4e JAARGANG
NUMMER 12

DECEMBER
1937

DE INGENIEUR IN NEDERLANDSCH-INDIË

Orgaan der Groep Ned.-Indië van het Koninklijk Instituut van Ingenieurs,
Maandblad gewijd aan de Techniek en Wetenschap in Ned.-Indië,

waarin opgenomen

De Waterstaats-Ingenieur, opgericht in 1913

en

De Mijningenieur, opgericht in 1919.

Commissie van Toezicht:
jhr. ir. H. S. van Lennep,
ir. W. Holleman,
ir. F. M. Ch. Berkhout.

Commissie van Redactie:
Voorzitter: prof. ir. C. G. J. Vreedenburgh;
Leden: ir. G. Meesters,
ir. J. Duyfjes.

Prijs per jaargang: *f* 20,— Afzonderlijke nummers: *f* 2,—

Redactie-adres (zonder vermelding van persoonsnamen): Hoogeschoolweg 3, Bandoeng.
Adres voor administratie en abonnementen: Bragaweg 38, Bandoeng.
Adres voor advertenties: Firma G. Kolff & Co., Batavia-Centrum.

I. ALGEMEEN GEDEELTE.

INHOUD: Ter herdenking P. J. Graafft en ir. J. F. van Weelderen†. — Eigenfuncties (verv. en slot), door prof. ir. C. G. J. Vreedenburgh. — Snelheidsmeting met vliegtuiginstrumenten, door dr. ir. G. Otten. — Eenige bijzondere trillingsvormen uit de mechanica, door prof. ir. C. G. J. Vreedenburgh. — *Berichten van allerlei aard:* Octrooien, Achtste Ned.-Ind. Natuurwetensch. Congres 1938. — *Ontvangen geschriften.* — *Boekbespreking.* — *Uit inhoud van tijdschriften.* — *Personalia.* — *Kon. Inst. v. Ingenieurs:* Bestuursmededeelingen, Kringnieuws.

Ter herdenking

Pieter Johannes Graaff †.

Op 28 October bereikte ons het ontstellende telefonische bericht van het overlijden van P. J. Graaff kort na zijn aankomst in Nederland, waar hij herstel van gezondheid zocht en zeker meende te verkrijgen.

Ontstellend was dit bericht temeer, waar ook wij met redelijke zekerheid mochten verwachten, dat Graaff al spoedig de ernstige physieke inzinking, welke o.m. moest worden toegeschreven aan een bij voortduring te groote krachtsinspanning, door welverdiende rust te boven zou komen.

Thans is gebleken, dat reeds jaren een niet-onderkende ziekte zijn gestel ondermijnde, waarvan geen genezing meer mogelijk was. Door deze wetenschap kan men slechts des te meer bewondering hebben voor de groote energie en onverflauwde plichtsbetrachting van den thans ontslapene.

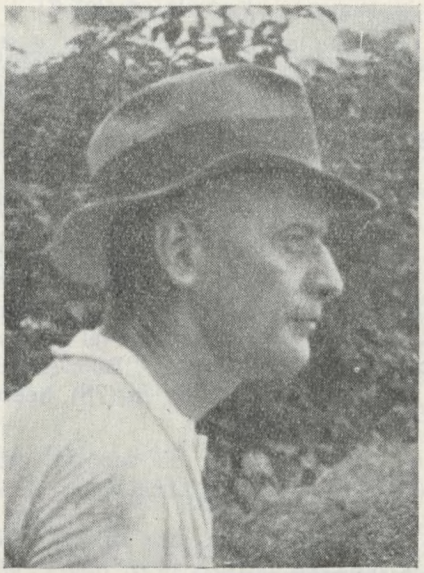


Foto ir. Goemans.

Een kort overzicht van de loopbaan van Graaff moge hier volgen.

Geboren in 1889 te den Helder, werd hij in 1905 toegelaten tot de Cadettenschool te Alkmaar, ging in 1907 als cadet voor de Genie over naar de K.M.A. en werd op 6 Augustus 1910 benoemd tot 2de luitenant der Genie van het K.N.I.L.

Achtereenvolgens diende de Genieofficier Graaff als luitenant bij de Genietroepen te

Tjimahi, den Gewestelijken en Plaatselijken Geniedienst te Magelang, als kapitein bij de K.M.A. als leeraar, de Genietroepen te Tjimahi, de Gewestelijke en Plaatselijke Geniediensten te Weltevreden en in Atjeh en Onderhoorigheden, waarna hij in 1929 op verzoek eervol uit Hr. Ms. militairen dienst werd ontslagen. Na het beëindigen van de actieve militaire loopbaan werd Graaff benoemd tot reseve-kapitein der Genie, waarna op grond van zijne bijzondere capaciteiten nog bevordering tot reservemajoor en tenslotte reserve-luitenant-kolonel volgde.

Zeker weten wij, dat bij alle militairen — officieren en minderen —, die met of onder den officier Graaff gediend hebben, steeds de herinnering zal blijven voortleven aan een bijzonder bekwaam officier, met groote gaven van hart en verstand, een leider bij uitnemendheid, die veel eischte van zijn medewerkers, doch ten allen tijde nog meer eischte van zichzelven.

Na het besluiten van zijn militaire loopbaan werd Graaff als firmant in het A. I. A.-bureau opgenomen en werd hij nog gekozen in het Bestuur van de mijnbouwmaatschappijen A.I.M.E. en Kawah Poetih, eerst als president-commissaris en spoedig als directeur.

Ook in deze werkkringen kwamen zijn gaven als ingenieur, leider en mensch sterk naar voren, immers, hij durfde niet alleen onder de moeilijkste crisisomstandigheden alle verantwoordelijkheid op zich te nemen, maar deed dit ook op eene wijze, welke spoedig aller bewondering en sympathie afdwong. Als er moeilijkheden te overwinnen waren, ging hij steeds zijn medewerkers en ondergeschikten voor en spaarde iedereen behalve zichzelf.

Ondanks zijn overdrukke werkzaamheden vond Graaff nog tijd zijne krachten te geven aan het *K.I.v.I.*, als lid van het Groepsbestuur in Ned.-Indië (1933 t/m '37) en van de Commissie van Toezicht voor *„De Ingenieur in Ned.-Indië"* (Sept. '35 — Oct. '37).

Een eerlijk en goed mensch, een goed vriend en hartelijk kameraad is van ons weggenomen!

Hij ruste in vrede.

P. J. Droog.

Ir. J. F. van Weelderen. †

Den 25sten October is te Den Haag overleden ir. J. F. van Weelderen, oud-Hoofd van den Post-, Telegraaf- en Telefoondienst in Ned.-Indië.

Geboren te Soemedang op den 18den Augustus 1877, verwierf hij in 1903 te Delft het diploma van werktuigkundig ingenieur. Het volgend jaar vertrok hij naar Ned.-Indië om hier te lande te worden aangesteld als adjunct-ingenieur bij de Staatsspoorwegen.

Na verschillende rangen te hebben doorloopen, werd hij in 1925 benoemd tot Hoofd van het bedrijf der Staatsspoor- en Tramwegen op Java. In 1926 werd de heer van Weelderen benoemd tot Hoofd van den P.T.T.-dienst, welke functie hij tot 1930 bekleedde.

De thans overledene was Ridder in de Orde van den Nederlandschen Leeuw, Officier in de Orde van het Legioen van Eer van Frankrijk en Officier der Orde van den Witten Olifant van Siam.

Eigenfuncties

door

prof. ir. C. G. J. VREEDENBURGH.

(*Vervolg en slot*) *).

5. Belangrijkste eigenschappen der eigenfuncties.

Heeft men de homogene lineaire integraalvergelijking:

$$y(\xi) = \lambda \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots (78)\ ^{13})$$

waarbij λ_k en λ_r twee *verschillende* eigenwaarden zijn behoorende bij de eigenfuncties $y_k(\xi)$ en $y_r(\xi)$, dan geldt, indien de kern symmetrisch is:

$$\int_a^b y_k(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (79)$$

Men zegt, dat twee eigenfuncties, bij verschillende eigenwaarden behoorende, *orthogonaal* zijn. Overgebracht op de trillende staaf beteekent dit dus het volgende.

Heeft men twee verschillende vrije trillingsvormen (eigendoorbuigingen) van een staaf en teekent men een kromme, waarvan de ordinaten gevormd worden door de producten der overeenkomstige eigendoorbuigingen, dan is de totale oppervlakte van de aldus verkregen figuur steeds = 0.

Het bewijs kan als volgt worden gegeven.

Door substitutie der eigenwaarden en eigenfuncties in (78), heeft men:

$$\left.\begin{aligned} y_k(\xi) &= \lambda_k \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma \\ y_r(\xi) &= \lambda_r \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_r(\sigma) \cdot d\sigma \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots (80)$$

*) Zie No. 11 — 1937 van dit tijdschrift blz. I. 225 t/m 236.

13) Deze integraalvergelijking verschilt alleen hierin van (65), dat de grenzen 0 en 1 der bepaalde integraal zijn vervangen door de meer algemeene grenzen *a* en *b*.

Beide leden van de eerste verg. vermenigvuldige men nu met $\lambda_r \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi$ en beide leden der tweede verg. met $\lambda_k \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi$ en trekke ze daarna van elkaar af. Men vindt dan:

$$(\lambda_r - \lambda_k) \cdot y_k(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi = \lambda_k \cdot \lambda_r \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi \cdot \cdot \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma - \lambda_k \cdot \lambda_r \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi \cdot \cdot \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_r(\sigma) \cdot d\sigma$$

Beide leden integreere men nu naar ξ tusschen de grenzen a en b.

$$(\lambda_r - \lambda_k) \cdot \int_a^b y_k(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi = \lambda_k \cdot \lambda_r \cdot \cdot \left[\int_a^b y_r(\xi) \cdot d\xi \cdot \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma - \int_a^b y_k(\xi) \cdot d\xi \cdot \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_r(\sigma) \cdot d\sigma \right] \quad \ldots\ldots (81)$$

Nu kan de tweede dubbelintegraal in den vorm tusschen haken van bovenstaande vergelijking ook worden geschreven:

$$\int_a^b y_r(\sigma) \cdot d\sigma \cdot \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi = \int_a^b y_r(\xi) \cdot d\xi \cdot \int_a^b K(\sigma, \xi) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma$$

en daar de kern *symmetrisch* werd verondersteld, m.a.w. $K(\sigma, \xi) = K(\xi, \sigma)$, is de waarde van deze dubbelintegraal dus dezelfde als die van de eerste, zoodat de vorm tusschen haken in (81) en daarmede het rechter lid nul wordt. Daar $\lambda_r - \lambda_k \neq 0$, is hiermede dus de orthogonaliteitsbetrekking (79) bewezen.

Dat deze betrekking *niet* meer bestaat, wanneer men te doen heeft met twee *zelfde* eigenfuncties, is duidelijk. Immers neemt men een eigendoorbuiging van een trillende staaf en vormt men hieruit een nieuwe kromme, waarvan de ordinaten de kwadraten zijn van de eerste, dan worden deze ordinaten alle positief, zoodat de oppervlakte nooit nul kan worden.

Zooals reeds werd opgemerkt, worden de eigenfuncties *genormeerd*, d.w.z. zoodanig van een constante voorzien, dat

$$\int_a^b y^2(\xi) \cdot d\xi = 1 \quad \ldots\ldots (82)$$

waardoor ze eenduidig zijn bepaald.

Bij de trillende staaf beteekent dit, dat ook de *grootte* der eigendoorbuiging hiermede is vastgelegd.

Een in het interval van a tot b continue functie kan steeds worden ontwikkeld in een convergente reeks volgens de genormeerde eigenfuncties $y_1(\xi)$, $y_2(\xi)$ ..... $y_k(\xi)$ van een symmetrische kern en wel in den volgenden vorm:

$$f(\xi) = c_1 \cdot y_1(\xi) + c_2 \cdot y_2(\xi) + \ldots . c_k \cdot y_k(\xi) + \ldots . \quad (83)$$

waarbij c_1, c_2, ... c_k ..... constanten zijn (lit. 2). Om b.v. de constante c_k te bepalen vermenigvuldige men beide leden van (83) met $y_k(\xi) \cdot d\xi$ en integreere tusschen de grenzen a en b. Men vindt dan:

$$\int_a^b f(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi = c_1 \cdot \int_a^b y_1(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi + c_2 \cdot \int_a^b y_2(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi + \ldots\ldots c_k \cdot \int_a^b y_k^2(\xi) \cdot d\xi + \ldots .$$

Daar twee verschillende eigenfuncties orthogonaal zijn, worden alle termen van het tweede lid met uitzondering van dien met den coëfficiënt c_k, gelijk nul.

Bedenkt men dat vanwege de normeering $\int_a^b y_k^2(\xi) \cdot d\xi = 1$, zoo vindt men:

$$c_k = \int_a^b f(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi \quad \ldots\ldots (84)$$

terwijl (83) kan worden geschreven:

$$f(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \left[y_k(\xi) \cdot \int_a^b f(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi \right] \quad \ldots\ldots (85)$$

De reeksontwikkeling volgens (83) beteekent, dat een willekeurige continue kromme, getrokken tusschen de punten met de abscissen a en b, kan worden verkregen door een lineaire superpositie van de genormeerde eigendoorbuigingen van een trillende staaf van de lengte $(b - a)$, waarbij iedere eigendoorbuiging op een bepaalde wijze wordt verkleind of vergroot. Kiest men voor de trillende staaf een ligger op twee steunpunten, dan wordt de reeks blijkbaar een sinusreeks van Fourier, omdat de eigenfuncties door (18) worden bepaald. Een geheel andere ontwikkeling krijgt men echter, wanneer men als trillende staaf den ingeklemden ligger kiest, waarvan de eigenfuncties door (34) en (73) zijn gegeven, dan wel een staaf, die aan beide zijden is ingeklemd, of aan één zijde ingeklemd en aan het andere uiteinde opgelegd, enz.

De ontwikkeling volgens een sinusreeks van Fourier kan dus worden opgevat als een bijzonder geval eener ontwikkeling naar eigenfuncties n.l. naar de eigenfuncties van de trillende staaf op twee steunpunten [14]).

Wanneer de kern eigenwaarden bezit, die alle positief zijn, de kern z.g. *positief-definiet* is zooals bij de trillende staaf het geval is, kan ook deze *kern* volgens eigenfuncties in een reeks worden ontwikkeld.

Beschouwt men nl. in de kern $K(\xi, \sigma)$ alleen σ als variabele, dan heeft men in verband met (83):

$$K(\xi, \sigma) = c_1 \cdot y_1(\sigma) + c_2 \cdot y_2(\sigma) + \ldots\ldots + c_k \cdot y_k(\sigma) + \ldots\ldots \quad (86)$$

14) De vrij trillende *snaar* trilt ook volgens sinusgolven. De eigenfuncties zijn dezelfde als van de staaf op twee steunpunten, de eigenwaarden zijn echter evenredig met π^2 instede van π^4 (lit. 6; lit. 8, blz. 639).

waarbij volgens (84):

$$c_k = \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (87)$$

Nu is volgens de homogene integraalvergelijking (78):

$$y_k(\xi) = \lambda_k \int_a^b K(\xi, \sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (88)$$

wanneer λ_k de eigenwaarde is, behoorende bij $y_k(\xi)$.

Alzoo kan (87) worden geschreven:

$$c_k = \frac{y_k(\xi)}{\lambda_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (89)$$

en hiermede verg. (86):

$$K(\xi, \sigma) = \frac{y_1(\xi) \cdot y_1(\sigma)}{\lambda_1} + \frac{y_2(\xi) \cdot y_2(\sigma)}{\lambda_2} + \ldots\ldots + \frac{y_k(\xi) \cdot y_k(\sigma)}{\lambda_k} + \ldots\ldots\ldots$$

of wel:

$$K(\xi, \sigma) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{y_k(\xi) \cdot y_k(\sigma)}{\lambda_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (90)$$

Het rechter lid noemt men de *bilineaire reeks* en (90) de *bilineaire formule*.

Duidelijk blijkt uit deze formule de symmetrie van de kern.

6. De gedwongen trilling van een homogene prismatische staaf.

Men beschouwe thans het geval, dat op de trillende staaf behalve de traagheidskrachten nog een periodische kracht werkt, welke per lengte-eenheid worde voorgesteld door:

$$p(\xi, t) = p(\xi) \cdot \sin \nu t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (91)$$

waarbij ν *niet* overeenkomt met één van de eigenfrequenties ω_1, ω_2 ..... ω_k der vrije trillingsvormen van de staaf.

Een mogelijke oplossing wordt verkregen door te stellen:

$$y(\xi, t) = y(\xi) \cdot \sin \nu t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (92)$$

Op een deeltje $ds = l \cdot d\sigma$, in het punt σ van de staaf, werkt dan behalve het traagheidskrachtje $\mu \cdot l \cdot d\sigma \cdot \nu^2 \cdot y(\sigma) \cdot \sin \nu t$ nog het uitwendig beweegkrachtje $l \cdot d\sigma \cdot p(\sigma) \cdot \sin \nu t$.

Met de invloedsfunctie $K(\xi, \sigma)$, b.v. volgens (41) of (44), vindt men dan voor de uitbuiging in bronvorm voorgesteld:

$$y(\xi) \cdot \sin \nu t = \int_0^1 \left[l \cdot d\sigma \cdot p(\sigma) \cdot \sin \nu t + \mu \cdot l \cdot d\sigma \cdot \nu^2 \cdot y(\sigma) \cdot \sin \nu t \right] \cdot \frac{l^3}{6 E \cdot I} \cdot K(\xi, \sigma) \quad \ldots\ldots \quad (93)$$

Stelt men:

$$\eta(\xi) = \frac{l^4}{6 E \cdot I} \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot p(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots \quad (94)$$

en:

$$\rho = \frac{\mu \cdot \nu^2 \cdot l^4}{6 E \cdot I} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (95)$$

dan kan (93) na deeling door sin νt worden geschreven:

$$y(\xi) = \eta(\xi) + \rho \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot y(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots \quad (96)$$

Deze integraalvergelijking verschilt in het bijzonder van (65) door de aanwezigheid in het tweede lid van de *storingsfunctie* $\eta(\xi)$, waardoor de vergelijking thans *inhomogeen* is geworden. De onbekende functie is hier weer $y(\xi)$, terwijl $K(\xi, \sigma)$ en $\eta(\xi)$ bekende functies zijn. Verder is ρ in tegenstelling met λ in (65) een *bekend getal*.

Wat de storingsfunctie $\eta(\xi)$ volgens (94) betreft, zal men gemakkelijk inzien, dat deze voorstelt de in bronvorm uitgedrukte uitbuigingslijn van de staaf, wanneer zij *statisch* belast is met de verdeelde belasting $p(\xi)$, d.i. de grootste waarde der periodische dwingende belastingskracht volgens (91).

Voor de oplossing der inhomogene integraalvergelijking is het noodig, eerst de eigenwaarden en de genormeerde eigenfuncties te bepalen van de kern $K(\xi, \sigma)$, wanneer in (96) de storingsfunctie $\eta(\xi)$ wordt weggelaten m.a.w. eerst dient de homogene integraalvergelijking (65) te worden opgelost.

Volledigheidshalve moge hier worden opgemerkt, dat de integraalvergelijking (96) wordt genoemd naar F r e d h o l m. Van deze vergelijking zijn twee typen bekend, met de volgende algemeene gedaanten:

1e type:

$$f(x) = \int_0^1 K(x, y) \cdot \varphi(y) \cdot dy \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (97)$$

2e type

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \cdot \int_0^1 K(x, y) \cdot \varphi(y) \cdot dy \quad \ldots\ldots \quad (98)$$

Hierin is $\varphi(x)$ de onbekende functie, terwijl $f(x)$ en $K(x, y)$ bekende functies zijn en λ een parameter. Blijkbaar behoort (96) tot het *tweede* F r e d h o l m-sche type, dat in de homogene vergelijking (65) overgaat, wanneer $f(x) \equiv 0$.

Wanneer in het 2e lid van (97) en (98) de integratie zich uitstrekt van 0 tot x in stede van 0 tot 1, krijgt men de integraalvergelijkingen van V o l t e r r a en wel resp. van het 1e en 2e type (lit, 5, zie ook lit. 9).

Thans overgaande tot de oplossing van verg. (96), bepale men zooals reeds werd opgemerkt eerst de eigenwaarden en de eigenfuncties van de *homogene* vergelijking:

$$y(\xi) = \lambda \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot y(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (99)$$

op de wijze als in hoofdstuk 4 werd uiteengezet.

$y(\xi)$ en $\eta(\xi)$ volgens de gevonden eigenfuncties $y_1(\xi)$, $y_2(\xi)$ ..... $y_k(\xi)$ ..... ontwikkeld, geven:

$$y(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} a_k \cdot y_k(\xi) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (100)$$

$$\eta(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} b_k \cdot y_k(\xi) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (101)$$

Hierbij bedenke men, dat de constanten b_1, b_2 ..... b_k ..... met behulp van (84) kunnen worden bepaald. De constanten a_1, a_2 ..... a_k ..... zijn echter voorshands *onbekend*, daar immers $y(\xi)$ onbekend is.

Tenslotte wordt ook $K(\xi, \sigma)$ volgens de bilineaire reeks (90) ontwikkeld.

Alle reeksen in (96) gesubstitueerd geven:

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} a_k \cdot y_k(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} b_k \cdot y_k(\xi) + \rho \cdot \int_0^1 \left[\sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{y_k(\xi) \cdot y_k(\sigma)}{\lambda_k} \cdot \sum_{k=1}^{k=\infty} a_k \cdot y_k(\sigma) \right] d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots \quad (102)$$

De integraal in het 2e lid stelt voor

$$\int_0^1 \left[\frac{y_1(\xi) \cdot y_1(\sigma)}{\lambda_1} + \frac{y_2(\xi) \cdot y_2(\sigma)}{\lambda_2} + \ldots\ldots + \frac{y_k(\xi) \cdot y_k(\sigma)}{\lambda_k} + \ldots\ldots \right] \cdot \left[a_1 \cdot y_1(\sigma) + a_2 \cdot y_2(\sigma) + \ldots\ldots + a_k \cdot y_k(\sigma) + \ldots\ldots \right] d\sigma$$

en in verband met de normeering en orthogonaliteit der eigenfuncties, geeft dit:

$$\frac{a_1 \cdot y_1(\xi)}{\lambda_1} + \frac{a_2 \cdot y_2(\xi)}{\lambda_2} + \ldots\ldots \frac{a_k \cdot y_k(\xi)}{\lambda_k} + \ldots\ldots = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{a_k \cdot y_k(\xi)}{\lambda_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (103)$$

Verg. (102) wordt dan:

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} a_k \cdot y_k(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} b_k \cdot y_k(\xi) + \rho \cdot \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{a_k}{\lambda_k} \cdot y_k(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \left(b_k + \rho \cdot \frac{a_k}{\lambda_k}\right) \cdot y_k(\xi) \quad \ldots \quad (104)$$

Verg. (104) heeft zoowel in het linker als in het rechter lid een ontwikkeling volgens *dezelfde* eigenfuncties. Deze reeksen kunnen alleen dan indentiek zijn, wanneer de overeenkomstige coëfficiënten aan elkaar gelijk zijn.

Om b.v. te bewijzen, dat:

$$a_r = b_r + \rho \cdot \frac{a_r}{\lambda_r} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (105)$$

vermenigvuldige men beide leden van (104) met $y_r(\xi) \cdot d\xi$ en integreere tusschen 0 en 1. In verband met de orthogonaliteit en normeering der eigenfuncties vindt men dan de juistheid van (105).

Men heeft dus:

$$a_k = \frac{b_k}{1 - \frac{\rho}{\lambda_k}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (106)$$

waarmede de onbekende coëfficiënten a in (100) in de bekende coëfficiënten b in (101) zijn uitgedrukt.

Verg. (100) wordt dus met (106):

$$y(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{b_k \cdot y_k(\xi)}{1 - \frac{\rho}{\lambda_k}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (107)$$

waarbij ingevolge (84):

$$b_k = \int_0^1 \eta(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (108)$$

Alzoo wordt (92):

$$y(\xi, t) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{b_k \cdot y_k(\xi)}{1 - \frac{\rho}{\lambda_k}} \cdot \sin \nu t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (109)$$

waarmede de uitbuigingslijn van de staaf ook als functie van den tijd bekend is.

Opgemerkt kan nog worden, dat men in de uitdrukking (94) nl.:

$$\eta(\xi) = \frac{l^4}{6\,E \cdot I} \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot p(\sigma) \cdot d\sigma$$

ook $\frac{l^4}{6\,E \cdot I} \cdot p(\sigma)$ volgens eigenfuncties kan ontwikkelen, alzoo kan stellen:

$$\frac{l^4}{6\,E \cdot I} \cdot p(\sigma) = \sum_{k=1}^{k=\infty} c_k \cdot y_k(\sigma) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (110)$$

waarbij volgens (84):

$$c_k = \frac{l^4}{E \cdot I} \cdot \int_0^1 p(\sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (111)$$

Substitueert men de bilineaire reeks van $K(\xi, \sigma)$ en de reeks (110) in het 2e lid van (94), zoo krijgt men een zelfde ontwikkeling als voor de integraal in het 2e lid van (102), echter met dit verschil, dat a door c moet worden vervangen. Men vindt dus:

$$\eta(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{c_k \cdot y_k(\xi)}{\lambda_k}$$

zoodat in verband met (101):

$$b_k = \frac{c_k}{\lambda_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (112)$$

Zooals reeds eerder werd opgemerkt, is $\eta(\xi)$ volgens (94) niets anders dan de uitbuigingslijn van de staaf bij een statische belasting met $p(\xi)$, terwijl (107) blijkbaar voorstelt de maximale dynamische uitbuiging onder invloed der dwingende kracht, althans wanneer de demping zoo klein is, dat ze mag worden verwaarloosd en bovendien de dwingende kracht reeds

zoo lang op de staaf heeft gewerkt, dat de beweging onafhankelijk is geworden van de beginvoorwaarden.

Substitueert men in (**107**) voor ρ de waarde $\frac{\mu \cdot \nu^2 \cdot l^4}{6\,E \cdot I}$ volgens (**95**) en voor λ_k de waarde $\frac{\mu \cdot \omega_k{}^2 \cdot l^4}{6\,E \cdot I}$ volgens (**64**), wanneer ω_k de frequentie is behoorende bij de eigenuitbuiging $y_k(\xi)$, dan kan (**107**) ook worden geschreven:

$$y(\xi) = \frac{b_1 \cdot y_1(\xi)}{1 - \frac{\nu^2}{\omega_1{}^2}} + \frac{b_2 \cdot y_2(\xi)}{1 - \frac{\nu^2}{\omega_2{}^2}} + \ldots\ldots + \frac{b_k \cdot y_k(\xi)}{1 - \frac{\nu^2}{\omega_k{}^2}} + \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (113)$$

De tellers der breuken in het 2e lid:

$$\left.\begin{aligned} \eta_1 &= b_1 \cdot y_1(\xi) \\ \eta_2 &= b_2 \cdot y_2(\xi) \\ &\vdots \\ \eta_k &= b_k \cdot y_k(\xi) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (114)$$

zijn blijkbaar de samenstellende deelen (componenten) van de *statische* uitbuiging der staaf bij belasting met $p(\xi)$, welke gelijkvormig zijn met resp. de 1e, 2e, ... k^{de} ..... eigendoorbuiging van de staaf.

Verg. (**113**) zegt dan, dat *iedere* eigencomponente van deze statische uitbuiging, door de dwingende belastingskracht met de frequentie ν, wordt vergroot in de verhouding $\frac{1}{1 - \frac{1}{n_k{}^2}} = \frac{n_k{}^2}{n_k{}^2 - 1}$, waarbij $n_k = \frac{\omega_k}{\nu}$ kan worden genoemd de „zekerheid tegen resonantie" voor de componente behoorende bij ω_k [15]).

Immers is uit (**113**) dadelijk te zien, dat de maximale dynamische uitbuiging bij verwaarloozing der demping oneindig groot kan worden, wanneer de frequentie der dwingende kracht overeenkomt met één der eigenfrequenties van de staaf [16]).

15) Iets dergelijks heeft men ook bij de uitbuiging van een staaf op twee steunpunten, welke volgens de verbindingslijn der steunpunten wordt gedrukt door twee gelijke krachten P en bovendien een dwarsbelasting draagt. *Iedere* sinusgolf der statische doorbuiging, tengevolge van de dwarsbelasting alleen, wordt dan door de drukkracht vergroot in de verhouding $\frac{n}{n-1}$, waarbij n de knikzekerheid is voor die sinusgolf (lit. 21).

16) Doordat altijd eenige demping aanwezig zal zijn, blijft de maximale dynamische uitbuiging steeds eindig. Resonantie voor de frequentie ω_k treedt dan op, wanneer ν iets kleiner is dan ω_k.

Bij een demping, welke niet te groot is en per eenheid van lengte van de staaf $c \cdot \frac{\partial y}{\partial t}$ bedraagt, kan de uitbuiging bij resonantie met de k-de frequentie bij benadering worden voorgesteld door de formule:

$$y(\xi) = \frac{p(\xi)}{c \cdot \omega_k}$$

Resonantie is dus alleen geheel uitgesloten, wanneer de dwangfrequentie kleiner is dan de hoofdfrequentie van de staaf. Zoo dient men er bij de beveiliging van torenvormige constructies tegen resonantiegevaar bij *aardbevingen* er dan ook naar te streven, dat de hoofdfrequentie der constructie ω_1 grooter is, dan de grootste frequentie ν_a der aardtrillingen, die tijdens de aardbeving kan optreden.

Zooals in lit. 24 werd uiteengezet, is het aan te bevelen te zorgen dat $\omega_1 \geqslant 2\,\nu_a$ is, waarbij $\nu_a = \frac{2\pi}{1{,}35\ \text{sec}} = 4{,}65\ \text{sec}^{-1}$ kan worden gesteld.

Wanneer de uitbuiging van de staaf bij statische belasting met $p(\xi)$ ongeveer overeenkomt met de eerste eigendoorbuiging zullen in de reeksontwikkeling volgens (**101**) alle coëfficiënten b_k van af b_2 zeer klein zijn, zoodat zij kunnen worden verwaarloosd. In de reeks (**113**) behoeft men dan slechts met den eersten term te rekenen. De maximale dynamische uitbuiging bij een aardbeving kan dan worden voorgesteld door de formule:

$$y(\xi) = \frac{\eta(\xi)}{1 - \frac{\nu_a{}^2}{\omega_1{}^2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (115)$$

waarbij $\eta(\xi)$ de statische uitbuiging is tengevolge van de maximale waarde der versnelling van de aardbeving. Stelt men deze $\frac{1}{3}\,g$, dan wordt bedoelde statische belasting dus

$$p(\xi) = \tfrac{1}{3} \cdot \mu \cdot g \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (116)$$

per lengte-eenheid.

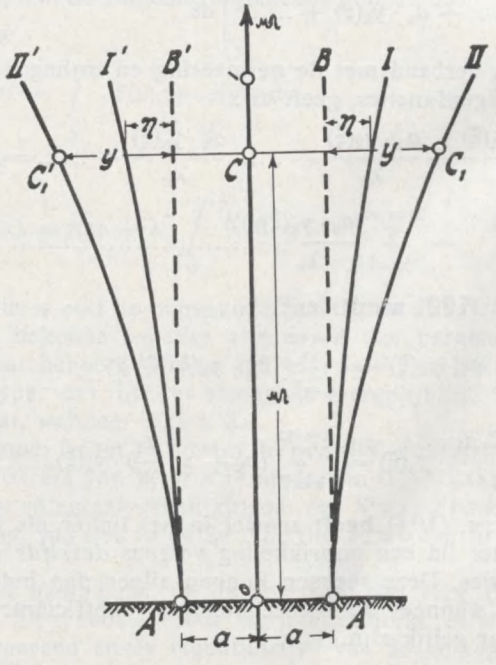


Fig. 8. Dynamische uitwijking eener ingeklemde staaf door een aardbeving.
I = statische uitbuiging,
II = maximale dynamische uitbuiging.

$$y = \frac{n^2}{n^2 - 1} \cdot \eta, \text{ als } n = \frac{\omega_1}{\nu_a}.$$

In *fig. 8* zij de torenvormige constructie gemakshalve door een rechte ingeklemde staaf voorgesteld,

waarvan het benedeneinde tengevolge van de aardbeving met de frequentie ν_a ($<\omega_1$) en de amplitude a harmonisch heen en weer beweegt. De dynamische uitbuigingen in de uiterste standen zijn de krommen *AII* en *A'II'*.

Het is duidelijk, dat het punt C van de staaf eveneens een harmonische beweging uitvoert en wel met dezelfde frequentie ν_a als de aardtrilling. De amplitude is echter $CC' = a + y$.

In den uitersten stand *AII* werkt dan in C_1 een traagheidsbelasting naar rechts groot $\mu \cdot \nu_a^2 \cdot (a + y)$ per lengte-eenheid. Kromme *AII* zal dus zijn de elastische lijn van de staaf, wanneer zij statisch is belast met een horizontale verdeelde belasting van $\mu \cdot \nu_a^2 \cdot (a + y)$ per lengte-eenheid, wanneer y de uitbuiging is van ieder punt uit de verticaal *AB*.

Evengenoemde horizontale belasting splitse men nu in $q_1 = \mu \cdot \nu_a^2 \cdot a$ en $q_2 = \mu \cdot \nu_a^2 \cdot y$. Door de belasting q_1 *alleen* zij *AI* de uitbuigingskromme van de staaf. Het is duidelijk, dat dan de verdere uitbuigingen $y - \eta$ het gevolg zijn van de belasting $q_2 = \mu \cdot \nu_a^2 \cdot y$.

Men neme nu aan, dat kromme *AII* overeenkomt c.q. gelijkvormig is met een eigendoorbuiging van de staaf bij de hoofdfrequentie ω_1, alzoo bij een prismatische staaf de ordinaten y evenredig verloopen met die van kromme β_1 in *fig. 3*. Deze aanname komt blijkbaar hierop neer, dat *AII* de elastische lijn is van de staaf, bij statische belasting met een horizontale verdeelde belasting $\mu \cdot \omega_1^2 \cdot y$.

Dus geeft de belasting $q_2 = \mu \cdot \nu_a^2 \cdot y$ slechts uitbuigingen $\dfrac{\nu_a^2}{\omega_1^2} \cdot y$.

Men heeft dan:

$$y - \eta = \frac{\nu_a^2}{\omega_1^2} \cdot y \qquad \text{..... (117)}$$

of:

$$y = \frac{\eta}{1 - \dfrac{\nu_a^2}{\omega_1^2}} \qquad \text{..... (118)}$$

zijnde dezelfde formule als (**115**). Blijkbaar is kromme *AI* dan ook gelijkvormig met de eerste eigendoorbuiging van de staaf.

Daar de dynamische doorbuigingen tengevolge van de eigenfrequentie van de staaf $\dfrac{1}{1 - \dfrac{\nu_a^2}{\omega_1^2}}$ keer zoo groot worden als de doorbuigingen bij de statische belasting (**116**), worden de buigende momenten en de extreme spanningen bij deze statische belasting dus ook in dezelfde verhouding vergroot.

Opgemerkt kan nog worden, dat bij de hier gegeven eenvoudige uiteenzetting van het geldigheidsbereik van formule (**115**), geen gebruik werd gemaakt van het homogeen en prismatisch zijn van de staaf. De conclusie geldt dus ook voor een staaf met willekeurige mssaverdeeling en variabele stijfheid tegen buiging. Trouwens zooals in het volgend hoofdstuk zal worden aangetoond, geldt de reeksontwikkeling (**113**) ook voor een willekeurige staaf.

De in lit. 23 door Briske aanbevolen benaderingsformule voor de maximale dynamische uitbuiging bij aardbevingen, welke met onze notaties aldus kan worden geschreven:

$$y = \frac{n^2}{n^2 - 1} \cdot \eta \quad \text{als} \quad n = \frac{\omega_1}{\nu_a} \qquad \text{..... (119)}$$

en waarvan de bruikbaarheid door genoemden schrijver aan eenige uitgevoerde rekenvoorbeelden werd getoetst, geldt dus alleen *exact*, wanneer de constructie tengevolge van de horizontale statische belasting (**116**) — d.i. dus een belasting, waarbij de tot $^1/_3$ gereduceerde versnelling der zwaartekracht 90° wordt omgedraaid — zal uitbuigen volgens de eigendoorbuiging bij de hoofdfrequentie. Nu is dit als regel met voldoende benadering het geval (zie ook *fig. 10*), waarmede is verklaard dat de formule van Briske als benaderingsformule in de practijk *algemeen* kan worden toegepast [17]).

7. De vrije en gedwongen trilling van een willekeurige staaf.

Een staaf met willekeurige massaverdeeling en variabele stijfheid tegen buiging kan ook vrij trillen volgens verschillende frequenties $\omega_1, \omega_2 \ldots\ldots \omega_k \ldots\ldots$

Wanneer de eenheidskracht in het punt σ, aan het punt ξ een uitbuiging $K(\xi, \sigma)$ geeft [18]), is de uitbuiging in ξ door de elementaire traagheidskrachtjes $\mu(\sigma) \cdot l \cdot d\sigma \cdot \omega^2 \cdot y(\sigma)$, in bronvorm uitgedrukt:

$$y(\xi) = \int_0^1 \mu(\sigma) \cdot l \, d\sigma \cdot \omega^2 \cdot y(\sigma) \cdot K(\xi, \sigma)$$

of wel met

$$\lambda = \omega^2 \cdot l \qquad \text{..... (120)}$$

$$y(\xi) = \lambda \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y(\sigma) \cdot d\sigma \qquad \text{..... (121)}$$

Een niet triviale oplossing van (**121**) geeft weer een eigendoorbuiging van de staaf, terwijl de bijbehoorende waarde van λ een eigenwaarde is, die de frequentie bepaalt.

Beschouw nu twee verschillende eigendoorbuigingen $y_k(\xi)$ en $y_r(\xi)$ met de eigenwaarden λ_k en λ_r.

Men heeft dan:

$$\left.\begin{aligned} y_k(\xi) &= \lambda_k \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma \\ y_r(\xi) &= \lambda_r \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y_r(\sigma) \cdot d\sigma \end{aligned}\right\} \qquad \text{..... (122)}$$

17) Men heeft hier weer iets dergelijks als bij de formule $y = \dfrac{n}{n-1} \cdot \eta$ bij samengestelde knik, welke eveneens algemeen kan worden toegepast, hetgeen zijn oorzaak hierin vindt, dat de doorbuiging van een ligger op twee steunpunten bij willekeurige belasting heel goed kan worden benaderd door een sinuslijn, waarvoor evengenoemde formule exact geldt (zie lit. 22, noot 2).

18) Zie ook de opmerking onder noot 7.

Men vermenigvuldige nu beide leden der eerste vergelijking met $\lambda_r \cdot \mu(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi$ en beide leden der 2e vergelijking met $\lambda_k \cdot \mu(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi$, trekke ze van elkaar af en integreere van 0 tot 1.

Men heeft dan:

$$(\lambda_r - \lambda_k) \cdot \int_0^1 \mu(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi = \lambda_k \cdot \lambda_r \cdot$$

$$\cdot \left[\int_0^1 \mu(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma - \right.$$

$$\left. - \int_0^1 \mu(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y_r(\sigma) \cdot d\sigma \right] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (123)$$

Nu is volgens de wet van Maxwell ook hier $K(\xi, \sigma) = K(\sigma, \xi)$.

De tweede dubbelintegraal in den vorm tusschen haken van (123) kan dan als volgt worden geschreven, zonder dat de waarde verandert.

$$\int_0^1 \mu(\sigma) \cdot y_r(\sigma) \cdot d\sigma \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi =$$

$$= \int_0^1 \mu(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi \cdot \int_0^1 K(\sigma, \xi) \cdot \mu(\sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma =$$

$$= \int_0^1 \mu(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma$$

Daar deze integraal dezelfde blijkt te zijn als de eerste in den vorm tusschen haken, wordt het rechter lid van (123) = 0 en daar $\lambda_k \neq \lambda_r$, is dus:

$$\int_0^1 \mu(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot y_r(\xi) \cdot d\xi = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (124)$$

Twee verschillende eigendoorbuigingen en de kromme der massaverdeeling zijn dus tezamen orthogonaal.

Ook hier kan men iedere eigendoorbuiging van een constante voorzien en deze zoodanig bepalen, dat:

$$\int_0^1 \mu(\xi) \cdot y^2(\xi) \cdot d\xi = 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (125)$$

De eigendoorbuiging is dan genormeerd en eenduidig bepaald.

Een willekeurige functie $f(\xi)$ kan men weer volgens de eigendoorbuigingen in een reeks ontwikkelen:

$f(\xi) = c_1 \cdot y_1(\xi) + c_2 \cdot y_2(\xi) + \ldots\ldots c_k \cdot y_k(\xi) +$
$+ \ldots\ldots$ $\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ (126)

Vermenigvuldigt men beide leden met $\mu(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi$ en integreert men tusschen 0 en 1, zoo vindt men in verband met (124) en (125):

$$c_k = \int_0^1 \mu(\xi) \cdot f(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (127)$$

De bilineaire formule voor $K(\xi, \sigma)$ blijft dezelfde als (90), zooals uit het volgende moge blijken.

In verband met (126) heeft men:

$K(\xi, \sigma) = c_1 \cdot y_1(\sigma) + c_2 \cdot y_2(\sigma) + \ldots\ldots +$
$+ c_k \cdot y_k(\sigma) + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ (128)

waarbij volgens (127):

$$c_k = \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (129)$$

Nu volgt uit de integraalvergelijking (121):

$$y_k(\xi) = \lambda_k \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y_k(\sigma) \cdot d\sigma \ldots \quad (130)$$

zoodat (129) kan worden geschreven:

$$c_k = \frac{y_k(\xi)}{\lambda_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (131)$$

Hiermede wordt (128):

$$K(\xi, \sigma) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{y_k(\xi) \cdot y_k(\sigma)}{\lambda_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (132)$$

Bij een gedwongen slingering met de periodische belasting:

$$p(\xi, t) = p(\xi) \cdot \sin \nu t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (133)$$

en de oplossing

$$y(\xi, t) = y(\xi) \cdot \sin \nu t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (134)$$

wordt de uitbuiging in bronvorm voorgesteld, tengevolge van de elementaire traagheidskrachtjes $\mu(\sigma) \cdot l \cdot d\sigma \cdot \nu^2 \cdot y(\sigma) \cdot \sin \nu t$ en de elementaire dwingende krachtjes $l \cdot d\sigma \cdot p(\sigma) \cdot \sin \nu t$:

$$y(\xi) \cdot \sin \nu t = \int_0^1 \left[l \cdot d\sigma \cdot p(\sigma) \cdot \sin \nu t + \mu(\sigma) \cdot \right.$$

$$\left. \cdot l \cdot d\sigma \cdot \nu^2 \cdot y(\sigma) \cdot \sin \nu t \right] \cdot K(\xi, \sigma) \quad \ldots \quad (135)$$

Stelt men:

$$\eta(\xi) = l \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot p(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (136)$$

en verder:

$$\rho = l \cdot \nu^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (137)$$

dan wordt (135) na deeling door $\sin \nu t$:

$$y(\xi) = \eta(\xi) + \rho \cdot \int_0^1 K(\xi, \sigma) \cdot \mu(\sigma) \cdot y(\sigma) \cdot d\sigma \quad \ldots \quad (138)$$

Voor de oplossing dezer vergelijking stelle men weer:

$$y(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} a_k \cdot y_k(\xi) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (139)$$

$$\eta(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} b_k \cdot y_k(\xi) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (140)$$

waarbij volgens (127):

$$b_k = \int_0^1 \mu(\xi) \cdot \eta(\xi) \cdot y_k(\xi) \cdot d\xi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (141)$$

De reeksen (**139**) en (**140**) samen met de bilineaire reeks (**132**) in (**138**) substitueerende vindt men:

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} a_k \cdot y_k(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} b_k \cdot y_k(\xi) + \rho \cdot \int_0^1 \left[\mu(\sigma) \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{y_k(\xi) \cdot y_k(\sigma)}{\lambda_k} \cdot \sum_{k=1}^{k=\infty} a_k \cdot y_k(\sigma) \right] \cdot d\sigma$$

..... (**142**)

De integraal in het 2e lid stelt voor:

$$\int_0^1 \left[\frac{y_1(\xi) \cdot y_1(\sigma) \cdot \mu(\sigma)}{\lambda_1} + \frac{y_2(\xi) \cdot y_2(\sigma) \cdot \mu(\sigma)}{\lambda_2} + \right.$$

$$+ \ldots\ldots + \frac{y_k(\xi) \cdot y_k(\sigma) \cdot \mu(\sigma)}{\lambda_k} + \ldots\ldots \left. \right] \cdot \left[a_1 \cdot y_1(\sigma) + \right.$$

$$\left. + a_2 \cdot y_2(\sigma) + \ldots\ldots + a_k \cdot y_k(\sigma) + \ldots\ldots \right] \cdot d\sigma$$

welke vorm in verband met de orthogonaliteitsbetrekking (**124**) en de normeering volgens (**125**) overgaat in den vorm:

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{a_k \cdot y_k(\xi)}{\lambda_k}$$

Vergelijking (**142**) neemt dan denzelfden vorm aan als (**104**).

De oplossing wordt dus weer:

$$y(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{b_k \cdot y_k(\xi)}{1 - \frac{\rho}{\lambda_k}}$$

en in verband met (**120**) en (**137**):

$$y(\xi) = \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{b_k \cdot y_k(\xi)}{1 - \frac{\nu^2}{\omega_k^2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (\mathbf{143})$$

d.i. de reeksontwikkeling (**113**).

Alzoo geldt alles, wat in het vorig hoofdstuk reeds werd opgemerkt over de vergrooting van de eigencomponenten der statische doorbuiging $\eta(\xi)$, ook voor een staaf met willekeurige massaverdeeling c.q. variabele $E \cdot I$.

Gewezen moge nog worden op lit. 10 Hoofdstuk II, waar hetzelfde probleem wordt behandeld zonder gebruikmaking van de theorie der integraalvergelijkingen.

8. Bepaling van de hoofdfrequentie van bouwconstructies.

Teneinde het resonantiegevaar van bouwconstructies bij aardbevingen te kunnen beoordeelen c.q. de extreme krachtsverdeeling door dynamische doorbuiging met behulp van form. (**119**) te kunnen berekenen, is het noodzakelijk over eenige practische methoden te beschikken, om de hoofdfrequentie van een willekeurige bouwconstructie, met voldoende nauwkeurigheid te kunnen bepalen. Naast de methode, welke in hoofdstuk **3** werd uiteengezet, zullen hier nog een tweetal worden gegeven.

a. Methode van Stodola.

Deze methode is in de werktuigbouwkunde zeer bekend voor de bepaling van het eerste *kritisch toerental* van een roteerende as, waarop al dan niet meedraaiende massa's zijn bevestigd [19]).

Toegepast voor de bepaling van de eerste frequentie van een bouwconstructie komt ze op het volgende neer (zie lit. 18, blz. 381).

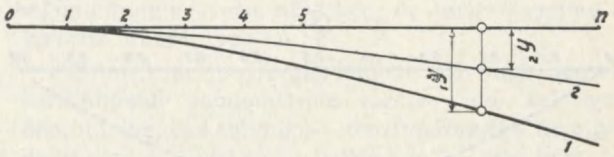


Fig. 9. Grafische methode van Stodola voor de bepaling van ω_1.

Laten we aannemen dat in *fig. 9* kromme *1* den eersten eigendoorbuigingsvorm voorstelt van een links ingeklemde staaf, m.a.w. wanneer men op de staaf een statische verdeelde belasting aanbrengt van $\mu \cdot \omega_1^2 \cdot {}_1y$ per lengte-eenheid en de elastische lijn construeert, wordt precies kromme *1* verkregen.

Men brenge nu echter een verdeelde belasting aan overeenkomende met een frequentie $\omega^2 = 1$ alzoo van $\mu \cdot {}_1y$ per lengte-eenheid en construeere hierbij de elastische lijn van de staaf (kromme *2*), waarbij de uitbuigingen ${}_2y$ *op dezelfde schaal* verschijnen als die van kromme *1*. Het is duidelijk, dat in dit geval tusschen alle ordinaten van de krommen *1* en *2* een zelfde verhouding zal bestaan m.a.w. beide krommen *gelijkvormig* zullen zijn. Is b.v. de verhouding $\frac{{}_1y}{{}_2y} = 2$, waarbij ${}_1y$ en ${}_2y$ blijkbaar op een willekeurige plaats kunnen worden opgemeten, dan is het duidelijk, dat indien men de staaf had belast met een verdeelde belasting, overeenkomende met $\omega^2 = 2$, alzoo met $\mu \cdot 2 \cdot {}_1y$ per lengte-eenheid, alle doorbuigingen ${}_2y$ twee keer zoo groot zouden zijn geworden en kromme *2* dus precies zou zijn samengevallen met ${}_1y$. Hieruit volgt, dat in het beschouwde geval $\omega_1^2 = 2$ zou zijn en dus bij de hiergegeven werkwijze kan worden gevonden als de verhouding $\frac{{}_1y}{{}_2y}$.

In het bovenstaande werd verondersteld, dat de eigendoorbuigingsvorm *1* bekend was.

Is dit niet het geval, zoo kan een kromme *1* worden *aangenomen*, die niet al te veel van den eigendoorbuigingsvorm afwijkt. Een dergelijke kromme is b.v. de elastische lijn van de staaf, wanneer deze wordt belast door het gewicht van de op haar aanwezige massa's en wel steeds dwars op haar lengterichting.

19) Bij een kritische hoeksnelheid ω van een dergelijke as bestaat een uitbuigingsvorm van onbepaalde amplitude, die kan blijven bestaan onder inwerking van de door die uitbuiging ontstane middelpuntvliedende krachten. Zooals men gemakkelijk zal inzien, bestaan voor de as even veel kritische hoeksnelheden als eigenfrequenties, met uitbuigingsvormen die gelijkvormig zijn met de eigendoorbuigingen.

Bij een verticale staaf denke men de zwaartekracht dus 90° omgedraaid. Een dergelijke kromme zal kortheidshalve de *graviteitslijn* worden genoemd.

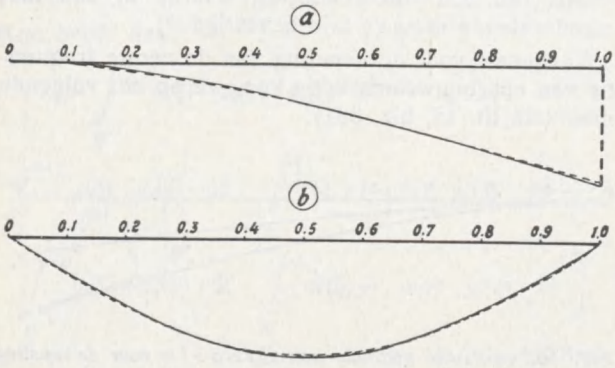


Fig. 10. De eerste eigendoorbuiging is practisch gelijkvormig met de statische uitbuiging door het eigengewicht.

In *fig. 10a* en *b* zijn resp. voor den ingeklemden en den op twee steunpunten vrij opgelegden prismatischen ligger, met een getrokken lijn geteekend de lijn der eerste eigendoorbuiging en met een stippellijn de elastische lijn bij statische belasting met een gelijkmatig verdeelde belasting, beide op zoodanige schaal, dat de gemiddelde ordinaten dezelfde zijn. Men ziet dat de beide krommen practisch geheel samenvallen [20]).

Daar deze graviteitslijn echter niet meer de exacte elastische lijn is, wanneer de staaf belast wordt met een verdeelde belasting $\mu \cdot \omega_1^2 \cdot {}_1y$, zal kromme *2* ook niet precies gelijkvormig kunnen zijn aan kromme *1*. Men kan dan òf ω_1^2 gelijkstellen aan de *gemiddelde* ordinatenverhouding $\frac{{}_1y}{{}_2y}$ [21]) of wel, indien de afwijkingen te groot mochten zijn, de constructie herhalen, waarbij thans echter wordt uitgegaan van ${}_2y$ als lijn der eerste eigendoorbuiging.

b. Methode van Rayleigh.

Een andere methode, welke in het bijzonder voor de practijk kan worden aanbevolen, is de z.g. energiemethode van Rayleigh (lit. 1, hoofdstuk VIII).

Beschouwt men den toestand op het oogenblik, dat de staaf door haar evenwichtsstand slingert, dan bezitten alle massadeeltjes van de staaf tezamen een bepaalde kinetische energie **E**. Daarentegen is op het oogenblik, dat de staaf zich in een uitersten uitbuigingsstand bevindt, deze kinetische energie = 0, doordat zij geheel in inwendigen vormveranderingsarbeid (potentieele energie) **A** is omgezet, althans indien geen demping aanwezig is.

Daar de *grootte* van de eigendoorbuiging (amplitude) de frequentie niet beïnvloedt, kan men voor den eigendoorbuigingsvorm bij benadering weer de graviteitslijn aannemen.

De inwendige vormveranderingsarbeid **A** is dan eenvoudig te berekenen met behulp van de wet van Clapeyron [22]).

Zijn de statische doorbuigingen (ordinaten der graviteitslijn) y, dan is dus:

$$\mathbf{A} = \int_0^1 \tfrac{1}{2} \cdot \mu(\xi) \cdot l \cdot d\xi \cdot g \cdot y \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (144)$$

Daar verder bij een frequentie ω_1 ieder massadeeltje $\mu(\xi) \cdot l \cdot d\xi$ bij het passeeren van den evenwichtsstand een snelheid $\omega_1 \cdot y$ bezit is de kinetische energie:

$$\mathbf{E} = \int_0^1 \tfrac{1}{2} \cdot \mu(\xi) \cdot l \cdot d\xi \cdot \omega_1^2 \cdot y^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (145)$$

Stelt men (144) en (145) aan elkaar gelijk, dan is dus:

$$\omega_1^2 = \frac{g \cdot \int_0^1 \mu(\xi) \cdot y \cdot d\xi}{\int_0^1 \mu(\xi) \cdot y^2 \cdot d\xi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (146)$$

Het spreekt van zelf, dat men in deze formule de massa per lengte-eenheid van de staaf mag vervangen door het gewicht per lengte-eenheid $q(\xi)$, waardoor (146) wordt:

$$\omega_1^2 = \frac{g \cdot \int_0^1 q(\xi) \cdot y \cdot d\xi}{\int_0^1 q(\xi) \cdot y^2 \cdot d\xi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (147)$$

terwijl, indien geconcentreerde massa's met gewichten Q aanwezig zijn of wel verdeelde massa's door geconcentreerde massa's met gewichten Q worden vervangen, de formule wordt:

$$\omega_1^2 = \frac{g \cdot \sum_{k=1}^{k=n} Q_k \cdot y_k}{\sum_{k=1}^{k=n} Q_k \cdot y_k^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (148)$$

wanneer n dergelijke gewichten aanwezig zijn en y_k de uitbuiging is ter plaatse van het gewicht Q_k.

20) Dat de graviteitslijn als regel een goede benadering vormt voor de eerste eigendoorbuigingskromme vindt zijn oorzaak vnl. hierin, dat daarbij steeds aan de randvoorwaarden der eigendoorbuiging is voldaan, bepaald door de voorgeschreven waarden van y, $\frac{dy}{dx}$, $\frac{d^2y}{dx^2}$ en $\frac{d^3y}{dx^3}$ (verg. noot 23).

21) Voor een andere wijze van bepaling van ω_1^2 uit de ordinaten van de krommen ${}_1y$ en ${}_2y$, wanneer deze niet gelijkvormig zijn, zie men lit. 10, blz. 7.
Overigens zal het den lezer opgevallen zijn, hoe de methode van Stodola overeenkomt met de grafische methode van Vianello voor de bepaling der knikkracht van een staaf (lit. 19 en 20).

22) In herinnering wordt gebracht, dat volgens deze wet de inwendige vormveranderingsarbeid, welke in een statisch belaste elastische constructie is opgehoopt, kan worden berekend als de halve som der producten van iedere belastingskracht en de verplaatsing van het aangrijpingspunt in hare richting.

Hoe bruikbaar de hier gegeven formules zijn, moge b.v. blijken door met (**146**) de eerste frequentie te berekenen van een prismatische homogene staaf op twee steunpunten.

Hierbij is, zooals men gemakkelijk kan verifieeren, de graviteitslijn:

$$y = \frac{\mu \cdot g \cdot l^4}{24\,E \cdot I} \cdot (\xi - 2\xi^3 + \xi^4) \quad \ldots\ldots\ldots\ (149)$$

Nu is:

$$\int_0^1 (\xi - 2\xi^3 + \xi^4) \cdot d\xi = \left[\frac{1}{2}\xi^2 - \frac{1}{2}\xi^4 + \frac{1}{5}\xi^5 \right]_0^1 = \frac{1}{5} \cdot$$

$$\int_0^1 (\xi - 2\xi^3 + \xi^4)^2 \cdot d\xi = \int_0^1 (\xi^2 - 4\xi^6 + \xi^8 - 4\xi^4 -$$

$$- 2\xi^5 - 4\xi^7) \cdot d\xi = \left[\frac{1}{3}\xi^3 + \frac{4}{7}\xi^7 + \frac{1}{9}\xi^9 - \frac{4}{5}\xi^5 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{8}\xi^6 - \frac{1}{2}\xi^8 \right]_0^1 = \frac{31}{630}$$

Dus wordt (**146**):

$$\omega_1{}^2 = \frac{24\,E \cdot I}{\mu \cdot l^4} \cdot \frac{1}{5} \cdot \frac{630}{31} = \frac{3024}{31} \cdot \frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4}$$

$$\omega_1 = 9{,}876 \sqrt{\frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4}} \quad \ldots\ldots\ldots\ (150)$$

terwijl de coëfficiënt volgens de nauwkeurige formule (**19**) is $\pi^2 = 9{,}8696$.

Voor den ingeklemden prismatischen ligger wordt de berekening als volgt.

Hierbij is de graviteitslijn:

$$y = \frac{\mu \cdot g \cdot l^4}{24\,E \cdot I} \cdot (6\xi^2 - 4\xi^3 + \xi^4) \quad \ldots\ldots\ldots\ (151)$$

$$\int_0^1 (6\xi^2 - 4\xi^3 + \xi^4) \cdot d\xi = \left[2\xi^3 - \xi^4 + \frac{1}{5}\xi^5 \right]_0^1 = \frac{6}{5}$$

$$\int_0^1 (6\xi^2 - 4\,\xi^3 + \xi^4)^2 \cdot d\xi = \int_0^1 (36\xi^4 + 16\xi^6 +$$

$$+ \xi^8 - 48\xi^5 + 12\xi^6 - 8\xi^7) \cdot d\xi = \left[\frac{36}{5}\xi^5 + \right.$$

$$\left. + \frac{16}{7}\xi^7 + \frac{1}{9}\xi^9 - 8\xi^6 + \frac{12}{7}\xi^7 - \xi^8 \right]_0^1 = \frac{104}{45}.$$

Dus wordt (**146**):

$$\omega_1{}^2 = \frac{24\,E \cdot I}{\mu \cdot l^4} \cdot \frac{6}{5} \cdot \frac{45}{104} = \frac{162}{13} \cdot \frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4}$$

$$\omega_1 = 3{,}530 \sqrt{\frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4}} \quad \ldots\ldots\ldots\ (152)$$

terwijl de coëfficiënt volgens de nauwkeurige formule (**25**) met $\beta_1 = 1{,}875$ wordt 3,516.

Ook bij anders ondersteunde staven (lit. 15) en bij meer ingewikkelde constructies (lit. 11), is gebleken dat de gegeven formules voor de practijk voldoende nauwkeurige waarden geven.

De methode van Rayleigh geeft natuurlijk alleen de *exacte* waarde, wanneer voor de berekening der energieën wordt uitgegaan van de juiste eerste eigendoorbuiging.

Zooals echter straks zal worden aangetoond, geeft van alle mogelijke krommen, die iets van den juisten eigenuitbuigingsvorm afwijken, de juiste kromme de *kleinste* waarde van ω_1.

Past men nu de energiemethode toe, uitgaande van verschillende aannemelijke vormen voor de eigendoorbuiging, dan zal men — tenzij natuurlijk de eigendoorbuiging nauwkeurig bekend is — niet licht een kromme vinden, welke voor ω_1 een kleinere waarde geeft dan de graviteitslijn.

Kiest men b.v. bij de ingeklemde prismatische staaf voor de eigendoorbuiging een kwart van een cosinusgolf met links een horizontale raaklijn en aan het rechter uiteinde een buigpunt, zoo is de vergelijking van deze kromme:

$$y = \delta\,(1 - \cos \tfrac{1}{2}\pi\xi) \quad \ldots\ldots\ldots\ (153)$$

wanneer δ de doorbuiging rechts is [23]).

De inwendige vormveranderingsarbeid **A** kan natuurlijk nu niet meer met formule (**144**) worden berekend, daar bij deze cosinuslijn een *andere* belasting van de staaf behoort dan het eigengewicht. Men zal dus een anderen weg moeten inslaan, b.v. door gebruikmaking van de betrekking:

$$M_x = -E \cdot I \frac{d^2y}{dx^2}$$

Men vindt dan

$$\mathbf{A} = \int_0^1 \tfrac{1}{2} \cdot \frac{M_x{}^2 \cdot dx}{E \cdot I} = \tfrac{1}{2} E \cdot I \cdot \int_0^1 \left(\frac{d^2y}{dx^2} \right)^2 \cdot dx =$$

$$= \frac{E \cdot I}{2 \cdot l^3} \cdot \int_0^1 \left(\frac{d^2y}{d\xi^2} \right) \cdot d\xi \quad \ldots\ldots\ldots\ (154)$$

Deze betrekking gelijkstellende aan (**145**) vindt men:

$$\frac{E \cdot I}{2 \cdot l^3} \cdot \int_0^1 \left(\frac{d^2y}{d\xi^2} \right)^2 \cdot d\xi = \tfrac{1}{2}\,\mu \cdot l \cdot \omega_1{}^2 \cdot \int_0^1 y^2 \cdot d\xi$$

$$\omega_1{}^2 = \frac{\int_0^1 \left(\frac{d^2y}{d\xi^2} \right)^2 \cdot d\xi}{\int_0^1 y^2 \cdot d\xi} \cdot \frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4} \quad \ldots\ (155)$$

23) Deze kromme voldoet blijkbaar *niet* aan de voorwaarde, dat voor $\xi = 1$ de dwarskracht nul is, omdat $\frac{d^3y}{d\xi^3} 0 \neq$ (verg. noot 20).

Nu is:

$$\int_0^1 y^2 \cdot d\xi = \delta^2 \cdot \int_0^1 (1 + \cos^2 \tfrac{1}{2}\pi\xi - 2 \cdot \cos \tfrac{1}{2}\pi\xi) \cdot d\xi =$$

$$= \delta^2 \cdot \left[\xi + \frac{1}{2} \cdot \xi + \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sin \pi\xi - \frac{4}{\pi} \cdot \sin \tfrac{1}{2}\pi\xi \right]_0^1 =$$

$$= \delta^2 \left[\frac{3}{2} - \frac{4}{\pi} \right].$$

$$\int_0^1 \left(\frac{d^2y}{d\xi^2} \right)^2 \cdot d\xi = \delta^2 \cdot \frac{\pi^4}{16} \cdot \int_0^1 \cos^2 \tfrac{1}{2}\pi\xi =$$

$$= \delta^2 \cdot \frac{\pi^4}{16} \cdot \left[\tfrac{1}{2} \cdot \xi + \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sin \pi\xi \right]_0^1 = \frac{\pi^4}{32} \cdot \delta^2.$$

Dus heeft men:

$$\omega_1^2 = \frac{\frac{\pi^4}{32}}{\frac{3}{2} - \frac{4}{\pi}} \cdot \frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4}$$

$$\omega_1 = 3{,}664 \cdot \sqrt{\frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4}} \qquad \text{..... (156)}$$

Men ziet, dat (**156**) voor ω_1 een *grootere* waarde geeft dan (**152**), waarbij werd uitgegaan van de graviteitslijn. Ook zonder dat de nauwkeurige waarde bekend is, kan men dus op grond hiervan reeds zeggen dat (**152**) een *betere* benadering voor de gezochte frequentie ω_1 is.

Formule (**155**) toepassende met de *juiste* eigendoorbuigingskromme:

$$y = \delta \cdot \sin \pi\xi \qquad \text{..... (157)}$$

voor den prismatischen ligger op twee steunpunten, vindt men:

$$\int_0^1 y^2 \cdot d\xi = \delta^2 \cdot \int_0^1 \sin^2 \pi\xi \cdot d\xi$$

$$\int_0^1 \left(\frac{d^2y}{d\xi^2} \right)^2 \cdot d\xi = \delta^2 \cdot \pi^4 \cdot \int_0^1 \sin^2 \pi\xi \cdot d\xi$$

waarmede (**115**) wordt

$$\omega_1^2 = \pi^4 \cdot \frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4}$$

$$\omega_1 = \pi^2 \cdot \sqrt{\frac{E \cdot I}{\mu \cdot l^4}} \qquad \text{..... (158)}$$

Dat deze waarde nu precies overeenkomt met de nauwkeurige was natuurlijk te verwachten.

Terugkeerende tot formule (**148**) is in *fig. 11a* aangegeven, hoe bij een vakwerkmast de eigengewichten in de knooppunten kunnen worden geconcentreerd (Q_1 t/m Q_6) en het gewicht van de bovenbelasting Q_7 in het zwaartepunt daarvan, terwijl bij een schoorsteen (*fig. 11b*) een mootverdeeling kan worden toegepast, met de gewichten aangrijpende in de zwaartepunten.

Zoowel bij het vakwerk als bij den schoorsteen kunnen de graviteitslijnen (statische uitbuigingskrommen) S op de gebruikelijke wijze, hetzij grafisch, hetzij analytisch, worden bepaald. Bij den schoorsteen wordt vanzelfsprekend ook rekening gehouden met de variabele $E \cdot I$.

Voor de berekening der lengteveranderingen van de staven en de vormverandering der doorsneden kan hierbij *steeds* met den *normalen* elasticiteitsmodulus worden gerekend, ook al zou bij de gegeven dimensies de toe te laten spanning worden overschreden, wanneer de statische dwarsbelasting door het eigengewicht *werkelijk* werd aangebracht. Immers deze belasting is feitelijk te beschouwen als een fictieve, welke slechts ten doel heeft een geschikten *uitbuigingsvorm* te verkrijgen, met behulp waarvan de beide energieën (kinetische en potentieele) kunnen worden bepaald.

De uitbuigingen zelf zijn bij vrije trilling onbepaald, en worden klein verondersteld, althans *veel kleiner* dan met die der statische dwarsbelasting zou overeenkomen.

Men kan ook zeggen, dat in form. (**148**) de versnelling der zwaartekracht in wezen geen invloed heeft. Zou g b.v. 10 keer zoo klein worden, dan worden de uitbuigingen

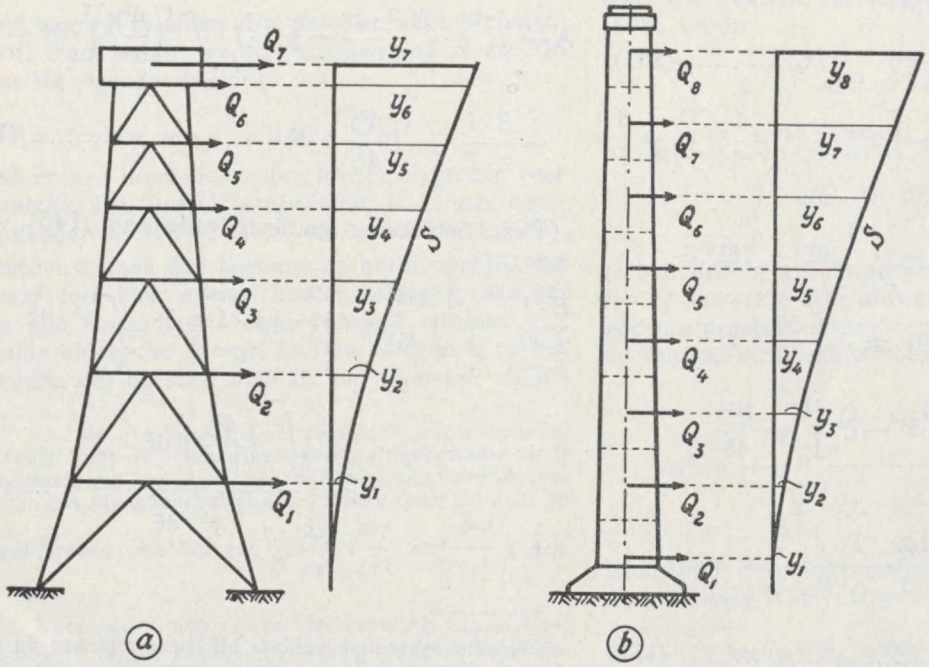


Fig. 11. Bepaling van de hoofdfrequentie eener bouwconstructie volgens de formule:

$$\omega_1^2 = \frac{g \cdot \Sigma Q \cdot y}{\Sigma Q \cdot y^2}.$$

y_k ook 10 keer zoo klein. De teller van (**148**) wordt dan 100 keer zoo klein, doch de noemer ook, zoodat dezelfde waarde voor ω_1^2 wordt verkregen alhoewel alle y_k's toch 10 keer zoo klein zijn geworden.

Houdt men echter g en de massa's dezelfde, dus ook de gewichten Q, maar wordt door verzwaring der doorsneden of anderszins de stijfheid der constructie grooter, zoodat b.v. alle uitbuigingen y_k twee keer zoo klein worden, dan verandert ω_1 natuurlijk wèl. In het beschouwde geval zou ω_1^2 dan 2 keer zoo groot worden.

Om ω_1 dus te vergrooten, hetgeen met het oog op de zekerheid tegen aardbevingen noodig zou kunnen zijn, zal men de *stijfheid* der constructie dus moeten vergrooten, hetgeen trouwens wel begrijpelijk is, daar uit het dagelijksch leven bekend is, dat een stijve staaf sneller trilt dan een slappe. Bij de prismatische staaf volgt dit bovendien ook uit de betrekkelijke frequentieformules, waarbij onder het wortelteeken $E \cdot I$ in den teller voorkomt.

Als laatste toepassing der eigenfuncties zal thans de reeds eerder genoemde stelling van Rayleigh worden bewezen (lit. 1, hoofdstuk IV), dat de energiemethode, toegepast op iedere kromme, welke afwijkt van de eerste eigendoorbuiging, hoe gering deze afwijking ook moge zijn, steeds een *grootere* waarde voor ω_1 zal geven (verg. lit. 14, blz. 180).

De aangenomen uitbuigingskromme $y(\xi)$, welke *niet* overeenkomt met de eerste eigendoorbuiging, ontwikkele men volgens genormeerde eigenfuncties:

$$y(\xi) = a_1 \cdot y_1(\xi) + a_2 \cdot y_2(\xi) + \ldots\ldots + a_k \cdot y_k(\xi) + + \ldots\ldots \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (\mathbf{159})$$

Iedere eigendoorbuiging y_k kan blijkbaar worden verkregen door een statische belasting $\mu(\xi) \cdot \omega_k^2 \cdot y_k(\xi)$ per lengte-eenheid.

Alzoo kan de uitbuigingslijn (**159**) worden verkregen door een statische verdeelde belasting:

$$q(\xi) = \mu(\xi) \cdot \Big[a_1 \cdot \omega_1^2 \cdot y_1(\xi) + a_2 \cdot \omega_2^2 \cdot y_2(\xi) + + \ldots\ldots + a_k \cdot \omega_k^2 \cdot y_k(\xi) + \ldots \Big] \quad \ldots\ldots\ldots (\mathbf{160})$$

Volgens de wet van Clapeyron is dus de potentieele energie, welke in den ligger bij de uitbuiging (**159**) is opgehoopt:

$$\mathbf{A} = \int_0^1 \tfrac{1}{2}\, q(\xi) \cdot l \cdot d\xi \cdot y(\xi) = \tfrac{1}{2}\, l \cdot \int_0^1 \mu(\xi) \cdot \cdot \Big[a_1 \cdot \omega_1^2 \cdot y_1(\xi) + a_2 \cdot \omega_2^2 \cdot y_2(\xi) + \ldots\ldots + + a_k \cdot \omega_k^2 \cdot y_k(\xi) + \ldots\ldots \Big] \cdot \Big[a_1 \cdot y_1(\xi) + + a_2 \cdot y_2(\xi) + \ldots\ldots + a_k \cdot y_k(\xi) + \ldots\ldots \Big] \cdot d\xi$$

of in verband met de orthogonaliteit volgens (**124**) en de normeering volgens (**125**):

$$\mathbf{A} = \tfrac{1}{2}\, l \cdot \Big[a_1^2 \cdot \omega_1^2 + a_2 \cdot \omega_2^2 + \ldots\ldots + + a_k \cdot \omega_k^2 + \ldots\ldots \Big] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathbf{161})$$

De kinetische energie bedraagt volgens (**145**) bij een frequentie ω:

$$\mathbf{E} = \tfrac{1}{2}\, l \cdot \omega^2 \cdot \int_0^1 \mu(\xi) \cdot y^2(\xi) \cdot d\xi$$

hetgeen met (**159**) in verband met orthogonaliteit en normeering wordt:

$$\mathbf{E} = \tfrac{1}{2}\, l \cdot \omega^2 \cdot \Big[a_1^2 + a_2^2 + \ldots\ldots + + a_k^2 + \ldots\ldots \Big] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathbf{162})$$

De betrekkingen (**161**) en (**162**) gelijk gesteld geven:

$$\omega^2 = \frac{a_1^2 \cdot \omega_1^2 + a_2^2 \cdot \omega_2^2 + \ldots\ldots + a_k^2 \cdot \omega_k^2 + \ldots}{a_1^2 + a_2^2 + \ldots\ldots a_k^2 + \ldots\ldots} = \omega_1^2 \cdot \frac{a_1^2 + a_2^2 \cdot \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) + \ldots a_k^2 \cdot \left(\frac{\omega_k}{\omega_1}\right)^2 + \ldots}{a_1^2 + a_2^2 + \ldots + a_k^2 + \ldots} \quad \ldots\ldots (\mathbf{163})$$

Daar de frequenties ω_2, ω_3 ..... ω_k alle grooter zijn dan ω_1, is de teller van de breuk in (**163**) dus grooter dan de noemer, zoodat ω berekend volgens de energiemethode, uitgaande van de uitbuigingskromme (**159**), inderdaad steeds *grooter* moet zijn dan ω_1. Alleen wanneer $y(\xi)$ gelijkvormig is met de kromme der eerste eigendoorbuiging, zijn a_2, a_3 ..... $a_k = 0$ en wordt de berekende ω precies gelijk aan ω_1.

Errata.

In het voorafgaande gedeelte van dit artikel (no. 11 — 1937) gelieve men te verbeteren:

op blz. I. 228, 2 regels boven form. (**25**):

$$\ldots a^2 = \frac{\mu\,\omega^2}{E \cdot I} \ldots \text{ in : } \ldots a^4 = \frac{\mu\,\omega^2}{E \cdot I} \ldots$$

op blz. I. 231 in vergelijking (**54**):

$\ldots -312\gamma^2 \ldots$ in $\ldots -313\gamma^2 \ldots$

op blz. I. 235, 4de regel boven noot 12):

$$\frac{d^4 y}{d\xi^4} = \frac{\mu\,\omega^2\, l^4}{E \cdot I} \quad \text{in :} \quad \frac{d^4 y}{d\xi^4} = \frac{\mu\,\omega^2\, l^4}{E \cdot I} \cdot y.$$

Literatuur.

1. Rayleigh, „The Theory of Sound", Vol. I, 2nd ed. (revised and enlarged), Macmillan, London 1926.
2. Hilbert, „Grundzüge einer allgemeinen Theorie der linearen Integralgleichungen", Leipzig 1912.
3. Hellinger und Toeplitz, „Integralgleichungen und Gleichungen mit unendlichvielen Unbekannten" (Sonderausgabe aus der Encyklopädie der Mathem. Wissensch.), Berlin 1928.
4. Kneser, „Die Integralgleichungen", Braunschweig 1922.
5. Vivanti-Schwank, „Lineare Integralgleichungen", Hannover 1929.
6. Wiarda, „Integralgleichungen" (Math.-Phys. Lehrbücher herausgegeben von E. Trefftz), Leipzig-Berlin 1930.
7. Courant und Hilbert, „Methoden der mathematischen Physik" I, Berlin 1924.
8. Hort, „Die Differentialgleichungen des Ingenieurs", Berlin 1925.
9. Biezeno, „Een toepassing van de leer der integraalvergelijkingen op de bepaling van de elastische lijn van een over zijn geheele lengte elastisch ondersteunden balk", *Verslagen Kon. Academie van Wet.* Amsterdam, deel XXXII, No. 3, 1923.
10. Koch, „Eenige toepassingen van de leer der eigenfuncties op vraagstukken uit de Toegepaste Mechanica", Delft 1929.

11. Hohenemser und Prager, „Dynamik der Stabwerke", Berlin 1933.
12. Hort, „Technische Schwingungslehre", Berlin 1922.
13. Timoshenko, „Schwingungsprobleme der Technik", Berlin 1932.
14. Den Hartog, „Mechanical Vibrations", New-York-London 1934.
15. Cole, „Theory of vibrations for engineers", London 1935.
16. Blokland, Visser en Meerdink, „Methode ter berekening van langsscheepsche buigingstrillingen van een schip met behulp van een stelling van Maxwell", *De Ingenieur* 1935 — No. 45.
17. Biezeno en Koch, „Over de berekening van de eigen trillingen van niethomogene machines, *Schip en Werf* 1936 — No. 25, 26.
18. Stodola, „Dampf- und Gasturbinen", Berlin 1922.
19. Vianello, „Graphische Untersuchung der Knickfestigkeit gerader Stäbe", *Zeitschr. Ver. D. Ing.* 1898, blz. 1436.
20. Klopper, „Leerboek der Toegepaste Mechanica" II, Delft 1935, blz. 420.
21. Vreedenburgh, „Berekening der spanningen in den wand van vlak belaste buisleidingen met grooten diameter met behulp der benaderingsformules voor samengestelde knik", *De Waterstaatsingenieur* 1931 — No. 7.
22. Bijlaard, „Knikzekerheid van den bovenrand van open wandbruggen", *De Ingenieur* 1932 — No. 4.
23. Briske, „Die Erdbebensicherheit von Bauwerken", Berlin 1927.
24. Vreedenburgh, „Eenige beschouwingen over het gevaar van aardbevingen voor bouwconstructies", *De Ingenieur in Ned.-Indië* 1935 — No. 7.

Snelheidsmeting met vliegtuiginstrumenten

door

dr. ir. G. OTTEN,

Kapitein bij de Militaire Luchtvaartafdeeling te Bandoeng.

a. De snelheidsmeting in het algemeen.

De meting van de snelheid, waarmede een vliegtuig zich op een zeker tijdstip ten opzichte van de omringende lucht voortbeweegt, geschiedt, omdat daarbij naijking slechts zelden behoeft plaats te hebben, bij de moderne machine bijna uitsluitend met behulp van een zoogenaamde Pitotbuis, welke haar naam ontleent aan den Franschman Pitot, die omstreeks 1730 voor het meten van stroomsnelheden in rivieren het eerst gebruik maakte van een dergelijke buis. Deze Pitotbuis bestaat uit *twee* buizen, waarvan er één, de stuwbuis genaamd, zoodanig met de opening in de strooming wordt geplaatst, dat de lucht in die buis tot stilstand komt en de andere, de zoogenaamde statische buis, welke aan den voorkant gesloten is, doch waarbij zich enkele openingen in den wand bevinden, die zóó wordt opgesteld, dat de strooming practisch ongestoord langs de openingen gaat. De twee buizen zijn als regel innig met elkaar verbonden, zooals b.v. is aangegeven in *fig. 1*, waarin de Pitotbuis van Prandtl is geschetst [1]).

De snelheidsmeting zelve geschiedt nu op de volgende wijze. Noemt men p den atmosferischen of statischen druk, ρ de soortelijke massa van de lucht of de luchtdichtheid en zij V de snelheid van het vliegtuig, dan zal, overeenkomstig de wet van Bernoulli, in de stuwbuis een druk $p + \frac{1}{2}\rho V^2$ heerschen, terwijl in de statische buis slechts de druk p zal worden waargenomen. De aldus opgenomen drukken worden gevoerd naar de zijden van een zich in een snelheidsmeter bevindend membraan, waardoor dit membraan een uitslag krijgt, overeenkomende met het verschil van die drukken, dus met den druk $\frac{1}{2}\rho V^2$. Laatstgenoemde druk wordt met behulp van een overbrenging en een wijzer op een wijzerplaat afleesbaar gemaakt. In wezen is een snelheidsmeter dus een drukmeter, waarbij dan echter op de wijzer-

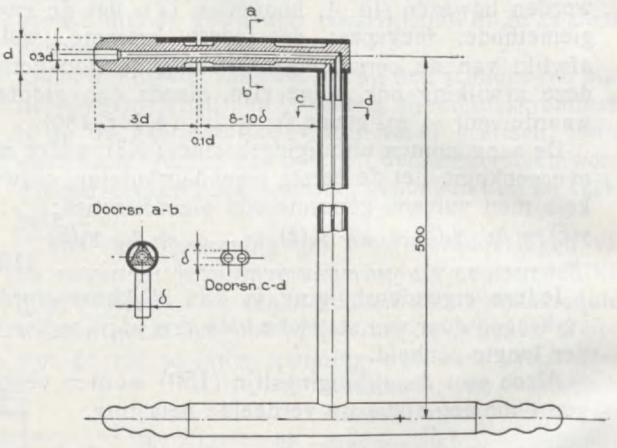


Fig. 1. Pitotbuis volgens Prandtl.

plaat in plaats van de drukken $\frac{1}{2}\rho V^2$ de bijbehoorende snelheden V worden aangegeven. Nu kan echter de omzetting van de drukschaal in een snelheidsschaal slechts voor één waarde van de luchtdichtheid plaats hebben, waaruit volgt, dat de snelheidsmeter dan ook alleen de snelheid juist zal aanwijzen, indien de waarde van de dichtheid op de vlieghoogte precies dezelfde is als die, welke bij de omzetting van de schaal werd aangenomen. Het spreekt van zelf, dat dit bijna nimmer zal voorkomen, zoodat ter bepaling van de juiste vliegsnelheid steeds een correctie op de aanwijzing van den snelheidsmeter zal moeten worden toegepast. De berekening van deze correctie geschiedt als volgt. Noemt men ρ_o de dichtheid, welke als basis voor de aanwijzigingen van den meter is gekozen en V_o een aanwijzing van den meter op een tijdstip, dat gevlogen wordt met een snelheid V op een hoogte, waarop de waarde van de luchtdichtheid ρ moge zijn, dan is blijkbaar: $\frac{1}{2}\rho V^2 = \frac{1}{2}\rho_o V_o^2$

$$\text{of} \quad V = V_o \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho}} \qquad \ldots\ldots\ldots\

Daar het practisch hetzelfde blijft welke waarde aan ρ_o wordt gegeven, is men eenvoudigheidshalve overeengekomen die waarde te kiezen, welke deze grootheid op 45° breedte bij een luchtdruk van 760 mm Hg en bij een luchttemperatuur van 15°C bezit, zijnde 0,12497 kgm^{-4} sec^2.

Een andere vorm van de hiervoren afgeleide correctievergelijking, welke zeer veel wordt gebruikt, ontstaat door met behulp der gaswet $p = R\,\rho\,g\,T$ en de daaruit klaarblijkelijk voortvloeiende vergelijking $p_o = R\,\rho_o\,g\,T_o$, ρ en ρ_o te elimineeren. Men vindt in dat geval:

$$V = V_o \sqrt{\frac{p_o T}{p T_o}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

waarbij dan p en T den op de vlieghoogte heerschenden luchtdruk in mm Hg resp. de temperatuur in graden Kelvin voorstellen, terwijl voor p_o de hoogergenoemde druk van 760 mm Hg op 45° breedte en voor T_o een temperatuur van 273° + 15° = 288° K wordt ingevoerd.

Dienen de snelheidsmetingen, welke bij een bepaald vliegtuig worden uitgevoerd, ter vaststelling of ter controle van de performance van dat vliegtuig, dan moeten de snelheden, gevonden met behulp van de vergelijkingen (1) en (2), nogmaals worden gecorrigeerd, omdat de prestaties van een vliegtuig in hooge mate afhankelijk zijn van de ten tijde van de metingen heerschende atmosferische omstandigheden, en het dus voor een juiste vaststelling van de performance noodig is, toevallige weersomstandigheden uit te schakelen. Nu kunnen laatstgenoemde correcties op verschillende wijzen worden aangebracht [2]), waarbij dan niet altijd *geheel* dezelfde uitkomsten worden verkregen, doch, hoe dit ook moge zijn, ter vaststelling van de prestaties van een vliegtuig wordt steeds gecorrigeerd naar de theoretisch vastgelegde en practisch geheel met elkaar overeenstemmende Internationale en Amerikaansche Standaardatmosferen. Teneinde nu laatstbedoelde correcties zoo nauwkeurig mogelijk te kunnen uitvoeren, werden te Parijs [3]) en te Washington [4]) de luchtdichtheden in de standaardatmosferen tot in vijf decimalen nauwkeurig berekend.

Maakt het bovenstaande den indruk, alsof daarmede een werkwijze is verkregen, waardoor met een zeer groote nauwkeurigheid de snelheid van een vliegtuig onder vastgelegde atmosferische omstandigheden kan worden bepaald, zoo bestaat er toch tegen de algemeen in gebruik zijnde correctievergelijkingen en omrekeningsmethoden wel eenig bezwaar. Om dit in te zien, denke men zich een groote met lucht gevulde gesloten ruimte, waarin een vliegtuig zich met een constante snelheid blijft voortbewegen, overgebracht van een geografische breedte van 45° naar een plaats in de tropen, dan zal, indien nog de luchttemperatuur constant blijft, de aanwijzing van den snelheidsmeter — zijnde een aneroïde — ongetwijfeld ook dezelfde blijven.

Passen we nu echter een der correctiemethoden toe, dan zal *tengevolge van het constant blijven van het s.g. van de lucht in de gesloten ruimte, bij een verminderde intensiteit van de zwaartekracht, in het gebruikelijke kg. m. sec.-stelsel, een grootere luchtdichtheid worden gevonden en daardoor een kleinere uitkomst voor de met de vergelijking (1) berekende werkelijke snelheid worden verkregen.* En toch is deze constant gebleven!

Vraagt men zich af, waarom hier een afwijkende uitkomst wordt gevonden, dan is het antwoord al zeer voor de hand liggend. De oorzaak ligt n.l. in het gebruik van een stelsel, waarbij het kilogram als eenheid van hoeveelheid constant, doch als eenheid van kracht variabel is, waardoor dan weder de eenheid van massa een variabele grootheid wordt. Zonder meer is nu in te zien, dat de vergelijking (1) in orde kan worden gebracht, door de luchtdichtheden te vervangen door de luchtgewichten γ, zoodat geschreven moet worden:

$$V = V_o \sqrt{\frac{\gamma_o}{\gamma}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Ten opzichte van de correctievergelijking (2), waarin de luchtdichtheid niet voorkomt, dienen onze beschouwingen iets te worden veranderd. Nu moet worden bedacht, dat bij de overbrenging van de gesloten met lucht gevulde ruimte bij een constante temperatuur de luchtdruk in *absoluten* zin wel is waar geen verandering heeft ondergaan, doch dat dit wel het geval is, indien deze druk wordt genoteerd in kilogrammen of wat hetzelfde is in mm Hg, zoodat bij toepassing van vergelijking (2), onder dezelfde omstandigheden, toch op 45° breedte en in de tropen verschillende waarden voor de snelheid worden gevonden.

Gaan we, om te zien waar de onregelmatigheid schuilt, uit van de vergelijking (3) dan kan op 45° breedte op zeeniveau ten allen tijde gesteld worden:

$$p_o = R\,\gamma_o\,T_o$$

Op een bepaalde, niet op 45° breedte gelegen plaats, dient men bij een volgend gebruik van de gaswet — in het kg.m.sec.-stelsel — met de verandering van de gasconstante rekening te houden, zoodat in dat geval niet zonder meer mag worden geschreven $p = R\,\gamma\,T$.

Hieruit volgt, dat de vervanging van $\frac{\gamma_o}{\gamma}$ of $\frac{\rho_o}{\rho}$ door $\frac{p_o T}{p T_o}$ zonder meer, niet juist is.

Deze vervanging is dan en ook dan alleen correct, indien de hoogte van de kwikkolom, waarmede de luchtdruk ter plaatse van het waarnemingspunt wordt aangegeven, wordt gecorrigeerd naar de hoogte op 45° geografische breedte.

Noemt men de intensiteit van de zwaartekracht op de plaats waar de snelheid wordt gemeten g en die

2) Men zie o.m.: Het omrekenen van stijgvluchten op standaardatmosfeer, Rapport V590, R.S.L.

3) Bulletin Officiel de C.I.N.A. no. 7.

4) N.A.C.A. Reports no. 218 en no. 538.

op 45° breedte g_{45}, dan volgt uit het voorgaande dat, indien, zooals tot nu toe overal elders en ook in Indië geschiedt, de luchtdrukken in mm Hg zonder breedtecorrecties worden ingevoerd, vergelijking (2) ten rechte behoort te worden geschreven in den vorm:

$$V = V_o \sqrt{\frac{p_o g_{45} T}{p\, g\, T_o}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

Zooals dadelijk valt op te merken, is de vervanging van de vergelijkingen (1) en (2) door (3) en (4) niet anders dan een verkapt invoeren van een absoluut eenhedenstelsel inplaats van het thans gebruikte variabele stelsel.

b. De snelheidsmeting in Ned.-Indië.

Tot de instrumenten, waarmede een vliegtuig normaal is uitgerust, behooren geen barografen, noch instrumenten waarmede het luchtgewicht onmiddellijk is te bepalen, zoodat het dikwijls ook niet doenlijk is al dadelijk in het vliegtuig de werkelijke snelheid daarvan uit de hier gebruikte grootheden te noteeren, indien men niet beschikt over een speciaal daartoe ingerichte rekenliniaal, waarop in plaats van de drukken de daarbij behoorende hoogten zijn neergeschreven. Deze linialen zijn in Ned.-Indië nog slechts zeer weinig in gebruik en het leek daarom, doch ook om andere redenen, gewenscht, vast te stellen met welken factor de door den snelheidsmeter aangewezen snelheid op de verschillende hoogten moet worden gecorrigeerd, teneinde onder de *normale* in Ned.-Indië geldende atmosferische omstandigheden, de werkelijke snelheid te vinden. Hierbij werden onder de normale omstandigheden verstaan, die welke zijn neergelegd in de Ned.-Ind. Standaardatmosfeer [5]), terwijl verder de correctiefactoren werden berekend voor het gebruik van de thans algemeen in de vliegtuigen voorkomende Europeesche of Amerikaansche hoogtemeters, waarbij dan rekening moet worden gehouden met het feit, dat er in Ned.-Indië niet onbelangrijke verschillen bestaan tusschen de aangewezen en de werkelijke hoogte. Hoewel de grootte van deze verschillen met een goede benadering bekend is [6]), werd er de voorkeur aan gegeven een correctievergelijking op te stellen, waarin meer rechtstreeks wordt gebruik gemaakt van de grootheden, welke dadelijk in de tabellen van de standaardatmosferen zijn te vinden. De afleiding van deze vergelijking moge hierna volgen.

Laat de bij de aanwijzing h_a van een hoogtemeter behoorende druk in mm Hg op 45° breedte p_a zijn, de volgens de I.S.A. of Am. S. A. daarbij behoorende temperatuur T_a en het luchtgewicht γ_a, dan kan in Ned.-Indië de druk, welke bij die hoogteaanwijzing behoort, in mm Hg worden genoteerd als p_i, waarbij dan volgens de N.I.S.A. een luchtgewicht en een temperatuur γ_i en T_i behooren.

5) Rapport R.S.L. no. V220.

6) Otten, Hoogtemeting in Ned.-Indië met behulp van vliegtuiginstrumenten, *De Ingenieur in Ned.-Indië*, 1937 no. 10.

Voegt men verder aan de waarden, die de resp. grootheden op zeeniveau bezitten een index $_o$ toe, dan kan voor de werkelijke snelheid van een vliegtuig, waarvan de Europeesche of Amerikaansche snelheidsmeter een snelheid V_o aanwijst, in overeenstemming met vergelijking (3) worden geschreven:

$$V = V_o \sqrt{\frac{\gamma_{ao}}{\gamma_i}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5)$$

Nu is volgens de gaswet:

$$p_a = R_a \gamma_a T_a$$

doch ook:

$$p_a = R_a \gamma_i T_i,$$

zoodat:

$$\gamma_i = \frac{\gamma_a T_a}{T_i} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

In verband met den bouw van de N.I.S.A. is nog, als — α_i den temperatuurgradiënt voorstelt [7]):

$$\frac{T_i}{T_{io}} = \left(\frac{p_i}{p_{io}}\right)^{\alpha_i R_i} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

terwijl verder, omdat beide drukken gelijk zijn aan 760 mm Hg,

$$p_{io} = p_{ao} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8)$$

Voert men de waarden van de vergelijkingen (6), (7) en (8) in (5), dan vindt men:

$$V = V_o \sqrt{\frac{\gamma_{ao}}{\gamma_a}\left(\frac{p_i}{p_{ao}}\right)^{\alpha_i R_i} \frac{T_{io}}{T_a}},$$

waarvoor met behulp van de vergelijking:

$$p_i = \frac{p_a g_a}{g_i}$$

nog te schrijven is:

$$V = V_o \sqrt{\frac{\gamma_{ao}}{\gamma_a}\left(\frac{p_a}{p_{ao}}\right)^{\alpha_i R_i} \cdot \left(\frac{g_a}{g_i}\right)^{\alpha_i R_i} \frac{T_{io}}{T_a}}.$$

Past men, om in deze vergelijking de luchtgewichten nog te elimineeren, tweemaal de gaswet toe dan volgt:

$$V = V_o \sqrt{\frac{T_{io}}{T_{ao}}\left(\frac{p_{ao}}{p_a}\right)^{1-\alpha_i R_i} \cdot \left(\frac{g_a}{g_i}\right)^{\alpha_i R_i}}$$

7) Rapport R.S.L. no. V220.

Voert men in voorgaande vergelijking in de waarden:

$T_{io} = 299°$ K

$T_{ao} = 288°$ K

$p_{ao} = 760$ mm Hg

$g_a = 9{,}80665$ m per sec^2

$g_i = 9{,}78158$ m per sec^2

$\alpha_i = 0{,}0055$ graden per m

$R_i = 29{,}345$ kgm per graad,

dan wordt tenslotte gevonden:

$$V = V_o \cdot \frac{16{,}45}{p_a^{\,0{,}4193}} \quad \ldots (9)$$

Met behulp van deze vergelijking werden voor de verschillende hoogte-aanwijzingen de correctiefactoren berekend, waarbij de waarden van p_a zijn ontleend aan het N.A.C.A. Report Nr. 218. De uitkomsten van de berekeningen werden verzameld in de hier toegevoegde tabel en grafisch neergelegd in *fig. 2.*

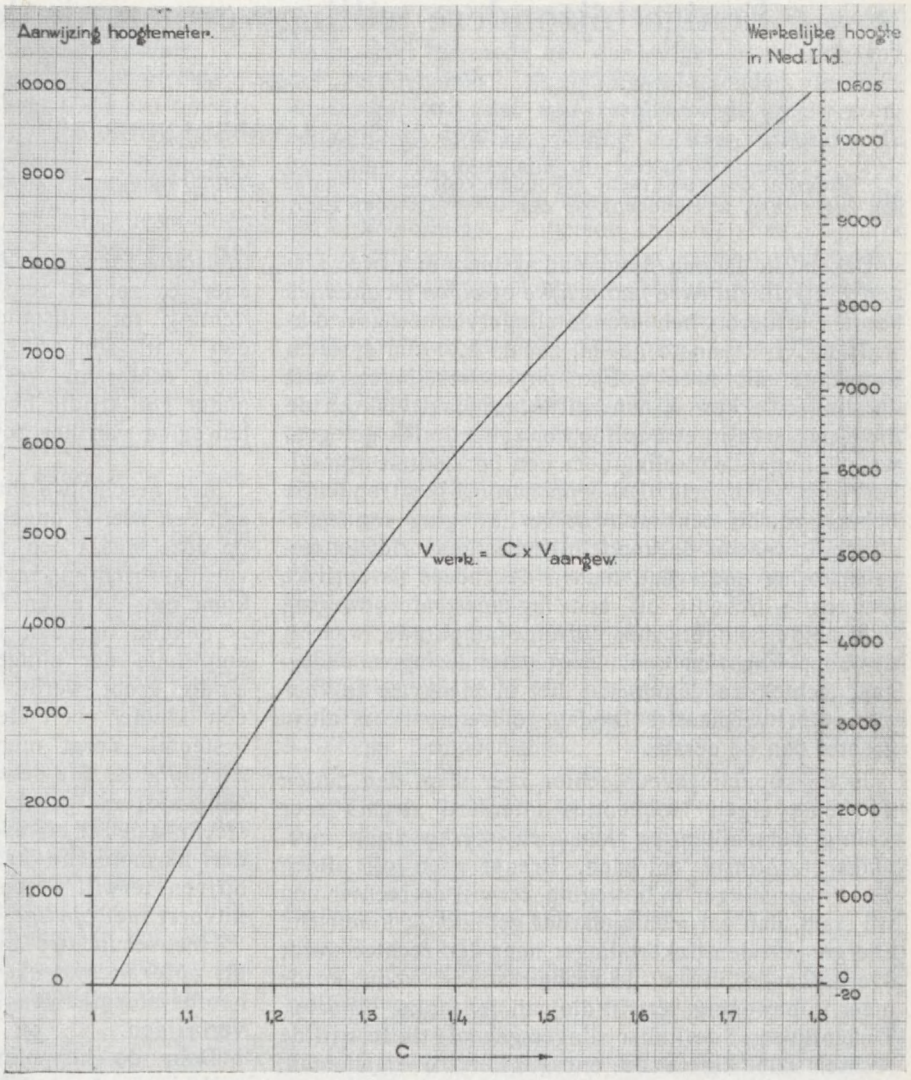


Fig. 2. Grafiek, aangevende het verband tusschen de gemeten en de werkelijke snelheid.

Correctiefactor voor de aanwijzing van den snelheidsmeter als functie van de hoogte.

Aanwijzing hoogtemeter.	Overeenkomstige luchtdruk op 45° breedte in mm Hg.	Werkelijke hoogte in Ned.-Indië.	Correctiefactor.
0	760,00	−20	1,019
1 000	674,09	1 020	1,072
2 000	596,23	2 065	1,128
3 000	525,79	3 115	1,189
4 000	462,26	4 170	1,255
5 000	405,09	5 230	1,327
6 000	353,77	6 295	1,404
7 000	307,87	7 365	1,489
8 000	266,89	8 440	1,581
9 000	230,45	9 520	1,681
10 000	198,16	10 605	1,791

Eenige bijzondere trillingsvormen uit de Mechanica

door

prof. ir. C. G. J. VREEDENBURGH.

Referaat der voordracht gehouden voor de *Koninklijke Natuurkundige Vereeniging* en het *Koninklijk Instituut van Ingenieurs*, te Bandoeng op den 29sten October 1937.

Bekend is, dat een slingerend systeem met twee graden van vrijheid twee *natuurlijke* of *eigen frequenties* heeft. De hierbij behoorende slingervormen zijn dikwijls dadelijk aan te geven, zooals b.v. een systeem bestaande uit twee gelijke physische slingers, met de slingervlakken in een zelfde verticaal vlak en de draaiingsassen in een zelfde horizontaal vlak gelegen, welke slingers onderling door een horizontale spiraalveer zijn gekoppeld. De eene natuurlijke frequentie behoort nl. bij een *evenwijdige* beweging van beide slingers, waarbij de koppelingsveer geenerlei lengteverandering ondergaat, terwijl de andere natuurlijke frequentie behoort bij een *tegengestelde* beweging van beide slingers met dezelfde amplitude, waarbij de koppelingsveer wèl lengteveranderingen ondergaat echter zoodanig, dat het midden van de veer zich niet verplaatst. De laatste frequentie is altijd grooter dan de eerste.

Is de koppelingsveer echter zeer slap, dan zullen de beide eigen frequenties uiteraard slechts zeer weinig verschillen en kan een merkwaardig *zwevingsverschijnsel* optreden. Brengt men nl. alleen den linker slinger in beweging, terwijl de rechter nog stil staat, dan zal men zien, dat geleidelijk kinetische energie van den linker slinger naar den rechter wordt overgedragen, m.a.w. de rechter slinger komt steeds meer in beweging, terwijl die van den linker afneemt. Tenslotte staat de linker slinger geheel stil, terwijl de rechter alle kinetische energie heeft overgenomen. Daarna herhaalt het verschijnsel zich, doordat de kinetische energie geleidelijk van den rechter slinger naar den linker overgaat, totdat de eerste geheel stilstaat en alleen de laatste in beweging is, enz. De frequentie van dit heen en weer gaande energietransport is gelijk aan het verschil der beide natuurlijke frequenties van het gekoppeld slingersysteem.

Nog merkwaardiger zijn de energieschommelingen bij de *veer van Wilberforce*, welke bestaat uit een spiraalveer, waaraan een gewicht hangt in den vorm van een omwentelingscylinder met verticale as. De stijfheid van de veer en het traagheidsmoment van den cylinder zijn zoodanig gekozen, dat de frequentie eener uitsluitend op en neer gaaande slingering van het gewicht ongeveer gelijk is aan de frequentie eener slingerbeweging met uitsluitende rotatie van den cylinder om zijn as. De koppeling van de beide enkelvoudige slingervormen moet hier worden gezocht in het feit, dat bij de op en neer gaande beweging, door de veer kleine wisselende momenten met verticale as op het gewicht worden uitgeoefend en omgekeerd bij de roteerende beweging van het gewicht, de veer kleine wisselende krachten in langsrichting ondervindt.

Geeft men het gewicht een aanvankelijk uitsluitend op en neer gaande slingering, dan ziet men de *translatie*-energie geleidelijk overgaan in een *rotatie*-energie, zoodat tenslotte het gewicht in verticale richting tot stilstand is gekomen en uitsluitend een rotatie-slingering uitvoert. Deze rotatieslingering komt echter na verloop van tijd weer tot stilstand onder gelijktijdig herstel van de op en neer gaande beweging van het gewicht, en zoo voort.

Men beschouwe thans een groote massa M, welke aan een veer is opgehangen (primair systeem). Werkt op deze massa een harmonisch wisselende kracht in verticale richting, met een frequentie welke overeenkomt met de eigen frequentie van het systeem, zoo is bekend dat dan resonantie optreedt waarbij de amplitude der slingering zeer groot, theoretisch oneindig groot wordt. Aan de massa M kan men dan een kleine veerende massa m hangen (secundair systeem). Zorgt men nu dat de veerstijfheid van m zoodanig is, dat de eigen frequentie van dit secundaire systeem gelijk is aan die van het primaire systeem, dan zal bij evenbedoelde resonantiefrequentie der harmonische kracht, de groote massa M in *rust* blijven, terwijl alleen de kleine massa m slingeringen uitvoert met *eindige* amplitude.

Het secundaire systeem werkt dan zeer effectief als *absorptiesysteem* van de trillingsenergie, die het hoofdsysteem-alleen door de harmonische kracht zou verkrijgen.

Door de koppeling van het secundaire aan het primaire systeem heeft men echter een trillend systeem gekregen met *twee* graden van vrijheid alzoo met *twee* eigen frequenties. Een dezer eigen frequenties is kleiner en de andere grooter dan bovenbedoelde resonantiefrequentie van het hoofdsysteem alleen. Wanneer nu de frequentie der harmonische kracht zou *varieeren* en met één dezer frequenties van het *geheel* zou overeenkomen, zouden de amplituden toch weer zeer groot, theoretisch oneindig groot kunnen worden.

Bij *variabele* frequentie der op M werkende harmonische kracht is het daarom gewenscht een dempingsweerstand aan te brengen in de relatieve beweging tusschen m en M. Deze demping mag echter niet te groot zijn, omdat bij zeer groote demping m als het ware vast verbonden wordt met M, waardoor het geheel als een ongedempt trillend systeem met één graad van vrijheid zou werken.

Voor een optimale werking van het absorptiesysteem, zal men dus in ieder voorkomend geval de gunstigste demping moeten bepalen.

Een eenvoudige doch niettemin interessante toepassing van de bovenbeschreven trillingsabsorptie door een secundair systeem zonder demping, vindt men bij de electrische tondeuse, waar een vibrator afgestemd op de frequentie van het door wissel-

stroom heen en weer bewogen snijapparaat, de montuur geheel van hinderlijke trillingen vrijwaart.

Grootscher en meer ingewikkeld zijn de toepassingen bij de *anti-slingertanks van Frahm en de scheepsgyroscoop van Schlick*, beide dienende om het slingeren van schepen in woelige zee tegen te gaan. Het hoofdsysteem is hier het slingerend schip, waarop door de oceaangolven periodische krachten met variabele frequentie worden uitgeoefend. Het absorptie-systeem wordt bij de tanks van Frahm gevormd door de heen en weer stroomende vloeistof in de tanks, welke beweging met behulp van een smoorklep kan worden gedempt, terwijl bij den stabilisator van Schlick, de precessiebeweging van den stabiel ondersteunden gyroscoop door visqueuze demping wordt afgeremd. Nog effectiever werkt de gyrostabilisator van Sperry, waarbij de precessiebeweging van den astatisch ondersteunden gyroscoop, dadelijk bij de eerste rolbewegingen van het schip, met behulp van een kleinen relais-gyroscoop wordt ingeleid en op de juiste wijze verder geregeld. Het Italiaansche passagierschip „Conte di Savoia" is een voorbeeld van stabilisatie door deze Sperry-gyroscopen, terwijl de Duitsche schepen „Bremen" en „Europa" zijn voorzien van anti-slingertanks van Frahm.

Zeer merkwaardig is ook de absorptie van trillingsenergie door de *Stockbridge-dempers*. Deze worden toegepast om de trillingen, welke door den wind (*Kármán sche* wervels) in electrische spankabels worden opgewekt, te verminderen. Deze trillingen, welke een frequentie hebben van 10-30 perioden per sec en een amplitude van enkele cm, kunnen n.l. tot vermoeiingsbreuken aanleiding geven in het kabelmateriaal en wel als regel ter plaatse van de ophangklemmen.

De *Stockbridge-dempers* bestaan in hoofdzaak uit een stuk kabel, aan welks einden gewichten zijn aangebracht. In het midden van den demperkabel bevindt zich een klem, waarmede het geheel aan de electrische spanleiding wordt opgehangen in de buurt van de bedreigde plaatsen. De demping in het secundaire systeem heeft hier vnl. plaats door *hysteresis*.

De evenbedoelde kabeltrillingen, waarmede ook bij de electrische hoogspanningsleidingen op Java terdege rekening moet worden gehouden, zijn niet te verwarren met het *„galoppeeren"* van spanleidingen, welk verschijnsel in de Noordelijke staten van Amerika en in Canada 's winters wordt waargenomen, wanneer de temperatuur om het nulpunt schommelt en er een vrij sterke dwarswind waait. De spanleiding slingert dan als een halve golf met een frequentie van ongeveer 1 periode per sec bij een amplitude van ± 3 m. In tegenstelling met de veel kleinere en snellere kabeltrillingen, die zich als regel manifesteeren in den vorm van zwevingen, welke één tot twee uur duren, slingert de galoppeerende kabel soms gedurende 24 uur met onverminderde kracht door.

Men heeft hier te doen met een merkwaardig geval van *zelfaanzettende* trillingen. Door het smeltend ijs, dat zich om de kabel afzet, krijgt deze n.l. een doorsnede, welke dynamisch onstabiel is. Wanneer nu deze kabel met onstabiele doorsnede bij den sterken dwarswind b.v. een kleine opwaartsche beweging krijgt, gaat hiermede een dusdanige verandering van het aerodynamisch stroomingsveld rondom de doorsnede gepaard, dat een resulteerende kracht eveneens in opwaartsche richting ontstaat, waardoor de beweging van den kabel dus wordt versterkt.

Een aerodynamisch zeer onstabiel profiel is de halfcirkelvormige doorsnede, waarop het *molentje van Lanchester* berust, dat in een windstroom, al naar verkiezing, in beide richtingen kan draaien.

Zelfaanzettende trillingen kan men beschouwen als trillingen met *negatieve* demping. Als regel bestaat deze negatieve demping alleen bij kleine amplitude om bij groote amplituden weer in positieve demping te veranderen. Bij kleine negatieve demping neemt de amplitude der vrije trillingen geleidelijk toe om tenslotte een constante waarde te bereiken. Groote negatieve demping, welke tenslotte in positieve overgaat, geeft aanleiding tot de z.g. *relaxatie-trillingen*, die geheel het karakter eener harmonische beweging hebben verloren.

De besproken energieschommelingen, absorptie van trillingsenergie door een secundair systeem en zelfaanzetting van trillingen, werden toegelicht door verschillende demonstraties.

BERICHTEN VAN ALLERLEI AARD.

Octrooien.

De ondervolgende octrooiaanvragen zijn openbaargemaakt.

Aan den Octrooiraad te 's-Gravenhage te richten bezwaarschriften tegen de verleening van octrooi, en verzoekschriften tot het verkrijgen van rechts als voorgebruiker of tot vermelding van een naam van den uitvinder in het octrooi kunnen bij het Kantoor voor den Industrieëelen Eigendom (Depart. van Justitie) te Batavia-C. worden ingediend; tegen de verleende octrooien kan niet anders worden opgekomen dan door een vordering tot nietigverklaring of opeisching bij de gewone rechters in Nederland.

De termijn voor het indienen van bezwaar- en/of verzoekschriften betreffende de hier vermelde aanvragen loopt af op 15 Februari 1938.

No. 75882 Ned., kl. 1a. Bamag-Meguin A. G., te Berlijn: Inrichting voor het regelen van de afvoerschuif voor de steenen, resp. het middelproduct van een zuigerwaschmachine voor steenkool.

No. 75145 Ned., kl. 5a. T. Seifer, te Berlijn: Door de spoelvloeistof gedreven stootboorinrichting, waarvan de beitel bevestigd is aan een cylinder, die over een aan de holle boorstang bevestigden zuiger op en neer beweegbaar is.

No. 75213 Ned., kl. 5a. T. Seifer, te Berlijn. Door de spoelvloeistof gedreven stootboorinrichting.

No. 77898 Ned., kl. 5a. N. V. De Bataafsche Petroleum Mij., te 's Gravenhage: Werkwijze en inrichting voor de oriëntatie van een toestel aan een gereedschapskolom in een boorgat.

No. 78984 Ned., kl. 5c. A. Thyssen-Hütte Akt. Ges., te Duisburg-Hamborn: Meegevende ijzeren mijngangbekleeding met in elkaar schuivende en radiaal gesteunde segmenteinden.

No. 71269 Ned., kl. 21g. Compagnie Générale de Géophysique, te Parijs: Werkwijze voor het electrisch onderzoek van den aardbodem waarbij geen afzonderlijke hulpstroom aan de aarde wordt toegevoerd.

No. 75460 Ned., kl. 81e. Gebr. Eickhoff, Maschinenfabrik und Eisengiesserei, te Bochum: Schudgoot met aan de zijwanden bevestigde dwars uitstekende organen ter onderlinge verbinding van de schudgoten.

No. 77939 Ned., kl. 81e. Gebr. Eickhoff Maschinenfabrik und Eisengiesserei, te Bochum: Schudgootverbinding.

No. 76700 Ned., kl. 19c. B. W. H. Fermin, te Djasinga, Java, Ned.-O.I.: Werkwijze voor het maken van een rubberdek op wegen, vloeren of dergelijke nieuw aangelegde of reeds bestaande onderlagen.

No. 75351 Ned., kl. 84c. „Delmag" Deutsche Elektromaschinen- & Motoren-Bau-Akt. Ges., te Esslingen a. N., Duitschland: Als verbrandingsmachine uitgevoerd en werkend heiwerktuig met op den paal of dergelijk in te heien voorwerp rustenden zuiger en met als heiblok werkenden cylinder, waarvan de slagfrequentie door een energie verzamelenden slagbegrenzer verhoogd is.

No. 76533 Ned., Kl. 1c, The General Electric Company Limited, te Londen: Werkwijze en inrichting voor het scheiden van vaste stoffen van verschillend soortelijk gewicht.

No. 76148 Ned., Kl. 20c, Fried. Krupp Aktiengesellschaft, te Essen: Vastzetinrichting voor een kipbaren bak van een transportwagen.

No. 71290 Ned., Kl. 20i, Vereinigte Eisenbahn-Signalwerke Ges. m.b.H., te Berlijn-Siemensstadt: Blokschakeling voor signalen met twee beteekenissen bij verkeer in één richting over één spoor.

No. 80654 Ned., Kl. 20i, Ver. Eisenbahn-Signalwerke Ges. m.b.H., te Berlijn-Siemensstadt: Automatische blokschakeling voor electrische spoorwegen met retourkabel voor den tractiestroom of een anderen aan de spoorstaven parallel geschakelden stroomweg aangesloten over smoorspoelrailverbindingen.

No. 74804 Ned., Kl. 21a, Nationale Telephon- und Telegraphenwerke G.m.b.H., te Frankfort a.d. Main: Telegraafstelsel, waarbij de telegrafische berichten zijn samengesteld uit twee reeksen impulsen.

No. 76309 Ned., Kl. 23b, N. V. De Bataafsche Petr. Mij. 's-Gravenhage: Werkwijze voor de bereiding van verzadigde koolwaterstoffen met het kookpunt van benzines.

No. 76338 Ned., Kl. 29a, Fried Krupp Grusonwerk Akt. Gesellschaft, te Maagdenburg-Buckau: Inrichting voor het verwijderen van bladmoes of ontvleezen van plantendeelen, welke vezels bevatten.

No. 75758 Ned., Kl. 36d, A. Cauchemont en A. A. Cauchemont, beiden te Parijs: Inrichting voor het ventileeren van stationnaire ruimten en voertuigen.

No. 75912 Ned., Kl. 37b, J. A. de Vries, te Dordrecht: Vakwerk uit staven, welke uit tot kokerprofielen aaneengelaschte walsprofielen zijn gevormd.

No 76626 Ned., Kl. 39a, A. J. Stikkel, te Alkmaar: Werkwijze voor het maken van matschalmen uit oude automobiel- of rijwielbuitenbanden.

No. 75623 Ned., Kl. 39b, Revertex Limited, te Londen: Werkwijze voor het concentreeren van rubberlatex en soortgelijke plantensappen.

No. 75390 Ned., Kl. 47h, Harold Sinclair, te Londen: Hydraulische koppeling van het Föttingertype.

No. 73292 Ned., Kl. 47h, A. P. A. ten Broek, te Kediri, Java: Pneumatische of hydraulische koppeling.

No. 75249 Ned., Kl. 59c, C. N. Cardinal, Kimberley, Z.-Afrika: Vloeistof-opvoeringsinstallatie.

No. 76875 Ned., Kl. 59e, P. Leistritz en Ing. F. Burghauser, beiden te Nürnberg: Schroefpomp met twee of meer onderling evenwijdige schroefassen, die in elkander grijpen, waarbij elk der schroefassen bestaat uit een cylinder, die voorzien is van één of meer schroefkammen, welke schroefkammen door een passend pomphuis omsloten zijn.

No. 854 Ind., Kl. 70e, J. Nieuwkamp, te Probolinggo, Java: Teekentoestel.

No. 78103 Ned., Kl. 80a, N. V. Mij. tot Vervaardiging en Levering van Bouwmaterialen v/h De Erven H. Trip, te Utrecht: Werkwijze voor het maken van een betonnen voorwerp, waarbij de gevulde vorm ter verdichting van de specie onderworpen wordt aan een schok-, tril- of slingerbeweging, tijdens welke de ruimte, waarbinnen de vorm zich bevindt, onder een luchtverdunning wordt gehouden.

No. 79416 Ned., Kl. 80a, N. V. Machinefabr. v/h J. Aberson te Olst: Vormbakpers.

No. 79662 Ned., Kl. 80a, N. V. „De Vlamovenstraatklinker", te Zeist: Bewegingsmechanisme voor het persblok in een Aberson-steenpers.

No. 78782 Ned., Kl. 80b, A. Schwarz, te Brussel-Ukkel: Werkwijze ter vervaardiging van bouwplaten, bestaande uit afwisselende lagen gewoon gips en poreus gips, die achtereenvolgens op elkaar zijn gegoten.

No. 64965 Ned., Kl. 80b, Dipl. Ing. E. Hüttemann, te Berlijn-Wilmersdorf: Poreuze lichte steenen, platen, blokken, enz. en werkwijze voor de vervaardiging daarvan.

Achtste Ned.-Indisch Natuurwetenschappelijk Congres

te houden op 20 t/m 23 Juli 1938 te Soerabaia.

Verschenen is de eerste mededeeling van bovengenoemd Congres, waaraan het volgende moge worden ontleend.

Zijne Excellentie de Gouverneur-Generaal van Nederlandsch-Indië Jhr. Mr. A. W. L. Tjarda van Starkenborgh Stachouwer heeft het Beschermheerschap over het Congres aanvaard. In het Eere-praesidium hebben o.m. zitting de Voorzitter van den Natuurwetenschappelijken Raad voor Ned.-Indië en de Gouverneur van Oost-Java.

Algemeene Voorzitter is dr. J. P. H. de Kruyff en 1ste Algemeene Secretaris dr. H. W. Lubberhuizen.

Reeds thans kunnen wetenschappelijke bijdragen worden aangeboden aan de secretarissen der Sectiebesturen t.w.:

Wis- en Natuurkundige Sectie, ir. J. W. A. Leclusse, Slametstraat 9, Soerabaia.

Geneeskundige Sectie, Soetedjo Mertodidjojo, Tamarindelaan 194, Soerabaia.

Biologische Sectie, dr. J. G. Betrem, Proefstation, Malang.

Scheikundige Sectie, dr. K. Douwes Dekker, Proefstation, Pasoeroean.

Diergeneeskundige Sectie, dr. F. C. Kraneveld, Veeartsenijkundig Instituut, Buitenzorg.

Geologisch-Geografische Sectie, Dr. M. Neumann van Padang, Geologische Dienst, Bandoeng.

In aansluiting aan het Congres zullen eenige groote excursies worden gehouden. In voorbereiding zijn een Geologisch-Biologische excursie naar het eiland *Bawean,* een algemeene excursie naar de *Kawah Idjen* en de baai van *Popoh* en een excursie naar *Bali* onder leiding van de K. P. M.

De contributie voor leden bedraagt *f* 10,—, waarvoor naast recht op deelname aan het Congres in zijn vollen omvang, alle gedrukten (incl. de Handelingen) kosteloos worden ontvangen.

Nadere inlichtingen worden gaarne verstrekt door het Algemeen Secretariaat (Embong Kemiri No. 4, Soerabaia) alsmede door ondergeteekende.

prof. ir. C. G. J. Vreedenburgh,
Bandoeng.

ONTVANGEN GESCHRIFTEN.

W. E. Hoare, B. Sc.: Variation in Thickness of the Tin Coating of Tinplate and its effect on Porosity. Techn. Publ. of the Internat. Tin Research and Development Council, Series A, No. 59, 1937.

Dr. Ing. H. Lepp: Mechanical Properties of Some Tin Bronzes.
Techn. Publ. of the Internat. Tin Research and Development Council, Serie D, No. 3, 1937.

E. S. Hedges, D. Sc., Ph. D., A. I. C. and C. E. Homer, B. Sc., Ph. D.: The Functions of a Technical Information Bureau.
Miscellaneous Publications of the Internat. Tin Research and Development Council, No. 3.

C. E. Homer, B. Sc., Ph. D. and E. S. Hedges, Ph. D., D. Sc.: The Rôle of Technical Information in Industrial Research and Development.
Miscellaneous Publications of the International Tin Research and Development Council, No. 6.

Exemplaren van bovenstaande publicaties zijn op aanvrage gratis verkrijgbaar bij de International Tin Research and Development Council, Prinsessegracht 21, den Haag.

BOEKBESPREKING.

Hedendaagsche Architectuur in Nederland. 225 Afbeeldingen onder auspiciën van den Bond van Nederlandsche Architecten, B. N. A. verzameld door A. Eibink, W. J. Gerretsen & J. P. L. Hendriks.

N. V. Uitg. Mij. „Kosmos", Amsterdam.

Prijs: geb. *f* 5,50.

Er zijn in de laatste jaren in Nederland zoo vele plaatwerken op het gebied der architectuur verschenen, dat de vraag rijst, met welk doel die uitgaven eigenlijk geschieden. Voor zoover dergelijke werken inderdaad uit ideëele en niet uit commercieele overwegingen worden uitgegeven, is de bedoeling, zooals ook uit de inleiding van het hier besproken boek blijkt, om het ontwikkelde publiek voor te lichten over hetgeen in onzen tijd op het zeer uitgebreide terrein der bouwkunst wordt tot stand gebracht. Het is waarlijk geen gemakkelijke taak dit te doen op de juiste en voor leeken bevattelijke wijze. Wanneer zulks geschiedt door voornamelijk alleen het uitwendige der bouwwerken, zonder eenige toelichting, te toonen, dan wordt het doel stellig niet bereikt. Integendeel schuilt daarin juist het gevaar, dat het publiek versterkt wordt in de reeds te veel doorgedrongen neiging, om architectuur te gaan zien als een uitwendig omhulsel, soms zelfs als een uitwendige versiering.

Bouwen is het scheppen en in onderling verband ordenen van de ruimten, welke door den opdrachtgever worden verlangd, en het vakkundig omsluiten dezer ruimten. Wanneer zulks geschiedt op kunstgevoelige wijze, met goede verhoudingen en juisten samenhang tusschen het in- en het uitwendige, dan kan men van bouwkunst spreken. Een gebouw b.v. met een ondoelmatigen plattegrond, slechte ventilatie en verlichting, maar met een zoogenaamde „onder architectuur" ontworpen „mooie" gevel, kan niet gerekend worden te zijn een bouwkunstig werk. Tal van factoren, — niet in de laatste plaats de beschikbare middelen —, spelen bij het stichten van een bouwwerk een rol en drukken hun stempel op het uiteindelijk resultaat. Het publiek daarover in te lichten is dus een eerste vereischte om de bouwkunst op de juiste wijze te leeren zien en begrijpen.

Nu is het in het kader van een boek, als het hier besprokene, natuurlijk niet mogelijk om een complete bouwgeschiedenis van elk getoond bouwwerk te geven. Het is te waardeeren, dat bij de meeste der afgebeelde werken de plattegronden ook zijn afgedrukt. Jammer genoeg ontbreekt bij enkele plattegronden van belangrijke werken, als b.v. van het Raadhuis te Enschede, het Gemeentemuseum te Den Haag, het Grandhotel „Gooiland" te Hilversum en de A.V.R.O.-studio te Hilversum de bijbehoorende legenda, zoodat men tevergeefs naar de bestemming der vertrekken zoekt. Een situatie of duidelijke aanwijzing van de ligging ten opzichte van de windstreken en de omgeving ontbreekt in de meeste gevallen. Dit voel ik als een groot gemis, vooral waar het een woonhuis betreft. Om over deze punten, waar

nog zooveel gezondigd wordt, goed te worden voorgelicht, is voor een leek van groot belang.

Dat het zeer goed mogelijk is, om de bouwkunst nader tot het publiek te brengen op een wijze, als in het vorenstaande is bedoeld, wordt overtuigend aangetoond door het boekje „Het eigen huis" door ir. J. P. Fokker, dat bij dezelfde uitgeefster het licht heeft gezien, als het hier besproken werk. In een goede inleiding en korte bijschriften bij de afbeeldingen, wordt op bevattelijke, onderhoudende en sympathieke wijze door ir. Fokker den leek alle voorlichting verstrekt, die noodig is om hem in staat te stellen, de architectuur van woonhuizen op de juiste wijze te leeren zien en waardeeren. Eenzelfde geest ademen de, eveneens bij de uitgevers-maatschappij „Kosmos" verschenen werkjes „Het Hollandsche interieur" door Paul Bromberg en „Tuinen in Holland" door ir. J. P. Fokker. Ik meen het zeer te moeten betreuren, dat met het verschijnen van „Hedendaagsche Architectuur in Nederland" den door de verzorgers van evengenoemde boekjes zoo gelukkig ingeslagen goeden weg weer is verlaten. Want ook op het veel uitgebreider gebied der architectuur dan van woonhuizen alleen, zou het zeer goed mogelijk geweest zijn om inzicht te geven in de vele factoren, die bij de verschillende uitingen der bouwkunst een bepalende rol spelen. Het zou b.v. zeer interessant zijn geweest, indien bij de afbeeldingen van de A.V.R.O.-studio met een korte opmerking er op ware gewezen, hoe de accoustische eischen, en bij de afbeeldingen der Musea te Den Haag en Rotterdam de aandacht er op ware gevestigd, hoe de eischen der verlichting op het ontwerp grooten invloed hebben uitgeoefend.

De eenigszins zwaarwichtige inleiding tot het boek werkt m.i. ook al niet verhelderend. De volgorde, waarin de gekozen bouwwerken zijn afgebeeld, is bepaald door de plaatsen, waar ze zijn gelegen, zulks om eventueele bezichtiging te vergemakkelijken. Een nadeel van deze methode is naar mijn gevoelen echter, dat allerlei bouwwerken met zeer uiteenloopende bestemming en karakter door elkaar worden getoond, hetgeen, vooral voor leeken, aanleiding tot een verwarrenden indruk kan geven. Over het algemeen zijn de afgebeelde werken met zorg uitgezocht. Daarom is het des te meer te betreuren, dat ze niet beter zijn toegelicht. Dat de namen der architecten niet direct onder de afbeeldingen zijn afgedrukt, maar in een afzonderlijke lijst zijn opgenomen, getuigt van sympathieke bescheidenheid. De verzorging door de uitgeefster is keurig.

Br.

Architectonische Details. I Ramen en Deuren, door prof. ir. J. G. Wattjes, b.i., Hoogleeraar aan de Technische Hoogeschool te Delft.

N. V. Uitgevers Mij. „Kosmos", Amsterdam.

Prijs: geb. *f* 6,90.

Zooals uit de inleiding blijkt, is de bedoeling van dit werk, om door het bijeenbrengen en publiceeren van details van uitgevoerde werken, reeds op dit gebied verworven ervaring meerdere bekendheid te geven en ter beschikking van andere ontwerpers te stellen. Dit is een sympathiek doel, dat verschillende, — meest buitenlandsche —, bouwkundige vakbladen reeds nastreven door geregelde publicatie van belangrijke technische details. „Het heeft geen zin", schrijft de samensteller, „dat ieder ontwerper bij ieder gebouw weer van voren af aan, alsof dat nog nooit gedaan zou zijn, de vormtypen van deze details op oorspronkelijke wijze zou gaan ontwerpen".

Het lijkt mij echter eenigszins gevaarlijk om van „vormtypen" te spreken. Immers de vorm van het detail hangt ten nauwste samen met de opvatting van het ontwerp van het geheele bouwwerk. Het zijn meer de oplossingen van constructieve moeilijkheden, waarvoor het van groot belang kan zijn om van de ervaring van anderen te profiteeren. Prof. Wattjes voelt dit ook, waar hij zegt, dat deze verzameling niet dienen kan bij wijze van een handig receptenboek voor architectonische details. Nu kan ik mij niet aan den indruk onttrekken, dat bij de keuze en wijze van publiceeren der voorbeelden te veel op den vorm en te weinig op de constructie de nadruk is gelegd. Bovendien is de keuze, wat den vorm betreft, nog niet eens altijd gelukkig te noemen. Het is wel een goede gedachte om behalve de details ook een teekening van het geheel, waarin zij thuis behooren, op kleiner schaal te geven, maar, waar het dikwijls in dit werk gaat om details, die in constructief opzicht weinig belangrijks of nieuws bieden, daar wordt de vormgeving hoofdzaak en — wat m.i. het eigenlijke doel behoort te zijn — de constructieve ervaring, bijzaak. Ik vrees, dat het geven van dergelijke afbeeldingen er toe zal medewerken, dat de mindere goden in het vak met aan andere — bekwamere — ontwerpers ontleende vormgeving hunne ontwerpen gaan samenstellen.

Het behoeft m.i. geen betoog, dat dan de kans wel zeer gering is op het ontstaan van een gaaf ontwerp, dat voldoet aan den meest primairen eisch, dat het uitwendige in constructief opzicht een logische omsluiting van het inwendige moet zijn en dat de detailleering en vormgeving zulks op verantwoorde wijze tot uiting moeten brengen.

Ik stel mij voor, dat een werk als het onderhavige van groot nut zou kunnen zijn, als men een bepaalde technische detailmoeilijkheid bij het ontwerpen ontmoet en eens zien wil, hoe andere architecten in zoo'n geval een oplossing hebben gevonden, niet om die klakkeloos over te nemen, maar na een critische bestudeering tot een voor het eigen geval passend idee te verwerken.

Men wil b.v. een buitenwand van een vertrek over een groot oppervlak kunnen openen, terwijl men de beweegbare wandgedeelten (schuif-, vouw-, of roldeuren) in open stand in een beperkte ruimte wil kunnen opbergen, of juist wil gebruiken om op een vóór het vertrek gelegen terras terzijde als windscherm te dienen. Ik noem hiermede een voorbeeld, waarover dit boek nagenoeg geen inlichtingen geeft. Een ander onderdeel, dat in de practijk, vooral bij bijzondere constructies, veel zorg vereischt, is de juiste keuze en wijze van aanbrenging van het benoodigde hang- en sluitwerk. Ook op dit gebied geeft het boek slechts in enkele gevallen inlichting, terwijl zulks in de

meeste detailteekeningen toch wel had kunnen worden aangegeven. Dan zijn vele detailteekeningen door te kleine schaal onduidelijk. Hier en daar zou eenige meerdere toelichting wel gewenscht geweest zijn. Zoo is b.v. bij toepassing van plaatmateriaal zulks wel met een algemeene notatie aangegeven, maar niet vermeld welk soort materiaal in elk geval afzonderlijk is toegepast. Verder is op de constructieve doelmatigheid van sommige der getoonde details nog wel wat af te dingen.

Dat met dit werk een begin is gemaakt met publicatie in boekvorm op het onderhavige gebied en dat daarbij niet alleen Nederlandsche, maar ook buitenlandsche voorbeelden zijn opgenomen, is toe te juichen.

Het ligt in de bedoeling in een eerlang uit te geven tweede deel de overige details van de buitenarchitectuur te behandelen. Indien er voldoende belangstelling blijkt te bestaan, zal er dan nog een derde deel verschijnen, dat de architectonische details van het interieur zal bevatten.

Door de uitgevers is veel zorg aan de uitgave besteed.

Br.

Bouw zelf uw televisie ontvanginstallatie, door F. Kerkhof.

N. V. Uitgeversmaatschappij „Kosmos", Amsterdam-C. Prijs: geb. *f* 2.25

In een, door de uitgeversmaatschappij „Kosmos", keurig verzorgd boekske van een 100-tal bladzijden, verlucht door een groot aantal foto's en schema's, behandelt de auteur, na een inleiding in hoofdstuk I omtrent het wezen van de grof- en fijnrastertelevisiesystemen, den opbouw van een eenvoudigen grofrasterbeeldontvanger en het bijbehoorende voedingsapparaat. Hoofdstuk IV beschrijft een beeldcombinator uitgerust met een Nipkowsche schijf en de synchronisatie van de beeldontvangst met gebruikmaking van het synchronisatiesignaal van den televisiezender of met behulp van de netfrequentie. Tenslotte vermeldt hoofdstuk V een schakeling voor grofrasterbeeldontvangst met behulp van de kathodestraalbuis.

Zooals de schrijver in zijn voorwoord reeds zegt, is dit boekje bedoeld om den beginneling of leek op dit gebied in staat te stellen aardige resultaten te bereiken. Aan de eigenlijke montage en bedrading is dan ook een groot deel van den inhoud gewijd, terwijl verschillende practische wenken en raadgevingen voor beproeving en gebruik der installatie, den ervaren experimentator verraden. Uiteraard valt een min of meer volledige en theoretische beschouwing omtrent de verschillende televisiesystemen en de zenderapparatuur buiten het bestek van dit werkje.

Aangeteekend zij nog, dat Indië grofrastertelevisieuitzendingen, zooals Nederland die kent, nog niet rijk is, terwijl alleszins verwacht mag worden, dat wanneer men hier te lande tot televisie overgaat, het moderner, doch inderdaad veel gecompliceerder fijnrastersysteem de belangstelling voor zich zal opeischen.

ir. A. Korving.

UIT INHOUD VAN TIJDSCHRIFTEN.

Der Bauingenieur, Jhrg. 18 Heft 37/38, 17 September 1937.

Neue deutsche Forschungsarbeiten und Ausführungen auf dem Gebiete des Stahlbrückenbaues, von G. Schaper. — Vereinfachtes Verfahren zur Berechnung von Holzstützen gegen Knickung nach DIN 1052, von F. Kaufmann. — Die Berechnung der Verstärkung von Kreisbogengewölben, von F. Schweda. — Eisenbetonsäulen mit einfacher Bügelbewehrung, von J. Staack.

Der Bauingenieur, Jhrg. 18 Heft 39/40, 1 October 1937.

Untersuchungen über die Knicksicherheit, die elastische Verformung und das Kriechen des Betons bei Bogenbrücken (Schluss), von Prof. Dr.-Ing. Fr. Dischinger. — *Verschiedene Mitteilungen:* Hundertjahrfeier des Schweizerischen Ingenieur- und Architektenvereins. — Tagung des Vereins Deutscher Portland-Cement-Fabrikanten E. V..

Die Bautechnik, Jhrg. 15 Heft 38, 3 September 1937.

Der Geisingtunnel der neuen Vollspurbahn Heidenau-Altenberg (Erzgeb.), von Reichsbahnoberrat i. R. Hildebrand. — Der Fesselschwimmer, ein neues Wassermengenmessgerät, von Reg.- und Baurat Gramberg. — *Vermischtes:* Strassenbrücke über den Unterlauf des Forth bei Kincardine. — *Patentschau:* Wehr mit Aufsatzklappe und Seitenschilden zur Abdichtung der Seitennischen. — In der Staulage absenkbares Walzenwehr.

Die Bautechnik, Jhrg. 15 Heft 39, 10 September 1937.

Neuere versuche über konstruktive Vereinfachung im Holzbau, von Prof. Dr.-Ing. E. Gaber. — Näherungsformeln für die Formänderung durchlaufender hoher Träger, von Prof. Dr.-Ing. habil. H. Craemer. — Neue Versuche mit Asphaltbauweisen beim Erweiterungsbau des Dortmund-Ems-Kanals (Schluss), von Oberbaurat Dr.-Ing. Schiller. — *Beilage: Der Stahlbau, Jhrg. 10 Heft 19:* Die Erneuerung des Hochbahnhofes Möckernbrücke in Berlin, von Obering. G. Ollert. — Verwaltungsgebäude der Feuersocietät der Provinz Brandenburg in Berlin, von Dipl.-Ing. G. Mensch.

Die Bautechnik, Jhrg. 15 Heft 40/41, 17 September 1937.

Baugrundforschung bei Brücken der Eisenbahn Heydebreck-Gr.-Strehlitz, von Reichsbahnoberrat Dr.-Ing. M. Roloff und Oberreg.- und -baurat J. Ehrenberg. — Die Ausbildung der Gefällbrechpunkte geregelter kleinerer Wasserläufe, von Dr.-Ing. habil. Chr. Keuther. — Der Amsterdam-Rhein-Kanal.

Die Bautechnik, Jhrg. 15 Heft 42, 24 September 1937.

Unterfahrung des Verwaltungsgebäudes des Mitteleuropäischen Reisebüros am Potsdamer Platz und des Eckhauses Vossstrasse, Berlin, von Reichsbahnrat Dipl.-Ing. Krämer. — Hochwasser-Abwehr durch gestaffelte Rückhaltebecken, von o. Prof. Dr.-Ing. R. Winkel. — *Patentschau:* Sohlendichtung für bewegliche Wehre. — *Beilage: Der Stahlbau, Jhrg. 10 Heft 20*: Knickung und Biegung eines Stabes auf drei Stützen, von A. Schleusner. — Die neue Ausgabe der Berechnungsgrundlagen für Stahl im Hochbau, von Oberreg.- und -baurat Wedler. — Geschweisste Rába-Brücke in Györ, von Dipl.-Ing. J. Lengyel. — *Verschiedenes:* Luftschutzhaus in Bremen.

Die Bautechnik, Jhrg. 15 Heft 43, 1 October 1937.

Ursprungfestigkeiten von Schweissungen verschieden legierter St 52, von Dr.-Ing. E. Weiss und Th. Hövel. — Unterfahrung des Verwaltungsgebäudes des Mitteleuropäischen Reisebüros am Potsdamer Platz und des Eckhauses Vossstrasse, Berlin (Schluss), von Reichsbahnrat Dipl.-Ing. Krämer. — Zur Berechnung des Wasserschlosses, von Prof. Dr.-Ing. R. Winkel. —

Der Bau der Eisenbahn Fuka — MersaMatrouh. — Versuche zum Feststellen der Verdichtungswirkung durch einen Explosionsstampfer. — *Vermischtes:* Brownsville-Hafen im Golf von Mexico. — Eine Sonderform für das Lager einer Balkenbrücke. — *Patentschau:* Verfahren zum Bau eines Tunnels für Untergrundbahnen und ähnliche Anlagen sowie Hilfsvorrichtung dafür. — Verfahren zum Verstärken von Bauwerken.

Beton und Eisen, Jhrg. 36 Heft 17, 5 September 1937.
Eisenbeton-Ausstellungspavillon in Düsseldorf, von Dipl.-Ing. E. Buschek. — Herstellen eines neuen Widerlagers in einer Bahndammböschung zwischen in Betrieb bleibenden Industriegleisen, von Dr.-Ing. Press. — Wege zur rechnerischen Erfassung der Geschosswirkung, von Dipl.-Ing. E. Gailer. — Schachtausbauten aus Spannbeton. — Versuche mit Rechteckbalken, bewehrt mit besonders hochwertigem Stahl. Eine Untersuchung über den Spannungsverlauf im Stahl auf Grund von Dehnungsmessungen, von Dr.-Ing. P. Abeles. — *Vermischtes:* Verbreiterung von Betonstrassen. — *Zuschriften an die Schriftleitung:* Bruchzustand und Sicherheit im Eisenbetonbalken.

Beton und Eisen, Jhrg. 36 Heft 18, 20 September 1937.
Ueber die Sicherung der einheitlichen Mauerwirkung von Staumauern durch Kühlmassnahmen, von Prof. Dr.-Ing. E. Tölke. — Versuche mit Rechteckbalken, bewehrt mit besonders hochwertigem Stahl. Eine Untersuchung über den Spannungsverlauf im Stahl auf Grund von Dehnungsmessungen (Schluss), von Dr.-Ing. P. Abeles. — Der heutige Stand der Theorie der Scheibenträger und Faltwerke in Eisenbeton (Schluss), von Dr.-Ing. habil. Prof. Herm. Craemer. *Vermischtes:* Beton mit gleichmässigem Wasser-Zement-Verhältnis. — Bestimmungen für Ausführung von Eisenbetonhohldielen.

Beton und Eisen, Jhrg. 36 Heft 19, 5 October 1937.
Internationale Auststellung Paris 1937 für Kunst und Technik im Leben der Gegenwart, von Dr.-Ing. W. Hatlapa. — Trägerlose Eisenbetontreppen, von Prof. E. Suenson. — Ueber die Veränderlichkeit der Dauerzugfestigkeit von Betonstahl durch Recken und Altern, von O. Graf. — Berechnung symmetrisch eingespannter Brückengewölbe für seitliche Lasten, von K. Martens. — Berechnung kreuzweis bewehrter Fahrbahnplatten bei beliebiger Stellung der Verkehrslasten, von Dr.-Ing. H. Bleich. — *Vermischtes:* Die Festigkeit von ausgebohrten Betonkernen. — Bauen mit fertigen Betonteilen in Holland.

Engineering News-Record, Volume 119 No. 9, 26 Augustus 1937.
A yardstick for slums, by A. H. Fletcher. — California's long-range water plan. — Lining the Lincoln tunnel. — Finding weak spots in bridges, by R. K. Bernhard. — Five classes of fill in large dam, by J. D. Jacobs. — Graph for cost of concrete, by E. W. DeBerard and M. Podolsky. — Curve computations short cuts, by W. B. Hogan. — Road surface checked to accuracy of 0,001 in. — *Comment and discussion:* Beam deflections. — Evaporation does conserve.

Engineering News-Record, Volume 119 No. 10, 2 September 1937.
Rebuilding the Moffat Railroad. — Overseas road to Key West, by H. Chamberlin. — What is cost engineering?, by H. P. Maxton. — Road lighting in the laboratory, by D. M. Warren. — Earth core cheapens rock breakwater, by M. W. Gilland. — Grand Coulee cofferdam removal. — Stress paths and economical framing, by G. Booss, Jr. — *Comment and discussion:* Beam deflections.

Engineering News-Record, Volume 119 No. 11, 9 September 1937.
Neches River bridge foundations. — Road patching with a suboiler, by E. L. Espenett. — Providing for expansion in water mains, by A. P. Malley. — Evaporation loss in covered reservoirs, by A. A. Young. — Drilled piles seated in rock sockets. — Road soil base bound with cement, by H. Allen. — Base plate design for beams takes account of deflection, by J. E. Lothers. — *From field and office:* Roadside waste receptable, by W. W. Stiffler. — Gravel cleaned by bombing, by F. R. Cozzens. — Abutment settlement studied by soil mechanics, by LaMotte Grover.

Engineering News-Record, Volume 119 No. 12, 16 Septemeber 1937.
Water treatment in steel tanks, by M. Pirnie. — Filtered water for Covington, by J. S. Watkins. — Pipe coating resistance to soil corrosion. — Experience with wells in fine sand, by E. T. Archer. — Floating a water intake into place. — Mosquito control in the mountains, by H. H. Stage. — Concrete walls as counterweights. — Underpinning a busy railroad viaduct. — *Comment and discussion:* Expansion joint failures.

Engineering News-Record, Volume 119 No. 13, 23 September 1937.
Bridges on the Merrot Parkway, by L. G. Summer. — Test of precast concrete floor units, by A. F. Holmes and H. G. Protze. — Welding for New York buildings, by G. D. Fish. — Chicago building code advances. — Road lighting for seeing, by L. A. S. Wood. — Montana bituminous conference. — Notes on sewage disposal, by W. Rudolfs. — *From field and office:* A graphic method for obtaining progress, by J. D. Rubin.

Engineering News-Record, Volume 119 No. 14, 30 September 1937.
New York adds a sewage plant. — A city builds a bus terminal. — Twenty years of zoning, by H. Bartholomew. — Streets of tomorrow, by S. Johanneson. — Town planning requires engineers, by H. A. Shauffler. — Groundwater supplies menaced in New Yersey. — Drafting land descriptions, by A. W. Bedell. — Valves automatically control flow. — *News of the week:* Foundation of earth dam fails.

Le Génie Civil, Tome CXI No. 11, 11 September 1937.
Physique industrielle: Le nouveau phare de Creac'h d'Ouessant provisoirement installé au Palais de la Lumière, à l'Exposition internationale de Paris. — *Hydraulique:* Hydrogéologie et hydrodynamique des nappes albiennes du bassin de Paris, par A. Vibert. — *Automobiles:* Les changements de vitesse épicycloïdaux, par G. Delanghe. — *Etudes économiques:* Le programme du stockage des produits pétroliers en Angleterre, par Ch. Berthelot. — *Variétés:* Appareils lumineux utilisés en Grande-Bretagne pour l'éclairage des aérodromes et le balisage des routes aériennes.

Le Génie Civil, Tome CXI No. 12, 18 September 1937.
Constructions métalliques: Hangars métalliques pour avions, à couverture par voiles autoportants, par L. Beschkine. — *Art militaire:* Le calcul des cuirassements contre les bombardements aériens, par P. Régnauld. — *Expositions:* Le Pavillon de la Radio, à l'Exposition de Paris 1937, par M. Adam. — *Congrès:* Le Congrès technique du Bois (Paris, 19-24 juillet 1937), par P. Razous. — *Variétés:* Le pavillon de la Compagnie de Saint-Gobain, à l'Exposition internationale de Paris. — La sélection psychotechnique du personnel de conduite de la Société des Transports en commun de la Région parisienne. — L'ascenseur Bürgenstock-Hammetschwand (Suisse).

Le Génie Civil, Tome CXI No. 13, 25 September 1937.
Navigation: L'alimentation du canal Juliana (Pays-Bas) et du canal Albert (Belgique). Arrêt de la Cour international de La Haye dans le procès des prises d'eau à la Meuse, par P. Couterelle. — *Expositions:* L'aménagement de la Porte monumentale et de la passerelle métallique de l'Alma, à l'Exposition internationale de Paris. — *Congrès:* IIIe Conférence internationale d'utilisation du bois (Paris, 26-28 juillet 1937),

par P. Razous. — *Variétés:* La détermination des coefficients de frottement au moyen de la machine Vollet et l'influence du graphit colloïdal dans l'huile de graissage. — Le cuvelage métallique des puits de vannage et des galeries du barrage de Fort-Peck, sur le Missouri (Montana).

Le Génie Civil, Tome CXI No. 14, 2 October 1937.

Travaux publics: Le chemin de fer transiranien. Le viaduc en maçonnerie de l'Ab-i-Diz, par R. Walther. — *Physique industrielle:* La technique des coussinets. Les coussinets à surface de portage limitée (films partiels), par H. Brillié. — *Chimie industrielle:* Les cendres de houille, sources de gallium et de germanium. — *Variétés:* Première Conférence internationale de l'Acoustique (Paris, juin-juillet 1937). — L'influence des vibrations sur les propriétés des métaux tendus. — L'état actuel de l'industrie japonaise. — Les applications de l'acier inoxydable aux constructions légères.

Le Génie Civil, Tome CXI No. 15, 9 October 1937.

Expositions: Le Palais de la Découverte scientifique, à l'Exposition internationale de Paris 1937, par A. Soulier. — *Travaux publics:* La passerelle du quai de la Conférence, à l'Exposition internationale de Paris 1937. — *Variétés:* Les autorails Diesel à transmission mécanique du Chemin de fer Central de l'Argentine.

Schweizerische Bauzeitung, Band 110 Nr. 10, 4 September 1937.

Hundert Jahre S.I.A. — Das Bürgerhaus in der Schweiz. — Umbau und Verbreiterung der Seebrücke in Luzern, von Dipl.-Ing. H. Scherer. — Die Leichtstahlwagen der Schweiz. Bundesbahnen. — Le marché couvert de Vevey. — Mostra Mercato Cantonale à Locarno, 1937. — Räumliche Spannungsoptik („Photoelastizität"). — Das Project der neuen Sustenstrasse. — Architekt-Fenster-Heizung, von Obering. E. Wirth. — *Mitteilungen:* Schweizer. Turbinen und Pumpen für Aegypten. — Abfluss mit seitlicher Wasserzu- und-abfuhr. — Schwingungsdämpfung bei Freileitungen. — *Verschiedenes:* Gebäudeverunreinigung und Abwasserreinigung. — Die Pervibration des Beton. — Das Bohrverfahren System Peter zur Gewinnung ungestörter Bodenproben.

Schweizerische Bauzeitung, Band 110 Nr. 11, 11 September 1937.

Die elektr. Zahnrad-Triebwagen der Pilatusbahn. — Wettbewerb für ein Wirtschaftsgebäude auf der Waid in Zürich. — Wirtschaftliches Autofahren. — *Mitteilungen:* Verwendung von Aluminium und seine Legierungen im Bauwesen.

Schweizerische Bauzeitung, Band 110 Nr. 12, 18 September 1937.

Die Internationale Rheinregulierung von der Illmündung bis zum Bodensee. (Fortsetzung). III. Ergebnisse der Messungen über die Geschiebe- und Schlammführung des Rheines an der Brugger Rheinbrücke, von Reg.-Oberbaurat Ing. F. Nesper. — Holznagelbau an der Pariser Ausstellung. — *Mitteilungen:* Die Messtechnik der Lichtinterferenzen.

Schweizerische Bauzeitung, Band 110 Nr. 13, 25 September 1937.

Berechnung des eingespannten Bogens für verschiedene Elastizitätsziffern im Hohlquerschnitt, von Prof. Dr.-Ing. A. Hawranek. — Wettbewerb für eine Schulhausanlage im Marzilimoos in Bern. — Die Internationale Rheinregulierung von der Illmündung bis zum Bodensee (Fortsetzung). III. Ergebnisse der Messungen über die Geschiebe- und Schlammführung des Rheines an der Brugger Rheinbrücke (Schluss), von Reg.-Oberbaurat Ing. F. Nesper. — Vom Rheindelta in der Fussacher Bucht.

Schweizerische Bauzeitung, Band 110 Nr. 14, 2 October 1937.

Die Internationale Rheinregulierung von der Illmündung bis zum Bodensee (Fortsetzung). IV. Die Eichung des im Rhein verwendeten Geschiebefängers, von Dr. A. H. Einstein. — Theoretische Betrachtungen zum Geschiebetrieb. — Kleinhaus in Holzbauweise, von Arch. O. Senn. — Zum Ausbau der Strasse Bargen-Zollhaus. — *Mitteilungen:* Grosse Wasserleitungen in Kalifornien. — Eine federnde Strassenabschrankung.

Travaux, 21. année No. 57, September 1937.

Récents ouvrages en blocs artificiels arrimés dans le port d'Alger, par M. J. Larras. — Le stade municipal de Marseille, par MM. H. Ploquin et R. Lecigne. — La poutre sans diagonales à assemblages rigides (Poutre Vierendeel), par M. L. Baes. — Une simplification possible dans les calculs de poussée des terres, par M. Ravier. — L'équipement électrique des chantiers de construction. — Essai sur la „Préfabrication" des Immeubles (Suite), par M. Chaulet. — Tendances actuelles en matière d'hôpitaux et sanatoria (France et étranger), par M. J. Merlen. — *Extraits de presse technique:* L'influence de l'adjonction d'ordures ménagères sur le traitement chimique des eaux d'égout.

Z. d. V.D.I., Band 81 Nr. 37, 11 September 1937.

Aufgaben der Regelung in der Verfahrenstechnik, von G. Wünsch. — Leistungsbedarf von Rührwerken, von W. Büche. — Neuere Prüfverfahren für Spinnstoffe, von Prof. Dr.Ing. H. Sommer. — Fortschritte in der Zellstoff- und Papierindustrie, von Prof. Dr.-Ing. J. von Lassberg. — Das Schweissen dickwandiger Behälter, von Dipl.-Ing. H. Aureden. — Die Erhaltung von Maschinen und Einrichtungen in industriellen Betrieben, von Dipl.-Ing. H. Kotthaus. — Brandschutz in Betrieben, von Dipl.-Ing. C. D. Beenken.

Z. d. V.D.I., Band 81 Nr. 38, 18 September 1937.

Erfahrungen beim Bau und Betrieb der Hochdruck-Kesselanlage Scholven, von Dr.-Ing. H. Lent. — Das Schweissen von nichtrostenden, nickelfreien Chromstählen, von Dr. phil. W. Tofaute. — *Aus der Ingenieurforschung:* Dampf- und Motorantrieb von Schiffen. — Messung des Winddruckes auf Bauwerke. — Verhalten geschweisster Träger bei Dauerbeanspruchung unter besonderer Berücksichtigung der Schweissspannungen.

Z. d. V.D.I., Band 81 Nr. 39, 25 September 1937.

Die Lüftung von Aufenthaltsräumen, von Dr.-Ing. W. Raiss. — Verwandlung von Kurventafeln in Leitertafeln, von A. Walther. — Die Hängebrücke über das Goldene Tor bei San Franzisko, von Reg.-Baurat E. Seiler. — *Aus der Ingenieurarbeit:* Rohstoffragen im Schiffbau. — Selbsttätige Kupplung für französische Eisenbahnwagen. — Betonstrassenfertiger mit zwei Stampfbohlen. — Filmbild-Leuchtwerbeanlage mit Glühlampen.

Z. d. V.D.I., Band 81 Nr. 40, 2 October 1937.

Stand der Fördertechnik, von O. Cranz. — Kunststoffe im Schiffbau, von Dr. G. Leysieffer. — Modellversuche für Tideflüsse, von Dir. Prof. R. Seifert. — *Aus der Ingenieurarbeit:* Binnenhafenbau. — Oberflächenschutz im Schiffbau. — Fortschritte in der Schweisstechnik.

Z. d. V.D.I., Band 81 Nr. 41, 9 October 1937.

Höhenflug, von A. Weise. — Luftfederung bei Flugzeugen und Kraftfahrzeugen, von Dipl.-Ing. H. Irmer. — Elektrodynamische Leistungswaagen, von E. Löt-

terle. — *Aus der Ingenieurarbeit:* Abwasser und Vierjahresplan. — Normungen auf dem Gebiete der Korrosion. — *Aus der Ingenieurforschung:* Kalorimetrische Wirkungsgrad-Bestimmung an Wasserturbinen.

Verkehrstechnik, Jhrg. 18 Heft 18, 20 September 1937.

Stand und Aussichten des gewerblichen Güterfernverkehrs mit Lastkraftwagen, von J. von Galléra. — Massnahmen zur Erhöhung der Verkehrssicherheit in Grossbritanien, von Prof. Dr. rer. pol. H. Wolff. — Die Werksbuchhaltung der Strassenbahn Frankfurt a. M., von E. Beile. — *Strassenbau und Strassenverkehr:* Bewegliche und zerlegbare Verkehrsinseln in Magdeburg, von Baurat T. Menken. — Verkehrsregelung durch einheitliche Verkehrszeichen.

Verkehrstechnik, Jhrg. 18 Heft 19, 5 October 1937.

Die Leistungsfähigkeit der Verkehrsmittel im städtischen Personenverkehr, von Prof. Dr.-Ing. O. Blum. — Kraftomnibus-Hauptwerkstatt und Wagenhalle der Dresdner Strassenbahn, von R. Seidlich. — Prüfstand für Bahnmotoren bei der Bremer Strassenbahn, von W. Busch. — Neue Geräte für den Bau bituminöser Strassendecken, von Dipl.-Ing. T. von Rothe. — Amerikanische Richtlinien für Strassenbeleuchtung.

Wasserkraft und Wasserwirtschaft, Jhrg. 32 Heft 18, 16 September 1937.

Ueber die Bemessung von Streichwehren, von Prof. Dr.-techn. Dr.-Ing. e.h. A. Schoklitsch. — Die Zähigkeit des Wassers unter dem Einfluss des Gasgehaltes, von Ing. O. Gabran. — Hochwässer in den Vereinigten Staaten (Schluss), von Geh. Reg.-Rat Wernekke. — *Rundschau:* Die Deutsche kulturtechnische Gesellschaft, Tagung München 1937. — Aussergewöhnliche Starkregen über den bayerischen Alpen.

Wasserkraft und Wasserwirtschaft, Jhrg. 32 Heft 19, 2 October 1937.

Experimenteller Beitrag zum Studium der Ähnlichkeits-Gesetze für Turbo-Maschinen bei nicht kompressiblen Flüssigkeiten, von Prof. A. Tenot. — Wasserstandsuntersuchungen an Havel und Spree in den Jahren 1933 bis 1935, von Dr. K. Nöthlich.

Werft Reederei Hafen, Jhrg. 18 Heft 17, 1 September 1937.

Beiträge zur Auswertung der Düsseldorfer Reichsausstellung „Schaffendes Volk", von Dr.-Ing. E. Foerster. — 16. Hauptversammlung der Gesellschaft der Freunde und Förderer der Hamburgischen Schiffbau-Versuchanstalt e.V. (3. Fortsetzung): Neuere Methoden zur Dämpfung der Schiffsbewegungen im Seegang.

Werft Reederei Hafen, Jhrg. 18 Heft 18, 15 September 1937.

16. Hauptversammlung der Gesellschaft der Freunde und Förderer der Hamburgischen Schiffbau-Versuchanstalt e.V. (Schluss). — Beiträge zur Auswertung der Düsseldorfer Reichsausstellung „Schaffendes Volk" (Fortsetzung), von Dr.-Ing. E. Foerster. — *Auszüge wichtige Fachliteratur:* Schutz gegen Brände in Häfen.

Werft Reederei Hafen, Jhrg. 18 Heft 19, 1 October 1937.

Beiträge zur Auswertung der Düsseldorfer Reichsausstellung „Schaffendes Volk" (Schluss), von Dr.-Ing. E. Foerster. — Kaischuppen und Lastkraftwagenabfertigung, von Baurat Dr.-Ing. Bolle.

PERSONALIA.

Ir. W. F. Einthoven, tijd. wd. hoofingr., hoofd v. d. afd. Telegrafie v. d. P. T. T.-dienst is met den rang en titel van hoofdambtenaar ter besch. gest. v. h. Hoofd van dien dienst.

Ir. F. J. B. P. Ferdinandus, ambt. op non-act., laatstelijk ing. b. d. P. T. T.-dienst, is benoemd tot ingr. bij dien dienst, en gepl. b. h. Hoofdbest. te Bandoeng.

Irs. G. Hekket en Phoa Liong Djoe zijn werkz. gest. op maandgeld b.d. Prov. Wat. v. W.-Java, en resp. gepl. te Bandoeng en te Poerwakarta.

Ir. F. C. H. Meerdink, ing. b.d. Prov. Wat. van M.-Java, werkz. op het Hoofdkant. van de Prov. Waterstaatafd. Serajoe te Poerworedjo, is overgepl. naar Poerwokerto, belast met het beheer v. d. sectie Poerwokerto van die Wat. Afd.

Ir. J. G. Meerdink, idem, sectie-ing. v. d. Prov. Wat. Afd. Serajoe te Poerwokerto, is overgepl. naar het Hoofdkantoor te Semarang.

Ir. W. Swaan, idem, is met gelijkt. eerv. ontheffing van zijn werkz. stelling als sectie ingr. v. d. sectie Poerworedjo werkz. gest. op het Hoofdkantr. v. d. Prov. Waterst. Afd. Serajoe te Poerworedjo.

Ir. J. F. G. Groenhof, idem, toeg. aan het Hoofd v.d. Prov. Wat. Afd. Serajoe, standpl. Poerwokerto, is overgepl. naar Poeworedjo en belast met het beheer v. d. sectie Poerworedjo.

Ir. E. W. H. Clason, idem, is belast m.d. projectwerkzaamheden en het dagel. toezicht op de uitvoering van de Krojawerken.

Ir. H. J. de Roos, ing. b.d. S.S. te Soerabaja, is wegens 6-j. dienst 8 mnd. buitenl. verlof verleend, ing. 2 Aug. 1938.

Irs. K. H. R. Hoyer, J. K. van der Zwet, en Dr. E. Th. N. Spiker, van de B.P.M. zijn resp. overgepl. van Tarakan naar Pank. Brandan, van Pank. Brandan naar Balikpapan en van Tjepoe naar Babo (Nw. Guinea).

Ir. A. Verstege, ingr. b.d. B.P.M., is, teruggekeerd van buitenl. verlof, geplaatst te Tarakan.

Ir. H. van der Hoeven en V. P. Ulrich, ingrs. b.d. B.P.M., zijn resp. overgepl. van Balikpapan naar den Haag en van Pladjoe naar Bandjermasin.

Ir. B. W. Colenbrander, Inspecteur der N.I.S. is overgepl. van Semarang naar Soerabaja.

Ir. L. J. Rens, ing. 1e kl. b.d. N.I.S. te Semarang is 13-10-'37 op verz. eerv. ontslagen en naar Nederl. vertrokken.

Ir. J. A. A. Hoefnagels, ingr. b.d. N. V. Deli Spoorweg Mij, is medio Oct. '37 met verlof naar Europa vertrokken.

KONINKLIJK INSTITUUT VAN INGENIEURS.
Groep Nederlandsch-Indië.

Balans per 31 December 1936.

Kassa	*f*	220,95⁵	Kas Secretaris	*f*	9,95
Kas Kringen	,,	371,69⁵	Kon. Inst. v. Ingenieurs	,,	70,58
Contributies 1936	,,	110,—	Reserve koersverschillen	,,	4 821,93
Intree- en inschrijvingsg.	,,	4,—	Crediteuren	,,	57,60
Achterstallige contr. 1935	,,	80,—	Vooruitbetaalde contr.	,,	117,50
Achterstallige contr. 1934	,,	60,—	Kapitaal	,,	49 008,43⁵
Achterstallige abonnementen	,,	40,—			
Effecten	,,	50 734,37			
Ned. Handel Mij., Bandoeng	,,	1 988,30			
Nederlandsche H. Mij. A'dam	,,	123,85			
Inventaris	,,	1,—			
Normalisatieraad	,,	90,68			
Debiteuren	,,	82,55			
Ter inning ontv. kwit.	,,	60,30			
Te verrekenen Saldo Expl. Tijdschr.	,,	118,29⁵			
	f	54 085,99⁵		*f*	54 085,99⁵

Gezien en accoord bevonden:
De Verificatiecommissie,
(w.g.) W. L. J. Huyer.
(w.g.) F. M. C. Berkhout.

De Penningmeester:
(w.g.) P. J. Graaff.

Verlies- en Winstrekening per 31 December 1936.

Algemeene onkosten	*f*	1 824,08	Contributies 1936	*f*	10 357,50
Plaatsingsbureau	,,	74,76⁵	Intree- & inschrijvingsg.	,,	35,—
Onkosten Secretariaat	,,	840,46	Interest	,,	2 131,27
Onkosten Kringen	,,	914,81⁵	Incassokosten	,,	53,35⁵
Achterst. intree- & inschrijvingsg.	,,	18,—	Kapitaal	,,	1 167,21⁵
Tijdschrift	,,	2 896,57	Vooruitbetaalde contr.	,,	10,—
Inventaris	,,	74,50			
Aandeel contributies K. I. v. I.	,,	6 501,—			
Lidmaatschappen	,,	550,15			
Oninbare contributies	,,	60,—			
	f	13 754,34		*f*	13 754,34

Gezien en accoord bevonden:
De Verificatiecommissie,
(w.g.) W. L. J. Huyer.
(w.g.) F. M. C. Berkhout.

De Penningmeester:
(w.g.) P. J. Graaff.

Balans van „De Ingenieur in Nederlandsch-Indië" op 31 December 1936.

Kas Redactiecommissie	*f*	20,71⁵	Vooruitbet. abonnementen	*f*	6,—
Achterstallige abonnementen	,,	56,—	Crediteuren	,,	15,—
G. Kolff & Co.	,,	62,58	Kon. Inst. v. Ingenieurs, Groep Ned.-Indië	,,	118,29⁵
		139,29⁵		*f*	139,29⁵

Gezien en accoord bevonden:
De Verificatiecommissie,
(w.g.) W. L. J. Huyer.
(w.g.) F. M. C. Berkhout.

De Penningmeester:
(w.g.) P. J. Graaff.

Verlies- en Winstrekening van „De Ingenieur in Nederlandsch-Indië" op 31 December 1936.

Redactie	f	2 599,56⅝	Abonnementen	f	2 573,—
Honoraria bijdragen	„	2 267,42	Losse nummers	„	79,60
Correctie	„	360,—	Advertenties	„	6 051,91
Teekenwerk	„	80,65	Overdrukken	„	347,47
Drukkosten	„	5 500,69	Kon. Inst. v. Ingenieurs	„	450,—
Cliché's	„	841,12	Exploitatietekort	„	2 896,57
Porti drukkerij	„	629,77			
Algemeene onkosten	„	119,33⅝			
	f	12 398,55		f	12 398,55

Gezien en accoord bevonden:
De Verificatiecommissie,
(w.g.) W. L. J. Huyer.
(w.g.) F. M. C. Berkhout.

De Penningmeester:
(w.g.) P. J. Graaff.

Toelichtingen:

Balans.

Effecten: Het effectenbezit bedraagt nom. f 49 900,—, dat tegen den koers per 31/12 op de balans is gebracht. De winst door koersstijging is overgebracht naar Reserve Koersverschillen.

Reserve koersverschillen:

Gereserveerd (balans 1935) ...	f	3 960,51
Koersstijging in 1936 ...	„	861,42
	f	4 821,93

Kapitaal:

Balans 1935 ...	f	50 175,65
Verlies over 1936 ...	„	1 167,21⅝
	f	49 008,43⅝

Verlies- & Winstrekening.

Algemeene onkosten:

Kantoorbeh. ...	f	312,64
Kantoorhuur ...	„	481,80
Porti, tel., enz. ...	„	272,79
Administratiekosten ...	„	503,75
Reis- en verblijfk. ...	„	103,—
Diversen ...	„	119,04
Onk. Ned. Handel Mij ...	„	31,06
	f	1 824,08

Onkosten Secretariaat:

Toelage Secretaris ...	f	300,—
Reis Tokio ...	„	446,98
Reis Soerabaja ...	„	65,93
Diversen, porti, vergad. ...	„	27,55
	f	840,46

Onkosten Kringen:

Kring I ...	f	263,69
Kring II ...	„	509,03⅝
Kring III ...	„	15,44
Kring IV ...	„	100,92⅝
Kring V ...	„	25,72⅝
Mijnbouw ...	„	p.m.
	f	914,81⅝

Achterst. intree- en inschr. gelden:
Op de balans '35 werd een bedrag van f 18,— opgebracht voor achterst. intreegelden voor 6 juniorleden. Uit correspondentie met Hollandbleek, dat dit ten onrechte was geschied. Deze niet inbare vordering wordt als verliespost afgeboekt.

Aandeel contributies K.I.v.I.:
Bijdrage per gewoon lid in de kosten van „De Ingenieur" f 9,29 met f 3,— reglementaire bijdrage
Voor de juniorleden f 9,29.
Voor de geassocieerde leden f 5.—.
Voor het aantal leden, zie toelichting contributies 1936.

Lidmaatschappen:

Wegenvereeniging ...	f	50,—
Nirta ...	„	50,15
Normalisatieraad ...	„	450,—
	f	550,15

Contributies 1936: Het ledental bedroeg:

479	gew. leden, voor	1	jaar ...	f	9 580,—
7	id.	½	„ ...	„	70,—
2	id.	¼	„ ...	„	10,—
61	jr. leden	1	„ ...	„	610,—
1	id.	½	„ ...	„	5,—
3	id.	¼	„ ...	„	7,50
1	geass. lid	1	„ ...	„	10,—
1	id.	½	„ ...	„	5,—
				f	10 297,50

Meer ontvangen:

Onbekende afz. Tjimahi ...	f	10,—
id. Bandoeng ...	„	20,—
id. Tj. Enim ...	„	20,—
Eén lid op balans '35, niet op ledenlijst voorkomend ...	„	10,—
	f	10 357,50

Interest:

Ontvangen eff. rente ...	f	2 097,34
Bankrente ...	„	40,71
	f	2 138,05
Rente aangekocht effect ...	„	6,78
	f	2 131,27

Kapitaal:
Dit bedrag is het verlies over 1936, dat in mindering is gebracht van het kapitaal, zie toelichting balans aldaar.

Vooruitbetaalde contributies:
Dit bedrag werd in 1935 door een onbekenden afzender in Tjimahi betaald; is nu als winst afgeboekt.

Verlies & Winstrekening *„De Ing. in Ned.-Indië"*.

Redactie:

Salarissen	*f*	2 400,—
Portie, tel., enz	„	199,56⁵
	f	2 599,56⁵

Drukkosten:

Tekst	*f*	4 536,07
Advertenties	„	450,—
Omslagen	„	252,—
Bijlagen & platen	„	122,05
Adresbanden & stenc.	„	140,57
	f	5 500,69

Algemeene onkosten:

Porti van brieven, tijdschriften uitgaande van het Secretariaat	*f*	119,33⁵

Abonnementen: In 1936 liepen

83 ab. à *f* 20,—	*f*	1 660,—
21 „ „ 16,—	„	336,—
42 „ „ 10,—	„	420,—
6 „ „ 6,—	„	36,—
24 „ „ 5,—	„	120,—
	f	2 572,—
Meer ontvangen 1 ab. à *f* 6,— niet op balans '35	„	6,—
	f	2 578,—
Minder ontvangen 1 ab. à *f* 5,—, reeds in '35 betaald niet op balans '35	„	5,—
	f	2 573,—

De achterstand bedraagt:

1 ab. à *f* 20,—	*f*	20,—
1 „ „ 16,—	„	16,—
2 „ „ 10,—	„	20,—
	f	56,—

Losse nummers: Verkocht werden

34 ex. à *f* 1,—	*f*	34,—
6 „ „ 1,60	„	9,60
18 „ „ 2,—	„	36,—
	f	79,60

Overdrukken: Dit is de opbrengst van de verkochte overdrukken van artikelen uit het tijdschrift, verminderd met de drukkosten daarvan.

Kon. Inst. v. Ingenieurs: Dit is de vergoeding van het Instituut in Nederland aan de Groep voor de gratis verstrekking aan Hollandsche leden, de z.g. „Verlofgangers".

BESTUURSMEDEDEELINGEN.

Aangenomen en voorgestelde nieuwe leden.

De volgende, in No. 10 van deze jaargang voorgestelde personen, zijn aangenomen als *gewoon lid:* ir. E. L. de Groot, B. de Krey, ir. Loa Wan Kiong,

resp. als *junior-lid:*

Rd. Entjon, H. J. de Groot, ir. A. C. W. van Heel, Lie Kok Gwan, The Liang Thong, ir. Tjoa Teng Kie en ir. P. Th. Wijnhamer.

Thans worden voorgesteld als *gewoon lid:*

ir. W. C. Benschop Koolhoven, Ingenieur bij den Dienst v/d Mijnbouw te Bandoeng;

ir. H. J. Kaufman, Directeur N. V. „De Ned.-Indische Industrie" te Soerabaja;

en als junior-lid:

Mej. ir. W. van den Broek d'Obrenan te Salatiga;

Dipl. Ing. H. H. Jantzen, Chef Techn. Afd. en Chef Secretariaat van een door de Fa. Goenoeng Dewi, nabij Soekaboemi op te richten bouwstoffenfabriek;

ir. W. Prey, medewerker van den Architect J. F. L. Blankenberg te Batavia-Centrum.

Eventueele bezwaren tegen deze candidaatstelling worden vóór 10 Januari a.s. ingewacht bij den Secretaris, Bragaweg 38, Bandoeng.

KRINGNIEUWS.

Excursie van Kring II (Bandoeng).

Onder groote belangstelling van de zijde van de leden, hield Kring II op Zaterdag, 6 Nov. j.l. een excursie naar de in aanbouw zijnde groote vliegtuigloods op het militaire vliegveld Andir, bij Bandoeng.

De Luit. Kol. der Genie F. F. Blok zette in het kort de totstandkoming van het werk uiteen, terwijl de ontwerper van den bovenbouw, de ingenieur der SS: ir. W. J. van der Eb, zijn project en de berekening ervan toelichtte. Over diverse details, o.a. over het project van den vloer, die uit houten latten zal worden opgebouwd, werden verschillende vragen gesteld.

Omstreeks 1 uur verzamelde zich een 25-tal deelnemers aan een gezelligen borrel in de lobby van het Preanger-Hotel. Onder de aanwezigen merkten we o.a. op de Commandant der L. A., de Luit.-Kol. L. H. van Oyen, wiens andermaal zoo welwillend verleende en zeer geapprecieerde medewerking deze excursie had mogelijk gemaakt.

Een kleine kern van deelnemers bleef tenslotte in de beste stemming van een goede rijsttafel genieten.

Dr. ir. G. Otten.

Dr. ir. G. Otten, Kapitein bij de Militaire Luchtvaartafdeeling van het K.N.I.L. en buitengewoon lector in de Werktuigbouwkunde aan de Technische Hoogeschool te Bandoeng, is benoemd tot *Fellow* van de *Royal Society of Arts,* van welk genootschap Z. M. de Koning van Engeland beschermheer is en de Hertog van Connaught president.

Zooals bekend is, werd Otten in 1935 reeds benoemd tot *Associate Fellow* van de *Royal Aeronautical Society.*

AAN DE LEDEN.

Het ligt in de bedoeling U in het begin van het volgende jaar een *Ledenlijst van de Groep Nederlandsch-Indië* te doen toekomen.

Mede ter completeering van het ledenregister op het Secretariaat, zouden wij het daarom zeer op prijs stellen, indien U ons door een briefkaart zoudt willen inlichten omtrent: juiste naam en voorletters, aard van het (de) diploma(s), het jaar waarin behaald, huidige betrekking, volledig adres en eventueele andere, van belang geachte toelichtingen.

Voor deze mededeelingen, welke zijn te zenden aan het Groepssecretariaat van het K.I.v.I., Bragaweg 38, Bandoeng, zeggen wij U gaarne bij voorbaat onzen dank.

Errata.

In het opstel: „De oneindig stijve ligger over de geheele lengte elastisch ondersteund" (no. 11-1937 van dit tijdschrift) staat op blz. 241 als formule (8) geschreven:

$$M_{max} = \frac{1}{8} q\, l^2.$$

Daar de totale lengte van den ligger niet $2\,l$ doch l werd genoemd, is blijkbaar het allergrootste moment:

$$M_{max} = \frac{1}{32} q\, l^2,$$

welke waarde ook in *fig. 3* dient te worden aangebracht.

Behalve de reeds op blz. I. 251 van no. 11-1937 van dit tijdschrift aangegeven verbeteringen in den tekst van het artikel: „Over eenige bijzondere knikgevallen" in het October nummer (no. 10-1937) zijn de navolgende correcties aan te brengen op bladzijde I. 211:

1e kol.	17de	regel	v.	boven $\delta = 68$ (i.p.v. 58)
2e „	6de	„	„	$\delta = 68$ („ 58)
„ „	7de	„	„	196 (i.p.v. 168) en 90,2 (i.p.v. 87,3)
„ „	8ste	„	„	59,4 (i.p.v. 57,6)
„ „	10de	„	boven	fig. 21 90,2 („ 97,3)

4e JAARGANG
NUMMER 12

DECEMBER
1937

DE INGENIEUR IN NEDERLANDSCH-INDIË

II. BOUW- EN WATERBOUWKUNDE.

INHOUD: Varia: Over de dimensioneering van zijdelingsche overlaten. — Ingezonden: De parabolische potentiaalstrooming in aarden dammen.

VARIA.

Over de dimensioneering van zijdelingsche overlaten.

In Heft 18 van *Wasserkraft und Wasserwirtschaft* 1937 verschenen van de hand van Prof. Dr.-techn. Dr.-Ing. e.h. A. Schoklitsch de volgende samenvattende beschouwingen over bovenstaand onderwerp.

De moeilijkheid, waardoor de dimensioneering van zijdelingsche overlaten tot nu toe zoo bezwaarlijk was door te voeren, lag in het ontoereikend inzicht in den vorm van den waterspiegel langs den zijdelingschen overlaat. Proeven van H. Engels (8) *) hadden n.l. steeds stroomafwaarts stijgende waterspiegels langs den zijdelingschen overlaat tot resultaat gehad, terwijl proeven van G. S. Coleman en D. Smith (14) steeds stroomafwaarts dalende waterspiegels langs den zijdelingschen overlaat vertoonden.

Het is nu een bijzondere verdienste van G. de Marchi (24) bewezen te hebben, dat beide tijdens de proeven waargenomen waterspiegelvormen langs den zijdelingschen overlaat mogelijk zijn. De Marchi heeft n.l. aangetoond, dat de wijze van stroomen van het water in de leiding maatgevend is en dat bij *stroomende* **) waterbeweging in de leiding de waterspiegel langs den zijdelingschen overlaat *stroomafwaarts stijgt*, terwijl de waterspiegel bij *schietende* waterbeweging in de leiding langs den zijdelingschen overlaat *stroomafwaarts daalt*. Volgens de onderzoekingen van de Marchi daalt de waterspiegel langs den zijdelingschen overlaat ook dàn stroomafwaarts, wanneer langs dien overlaat een verandering van de wijze van stroomen in de leiding optreedt.

Is ter plaatse x van den zijdelingschen overlaat Q het debiet in de leiding en a_x de afvoer per lengteeenheid over den zijdelingschen overlaat, zoo geldt met de aanduidingen van *fig. 1:*

$$\frac{dQ}{dx} = -a_x = -\mu\,(h-c)^{3/2}\sqrt{2g} \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

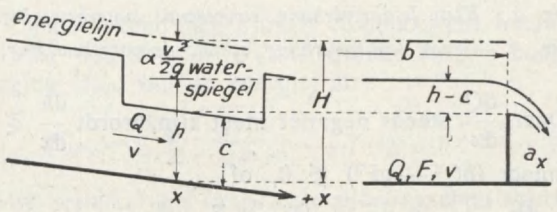


Fig. 1. Zijdelingsche overlaat.

De Marchi neemt nu aan, dat langs den zijdelingschen overlaat de energielijn evenwijdig aan den bodem loopt. Wordt de gemiddelde snelheid ter plaatse x met v aangegeven, zoo is de hoogte H van de energielijn boven den bodem van de leiding.

$$H = h + \alpha\frac{v^2}{2g} \quad \ldots\ldots\ldots (2)$$

(bij niet te ongelijkmatige snelheidsverdeeling in de leiding kan $\alpha = 1$ genomen worden).

Is F het doorstroomingsprofiel ter plaatse x, dan is onder aanname van een langs den zijdelingschen overlaat constante hoogteligging H van de energielijn boven den bodem van de leiding:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{d}{dx}\left(h + \frac{v^2}{2g}\right) = \frac{d}{dx}\left(h + \frac{Q^2}{2gF^2}\right) = 0 \quad \ldots (3)$$

of

$$gF^3\frac{dh}{dx} - Q^2\frac{dF}{dx} + QF\frac{dQ}{dx} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots (4)$$

Is verder b de breedte van den waterspiegel in de leiding ter plaatse x, zoo is

$$\frac{dF}{dx} = b\frac{dh}{dx} \quad \ldots\ldots\ldots (5)$$

en volgt uit vergelijking (4) de betrekking:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{QF}{bQ^2 - gF^3}\cdot\frac{dQ}{dx} \quad \ldots\ldots\ldots (6)$$

*) De getallen tusschen ( ) verwijzen naar de literatuuropgave achteraan.

**) Deze en verdere cursiveeringen in den tekst zijn van den bewerker.

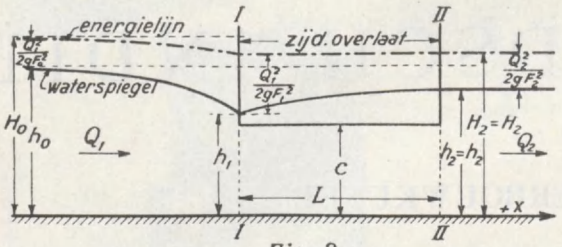


Fig. 2.

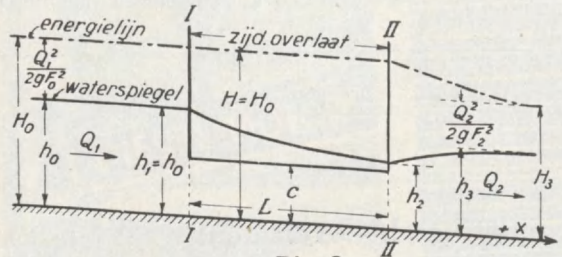


Fig. 3.

Fig. 2. Klein leidingverhang, stroomende waterbeweging.
Fig. 3. Groot leidingverhang, schietende waterbeweging.

Daar $\frac{dQ}{dx}$ steeds negatief moet zijn, wordt $\frac{dh}{dx} \gtrless 0$ wanneer $(bQ^2 - gF^3) \lesseqgtr 0$, of

$$\frac{dh}{dx} \gtrless 0 \text{ wanneer } \frac{Q^2}{2gF^2} \lesseqgtr \frac{F}{2b} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

Wordt met h_m de gemiddelde waterdiepte in de leiding ter plaatse x aangeduid, zoo is

$$\frac{F}{2b} = \frac{h_m}{2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8)$$

en, daar bovendien

$$\frac{Q}{F} = v \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9)$$

is, kan nu voor voorwaarde (7) geschreven worden:

$$\frac{dh}{dx} \gtrless 0 \text{ wanneer } \frac{v^2}{2g} \lesseqgtr \frac{h_m}{2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10)$$

d.w.z. $\frac{dh}{dx}$ is positief of negatief al naarmate de snelheid v in de leiding ter plaatse x kleiner of grooter dan de kritische is. De waterspiegel langs den zijdelingschen overlaat zal dus stroomafwaarts stijgen, wanneer het water in de leiding langs den zijdelingschen overlaat *stroomt*, en zal dalen, wanneer het water *schiet*. *Figuren 2* en *3* geven het verloop van den waterspiegel langs den zijdelingschen overlaat in deze beide gevallen weer.

Tenslotte kan bij klein leidingverhang en geringe drempelhoogte van den overlaat in het bereik van den overlaat een verandering van de wijze van stroomen in de leiding optreden. *Fig. 4* geeft voor dit geval het verloop van den waterspiegel bij benadering weer. In het beginprofiel *I-I* van den zijdelingschen overlaat stelt zich de bij het debiet Q_1 behoorende kritische diepe k_1 in en vanaf deze plaats schiet het water.

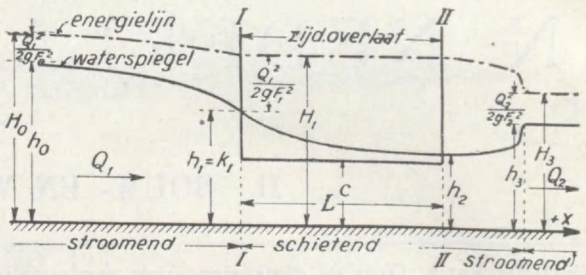


Fig. 4. Zijdelingsche overlaat met verandering van de wijze van stroomen.

Stroomafwaarts van het eindprofiel *II-II* van den zijdelingschen overlaat vormt zich, wanneer de drempelhoogte c van den overlaat klein is in vergelijking met de waterdiepte h_3, een watersprong, van waar af het debiet Q_2 in de leiding verder weer *stroomt*. Ook wanneer de drempelhoogte c van den overlaat slechts weinig kleiner is dan de kritische waterdiepte k_1, kan langs den zijdelingschen overlaat reeds de watersprong optreden.

a. Dimensioneering van den zijdelingschen overlaat bij rechthoekig leidingprofiel.

Om nu de voor het debiet $A = Q_1 - Q_2$ benoodigde lengte L van den zijdelingschen overlaat te kunnen berekenen, zij vooreerst een rechthoekig leidingprofiel met doorstroomingsprofiel $F = b \cdot h$ verondersteld. In dit geval luidt vergelijking (6).

$$\frac{dh}{dx} = \frac{QF}{bQ^2 - gF^3} \frac{dQ}{dx} = \frac{Qh}{Q^2 - gb^2h^3} \frac{dQ}{dx} \quad \ldots (11)$$

en bedraagt, zooals reeds werd vermeld, de afvoer per lengte-eenheid van den zijdelingschen overlaat ter plaatse x:

$$\frac{dQ}{dx} = -a_x = -\mu (h - c)^{3/2} \sqrt{2g} \quad \ldots\ldots (12)$$

Bovendien bestaat er tusschen de waterdiepte h en het debiet Q de betrekking

$$Q = bh \sqrt{2g (H - h)} = \Psi (h) \quad \ldots\ldots (13)$$

De betrekkingen (12) en (13) in aanmerking nemend kan nu vergelijking (11) ook geschreven worden

$$\frac{dh}{dx} = -\frac{bh^2 \sqrt{2g (H - h)}}{b^2h^2 \cdot 2g (H - h) - gb^2h^3} \cdot$$

$$\cdot \mu (h - c)^{3/2} \sqrt{2g} = -\frac{2\mu (h - c)^{3/2} \sqrt{H - h}}{2b (H - h) - bh} =$$

$$= -\frac{2\mu}{b} \cdot \frac{(h - c)^{3/2} \sqrt{H - h}}{2H - 3h} \quad \ldots\ldots (14)$$

Is ter plaatse x_0 $h = H$ en dus volgens vergelijking (13) $Q = 0$, zoo levert de integratie van vergelijking (14) tusschen de grenzen x en x_0:

$$x - x_0 = -\frac{b}{2\mu} \int_h^H \frac{2H - 3h}{\sqrt{(h - c)^3} \sqrt{H - h}} dh =$$

$$= \frac{b}{\mu}\left[\frac{2H-3c}{H-c}\sqrt{\frac{H-h}{h-c}} - 3\,\mathrm{bg\,sin}\sqrt{\frac{H-h}{h-c}}\right] \quad (15)$$

Zij ter afkorting

$$\frac{2H-3c}{H-c}\sqrt{\frac{H-h}{H-c}} - 3\,\mathrm{bg\,sin}\sqrt{\frac{H-h}{h-c}} =$$

$$= \Phi\left(\frac{h}{H}\right) \quad (16)$$

en is nu h_1 de waterdiepte aan het begin en h_2 de waterdiepte aan het einde van den zijdelingschen overlaat, zoo bedraagt de voor de vermindering van het debiet in de leiding van Q_1 tot Q_2 benoodigde lengte van den zijdelingschen overlaat:

$$L = x_2 - x_1 = \frac{b}{\mu}\left[\Phi\left(\frac{h_2}{H}\right) - \Phi\left(\frac{h_1}{H}\right)\right] \quad (17)$$

waarbij de waterdiepten h_1 en h_2 met behulp van vergelijking (13) zijn te bepalen.

De functie $\Phi\left(\frac{h}{H}\right)$ bevat de langs den zijdelingschen overlaat constante waarden c en H en ze kan daarom als *karakteristiek* van den zijdelingschen overlaat worden aangeduid. In *fig. 5* is de functie $\Phi\left(\frac{h}{H}\right)$ voor verschillende verhoudingen $\frac{c}{H}$ tusschen 0,95 en 0,20 weergegeven en wel zijn als ordinaten de verhoudingen $\frac{h}{H}$ en als abscissen de waarden

$$\Phi\left(\frac{h}{H}\right) = \frac{x - x_0}{b}\mu \quad (15a)$$

uitgezet.

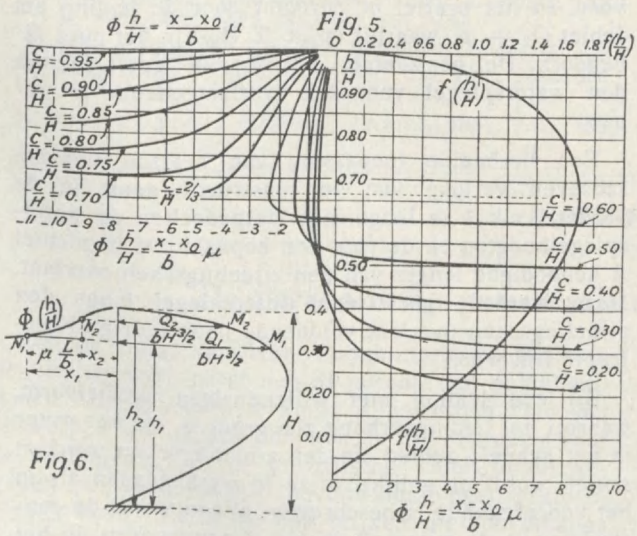


Fig. 5. Grafiek der functies $\Phi\left(\frac{h}{H}\right)$ *en* $f\left(\frac{h}{H}\right)$.

Fig. 6. Overzicht voor het gebruik van de rafiek van fig. 5.

De functie $\Phi\left(\frac{h}{H}\right)$ is slechts voor waterdiepten h tusschen c en H reëel. De waterspiegellijnen beginnen ter plaatse x_0, waar $h = H$, en zij naderen asymptotisch de ordinaat $h = c$.

Wanneer $2H - 3h$.[1]) negatief en $c > \frac{2}{3}H$ is, ligt het raakpunt tusschen de waterspiegellijn en de op de hoogte c boven den bodem loopende rechte lijn door den kruin van den overlaat bij $x = -\infty$, dus bovenstrooms van den zijdelingschen overlaat; is daarentegen $c < \frac{2}{3}H$, dan ligt dit raakpunt bij $x = +\infty$, dus stroomafwaarts van den zijdelingschen overlaat. Wanneer $c < \frac{2}{3}H$[2]), zoo vormen de waterspiegellijnen stroomafwaarts *dalende* lijnen, indien de waterdiepte h tusschen $\frac{2}{3}H$ en H ligt. Ligt de waterdiepte h echter tusschen $\frac{2}{3}H$ en c, zoo *stijgt* de waterspiegel stroomafwaarts. Wanneer tenslotte de waterdiepte $h = \frac{2}{3}H$ is, zoo wordt $\frac{dh}{dx} = \infty$.

Zooals bekend mag worden verondersteld, bedraagt de bij den toevoer Q_1 behoorende laagste hoogteligging H_{min} van de energielijn:

$$H_{min} = \frac{3}{2}\sqrt[3]{\frac{Q_1^2}{gb^2}} \quad (18)$$

De waterspiegel langs den zijdelingschen overlaat stijgt stroomafwaarts, wanneer $H_{min} < H_3$, en de waterspiegel daalt, wanneer $H_{min} > H_3$.

Wanneer tenslotte de kruinshoogte van den zijdelingschen overlaat $c = \frac{2}{3}H$ is, zoo wordt het eerste lid van de functie $\Phi\left(\frac{h}{H}\right)$ gelijk aan nul en men verkrijgt $h = c$ voor

$$x - x_0 = -\frac{3b}{\mu}\,\mathrm{bg\,sin}\,1 = -\frac{3\pi b}{2\mu} \quad (19)$$

In *fig. 5* is naast de functie $\Phi\left(\frac{h}{H}\right)$ (vergelijking 16) ook de met vergelijking (13) overeenkomende functie $\Psi(h)$ voor $b = 1$ en $H = 1$ in den vorm:

$$f\left(\frac{h}{H}\right) = \frac{Q}{bH^{3/2}} = \frac{h}{H}\sqrt{2g\left(1 - \frac{h}{H}\right)} \quad (20)$$

geteekend.

De gang der berekening bij de dimensioneering van zijdelingsche overlaten in een rechthoekige leiding is met gebruikmaking van de grafische voorstellingen in *fig. 5* de volgende.

Zijn van een leiding, waarin het verder te leiden debiet Q_2 geheel *stroomt*, de lengte L van den zijdelingschen overlaat en de overlaathoogte c gegeven, en wordt het toelaatbare debiet Q_1 gezocht, dan wordt

---

1) In het art. van prof. Schoklitsch staat in plaats van $2H - 3h$: „$\sqrt{\frac{H-h}{H-c}}$", hetgeen naar bewerkers oordeel niet juist kan zijn. Zie ook 2).

2) Hiervoor staat in het oorspr. artikel „$c > \frac{2}{3}H$".

1. de hoogte van de energielijn

$$H = H_3 = h_2 + \frac{Q_2^2}{2gb^2h_2^2}$$

berekend, waarbij de waterdiepte h_2 van de afvoerkromme, welke het verband tusschen het debiet Q en de waterdiepte h in de leiding aangeeft, voor het debiet Q_2 wordt afgelezen.

2. Met de waarden c en H wordt de bij den parameter $\frac{c}{H}$ behoorende lijn van de functie $\Phi\,(\frac{h}{H})$ in *fig. 5* opgezocht en — op de wijze als in *fig. 6* is aangegeven — daarop het punt N_2 met de coördinaten x_1 en h_1 vastgelegd.

3. Van de abscis x_2 van het punt N_2 uit wordt nu (volgens vergelijking **17**)

$$\Phi\,(\frac{h_2}{H}) - \Phi\,(\frac{h_1}{H}) = \frac{x_2 - x_1}{b}\,\mu = \frac{L\,\mu}{b}$$

naar links uitgezet en — wederom op de wijze als in *fig. 6* is aangegeven — het punt N_1 met de coördinaten x_1 en h_1 vastgelegd.

4. De ordinaat h_1 levert tenslotte de abscis $\frac{Q_1}{bH^{3/2}}$ van de $f\,(\frac{h}{H})$-lijn en aldus het gezochte debiet Q_1.

Wanneer het debiet Q_1 gegeven is, moet bij eveneens gegeven overlaatlengte L en overlaathoogte c probeerenderwijze berekend worden, welk debiet Q_2 aan de gegeven omstandigheden beantwoordt. De berekening is niet gemakkelijk, daar bij ieder debiet Q_2 een andere hoogteligging H van de energielijn en daarom een andere waarde van den parameter $\frac{c}{H}$ behoort.

Zooals reeds werd opgemerkt, levert vergelijking (**17**) voor $h = c$ òf $x = -\infty$ òf $x = +\infty$, al naarmate c grooter of kleiner dan $\frac{2}{3}H$ is. Aan den anderen kant geldt voor $h = c$:

$$Q = cb\sqrt{2g\,(H - c)}$$

Wanneer nu de leiding slechts een klein verhang heeft, zoo zal de afvoer over den zijdelingschen overlaat ook dan, wanneer zijn lengte oneindig groot zou zijn, slechts de eindige waarde

$$-A = h_2 b\sqrt{2g\,(H - h_2)} - cb\sqrt{2g\,(H - c)}$$

hebben. Dat wil echter zeggen, dat het *geen zin heeft, om den zijdelingschen overlaat boven een zekere grens uit te verlengen.*

b. Dimensioneering van den zijdelingschen overlaat bij willekeurigen vorm van het leidingprofiel.

Voor willekeurige leidingprofielen kan de zijdelingsche overlaat, zooals G. de Marchi heeft aangetoond, volgens een trapsgewijze methode grafisch gedimensioneerd worden. Ter verklaring van deze methode zij vooreerst een leiding met klein verhang, waarin dus het water *stroomt,* en een overlaathoogte $c > \frac{2}{3}H$ verondersteld.

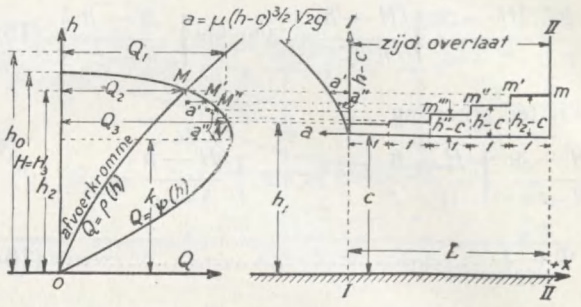


Fig. 7. Grafische dimensioneering van een zijdelingschen overlaat in een leiding met willekeurig profiel. Het leidingverhang is klein, de doorvoer in de leiding geheel en al stroomend, de kruinshoogte c van den overlaat is groot.

Het verloop van de constructie begint aan het benedenstroomsche einde *II-II* van den zijdelingschen overlaat, van waar af, zooals *fig. 2* aangeeft, het in de leiding blijvende debiet Q_2 met de constante waterdiepte $h_2 = h_3$ verder stroomt. Voor het eindprofiel *II-II* wordt nu, zooals in *fig. 7* is aangegeven, de bij de hoogteligging H_3 van de energielijn behoorende lijn

$$Q = \Psi\,(h) = f\sqrt{2g\,(H_3 - h)}$$

geteekend, waarbij f gelijk is aan het doorstroomingsoppervlak voor de waterdiepte h, en bovendien de afvoerkromme $\rho\,(h)$, die voor iedere waterdiepte h den daarbij behoorenden afvoer Q aangeeft.

Het snijpunt M van de $\rho\,(h)$- en de $\Psi\,(h)$-lijnen geeft de hoogteligging van den waterspiegel in het eindprofiel *II-II* van den zijdelingschen overlaat aan. Wanneer op de in *fig. 7* aangegeven wijze het verband tusschen de overstorthoogte $h - c$ over den zijdelingschen overlaat en het over 1 m van de overlaatlengte stroomende debiet

$$a = \mu\,(h - c)^{3/2}\sqrt{2g}$$

wordt uitgezet, zoo stelt a' den afvoer over den laatsten meter m-m' van den zijdelingschen overlaat voor. In het profiel m' stroomt door de leiding het debiet $Q_2 + a'$, waarbij op de $\Psi\,(h)$-lijn het punt M' behoort. De horizontale lijn door M' geeft daarom den waterspiegel voor het overlaatgedeelte m'-m'' aan.

Een herhaalde toepassing van het zoo juist beschreven verloop van de constructie geeft in de verdere, elk 1 m lange, overlaatgedeelten de waterspiegelhoogten en de voor een bepaald overlaatdebiet A benoodigde lengte van den zijdelingschen overlaat. Deze methode geeft den waterspiegel langs den zijdelingschen overlaat voldoende nauwkeurig als getrapte lijn weer.

Bij een leiding met willekeurigen profielvorm, waarbij het leidingverhang zoo groot is, dat het water in het geheele gebied om den zijdelingschen overlaat *schiet,* wordt op gelijke wijze te werk gegaan als in het voorafgaande is beschreven, alleen wordt de constructie, op de wijze als in *fig. 8* aangegeven, in het beginprofiel *I-I* van den zijdelingschen overlaat begonnen.

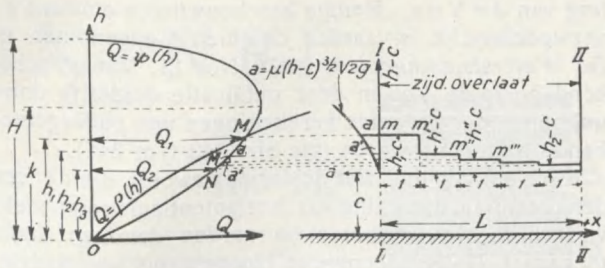


Fig. 8. Grafische dimensioneering van een zijdelingschen overlaat in een leiding met willekeurig profiel. Het leidingverhang is groot, de waterbeweging in de leiding geheel en al schietend, de overlaat is lang.

Wanneer het leidingverhang weliswaar klein is, zoodat het water in de leiding *stroomt*, de kruinshoogte c van den overlaat echter kleiner is dan de kritische diepte k en bovendien $H_{min} > H_3$ is, zoo kunnen twee waterspiegelvormen langs den zijdelingschen overlaat optreden. Is de overlaatlengte L gering, dan kan het water in de leiding ook langs den zijdelingschen overlaat stroomen. Wanneer daarentegen de zijdelingsche overlaat lang is, zoo stroomt het water alleen langs het begingedeelte van den overlaat. In het eerste geval stijgt de waterspiegel langs den zijdelingschen overlaat stroomafwaarts en wordt met de in *fig.* 7 weergegeven methode bepaald. In het tweede geval, wanneer dus de zijdelingsche overlaat lang is, treedt ergens op den overlaat een verandering van de wijze van stroomen op en de vorm van den waterspiegel hangt daarvan af, waar de hoogteligging H van de energielijn in de voor de stroomingswijze van den doorvoer Q_1 maatgevende minimumhoogte H_{min} overgaat.

J. H. H.

Literatuur over zijdelingsche overlaten.

1. Lutz, Th.: Beitrag zur Berechnung von Ueberfällen aus Regenauslässen.
2. Hermanek, J.: Die Hauptsammelkanäle in Wien. Theoretische Untersuchungen über die Abflussverhältnisse bei maximalen Zuflüssen, insbesondere über die Wirkungsweise von Ueberfallschwellen verschiedener Dispositionen. *Zschft. d. österr. Ing. u. Arch. Ver.* 1893, blz. 625, 637, 653.
3. Parmley, W. C.: The Walworth sewer, Cleveland, Ohio. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.* 1905, Bd. 55, blz. 341.
4. Ganassini: *Monitore Tecnico*, 1907, blz. 196.
5. Negrotti: *Monitore Tecnico*, 1907, blz. 487.
6. Frühling, A.: Die Entwässerung der Städte. *Handbuch der Ingenieurwissenschaften.* W. Engelmann, Leipzig. 1913.
7. Pettazzi: *Giorn. Genio Civile.* 1914, blz. 689.
8. Engels, H.: Mitteilungen aus dem Dresdner Flussbaulaboratorium. *Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurswesens*, 1917, Heft 200/201.

[9.] Proper, J. W. F. C.: De lengte van zijdelingsche overlaten in irrigatieleidingen. *De Waterstaatsingenieur*, 1918, No. 8.

10. Schaffernak, Fr.: Die Berechnung von Streichwehren. *Oesterr. Wochenschrift f. d. öff. Baudienst*, 1918, Heft 36.
11. Engels, H.: Mitteilungen aus dem Dresdner Flussbaulaboratorium. *Zschft. des VDI.*, 1918, blz. 362, 387, 412.
12. Engels, H.: Mitteilungen aus dem Dresdner Flussbaulaboratorium II. Weitere Versuche über Streichwehre. *Zschft. d. VDI.*, 1920, blz. 101.

[13.] Proper, J. W. F. C.: Zijdelingsche overlaten in irrigatieleidingen. *De Waterstaatsingenieur*, 1921, No. 10.

14. Coleman, G. S. and Smith, D.: *Inst. Civ. Eng.* London. 1923. Nr. 6.

[15.] Herz, O. J.: Bijdrage tot de berekening van den afvoer van zijdelingsche overlaten. *De Waterstaatsingenieur*, 1924, No. 3.

16. Herz, O. J.: Beitrag zur Abfuhrberechnung von Streichwehren. *Wasserkraft und Wasserwirtschaft*, 1925, Heft 3-6.
17. Zeni, L.: *Ingenere Idraulico.* 1927, blz. 102.
18. Nimmo, W. H. R.: Side Spillways for regulating diversion canals. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, 1928, Bd. 92. blz. 1561.
19. Marchi, G. de: *Idraulica*, 1930, blz. 453.
20. Forchheimer, Ph.: Hydraulik. 3. Aufl., blz. 406-408.
21. Favre: Contribution à l'étude des courants liquides. *Veroeffentlichungen d. Wasserbaulaboratoriums der Techn. Hochschule Zürich.* 1933, blz. 64.
22. Ehrenberger, R.: Modellversuche über Streichwehre mit besonderer Berücksichtigung der geplanten Hochwasserentlastung an der Gail. *Oesterr. Wasserwirtschaft* 1934, Heft 11-15.
23. Valette, M.: Contributo sperimentale allo Studio degli sfiatori laterali. *L'Energia Elettrica.* 1934, Fascicolo 7.
24. Marchi, G. de: Saggio de Teoria del Funzionamento degli Stramazzi laterali (o sfiatori longitudinali). *L'Energia Elettrica.* 1934, Fascicolo 11.

N. B. De tusschen [ ] opgenomen nummers zijn door den bewerker toegevoegd.

INGEZONDEN.

De parabolische potentiaalstrooming in aarden dammen.

Bekend is hoe het vlakke stroomingsbeeld, bestaande uit confocale parabolen als stroom- en potentiaallijnen, van groote beteekenis is geworden voor het ontwerpen van aarden dammen, in het bijzonder voor de vastlegging van de phreatische waterlijn bij gegeven randvoorwaarden (bovenwaterspiegel, draineeringen enz.). Dit moge ook blijken uit een onlangs verschenen publicatie van A. Casagrande in *Journal of the New England Water Works Association* van Juni 1937, getiteld *„Seepage through dams"*, waarin o.m. voor verschillende gevallen de phreatische waterlijn wordt bepaald.

Echter leest men op blz. 137 en 138:

„Among the available theoretical solutions for seepage with a free surface there is one case which is of particular importance in connection with our problem. It is Kozeny's solution of the flow along a horizontal impervious stratum, that continues at a given point into a horizontal pervious stratum, thus representing an open horizontal discharge surface as shown

in figure 9d[1]). In this case, all flow lines, including the line of seepage and all equipotential lines are confocal parabolas with A as the focus." Hierbij wordt bovendien verwezen naar K o z e n y, „Grundwasserbewegung bei freiem Spiegel, Fluss- und Kanalversickerung," *Wasserkraft und Wasserwirtschaft 1931* No. 3.

Verder leest men op blz. 146 nogmaals:

„In *1931* Professor K o z e n y published a rigorous solution for the twodimensional problem of ground water flow over a horizontal impervious surface, which continues at a given point into a horizontal discharge face, as shown in figure 9d. K o z e n y's theoretical solution yields for the flow lines and equipotential lines, two families of confocal parabolas, with point A, where the impervious and pervious sections meet, as focus."

Door het bovenstaande zou de indruk kunnen worden gewerkt, alsof K o z e n y te Weenen de eerste zou zijn geweest, die de analytische oplossing heeft gegeven van het parabolisch stroombeeld.

Zonder aan de wetenschappelijke verdiensten van K o z e n y iets te kort te willen doen, moge er echter op worden gewezen, dat ondergeteekende het potentiaalstroombeeld van confocale parabolen reeds volledig behandelde in zijn colleges over Hydromechanica aan de Technische Hoogeschool te Bandoeng gedurende den cursus *1928-1929* en daarbij het stroombeeld ook toepaste voor het ontwerpen van aarden dammen [2]). Deze berekeningen en toepassingen werden, met toestemming van ondergeteekende, voor de eerste maal in verkorten vorm gepubliceerd in de verhandeling van d e V o s, „Eenige beschouwingen omtrent de verweekingslijn in aarden dammen", opgenomen in *De Waterstaatsingenieur 1929* No. 11. Vanzelfsprekend heeft de Vos in deze publicatie duidelijk doen uitkomen, dat bedoelde berekeningen van ondergeteekende afkomstig waren (zie blz. 342 t/m 345).

K o z e n y is dus *niet* de eerste geweest, die de leer der potentiaalstrooming c.q. het potentiaalstroombeeld van confocale parabolen op aarden dammen heeft toegepast. De Bandoengsche Hoogeschool was hem in dezen twee jaar voor.

Van deze gelegenheid moge tevens worden gebruik gemaakt nog een tweede prioriteitskwestie — zij het ook van minder beteekenis — nader te belichten, welke in meergenoemde overigens zeer lezenswaardige publicatie van C a s a g r a n d e voorkomt. Bij de bespreking van de brekingswet eener stroomlijn op de grens van twee grondsoorten met verschillende, doch homogeen-isotropische doorlaatbaarheid schrijft hij op blz. 161:

„It is probable that F o r c h h e i m e r was the first one to use these relationships. However, he never took the trouble to publish them. In *1917*, he communicated those relationships to T e r z a g h i, who made extensive use of them in his foundation investigations of dams, and also taught them in his course in Soil Mechanics at the Massachusetts Institute of Technology, during 1925-29." In de toelichtende figuur 5 op blz. 139, wordt de brekingswet van een grondwaterstroomlijn dan ook naar F o r c h h e i m e r genoemd.

In verband hiermede kan worden opgemerkt, dat bedoelde brekingswet reeds in *1912* werd afgeleid door dr. A. H. B o r g e s i u s in zijn artikel „Grondwaterbeweging in de omgeving van bronnen", voorkomende in *De Ingenieur* 1912 No. 49 (blz. 997 en 998). Voor magnetische en electrische krachtlijnen was een soortgelijke wet natuurlijk reeds veel eerder bekend (zie b.v. „Over grondwaterstroomen enz.", dit tijdschrift 1936 No. 6, blz. VI. 82 noot 6).

C. G. J. V r e e d e n b u r g h.

---

1) Deze figuur geeft het parabolisch stroombeeld, waarbij het brandpunt A wordt genoemd. Vr.

2) Zie de geroneografeerde collegeaanteekeningen der T. H. te Bandoeng: „Over de vlakke stationnaire waterstrooming door een homogene grondmassa onder aanname van twee stelsels confocale parabolen als stroom- en potentiaalijnen", (met 18 figuren w.o. 2 platen), gedateerd Februari 1929.

4e JAARGANG
NUMMER 12

DECEMBER
1937

DE INGENIEUR IN NEDERLANDSCH-INDIË

IV. MIJNBOUW EN GEOLOGIE.

„DE MIJNINGENIEUR"

INHOUD: De uitbarsting van den Tjerimai in 1937 (verschijnselen van Juni t/m September), door Dr. M. Neumann van Padang. — Economische mededeelingen. — Personalia.

De uitbarsting van den Tjerimai in 1937

(verschijnselen van Juni t/m September)

door

Dr. M. NEUMANN VAN PADANG,

Geoloog bij het Vulkanologisch Onderzoek.

Inleiding.

Na een rustperiode van 132 jaren — de vorige uitbarsting vond in 1805 plaats — is de Tjerimai in Juni 1937 weer beginnen te werken. Uit de beschrijving, die Deknatel van zijn tocht geeft (1906, p. 333), zou men kunnen opmaken, dat er op 25 December 1905 een sterk verhoogde solfatarenwerking is geweest. Hij schrijft nl.: „'t Was nu de derde werkende krater, die ik zag, maar die ontzettende kuil, met zijn voortdurend gerommel, zwaveldampen en zwavellucht maakt altijd een ontzaggelijken indruk". Deknatel had den vulkaan vanuit het Oosten beklommen en keek dus van den kraterrand in den grooten Oostkrater, die in alle beschrijvingen sinds 1837 als *niet-werkend* is aangegeven. Daarom zullen de woorden van Deknatel op een krater in het algemeen en niet op den toestand van 1905 geslagen hebben. Eenigszins in twijfel komt men door het feit, dat de bodem van den Oostkrater, die in 1922 kleine, verspreid groeiende struiken vertoonde, volgens van Gils eenige jaren te voren vegetatieloos was. Junghuhn schrijft (1853), dat de dampontwikkeling, die in 1837 evenals thans in den ZW-krater (dien we thans Westkrater noemen) te vinden was, in 1825 in de NO vlakte heeft plaats gevonden. Daar hij van een „kleinere NO-vlakte" spreekt, kan hij daarmee niet den bodem van den Oostkrater bedoelen, die in de laatste eeuw niet belangrijk veranderd kan zijn en dus steeds grooter is geweest.

Van de uitbarsting van 1805 schreef Junghuhn (1853, p. 167) in navolging van Horsfield:

„In het begin van het jaar 1805 greep opnieuw een geweldige uitbarsting plaats" en verder op blz. 169: „De laatste uitbarsting van 1805 schijnt uit een uitwerping van steengruis, asch en zand te hebben bestaan en alleen den plantengroei op de hoogste zone van den kegel, van den kraterrand af tot op ongeveer 300 voeten (90 m) benedenwaarts te hebben vernietigd, waar alles gedeeltelijk bedolven, gedeeltelijk door de hitte der uitgeworpen stoffen verzengd werd en verdorde. Want iets dieper, nauwelijks 700′ (210 m) beneden den rand des kraters, vonden wij bosschen van Thibaudia's, wier dikke knoestige stammen..... een veel hoogeren ouderdom aanduidden, en met de aloude bosschen van den Menellawangie konden wedijveren. De boschjes echter, die wij hoogerop vonden en die zelfs nog den uitersten rand des kraters bedekten, hadden alle kenteekenen van een jeugdigen leeftijd.

..... Zij groeiden op een steenachtigen, zandigen, drogen grond, die bovendien nog een sterke helling had, en echter hadden zij haar hoogte in 32 jaren (van 1805 tot 1837) bereikt".

Volgens Junghuhn, die den krater in 1837 bezocht, kon dus de uitbarsting van 1805 niet zoo „geweldig" geweest zijn, als Horsfield doet denken. Hoogstens is daarbij de plantengroei op den kraterrand tot 90 m benedenwaarts vernield.

De meer dan 3 000 m hooge Tjerimai heeft in zijn top een dubbelkrater (fig. 1), waaruit blijkt, dat het eruptiepunt zich in den loop der tijden in West-Oost richting verplaatst heeft, terwijl aan terrassen in de kraterwanden te zien is, dat ook deze kraters hun tegenwoordigen vorm te danken hebben aan kleine verschuivingen van het eruptiepunt. In het vulkaanlichaam moet dus in Oost-West richting een breukvlak voorkomen, waarlangs het magma omhooggekomen is.

Uit de morfologie van de beide kraters komt men tot de opvatting, dat de Oostkrater, althans het jongere gedeelte daarin, ontstaan is, nadat de Westkrater reeds voltooid was, want bij den scheidingswal tusschen de beide kraters, heeft het oostelijke gat een fraaien ronden vorm, terwijl de Westkrater hier inspringend is. Oordeelt men echter naar de vulkanische werking, dus naar het voorkomen van solfataren, dan zou men juist den Westkrater voor den jongsten

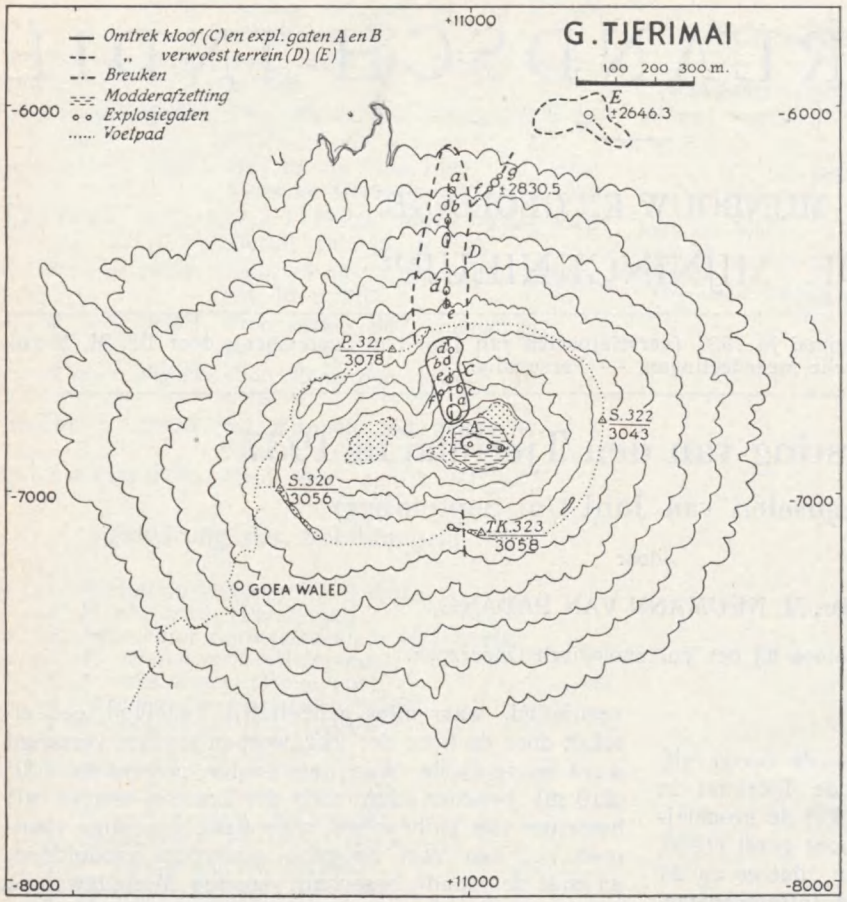


Fig. 1. De dubbelkrater in den top van den Tjerimai met de nieuwe eruptievelden A — E.

houden, want op tal van plaatsen komen hier de zwavelgassen te voorschijn met temperaturen van ca. 90° C. Niet alleen uit den scheidingswal, maar ook uit den zuidelijken en zuidwestelijken wand van dezen krater ontwijken de gassen. De zwavel sublimeerde er, waardoor groote gele vlekken de wanden fraai kleurden.

Wijst deze kraterverplaatsing op het bestaan van een Oost-West breuk, op de buitenhelling vindt men in de profiellijn een knik, die op de aanwezigheid van concentrische breuken duidt. Deze knik, die zich in het Westen ongeveer 100 m, in het Oosten 150 m, in het Zuiden 200 m en in het Noorden ongeveer 3-400 m onder den kraterrand bevindt, deed hier op tal van plaatsen een klein terras ontstaan. Taverne (1926, p. 50) vermoedde, dat dit een overblijfsel was van den rand van een veel ouderen, zeer grooten krater met een doorsnede van ca. 1 300 m. Door latere erupties ontstond uit de los uitgeworpen producten en de uitgevloeide lavastroomen op den bodem van dezen grooten krater een kegel, die ten slotte eenige honderden meters boven den ouden rand uitkwam en dezen op tal van plaatsen geheel bedolven heeft. Deze knik in de profiellijn kan echter ook ontstaan zijn door ringvormige verzakkingen om den vulkaantop, dus door zoogenaamde ringbreuken. Zulke ringbreuken werden door Engelsche geologen in West-Schotland ontdekt en door van Bemmelen ook bij den Oenggaran aangetoond.

Op de westhelling van den Tjerimai vindt men ter hoogte van de knik, dus ter hoogte van den ouden kraterrand, of op de plaats van de ringbreuk, een 12 m diep explosiegat, Goea Waled genaamd, dat ontstaan is, omdat de erupties niet alleen uit den hoofdkrater, maar ook uit de flank van den berg zijn gekomen. Bij voorkeur worden dan reeds bestaande spleten of zwakke plekken in het vulkaanlichaam gevolgd. Nu is zonder twijfel zoo'n ringbreuk, maar eveneens het grensvlak tusschen den ouden kraterwand en de producten van den jongeren kegel, die zich daarbinnen heeft opgebouwd, zoo'n zwakke plek, waarlangs de eruptieve gassen een gemakkelijken uitweg vonden. Ook bij de uitbarsting van Juli 1937 zijn de gassen op de noordzijde van den berg nabij de knik te voorschijn gekomen.

De uitbarsting van 24 Juni 1937.

Vrijdag, den 25sten Juni ontving Dr. Ch. E. Stehn, Leider van het Vulkanologisch Onderzoek, het eerste bericht over de uitbarsting, waarna hij zich onmiddellijk met het bestuur van Cheribon in verbinding stelde voor nadere gegevens en mij naar den vulkaan zond voor verder onderzoek. Den vorigen dag (24 Juni) zijn te Goenoengdeukeut bij Linggadjati van 's morgens 10 uur tot 's avonds 7 uur, dus gedurende 9 uren, bij tusschenpoozen rookwolken boven den krater gezien, die tot 250 m hoogte (1/10 van de berghoogte boven de desa, welke 600 m b.z. ligt) opstegen. Ook op verschillende andere plaatsen, o.a. te Linggadjati en Koeningan is een flinke rookpluim in de ochtenduren waargenomen. Van 12 uur tot 12.30 is de wolk ook vanaf den Papandajan gezien. De oostenwind dreef de eruptiewolk naar het Westen, waardoor alleen daar de asch, die in de wolk aanwezig was, gevallen is.

Gerommel is dien dag om 12 uur 's middags zoowel te Argalingga en Argamoekti op de westzijde, als te Linggasana op de oostzijde gehoord. Bovendien is toen te Argalingga zwavellucht waargenomen.

Aardbevingen zijn te Linggadjati, Goenoengdeukeut en Djalaksana op den oostvoet van den berg gevoeld en wel om ca 10 uur, 15 uur en 16 uur, met een stootrichting, die West-Oost was en dus van den vulkaan scheen te komen. De laatstgenoemde beving deed te Linggadjati deuren en ramen van enkele Europeesche huizen rinkelen. Te Argalingga is de beving door den Administrateur der onderneming, den heer C. F. H. Chaulan en zijn logé de Gruyter om 15.55 uur waargenomen, te Arga-

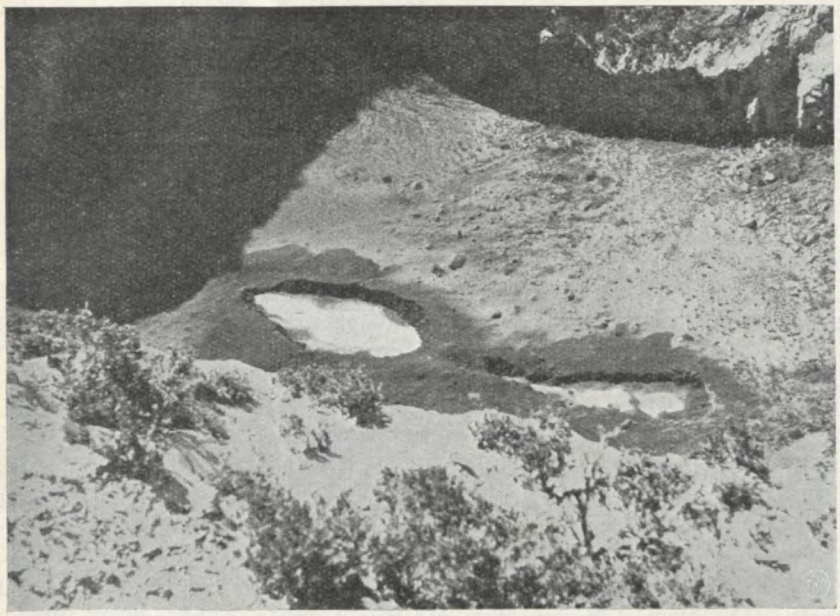


Fig. 2. De twee langgerekte eruptiegaten A (links) en B (rechts) omgeven door een donker gekleurde vochtige modderlaag. 26 Juni 1937.
Foto Neumann van Padang.

moekti om ca. 11 uur en 16 uur. Beide malen duurde de schok, die weer in West-Oost richting gevoeld is, ongeveer 3 minuten.

De beving van ca. 16 uur werd door den seismograaf van Bandoeng matig sterk om 15.58 uur en door dien van den Merapi zeer zwak om 15.57 uur opgeteekend. Deze beving was van tektonischen oorsprong. Zij had haar epicentrum op 225 km afstand van Bandoeng en kon dus niet van den Tjerimai afkomstig zijn, daar deze vulkaan op slechts 90 km van Bandoeng af ligt. De beide andere bevingen kunnen daarentegen wel met de uitbarsting in verband staan. Vermoedelijk hangt de beving van 10 uur met het begin van de uitbarsting samen.

De erupties hadden in den morfologisch jongeren Oostkrater plaats gevonden, waar voordien niet de minste werking bekend was. Hier waren nu groote veranderingen ontstaan. Het meest opvallende was wel, dat de vroeger grootendeels met struiken en enkele boomen begroeide bodem er nu erg kaal en grijs uitzag, en dat er midden in het voormalige boschje twee langgerekte eruptiegaten waren (fig. 2), die in elkanders verlengde lagen en in groote trekken — niet precies echter — dezelfde lengterichting hadden als de dubbelkrater van den Tjerimai. Men kreeg daardoor den indruk, dat de plaats der erupties in verband stond met hetzelfde vulkanotektonische breukvlak, dat de oorzaak was van de kraterverplaatsing, waardoor de dubbelkrater was ontstaan.

De beide explosiegaten waren door een 15 m breeden rug gescheiden. Het 40 m lange en 20 m breede westelijke gat A en het smalle, langgerekte oostelijke gat B waren op 26 Juni gedeeltelijk met water gevuld. Dien dag had in het oostelijke gedeelte van A een sterke gasopborreling plaats. Den volgenden dag was de gaswerking zwakker en voelde het water koud aan. De bodem bevond zich 2 tot 3 m onder den oostelijken, maar slechts 1 m onder den westelijken rand.

Tijdens de uitbarsting werden alleen modderachtig gesteentegruis en oude gedeeltelijk verweerde steenen uitgeworpen. Als een donkere massa was de natte modder om de kratergaten te zien. Verderop was de modderasch droog en lichtgrijs van kleur. Om de gaten was de modder $\frac{1}{2}$ tot 1 m dik afgezet en in den wand waren daaronder nog de wortels der vroegere struiken te zien.

Het modderoppervlak vertoonde, behalve vele krimpscheuren, tal van inslaggaten van kleine tot hoofdgroote steenen. De modder was op 27 Juni nog niet overal even hard geworden en herhaaldelijk zakten we er ten Zuiden van A tot 20 cm diep in. Gelukkig was de modder koud. Dit is van bijzondere

Fig. 3. Het oostelijk gedeelte van het eruptiegat B met de kleine ronde explosiegaten. 27 Juni 1937.
Foto Neumann van Padang.

beteekenis. Gesteente bezit immers een slecht warmtegeleidingsvermogen, waardoor de warmte lang behouden blijft. Zoo werden in de gloedwolkafzettingen van den Merapi zelfs op 10 km van den top nog na 3 jaren, temperaturen van meer dan 100° C in het zand gevonden. Uit het feit, dat de modder van den Tjerimai drie dagen na de werking reeds koud was, bleek dus, dat tijdens de explosies geen hooge temperaturen hebben geheerscht, zoodat de erupties moeten hebben plaats gevonden bij temperaturen, die slechts weinig boven de 100° C zullen zijn geweest, terwijl de modder tijdens het uitwerpen, op zijn weg door de lucht geheel afkoelde.

Ten Noorden en NW van A reikte de modderlaag, die vermoedelijk gedeeltelijk ook over den rand van het explosiegat gevloeid zal zijn, en zich dus als stroompjes verspreid heeft, tot op 10 tot 15 m afstand, in het Westen eveneens tot op 15 m, maar in het Zuiden tot tegen den steilen kraterwand op 30 m afstand. De explosies van 24 Juni zijn schuin naar het Zuiden gericht geweest, waardoor de kraterwand aldaar tot halver hoogte met een enkele centimeters dikke modderlaag bedekt was.

Het eruptiegat B (fig. 3), dat evenals A 1-3 m diep was, bevatte eveneens waterplassen. Bovendien waren hier tal van kleine ronde explosiegaten van 1-1½ m doorsnede en omgeven door een lagen wal. Enkele daarvan waren met water gevuld, andere waren droog. De dampontwikkeling was hier veel sterker dan in A. Zondag, 27 Juni dampten vijf plekken. Op enkele plaatsen werd het water door de ontwijkende gassen 30-40 cm hoog opgeworpen. Verschillende plekken bevatten roodachtig, ijzerhydroxyde-houdend water. In de omgeving van dit eruptiegat B was een duidelijke geur van H_2S te herkennen.

Door de uitgeworpen modder en de zich daartusschen bevindende steenen, was de oorspronkelijke plantengroei vernield. De takken der boomen waren gebroken en met den geheelen bladertooi van de stammen gerukt, maar nergens was aan de stammen eenig spoor van verbranding of verkoling te ontdekken. Het hout was onder de bast nog wit of lichtbruin en had zijn natuurlijke kleur. Ook hieruit blijkt, dat de temperatuur der uitgeworpen stoffen niet hoog is geweest. De kale stammen vond men tot vlak bij de eruptiegaten, o.a. op den smallen rug er tusschen. Boomen van 2 tot 3 m lengte en armdikte waren hier stukgeslagen. Op 25 m afstand was reeds iets meer overgebleven, en waren enkele takken en bladeren gespaard. Maar ook hier zag de vegetatie er treurig uit. Nog verder, op 50 en meer meters afstand waren de boomen nog in hun volle blad, maar vuilgrijs van kleur. Daar de erupties schuin naar het Zuiden gericht waren geweest, was daar de vernieling veel intensiever dan aan de Noord- en NO-zijden.

In het oostelijkste gedeelte van het eruptieveld B hebben we de temperatuur gemeten van een der plekken, waaruit de heete gassen ontweken. In een gat, waaruit de stoom met sterk gesuis te voorschijn kwam, werd een heel lage temperatuur van slechts 84° C gevonden. Door de uitbarsting zijn de temperaturen der solfataren in den Westkrater niet beinvloed, zooals uit onderstaande tabel blijk.

	ZW-hoek Westkrater	Noordzijde oosthelling van den	Ravijntje Z van oosthelling scheidingswal
21 Jan. 1936	90° C	90° C	? 91° C
27 Juni 1937	90° C	90° C	89° C

De bodem van den Westkrater en de scheidingswal waren op 27 Juni met een dunne grijze aschlaag bedekt, waarop zich nieuwe zwavel- en aluinzouten begonnen te vormen.

De uitbarsting van 27 Juni 1937.

Goed twee uren nadat wij den krater hadden verlaten en ons weer in het bivak bij Goea Waled bevonden, viel er om 17 uur een aschregen. Een oogenblik werd gedacht, dat de asch, die op alle takken en bladeren van het bosch lag, door den wind er van was afgewaaid. Maar spoedig bleek uit het begeleidende gerommel op den top, dat de vulkaan weer in volle werking was. We gingen dus naar boven om van den westelijken kraterrand af, te zien wat er gaande was. De eruptiegaten van den 24sten Juni bevonden zich in den Oostkrater op 500 m van den westrand verwijderd, zoodat we menschelijkerwijze gesproken op veiligen afstand van de explosies stonden. Helaas was er van de werking eerst niets te zien, doordat de aschwolken ons het uitzicht benamen. Wel hoorden we een luid geknetter van de vallende massa's, die evenals bij de werking van 24 Juni uit groote plakken modder en enkele vuist- tot hoofdgroote steenen zullen hebben bestaan. Verder was er een sterk geruisch, dat leek op het geluid van een zware branding. De oostenwind woei ons een vochtige asch in het gelaat.

Eerst tegen 6 uur 's avonds verminderde de werking een weinig en konden we zien wat er gebeurde. Het eruptiegat A was veel grooter geworden en de explosies kwamen nu meer uit het midden van den grooten Oostkrater. Zwarte klodders modder werden ca 30 m hoog opgeworpen en met een boog tot 50 m ver in de omgeving afgezet. Het geluid der vallende massa's was duidelijk hoorbaar.

Op een ander moment was te zien, dat daarachter uit eruptieveld B een sterke dampzuil opsteeg, die bloemkoolwolken vormde, welke tot meer dan 100 m hoogte werden uitgestooten. Daarna steeg de wolk langzaam hooger. Weer waren dus de beide eruptievelden tegelijk bezig. Een onaangename lucht van SO_2 veroorzaakte hoesten en deed pijn aan de oogen. Helaas waren de verschijnselen slechts korten tijd te zien. Om 18.15 uur waren de eruptiewolken reeds veel lichter van kleur en soms zag men een spierwitte stoom. De eruptiepluimen stegen tot eenige honderden meters boven den krater en waren in de omgeving duidelijk te zien. Tot 21 uur werd in het bivak gerommel gehoord en zoo nu en dan viel er asch; eenmaal ook gedurende den nacht. De asch is van 6 tot 8 uur te Soekadana op den westvoet gevallen en werd nog te Goenoengwangi op 9½ km van den top waargenomen.

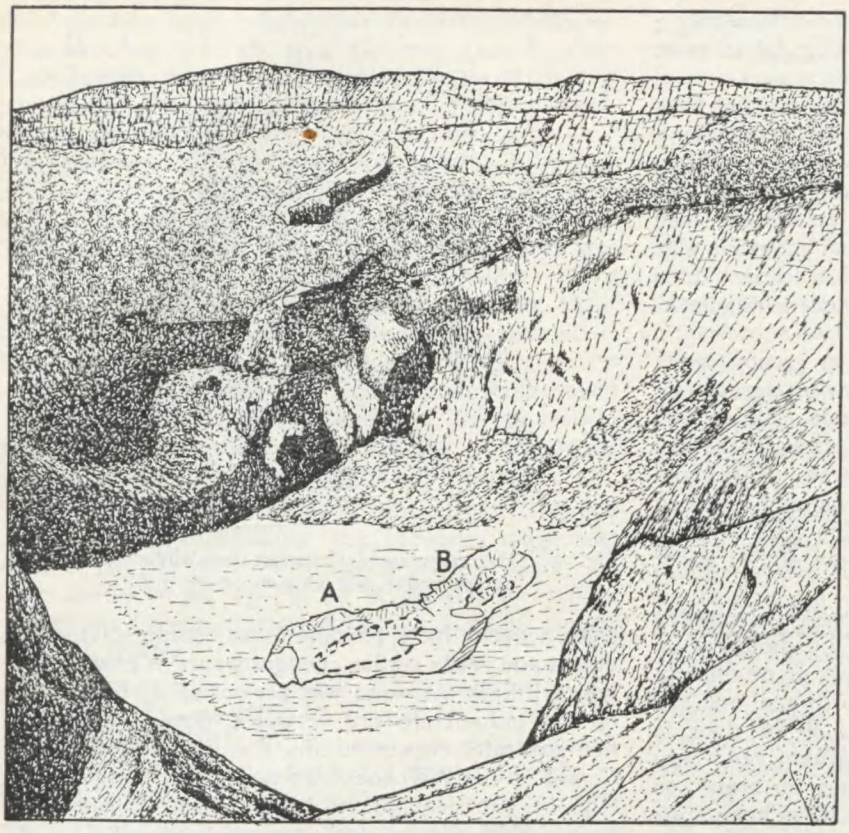


Fig. 4. Verandering van den vorm der eruptiegaten na de uitbarsting van 27 Juni.

Uit de foto's, die na de werking van 24 en die van 27 Juni van hetzelfde punt op den westelijken kraterrand zijn genomen, kon men de veranderingen op den kraterbodem goed bestudeeren. Met een pantograaf werd de vorm van de eruptiegaten der beide uitbarstingen vergroot en over elkander op een stuk papier geteekend (fig. 4). De stippellijn geeft de vorm der gaten van 24 Juni, de getrokken lijn die van 27 Juni aan. Het bleek nu, dat de kraterrand naar alle kanten buitenwaarts verplaatst was, zoodat het nieuwe langgerekte eruptiegat met in het midden een zwakken rug, wel drie maal zoo groot was geworden als de beide gaten van 24 Juni tezamen, wel een bewijs, dat de laatste uitbarsting veel krachtiger is geweest.

Het westelijke explosiegat A was een groote ovale kom geworden van ca. 60 m lengte en 40 m breedte, waarin den dag na de uitbarsting in het geheel geen werking meer te bekennen was. Op de plaats van de hoofdwerking waren nu twee waterplassen van 10 tot 15 m doorsnede. In het oostelijke gedeelte zag men twee kleine ronde explosiegaten met een doorsnede van ca. 4 m, die een ondiepe uitholling in den bodem vormden nabij den voormaligen rand van 24 Juni.

Het eruptiegat B met een lengte van 50 m en een breedte van 25 m bezat twee duidelijke trechtervormige explosiepunten, die op den morgen na de uitbarsting beide dampten. De grootere oostelijke trechter had een bovendoorsnede van ongeveer 15 m. Met zeer sterk geraas, op dat van de werking in den Raoengkrater in Oost-Java gelijkend, ontweek hieruit een hooge dampwolk, die nog boven den top uitkwam en van 9.00 tot 9.48 uur vanaf den Papandajan is waargenomen. De dampontwikkeling in B nam voortdurend af. Om 13 uur dampten beide trechters nog zwak, maar vanaf 15.30 uur kwam alleen een 20-30 m hooge dampluim uit den oostelijken trechter. Dinsdagmorgen, 29 Juni, was de werking weer minder geworden en was er in dezen trechter een plas water met een zwakke dampontwikkeling te zien.

Door de uitbarsting van 27 Juni was de geheele bodem van den Oostkrater met modder bedekt en waren alle boomen en struiken tot op 50 m van de eruptiepunten vernield en voor het grootste gedeelte verdwenen.

De uitbarsting van 10 Juli 1937.

Van 28 Juni tot 9 Juli zijn er geen bijzondere verschijnselen van den vulkaan te vermelden. Op 8 en 9 Juli is de mantri Marhassan van het Vulkanologisch Onderzoek boven geweest om te zien of er op den kraterbodem veranderingen waren ontstaan door een werking, die vanaf den vulkaanvoet niet was waargenomen. Maar in den Oostkrater was alles rustig. De eruptiegaten A en B bleken niet veranderd te zijn. In het veld A waren 2 gaten, gevuld met water, dat koud moet zijn geweest, aangezien nergens gasopborreling of dampontwikkeling te zien was. Twee kleinere gaten in het oostelijke gedeelte van A waren droog, het westelijke daarvan was roodbruin, het andere wit met zwart gekleurd.

In explosiegat B was de westelijke trechter zonder de minste werking. Duidelijke afschuivingsscheuren, die er trouwens reeds op 28 Juni waren, werden boven den zuidrand van dezen trechter waargenomen. Uit den oostelijken trechter ontweek een zeer zwakke dampluim uit een geelgrijze watermassa.

Marhassan deelde mij op 10 Juli 's morgens om 4 uur vanuit Linggadjati mede, dat de vulkaan om 2.30 uur weer begon te werken. Volgens den Assistent Wedana van Radjagaloe en den schrijver van Sadarehe echter, zou de werking reeds om 1 uur 's nachts begonnen zijn. Algemeen overeenstemmend is in ieder geval, dat om 3 uur de werking in vollen gang was, waarbij verschillende knallen werden gehoord en een enorme pikzwarte roodzuil opsteeg. Bliksemschichten joegen door de eruptiewolken, waardoor deze een vervaarlijk aanzien kregen. Volgens Marhassan werden om 2.30 uur twee knallen gehoord. Katarski, die te Paniis, 9½ km NNO van den top vertoefde, werd om 3 uur wakker door eenige harde slagen. Hij meent, dat het gerommel hoogstens 5 minuten aan den gang kon zijn geweest, toen hij het hoorde. Om 4 uur is weer een

knal gehoord en zag men de asch in NW richting afdrijven. Een kwartier later zijn in Linggadjati twee knallen gehoord.

Het vele en sterke gerommel, dat van den berg afkomstig was, had groote ongerustheid veroorzaakt, zoodat K a t a r s k i, die mij om 4.45 uur opbelde, mede kon deelen, dat een gedeelte van de bevolking was gevlucht. Hetzelfde berichtte de Regent van Koeningan R. A. A. M o h a m a d A c h m a d. De inwoners der hooger gelegen desa's verlieten toen hun woningen. Ook uit de desa's beneden Mandirantjan is de bevolking gevlucht.

Behalve de bliksemstralen zijn er echter geen vuurverschijnselen gezien, zoodat reeds uit deze eerste berichten bleek, dat er geen gloeiende slakken van versch magma tijdens de explosies waren uitgeworpen. Om 5.45 uur deelde de Regent van Koeningan mede, dat de werking niet meer uitsluitend in den krater, maar ook op de noordhelling plaats vond. Geweldige bloemkoolwolken werden tot 400 m onder den kraterrand ontwikkeld.

Toen het licht werd, was de eruptiewolk, volgens den heer C h a u l a n, van Argalingga uit duidelijk te zien als twee gescheiden zuilen, nl. één op de binnen- en één op de buitenzijde van den noordwand, met een lichter gedeelte er tusschen, dat om 5.30 uur door de ochtendzon beschenen, den indruk maakte van vlammen. De rookzuilen waren zeer hoog en breed, en stegen tusschen 7 en 8 uur tot 800-1000 m hoogte op. Dien morgen zijn weer groote hoeveelheden asch in westelijke richting gedreven. De asch, die volgens den heer C. N. I. D. T. S m i d t vochtig aanvoelde, is vóór 5.30 uur te Argalingga gevallen en bedekte daar de omgeving met een 2 mm dikke laag. Een scherp prikkelende lucht was er waarneembaar. Op zijn tocht naar Madja was op ½ uur afstands van laatstgenoemde plaats geen asch meer te zien. Den volgenden dag was er ook te Madja een laagje asch.

Op 10 Juli waren de rookkolommen na 8 uur minder dik en hoog. 's Middags om 12 uur heeft de heer J. A. M. V e r w e r te Sadarehe weer een doffe knal gehoord, gevolgd door een zwakke trilling, veroorzaakt door beweging van de lucht.

M a r h a s s a n zag vanuit Linggadjati drie zuilen, waarvan er een uit het noordelijke gedeelte van den krater, de beide andere uit de buitenflank ontweken.

De zuil uit den krater werd tusschen 7 en 8 uur geweldig groot en zwart en steeg tot 1 000 m hoogte op. Dit was, zooals later bleek, het eruptieveld C in den noordelijken binnenwand. De beide andere eruptiezuilen waren van D op de buitenhelling tot 200 m en van E op 400 m onder den kraterrand (fig. 1). De oude eruptiepunten waren onveranderd, zoodat hier in het geheel geen werking had plaats gevonden.

Terwijl de vulkanische krachten tijdens de werking van Juni langs een Oost-West breukvlak naar de oppervlakte waren gekomen, vond men nu een geheel andere oriënteering der eruptiepunten en wel op een Noord-Zuid breuk, die door den geheelen top heenging. In den zuidelijken wand was deze breuk als een 5 — 10 cm breede open scheur te zien, die slechts een tiental meters naar beide zijden te vervolgen was, waar ze zich in smalle scheuren van 1-2 cm vertakte. Iets oostelijker toonen enkele oude,

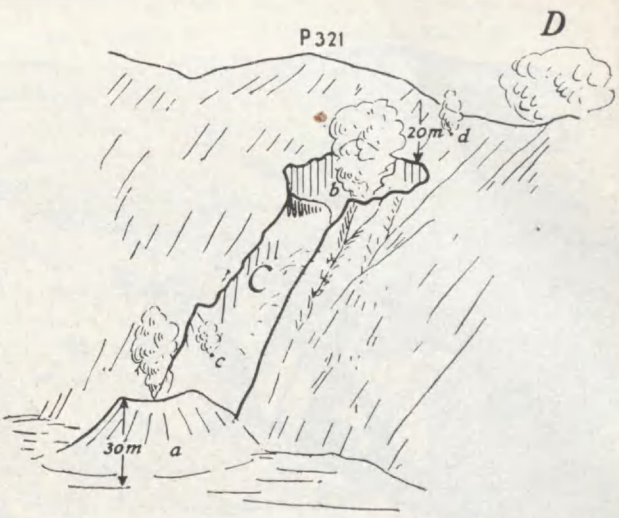


Fig. 5. Het eruptieveld C in den noordelijken kraterwand, gezien vanuit het Oosten op 12 Juli.

weer gedeeltelijk opgevulde 5 cm breede spleten, dat deze wand reeds eerder opengescheurd is geweest. De noordelijke kraterwand was zoowel op de binnen- als op de buitenzijde erg verwoest, doordat de gassen hier explosief ontweken zijn. Het nieuwe eruptieveld C was in den NW hoek van den Oostkrater ontstaan (fig. 5). Op deze plaats bevond zich voordien een groote puinkegel en een erosiegeul, terwijl de wand daar dichtbegroeid was en nergens fumarolen of solfataren een zwakke plek verrieden.

Door den oostenwind was de asch in groote hoeveelheden op den westelijken kraterrand afgezet. Daar lag de asch dan ook 20-30 cm en op de boomstronken 10-12 cm dik. Op den westelijken en zuidwestelijken kraterrand waren ook tal van steenen geworpen van vuistgrootte, maar ook enkele van 10 × 20 cm doorsnede, alle bestaande uit oude lava, met bruine ijzerhydroxydehoudende snoeren. Het pad naar de pilaar P. 321 op den noordelijken kraterrand was onbegaanbaar geworden, doordat tal van boomen en struiken door de dikke aschbedekking omgevallen waren. Bij den hoogen top, P. 321, waren de boomen geheel gebroken en ontbladerd.

De asch lag bij Goea Waled op de westhelling nog 5-10 cm, maar 30 m hooger plaatselijk reeds 25 cm dik; bij dessa Apoej, 5½ km van de eruptiepunten verwijderd 3-5 mm en in Argalingga 2-3 mm dik. Naar het ZW was niets gewaaid, zoodat een groot gedeelte van het pad naar boven (evenals op 26 Juni) aschvrij was.

Uit den krater, die Maandag 12 Juli meestal geheel gevuld was met aschwolken, kwamen telkens SO_2 dampen omhoog. Dit behoeft niet te beteekenen, dat de temperatuur plaatselijk hooger moet zijn geweest, want volgens Ing. A. F. W. F r e u s b e r g, kan SO_2 ontstaan wanneer zuurstof bij ca. 100° C, of daarboven, met elementair zwavel in aanraking komt. Telkens waren de eruptiepunten op den binnenwand, dus die van groep C, slechts even te zien. Sterke aschhoudende stoomwolken ontweken hier weer met het geluid van een zware branding, tot even boven den kraterrand. Dit explosiepunt C (fig. 5) is een in

N—Z richting langgerekt gat van ca. 200 m hoogte en 50 m breedte, met twee hoofdplekken, waar de witte stoomwolken ontweken. Beneden, 30 m boven den bodem, was een kegeltje ontstaan *a*, waaruit met sterk geraas dikke met asch beladen dampen ontweken. Een tweede plek met sterke rookvorming *b* bevond zich een 100 m onder den kraterrand. De bovenrand van dit gat lag slechts 20 m onder den kraterrand. Tusschen deze beide eruptiepunten *a* en *b* was een diepe kloof, waaruit wel veel damp ontweek, welke echter voor een deel van *a* afkomstig was. Even boven *a* was nog een duidelijke aparte fumarool *c*. Ook boven *b*, ongeveer 6 m onder den kraterrand was een zwakke fumarool in den binnenwand boven het explosieveld C. De rookwolk van dit eruptieveld C steeg 100-200 m omhoog en was o.a. op 10, 14 en 15 Juli vanaf den Tangkoeban Prahoe te zien.

In het noordelijke verlengde van het gat C bevond zich op de buitenhelling een eveneens langgerekt veld D (fig. 1) met verschillende explosiepunten op een smalle strook van 20-30 m breedte en 400 m lengte, die tot aan de hoogtelijn van ca. 2 830 m naar beneden reikte.

Dit eruptieveld D bestaat uit twee groepen. De onderste heeft twee, 28 × 15 m en 30 × 24,5 m groote trechters, *a* en *b* (fig. 6), met een zeer sterke gasontwikkeling, waaruit de dampen bloemkoolvormig te voorschijn kwamen, en een dubbelgat *c* met een zwakke fumarolenwerking. De bovenste groep had een plek *d* met een zeer sterke en daarboven *e* met een zwakkere stoomwerking. Van den kraterrand af kon deze onderscheiding niet gemaakt worden, omdat het geheele gat tijdens het bezoek op 12 Juli met dikke stoomwolken, vermengd met fijne asch, opgevuld was.

Tusschen de explosiegaten C en D vanaf de Lawang Gedeh en ten Westen van deze plek tot voorbij de triangulatiepaal P. 321 was het bosch geheel vernield. Alle boomen waren tot ca. 40 m ten Oosten van de explosiepunten geheel ontbladerd, takken van 5 cm dikte waren afgebroken, zoodat alleen boomstronken uit den met asch bedekten bodem te voorschijn kwamen. De schors was van de stammen afgescheurd, maar nergens was weer verbranding waarneembaar en onder de asch lagen groene boschbesbladeren, zoodat ook hier weer bleek, hoe laag de temperatuur der uitgeworpen stoffen was.

Behalve op deze Noord-Zuid scheur ontweken de gassen ook uit een scheur, die er scheef opstond. Hier kwamen zij de eerste dagen na de groote werking op twee plaatsen op ongeveer 2 830 m b.z. te voorschijn.

Op den 10den Juli zijn er bovendien eruptiewolken gezien op een nog veel lager gedeelte van de berghelling en wel 400 m onder den kraterrand en 200 m ten Oosten van het eruptieveld D (fig. 1). De werking in dit eruptieveld E heeft geduurd van 's morgens vroeg tot ongeveer 12 uur. Daarna was er nog eenige dagen fumarolenwerking. Nu zijn er alleen een paar groote zandige plekken, omgeven door kale boomstammen, overgebleven. Hier zijn de erupties uit een vele meters breede en meer dan 100 m lange spleet (N 163° O) gekomen, die nagenoeg evenwijdig met den kraterrand loopt. Bovendien bevindt zich deze spleet niet ver van de knik in de berghelling, die in de inleiding werd genoemd. Zonder twijfel is deze nieuwe open scheur ontstaan door verschuivingen tijdens de uitbarstingen en wel door verzakkingen van het topgedeelte.

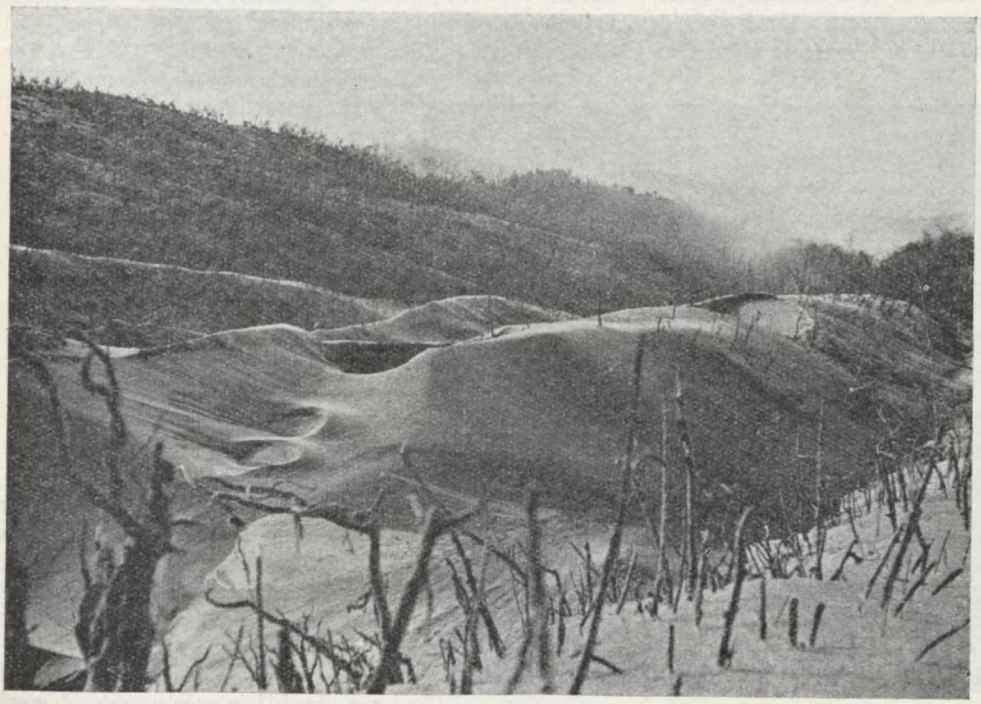


Fig. 6. Het onderste gedeelte van het eruptieveld D met de eruptiegaten *a* (rechts), *b* (midden) eu het dubbelgat *c* (links). 26 Juli 1937.

Foto Neumann van Padang.

Nu volgde gedurende tien dagen een zwakkere werking. Wel ontweken de gassen nog bloemkoolvormig en in groote hoeveelheden uit de velden C en D, maar opvallende erupties zijn niet waargenomen. Toch werden nog steeds groote hoeveelheden asch om de eruptiegaten afgezet, zoodat de aschlaag hier op sommige plekken wel 5 cm dik was. Telkens schoven gedeelten van deze afzettingen omlaag, waarbij de terreingeulen gevolgd werden, vaak 4-500 m ver. Een enkele keer bereikten de afschuivingen zelfs een afstand van 8-900 m onder het eruptieveld.

De uitbarsting van 21-23 Juli 1937.

Op 20 Juli is te Sadarehe om 8.15 uur een beving gevoeld. Woensdag, den 21sten Juli begon het eruptieveld C op de binnenzijde plotseling weer hevig te werken. 's Morgens om 7.32 ontstonden de eerste bloemkoolwolken van 3-400 m hoogte. Een half uur later werden echter reeds bloemkoolwolken van 1 000 en 1 200 m hoogte waargenomen. Groote hoeveelheden asch kwamen met de erupties mee omhoog en zijn ook toen door den oostenwind in westelijke richting gevoerd; ze hebben veel schade in de aldaar gelegen theetuinen veroorzaakt. De erupties bestonden niet uit korte afzonderlijke explosies, maar uit een langdurig uitstooten van de eruptiegassen met vorming van bloemkoolwolken. Om 8.04 werd de werking in C zwak en spoedig daarop ontweek de dampwolk op dezelfde wijze als gedurende de vorige dagen.

Om 8.35 begon C opnieuw te werken en zette dus een nieuwe eruptie in, die slechts 7 minuten tot 8.42 duurde. Een volgende eruptie was van 8.50 — 8.55, dan volgden met afwisselende sterkte erupties van 9.00 — 10.00, waarbij de wolken weer verschillende keeren tot 1 000 en 1 200 m hoogte werden uitgestooten (fig. 7). Men kan dus zeggen, dat de vulkaan dezen dag van 7.32 tot 10.00 verschillende keeren met korte tusschenpoozen plaatselijk flink heeft gewerkt. Eigenaardig genoeg bleef de werking op de buitenhelling normaal. Wel kwamen de gassen ook hier compact en met groote kracht uit de openingen te voorschijn, maar veel verschil met wat de vorige dagen te zien gaven, was er niet.

's Avonds om 23.13 begon echter plotseling het onderste gat *a* van veld D gedurende 5 minuten sterker te rooken. Om 23.21 vond in C weer een eruptie plaats van 300 m hoogte en spoedig daarop waren bloemkoolwolken van 800-1100 m hoogte te zien. Om 0.04 uur (22 Juli) was de eruptiewolk zelfs tot 1 800 m hoogte gestegen. In de duisternis van den nacht waren vanzelfsprekend de details minder duidelijk te zien. Van 1.02 af begon ook het onderste gat van D wat sterker te rooken en om 1.18 uur en 1.29 uur zijn hier bloemkoolwolken van 400 en 600 m hoogte gezien. Van dit moment af gaven de erupties in C en D, met eruptiewolken van 6-800 m hoogte, elkander niet in kracht toe.

In den morgen van den 22sten Juli werkte vooral de buitenhelling. Om 6.15 stegen de gassen uit de gaten *a* en *d* van D met groote kracht omhoog. Ze vereenigden zich tot een kolom van 1 000 m hoogte. Alles was van den waarnemingspost Gegerbeas bijzonder goed te zien, omdat de rook door den noordenwind werd weggeblazen. Dat tijdens deze sterke werking weer tal van afstortingen werden waargenomen, behoeft niet te verbazen. De mee uitgeworpen steenen veroorzaakten afschuivingen van de nieuwe aschafzettingen. Van 6.15 — 6.42 was de dampontwikkeling zwak, daarna kwamen de gassen weer met grooter kracht vooral uit D *a* te voorschijn. Om 8.45 kan men weer van een eruptie spreken, waarbij de gassen uit *a* en *d* tot 900 m hoogte werden uitgestooten, en dit ging zoo met schommelingen in de kracht van de werking door. Om 11.00 uur waren hier eruptiewolken van 1 200 m, om 12.40 zelfs van 1 400 m hoogte.

Terwijl nu de buitenhelling D hard werkte vertoonde het veld C weinig bijzonders. Tegen 18 uur draaide de wind, waardoor de eruptiewolk te zien was als een open pauwenstaart, van onder fantastisch rood belicht. Plotseling was om 18.35 een duidelijk gerommel te hooren. De zwarte eruptiewolken uit *a* en *d* van D stegen 200 m hoog, de aschafschuivingen waren tot 400 m ver benedenwaarts te vervolgen. Telkens weer is dit gerommel gehoord en wel van 18.35 uur af, tot den volgenden morgen 1.18 uur. Dit gerommel stond vermoedelijk met afstortingen in verband en was nu eens sterker, dan weer zwakker. In de vroege ochtenduren nam de kracht van de eruptie toe. Onder voortdurend gerommel stegen de rookwolken van 0.46—1.06 tot 6-800 m, om 1.07 zelfs 1 000 m hoog op. Om 1.24 was op den kraterrand ten Oosten van D *d* een vuur te zien, dat om 1.40 uur uitdoofde, maar van 1.43 — 1.46 uur weer opbrandde. Dit vuur was duidelijk als brand te herkennen, vermoedelijk van het droge gras nabij den kraterrand. Daar de vlam steeds op dezelfde plaats bleef, konden het geen gloeiende steenen zijn, want deze had men ook tijdens het opwerpen en afrollen moeten zien. De vlam leek grooter dan hij in werkelijkheid was, want tijdens het bezoek aan den kraterrand, drie dagen later, was op de plaats waar de vlam geweest

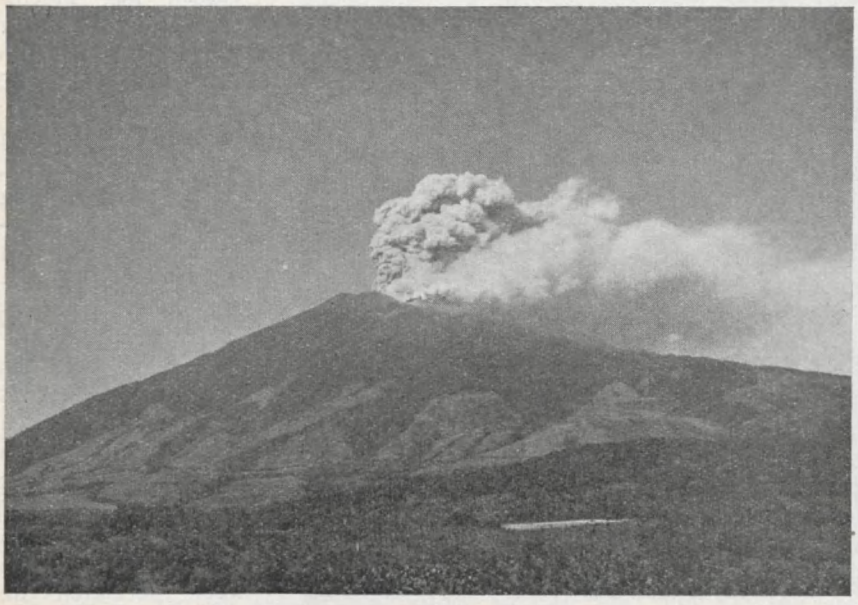


Fig. 7. Eruptiewolk van 1 000 m hoogte uit veld C ontwijkend op 21 Juli 9 uur, gezien vanaf den waarnemingspost Gegerbeas.
Foto Neumann van Padang.

moest zijn, geen der boomstammen verkoold, terwijl het verbrande gras door nieuwe asch bedekt was.

Toen de berg om 3.25, na ruim een uur achter wolken verscholen te zijn geweest, weer zichtbaar werd, was de werking zwak en om 4 uur (23 Juli) was de vulkaan uiterst rustig, vooral het eruptieveld D op de buitenhelling. Bij daglicht bleken de eruptiegaten *a*, *b* en *c* geheel uitgedoofd te zijn, terwijl uit *d* een zwakke dampzuil kwam. Later om 7.54 was *d* uitgedoofd, maar dampte *c* zwak. De binnenkrater C daarentegen werkte verder, eerst met eruptiewolken van 2-300 m, vanaf 8.20 weer met eruptiewolken van 6-700 m.

Plotseling, om 9.30 uur (23 Juli), zag men ook uit het oostelijke gedeelte van den krater tot 450 m hooge wolken opstijgen, waaruit volgt dat AB op den kraterbodem weer werkte. Dit moet ook reeds den vorigen dag het geval geweest zijn, want vanaf den Tangkoeban Prahoe zijn toen (22 Juli), evenals op 23 Juli, drie aparte zuilen gezien. Om 9.39 uur was deze werking vrij sterk met eruptiewolken van 700 m hoogte. Na 11.30 is de werking van A niet meer waargenomen.

Den geheelen 23sten Juli heeft C matig gewerkt, terwijl in het veld D de gaten *c* en *d* wat dampten. Afschuivingen van de aschafzettingen waren nog steeds waarneembaar, meestal in de richting I van de erosiegeul onder het eruptieveld D, maar vaak ook in de richting II van de scheeve scheur (fig. 8).

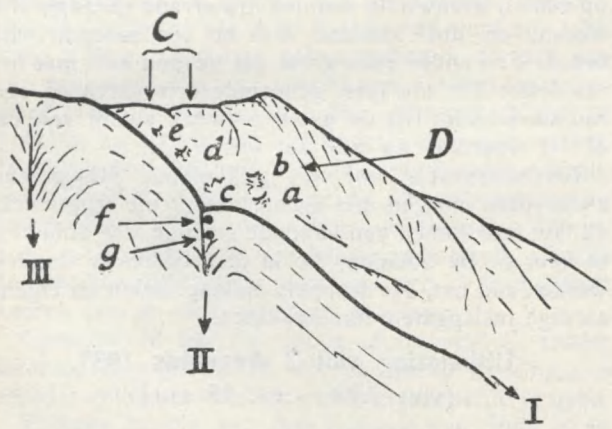


Fig. 8. De noordflank van den Tjerimai met eruptieveld D en de afstortingsbanen I, II en III, gezien vanuit Gegerbeas.

De uitbarstingen op 25 en 31 Juli 1937.

Op 25 Juli was de werking in alle gaten van de N-Z scheur D opgehouden. Sindsdien kwamen de gassen van 6.28 uur af op 2 plekken van de dwarsscheur op 2 830,3 m hoogte te voorschijn. Deze fumarolen kregen de nummers *f* en *g*. In het veld C was nog steeds een sterke gaswerking, waarbij de rookwolk over het algemeen niet hooger dan 500 m, een enkele keer nog tot 8-900 m, om 11.38 zelfs tot 1 500 m hoogte kwam.

Ook de volgende dagen tot het eind van de maand kwamen de gassen met wisselende sterkte uit het veld C te voorschijn. Meestal steeg de damp niet hooger dan tot 1-200 m, zoo nu en dan tot 550 m. Op de buitenhelling waren alleen de twee fumarolen *f* en *g* werkzaam. Afschuivingen hadden zoo goed als niet meer plaats.

Op 26 Juli is omstreeks 21.45 op tal van plaatsen om den berg een of tweemaal een beving gevoeld. Ik bevond mij toen op den oostelijken kraterrand en lag in mijn veldbed, dat Oost-West gericht was en in die richting schommelde. Een tweede maal was de schok weer Oost-West, hij duurde eenige seconden en was heviger dan de eerste. Het was toen 21.48 uur. Op den waarnemingspost Gegerbeas is de beving om 21.48 uur gedurende 15 seconden gevoeld in een richting N—Z.

De mantri M a s a r van het G. T. O. was toen in de tunnel te Paniis, op 22 m van den uitgang. Volgens zijn horloge was het 21.51 uur. De stempelramen bewogen zich in N—Z richting, de stoot was zwak.

A b i s a l o was in het bivak en hoorde omstreeks 21.30 een sterke knal, 5 minuten later volgde de zwakke knal uit de tunnel. Omstreeks 10 uur voelde hij een zwakke beving. Ook ir. W. v a n D a m was thuis en hoorde om 21.31 een sterke knal gevolgd door het klapperen van het slot op een blikken trommel, waaruit een O—W beweging werd afgeleid; 5 minuten later volgde de zwakke knal uit den tunnel.

De bevingen zijn ook te Linggadjati gevoeld en verder (om 21.45 uur) als twee korte, tamelijk hevige schokken te Sadarehe. Ook te Argalingga zijn deze twee schokken zwak gevoeld.

Den 31sten Juli begon de vulkaan om 0.09 uur in C te werken. Eerst hoorde men het gerommel van uitgeworpen en weer omlaag vallende steenen. De rook kwam als een dichte zwarte kolom omhoog. Deze werking duurde tot 0.15, dus 6 min. Om 3.20 volgde een tweede eruptie van 350 m hoogte, welke tot 3.40 duurde. Weer volgde een zeer zwakke gaswerking tot 6 uur, waarna ten derde male tot 8.30, dus gedurende $2\frac{1}{2}$ uur onophoudelijk 100-200 m hooge, licht- tot donkergrijze bloemkoolwolken opstegen. Negen malen was er een zwakke explosie in te bekennen. Intusschen was de gasontwikkeling in *f* en *g* zeer zwak.

Helaas was de top van 8.32 tot 15.25 achter de wolken verscholen. Toch heeft de vulkaan toen ook gewerkt, want toen de berg om 14.10 uur even zichtbaar werd, was er een flinke bloemkoolwolk op den top. Om 15.12 is er gedurende 1 minuut, 3 maal een knal gehoord en even daarop (15.14) steeg boven de wolken een ca. 1 200 m hooge rookzuil op. Deze werking was tot 16.10 te volgen, waarna de top weer achter wolken verdween, maar toen hij om 17.25 weer zichtbaar werd, was de werking nog in vollen gang. In de avonduren tot 's nachts 12 uur is voortdurend een zware donkere wolk boven den top waargenomen, zonder dat details te herkennen waren.

Regenval.

Het heeft in den omtrek tijdens de verhoogde werking in het geheel niet geregend. Te Argalingga is vanaf 18 Juni 's morgens 6 uur tot eind Juli geen regen meer gevallen, zoodat de vele asch, die sinds 24 Juni en vooral na 10 Juli boven de onderneming dwarrelde, niet tot regenval aanleiding heeft gegeven.

Ook te Sadarehe heeft het op 18 Juni opgehouden te regenen. Daarna is het droog geweest tot en met 29 Juni 's morgens 6 uur, dus in den tijd van de erupties. Van 29/30 Juni, van 1/2 Juli en van 2/3 Juli, dus toen de vulkaan rustig was, heeft het hier 3, 6 resp. 4 mm geregend. Maar daarna, ook op 10 Juli, toen er groote hoeveelheden asch in de lucht waren, is er tot het eind van de maand weer geen druppel water gevallen.

De vulkaantop.

Maandag den 26sten Juli werd een tocht naar den vulkaantop gemaakt. De oostelijke kraterrand zag er nu eveneens vuilgrijs uit, omdat de aschwolk ook eenige malen naar deze zijde was gewaaid. Op dezen rand lag nu een 5 mm dikke aschlaag. Steenen zijn hier niet waargenomen, in tegenstelling met den westelijken kraterrand, waar enkele vuistgroote steenen lagen, die dus 500-600 m ver van de eruptiepunten terecht zijn gekomen. Van den kraterbodem was eerst niets te zien, omdat dampen het uitzicht benamen. In eruptieveld C kwamen de gassen even krachtig te voorschijn, als uit de pijp van de Kaw. Kamodjang. Soms leek het geluid op dat van een trein die door een tunnel jaagt. Ook hoorde men het knetterende geluid van vallende steenen.

De plantengroei van den oostwand was tot nabij den kraterbodem nog aanwezig. Wel was er op het terras nu veel meer asch afgezet.

Toen de kraterbodem vrij kwam, bleken de eruptiegaten A en B veranderd te zijn, zoodat de werking van 22 en 23 Juli inderdaad in AB heeft plaats gevonden. A was weer wat grooter en bevatte een rond, met water gevuld gat van ca. 20 m doorsnede. Dit gat was dus gekomen in de plaats van de twee vroegere plassen. De kleine gaten ten Oosten er van waren verdwenen onder de asch, die van het Noorden uit eruptieveld C omlaag is gekomen. De beide trechters in B waren nog aanwezig, maar er steeg nu geen damp uit op.

Opvallend waren de natte plekken op den rug tusschen de beide groote kraters en op den zuidelijken en westelijken wand van den Westkrater.

In eruptieveld C was de onderste trechter *a* veel grooter geworden. De opening had nu zeker een doorsnede van 50-60 m, terwijl de wal lager was geworden. Slechts een weinig damp kwam hier te voorschijn. Het groote gat *b* boven het midden (fig. 5 en 9) vertoonde slechts een kleine dampwolk, die van den noordelijken rand opsteeg. Zeer sterk was de gasontwikkeling in de punten *e*, *f* en *d*, waar met asch beladen stoom uit kleine 1-2 m groote openingen in den wand te voorschijn kwam. Vooral in *f* werden de gassen met groote kracht zijwaarts uitgeblazen.

Het eruptieveld D op de buitenhelling was geheel uitgedoofd (fig. 6). Men kon de eruptiegaten goed naderen. De boomstammen stonden tot vlak bij den rand van de trechters, zoodat hier weer uit de afwezigheid van verbranding blijkt, dat de temperatuur der uitgeworpen producten laag was. Trouwens men vond op 20 m van de gaten verwijderd, onder de asch nog droog gras en edelweissbloemetjes zonder

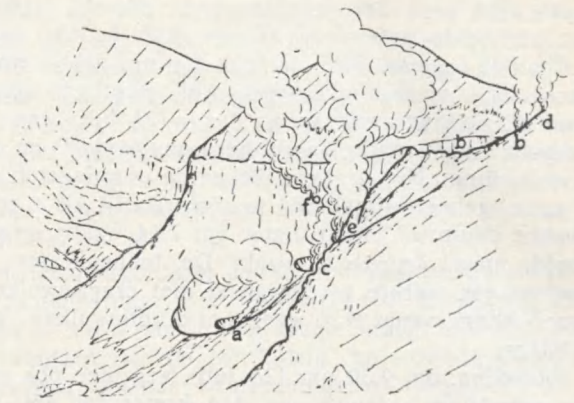


Fig. 9. Het eruptieveld C op 26 Juli.

de minste verbrandingsverschijnselen. De boomen waren echter wel tot 40-100 m links en rechts van de eruptiegaten vernield; ten gevolge van de heerschende windrichting, naar het Westen veel verder dan naar het Oosten.

Bij het bezoek aan den zuidelijken en westelijken kraterrand op 27 Juli bleek, dat er in versterkte mate waterdamp uit den westelijken krater ontweek. Niet alleen waren de vroegere solfatarenvelden als groote natte plekken te zien, maar bovendien waren er in den breeden ZW rand van den krater drie kleine gaten van 20-30 cm, die op ca 8 m onderlingen afstand op een rij evenwijdig aan den kraterrand gerangschikt waren, en dus ontstaan zijn op een concentrische breuk. Een ander even groot gat bevond zich met het middelste der zoo juist genoemde drie gaten op een radiale scheur. Uit de gaten ontweek stoom van ca. 40° C, waardoor de rand nat was.

Een stoomwolk met veel prikkelende SO_2 gassen kwam dien morgen met groote kracht uit eruptieveld C. Het neerkomen van vallende steenen was duidelijk te hooren. De boomen, die in de stoomwolk stonden werden zoo nat, dat druppels omlaag vielen en eigenaardige inslaggaten veroorzaakten.

Uitbarsting van 2 Augustus 1937 (van 7.28 — ca. 18 uur).

Op 1 Augustus kwamen de gassen nu eens als een 100 m boven den kraterrand uitstekende dikke bloemkoolwolk, dan weer als een dunne rookwolk, uit het eruptieveld C te voorschijn. Het eruptieveld D vertoonde met uitzondering van de twee zwakke fumarolen *f* en *g*, geen werking. Deze fumarolen waren zoo nu en dan zoo zwak, dat zij — zooals b.v. na 7.28 uur tot den volgenden morgen 6 uur — zoo goed als geen stoom ontwikkelden.

Op den 2den Augustus om 7 uur 's morgens was er weer een 350 m hooge eruptiewolk in C te zien en om 7.28 één van 550 m. De werking werd langzamerhand sterker en om 8.30 waren er 950 m, om 9 uur 800 m hooge eruptiewolken. Na de explosies van 9.19 en 9.20 uur, waarbij de wolk met kracht tot 400 en 460 m hoogte uitgestooten werd, steeg deze spoedig tot 1100 m hoogte op.

Ofschoon de berg om 9.24 achter de wolken schuil ging, was de werking toch nog waar te nemen, doordat de aschwolken boven de regenwolken uitkwamen

en omdat om 9.28 uur het gerommel van vallende steenen te hooren was. De hoogte der erupties was nu niet meer nauwkeurig na te gaan, maar vaak werd de 1 200 m bereikt.

Om 15.15 werd de eruptiewolk met kracht tot 800 m hoogte uitgestooten om dan naar het ZW af te drijven. Ook *f* en *g* op de dwarsspleet van veld D waren weer duidelijker. Na 16.30 nam de werking af, maar om 17 uur was er weer een wolk van 700 m hoogte, zoo ook om 17.08 uur. Om 20.20 was de werking uiterst zwak. Wel waren de verschijnselen om 21.25 uur iets sterker, om daarna echter weer te verminderen.

Den 3den Augustus kwamen uit veld C den geheelen dag dampwolken, die wel voortdurend bloemkoolvormig tot 100 m boven den krater opstegen, maar niet meer tot de erupties werden gerekend. Ook *f* en *g* in D hadden een dikke rookpluim, terwijl een dunne wolk blijkbaar uit AB ontweek.

Uitbarsting van D op 4 en 5 Augustus 1937.

Den 4den Augustus begon een sterke eruptieve werking in *f* en *g* van D. De vorige dagen was de dampwolk reeds dikker geweest, maar toen de vulkaan om 5.50 goed zichtbaar werd, kwamen de gassen bloemkoolvormig naar buiten, zooals dat voordien bij *a* van groep D het geval was, zoodat men met recht kan zeggen niet met fumarolen, maar met een eruptieve werking te doen te hebben. Intusschen was de werking bij C zwak. Van 20.20 uur tot 20.25 was er een gerommel te hooren van afstortende massa's. Ook in den nacht van 4 op 5 Augustus werd om 1.20, 1.31, 2.30 en 2.50 een geluid gehoord, als dat van een naderend vliegtuig, terwijl een donkere rook opsteeg. Toen het weer licht was geworden, bleek de werking nog steeds van de punten *f* en *g* te stammen. Tusschen 8.39 en 9.04 was de ontwijkende gaswolk met „donderend lawaai" op de waarnemingspost te hooren. Haar hoogte was echter niet meer dan 100 m. Tot 11 uur ontweken nog bloemkoolwolken, waarna de werking geleidelijk minder werd. Verschillende keeren zijn er aardstortingen geweest.

Opmerkelijk was de rust in eruptieveld C, zoodat weer op te merken viel, dat bij sterke werking van een der velden het andere niet mee behoefde te doen.

Volgens bericht van den Koewoe van Seda is op 7 Augustus om 9 uur verhoogde werking waargenomen, zoowel in den binnen- als in den buitenkrater. Een doffe knal (boem) werd toen gehoord, begeleid door een korte aardbeving, die 2 seconden duurde. Te Soekamana (Tji Boentoe) zijn om 9 uur een harde en om 16.30 een zwakke stoot gevoeld. Noch op den waarnemingspost te Gegerbeas, noch te Mandirantjan werd hiervan iets gevoeld, terwijl ook van verhoogde werking niets werd waargenomen. Op 10 Augustus werd een aardbeving gevoeld te Soekamana, Linggadjati en Mandirantjan, en wel om 14 uur.

De Tjerimai is van 6 tot en met 22 Augustus zeer rustig geweest. Slechts een heel zwakke en dunne dampzuil steeg uit het eruptieveld C en ook uit de beide fumarolen *f* en *g* van eruptieveld D op. Op de buitenhelling kwam alleen witte stoom te voorschijn. Op 7 Augustus was er 's morgens om 6.57 in C een kleine bloemkoolwolk, die echter niet hooger dan 50 m boven den kraterrand opsteeg.

De eruptie op 23 Augustus.

Alleen in den morgen van 23 Augustus was de rookontwikkeling in den binnenkrater C weer sterk. Bloemkoolwolken stegen hier van 6 tot 7 uur met onderbrekingen op. Daarna was de gasontwikkeling weer zwak, en om 17.20 waren er zelfs in het geheel geen dampen in den krater zichtbaar. Ook den 26sten Augustus was de dampontwikkeling van C en die van *f-g* in D, van 5.45 tot 8.40 sterk, ofschoon men hier nog niet van een eruptie behoeft te spreken.

Van 29 t/m 31 Augustus zag men de witte damp vaak langs den oostelijken kraterrand opstijgen. Vermoedelijk was deze door den wind van C daarheen gewaaid, en heeft er in AB geen stoomvorming plaats gevonden. Zoo nu en dan waren op de westhelling stofwolken te zien, doordat de asch er opwoei.

Tijdens het bezoek van mantri Marhassan op 13 en 14 Augustus ontweek er zeer veel witte damp uit het groote gat *b* van veld C. Dit gat en ook de trechter *a* waren grooter geworden; in den vlakken bodem bevonden zich vier fumarolen, waarvan er twee zeer krachtig waren.

De gaten in eruptieveld D waren met uitzondering van *a* en *b* nauwelijks meer te herkennen, doordat ze bedekt waren met asch. Alleen uit *f* en *g* op de dwarsspleet ontweken met veel zwaveldamp vermengde gassen. De beide fumarolen kwamen uit één gat.

Een sterke dampontwikkeling was op de scheidingswal tusschen den grooten Oost- en Westkrater te zien; bovendien waren daar nog steeds groote natte vlekken.

In den Westkrater was de dampontwikkeling in den Goea Djamdjam sterk, terwijl de omgeving daar ook nat was.

Erupties van 17, 18, 24, 25, 26, 29 en 30 September.

Vrijdag 17 September kwam er van 0.10 uur af reeds veel damp uit den krater, maar eerst om 3.50 uur begon de vulkaan weer te werken met zwaar gerommel en verschillende erupties van 800-1000 m, die in den krater plaats vonden.

Toen de top om 5.43 duidelijk zichtbaar werd, bleken de wolken uit het midden van den krater te komen, dus uit A en B, terwijl de werking in C zwak was. Van 6.20 tot 7.20 werden de erupties ook van den Tangkoeban Prahoe gezien.

Om 7.47 verdween de top achter de wolken. Om 8.20 was de werking wat zwakker, ofschoon er nog steeds veel damp opsteeg.

Na 7.42 werd geen gerommel meer gehoord. Gedurende een uur steeg op 18 September uit C van 7.45 uur af een sterke dampwolk op. Om 9.45 was de werking alweer zwak geworden.

Van 19 tot 24 September was de dampontwikkeling zwakker of sterker, terwijl door de windwerking soms de indruk gekregen werd, dat de dampen uit den Westkrater opstegen. Maar op 24 September kwamen om 9.30 uur de dampen zóó sterk en zóó snel uit C te voorschijn, en waren zij zóó compact, dat men weer van een verhoogde werking kan spreken. Daar de top reeds om 9.20 uur voor den waarnemingspost te Ge-

gerbeas achter de wolken was verdwenen, heeft men aldaar hiervan niets kunnen zien; de waarneming werd door D j a t h i k o e s o e m o verricht op zijn tocht van Linggadjati naar Paniis. Ook den volgenden dag om 17.03 uur was de rookontwikkeling sterk, zoodat men van een eruptie kan spreken.

De solfatarenwerking van *f* en *g*, groep D, over het algemeen zwak, was op 22 September sterk toegenomen, evenals op 25 September van 8 tot 15.20 uur.

Een sterke bloemkoolvormige dampontwikkeling, die op een zwakke eruptieve werking duidt, kan gemeld worden van 26 September van 17 uur tot 18.10 uur, waarna de top achter wolken verdween, van 29 September van 11.28 uur tot 18 uur en van 30 September, toen de top om 16.58 uur vrij kwam en C sterk rookte, met wolken van 2-300 m hoogte.

De toestand van den krater in September.

M a r h a s s a n heeft op 9 en 10 September den vulkaantop weer bezocht.

In den krater was het rustig. Het eruptiegat A (fig. 4) was bijna gevuld met asch, die voornamelijk van de noordzijde er in gespoeld was.

In B waren nog twee trechters aanwezig, waarvan de oostelijke weer water bevatte. Ten Oosten van dit eruptiegat bevonden zich twee natte plekken, met witte en lichtgroene sublimatieproducten.

Ook op den scheidingsrug tusschen Oost- en Westkrater bevonden zich zulke natte plekken met slechts zwakke dampontwikkeling, veel zwakker dan tijdens de verkenning van 13 Augustus. Ook hier waren op verschillende plaatsen sublimatieproducten afgezet van witte en lichtgroene kleur. De dampontwikkeling van den Goea Djamdjam en die van het fumarolenveld op de ZW helling was evenals op 13 Augustus sterk en ook hier waren sublimatieproducten.

Tijdens de verkenning van den top op 21 en 22 September door den hoofdmantri D j a t h i k o e s o e m o, bleek midden in den krater A een sterke, recht opstijgende blazer uit een spleetvormig gat in een trechter te ontwijken. Bij de uitmonding was zwavel afgezet. De trechter was droog, maar men kon zien, dat er voordien water in gestaan had.

In B waren twee blazers. De westelijke kwam uit een flauw gebogen nat uitziende kom, zonder gat en zonder zwavelafzetting. De oostelijke blazer daarentegen kwam uit een met zwavel bedekt gat, dat op dat van A leek, terwijl de omgeving droog was. De drie blazers lagen op één lijn.

In het onderste eruptiekegeltje *a* van eruptieveld C kwamen op 9 September drie even groote fumarolen uit den bodem te voorschijn. Ook hier waren sublimatieproducten.

Uit het punt *c* kwam op 21 September een kleine dampwolk en den volgenden dag véél damp te voorschijn, terwijl de bodem met witte zouten bedekt was.

Uit het groote gat *b* ontweek een flinke dampzuil als een blazer, zoodat het geluid van de ontwijkende gassen op den kraterrand te hooren was. Bovendien waren er nog twee andere zwakkere fumarolen aan de westzijde. De werking was hier op 10 September zwakker dan op 13 Augustus, maar op 22 September ontweek er met veel geraas een sterke blazer.

Blijkbaar tengevolge van regens was de asch, die het veld D bedekte, op 9 September reeds tamelijk vast geworden. Alleen vanaf 50 m van de velden *f* en *g* was de asch nog los. Deze met twee letters genoemde plekken bestaan in werkelijkheid uit 9 gaten, drie groote van ca. 15 m en 6 kleintjes. Het groote gat 8 was zonder damp. Uit het groote gat 5 kwam de damp sterk, uit 1, 2, 3, 4, 6 en 7 slechts zwak te voorschijn. Ook hier was de omgeving door zwavelafzettingen lichtgroen gekleurd. Op 22 September was de dampontwikkeling er sterk.

De barst in den zuidelijken kraterrand was op 10 September nog onveranderd. Ook de kleine gaten met fumarolen op den ZW rand hadden evenals vroeger een temperatuur van 40-50° C.

Vergelijking met de werking van den Papandajan in de jaren 1923—'25.

Ten einde zich een voorstelling te kunnen maken van het verloop van de uitbarsting van den Tjerimai en de eventueele schadelijke gevolgen voor de omgeving, moet men nagaan wat er bij andere vulkanen is gebeurd, waar zich gelijksoortige verschijnselen voordeden. Dit is het geval bij den Papandajan.

In de jaren 1923, 1924 en in het begin van 1925 zijn hier 18 erupties geweest van sterk uiteenloopende hevigheid. De uitbarstingen vonden plaats in het zuidelijk gedeelte van den grooten hoefijzervormigen krater en vormden de Kawah Baroe, in een terrein, waar te voren elk spoor van vulkanische werking had ontbroken en waar een dicht Vacciniumwoud groeide. Dit komt dus geheel overeen met wat er op 24 Juni 1937 op den Tjerimai is geschied. Ook daar vonden de eerste erupties plaats op den begroeiden bodem van een krater zonder de minste vulkanische werking.

Begin 1925 verplaatste zich het centrum van activiteit van den Papandajan naar den ZW rand nabij den G. Nangklak, op ca. 375 m afstand van het vorige eruptiepunt. Ook bij de Tjerimai hebben wij een verplaatsing gehad van de eruptieve werking en wel van het midden van den krater naar den noordwand.

De eerste teekenen van verhoogde activiteit bij den Papandajan werden op 11 Maart 1923 opgemerkt, toen de bevolking van Tjisoeroepan door een hevigen knal, voorafgegaan door een korten lichten aardschok werd opgeschrikt. Kampongbewoners hebben toen in den krater niets kunnen ontdekken, maar in Mei vond personeel van het Vulkanologisch Onderzoek hier midden in het bosch bezuiden de Kawah Mas over een uitgestrektheid van een hectare de vegetatie verwoest en gedeeltelijk onder modder en puin bedolven. Binnen een straal van 50 m werden een zevental kratertjes aangetroffen, n.l. 6 kleinere met een doorsnede van 4 tot 6 m en een diepte van 3 tot 4 m, en één grootere van 20 m doorsnede en eveneens 3-4 m diepte. De laatste was gevuld met warm water van 55° C, waaruit gasbellen opstegen. We hebben hier dus weer vergelijkingspunten met de eruptiegaten van den Tjerimai. Ook hier lagen enkele eruptiegaten bij elkander en waren de gaten klein.

De trechters in A, B en D hadden immers doorsneden van 10-30 m en een diepte van 3 tot 4 m,

terwijl ook hier enkele daarvan met water gevuld waren.

Het uitgeworpen materiaal bij de erupties van den Tjerimai bestaat uit verbrokkelde en verpoeierde, ten deele verweerde, zwavelhoudende andesiet en brokstukken van plagioklaas, augiet, hyperstheen en magnetiet-kristallen, dus kraterbodemgruis, waaruit ook de eruptieproducten van den Papandajan bestonden. Bij beide vulkanen was de plantengroei in de omgeving geheel vernield en waren takken en bladeren van de stammen gerukt, maar nergens vond men er verbranding of verkoling. De erupties duurden bij den Papandajan evenals bij den Tjerimai soms heel kort, niet meer dan een kwartier, waarna men de gaten kon naderen. Toch was dit onderzoek niet zonder gevaar, want plotseling, zonder voorafgaande teekenen, volgde vaak de verhoogde werking, zooals dat bij den Tjerimai het geval was. Bij den Papandajan werd op 15 December 1924 's avonds gemeld, dat de toestand in den geheelen krater uitermate rustig was. In den vroegen morgen van den volgenden dag werd de waarnemer echter opgeschrikt door gerommel en geknetter, zoo hevig als nog nooit bij de vorige uitbarstingen was gehoord. Op het bivak, 74 m hooger en 260 m ten ZW van het centrum van de Kawah Baroe gelegen, vielen enkele kleine tot vuistgroote steenen. De zwarte eruptiezuil was toen 1½ km hoog.

Den 15den Januari 1925 nam de werking van een solfataar van de Kawah Nangklak zoodanig toe, dat het gebrul der uitstroomende gassen tot in het bivak werd gehoord en men reeds van een kleine eruptie kon spreken. Binnen twee dagen was de omgeving met een eenige decimeters dikke modderlaag bedekt. De doorsnede van het eruptiegat was 2 m, de grootte der uitgeworpen steenen vaak een decimeter. Op 20 Februari bereikte de temperatuur haar maximum, n.l. 162° C. We hebben hier een maatstaf voor de temperaturen, die tijdens de werking van den Tjerimai kunnen hebben geheerscht.

De vorige uitbarsting van den Papandajan in 1772, dus ongeveer 150 jaren voordien, was katastrofaal. Ook deze lange rustperiode is met die van den Tjerimai vergelijkbaar. Wat er in 1772 precies gebeurd is, is niet goed bekend. Wel weet men, dat bijna 3 000 menschen gedood en ongeveer 40 kampongs vernield zijn.

Mohr, die een jaar na de uitbarsting een beschrijving gaf in de Verhandelingen der Hollandsche Mij. van Wetenschappen te Haarlem, zegt, dat een groot gedeelte van de vulkaanhelling met kampong en al verzonken was. Hoe fantastisch dit verhaal ook moge zijn, er is iets waars in, wanneer men bedenkt, dat hij tot uitdrukking bracht, dat de noordelijke kraterwand toen inderdaad is ingestort. Veel slechter waren de verklaringen van Junghuhn, die een groot gedeelte van den berg in de lucht laat springen (1853, p. 114) en Verbeek, die veronderstelde, dat het noordoostelijke gedeelte van den vulkaan onder een puinstroom van versche lava bedolven werd.

Hij dacht n.l., dat na het opstijgen van gloeiendvloeibare lava, de noordzijde van den kraterwal bezweken was en een steenlawine, gevolgd door een lavastroom, langs de noordhelling was afgedaald.

Daar echter nimmer eenige lava van 1772 is gevonden, heeft Taverne (1926, p. 82) dan ook terecht de verklaring van Verbeek, dat een opdringende lavastroom den noordelijken kraterwand heeft doorgedrukt, verworpen.

Dat gloedwolken de omgeving zouden hebben vernield is niet mogelijk, want voor het ontstaan daarvan is een taaivloeibare lava noodig, welker afwezigheid juist opvalt. Ook de lage temperatuur van een gedeelte der afstortende massa's is daarmee in strijd. Zoo zijn twee Javanen, die reeds onder de aarde bedolven waren, nog in leven gebleven.

Toen ik in 1929 een excursiegids over den Papandajan voor het Fourth Pacific Science Congress moest schrijven, heb ik de meening geuit, dat de uitbarsting van 1772 niet belangrijker behoeft geweest te zijn dan die van 1923-25. De werking moet toen echter in den noordwand hebben plaats gevonden, die door solfatarenwerking ondermijnd en door vulkanotektonische breuken verder verzwakt was. Betrekkelijk kleine erupties kunnen dezen wand daarom reeds hebben doen instorten, waarna de kraterinhoud, die uit een zwavelmoddermeer bestond, met het puin der instortende wanddeelen zich met groote snelheid langs de ravijnen omlaag bewoog.

De lawine heeft toen een terrein van maximaal 10 km lengte en 6 km breedte vernield. Daar nu bij den Tjerimai de uitbarsting in den noordwand heeft plaats gevonden, en deze wand op verschillende plaatsen tot 400 m onder den kraterrand gescheurd is, kan dit gedeelte bij de verdere werking eveneens omlaag komen en zich als een lawine over het voorland verspreiden. Welke afstand zal worden afgelegd moet door vergelijking met andere gevallen worden bepaald. In fig. 10 zijn over elkander de profiellijnen van den Tjerimai, den Merapi en den Papandajan aangegeven. Daaruit ziet men, dat de helling van den Merapi boven iets steiler is dan die van den Tjerimai, maar dat de voet van den Merapi eerder vlak wordt. De Papandajan heeft daarentegen een veel zwakkere helling. Afstortingen van den top hebben daarom bij den Tjerimai een veel grooter arbeidsvermogen, zoodat de afstortingslawinen van dezen berg daarom verder kunnen komen dan bij de beide andere. Daar tegenover staat echter, dat bij den Papandajan een vrijkomend kratermeer de afstortende massa's nog voortgestuwd heeft, terwijl de gloedwolklawinen van den Merapi door de groote hitte der vrijkomende gassen buitengewoon bewegelijk waren. Wanneer we nu bedenken, dat de gloedwolken bij den Merapi over het algemeen niet verder zijn gekomen dan tot 8 km en alleen in het Blongkengravijn een afstand van 12 km werd afgelegd, en dat het puin van den Papandajan hoogstens 10 km ver is gekomen, dan mag men aannemen, dat de lawine bij groote afstortingen van den wand van den Tjerimai 8 km, misschien zelfs 9 km ver zal komen. Gelukkig ligt de kamponggordel op 9½ en 10 km afstand, terwijl vele desa's bovendien nog achter een heuveltje gebouwd zijn. Slechts de desa Tjiboentoe en een deel van Seda liggen minder gunstig. In fig. 11 is de terreinstrook aangegeven, die door afstortingen vernield zou

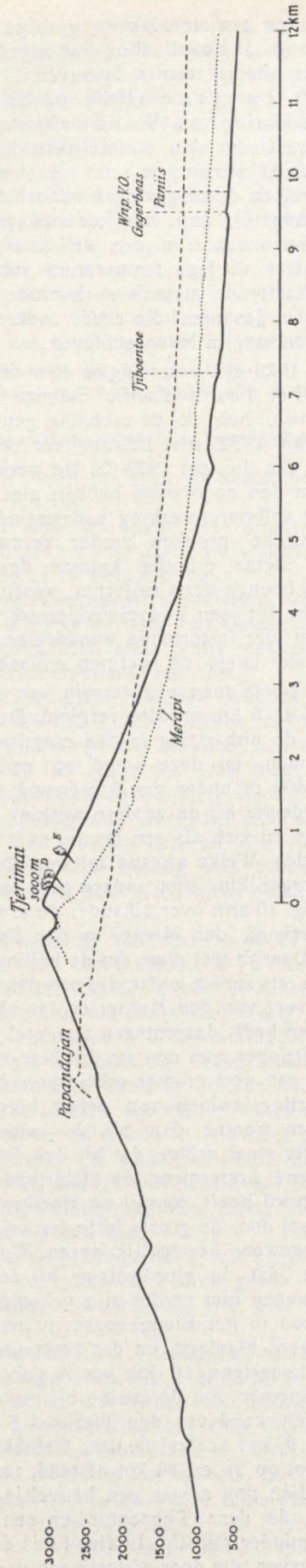


Fig. 10. Dwarsprofiel van den Tjerimai vergeleken met dat van den Papandajan en den Merapi.

kunnen worden. Het spreekt vanzelf, dat de afmetingen van de door vulkanische erupties vernielde terreinen geheel afhankelijk zijn van de hevigheid van de uitbarsting en in dit bijzondere geval, van de grootte van de tegelijkertijd omlaagkomende deelen van den bergwand.

Bij het trekken van de grens werd echter rekening gehouden met zeer groote afstortingen, waarbij belangrijke deelen van den kraterwand plotseling naar omlaag zouden komen. Brokkelt de kraterrand met kleine stukken af, dan zal mogelijk ook Tjiboentoe niet bereikt worden.

Door streepjeslijnen met pijlpunten is de richting aangegeven, welke de afstortingen zullen volgen, en door zwarte getrokken pijlen, hoe en waar de bevolking veiliger oorden kan vinden.

Teneinde de bevolking en het Binnenlandsch Bestuur zoo spoedig mogelijk bij uitbarstingen te kunnen waarschuwen, is op de NO voet van den vulkaan op 9 km van den top bij de desa Paniis, op een 50 m hoogen heuvel een eenvoudige waarnemingspost opgericht. Van deze plaats, die buiten de gevaarlijke terreinstrook ligt, heeft men een goed uitzicht op den top, op de eruptievelden D en E en op het grootste gedeelte van het terrein, dat vernield kan worden, zoodat men bij helder weer de afstortingen goed kan volgen. Door middel van een veldtelefoon, welke door tusschenkomst van den Resident van Cheribon, den heer W. A. van der Cappellen, door de Genie is aangelegd, heeft men verbinding met het groote telefoonnet.

Beschouwingen over de oorzaak van de uitbarsting.

Interessant en ook belangrijk, maar minder eenvoudig te beantwoorden, is de vraag hoe de erupties zijn ontstaan. De erupties in de Kawah Baroe en de Kawah Nangklak van den Papandajan hield Taverne voor stoomerupties, eenerzijds veroorzaakt doordat grondwater was doorgedrongen tot de warmteharrd onder den kraterbodem, anderzijds doordat het magma een verhoogde activiteit vertoonde en hooger was gestegen dan vóór de uitbarsting. Dit laatste feit, nl. dat het magma gestegen zou zijn, deed bij Taverne in 1926 de vraag rijzen, of de secundair eruptieve werking van den Papandajan in 1924 de voorbode kon zijn van een uitbarsting op grootere schaal in de toekomst.

We leven nu in 1937, dus 12 tot 13 jaren later en de Papandajan is nog altijd rustig, zoodat het vermoeden, dat het magma zou zijn gestegen nog niet door de te verwachten uitbarsting is gestaafd.

Erupties zooals de Tjerimai thans vertoont, waarbij dus geen versche lava of versch lavagruis wordt uitgestooten en waarbij de temperaturen zeer laag zijn, kunnen, zooals Taverne reeds deed, verklaard worden:

1. Doordat oppervlaktewater, dus grondwater of rivier- resp. zeewater plotseling langs breuken in aardlagen komt, die door het magma hoog verhit zijn;
2. Doordat het magma snel stijgt tot in de grondwatermassa, waardoor deze in stoom omgezet, explosief ontwijkt.

In de beide hier genoemde gevallen moet het

Fig. 11. Overzichtskaart van den Tjerimai.

samenkomen van water met zeer heete aardlagen of magma plotseling geschieden. Daar water gemakkelijk verdampt, zal het niet kunnen binnendringen in aardlagen met een temperatuur, die veel hooger is dan 100° C, hetzij dan langs plotseling ontstane spleten.

3. Verder kunnen de erupties ontstaan doordat het magma, althans het hoogste gedeelte in de magmazuil, actief wordt door veranderingen in de massa zelve.

Wat is er nu bij den Tjerimai gebeurd?

Een typisch voorbeeld van een uitbarsting, waarbij oppervlaktewater in aanraking is gekomen met door magma sterk verhitte lagen in den ondergrond, heeft Dr. Ch. E. Stehn (1934) van de Soeoh vlakte in Zuid-Sumatra beschreven. Toen zijn de erupties op 10 Juli 1933 begonnen, 14 dagen na een katastrofale tektonische beving, die groote verschuivingen in Zuid-Sumatra heeft veroorzaakt. Daardoor waren geweldige scheuren in den bodem ontstaan, waarlangs het water van de Semangka rivier naar de diepte kon doordringen en in aanraking komen met de heete aardlagen, die zich dicht bij de oppervlakte bevonden, hetgeen bleek uit het voorkomen van warme bronnen, waar het water een temperatuur had van 97° en 98° C.

De uitbarsting van den Tjerimai daarentegen begon op 24 Juni zonder dat het vulkaanlichaam voordien door aardbevingen geteisterd is geweest. Bovendien vonden de erupties in den drogen tijd plaats, toen het in de omgeving reeds dagen lang niet geregend had. Ook de erupties van 27 Juni en eveneens de laatste eruptieperiode vanaf 10 Juli vielen in den drogen tijd. Het heeft dus noch vóór, noch tijdens de uitbarstingen geregend. Daartegenover staat echter, dat we voordien een bijzonder langdurige en hevige regenperiode hebben gehad, zoodat het vulkaanlichaam in dien tijd veel water kan hebben opgenomen. Dat dit het geval was, blijkt wel uit het feit, dat in de eruptietrechters op den kraterbodem steeds weer waterplassen ontstonden. De spleten, die noodig zijn om dit water met het heete gesteente in aanraking te brengen zijn voorhanden, want de eruptiegaten in den kraterbodem waren op een Oost-West lijn gelegen, dus op een breukvlak in de lengterichting van den dubbelkrater, terwijl de erupties van Juli en Augustus op een Noord-Zuid gericht breukvlak plaats vonden.

Sterke aardbevingen zijn er echter in de omgeving van den Tjerimai kort voor de uitbarsting niet geweest. Toen de eerste stoot gevoeld werd, was ook de uitbarsting reeds gaande, zoodat deze beving eerder een gevolg was van de uitbarsting dan omgekeerd.

Mogen we dus uit de aanwezigheid van breuken en uit het voorhanden zijn van veel water, gevoegelijk aannemen, dat oppervlakte-water bij deze explosies een rol heeft gespeeld, *met tamelijk groote zekerheid mag men aan den anderen kant beweren, dat dit water niet de oorzaak van de uitbarsting is geweest.*

Bij de uitbarsting van den Papandajan meende Taverne verder, dat het magma in het vulkaanlichaam opgestegen was. Nu is bij de uitbarsting van den Papandajan en evenmin bij die van den Tjerimai versche lava bekend geworden, niettegenstaande de werking bij den Papandajan twee jaren, bij den Tjerimai reeds vele maanden heeft geduurd en in beide gevallen de werking soms hevig is geweest, met erupties van meer dan 1 000 m hoogte. Hoe moeten we ons nu voorstellen, dat het magma in den ondergrond gestegen is.

Bij de actieve vulkanen, dus ook bij den Tjerimai, vindt men in de kraterpijp het bovenste gedeelte van de magmazuil. Is deze magmazuil dunvloeibaar, dan kan de lava langs spleten in het dak omhoog geperst worden. Maar dunvloeibare lava is bij deze oude vulkanen, waarvan men nauwelijks uitbarstingen kent, niet te verwachten.

Trouwens wanneer een dunvloeibare lava was opgestegen en explosief een gedeelte van de kraterpijpvulling zou hebben verwijderd en daardoor den druk op den ondergrond zou hebben verminderd, dan zal onmiddellijk meer lava volgen, en al ras een echte magmaeruptie ontstaan.

Is de lava echter taaivloeibaar, of bijna vast, zooals we dat bij deze oude, bijna uitgedoofde vulkanen mogen verwachten, dan kan het magma van de kraterpijp niet langs spleten omhoog komen, maar moet het in zijn geheel, dus zuilvormig stijgen, en daarbij het dak, dus den kraterbodem omhoog drukken. Groote bewegingen zijn bij den Tjerimai niet waargenomen, maar een betrekkelijk kleine beweging is voldoende om het dak open te scheuren, waardoor dus het grondwater kan binnendringen met al de gevolgen van dien.

Een andere vraag is nu, wat veroorzaakte dit omhoogstijgen van het magma? Komt de druk uit groote diepte of zijn het plaatselijke bewegingen van den top van de magmazuil? En hiermede zijn we bij de ten 3de genoemde oorzaak voor de eruptieve werking gekomen.

Langs vele overwegingen en enkele waarnemingen, is men tot de opvatting gekomen, dat de magmahaarden der vulkanen slechts enkele kilometers diep liggen. Op een diepte van b.v. 5 km heerscht een aardtemperatuur van iets meer dan 150° C. Het tot 5 km diepte naar boven gedrongen magma van de magmakamer heeft echter een temperatuur van meer dan 1 200° C, zoodat het verschil groot en de afkoelende invloed van de omgeving sterk is. Tijdens de afkoeling ontstaan in het magma eenerzijds kristallen, die een bepaalde chemische samenstelling hebben, anderzijds gasvormige verbindingen. Kristallisatie, stollen en gasontwikkeling veroorzaken volumevermeerdering en dus een druk op het dak.

De kristallisatie kan nog plaats vinden, wanneer het gesteente reeds tamelijk vast is geworden. Dit is b.v. in lavastroomen vaak te zien. In deze lava vindt men behalve de gewone kristallen ook veelal kleine microkristallen, die sliervormig in de vloeirichting geordend zijn. En nu komt het vaak voor, dat deze microlietslieren ook door het randgedeelte der groote kristallen gaan, d.w.z. dat de kristallen nog gegroeid zijn, toen de microlieten er reeds waren, en wel in een zoo vaste grondmassa, dat het groeiende kristal de microlieten niet heeft kunnen wegdringen, maar heeft moeten opnemen.

We zien dus, dat de kristallisatie en gasontwikkeling ook nog in het magma plaats vinden wanneer dit reeds zoo goed als geheel vast is. *M.i. doet men daarom verkeerd, wanneer men de uitbarstingen van oude vulkanen uitsluitend aan invloeden van buiten toeschrijft, in plaats van aan de physisch-chemische reacties in het magma zelf.* Daarom ben ik van meening, dat ook hier bij den Tjerimai de uitbarsting veroorzaakt is door spanningen in het magma, en wel door reacties in den allerbovensten top van de magmazuil in de kraterpijp. Het feit, dat de erupties telkens op andere plekken, plaats vonden, duidt er op dat verschillende gedeelten van den magmatop na elkander werkten. Eerst werkte een deel van het magma, dat zich onder den krater bevond, daarna een ander gedeelte, dat dichtbij of zelfs onder den noordelijken wand was gelegen.

Dit plaatselijke eruptieve optreden is in strijd met een werking van de magmamassa op groote diepte.

Kort samenvattend kan men dus zeggen, dat in de top van de magmazuil in de kraterpijp van den Tjerimai spanningen zijn ontstaan. Daardoor is dit gedeelte van het magma omhoog gedrukt, waardoor in de daarboven liggende lagen scheuren ontstonden, eerst radiale in de lengterichting van den dubbelkrater, en later N-Z gerichte door den druk van een ander gedeelte van het magma. Bovendien ontstond 400 m onder den kraterrand een concentrische scheur. Langs deze vulkanotektonische breuken ontweken de gassen uit het magma, gedeeltelijk explosief, voor het grootste gedeelte echter als een meer of minder geleidelijke gasstroom. Maar langs deze zelfde spleten kon ook oppervlaktewater naar binnen dringen om weer als stoom er uit gedreven te worden. *Zoowel de scheuren in den vulkaantop als de eruptieve gasontwikkeling zijn een gevolg van physisch-chemische veranderingen in het magma, en wel uitsluitend in het bovenste gedeelte van de zuil in de kraterpijp. Eerst daarna konden de secundaire, van buiten komende invloeden, welke altijd voorhanden geweest zijn, zich doen gelden en de eruptieve verschijnselen verder beinvloeden en vergrooten.*

Lijst van Geschriften.

1853 F. Junghuhn — Java.

1896 R. D. M. Verbeek & R. Fennema — Geologische beschrijving van Java en Madoera.

1906 Deknatel — Bestijging van den Tjerimai. Tijdschr. Kon. Aardr. Gen., Serie 2.

1917 J. M. van Gils — Beschrijving van enkele bergen, kraters, meren en baaien in de residenties Preanger Regentschappen en Cheribon. Jaarversl. Topogr. Dienst.

1926 N. J. M. Taverne — Vulkaanstudiën op Java. Vulkanol. en Seismol. Meded., Nr. 7.

1929 M. Neumann van Padang — Goenoeng Papandajan. Fourth Pac. Science Congress.

1934 Ch. E. Stehn — Die semivulkanischen Explosionen des Pematang Bata in der Soeoh Senke (Süd Sumatra) im Jahre 1933. Natuurk. Tijdschr. v. Ned.-Indië, dl. XCIV.

ECONOMISCHE MEDEDEELINGEN.

Productie-cijfers van Aardolie in kgtonnen.

	1937		1936	
	October	t/m Oct.	October	t/m Oct.
Java en Madoera	94 308,6	791 764,6	60 651,9	376 390,3
Noord-Sumatra ...	74 468,1	669 138,8	54 587,2	550 934,7
Palembang ..	239 375,1	2 318 315,8	242 260,2	2 288 970,3
Djambi	76 981,8	730 795,–	61 729,5	524 398,1
Oost-Borneo	86 080,–	935 374,8	90 711,9	844 734,1
Tarakan	62 109,9	611 526,6	64 964,6	616 594,7
Boenjoe	—	262,1	212,5	4 534,8
Ceram.....	6 500,–[1]	58 100,7	4 894,3	40 383,7
Nederlandsch-Indië	639 823,5	6 015 278,4	580 012,1	5 246 940,7

1) Geschat.

Productie-cijfers van Steenkolen in kgtonnen.

	1937		1936	
	October	t/m Oct.	October	t/m Oct.
Gouvernementsbedrijven	89 316	730 062	66 857	620 014
Steenkolen Mij. „Parapattan"	30 630	249 805	20 450	210 010
Oost Borneo Maatschappij	7 316	65 775	6 877	63 526
Loa-Boekit-kolenmijnen..	3 500[1]	26 596	2 179,5	26 074,5
Loa-Teboe-kolenmijnen..	2 110	19 471	1 346,9	16 090,5
Toeajan	90	234	—	—

1) Geschat.

Mijnbouw Maatschappij Moeara Sipongi.

Gedurende de maand October werden:

2 714 tons erts vermalen van } 6,9 g goud per ton.
gemiddeld } 6,— „ zilver „ „

Geëxtraheerd werden ca. 15 476 g goud en ca. 7 137 g zilver ter gezamenlijke waarde van ± *f* 30 000,—.

De bedrijfskosten over October bedroegen ± *f* 29 000,—, terwijl voor montage werd uitgegeven ± *f* 5 000,—.

Mijnbouw Maatschappij Simau.

Gedurende de maand October werden:

7 778 tons erts vermalen van } 8,2 dwts goud per ton.
gemiddeld } 110,— „ zilver „ „

2 875 „ sands,
4 822 „ slimes en
291 „ concentraten behandeld.

Geëxtraheerd werden ca. 3 338 ozs. goud en ca. 38 719 ozs. zilver ter gezamenlijke waarde van ± *f* 236 000,—.

De bedrijfskosten over October bedroegen ± *f* 109 000,—, terwijl voor montage werd uitgegeven ± *f* 2 000,— en voor prospecteeren der vergunningsterreinen ± *f* 1 000,—.

Mijnbouw Maatschapppij Redjang Lebong [1]).

Gedurende de maand September werden te Lebong Donok 4 745 ton erts met een gemiddeld gehalte van 5,15 g goud p/t afgebouwd. In de verwerkingsinrichting werden 4 745 ton erts met een gemiddeld gehalte van 3,80 g goud en 18,25 g zilver vermalen. Daaruit blijkt, dat nog steeds aanzienlijke hoeveelheden goud in deze installaties worden vastgehouden.

In de cyanide-installatie werden behandeld 1 020 ton zand met 4,33 g goud en 16,87 g zilver p/t en 3 330 ton slik met 3,31 g goud en 18,31 g zilver p/t, waarbij een extractie werd bereikt van 88,72% voor goud en 88,6% voor zilver.

De waarde van de totale productie wordt geschat op *f* 29 000,—.

Gedreven werden: 25,70 m voor prospecteeren en 145,40 m voor developpeeren.

Gedurende de maand October werden te Lebong Donok 5 406 ton erts met een gemiddeld gehalte van 5,46 g goud p/t afgebouwd. In de verwerkingsinrichting werden 5 600 ton erts met een gemiddeld gehalte van 4,35 g goud en 19,03 g zilver vermalen.

In de cyanide-installatie werden behandeld 1 750 ton zand met 4,40 g goud en 17,40 g zilver p/t en 3 920 ton slik met 4,12 g goud en 20,28 g zilver p/t, waarbij een extractie werd bereikt van 88,6% voor goud en 88,7% voor zilver.

De waarde van de totale productie wordt geschat op *f* 45 700,—.

Gedreven werden: 28,70 m voor prospecteeren en 213,20 m voor developpeeren.

1) Het verslag over September werd te laat ontvangen om nog in nummer 11 te kunnen worden opgenomen. Red.

PERSONALIA.

Werkzaam gesteld op maandgeld bij den Dienst van den Mijnbouw, mr. J. d e L a b ij e, volontair.

Tijdelijk belast met de waarneming der betrekking van ingenieur bij den Dienst van den Mijnbouw, ir. K. J. H. E p k e, maandgelder, met bepaling dat hij ter beschikking blijft gesteld van het Hoofd der Banka-tinwinning.

Op proef werkzaam gesteld op maandgeld bij de Banka-tinwinning, ir. A. G o u k a, particulier.

4e JAARGANG
NUMMER 12

DE INGENIEUR IN NEDERLANDSCH-INDIË

DECEMBER
1937

VI. TECHNISCHE HYGIËNE EN ASSAINEERING.

INHOUD: Psychrometrische en gravimetrische bepalingen van de koelgrens van atmosferische lucht, door ir. J. A. Wiesebron.

Psychrometrische en gravimetrische bepalingen van de koelgrens van atmosferische lucht

door

ir. J. A. WIESEBRON.

Aanleiding tot het onderzoek.

Bij het onderzoek aangaande luchtbehandeling in de tropen, waarvan eerder melding werd gemaakt in het Jaarverslag van het Laboratorium voor Technische Hygiëne over 1935 [1]), werd voor de bepaling van temperatuur en vochtigheid van de lucht gebruik gemaakt van aspiratiepsychrometers van Assmann en van Lambrecht, zoomede van een in het Laboratorium samengestelden psychrometer, welke geventileerd werd door een electrische fan.

Daar het verrichten van zuivere vochtigheidsmetingen niet alleen voor het onderhavig onderzoek, doch uiteraard ook voor de practijk der luchtbehandeling van fundamenteel belang is, werden deze instrumenten onderworpen aan een onderzoek aangaande de nauwkeurigheid hunner aanwijzingen.

Bij dat onderzoek, waarbij de uitkomsten der gravimetrische bepaling van de absolute vochtigheid der lucht als basis werden genomen, werden onderlinge verschillen tusschen de aanwijzingen der natte bol thermometers waargenomen, welke bleken samen te hangen met den meerderen of minderen volmaakten bouw der apparaten.

Daar de prijs van een Assmann psychrometer bijna 2½ maal dien van een Lambrecht psychrometer bedraagt, en de electrische psychrometer, al naar gelang van de gebezigde thermometers, voor een bedrag van $^1/_{10}$ tot $^1/_5$ van den prijs van den Assmann psychrometer is samen te stellen, werd het tevens van belang geacht, om na te gaan of de groote prijsverschillen door de veel grootere nauwkeurigheid der duurdere toestellen gewettigd worden.

De betreffende vergelijkende nauwkeurigheidsmetingen en de conclusies waartoe deze leidden, worden in het navolgende beschreven.

Definities.

De volgende beschouwingen over het meten van de natte bol temperatuur en de bepalingen van de koelgrens met den psychrometer mogen hier voorafgaan.

1) Dit tijdschrift No. 5 — 1936.

Van de beide thermometers van den psychrometer wijst die met den drogen bol de temperatuur van de lucht aan, terwijl de andere thermometer, waarvan de kwikbol met een met water natgehouden lapje is omwikkeld — de natte bol thermometer — een temperatuur aanwijst, die lager is dan de luchttemperatuur. Men spreekt in dit verband van de *natte bol temperatuur* en de *droge bol temperatuur* van de lucht.

Dat de natte thermometerbol een lagere temperatuur aanwijst dan de droge thermometerbol, wordt veroorzaakt door de verdamping van het water in de lucht. Voor deze verdamping is warmte noodig, die ontleend wordt aan de lucht, zoodat de temperatuur van het water en de lucht in de grenslaag om den natten bol lager wordt dan die van de oorspronkelijke lucht.

Het is duidelijk, dat in volkomen met waterdamp verzadigde lucht geen verdamping plaats heeft en de natte thermometer alsdan dezelfde temperatuur aanwijst als de droge thermometer.

Hoe verder de lucht van zijn verzadigingspunt af is, des te meer water kan er in verdampen en des te lager ligt de natte bol temperatuur beneden de droge bol temperatuur.

Het temperatuursverschil tusschen drogen en natten bol — ook wel de psychrometrische depressie genoemd — is in combinatie met de maximale waterdampspanning bij de natte bol temperatuur een maat voor de absolute vochtigheid van de lucht. Uit de absolute vochtigheid en de maximale waterdampspanning bij de droge bol temperatuur kan men de relatieve vochtigheid van de lucht berekenen.

Indien water in lucht verdampt, in een afgesloten systeem van de temperatuur t, waaraan geen warmte van buiten wordt toegevoerd, dan zal de voor de verdamping van het water benoodigde warmte aanvankelijk zoowel aan het water zelf als aan de lucht worden onttrokken.

Het water koelt door de verdamping af en koelt door geleiding ook de lucht, die met het water in aanraking is, af. Dit gaat zoo voort, totdat alle aanwezige lucht en water gelijk in temperatuur zijn geworden en de lucht zich geheel met waterdamp heeft verzadigd. Het geheele systeem heeft nu een temperatuur t_1 bereikt, welke lager is dan de temperatuur t. De door afkoeling van het systeem geleverde warmte is gelijk aan de verdampingswarmte van het verdampte water.

Indien men nu de lucht ververscht, dan zal zich het boven beschreven proces herhalen en het systeem koelt af van t_1 tot t_2. Ververscht men telkens weer de verzadigde lucht, dan zal men tenslotte een temperatuur τ bereiken. Bij deze temperatuur is de door verdamping aan het water onttrokken hoeveelheid warmte gelijk aan die, welke door de afkoeling van de lucht wordt geleverd. Bij volgende ververschingen daalt de temperatuur niet beneden de temperatuur τ. Deze temperatuur noemt men de *koelgrens* van de lucht.

Wij kunnen den natten bol van een psychrometer, indien deze tegen warmtetoevoer van buiten is beschermd, beschouwen als een gesloten systeem, waarin de ververscheng continu plaats heeft. Na eenigen tijd zal dan de natte bol de temperatuur van de koelgrens der lucht hebben bereikt. De koelgrens van de lucht is nu te definieeren als de laagst mogelijke temperatuur tot welke men water door verdamping in die lucht kan afkoelen.

Zonder het nemen van bijzondere maatregelen, zal men bij een psychrometer den warmtetoevoer uit de omgeving naar den natten bol, die een lagere temperatuur heeft dan die omgeving, niet geheel kunnen voorkomen. Deze warmtetoevoer geschiedt door geleiding langs den steel van den thermometer en door warmte-afstraling van de omgeving op den natten thermometerbol.

De invloed van den warmtetoevoer langs den steel kan men grootendeels opheffen door het lapje om den natten bol zoodanig aan te brengen, dat het behalve den bol ook nog ongeveer 1 cm lengte van den steel omsluit.

De invloed van de straling kan sterk verminderd worden door de lucht met groote snelheid langs den natten bol te voeren, waardoor per tijdseenheid meer water verdampt. De door straling toegevoerde warmte wordt dan verdeeld over een grootere hoeveelheid water en de invloed van de stralingswarmte ten opzichte van de verdampingswarmte wordt dus kleiner. Verder kan men om de bollen van de thermometers gepolijst metalen kokers aanbrengen om de adsorptie van warmtestralen uit de omgeving zooveel mogelijk te beperken.

Psychrometers.

Bij den psychrometer in zijn eenvoudigsten vorm, den psychrometer van August, zijn twee thermometers aan een statief bevestigd, zoodanig dat aan alle zijden de lucht vrij tot de thermometers kan toetreden. De thermometerbollen zijn niet beschermd en kunstmatige ventilatie vindt ook niet plaats.

Daar de lucht in aanraking met den natten bol afgekoeld wordt, en hierdoor soortelijk zwaarder wordt, zal deze lucht dalen en door versche lucht vervangen worden. Zoodoende heeft automatisch ventilatie plaats. Luchtstroomen in het vertrek beïnvloeden evenwel deze ventilatie zeer sterk, waardoor de aanwijzingen van den natten bol thermometer niet constant zijn.

Aangezien deze thermometers niet tegen warmtestraling zijn beschermd, ondervinden de aanwijzingen invloed van de nabijheid van personen. Deze psychrometer is daarom slechts bruikbaar voor vochtigheidsmetingen, waarbij geen groote nauwkeurigheid wordt verlangd.

Bij den psychrometer van Lambrecht zijn de kwikbollen van de thermometers en het ondereinde van den steel door een gepolijst nikkelen koker omgeven, waarin een door een uurwerk bewogen ventilator een luchtstroom kan verwekken. Aan de zijde, waar zich de waarnemer bevindt, die de aflezing verricht, is de koker door een geperforeerde nikkelen plaat afgesloten. De luchtstroom treedt door de gaten in deze plaat uit. Hierdoor zijn de thermometerbollen tegen de warmtestraling van het lichaam van den waarnemer beschermd.

Ten behoeve van ons onderzoek werd een eenvoudige psychrometer samengesteld, waarbij ventilatie verkregen werd, zonder dat op geregelde tijden een uurwerk moest worden opgewonden. Bij dezen psychrometer zijn de ondereinden van de thermometers in een blikken koker gestoken. In één uiteinde van den koker is een electrische fan aangebracht, die de lucht met een snelheid van $\pm$ 2,7 m/sec door den koker zuigt. Tusschen de thermometers is, in de lengterichting van den koker, een blikken tusschenschot aangebracht om straling tusschen de thermometerbollen te voorkomen. De waarnemer bevindt zich naast den koker en dus buiten den luchtstroom, die door den koker gaat.

Bij den aspiratiepsychrometer van Assmann zijn de thermometers in een gepolijst nikkelen frame gemonteerd, dat hen geheel omsluit en waaraan een ventilator is bevestigd. Het gedeelte van het frame, dat het ondereinde der thermometers omgeeft, wordt door twee concentrische hulzen gevormd. De ventilator, die door een uurwerk bewogen wordt, zuigt lucht door de hulzen om de thermometers. De beide hulzen zijn vernikkeld en gepolijst, zoodat de straling van de omgeving op de thermometerbollen tot een minimum beperkt is. Doordat het gaasje van den natten thermometerbol een gedeelte van de staaf boven den bol omsluit en de langs de thermometers strijkende lucht langs dit staafeinde afgevoerd wordt, is de hoeveelheid warmte, die langs de thermometerstaaf wordt aangevoerd minimaal.

Bij den aspiratiepsychrometer van Assmann is dus de warmte, die aan de thermometers wordt toegevoerd, practisch geheel afkomstig van de langs den thermometer strijkende lucht.

In *fig. 1* is deze psychrometer schematisch afgebeeld.

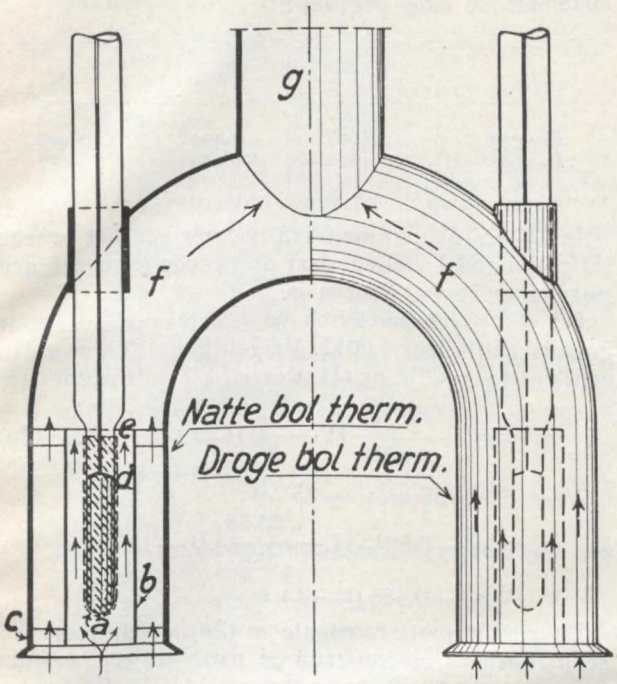


Fig. 1. Aspiratiepsychrometer van Assmann.

a = *thermometerbol*
b = *binnenhuls*
c = *buitenhuls*
d = *bovenkant van het kwikreservoir*
e = *bovenkant van het gaas*
f, g = *luchtkanalen*
g = *verbinding naar den ventilator.*

Psychrometerformules.

Voor de berekening van de waterdampspanning en de relatieve vochtigheid uit de psychrometrische waarnemingen worden in het algemeen de volgende formules gebruikt:

$$p_d = p_f - aB\,(t - t_f);$$

$$\frac{p_d}{p_t} = \varphi = \frac{p_f}{p_t} - \frac{aB\,(t - t_f)}{p_t}$$

Hierin stelt voor:

p_d = de waterdampspanning van de lucht in mm Hg.
p_f = maximale waterdampspanning bij de natte bol temperatuur
p_t = maximale waterdampspanning bij de droge bol temperatuur
t = droge bol temperatuur
t_f = natte bol „
B = barometerstand
φ = relatieve vochtigheid
a = luchtbewegingsfactor.

De factor a is afhankelijk van de hoeveelheid warmte, welke door verdamping door den natten bol wordt afgegeven en van de hoeveelheid warmte, welke door straling door den natten bol wordt opgenomen.

De door verdamping afgegeven hoeveelheid warmte wordt bepaald door de luchtsnelheid langs den kwikbol.

Indien, zooals bij een Assmann psychrometer het geval is, de straling tot een minimum is beperkt en de luchtsnelheid meer dan 2 m/sec bedraagt, dan worden de formules:

$$p_d = p_f - 0{,}00066\ B\,(t - t_f);$$

$$\varphi = \frac{p_f}{p_t} - 0{,}00066\,B\,\frac{(t - t_f)}{p_t}.$$

Voor een gemiddelden barometerstand van 755 ± 15 mm worden de formules:

$$p_d = p_f - 0{,}5\ (t - t_f);$$

$$\varphi = \frac{p_f}{p_t} - 0{,}5\,\frac{(t - t_f)}{p_t}.$$

Deze laatste formule wordt de formule van Sprung genoemd, daar Sprung den factor 0,5 experimenteel bepaald heeft.

Deze formule wordt ook vaak geschreven als:

$$\varphi = \frac{p_f}{p_t} - 0{,}5\,\frac{B \cdot (t - t_f)}{755\,p_t}.$$

Deze uitdrukking is af te leiden langs den weg der volgende redeneering.

Indien water van den natten bol in de lucht verdampt, waarbij de lucht in de grenslaag zich geheel met waterdamp verzadigt en waarbij geen warmtetoevoer door straling of geleiding langs de thermometerstaaf plaats heeft, is:

1e. de waterdampspanning van de verzadigde lucht gelijk aan de waterdampspanning van het water en
2e. de hoeveelheid warmte, benoodigd voor de verdamping van het water, gelijk aan de hoeveelheid warmte geleverd door de afkoeling van de lucht.

Voor 1 liter van de oorspronkelijke lucht geldt dan:

$$\frac{(p_f - p_d)\ 273 \cdot 0{,}804 \cdot r}{760\,(273 + t)} = \frac{B \cdot 273 \cdot 1{,}293\ c_p\,(t - t_f)}{760\,(273 + t)}.$$

Hierin is:

0,804 = het s.g. van waterdamp in g/l bij 760 mm en 0°C
1,293 = het s.g. van lucht in g/l bij 760 mm en 0°C
c_p = de soortelijke warmte van lucht = 0,24 cal/g °C
r = de verdampingswarmte van water in cal/g bij de temp. t_f.

Het 1e lid van de vergelijking stelt voor de hoeveelheid warmte, verbruikt voor de verdamping van het water, het 2e lid stelt voor de hoeveelheid warmte, vrijgekomen door de afkoeling van de lucht. Hierbij is verwaarloosd de invloed van de oorspronkelijk aanwezige waterdamp op de soortelijke warmte van de lucht en de afname in volume van de lucht tengevolge van de afkoeling.

Uitgewerkt wordt deze formule:

$$p_f - p_d = \frac{B \cdot c_p}{0{,}622\ r}\,(t - t_f) \quad \text{of}$$

$$p_d = p_f - \frac{B \cdot c_p}{0{,}622\ r}\,(t - t_f) \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ (1)$$

(0,622 = de verhouding van 0,804 : 1,293 in de vorige formule).

Brengt men de in de lucht reeds aanwezige waterdamp in rekening, dan worden de formules:

$$\frac{(p_f - p_d) \cdot 273 \cdot 0{,}804\, r}{760\,(273 + t)} =$$

$$= \left\{ B \cdot 1{,}293\, c_p - p_d\,(1{,}293\, c_p - 0{,}804\, c_w) \right\} \cdot$$

$$\cdot \frac{273\,(t - t_f)}{760\,(273 + t)}.$$

Hierin is: c_w = de soortelijke warmte van waterdamp = 0,46.

Uitgewerkt wordt deze formule:

$$p_f - p_d = \frac{B \cdot c_p}{0{,}622\, r}\,(1 + 0{,}19\,\frac{p_d}{B})\,(t - t_f)$$

$$p_d = \frac{p_f - \dfrac{B \cdot c_p}{0{,}622\, r}\,(t - t_f)}{1 + \dfrac{0{,}19\, c_p}{0{,}622\, r}\,(t - t_f)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Om zich van den invloed der afname van het volume t.g.v. de temperatuursdaling onafhankelijk te maken, voert men de berekening uit per kg droge lucht. Per kg droge lucht is oorspronkelijk aanwezig $0{,}622\,\frac{p_d}{B - p_d}$ kg waterdamp. Na afkoeling en verzadiging aan den natten bol is aanwezig $0{,}622\,\frac{p_f}{B - p_f}$ kg waterdamp.

De gewichtstoename maal de verdampingswarmte is gelijk aan de bij de afkoeling door de lucht afgegeven warmte.

Per kg droge lucht geldt dus:

$$0{,}622\,(\frac{p_f}{B - p_f} - \frac{p_d}{B - p_d})\, r =$$

$$= (c_p + 0{,}622\,\frac{p_d}{B - p_d}\, c_w)\,(t - t_f).$$

Uitgewerkt wordt dit:

$$p_f - p_d = \frac{B \cdot c_p}{0{,}622\, r}\,(1 + 0{,}19\,\frac{p_d}{B})\,(1 - \frac{p_f}{B})\,(t - t_f)$$

$$p_d = \frac{p_f - \dfrac{B \cdot c_p}{0{,}622\, r}\,(1 - \dfrac{p_f}{B})\,(t - t_f)}{1 + \dfrac{0{,}19\, c_p}{0{,}622\, r}\,(1 - \dfrac{p_f}{B})\,(t - t_f)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

De term $\frac{B \cdot c_p}{0{,}622\, r}$ heeft bij een barometerstand van 755 mm en een natte bol temperatuur van omstreeks 25°C, waarbij de verdampingswarmte van water 582 cal bedraagt, de waarde van $\frac{755 \cdot 0{,}24}{582 \cdot 0{,}622} = 0{,}501$ mm Hg/°C (constante van S p r u n g).

De waarde van den term $\frac{B \cdot c_p}{0{,}622\, r}$ voor een barometerstand van resp. 755 mm en 695 mm en een natte bol temperatuur van resp. 25°, 20° en 15° C wordt in onderstaande tabel gegeven:

t_f	25°	20°	15°
$B = 755$	0,501	0,499	0,496
$B = 695$	0,461	0,459	0,457

In (2) en (3) kan men den noemer van het tweede lid gelijk aan 1 stellen, daar de tweede term van den noemer te verwaarloozen is.

Bij een psychrometrisch verschil van 10° C is de noemer gelijk aan 1,0012. Vergelijking (2) wordt dan gelijk aan vergelijking (1). Vergelijking (3) wordt dan:

$$p_d = p_f - \frac{B \cdot c_p}{0{,}622\, r}\,(1 - \frac{p_f}{B})\,(t - t_f) \qquad \ldots\ldots\ldots \quad (3a)$$

Voor $B = 755$ en $t_f = 25°$ is:

$$p_d = p_f - 0{,}501 \cdot (1 - \frac{23{,}55}{755})\,(t - t_f) =$$

$$= p_f - 0{,}485\,(t - t_f).$$

De psychrometerconstante in (3a) wordt voor verschillenden barometerstand en natte bol temperatuur in onderstaande tabel gegeven:

t_f	25°	20°	15°
$B = 755$	0,485	0,487	0,488
$B = 695$	0,445	0,448	0,449

Uit de waarnemingen van E b e r t en P f e i f f e r [2]) is gebleken, dat bij temperaturen tusschen 20 en 40° C het theoretisch mogelijke psychrometrisch verschil voor ongeveer 99% wordt bereikt en dat door toepassing van de constante 0,5 in dit traject met een A s s m a n n psychrometer voor de relatieve vochtigheid cijfers worden gevonden, die geen grooter fout hebben dan 2%.

De hiervoren besproken berekeningen gelden voor een verdamping, waarbij de overdracht van waterdamp van den natten bol aan de lucht en van warmte van de lucht aan den natten bol geschiedt door algeheele menging van de lucht met den waterdamp. Hiervoor is noodig, dat turbulente strooming van de lucht langs den kwikbol plaats heeft, dus een volkomen convectieve uitwisseling van warmte en vocht.

N u s s e l t [3]) leidt voor de verdamping van water bij luchtbeweging een formule voor de verhouding van aangevoerde warmte en verdampt water af. Hierbij is evenwel aangenomen, dat de uitwisseling van warmte en vocht door geleiding en diffusie geschiedt.

B ü t t n e r [4]) past deze formule toe op de verdamping, die bij den natten bol van een A s s m a n n psychrometer plaats heeft.

2) *Zeitschr. f. Physik* **46**. 1928. 420.

3) *Zeitschr. f. Angew. Mathematik und Mechanik* 10 — 1930 — 118.

4) K. B ü t t n e r, Die Wärme-Übertragung durch Leitung. Berlin 1934.

De formule van N u s s e l t wordt door hem geschreven in den vorm:

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{krz}{\lambda}\sqrt{\frac{a}{k}}\cdot\left(1+\frac{E}{p}\right).$$

Hierin is:

β = de warmteoverdracht door verdamping in cal/cm² min per mm Hg dampspanningsverschil tusschen het water en den waterdamp in de lucht;

α = de warmteoverdracht door geleiding en convectie in cal/cm² min per graad temperatuursverschil tusschen lucht en natten bol;

k = diffusie-coëfficiënt voor lucht en waterdamp in cm²/min;

λ = warmtegeleidbaarheid van lucht cal/cm min graad;

r = verdampingswarmte van water cal/g;

z = omrekeningsfactor voor waterdamp van mm Hg in g/cm³;

a = temperatuurgeleidbaarheid van lucht $= \frac{\lambda}{c_p}\cdot\rho$ cm²/min;

E = verzadigde waterdampspanning bij de natte bol temperatuur mm Hg;

p = barometerstand mm Hg;

c_p = soortelijke warmte van lucht bij constanten druk in cal/g graad.

ρ = soortelijk gewicht van lucht g/cm³.

De waarde van $\frac{\beta}{\alpha}$ geeft aan hoeveel graden de psychrometrische depressie bedraagt per mm Hg verschil tusschen de waterdampspanning van de lucht en de dampspanning van het water op den natten bol.

Bij 27° en 760 mm wordt dit:

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{14{,}1}{0{,}00346}\cdot 580\cdot 0{,}963\cdot 10^{-6}\cdot\sqrt{\frac{12{,}2}{14{,}1}}\cdot$$

$$\cdot\left(1+\frac{20}{760}\right) = 2{,}172.$$

B ü t t n e r geeft op 2,18. Hij neemt E willekeurig aan op 20 mm. Veel invloed heeft dit verder niet op de grootte van $\frac{\beta}{\alpha}$.

Om uit deze waarde de constante van de psychrometerformule te vinden, moet men de warmteoverdracht door straling mede in rekening brengen.

De totale warmtetoevoer aan den natten bol per eenheid van oppervlak wordt dan $\alpha + \alpha_s$.

Het gezamenlijk effect van geleiding, convectie en straling is nu in de waarde $\frac{\beta}{\alpha}$ tot uitdrukking te brengen door daarin α te vervangen door $\alpha + \alpha_s$.

De waarde $\frac{\beta}{\alpha}$ moet dan met $\frac{\alpha}{\alpha+\alpha_s}$ worden vermenigvuldigd, waarin α_s = de warmteoverdracht door straling in cal/cm² min graad temperatuursverschil tusschen lucht en natten bol.

B ü t t n e r [4a]) berekent voor de dimensies van den thermometer van een A s s m a n n psychrometer en een luchtsnelheid van 2 m/sec $\alpha = 0{,}1$ en $\alpha_s = 0{,}009$.

De grootte van $\frac{\alpha}{\alpha+\alpha_s}$ wordt dan $\frac{0{,}1}{0{,}1+0{,}009} = \frac{1}{1{,}09} = 0{,}92$.

Is nu $\frac{\beta}{\alpha} = 2{,}18$ graad/mm Hg, dan wordt:

$$C = \frac{\beta}{\alpha}\cdot\frac{\alpha}{\alpha+\alpha_s} = \frac{2{,}18}{1{,}09} = 2{,}00 \text{ graad/mm Hg}$$

C = de psychrometrische depressie per mm Hg waterdampspanningsverschil tusschen lucht en natte bol, dat is de reciproke waarde van K, derhalve is K = 0,5 mm Hg/graad (psychrometrische constante van S p r u n g). K is tevens de door meting gevonden psychrometerconstante.

Uit de verhouding van $\frac{\alpha}{\alpha+\alpha_s} = 0{,}92$ zou nu volgens B ü t t n e r volgen, dat bij den A s s m a n n psychrometer de warmteoverdracht aan den natten bol voor 92% door geleiding en voor 8% door straling geschiedt. Dit is bij een temperatuur van 27° zeer zeker niet het geval, zooals nader hieronder zal worden aangetoond.

B ü t t n e r berekent namelijk de straling bij een gemiddelde temperatuur van de stralende oppervlakken van 27° en neemt voor de stralingsconstante de constante van een absoluut zwart lichaam.

Hij berekent voor den stralingscoëfficiënt $\alpha_s = 4\,\sigma\,T^3 = 4\cdot 0{,}826\cdot 10^{-10}\cdot 300^3 = 0{,}009$ cal/cm² min graad.

Hier is σ de stralingsconstante voor een absoluut zwart lichaam $= 0{,}826\cdot 10^{-10}$ cal/cm² min T^4.

Daar de binnenhuls om den thermometerbol van een A s s m a n n psychrometer een gepolijst nikkelen oppervlak heeft, dat een stralingsconstante heeft, die 0,04 tot 0,05 van die van een absoluut zwart lichaam is, moet de stralingscoëfficiënt kleiner zijn dan B ü t t n e r berekend heeft.

Uit de stralingsconstante van het thermometeroppervlak, hetwelk uit draadweefsel en water bestaat en uit de stralingsconstante van de nikkelen huls is, rekening houdende met de verhouding in oppervlak van huls en thermometerbol, de onderlinge stralingsconstante te berekenen uit de formule [5]):

$$\frac{1}{C'} = \frac{1}{C_1} + \frac{F_1}{F_2}\left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_s}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

Hierin is C' = onderlinge stralingsconstante
C_1 = stralingsconstante ingesloten lichaam
C_2 = idem omhullend lichaam
C_s = idem zwart lichaam
F_1 = oppervlak ingesloten lichaam 1
F_2 = idem omhullend lichaam 2.

Eenvoudigheidshalve worden in (4) niet de stralingsconstanten zelf gesubstitueerd, doch de verhouding van de stralingsconstanten tot de stralingsconstante van een absoluut zwart lichaam.

4a) B ü t t n e r, pag. 24.

5) Handbuch der Experimentalphysik IX, I. Teil, p. 325. Leipzig 1929.

De doorsnede van de binnenhuls is 2 maal de doorsnede van den thermometerbol inclusief het gaas.

De verhouding van de stralingsconstanten ten opzichte van die van een absoluut zwart lichaam bedraagt voor textielstoffen en voor water resp. 0,78 en 0,67. Als gemiddelde werd 0,73 aangenomen.

In vergelijking (4) werd gesubstitueerd:

voor $\frac{F_1}{F_2} = 0{,}5$

$C_1 = 0{,}73$
$C_2 = 0{,}05$
$C_s = 1$

Ingevuld geeft dit: $\frac{1}{C'} = \frac{1}{0{,}75} + 0{,}05\,(\frac{1}{0{,}05} - 1)$;

$\frac{1}{C'} = 10{,}8$ dus

$C' = 0{,}09$

De σ geldend voor straling tusschen natten thermometerbol en binnenhuls is dus $0{,}826 \cdot 10^{-10} \times 0{,}09$. α_s wordt dan berekend op $0{,}009 \times 0{,}09 = 0{,}0008$, en $\frac{\alpha}{\alpha + \alpha_s} = 0{,}99$.

Büttner voert verder als bewijs voor den grooten invloed van de straling tusschen binnenhuls en thermometerbol het volgende aan.

Indien men bij een Assmann psychrometer, waarbij zich de natte bol temperatuur heeft ingesteld, de binnenhuls, waarin de natte thermometer zich bevindt, met een propje watten afsluit, zoodat zich nog slechts een zwakke luchtstroom langs den natten bol beweegt, neemt men waar, dat de temperatuur van den natten bol hooger wordt. Bevochtigt men nu de buitenzijde van deze binnenhuls, dan komt de natte thermometer wederom op zijn oorspronkelijke temperatuur terug.

Inderdaad konden wij constateeren, dat dit zoo is, en dit is ook verklaarbaar. Immers door afsluiting van de binnenhuls wordt de luchtsnelheid verkleind, tengevolge waarvan de warmteoverdracht minder wordt.

α wordt dus kleiner, doch α_s blijft gelijk en de waarde van $\frac{\alpha}{\alpha + \alpha_s}$ vermindert dus.

Ook de psychrometrische depressie per mm Hg waterdampspanningsverschil tusschen lucht en natten bol $C = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{\alpha}{\alpha + \alpha_s}$ wordt kleiner. Derhalve wordt de totale psychrometrische depressie eveneens kleiner.

Door het bevochtigen van de binnenhuls wordt de temperatuur van deze verlaagd. De hoeveelheid warmte, die van de huls op den thermometerbol afstraalt, wordt nu kleiner, hoewel de waarde voor α_s gelijk blijft. En daar nu de luchttemperatuur en de hulstemperatuur niet meer gelijk zijn, kan men niet meer de formule

$C = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{\alpha}{\alpha + \alpha_s}$ toepassen.

Hiervoor moet nu worden geschreven:

$$C = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{\alpha\,(t - t_f)}{\alpha\,(t - t_f) + \alpha_s\,(t_h - t_f)}, \text{ of:}$$

$$C = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{\alpha}{\alpha + \alpha_s \frac{(t_h - t_f)}{(t - t_f)}}$$

waarin t_h = de temperatuur van de huls; t_h en t_f zullen weinig verschillen.

De factor, waarmede $\frac{\beta}{\alpha}$ moet worden vermenigvuldigd, wordt grooter indien $t_h - t_f$ verkleind wordt en dus worden ook C en het psychrometrisch verschil grooter. Het is dus alsof α_s kleiner is geworden. Dit is evenwel slechts schijnbaar het geval. In werkelijkheid wordt een zelfde α_s met een kleiner temperatuursverschil vermenigvuldigd.

Door bevochtigen van de binnenhuls van een Assmann psychrometer zonder de prop watten in deze binnenhuls te plaatsen, wordt, tengevolge van het zeer kleine temperatuursverschil $(t_h - t_f)$, de invloed van de straling zeer gering, terwijl β en α de oorspronkelijke grootte hebben behouden.

De waarde voor $\frac{\alpha}{\alpha + \alpha_s \frac{(t_h - t_f)}{(t - t_f)}}$ wordt dan bijna gelijk 1.

Indien de waarden voor α, α_s en β echter zijn zooals Büttner deze geeft, zou in het hierboven beschreven geval

$$C = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{\alpha}{\alpha + \alpha_s \frac{(t_h - t_f)}{(t - t_f)}} = 2{,}17 \cdot 1 = 2{,}17$$

in plaats van $C \overset{\infty}{=} 2{,}00$ worden.

En daar $C = \frac{1}{K} = \frac{t - t_f}{p_f - p_d}$

zou dus volgens Büttner ook de psychrometrische depressie $(t - t_f)$ met ongeveer 9% moeten toenemen door het bevochtigen van de binnenhuls.

Dit is, zooals op grond van de berekening bovenaan de vorige kolom te verwachten was, geenszins het geval. Bij het boven beschreven experiment krijgt men practisch dezelfde natte bol temperatuur als bij de meting met onbevochtigde binnenhuls. C blijft dus gelijk aan 2,00.

Daar ook hieruit blijkt, dat α_s bij een Assmann psychrometer zeer klein is, wordt hiermede bevestigd, dat de waarde $\frac{\beta}{\alpha}$ door Büttner berekend, voor den natten bol van een Assmann psychrometer niet geldig is.

De conclusie, waartoe de vorenstaande beschouwingen geleid hebben, vindt verder nog bevestiging in het resultaat der proefnemingen van Ebert en Pfeiffer[6]) betreffende de vocht- en warmteoverdracht in den Assmann psychrometer.

6) *Gesundheitsingenieur*, 56, 1933, p. 109.

Zij bepaalden op experimenteele wijze, dat reeds bij zeer geringe luchtsnelheden, nl. 2 m/min, de warmte- en vochtoverdracht voor een zeer groot deel op convectieve wijze geschiedt.

Men kan dan ook wel aannemen, dat bij snelheden van 2 m/sec = 120 m/min, zooals bij den Assmann psychrometer voorkomen, de warmte- en vochtoverdracht geheel op convectieve wijze geschieden.

Ebert en Pfeiffer verrichtten ook proeven met thermometers uit een Assmann psychrometer, die als natte bol thermometers worden gebezigd en waarbij men een luchtstroom van 2 — 2,5 m/sec zoowel in dwarsrichting als in lengterichting langs de thermometers blies. De waargenomen natte bol temperatuur was in beide gevallen gelijk. Ook wanneer het ondereinde van het gaas om één der thermometerbollen met garen vastgebonden was, waardoor het zeker was, dat de passeerende lucht in sterke turbulentie werd gebracht, werd geen verschil geconstateerd. Mede op grond van deze waarnemingen mag men dus concludeeren, dat de warmte- en vochtoverdracht bij een Assmann psychrometer practisch geheel op convectieve wijze geschiedt, waarbij de invloed van de straling te verwaarloozen is.

Verrichte waarnemingen.

A. Onderlinge vergelijking van psychrometer-waarnemingen.

Om een inzicht te verkrijgen in de nauwkeurigheid van elk der gebruikte instrumenten en in de onderlinge vergelijkbaarheid van de met deze instrumenten verkregen uitkomsten, werd met behulp van 2 Assmann psychrometers en 2 Lambrecht psychrometers en een zelfgeconstrueerden psychrometer de temperatuur en de relatieve vochtigheid van de lucht in de proefinstallatie [7]) bepaald.

De thermometers van de gebezigde psychrometers werden alle met geijkte thermometers vergeleken. Voor zoover noodig werd de toe te passen correctie vastgesteld.

De relatieve vochtigheden werden voor alle psychrometers berekend met de formule van Sprung, zonder een correctie voor de straling aan te brengen. Wel werd natuurlijk in verband met den in het laboratorium bestaanden barometerstand van 695 mm de factor 0,5 met 695/755 vermenigvuldigd. De Assmann psychrometers resp. de Lambrecht psychrometers zijn verder als A_I en A_{II}, resp. L_I en L_{II} aangeduid. De zelf-geconstrueerde is verder als E (electrische psychrometer) aangeduid.

In de grafiek *fig. 2* zijn de droge bol temperaturen en de berekende relatieve vochtigheden met de psychrometers A_{II}, L_I, L_{II} en E gevonden, telkens met de met A_I gevonden cijfers vergeleken. Deze laatste zijn als juist aangenomen en liggen op de getrokken lijn. Uit de grafiek blijkt, dat de waarden, gevonden met de beide Assmann psychrometers, zoowel wat betreft temperatuur als relatieve vochtigheid, vrijwel geheel met elkaar overeenstemmen.

Bij de Lambrecht psychrometers vindt men de temperatuur iets te laag en de relatieve vochtigheid te hoog. De cijfers van L_I wijken het meest af.

Bij L_{II} is tusschen den natten en drogen bol een metalen plaatje aangebracht om warmte-afstraling van den drogen bol op den natten te voorkomen. Dit plaatje ontbreekt bij L_I. Dit is waarschijnlijk de oorzaak van het feit, dat de met L_I gevonden temperaturen meest wat lager liggen dan die met L_{II}.

De aanwijzingen van E zijn vrij goed in overeenstemming met die van A_I. De gevonden cijfers zijn meest iets te hoog, doch de afwijkingen zijn bijna steeds niet meer dan 0,2° en 2% relatieve vochtigheid.

B. Gemiddelden van psychrometrische waarnemingen in vergelijking met gravimetrische vochtbepalingen.

Teneinde een absolute maatstaf aan te kunnen leggen en om een gemiddelde van een reeks waarnemingen te vergelijken, werden verder naast de psychrometrische bepalingen ook gravimetrische verricht.

Dit geschiedde als volgt: met behulp van een gecalibreerde, met water gevulde aspiratorflesch, die door een hevel kon leegloopen, werd een bepaalde hoeveelheid lucht, 6 liter, gezogen door 2 absorptiebuisjes met geconcentreerd H_2SO_4.

Daar de waterdampspanning van de onderzochte lucht en van de lucht in de aspiratorflesch niet gelijk is, moet de hoeveelheid onderzochte lucht met behulp van een correctie voor dit verschil uit het in de flesch gemeten volume berekend worden.

Aangenomen werd, dat de lucht in de aspiratorflesch een relatieve vochtigheid heeft van 95%.

De correctiefactor wordt dan: $\frac{B - 0{,}95\, p_t}{B - p_d}$.

Tusschen de aspiratorflesch en de absorptiebuisjes werd aanvankelijk een U-buisje met paraffineolie als vloeistofslot ingeschakeld. Daar de paraffineolie echter sterk schuimde en daardoor weleens in het laatste absorptiebuisje terecht kwam, werd deze olie door geconcentreerd H_2SO_4 vervangen.

In het luchtkabinet, waarin de lucht van te voren op een bepaalde relatieve-vochtigheid was gebracht, die daarna zooveel mogelijk constant werd gehouden, werd nu op bovenbeschreven wijze de absolute vochtigheid van de lucht bepaald. Deze bepalingen geschiedden in duplo. Tegelijkertijd werd de temperatuur- en relatieve vochtigheid van de lucht met 2 Assmann psychrometers, 2 Lambrecht psychrometers en den electrischen psychrometer gemeten. Deze werden bij het begin van de proef afgelezen en vervolgens telkens als er een halve liter water uit de aspiratorflesschen was gevloeid, tot het einde toe.

Op deze wijze werden bij elke bepaling van elken psychrometer 13 waarnemingen verkregen. Hieruit werd dan het gemiddelde bepaald. Feitelijk zou men de tusschengelegen waarnemingen 2 maal in rekening moeten brengen, tegen de begin- en eindwaarneming

7) Dit tijdschrift No. 5 — 1936.

1 maal. Bij een zoo groot aantal waarnemingen als in dit geval, die bovendien niet ver uiteenloopen, geeft echter het gewone gemiddelde een voldoende nauwkeurige uitkomst. De gemiddelde uitkomsten van deze proeven zijn in *tabel I* en in de grafieken *fig. 3* en *4* opgeteekend.

Tabel I.

Bep. no.	Gravimetrische bepaling					Psychrometrische bepaling				
						A_I	A_{II}	L_I	L_{II}	E
	Absolute vochtigheid in mg/l			r.v.	dr.b.t.	29,1	29,1	29,1	29,0	29,2
	ongecorrig.		gecorr.		n.b.t.	27,6	27,6	27,7	27,8	27,7
					ps.ver.	1,5	1,5	1,4	1,1	1,5
1	25,30	25,27	25,34	88,5	r.v.	89,5	89,5	90,0	91,5	89,0
					dr.b.t.	26,2	26,2	26,2	26,1	26,3
					n.b.t.	24,4	24,4	24,4	24,5	24,5
					ps.ver.	1,8	1,8	1,8	1,6	1,8
2	20,80	20,80	20,86	85,5	r.v.	86,5	86,5	86,5	88,0	86,5
					dr.b.t.	22,9	22,9	22,9	22,9	22,9
					n.b.t.	19,6	19,6	19,8	19,8	19,7
					ps.ver.	3,3	3,3	3,1	3,1	3,2
3	15,07	(15,42)	15,16	75,0	r.v.	74,5	74,5	76,0	76,0	75,5
					dr.b.t.	24,8	24,7	24,6	24,7	24,9
					n.b.t.	20,9	20,9	21,1	21,1	21,1
					ps.ver.	3,9	3,8	3,5	3,6	3,8
4	15,98	16,00	16,12	71,5	r.v.	71,5	72,0	74,0	73,5	72,0
					dr.b.t.	28,4	28,1	28,3	28,4	28,8
					n.b.t.	21,7	21,7	22,1	22,0	22,0
					ps.ver.	6,7	6,4	6,2	6,4	6,8
5	15,15	(14,16)	15,39	56,0	r.v.	56,5	58,0	59,0	58,0	56,0
					dr.b.t.	28,4	28,4	28,0	28,2	28,4
					n.b.t.	21,1	21,1	21,0	21,2	21,2
					ps.ver.	7,3	7,3	7,0	7,0	7,2
6	14,63	14,60	14,93	54,0	r.v.	53,0	53,0	54,5	54,5	53,5
					dr.b.t.	27,8	27,8	27,5	27,6	27,9
					n.b.t.	16,5	16,5	17,0	17,1	17,2
					ps.ver.	11,3	11,3	10,5	10,5	10,7
7	8,20	8,32	8,47	32,0	r.v.	31,5	31,5	35,5	35,5	35,0
					dr.b.t.	24,4	24,5	23,9	24,2	24,4
					n.b.t.	13,9	13,9	14,1	14,3	14,4
					ps.ver.	10,5	10,6	9,8	9,9	10,0
8	6,67	6,67	6,81	31,0	r.v.	31,0	30,5	34,0	34,0	33,5
Kol.	1	2	3	4	—	5	6	7	8	9

In *tabel I* zijn voor de bepalingen **1** tot en met **8**, gerangschikt volgens afnemende relatieve vochtigheid, de volgende cijfers vermeld:

Gravimetrische bepaling, kolom 1 en 2. De uitkomsten van de gravimetrische bepalingen der abs. vochtigheid in mg H_2O/liter in duplo en ongecorrigeerd [8]).

Idem, kolom 3. De met behulp van den correctiefactor berekende gemiddelde absolute vochtigheid.

Idem, kolom 4. De met behulp van de droge bol temperatuur van de Assman I berekende relatieve vochtigheid.

Psychrometr. bepaling, kolom 5-9. De uitkomsten van de psychrometeraflezingen, t.w.
de droge bol temperatuur,
de natte bol temperatuur,
het psychrometrisch verschil en
de berekende relatieve vochtigheid (volgens de formule van Sprung).

In de grafieken *fig. 3* en *4* is wederom de psychrometer A_I als standaard aangenomen.

Uit *fig. 3* blijkt, dat de overeenstemming tusschen de gravimetrische bepaling en de beide Assmann's onderling groot is. Tevens zien we, dat de aanwijzingen van de andere psychrometers pas belangrijke fouten vertoonen beneden de 50% relatieve vochtigheid.

In de grafiek *fig. 4* zijn aangegeven de afwijkingen van de psychrometrische depressies van de andere psychrometers ten opzichte van de Assmann I. Opvallend is wederom de overeenstemming tusschen de beide Assmann's.

Bij de beide Lambrecht psychrometers valt een vrijwel gelijk verloop van de depressie te constateeren. Uit de helling van de lijn volgt, dat de

8) De tusschen haakjes geplaatste getallen, die kennelijk foutief zijn, zijn voor de verdere berekening niet in aanmerking genomen.

psychrometrische depressie gemiddeld 93% van die van de Assmann psychrometers bedraagt.

Bij den electrischen psychrometer is dit gemiddeld 95%.

Uit de op gravimetrische wijze gevonden absolute vochtigheid werd de waterdampspanning van de lucht berekend.

Uit de vergelijking (3) kan men p_f oplossen.

Met behulp van de vergelijking, die daardoor ontstaat nl.:

$$p_f = \left[p_d + \frac{B \cdot 0{,}240}{0{,}622\, r} \cdot \left(1 + \frac{0{,}19\, p_d}{B} \right)(t - t_f) \right] : \left[1 + \frac{0{,}240}{0{,}622\, r} \cdot \left(1 + \frac{0{,}19\, p_d}{B} \right)(t - t_f) \right]$$

werd door substitutie van p_d en van verschillende waarden voor p_f en $t - t_f$, door interpolatie het theoretisch psychrometrisch verschil berekend.

Uit het theoretisch en het gemeten psychrometrisch verschil werd de correctiefactor g bepaald.

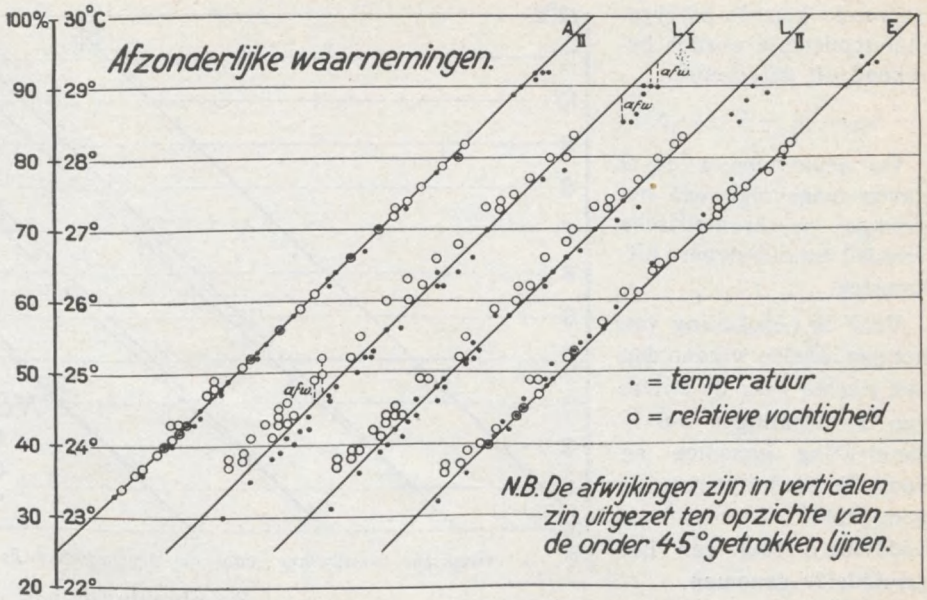


Fig. 2. Grafische voorstelling van de afzonderlijke waarnemingen volgens tabel I.

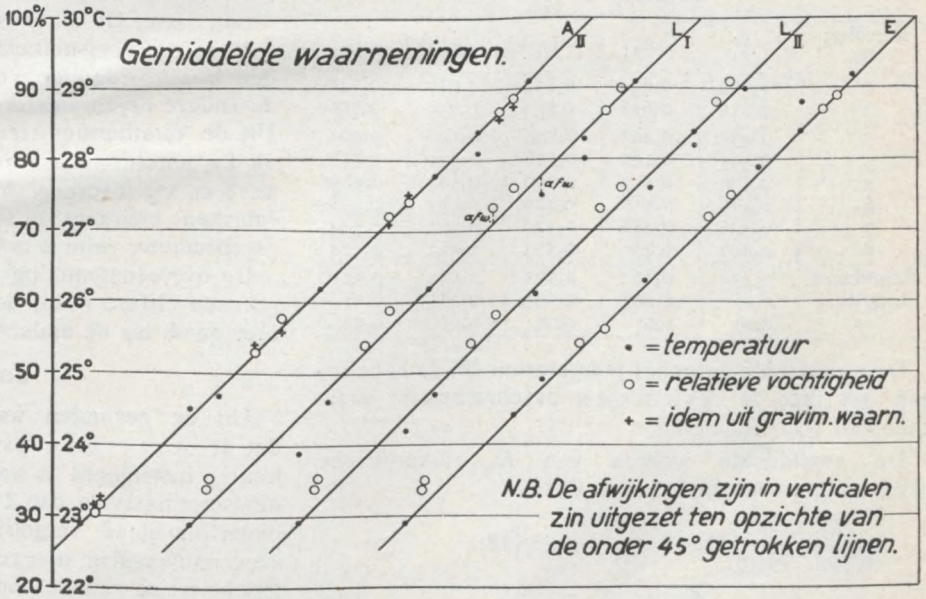


Fig. 3. Grafische voorstelling van de gemiddelde waarnemingen volgens tabel I.

Tabel II.

Correctiefactor g.

Bep.	Assmann I	Assmann II
1	0,926	0,926
2	0,915	0,915
3	1,004	1,004
4	0,991	0,981
5	0,979	0,976
6	1,022	1,022
7	0,994	0,994
8	0,991	0,991
Gemiddeld	0,997	0,995
einduitk.	0,997 ± 0,006	0,995 ± 0,006

Daar de bepalingen 1 en 2 sterk afwijkende uitkomsten geven, werd het gemiddelde berekend uit de bepalingen 3-8.

Voor de einduitkomst werd het gemiddelde + of — de middelbare fout van het gemiddelde genomen.

Voor de Assmann I werd gemiddeld bepaald $g = 0{,}997$ en voor de Assmann II $g = 0{,}995$.

De overeenstemming met de door Ebert en Pfeiffer [2]) gevonden waarde voor $g = 0{,}995$ is dus practisch volkomen. Met een Assmann psychrometer wordt bij temperaturen van ∞ 20° C het theoretisch psychrometrisch verschil dus voor 99,5% bereikt.

Uit de waterdampspanning van de lucht, de bij de natte bol temperatuur heerschende verzadigde waterdampspanning en de gemeten psychrometrische

2) loc. cit.

depressie kan de psychrometerconstante worden berekend uit de formule:

$$p_d = p_t - K\,(t - t_t)$$

De bepalingen 1 en 2 gaven tengevolge van het geringe psychrometrische verschil onbetrouwbare uitkomsten.

Voor de berekening van het gemiddelde werden dan ook slechts weer de cijfers van de bepalingen 3-8 in aanmerking genomen en voor de einduitkomst het gemiddelde + of — de middelbare fout van het gemiddelde genomen.

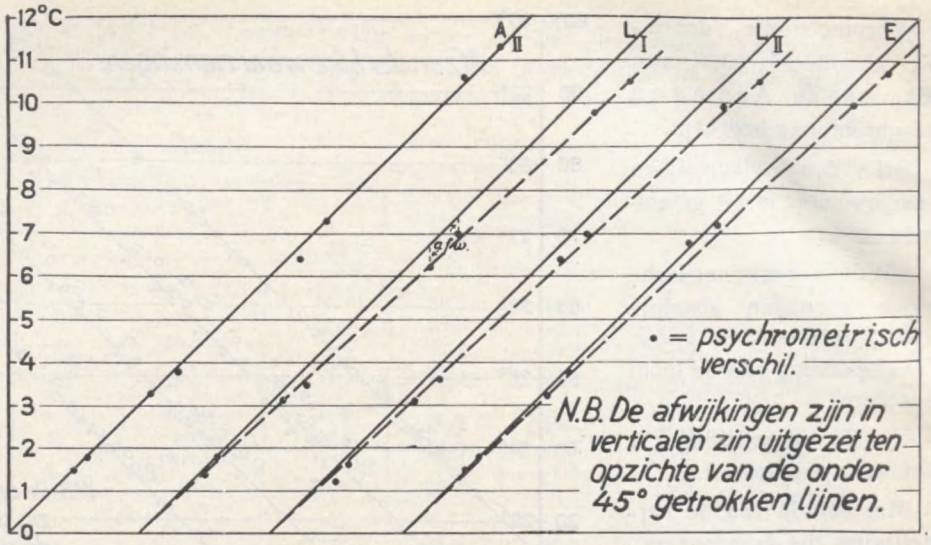


Fig. 4. Grafische voorstelling van de psychrometrische depressie ten opzichte van A_I.

Tabel III.
Waarde van K.

Bepaling No.	A_I	A_{II}	L_I	L_{II}	E
1	0,634	0,634	0,800	1,007	0,740
2	0,616	0,616	0,616	0,790	0,700
3	0,443	0,443	0,540	0,540	0,491
4	0,465	0,480	0,586	0,570	0,537
5	0,485	0,510	0,600	0,563	0,529
6	0,416	0,416	0,420	0,451	0,438
7	0,458	0,458	0,536	0,545	0,544
8	0,462	0,450	0,511	0,522	0,524
Gemiddeld	0,455	0,461	0,532	0,532	0,511
Einduitk.	0,46 ± 0,01	0,46 ± 0,01	0,53 ± 0,02	0,53 ± 0,02	0,51 ± 0,02

De gemiddelde natte bol temperatuur bij de bepalingen 3-8 met de Assmann psychrometers waargenomen was 19,5° C.

De gemiddelde waarde van K_t (theoretische psychrometerconstante) wordt dan:

$$\frac{695 \cdot 0{,}24}{0{,}622 \cdot 584{,}6}\left(1 - \frac{16{,}88}{695}\right) = 0{,}448.$$

Daar $\dfrac{\alpha}{\alpha + \alpha_s} = \dfrac{K_t}{K}$ vinden wij voor:

	A_I	A_{II}	L_I	L_{II}	E
$\dfrac{\alpha}{\alpha + \alpha_s}$	0,975	0,975	0,84	0,84	0,88

Volgens eigen berekening uit de windsnelheid en afmetingen van de thermometers werd voor $\dfrac{\alpha}{\alpha + \alpha_s}$ gevonden:

A_I en A_{II}	$\dfrac{0{,}052}{0{,}052 + 0{,}0008} = 0{,}985$
L_I	$\dfrac{0{,}078}{0{,}078 + 0{,}006} = 0{,}93$
L_{II}	$\dfrac{0{,}089}{0{,}089 + 0{,}006} = 0{,}94$
E	$\dfrac{0{,}102}{0{,}102 + 0{,}006} = 0{,}94$

De afmetingen van den kwikbol van de thermometers van de L_I waren 25 mm lengte en 8 mm dikte, die van de andere thermometers 15 mm lengte en 5 mm dikte. De dikte is gerekend inclusief het gaas.

Voor de windsnelheid langs de thermometers van den E psychrometer werd gemeten 2,7 m/sec. Voor de andere psychrometers was deze niet wel te meten. Uit de katathermometer aflezingen werd voor de L_I en L_{II} psychrometers berekend, dat de windsnelheid ± 2 m/sec bedroeg. Volgens de opgave van den fabrikant bedraagt de snelheid bij den Assmann psychrometer ruim 2 m/sec.

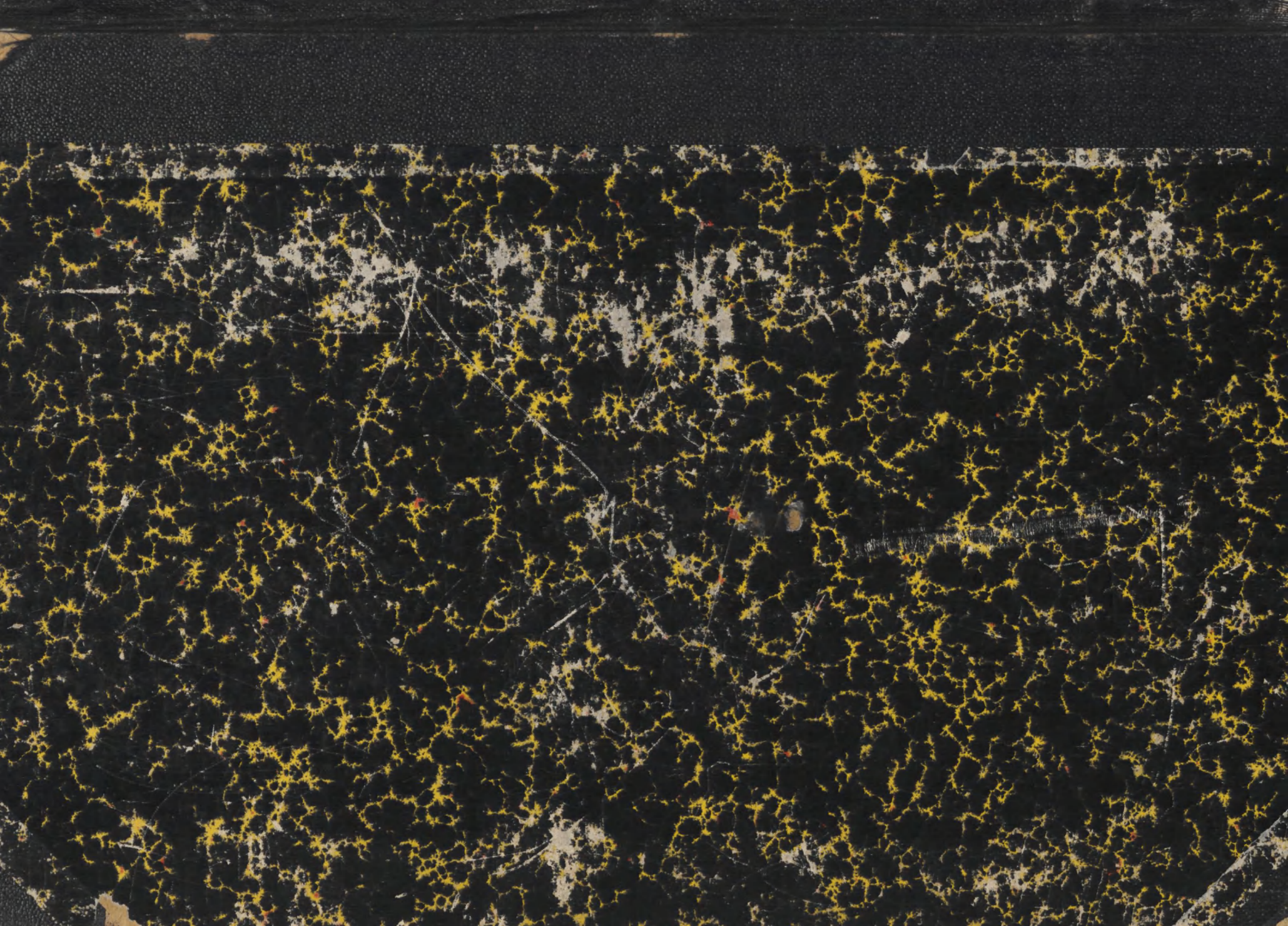
De overeenstemming tusschen de gevonden en berekende cijfers is bij de Assmann psychrometers zeer goed, bij de andere psychrometers niet.

Conclusie.

Uit de gevonden waarden mag afgeleid worden, dat de Assmann psychrometer een zeer nauwkeurig instrument is voor temperatuur- en vochtigheidsmetingen en dat 2 Assmann psychrometers onderling goed vergelijkbare uitkomsten geven, die zeer nauwkeurig overeenstemmen met op gravimetrische wijze gedane bepalingen.

De invloed van de straling is, zooals te verwachten was, gering, nl. ± 2% van de totale warmteoverdracht. Daarom worden met de formule van Sprung, waarvan de constante ± 2% grooter is dan de theoretische psychrometerconstante uit de vergelijking (3), zulke goede uitkomsten verkregen.

Voor de drie andere psychrometers moet men, om nauwkeurige uitkomsten te verkrijgen, een andere formule toepassen, of met behulp van de gevonden correctiefactoren het psychrometrisch verschil corrigeeren.

Voor niet bijzonder nauwkeurige metingen bij een relatieve vochtigheid niet lager dan 50% is de formule van Sprung op de metingen met deze psychrometers wel toepasselijk.

Dat de Assmann psychrometer dus inderdaad belangrijk juister waarnemingen geeft dan die van Lambrecht en de electrische psychrometer is uit het vorenstaande gebleken.