5,0	4,8
35	9,9	8,7	8,1	7,8
37	4,9	4,0	3,6	3,4
40	1,4	1,1	1,0	0,8

§ 4. VOORSTELLEN TER VERBETERING VAN HET EENDIMENSIONAAL MODEL.

a. Uitbreiding van het model naar opwaarts.

Om de problemen i.v.m. de keuze van de opwaartse randvoorwaarden te vermijden is het aangeraden de opwaartse modelgrens te verleggen van Temse (km 100) naar St.Amands (km 110) of Dendermonde (km 120). Uit een proefberekening blijkt dat de grootte van het bovendebiet invloed heeft op het gevoeligheid aan de randvoorwaarde. Voor de meest voorkomende debieten mag men zich echter tevreden stellen met een verlenging tot km 120.

b. Teneinde de vergelijking met natuurmetingen te verbeteren en een groter inzicht te verwerven in het belang van de tijbeweging in het mengingsproces, is het aan te raden over te gaan naar een ééndimensionaal tijdsafhankelijk model. Hierin is op elke plaats de snelheid functie van de tijd. Deze snelheid zal dan ook voorkomen in de term voor advectief transport.

Bijgevolg zal het belang van het diffusief transport kleiner zijn en onnauwkeurigheden i.v.m. de dispersiecoëfficiënt K weinig invloed meer hebben. Tevens zal het inbrengen van de lozing als een puntlozing realistischer zijn. Deze winst aan nauwkeurigheid zal echter met een verlenging van de rekentijd gepaard gaan. De technieken voor het opstellen van zulk model voor de thermische verontreiniging kunnen later ook worden gebruikt voor een tijdsafhankelijk model voor de zuurstofhuishouding of voor andere verontreinigde stoffen. Ter voorbereiding dienen echter tijberekeningen te worden uitgevoerd.

c. De geometrie van de Schelde dient aangepast met meer recente hydrografische gegevens.

d. Een studie in verband met de lokale spreiding zou moeten uitwijzen hoeveel warmte initiëel verdwijnt en niet in aanmerking komt voor spreiding over het lozingsvak. Tevens moet onderzocht worden in hoever het onmiddellijk spreiden over een 2 km lang vak toegestaan is.

e. Speciale voorzieningen zouden moeten worden aangebracht om de werking van de strekdam op de plaat van Doel te simuleren, aangezien dit kunstwerk gedurende een belangrijke periode van het getij de geloosde warmte uit de stroming houdt.

f. Uit de vergelijking tussen metingen van de temperatuur vóór en na de indienststelling van de centrale te Doel moet het mogelijk zijn het bestaande model te ijken.

BESLUIT.

Reeds in zijn huidige vorm is het wiskundig model voor de thermische waterverontreiniging in de Westerschelde een instrument dat nuttige diensten kan verstrekken bij het opstellen van de 'bijzondere voorwaarden' onder toepassing van het K.B. van 23 januari 1974 i.v.m. het lozen van afvalwater in oppervlaktewateren. In artikel 5, § 3. wordt inderdaad bepaald dat "De lozing van afvalwater... mag worden toegelaten onder de bijzondere voorwaarden voortvloeiende uit :

" - ...

" - ...

" - het cumulatief effect van verschillende lozingen in een bepaald bekken

" - de afvoer van de waterloop.

Voor het bepalen van het "cumulatief effect" zal men o.i. steeds beroep moeten doen op berekeningen zoals in onderhavige studie werden uitgevoerd.

Daar anderzijds de algemene opwarming van de rivier een moeilijk meetbare grootte is, zal men steeds op berekeningen beroep moeten doen om de gemiddelde temperatuurstijging te bepalen. Zo zou in het ontwerp van tractaat tussen Nederland en België i.v.m. de verbetering van de bevaarbaarheid van de Westerschelde voorzien worden dat een wiskundig thermisch diffusie model door beide landen in onderling overleg dient opgesteld.

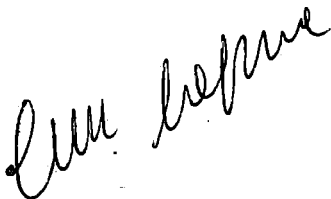
Hoger vermelde redenen verrechtvaardigen bijgevolg ten volle een verdere verfijning van het model.

Borgerhout, de , 1 oktober 1974.

De stagedoende Ingenieur
van Bruggen en Wegen,
belast met de studie,

De Hoofdingenieur-Directeur
van Bruggen en Wegen,

De Hoofdingenieur-Directeur
van Bruggen en Wegen,
Directeur van het Waterbouwkundig Laboratorium,



ir. E. LAFORCE

ir. P. ROOVERS

ir. A. STERLING.

UITWERKING VAN DE "DOUBLE SWEEP" METHODE VOOR HET
WISKUNDIG MODEL DER THERMISCHE VERONTREINIGING.

Vervangt men de partiële afgeleiden van vergelijking (8) door de benaderingen van vergelijking (9) en schikt men de termen volgens de verschillende θ 's vindt men vergelijking (12).

$$\begin{aligned}
 & - \theta(n+1, t+\Delta t) \left[\alpha \frac{A(n+1)K(n+1)}{V(n)\Delta x} + \alpha \frac{R}{V(n)} \right] \\
 & + \theta(n, t+\Delta t) \left[\alpha \frac{A(n+1)K(n+1)}{V(n)\Delta x} + \alpha \frac{A(n)K(n)}{V(n)\Delta x} + \frac{\alpha R}{V(n)} + \frac{\alpha G}{H(n)} + \frac{1}{\Delta t} \right] \\
 & - \theta(n-1, t+\Delta t) \left[\alpha \frac{A(n)K(n)}{V(n)\Delta x} \right] = \\
 & = \theta(n+1, t) \left[\frac{(1-\alpha)R}{V(n)} + (1-\alpha) \frac{A(n+1)K(n+1)}{V(n)\Delta x} \right] \\
 & + \theta(n, t) \left[\frac{1}{\Delta t} - (1-\alpha) \frac{R}{V(n)} - (1-\alpha) \frac{A(n)K(n)}{V(n)\Delta x} - (1-\alpha) \frac{A(n+1)K(n+1)}{V(n)\Delta x} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. - (1-\alpha) \frac{G}{H(n)} \right] \\
 & + \theta(n-1, t) \left[(1-\alpha) \frac{A(n)K(n)}{V(n)\Delta x} \right] \\
 & + \frac{Q(n)\Delta T(n)}{V(n)}
 \end{aligned} \tag{12}$$

Alle termen uit het tweede lid zijn gekend. In de vergelijking voor vak n komen enkel waarden uit de vakken $n-1$, n zelf en $n+1$ voor.

We kunnen de notatie verkorten tot :

$$-\theta(n+1, t + \Delta t) S(n) + \theta(n, t + \Delta t) T(n) - \theta(n-1, t + \Delta t) U(n) = W(n) \quad (13)$$

waarin $S(n)$, $T(n)$, $U(n)$ en $W(n)$ afkortingen zijn voor de overeenstemmende factoren van θ uit vergelijking (12).

We kunnen de notatie verkorten door $t + \Delta t$ te laten vervallen daar alle θ 's betrekking hebben op de volgende tijdstap :

$$-\theta(n+1) S(n) + \theta(n) T(n) - \theta(n-1) U(n) = W(n) \quad (14)$$

Voor $n = 1$ geldt dus :

$$-\theta(2) S(1) + \theta(1) T(1) - \theta(0) U(1) = W(1) \quad (15)$$

$\theta(0)$ is de randvoorwaarde van het afwaartse uiteinde van het model ($x = 0$), en is dus gekend. We kunnen vergelijking (15) oplossen naar $\theta(1)$:

$$\theta(1) = \theta(2) \frac{S(1)}{T(1)} + \frac{W(1) + U(1)\theta(0)}{T(1)} \quad (16)$$

of verkort :

$$\theta(1) = \theta(2) E(1) + F(1) \quad (17)$$

Hierin zijn $E(1)$ en $F(1)$ volledig gekend. Om $\theta(1)$ te vinden moet men dus eerst $\theta(2)$ kennen. Voor $n = 2$ vindt men :

$$-\theta(3) S(2) + \theta(2) T(2) - \theta(1) U(2) = W(2) \quad (18)$$

Na invullen van $\theta(1)$:

$$-\theta(3) S(2) + \theta(2) T(2) - U(2) E(1) \theta(2) - U(2) F(1) = W(2) \quad (19)$$

en dan :

$$\theta(2) = \frac{S(2)}{T(2) - E(1)U(2)} \theta(3) + \frac{W(2) + R(2)(1)}{T(2) - E(1)U(2)} \quad (20)$$

of

$$\theta(2) = \theta(3)E(2) + F(2) \quad (21)$$

Vergelijkingen zoals (17 en 21) kan men voor elke n schrijven. De termen $E(n)$ en $F(n)$ zijn dan :

$$E(n) = \frac{S(n)}{T(n) - U(n)E(n-1)} \quad (22)$$

$$F(n) = \frac{W(n) + U(n)F(n-1)}{T(n) - U(n)E(n-1)} \quad (23)$$

Opdat deze recursieformules algemeen zouden gelden ook voor $n = 0$:

$$\theta(0) = E(0) \theta(1) + F(0) \quad (24)$$

dient $E(0) = 0$ en $F(0) = \theta(0)$ de opgelegde randvoorwaarde te zijn. Dus uitgaande van $E(0)$ en $F(0)$ berekent men met de formules (22) en (23) de factoren $E(n)$ en $F(n)$ voor alle n vanaf $n = 1$ tot $n = N$ en in die volgorde. Aan de opwaartse rand van het model voor $n = N$ geldt :

$$\theta(N) = E(N) \theta(N+1) + F(N) \quad (25)$$

waarin $\theta(N+1)$ de gekende opwaartse randvoorwaarde is. Bijgevolg kan men met de vergelijking :

$$\theta(n) = E(n) \theta(n+1) + F(n) \quad (26)$$

de waarde van $\theta(n)$ berekenen voor n gaande van N tot 1 en in die volgorde. Op deze wijze lost men door substitutie in twee maal het stelsel vergelijkingen op in alternerende volgorde (van 1 tot N , en van N tot 1). Hieraan heeft deze methode zijn naam te danken.

Een voorwaarde voor de bruikbaarheid van deze methode is dat $E(n)$ en $F(n)$ eindig zijn. Dat dit steeds zo is wordt bewezen door volgende redenering. Vermits $T(n) > S(n)$ en $S(n)$ enkel uit positieve en eindige termen bestaat (zie vergelijking (12)) is $E(1)$ verschillend van nul en kleiner dan 1. Daar $T(n)$ positief is en $U(n)$, $W(n)$ en $\theta(0)$ eindig zijn is $F(1)$ eindig.

Er moet nu bewezen worden dat $E(n)$ en $F(n)$ eindig zijn als $E(n-1)$ en $F(n-1)$ eindig zijn. Zoals uit (22) en (23) blijkt, moet de noemer nul zijn, indien $E(n)$ en $F(n)$ oneindig zijn, daar $S(n)$, $U(n)$ en $W(n)$ eindig zijn.

Dan is :

$$E(n-1) = \frac{T(n)}{U(n)} \quad (27)$$

Nu is $T(n) > U(n)$ volgens vergelijking (12) dus $E(n-1) > 1$.

We vonden reeds dat :

$$0 < E(1) < 1$$

Als $E(j-1) < 1$ is kan $E(j)$ dan groter dan 1 zijn? Uit :

$$E(j) = \frac{S(j)}{T(j) - U(j) - E(j-1)} < \frac{S(j)}{T(j) - U(j)}$$

blijkt dat $E(j) < 1$, want (vergelijking 22) $S(j) < T(j) - U(j)$. Bijgevolg is aan vergelijking (27) nooit voldaan, is de noemer van vergelijking (22, 23) verschillend van nul. Bijgevolg zijn $E(n)$ en $F(n)$ steeds eindig, en is $\theta(n)$ ook eindig.

VOORWAARDE VOOR STABILITEIT VAN HET NUMERIEK SCHEMA.

We introduceren een fout $d_j^n = d_j^n e^{ij \omega \Delta x}$ in de vergelijking en gaan na of die bij de volgende tijdstap $n + 1$ versterkt of verzwakt is. Volgende eis wordt opgelegd door de stabiliteit ;

$$\left| \frac{d_j^{n+1}}{d_j^n} \right| < 1 \quad (31)$$

Hiertoe veronderstellen we eerst dat stabiliteit in een lokaal gebied (voor vak j) ook algemene stabiliteit garandeert. We beschouwen een gebied waar de coëfficiënten nagenoeg konstant blijven. We stellen $G = 0$ en $Q \cdot \Delta t = 0$, en onderzoeken de stabiliteit van de nieuwe vergelijking die uit (12) ontstaat.

We stellen :

$$\frac{A(n+1)K(n+1)}{V(n)\Delta x} + \frac{R}{V(n)} = a \quad (32)$$

en

$$\frac{A(n)K(n)}{V(n)\Delta x} = b \quad (33)$$

Vergelijking (12) wordt dan :

$$\begin{aligned} & -\theta(j+1, n+1) \alpha a + \theta(j, n+1) \left[\alpha a + \alpha b + 1/\Delta t \right] - \theta(j-1, n+1) \alpha b \\ & = \theta(j+1, n) (1-\alpha) a + \theta(j, n) \left[\frac{1}{\Delta t} - (1-\alpha)(a+b) \right] + \theta(j-1, n) (1-\alpha) b \end{aligned} \quad (34)$$

Vullen we hier d_j^n in :

$$d_j^{n+1} \left[-\alpha a e^{i\omega \Delta x} + \left[\alpha(a+b) + \frac{1}{\Delta t} \right] - \alpha b e^{-i\omega \Delta x} \right] =$$

$$d_j^n \left[(1-\alpha) a e^{i\omega \Delta x} + \left[\frac{1}{\Delta t} - (1-\alpha)(a+b) \right] + (1-\alpha) b e^{-i\omega \Delta x} \right] \quad (35)$$

Vervangen we $e^{i\omega \Delta x}$ door $(\cos \omega \Delta x + i \sin \omega \Delta x)$ dan vinden we :

$$d_j^{n+1} = \frac{(1-\alpha)(a+b)\cos\omega \Delta x + \frac{1}{\Delta t} - (1-\alpha)(a+b) + i[(1-\alpha)(a+b)\sin\omega \Delta x]}{-\alpha(a+b)\cos\omega \Delta x + \alpha(a+b) + \frac{1}{\Delta t} - i[(\alpha(a+b))\sin\omega \Delta x]} d_j^n$$

of

$$d_j^{n+1} = \frac{p + iq}{r + is} d_j^n$$

Nu moet $|d_j^{n+1}| < |d_j^n|$ dus :

$$p^2 + q^2 < r^2 + s^2$$

of

$$(p^2 - r^2) + (q^2 - s^2) < 0$$

of

$$(p+r)(p-r) + (q+s)(q-s) < 0.$$

Vullen we de termen uit (36) terug in :

$$\begin{aligned} & \left[(1 - \alpha)(a+b) \cos \omega \Delta x + \frac{1}{\Delta t} - (1 - \alpha)(a+b) - \alpha(a+b) \cos \omega \Delta x + \alpha(a+b) + \frac{1}{\Delta t} \right] \\ & \times \left[(1 - \alpha)(a+b) \cos \omega \Delta x + \frac{1}{\Delta t} - (1 - \alpha)(a+b) + \alpha(a+b) \cos \omega \Delta x - \alpha(a+b) - \frac{1}{\Delta t} \right] \\ & + (1 - \alpha - \alpha)(1 - \alpha + \alpha)(a+b)^2 \sin^2 \omega \Delta x < 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left[\frac{2}{\Delta t} + \cos \omega \Delta x (a+b)(1 - 2\alpha) - (a+b)(1 - 2\alpha) \right] \left[\cos \omega \Delta x (a+b) - (a+b) \right] \\ & + (1 - 2\alpha)(a+b)^2 \sin^2 \omega \Delta x < 0 \end{aligned}$$

$$(1 - 2\alpha) \left[(\cos \omega \Delta x - 1)^2 (a+b)^2 + (a+b)^2 \sin^2 \omega \Delta x \right] < \frac{2}{\Delta t} (a+b)(1 - \cos \omega \Delta x)$$

of

$$1 - 2\alpha < \frac{\frac{2}{\Delta t} (a+b)(1 - \cos \omega \Delta x)}{(1 - \cos \omega \Delta x)^2 (a+b)^2 + (a+b)^2 \sin^2 \omega \Delta x} \quad (38)$$

Deze breuk is positief en eindig daar $\omega < \frac{\pi}{\Delta x}$ dus $\cos \omega \Delta x < 1$.

Dus in :

$$\alpha > \frac{1}{2} \left\{ 1 - \text{breuk} \right\} \quad (39)$$

is de waarde tussen de haakjes kleiner dan 1. Indien we stellen dat $\alpha \geq 1/2$

moet zijn is aan de eis (39) zeker voldaan. Uit de definitie van α volgde reeds dat $0 \leq \alpha \leq 1$.

Bijgevolg vinden we de stabiliteitseis :

$$1/2 \leq \alpha \leq 1$$

(40)

SYMBOLLEN VOOR PROGRAMMA IMPLIDIF.

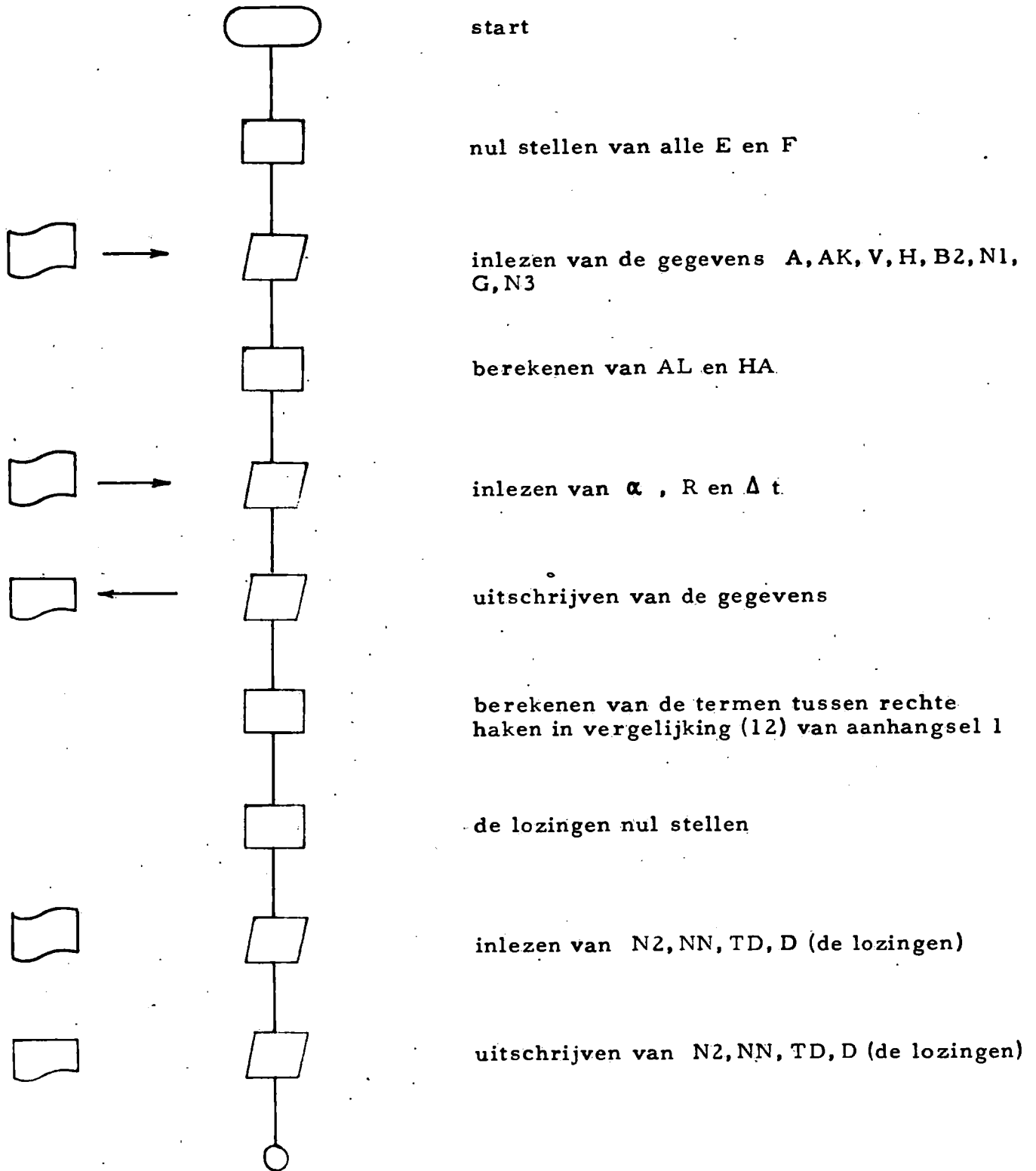
B1	tijdstap opgegeven in seconden (Δt)
B2	Δx in meter
N1	hoogste aantal dagen te rekenen
N2	aantal lozingspunten
N3	aantal belastingsgevallen die moeten berekend worden
G	waarde van de verliescoëfficiënt
TETA	waarde van ($1/2 \leq \alpha \leq 1$)
T	excestemperatuur Q
R	bovendebiet (m^3/s)
T1	begintemperatuur ($^{\circ}C$)
A	dwarsdoorsnede (m^2)
AK	diffusiecoëfficiënt (m^2/s)
H	diepte (m)
V	volume (m^3)
NN	nummer van het stortingsvak
D	debiet Q van de lozing
TD	ΔT van de lozing
AL	produkt $\frac{A \cdot K}{\Delta x}$
HA	quotient G/H

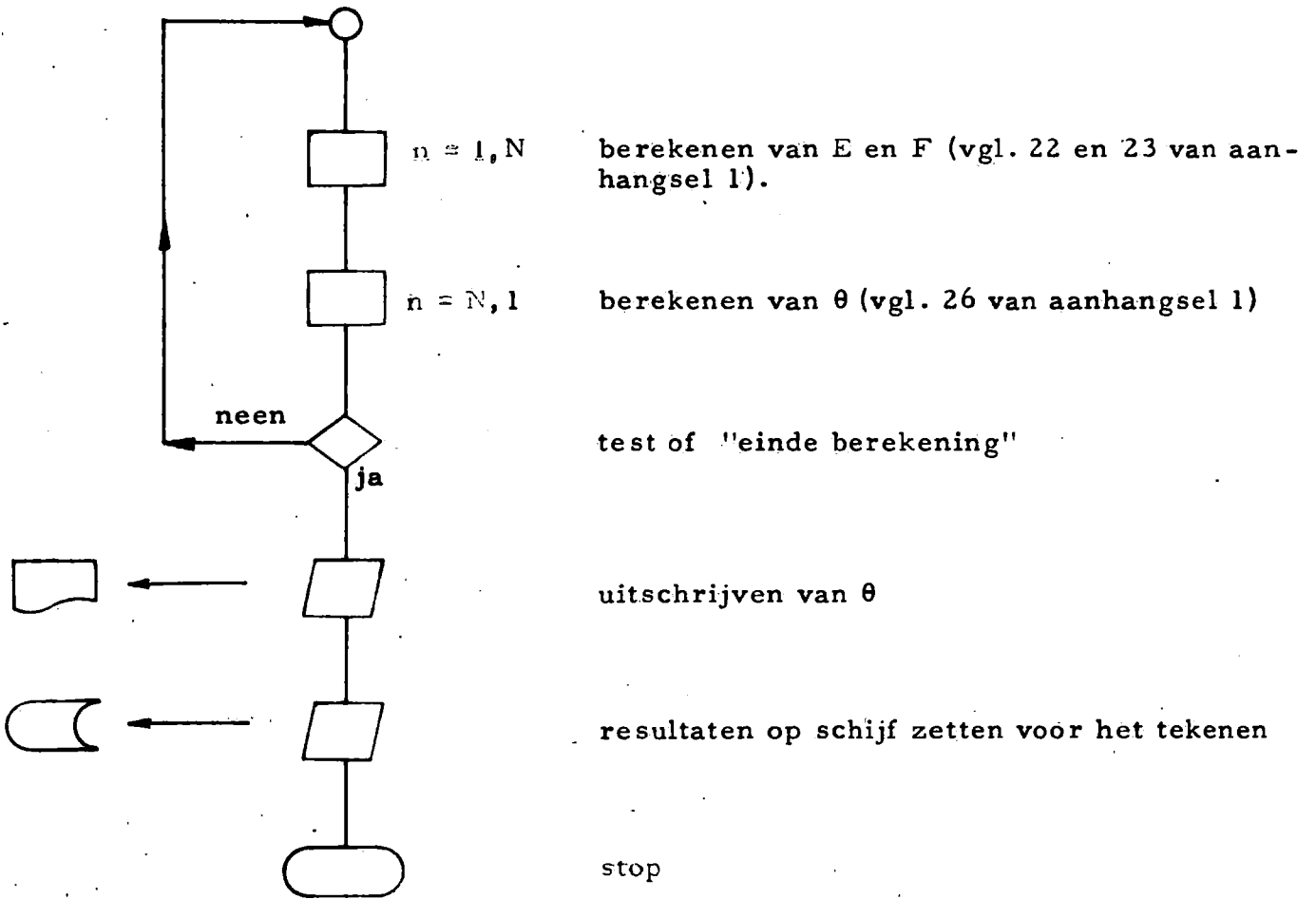
x

x

x

ORGANIGRAM VAN HET PROGRAMMA IMPLIDIF.



EIGENLIJKE BEREKENING.

BIBLIOGRAFIE.

- (1) BRUNSFELD VAN HULTEN H. W. "Eendimensionale diffusie. Een beschouwing der differentieschema's en differentievergelijking." Fysische Afdeling, Nota 72.FA.006, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Rijkswaterstaat, Nederland.
- (2) BELLA D.A. en GRENNEY W.J. "Finite-difference convection errors". Proceedings ASCE, Vol. 96, N° SA6, December 1970.
- (3) STRELL KOFF Th. "Numerical Solution of Saint-Venant Equations". Proceedings ASCE, Vol 95, N° HY1, januari 1970.
- (4) DRONKERS J.J. "Tidal Computations for Rivers, Coastal Areas and Seas". Proceedings ASCE, Vol 95, N° HY1, januari 1969.
- (5) CLAEYS G. "Het Diffusieverschijnsel in de Westerschelde". Intern rapport, Model 119, Waterbouwkundig Laboratorium, 1968.
- (6) SMETS E., STERLING A. "Hydrodynamische aspecten in de studie van de verontreiniging der oppervlaktewateren". Intern rapport Model 295. Waterbouwkundig Laboratorium, januari 1972.
- (7) EDGE B.L. "Modelling Techniques for siting large Thermal Power Plants on Industrialized Estuaries."
- (8) "Stormvloeden op de Schelde". Deel 4. Ministerie van Openbare Werken. Bestuur der Waterwegen, Brussel, december 1966.
- (9) COEN I en THEUNS J. "Overzicht van de tijwaarnemingen in het Zeescheldebekken gedurende het tijdperk 1961-1970". Tijdschrift der Openbare Werken van België, Nr. 3, 1972-1973.
- (10) "Effects of Polluting Discharges on the Thames Estuary". Water Pollution Research, Technical Paper N° 11, London, H.M. Stationary Office 1964.

- (11) COEN I en THEUNS J. "Debieten van het Scheldebekken". M.O.W., Antwerpse Zeediensten, 1974.
- (12) JOBSON H.E. "The Dissipation of Exces Heat from Water Systems". Proceedings ASCE, Vol. 99, N° PO1, mei 1973.
- (13) HARBECK G.E. "Estimating Forced Evaporation from Cooling Ponds". Proceedings ASCE , Vol. 90, N° PO3, oktober 1964.
- (14) RYAN P.J. en HARLEMAN D.R.F. Nota's van de A.G.U.-Jaarvergadering van april 1973 in Washington D.C. NATO Advanced Study Institute Lissabon, juni 1973, over "Estuary Dynamics".
- (15) HINDLEY P.D. en MINER R.M. "Evaluating Water Surface Heat Exchange Coëfficiënts". Proceedings ASCE, Vol. 98, N° HY8, augustus 1972.
- (16) RIESHOL , ANDERSON, WEND en HOLMES "Thermal-Hydraulic Study : Arkansas Cooling Reservoir". Proceedings ASCE, Vol. 97, N° PO1, januari 1971.
- (17) TICHERON B.A. en CHRISTIANSON A.G. "Cooling Pond Temperature versus Size and Water Loss". Proceedings ASCE, Vol. 97, N° PO3 juli 1971.
- (18) WEMELSFELDER P.J. "Wordt warmtelozing door centrales in de toekomst een probleem ?". De Ingenieur, Bouw- en Waterbouwkunde 15, Koelwaternummer, Den Haag, December 1968.
- (19) BULTOT F. en DUPRIEZ G.L. "L'Evapotranspiration potentielle des Bassins hydrographiques en Belgique". Publicatie Serie A , Nr. 85 , K.M.I., Ukkel, 1974.
- (20) FLUGGE G. en SCHWARZE H. "Similarity Conditions for Thermal Hydraulic Model Tests of Tidal Estuaries". 14th International Conference on Coastal Engineering". Kopenhagen 1974.
- (21) HAYASHI en SHUTO "Diffusion of Warm Water Jets discharged horizontally at the Water Surface". I.A.H.R., 12e Congres, Colorado 1967.

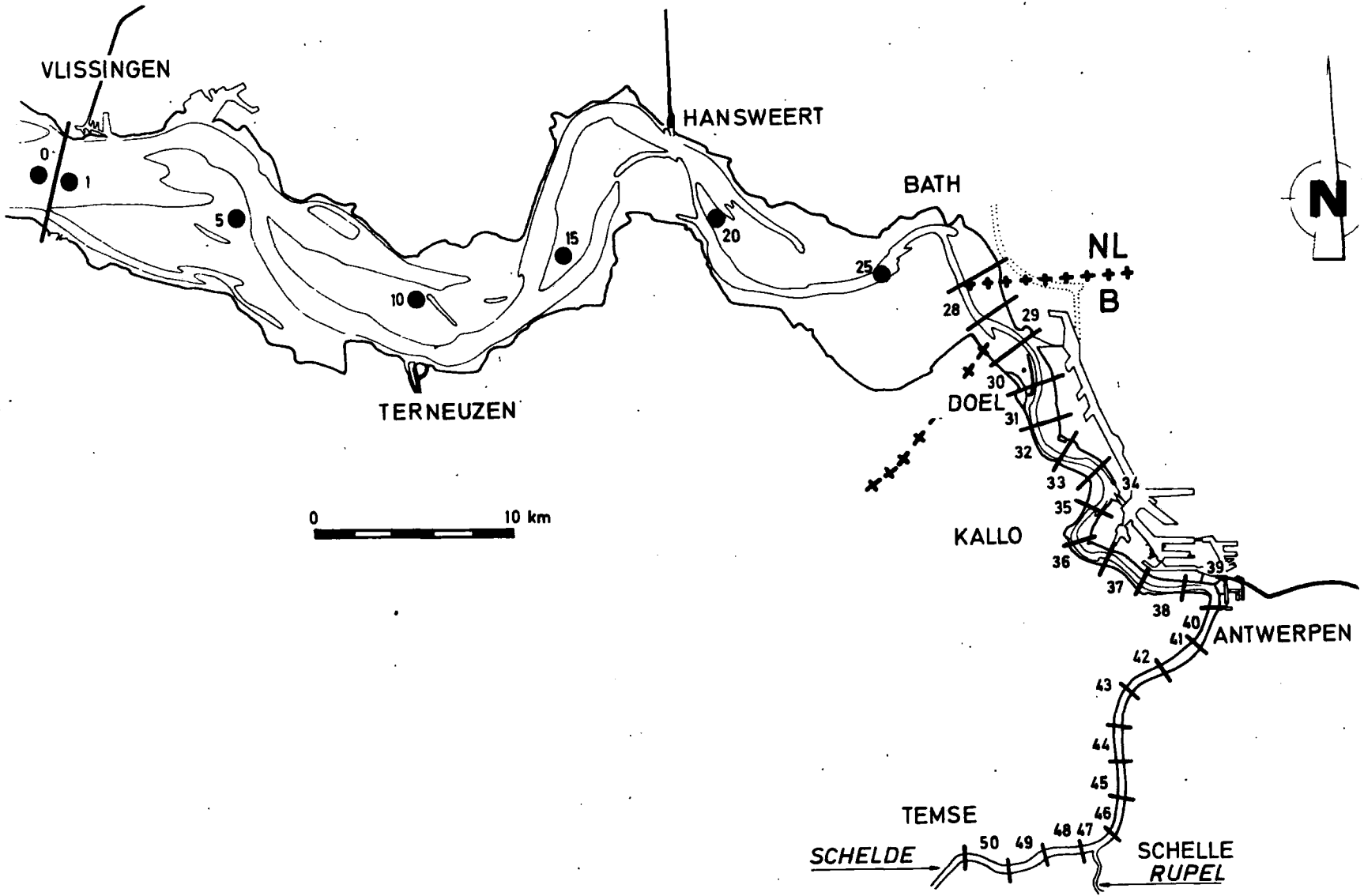
LIJST DER BIJLAGEN.

1. Plan van de ligging van het wiskundig model
2. Getalwaarden der geometrie
3. Invloedslijnen
4. Invloedslijnen
5. Toestand 1976 en 1980, $R = 40 \text{ m}^3/\text{s}$
6. Toestand 1976 en 1980, $R = 100 \text{ m}^3/\text{s}$
7. Geometrie met de bochtafsnijding
8. Toestand 1976, 1980 $R = 40 \text{ m}^3/\text{s}$, met bochtafsnijding
9. Toestand 1976, 1980 $R = 100 \text{ m}^3/\text{s}$, met bochtafsnijding
10. Toegelaten lozingen te Doel en Kallo
11. Toegelaten uitbreiding der centrales
12. Invloed temperatuur op zuurstofgehalte, zomerbelasting
13. Invloed temperatuur op zuurstofgehalte, winterbelasting
14. Halftijcota's
15. Invloed van plaatselijke verandering van A
16. Invloed van de randvoorwaarden
17. Invloed van G op excestemperatuur
18. Invloed van G op excestemperatuur

x

x

x



W.L. 73.838/1

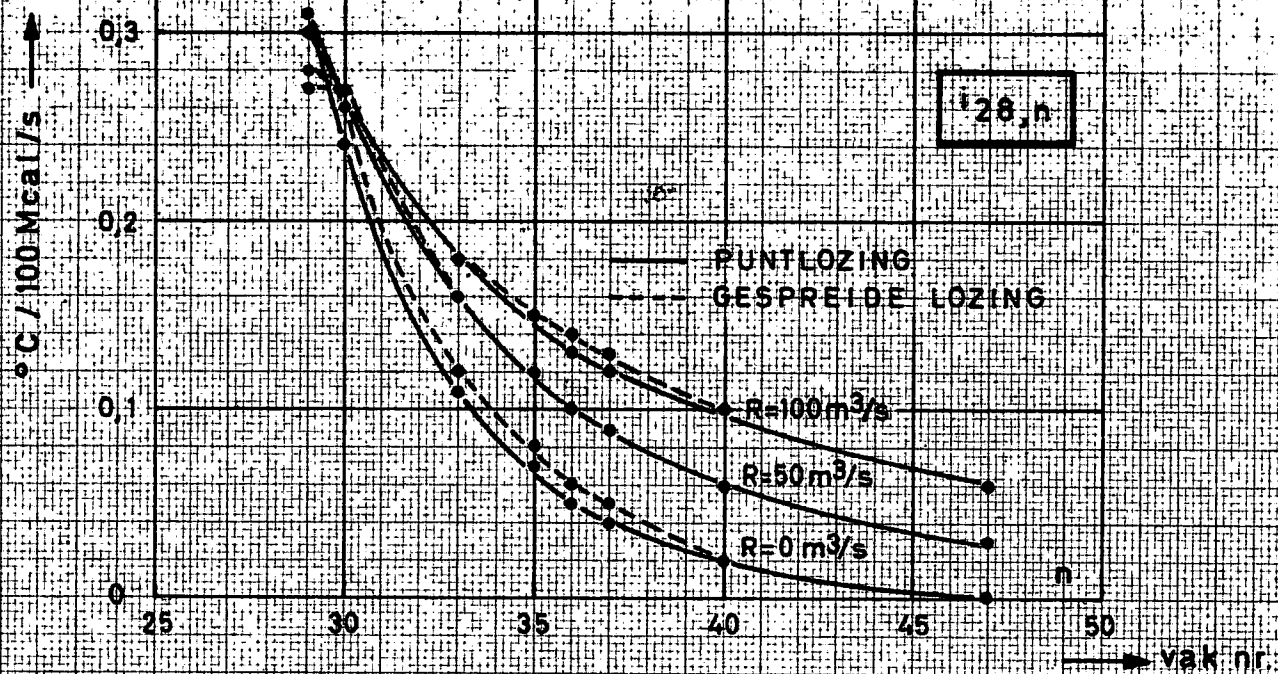


GEOMETRIE WISKUNDIG MODEL

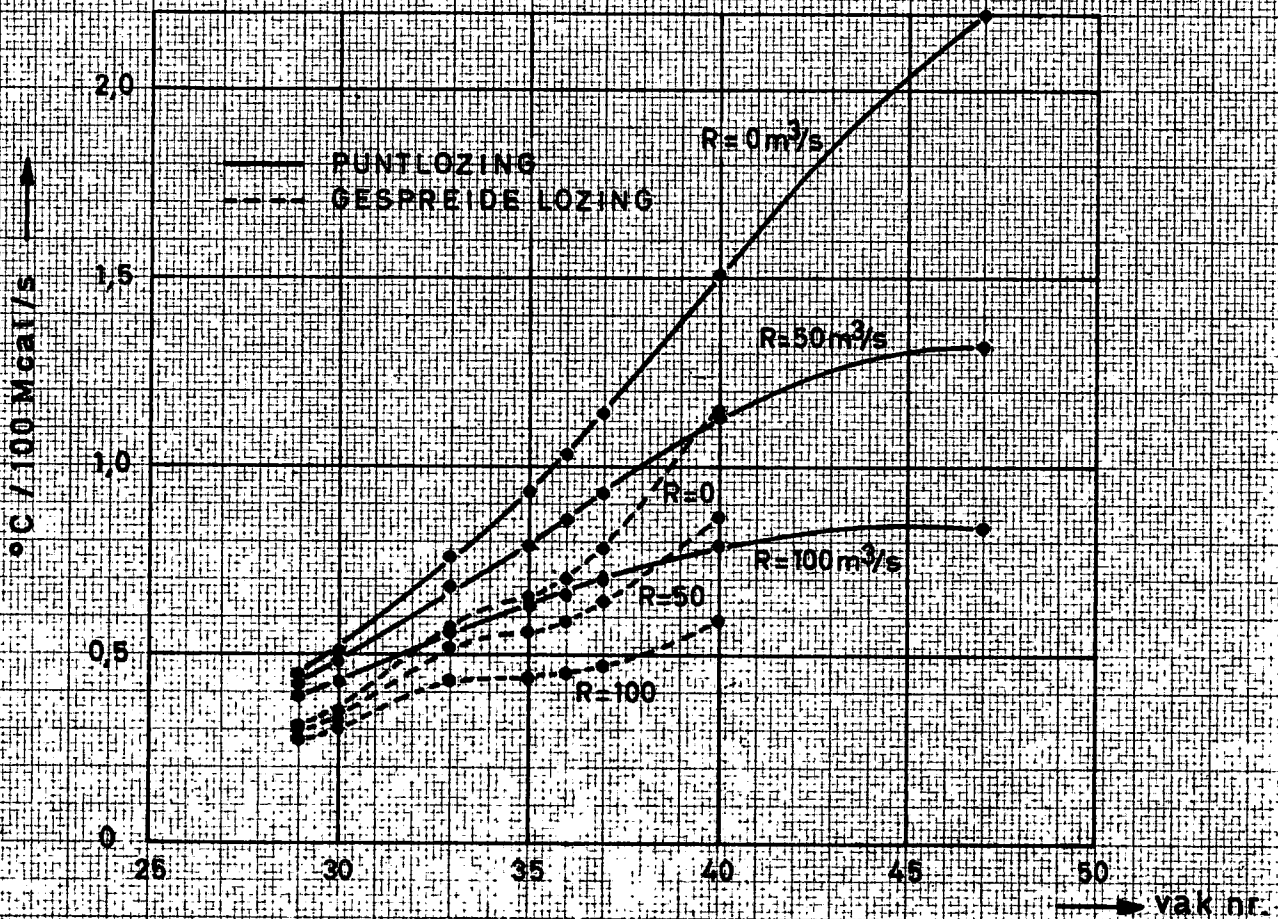
nummers dwars- en eindvlakken	A (m ²)	V (m ³)	K (m ² /s)	H (m)
1	80255.	160121184.	52.95	14.715
2	80263.	159648592.	58.55	15.031
3	79289.	156624304.	64.32	12.189
4	77197.	151712448.	72.54	10.964
5	74443.	145732208.	80.59	14.324
6	71214.	138588368.	89.86	12.283
7	67270.	129967856.	101.08	09.845
8	62641.	120583632.	114.93	10.903
9	57991.	111916400.	131.05	12.884
10	54039.	105018512.	146.18	11.950
11	51117.	100294224.	156.50	09.935
12	49305.	97449328.	162.25	09.865
13	48171.	95062608.	161.91	10.767
14	46819.	91809616.	156.98	10.975
15	44941.	87787104.	151.30	11.517
16	42819.	83190736.	143.62	09.363
17	40290.	77453456.	135.26	07.453
18	37090.	70723104.	129.41	08.865
19	33643.	64029024.	123.35	09.440
20	30415.	57708672.	116.71	09.172
21	27286.	51396336.	111.77	06.599
22	24113.	45232256.	105.75	06.316
23	21174.	39911392.	99.17	05.642
24	18818.	35808944.	92.99	07.249
25	17047.	32588512.	83.88	07.205
26	15552.	29619632.	75.22	06.543
27	14059.	26626464.	69.70	07.169
28	12577.	23822576.	66.78	07.321
29	11274.	21460560.	63.85	05.878
30	10211.	19507712.	62.18	06.491
31	9310.	17815184.	60.15	06.841
32	8517.	16348513.	58.11	08.682
33	7845.	15103596.	57.36	09.284
34	7263.	13951540.	55.76	07.835
35	6682.	12745621.	55.37	08.501
36	6058.	11491132.	55.28	08.276
37	5435.	10290499.	57.03	08.285
38	4861.	9202602.	57.58	09.189
39	4347.	8233722.	60.50	09.450
40	3895.	7416451.	62.90	10.143
41	3533.	6799529.	63.66	07.957
42	3276.	6362237.	64.08	08.759
43	3088.	6003741.	63.45	06.670
44	2907.	5630277.	63.63	07.073
45	2690.	5239328.	65.05	08.177
46	2435.	4932211.	67.32	06.859
47	2178.	4803018.	70.70	05.984
48	1950.	4799698.	74.32	04.665
49	1756.	4778619.	77.97	04.446
50	1580.	4919234.	82.22	05.016

Tussenafstand dwarsdoorsneden : $\Delta x = 2000$ m.

INVLOEDSLIJNEN



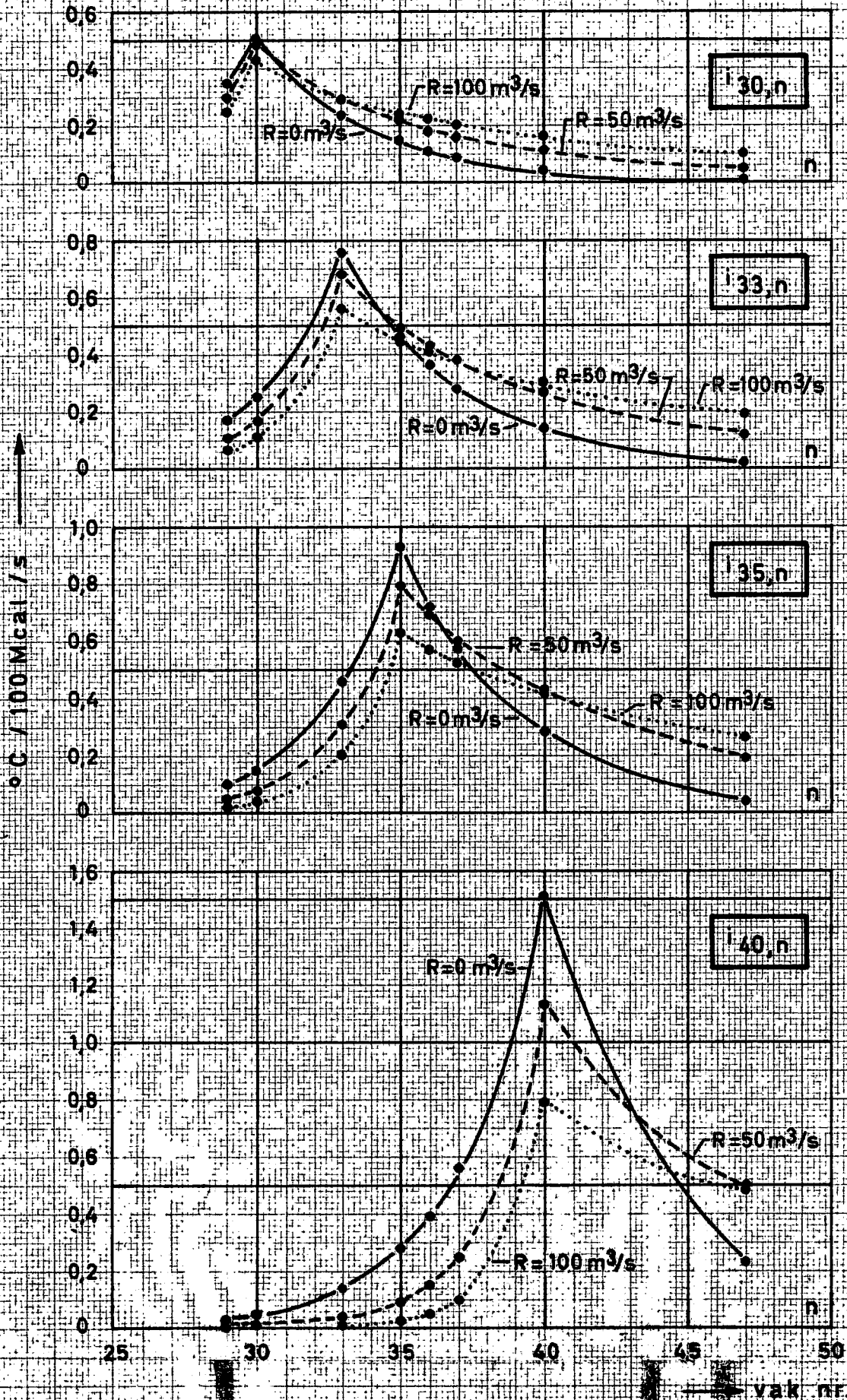
TEMPERATUURSTUJING IN VAK 28 TENGEVOLGE VAN EEN LOZING VAN 100 Mcal/s IN VAK n (INVLOEDSLIJNEN VOOR VAK 28)



TEMPERATUURSTIJGING IN HET STORTINGSVAK TENGEVOLGE VAN EEN LOZING VAN 100 Mcal/s



INVLOEDSLIJNEN





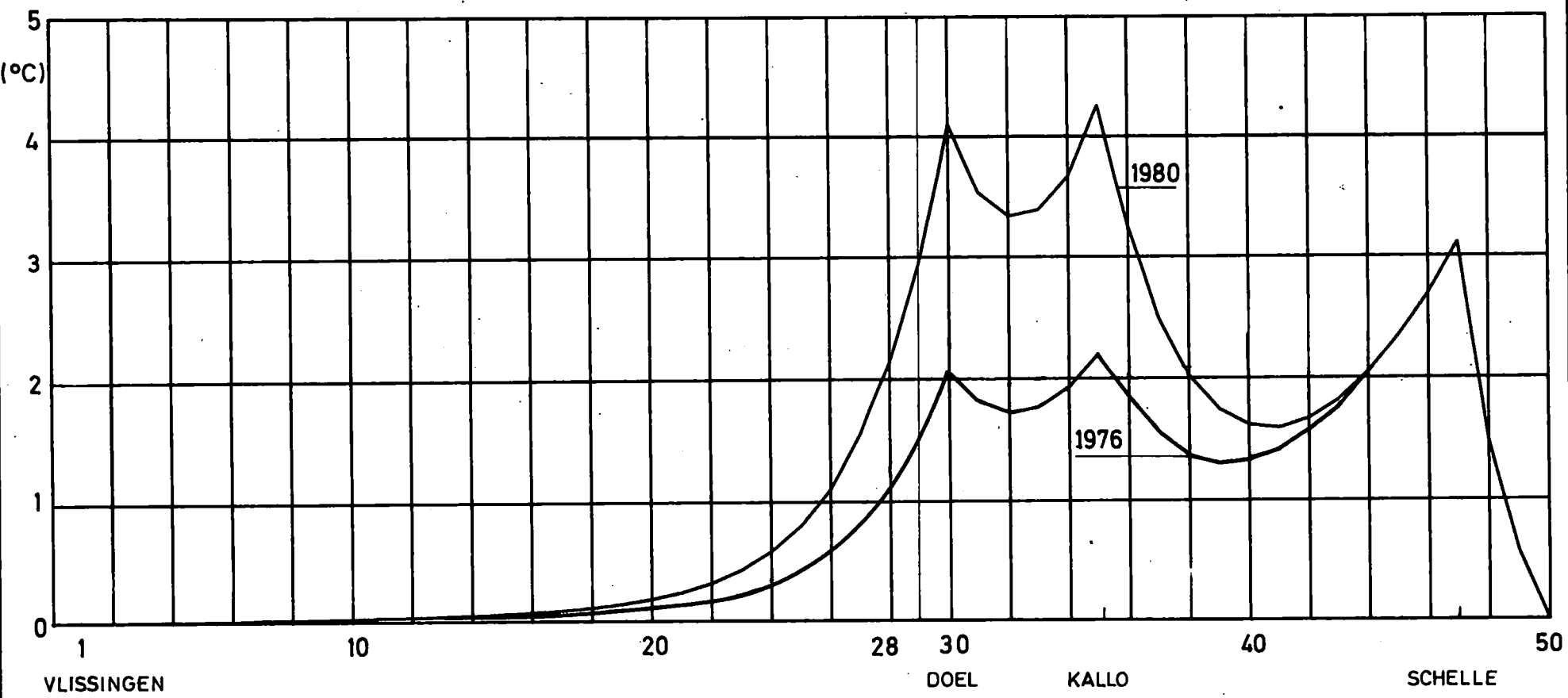
WATERBOUWKUNDIG
LABORATORIUM
Antwerpen

MOD. 295 — WATERVERONTREINIGING
WESTERSCHHELDE

Bijlage 5

TEMPERATUURSEXCES TOESTAND 1976 EN 1980
(ZONDER BOCHTAFSNIJDING)
BOVENDEBIET : 40 m³/s

W.L. 73.923/1



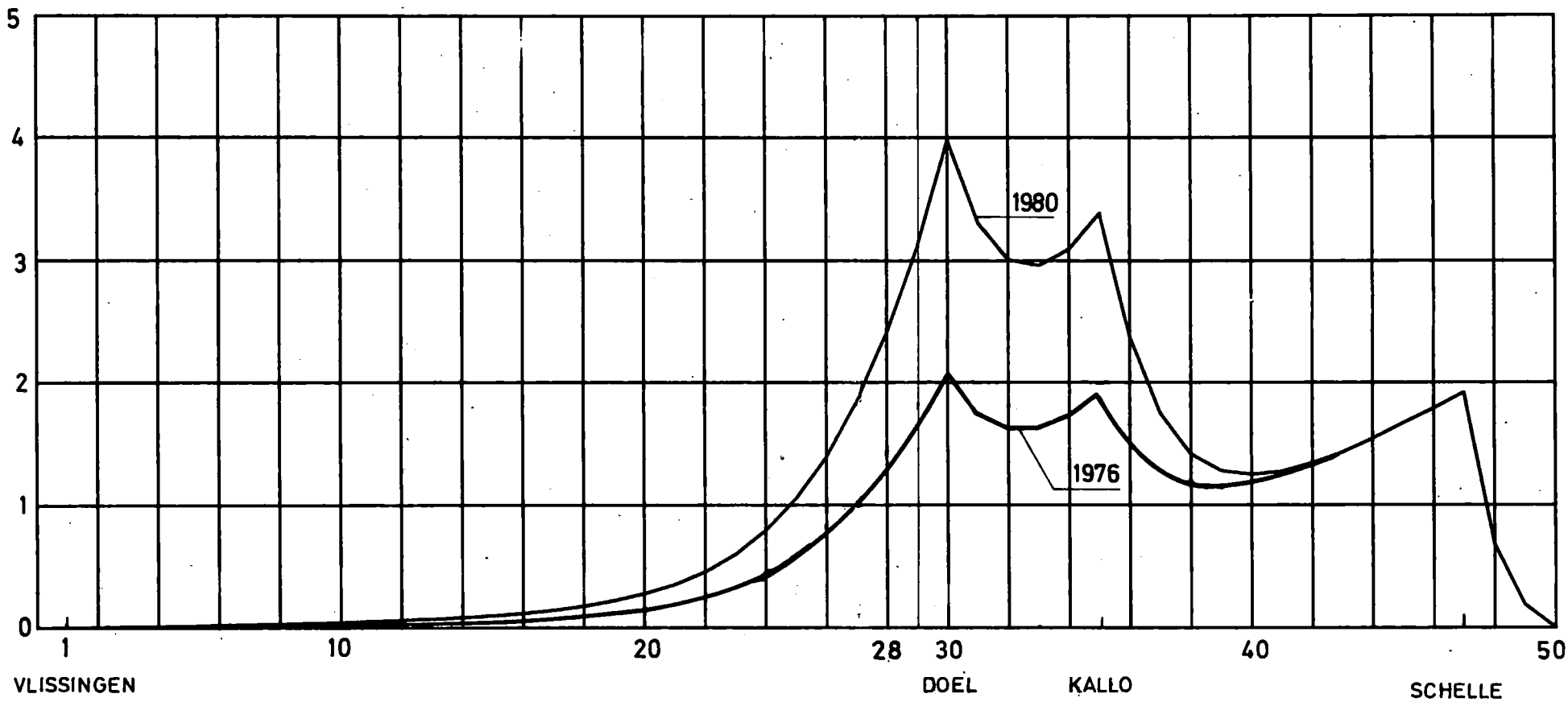
→ vak nr.



TEMPERATUURSEXCES TOESTAND
(ZONDER BOCHTAFSNIJDING)
BOVENDEBIET : 100 m³/s

W.L. 73.924/1

(°C)



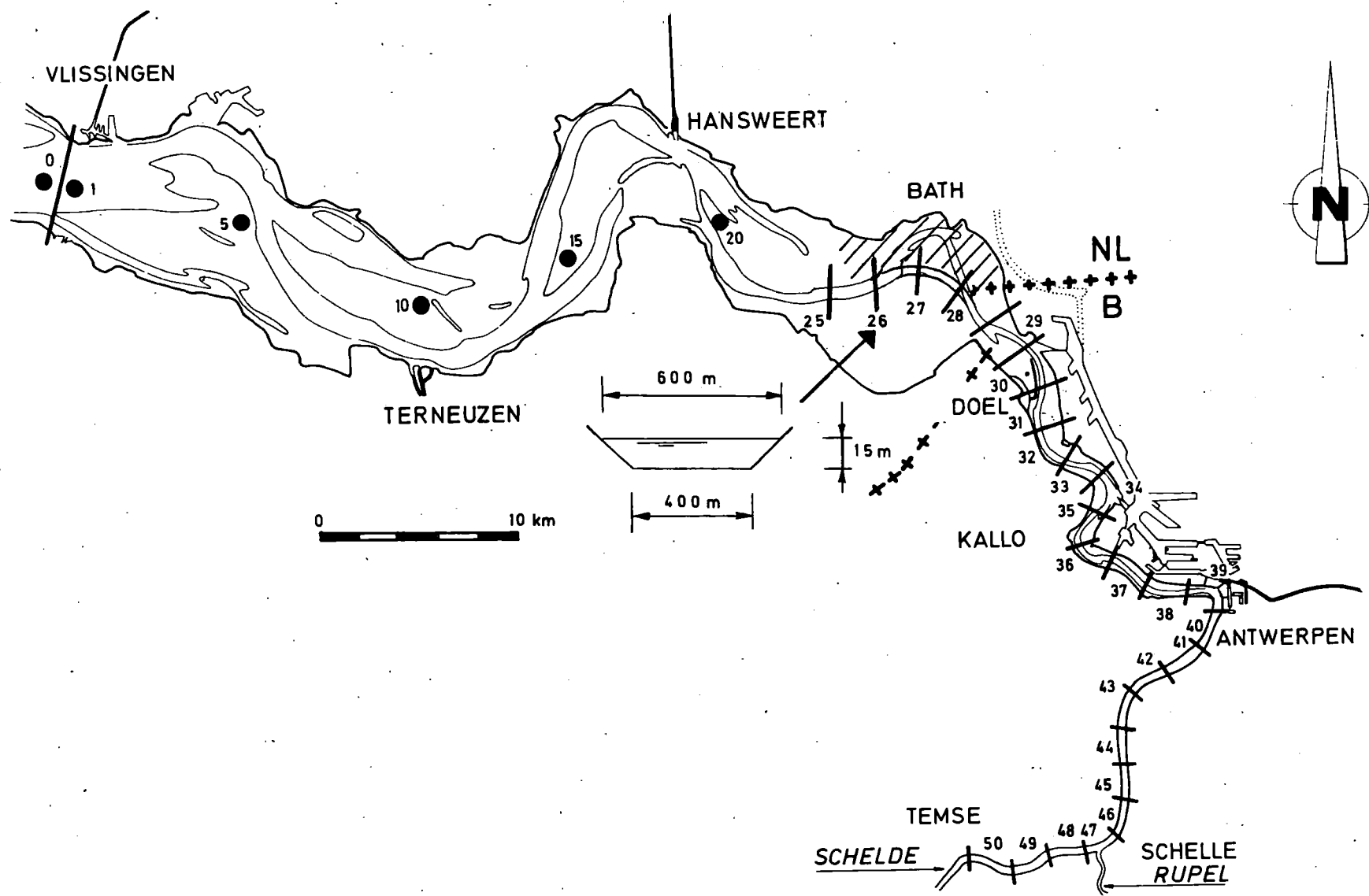
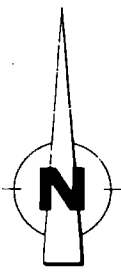
VLISSINGEN

DOEL

KALLO

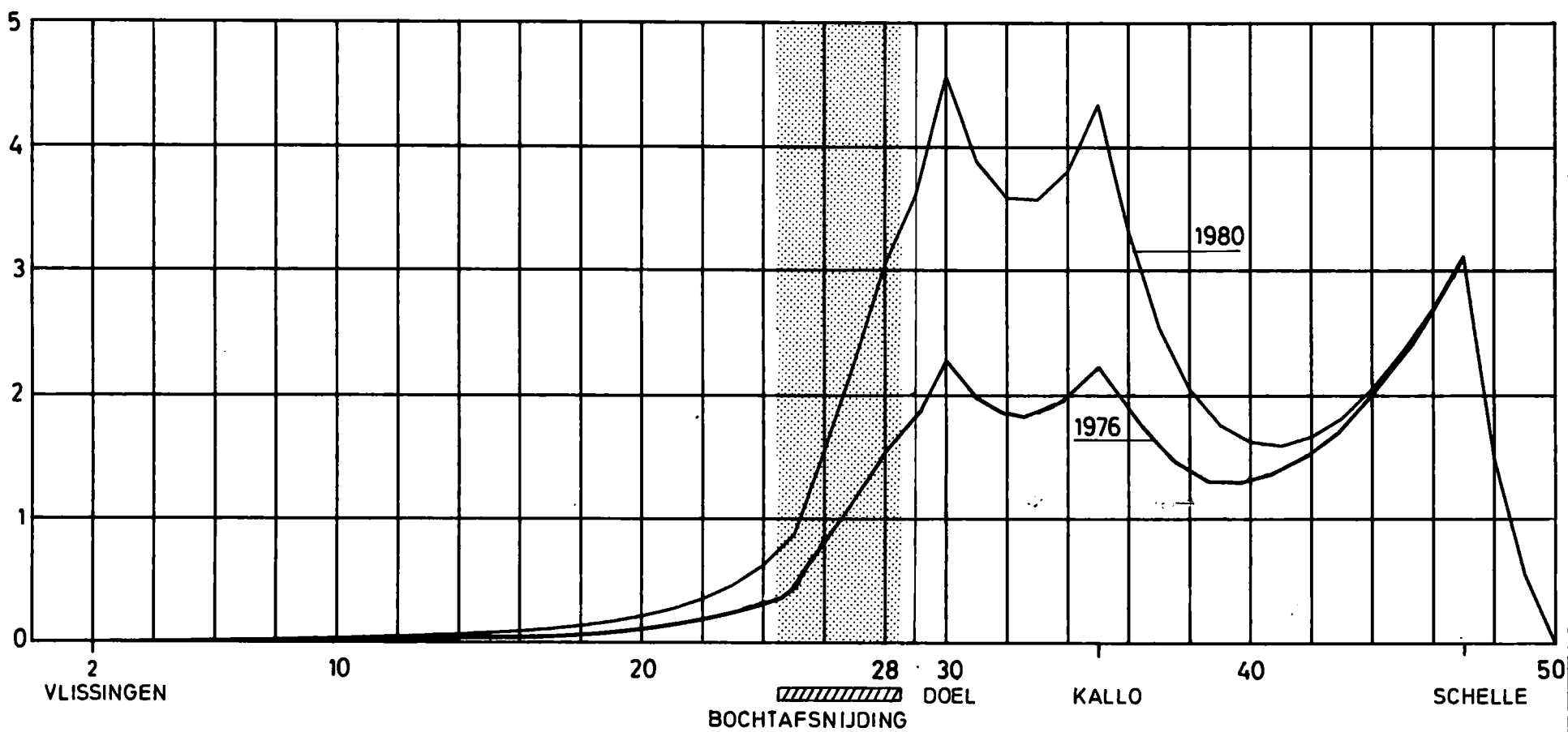
SCHELLE

→ vak nr.



W.L. 74.366

(°C)

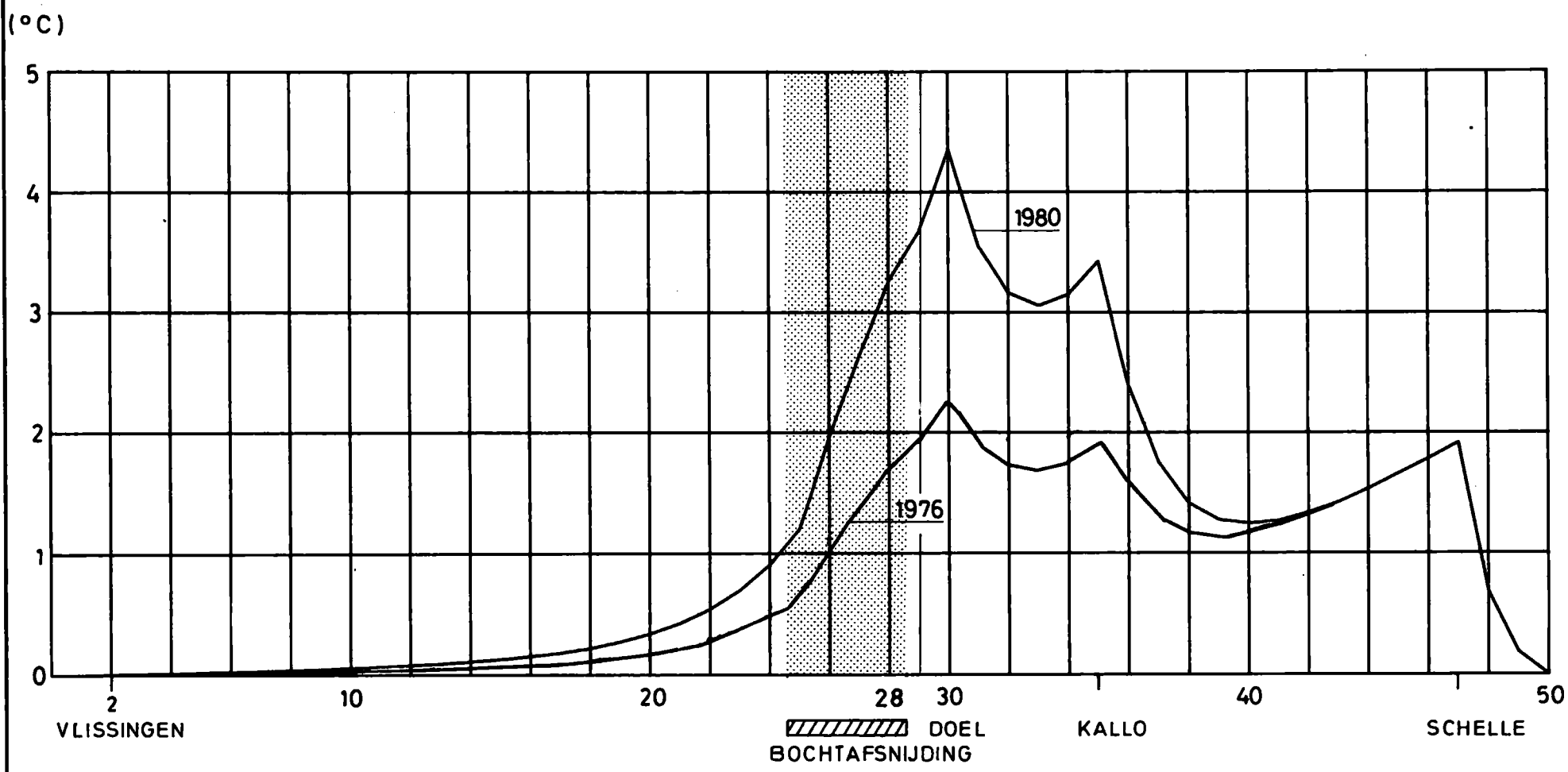


MOD. 295 — WATERVERONTREINIGING
 WESTERSCHHELDE
 TEMPERATUURSENCES TOESTAND 1976 EN 1980
 (MET BOCHTAFSNIJDING BIJ BATH)
 BOVENDEBIET : 40 m³/s

→ vak nr.

Bijlage 8

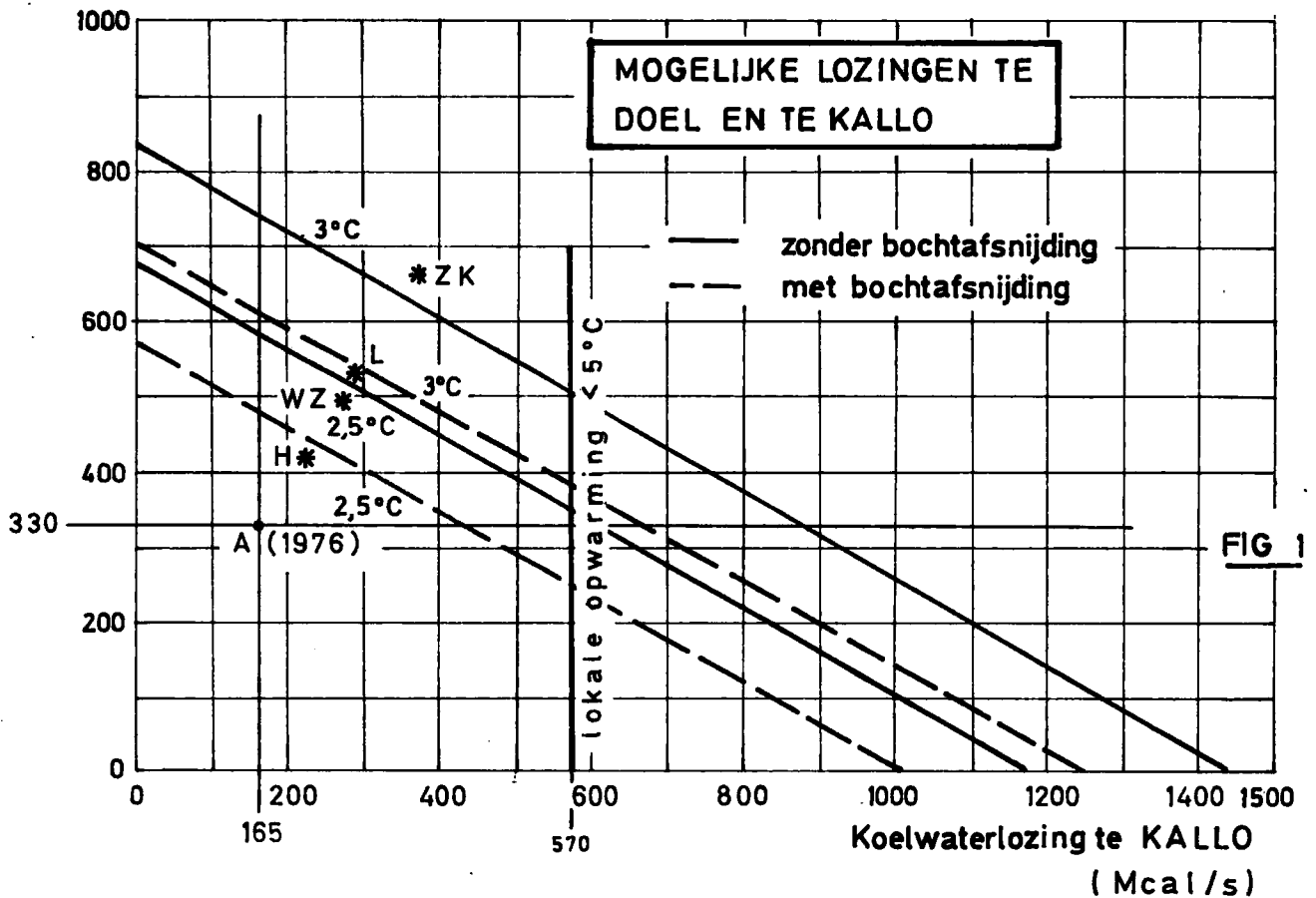
W.L. 73.926/1



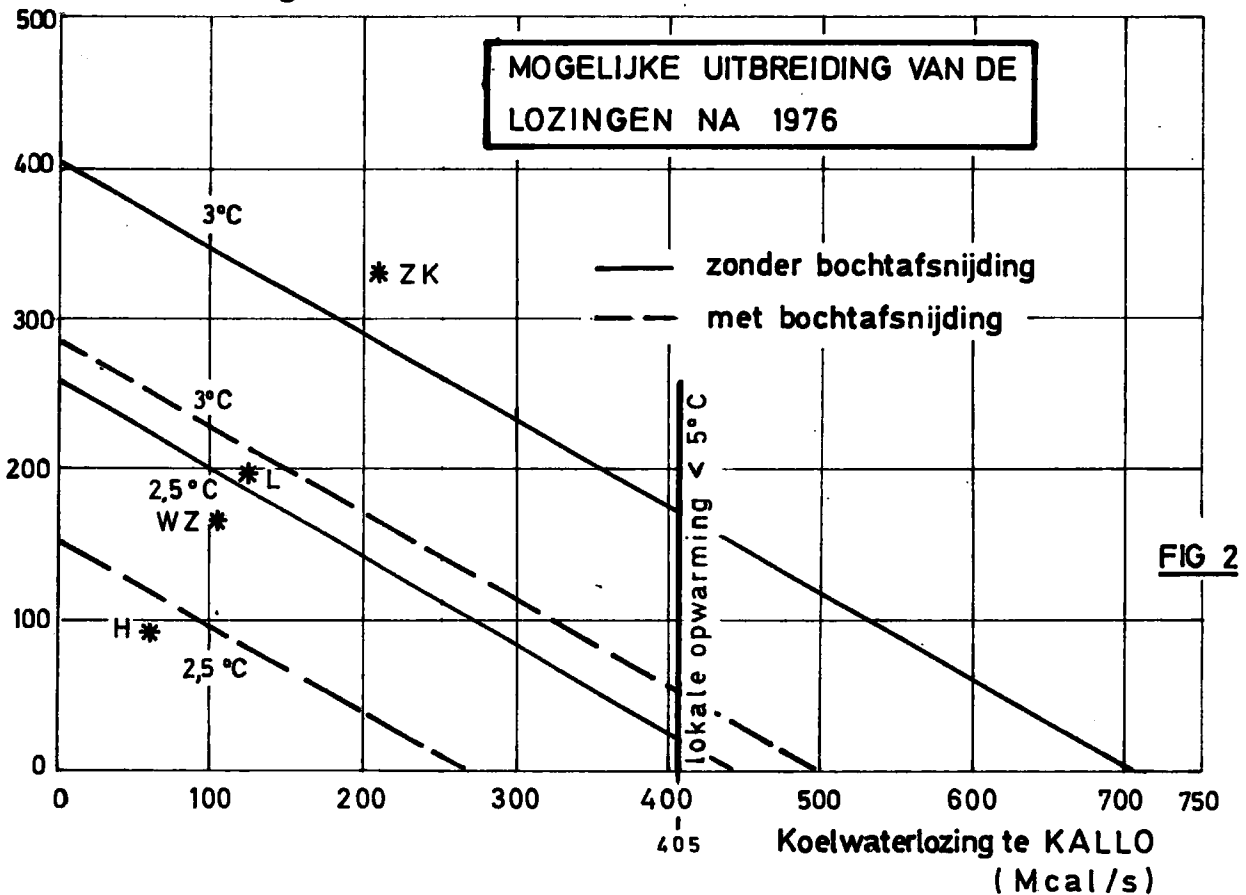
→ vak nr.

MOGELIJKE LOZINGEN TE DOEL EN TE KALLO
EN MOGELIJKE UITBREIDING

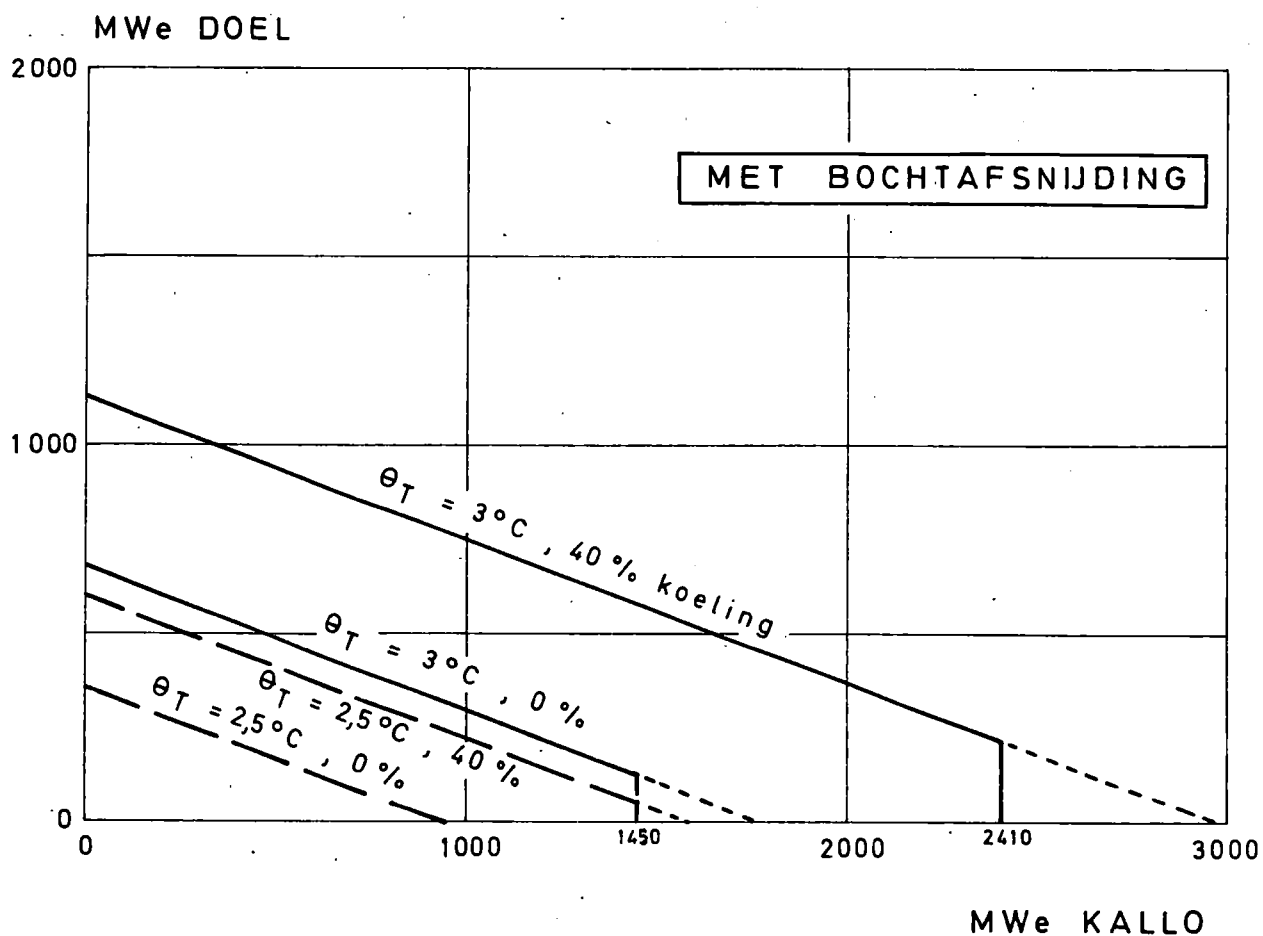
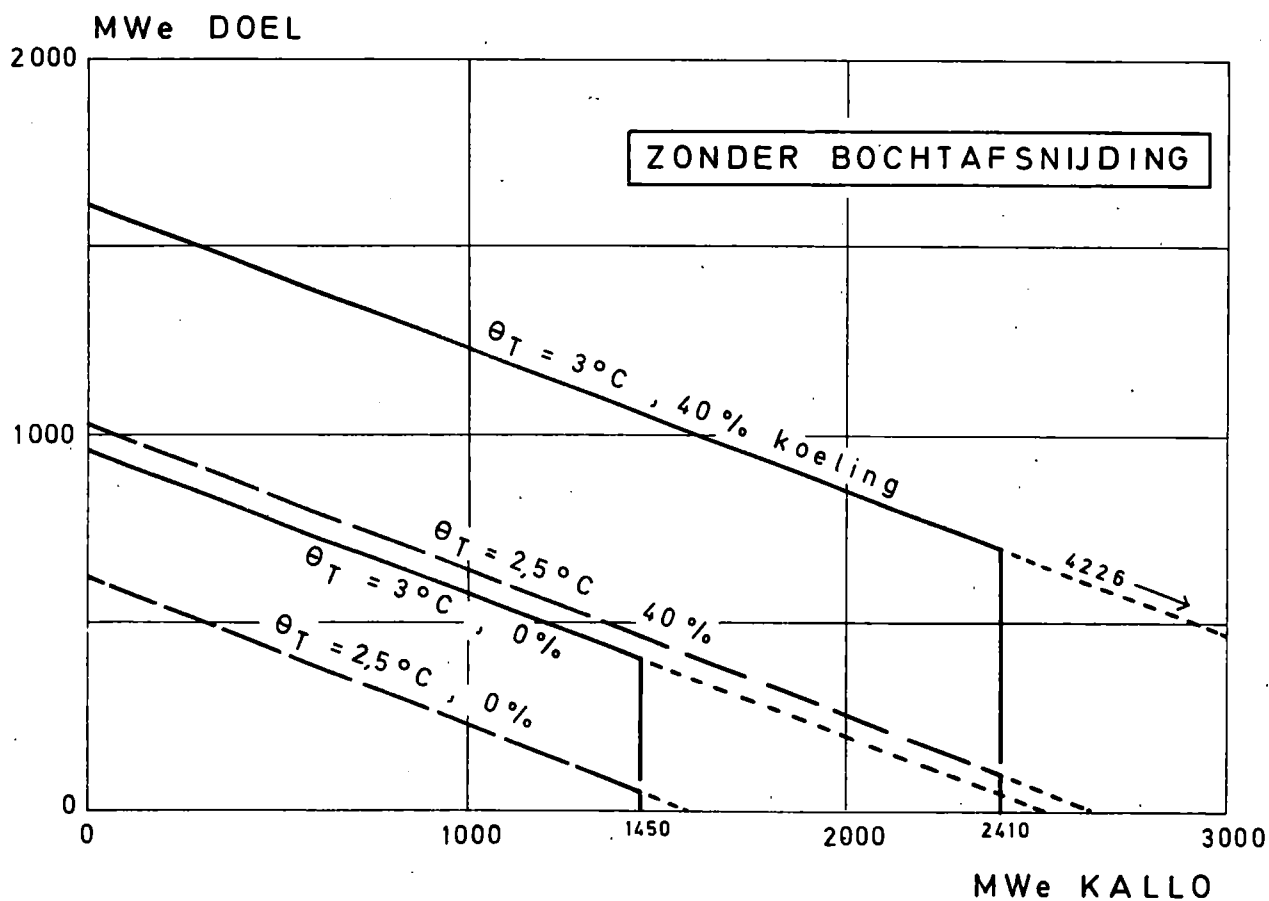
Koelwaterlozing te DOEL (Mcal/s)



Koelwaterlozing te DOEL (Mcal/s)

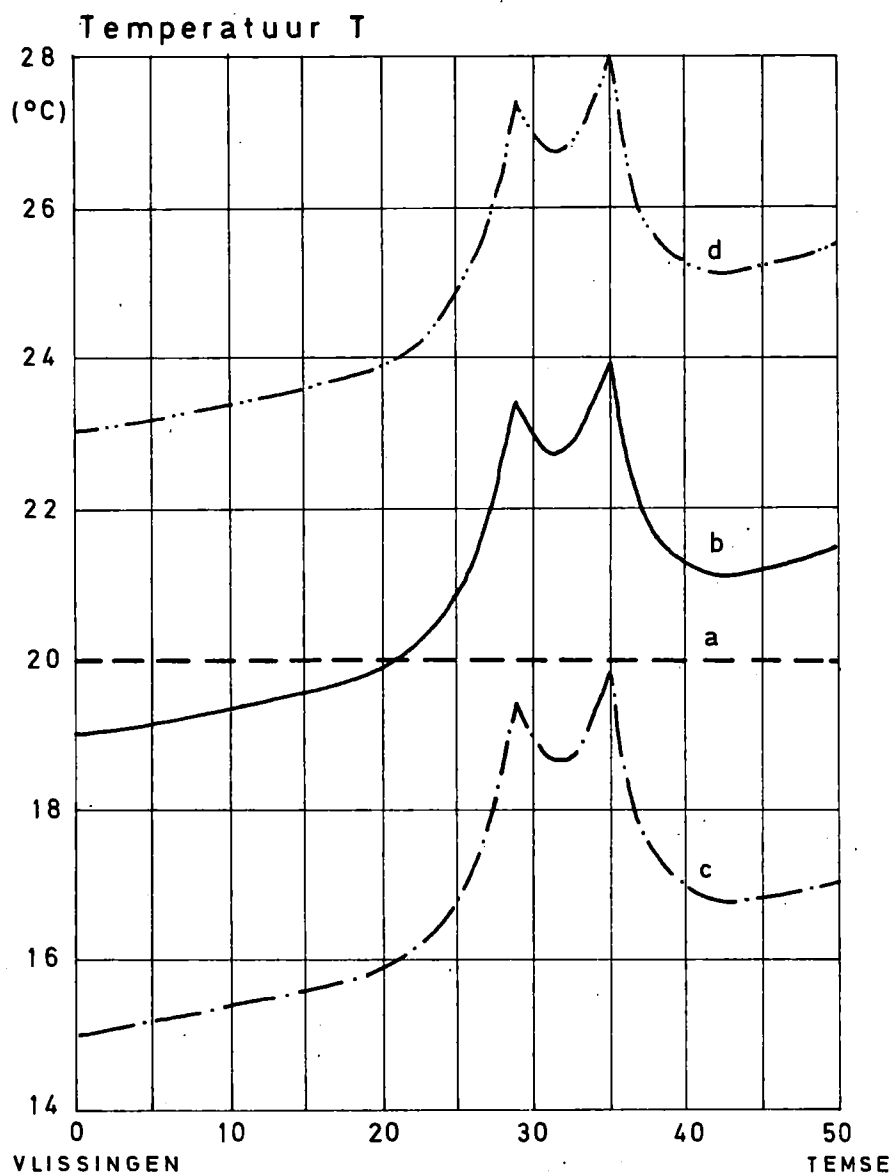


UITBREIDING VAN HET VERMOGEN NA 1976
(Beperking van de lozing $\theta_{Kallo} < 5^\circ\text{C}$)

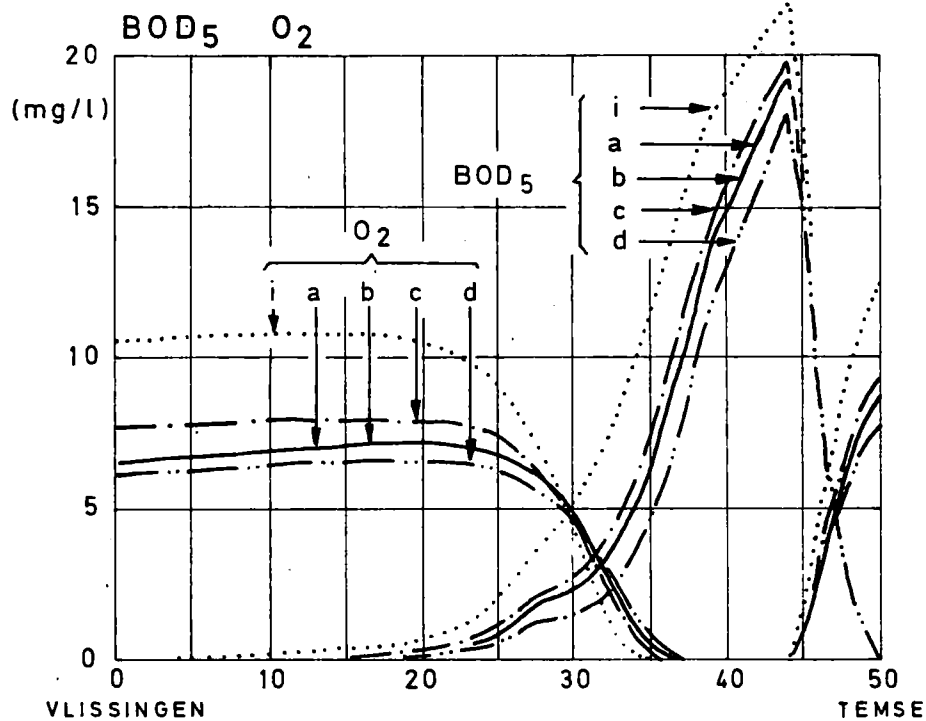




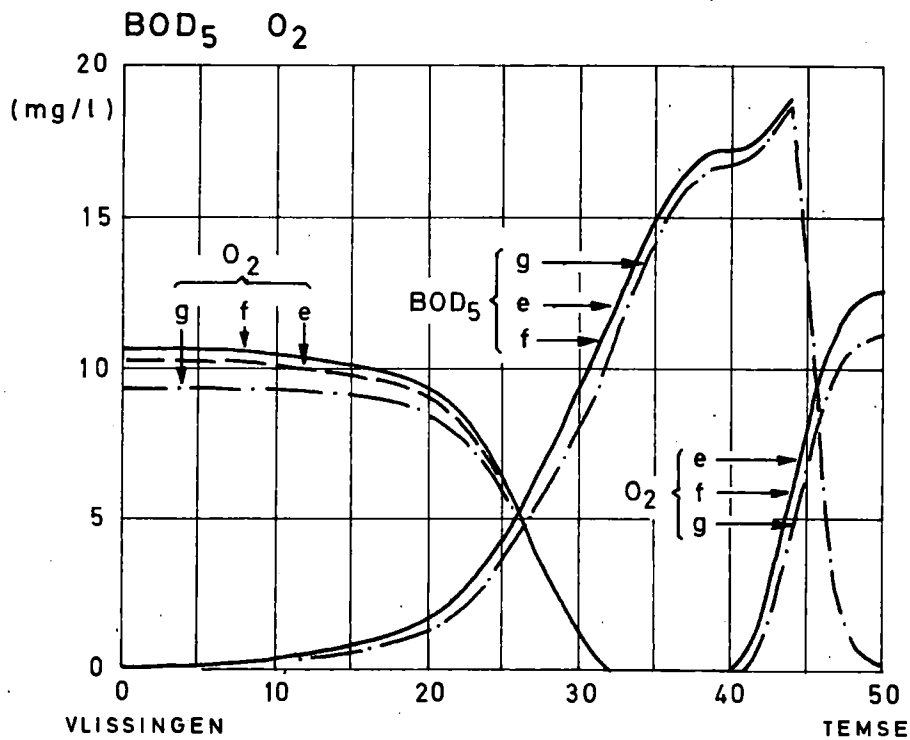
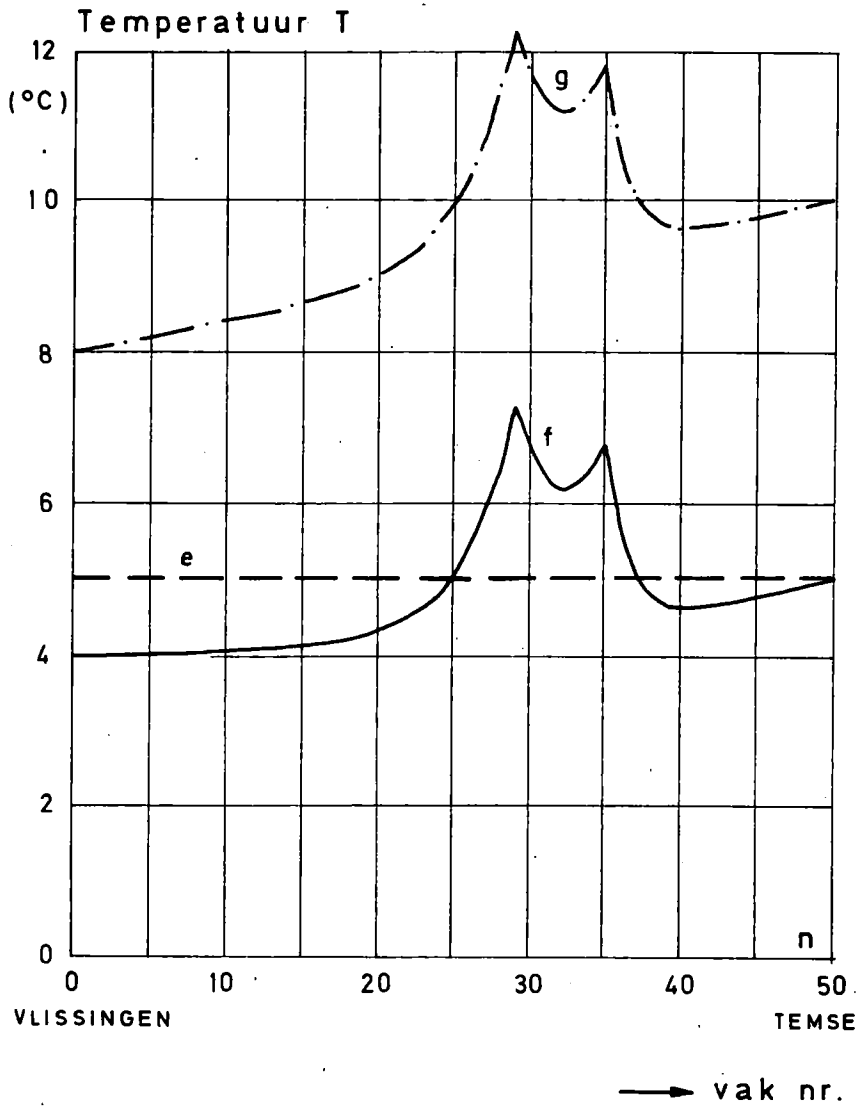
ZOMERBELASTING 1980



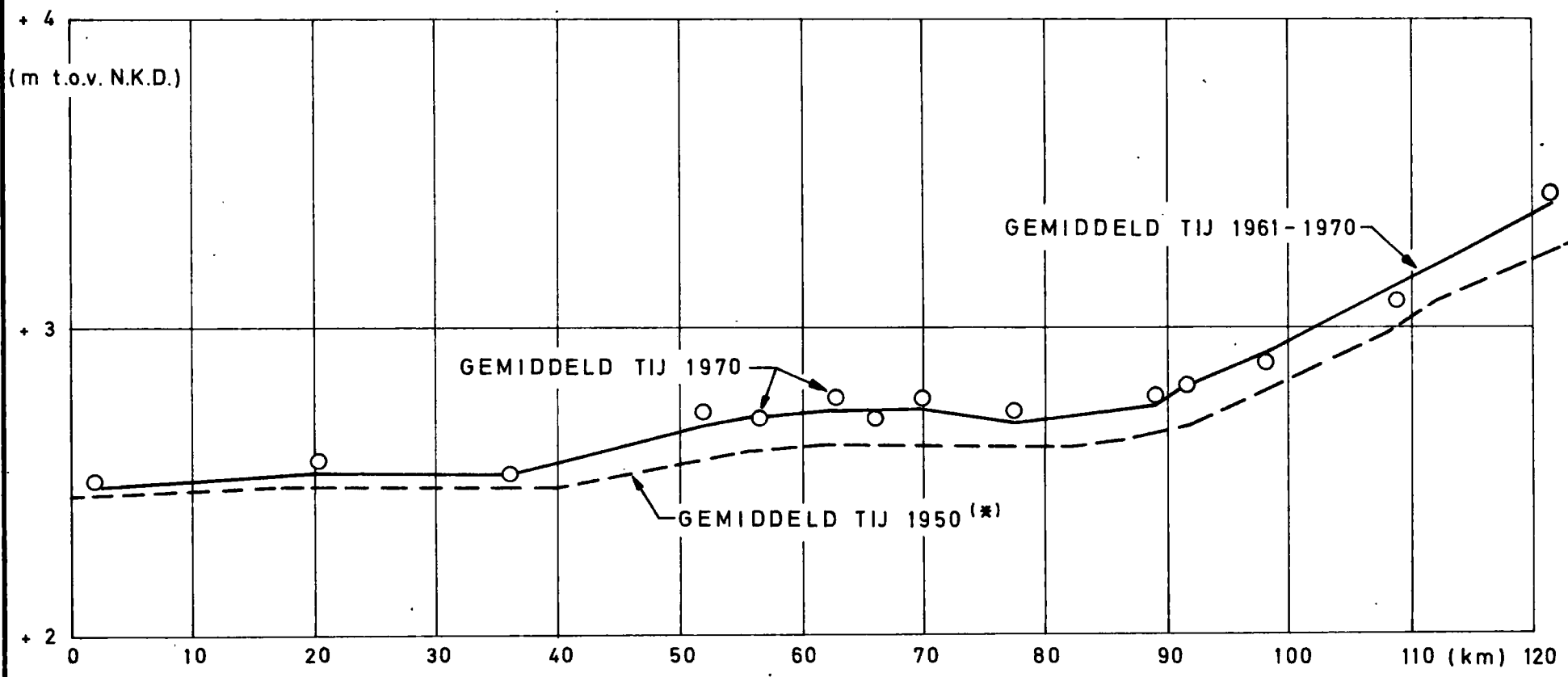
→ vak nr.



WINTERBELASTING 1980



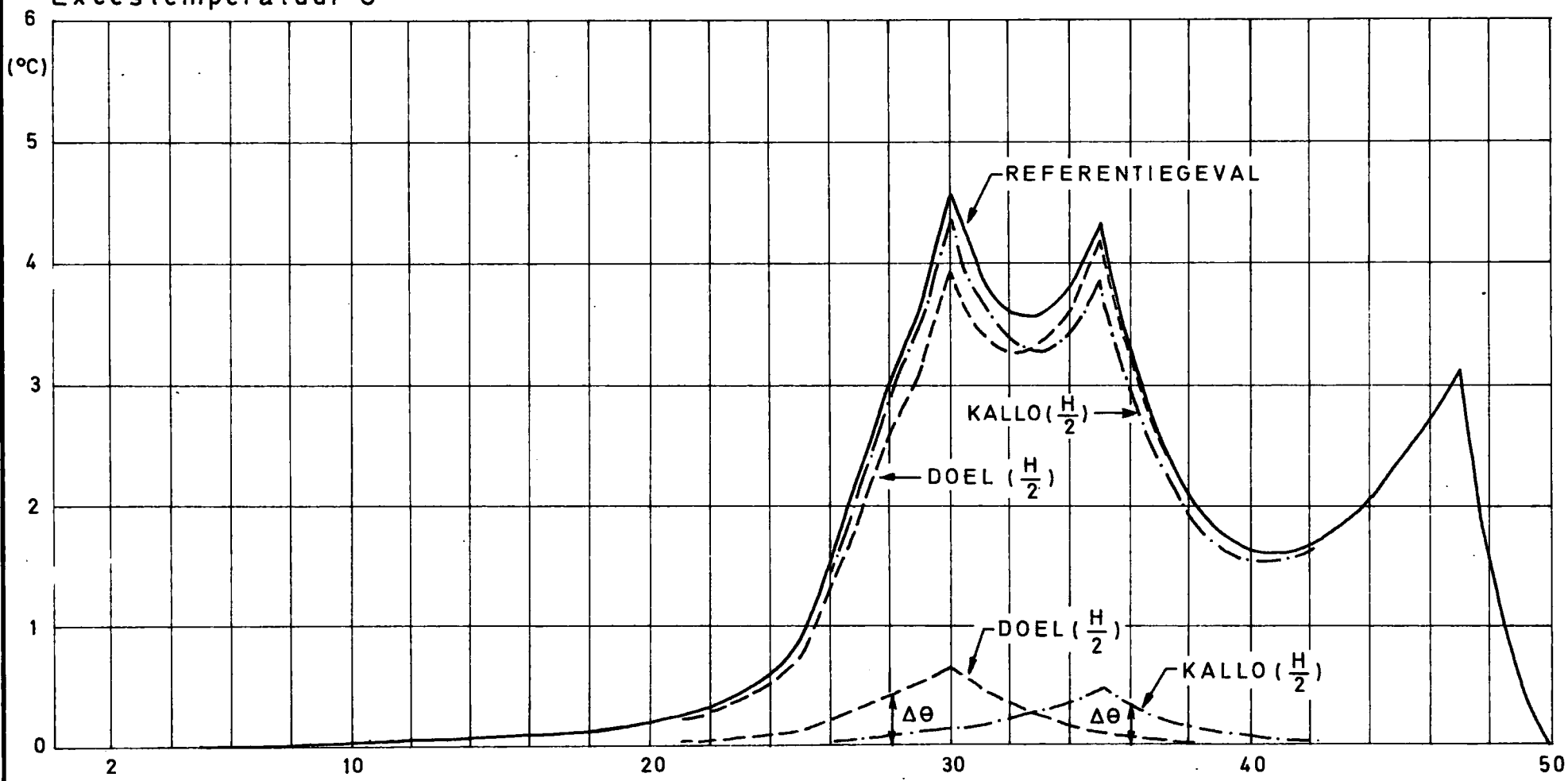
W.L. 74.370



(*) = $\frac{HW+LW}{2}$ uit "Stormvloed en de Schelde N° 4"

W.L. 74.371

Excestemperatuur θ



→ vak nr.

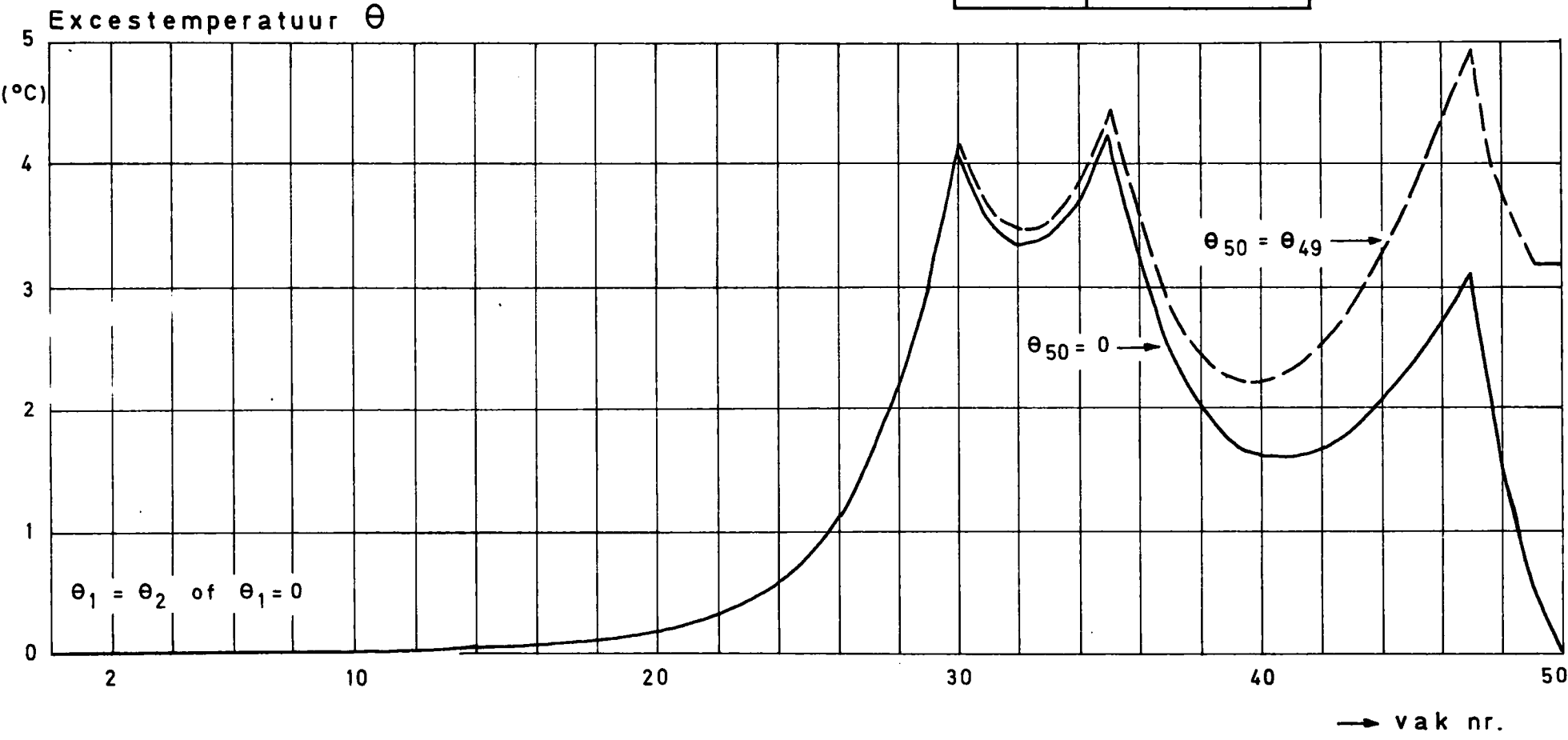
$$\Delta \theta = \theta_{\text{referentiegeval}} - \theta_{\text{Kallo (of Doel)}}$$



W.L. 74.372

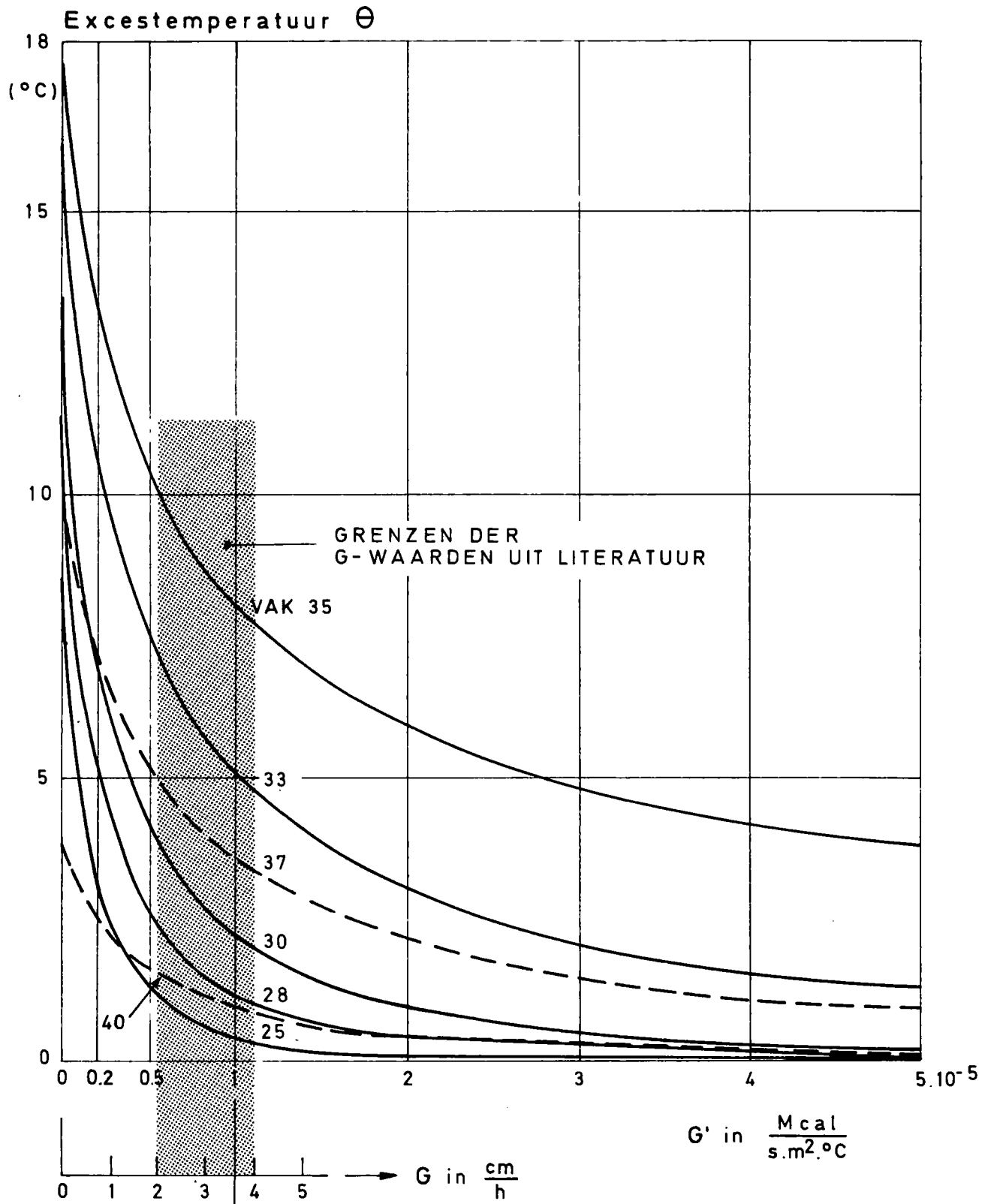
$R = 40 \text{ m}^3/\text{s}$
 $G = 3.7 \text{ cm/h}$

VAK	LOZING
47	240 Mcal/s
37	5
36	25
35	375
30	660



INVLOED VAN DE VERLIESCOEFFICIENT G
OP DE BEREKENDE EXCESTEMPERAATUUR

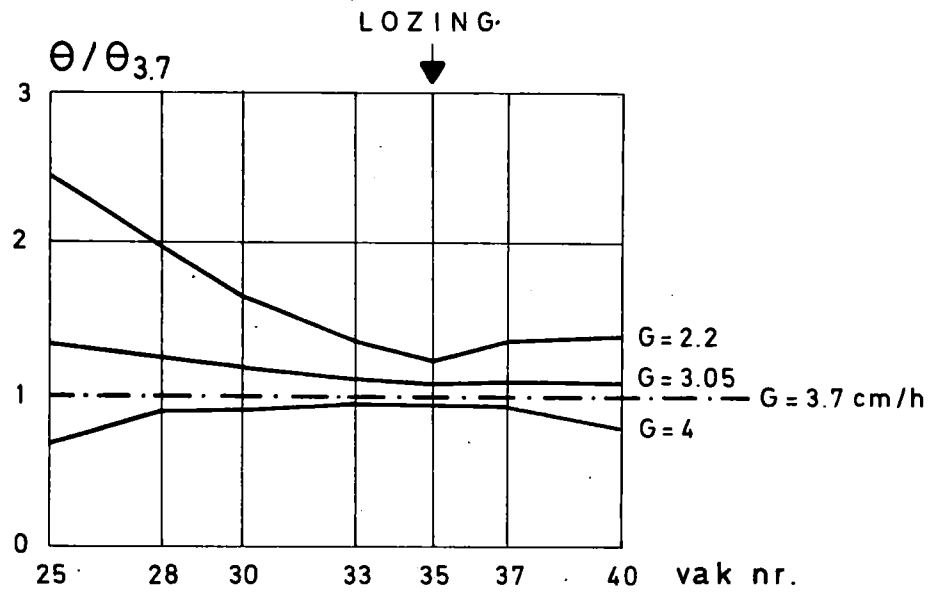
lozing : 1Gcal/s in vak 35
R = 50 m³/s



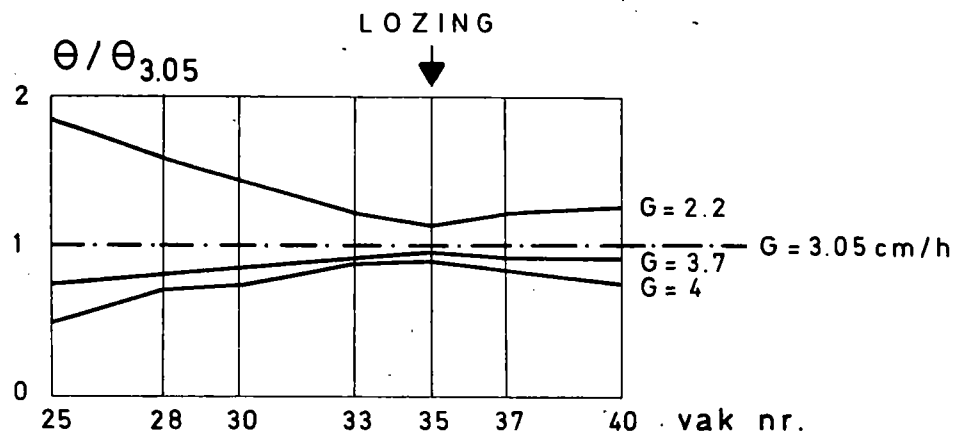
**INVLOED VAN DE VERLIESCOEFFICIENT G
OP DE BEREKENDE EXCESTEMPERATUUR**

lozing : 1 Gcal/s in vak 35
 R = 50 m³/s

Afwijking van Θ t.o.v. Θ voor G = 3,7 cm/h



Afwijking van Θ t.o.v. Θ voor G = 3,05 cm/h



editie

BERCHEMLEI 115
2200 BORGERHOUT
BELGIE
TELEFOON 031/36.18.50.

