

Korte samenvatting van de resultaten
van het onderzoek in de Westerschelde
in 1975 met betrekking tot versprei-
ding, uitgevoerd met Rhodamine-B.

77-FA-003

G.C. van Dam

03 77-FA

Rijkswaterstaat
Directie Waterhuishouding en Waterbeweging
Fysische Afdeling
Hoofthoofdskade 1, 2526 KA 's-Gravenhage

Directie Waterhuishouding en Waterbeweging

F Y S I S C H E A F D E L I N G

KORTE SAMENVATTING VAN DE RESULTATEN VAN HET ONDERZOEK IN
DE WESTERSCHELDE IN 1975 MET BETREKKING TOT VERSPREIDING,
UITGEVOERD MET RHODAMINE-B.

G.C. van Dam

In 1975 werd in de Westerschelde twee maal een hoeveelheid van de fluorescerende kleurstof rhodamine-B in het water gebracht door middel van een zogenaamde ogenblikkelijke lozing. Na de injectie werd de kleurstof met verschillende middelen (vanuit een vliegtuig en vanaf een schip) zo lang mogelijk gevolgd en de verdeling zo goed mogelijk vastgelegd.

De eerste maal (14 april 1975) werd 1000 kg rhodamine-B (vaste stof) in opgeloste vorm ingebracht, de tweede maal (14 mei 1975) 300 kg. De tweede hoeveelheid was kleiner dan de eerste omdat het slechts de bedoeling was hiermee aanvullende informatie over de eerste fase van het verspreidingsproces (2 à 3 dagen) te verkrijgen, gedurende welke fase de eerste proef door technische storingen was gehinderd.

Met de hoeveelheid van 1000kg zou men het proces 2 à 3 weken hebben kunnen volgen als de kleurstof alleen door verspreiding was verdund. Het blijkt echter dat in de Westerschelde grote percentages van de kleurstof in korte tijd door adsorptie aan fijn materiaal verdwijnen. Een zelfde tendens, in nog sterkere mate, was reeds door Belgisch onderzoek in 1966 in de rivier de Schelde gebleken. Proeven in het Eems-estuarium in 1963 en 1970 gaven een iets gunstiger beeld te zien. Veel minder hinder van verliezen door adsorptie ondervindt men in de kustwateren, terwijl in volle zee de verliezen waarloosd kunnen worden.

Bij de Westerscheldeproeven in 1975 werd de kleurstof geïnjecteerd ter hoogte van Borssele, op ongeveer 1,5 km uit de noordelijke oever, omstreeks het moment van maximale ebstroom, zodat de kleurstofwolk zich in eerste instantie ongeveer symmetrisch ten opzichte van het lozingspunt met de getijstroom heen en weer gaat bewegen.

De horizontale verspreiding op tijdstippen dat deze kon worden bepaald, werd als functie van de tijd uitgezet in de vorm van een standaarddeviatie σ ,

waarbij σ voor de grotere waarden van t niet gelijk aan de rechtstreeks uit de rekenresultaten te bepalen waarde werd genomen, maar aan de waarde die gevonden zou worden wanneer er geen oevers zouden zijn, aangenomen dat dit de diffusiekoëfficiënten niet zou beïnvloeden en de oevers bij het werkelijke proces als perfecte spiegels functioneren. Hierdoor brengt men homogeniteit in de presentatie; deze blijft tweedimensionaal, ook wanneer de werkelijke distributie geleidelijk een steeds meer ééndimensionaal karakter krijgt. Bovendien brengt men de resultaten op deze wijze in een vorm die geschikt is voor rechtstreekse invoering in het tweedimensionale wiskundige model waarmee op basis van het gemeten proces andere processen (met name continue lozingen) worden berekend. Het verband tussen gemeten verdeling en de tweedimensionale-zonder-oevers kon worden bepaald met hetzelfde wiskundige model als het zojuist genoemde, waarvoor een computerprogramma beschikbaar is (DFTHOR 26). Het model is gebaseerd op het zogenaamde superpositiebeginsel.

Door de voortdurende daling van de concentraties tengevolge van verspreiding en verliezen, wordt de onnauwkeurigheid steeds groter. De laatst verwerkte waarde betreft de achtste dag van het eerste experiment; de metingen werden bij het eerste experiment op de negende dag beëindigd.

Uit de waarden van σ in vergelijking tot de breedte van het estuarium, en ook uit de gemeten distributies, blijkt dat de verdeling na 4 à 5 dagen als ééndimensionaal te beschouwen is (geen systematische verschillen in de dwars-inrichting). Op theoretische gronden verwacht men, dat in zo'n situatie de longitudinale uitwisselingskoëfficiënt K_x niet meer van de afmetingen van het systeem afhangt. De uitgebreide analyses van het longitudinale proces van de zout-indringing hebben dit bevestigd, zodat we er wel zonder meer van uit kunnen gaan dat de beschrijvingswijze met konstante K_x ook voor de verdere verspreiding van de kleurstof (en overeenkomstige processen) zal gelden. In de tweedimensionale presentatie betekent dit een proces met konstante K_x en K_y (welke laatste als gevolg van de weerspiegelingen geen werkelijke verspreiding in dwarsrichting meer teweegbrengt). Voor (de tweedimensionale) σ betekent dit een toename met $t^{\frac{1}{2}}$ (korresponderend met een afname van de maximale concentratie met t^{-1} *). Het nulpunt van de betrokken tijdschaal komt echter niet overeen met het begin van de lozingsproef, doordat in de voorafgaande fase een ander proces gewerkt heeft, met een schaalafhankelijke, dus

*) Men bedenke wel dat door het wegvallen van het effect van K_y door de spiegeling aan de oevers, de werkelijke concentratie slechts met $t^{-\frac{1}{2}}$ zal afnemen!

toenemende (K_x , K_y). Dit betekent dat in een dubbellogaritmische voorstelling, σ in de schaalonafhankelijke fase niet precies volgens een rechte lijn onder een helling 1:2 zal gaan lopen, maar een dergelijke lijn asymptotisch zal benaderen, waarbij het tijdsverschil tussen asymptoot en werkelijk verloop konstant is, hetgeen betekent dat in de weergave met logaritmische tijdschaal de afstand tussen asymptoot en functie in de grafiek inderdaad met aangroeiende t tot nul nadert.

Een dergelijk gedrag blijkt inderdaad goed bij de gemeten waarden van σ te passen, waarbij de ligging van de asymptoot vrij nauwkeurig geschat kan worden doordat ook in de fase van het schaalonafhankelijke gedrag nog enige metingen zijn verricht. Vervolgens is nagegaan welke K_x -waarde met de gevonden asymptoot korrespondeert. Dit blijkt $K_x = 191 \text{ m}^2/\text{s}$ te zijn, hetgeen een redelijk goede overeenstemming betekent met de K_x -waarden in het desbetreffende gebied zoals ze volgen uit de meest recente bepalingen uit zoutgehalte- en rivierafvoer-gegevens met behulp van het ééndimensionale model (DFENST 20).

In de periode voorafgaand aan de schaalonafhankelijke, "ééndimensionale" diffusieve verspreiding blijken de meetresultaten vrij goed te kunnen worden benaderd met een toename van σ met $t^{3/2}$ (korresponderend met een afname van de maximale concentratie met t^{-3}). Wanneer men de meetpunten precies volgt, komt men voor een gedeelte van dit traject zelfs tot een iets snellere verspreiding. Dit moet echter aan een incidenteel effect worden toegeschreven. Het $t^{3/2}$ -gedrag van σ stemt overeen met een tweedimensionale turbulentie-struktuur waarbij de energie van grotere naar kleinere "wervels" wordt doorgegeven. In het experiment treedt in de allereerste fase nog een zekere "voorverdunning" op, waardoor de σ -waarden aanvankelijk groter zijn dan het $t^{3/2}$ -gedrag zou impliceren. In het begin speelt blijkbaar een extra energietoevoer in het gebied van de kleinere schalen een rol. Men kan hierbij denken aan windgolven, menging door scheepvaart en stromingsturbulentie. Het laatste betreft "wervels" die ontstaan door interactie van de (hoofd)stroom met de bodem. Het effect daarvan wordt vrijwel altijd waargenomen en is zeker in betrekkelijk ondiep water te verwachten. Het blijkt in het onderhavige geval al "uitgewerkt" te zijn wanneer de wolk een "diameter" van $2\sigma \approx 200 \text{ m}$ heeft bereikt. In modelberekeningen waarbij de initiële diameter groter dan dit bedrag is (bij voorbeeld door een diffusor van 250 m lengte), behoeft met de extra verdunning op de kleine schaal geen rekening gehouden te worden. In termen van een

nulpuntsverschuiving van de tijdschaal gaat het hier om een interval van ongeveer 0,3 uur. De nulpuntsverschuiving als gevolg van de initiële menging bij het lozen van de kleurstof was bij de onderhavige proeven nog aanzienlijk kleiner ($\leq 0,05$ uur).

Het resultaat van de proeven kan voor processen met begindiameters ≥ 200 m als volgt worden samengevat

$$\sigma^2(t) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{b_3^{-1} t^{-3} + b_1^{-1} t^{-1}} \quad (m^2)$$

met $b_3 = 1,58 \cdot 10^{-7}$, $b_1 = 1,70 \cdot 10^3$ (t in seconden)

Bij de praktische toepassingen wordt gewerkt met een anisotropiefactor $\varepsilon = K_x/K_y = 2$ (is tevens de verhouding tussen x- en y-komponent van σ^*). Het resultaat voor de grote schalen is onafhankelijk van deze keuze, doordat bij de vertaling van de meetresultaten in de "ééndimensionale" fase naar het tweedimensionale model dezelfde waarde van ε genomen is. Voor de kleinere schalen werkt ε in de rekenresultaten door. De (voorlopige) keuze $\varepsilon = 2$ moet als een ruwe schatting worden gezien, daar de spreiding van deze grootte in experimenten zeer groot blijkt te zijn en bovendien schaalafhankelijk. In de eerste uren kan de wind een belangrijke rol spelen, waardoor tijdelijk vaak $\varepsilon < 1$ is ("dwarswind").

* Met opzet vermijden we de notatie σ_x en σ_y , daar verwarring kan ontstaan tussen de "komponenten" van (de tweedimensionale) σ en de (in een doorsnede gedefinieerde) ééndimensionale σ . De laatste is een faktor $\sqrt{2}$ kleiner dan de overeenkomstige komponent van de eerste.