551.573:551.481
551.58 (567)

MEDEDELINGEN VAN DE LANDBOUWHOGESCHOOL TE WAGENINGEN, NEDERLAND 59 (9), 1-90 (1959)

HET KLIMAAT EN DE VERDAMPING VAN EEN MEER IN CENTRAAL IRAK

THE CLIMATE AND THE EVAPORATION FROM A LAKE IN CENTRAL IRAQ

door/*by*

L. WARTENA[1])

(Laboratorium voor Natuur- en Weerkunde, Landbouwhogeschool, Wageningen, Nederland)

(Ontvangen/Received 17.4.'59)

INHOUD

	formule	tabel	figuur	pag.
Inleiding				3
Symbolenlijst				4
I. Het klimaat van Centraal Irak				7
1. Inleiding				7
2. De luchtdrukverdeling			1 t/m 5	8
3. Wind			6 t/m 8	11
4. Neerslag		I	9, 10	12
5. Temperatuur			11 t/m 13	13
6. Waterdamp			14, 15	15
7. Bewolking			16	15
8. Stof				16
9. Keuze van de plaats voor aanvullende metingen				17
II. Waarnemingen en instrumentarium				17
1. Beschikbare waarnemingen				17
2. Eigen waarnemingen			17 t/m 19	18
3. Verdampingsmetingen				19
a. Verdampingspan			20, 21	19
b. Piche verdampingsmeters				19
4. Stralingsmetingen				20
5. Temperatuurmetingen			22	21
6. Overige metingen				22
III. Kortgolvige straling				22
1. Inleiding				22
2. Bewolking en zonneschijnduur	1, 2		23, 24	22
3. Totale globale straling		II	25	23
4. Totale globale straling en relatieve zonneschijnduur	3	III	26	26
5. Relatieve zonneschijnduur en bewolkingsgraad	4		27 t/m 30	28

[1] Hoofdingenieur bij de Nederlandsche Heidemaatschappij.

20/9039

		formule	tabel	figuur	pag.
6.	Absorptie-coëfficiënt van een vrij wateroppervlak	5	IV		33
IV.	Verdampingsmetingen				33
1.	Wat geeft een verdampingsmeter aan?		V, VI	31	33
2.	Beschouwingen omtrent de verdampingspan	6 t/m 14	VII	32, 33	35
3.	De energiebalans van de verdampingspan	15 t/m 18	VIII, IX, X		39
4.	Bespreking van de resultaten		XI	34	42
5.	Conclusie				45
V.	Berekening van de verdamping van het toekomstige Thartharmeer				45
1.	Verdamping van meren in de subtropen				45
2.	De verdamping bij bekende oppervlaktetemperatuur	19, 20		35	47
3.	Berekening van de verdamping bij onbekende oppervlaktetemperatuur	21 t/m 25			49
	a. De keuze van $\Theta_{(0,0)}$				50
	b. Bepaling van λ_{tu}	26, 27			50
	c. De absorptie van kortgolvige straling	28, 29, 30			53
	d. Uitvoering van de berekening	28a, 31, 32			53
	e. Keuze van l en t			36	54
	f. Rekenschema			37	56
	g. Beschrijving en gebruik van het formulier			38	56
4.	Resultaten bij het meer van Tiberias				59
	a. Wind			39	59
	b. Overige grootheden				60
	c. Begintemperatuur			40	60
	d. Temperatuurverloop			41	60
	e. Energiebalans		XII	42, 43	60
5.	Resultaten voor Centraal Irak				63
	a. Begintemperatuur			44	63
	b. Resultaten		XIII, XIV	45 t/m 48	63
6.	Betrouwbaarheid				69
	a. Temperatuur- en dampspanning van de lucht boven het water		XV		69
	b. Wind				69
	c. Basistemperatuur				70
Appendix:	De berekening van de verschillende termen van de energiebalans van de verdampingspan				70
1.	De directe kortgolvige straling	33 t/m 47	XVI t/m XIX	49 t/m 55	70
2.	De diffuse kortgolvige straling	48 t/m 51		56	78
3.	De teruggekaatste kortgolvige straling	52 t/m 55		57	79
4.	De temperatuurstraling van de atmosfeer	56 t/m 60			79
5.	De temperatuurstraling der aarde	61, 62			82
6.	De temperatuur van de grond	63, 64	XX t/m XXIII	58	82
7.	De temperatuurstraling van de panwand	65, 66, 67			85
8.	Samenstelling van de gebruikte formules	68, 69			86
Summary					87
Literatuurlijst					89

INLEIDING

In het kader van een voor de voormalige Development Board van Irak ingesteld onderzoek naar de mogelijkheden van het gebruik van een natuurlijke laagte in de woestijn, de Tharthar-depressie, in Centraal Irak als verzamelbekken voor irrigatiewater, moest de verdamping van het eventueel aan te leggen meer berekend worden. Hiertoe moest het klimaat van Centraal Irak bestudeerd en een groot aantal gegevens verzameld worden. Bovendien werd een aantal metingen verricht, ten dele op het vliegveld te Baghdad, ten dele in de nabijheid van de genoemde laagte in de woestijn.

In hoofdstuk I wordt het klimaat van centraal Irak behandeld. Tevens zal daar uiteengezet worden dat het klimaat van Baghdad zó weinig van dat van het Tharthar-gebied afwijkt, dat het verantwoord is de te Baghdad verzamelde gegevens voor mijn berekeningen te gebruiken.

In hoofdstuk II wordt vermeld welke gegevens beschikbaar waren, welke aanvullende metingen gewenst geacht werden, welk instrumentarium hiervoor werd gebruikt en hoe dit werd opgesteld. Tenslotte worden de betrouwbaarheid en de ijkingen besproken.

De verdamping wordt door verschillende grootheden beïnvloed. Algemeen bekend verondersteld mag worden dat voor ieder verdampend oppervlak een energiebalans is op te stellen, waar de verdamping deel van uitmaakt.

De belangrijkste post is in het algemeen de kortgolvige straling. Deze wordt in hoofdstuk III behandeld. Hierbij worden enkele berekeningsmethoden getoetst. Het blijkt dat in Irak enige algemeen gebruikte methoden niet ongewijzigd kunnen worden toegepast.

De verdamping wordt veelal bepaald met verdampingspannen en Piche-evaporimeters. Met beide instrumenten zijn metingen uitgevoerd, waarbij gebleken is dat de Piche-evaporimeters in het klimaat van centraal Irak vrijwel onbruikbaar zijn. De verdampingspan is uitvoerig bestudeerd en er is een poging gedaan om de energiebalans hiervan voor een geheel jaar op te stellen (hoofdstuk IV en appendix).

In hoofdstuk V tenslotte is een methode ontwikkeld waarmede de temperatuurverdeling in een meer berekend wordt. Uitvoerig is ingegaan op de begin- en randvoorwaarden. De ontwikkelde methode is getoetst aan een bestaand meer, waarvoor de keuze viel op het meer van Tiberias (Israël) en werd voorts uitgevoerd voor twee niet bestaande meren van resp. 10 m en 50 m diep in Irak.

Behalve de temperatuurverdeling wordt bij deze berekening bovendien de verdamping gevonden.

Van de gebruikte symbolen en het systeem van samenvoeging is in een symbolenlijst een overzicht gegeven. In het algemeen werd het praktische eenhedenstelsel gebruikt en werden zoveel mogelijk de in de Nederlandse normaalbladen N 1268, N 1269, N 1221 t/m N 1224, V 972 aanbevolen symbolen gebruikt.

Een enkele maal werd bewust van het praktische stelsel afgeweken terwille van de leesbaarheid en vergelijking met bestaande literatuur. Het is bijvoorbeeld gewoonte om op een bepaalde plaats de totale van de zon afkomstige straling uit te drukken in cal cm^{-2} etm^{-1} en niet in joule m^{-2} sec^{-1}. Tegen dit laatste zijn ook zeker bezwaren aan te voeren.

(Aan het einde van hoofdstuk V wordt een samenvatting gegeven.)

SYMBOLENLIJST

A	temperatuuramplitudo	°C
B	Bowen's verhouding	
D	dempingsdiepte	m
E	stabiliteit	
E_0	verdamping van een zeer dun vrij wateroppervlak volgens Penman	mm etm^{-1}
H	energiefluxdichtheid	cal cm^{-2} min^{-1}
J	stralingssterkte of intensiteit	cal sr^{-1}
N	radiantie	cal sr^{-1} m^{-2} min^{-1}
N	gedeelte van de hemel door wolken bedekt in achtsten	
N_h	gedeelte van de hemel door lage wolken bedekt in achtsten	
O	oppervlak	m^2
Q	hoeveelheid straling over een geheel etmaal	cal cm^{-2} etm^{-1}
R	straal verdampingspan	m
Ri	getal van Richardson	
Z	diepte meer	m
a	1e absorptiefactor 2e transmissiecoëfficiënt van lucht op hoogte z	
c	soortelijke warmte	cal g^{-1} °C^{-1}
d	dikte panwand	m
h	waterdiepte in verdampingspan	m
k_0	constante van von Karman	= 0,4
l	1e differentie van de diepte	m
	2e een afstand	m
p	druk	mb
p_0	gemiddelde luchtdruk herleid op zeeniveau	mb
r	1e relatieve zonneschijnsduur	
	2e verdampingswarmte	cal g^{-1}
	3e radiusvector van de aarde	
t	tijd	sec of week
$-t_0$	tijdstip van zonopkomst resp. zonsondergang gerekend	
$+t_0$	vanaf het culminatie tijdstip	gewoonlijk: min
u	windsnelheid	m sec^{-1}
u^*	wrijvingssnelheid	m sec^{-1}
v	horizontale stroomsnelheid van water	m sec^{-1}
z	diepte	m
z_0	ruwheidsparameter	m
α	1e gedeelte van door de panwand binnendringende energie dat ter beschikking komt voor verdamping (hoofdstuk IV) 2e gedeelte dat $H_{rh}^{h_0}$ bedraagt van Q bij $r = 0$ (hoofdstuk III)	
β	verhouding tussen H_{sh} voor twee verschillende oppervlakten (appendix)	

γ	psychrometer constante	mb °C^{-1}
δ	declinatie	rad
δ_l	dikte laminaire laag	m
ε	constante verhouding etc.	
ζ	zenith-hoek	rad of °
ϑ	temperatuur	°C
$\varkappa$	extinctiecoëfficiënt	m^{-1}
λ	1e warmtegeleidingsvermogen	cal m^{-1} sec^{-1} °C^{-1}
	2e golflengte	m
ν	kinematische viscositeit van lucht	m^2 sec^{-1}
ξ	voor een hoek gebruikt symbool	rad of °
ρ	dichtheid water	kg m^{-3}
σ	constante van Boltzmann	cal cm^{-2} °K^{-4} min^{-1}
τ	differentie in de tijd	week
φ	1e fase vertraging	rad
	2e een hoek, gewoonlijk een azimuth	rad
χ, ψ	voor een hoek gebruikte symbolen	rad of °
ω	1e radiaal frequentie	rad sec^{-1}
	2e ruimtehoek	sr
Θ	temperatuur	°K
Θ_z	temperatuur op diepte z	°K
$\Theta_{z,\,t}$	temperatuur op diepte z, op tijdstip t	°K
Ω	een oppervlak	m^2

TOEVOEGINGEN AAN SYMBOLEN

${}^{x_4}_{x_4}X^{x_3}_{x_1}$ X symbool uit symbolenlijst.
x_1 nadere aanduiding van X.
x_2 nadere aanduiding van x_1.
x_3 nadere aanduiding van een andere niet rechtstreeks met X verband houdende grootheid. x_3 wordt veelal gebruikt voor aanduiding van het (opper)vlak waarvoor X beschouwd wordt. In het algemeen wordt het wateroppervlak niet nader aangeduid.
x_4 slechts bij uitzondering te gebruiken aanduiding; geen vaste betrekking. Voor de toevoegingen wordt van het engels uitgegaan.

Bijvoorbeeld:

${}^{pa}H^{df}_{sh}$ = energiefluxdichtheid der kortgolvige diffuse straling (short wave radiation) vallende op de panwand, maar H^{df}_{sh} = energiefluxdichtheid der kortgolvige diffuse straling op een wateroppervlak.

${}^{pa}H^{lo}_{lo}$ = energiefluxdichtheid der langgolvige straling van het aardoppervlak vallend op de panwand.

${}^{pa}_{ab}H^{di}_{sh}$ = energiefluxdichtheid der kortgolvige directe straling, ontvangen door de panwand en hiervan het geabsorbeerde gedeelte.

Ook symbolen uit de symbolenlijst kunnen als toevoeging worden gebruikt, bijv.

${}^{z}H_{\lambda}$ = energiefluxdichtheid van de straling met golflengte λ op diepte z.[1]

ab	geabsorbeerd
ai	lucht
cl	helder (relatieve zonneschijnduur = 1)
cn	climnolimnion
co	geleiding
di	direct
df	diffuus
ev	verdamping
hn	hypolimnion
ho	horizontaal (vlak)
ht	homotherm
oa	buiten de atmosfeer
lo	langgolvig
ne	netto
mo	maand
pa	pan, gewoonlijk panwand
p	loodrecht
re	gereflecteerd
se	voelbaar
sh	kortgolvig
sp	surplus
st	opslag
su	zon
ve	verticaal (vlak)
vφ	verticaal vlakje waarvan de normaal hetzelfde azimuth heeft als de zon
tu	turbulent
wp	water in de verdampingspan

UITSLUITEND IN DE BESCHOUWINGSWIJZE VAN KOHLER VOOR DE CLASS A-PAN EN EEN MEER GEBEZIGDE SYMBOLEN

A_p	voor warmteoverdracht effectieve buitenoppervlak van de pan
A'_p	totale buitenoppervlak van de pan
A_w	wateroppervlak in de pan
E_a	verdamping van een wateroppervlak bij temperatuur Θ_{ai}
E_L	verdamping van een meer
E_p	panverdamping
Q_n	netto straling op een horizontaal vlak
Q_h	warmteoverdracht lucht–water voor de pan
Q'_h	warmteoverdracht lucht–panwand voor de pan
$f_L(u)$	windfunctie voor een meer
$f_p(u)$	windfunctie voor het panwater
$f'_p(u)$	windfunctie voor de panwand
γ_p	„psychrometer constante" gewijzigd voor de pan
Δ	$d\Theta/de$ voor $\Theta = \Theta_{ai}$

[1] Een toevoeging kan soms de dimensie veranderen.

HOOFDSTUK I

HET KLIMAAT VAN CENTRAAL IRAK

1. Inleiding

Irak ligt in de subtropen ongeveer tussen 29° en 37° N.B. en 39° en 48° O.L. Van N.W. naar Z.O. loopt een flauw naar de Perzische golf hellende laagte, waardoor de Eufraat en de Tigris stromen (Mesopotamië). Naar het W. loopt het gebied geleidelijk op tot ± 500 meter langs de Syrische grens. Verder naar het Westen ligt o.a. het Libanongebergte. In het Noorden en Oosten neemt de hoogte dicht bij de Turkse en Perzische grens sterk toe. Daar ligt een zeer ontoegankelijk woest bergland, dat ten dele als hooggebergte kan worden aangemerkt. In het Zuiden wordt de 500 m en meer ook grotendeels bereikt. In het Z.O. loopt de centrale laagte uit in een moeras- en merengebied aan de Perzische Golf. Mede tengevolge van de overwegend geringe, geleidelijk verlopende hoogteverschillen zijn de klimaatsverschillen over grote afstanden zeer gering te noemen.

Hoewel in dit hoofdstuk voornamelijk op het klimaat van een gedeelte van Mesopotamië (voortaan met Centraal Irak aangeduid, zie fig. 1) wordt ingegaan, heeft het ten dele een meer algemene betekenis. Alleen in het bergland, d.i. het N.O. en N. is het klimaat sterk afwijkend. De in de volgende paragrafen verwerkte cijfers zijn ontleend aan (10) en (11), welke met toestemming van het Meteorological Department van het Ministry of Communications and Works van Irak hier worden gepubliceerd, waarvoor op deze plaats gaarne dank gezegd wordt.

In dit en volgende hoofdstukken wordt voorts herhaalde malen speciaal genoemd het *Tharthar*-gebied (fig. 1). Dit is het gebied van het toekomstige Thartharmeer, benevens een strook van enige tientallen kilometers daaromheen. Het gehele Tharthargebied is een woestijn, behoudens een klein meertje, dat reeds gevormd is. In het Tharthargebied zijn gedurende een jaar metingen verricht bij een tijdelijk kamp, Kamp 2 genaamd. Voor zover plaatsnamen worden genoemd, worden steeds de bij deze plaatsen liggende meteorologische waarnemingsposten bedoeld. Te Baghdad is dat het meteorologisch hoofdstation op de luchthaven.

Het klimaat is continentaal subtropisch met een uitgesproken tekort aan regenval. Zonder wateraanvoer van elders is het uitoefenen van landbouw niet mogelijk. De lange hete droge zomer, die meestal van begin mei tot eind oktober of begin november duurt is kenmerkend. Bewolking komt zeer weinig voor, regen zeer weinig in het begin en het einde en overigens sporadisch. Het op de zomer volgende seizoen duurt tot ongeveer half maart en kan daarom gevoegelijk winter worden genoemd. In de winter trekken depressies over het gebied, die enige regen brengen. Over het geheel genomen is de winter regenarm en wisselen perioden met mooi weer, regen, hagel, nachtvorst en mist ('s nachts) elkaar af in de bij de subtropische winter behorende onregelmatigheid. De overgang naar de zomer is veel minder abrupt dan het begin van de winter en men kan van 2 maanden voorjaar spreken. (In die tijd „bloeit" de woestijn.) In het voorjaar valt nog enige neerslag. De in de winter regelmatig optredende nachtvorst beperkt de mogelijkheid van de cultuur van vele gewassen.

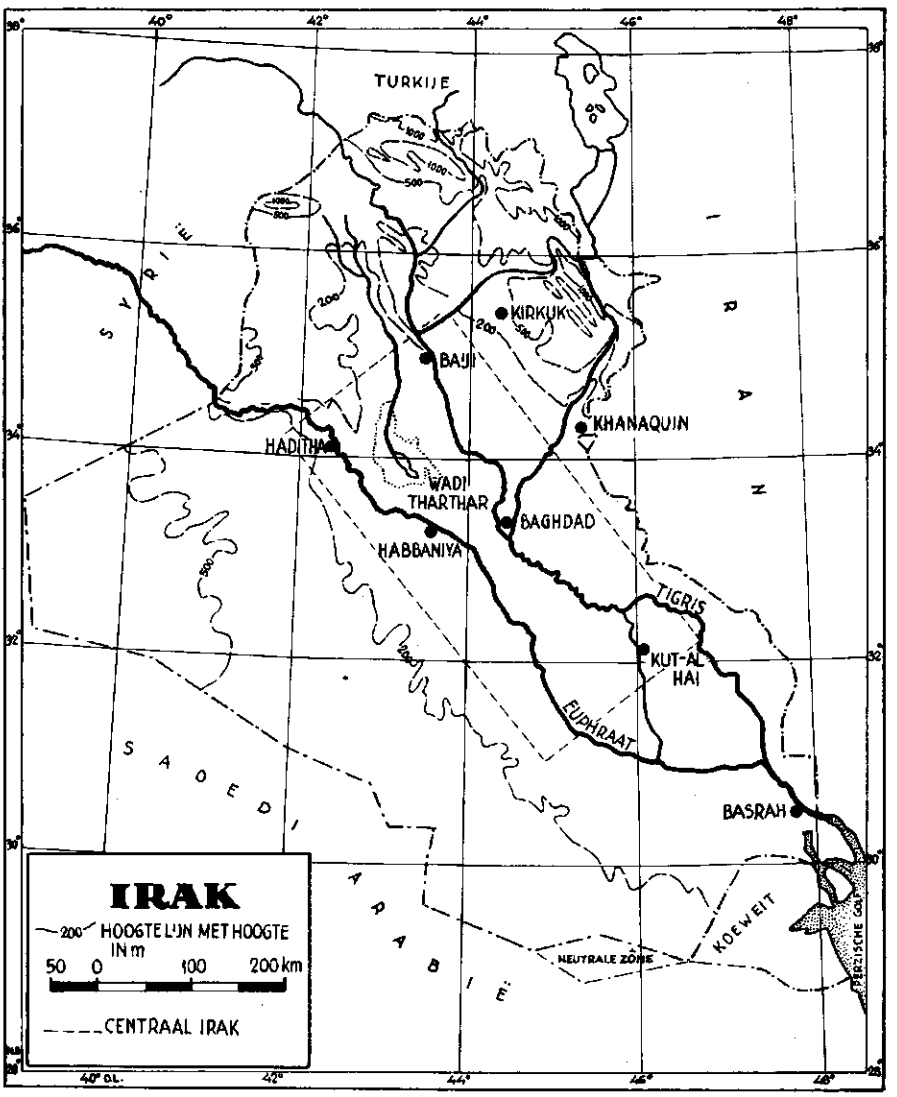


FIG. 1.

2. DE LUCHTDRUKVERDELING

De verwarming van een continent heeft ten opzichte van de zee in de zomer steeds de ontwikkeling van een laag drukgebied ten gevolg. Het is algemeen bekend, dat dit ook in de gordel van de subtropische maxima het geval is. Dit is het gevolg van de verschillen in de energiebalans tussen land en zee. Op zee wordt een groter gedeelte van de energie omgezet in latente warmte door de verdamping, terwijl de watermassa een veel grotere hoeveelheid warmte vastlegt dan het land.

Indien een uitgestrekt gebied met geringe verdamping grenst aan een gebied,

waarin de verdamping groter is, dus meer bewolking optreedt, kan zich het verschijnsel voordoen, dat boven het drogere gebied een thermisch lage drukgebied ontstaat. Tijdens de zomer is dit boven Centraal Irak, evenals boven Saoedi Arabië het geval. Het boven Saoedi Arabië aanwezige lage drukgebied heeft daardoor een vore-vormige uitloper over Centraal Irak. Duidelijk blijkt dat b.v. uit de gemiddelde drukverdeling in juli (fig. 2). Aangezien in de voor- en nazomer de verwarming van Saoedi Arabië sterker is dan in Centraal Irak is de vore dan minder sterk ontwikkeld en is tevens de as minder uitgesproken Z.O.–N.W. gericht en tevens meer naar het Westen verschoven. Dit blijkt b.v. uit de gemiddelde luchtdrukverdeling in mei (fig. 3). Het lagedruk gebied is echter de gehele zomer permanent aanwezig.

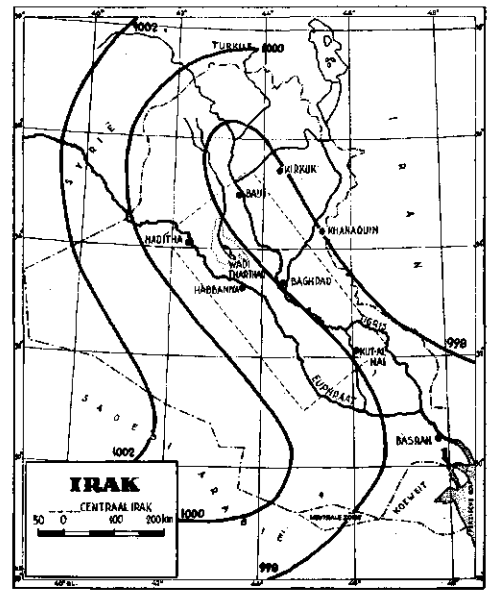


FIG. 2. Gemiddelde luchtdruk in juli.
Mean air pressure in July.

Tengevolge van het iets westwaarts verschuiven van het lagedruk gebied dringt voornamelijk in augustus het intertropisch front vrij ver naar het Noorden op, zonder echter Irak te bereiken. Wel kan soms enige bij het front behorende hogere bewolking tot in Centraal Irak binnendrijven. Soms snoert zich een afzonderlijke kern van lage druk in het N.W. boven het enige aaneengesloten stuk woestijn van Centraal Irak af (fig. 3, 4) In de winter is de neiging tot vorming van een thermisch lagedruk gebied in Saoedi Arabië, zij het in veel geringere mate dan in de zomer, toch nog aanwezig. Het volgens H. NEUMANN (32) optredende hogedruk gebied boven Saoedi Arabië werd door mij nimmer lange tijd standvastig aan getroffen. Herhaaldelijk vormt zich een lagedruk gebied met een uitloper naar het N. over Centraal Irak. In vergelijking met de zomer is de uitloper zwakker ontwikkeld en sterk naar het W. verschoven.

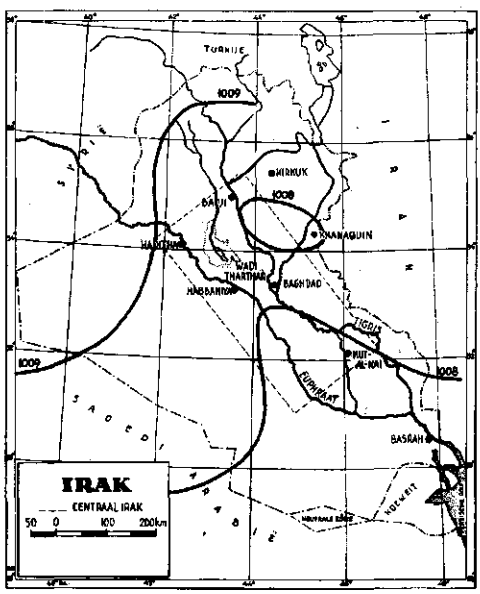


FIG. 3. Gemiddelde luchtdruk in mei.
Mean air pressure in May.

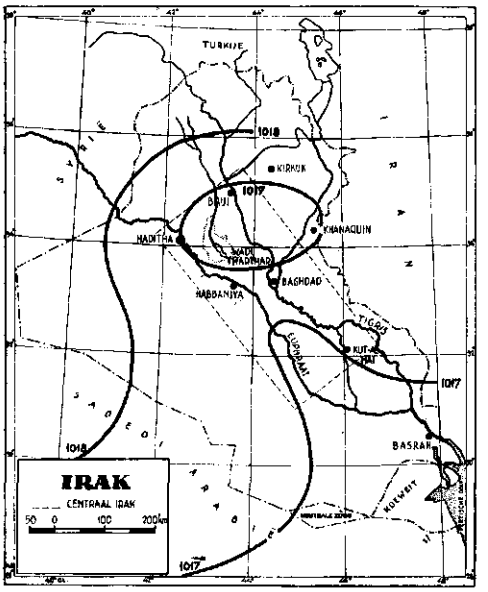


FIG. 4. Gemiddelde luchtdruk in november.
Mean air pressure in November.

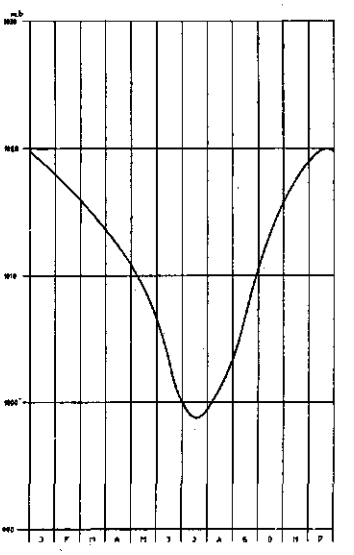


FIG. 5. Gemiddelde luchtdruk te Baghdad.
Mean air pressure at Baghdad.

Herhaaldelijk wordt dit beeld nu verstoord door depressies, die over Centraal Irak trekken. Ten dele zijn dit Middellandse Zee depressies, die meestal betrekkelijk weinig regen brengen. Vaak ontstaat ten O. van de Sinaï in de buurt van de golf van Akaba een depressie, die met vrij grote snelheid in W. of N.W. richting trekt en soms vrij veel regen brengt. De Akaba-depressie ontstaat wanneer polaire lucht over het Middellandse Zee gebied Egypte binnenstroomt en stoot op de warme Arabische luchtmassa. Dat dit juist in de omgeving van de golf van Akaba tot depressievorming leidt is waarschijnlijk toe te schrijven aan de richtingsverandering van de aanvankelijk naar het O. of Z.O. stromende koude lucht, tengevolge van het stromen rond het Sinaï schiereiland. Het is bekend, dat dit in soortgelijke situaties elders eveneens geschiedt. Volgens KÖPPEN-GEIGER (26) is dat b.v. de reden van het veelvuldig ontstaan van depressies aan de Z.O. punt van Groenland. Ook is het niet uitgesloten, dat hier een regeneratie-proces van een occlusie optreedt (zie o.a. 6). Aan de voorzijde van deze depressies dringt warme lucht N.-waarts. Dit geeft over een groot deel van Irak soms aanleiding tot flinke regenval. Soms wordt dit nog versterkt door het binnenstromen van koude lucht uit N. of O., die zich onder de warme lucht dringt. Het komt vooral aan de voet van bergen voor en geeft tot zware neerslag aanleiding. (Is voor N. Irak door BOESCH (7) reeds opgemerkt.)

In het voorjaar krijgt het thermische lagedruk gebied meer en meer de overhand, gepaard gaande met de toenemende straling.

Over het gehele jaar genomen is een sterke jaarlijkse gang in de luchtdruk aanwezig (fig. 5).

3. WIND

De windrichting wordt in de zomer geheel bepaald door de ligging van het lage drukgebied. Omdat de as van de vore gewoonlijk ten Oosten van Centraal Irak ligt, ongeveer evenwijdig aan de Perzische grens, is de heersende windrichting N.W. Ten O. van de as is de heersende windrichting Z.O. Tengevolge van de W.-waartse verschuiving van de as is het waarschijnlijk, dat bij de verdeling van de frequenties uit de verschillende richtingen naast een top bij de N.W. richting een top bij de Z.O. richting te voorschijn komt in de betreffende tijden van het jaar. Dit blijkt ook zo te zijn (fig. 6). Tevens is het te verwachten, dat dit verschijnsel zich des te sterker zal voordoen naarmate een station meer

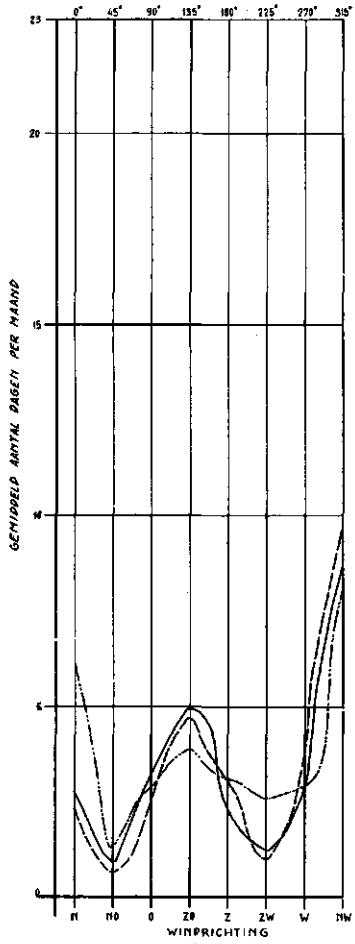


FIG. 6a. Aantal dagen met overheersende windrichting te Baghdad in januari. *Number of days with prevailing wind direction at Baghdad in January.*

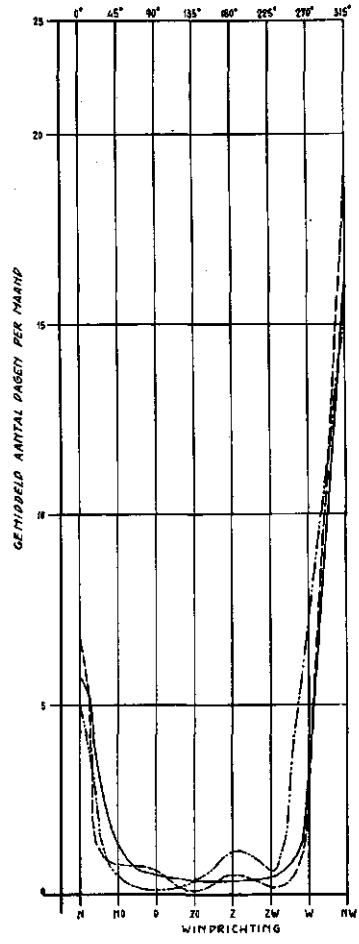


FIG. 6b. Aantal dagen met overheersende windrichting te Baghdad in juli. *Number of days with prevailing wind direction at Baghdad in July.*

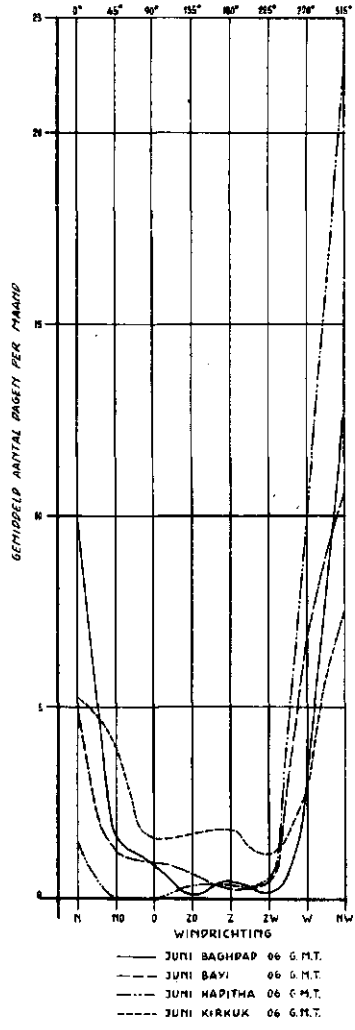


FIG. 7. Aantal dagen met overheersende windrichting voor verschillende weerstations in Irak voor juni.
Number of days with prevailing wind direction of different meteorological stations in Iraq for June.

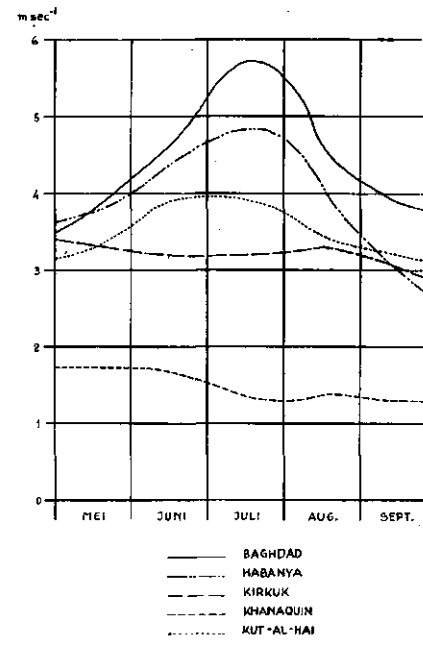


FIG. 8. Gemiddelde windsnelheid in m sec^{-1} voor verschillende weerstations in Irak in de zomer.
Mean windspeed in m sec^{-1} of different meteorological stations in Iraq in summer.

naar het O. ligt. Ook dit blijkt zo te zijn. Meer in het N. bij het uiteinde van de vore komen ook meer N.O. en O. richtingen veelvuldig voor (fig. 7).

Grote verschillen in windsnelheid treden niet op, wat gezien de gemiddelde luchtdrukverdeling ook niet te verwachten is. De windsnelheid is 's zomers in het O. gedeelte van Centraal Irak wat kleiner dan het W., omdat de as van de vore dan dikwijls in de nabijheid ligt (fig. 8).

4. NEERSLAG

De gemiddelde jaarlijkse regenval varieert over Centraal Irak van 100–200 mm (fig. 9). Duidelijk blijkt de toename van de regenval met de hoogte in het N.O. bergland. Uit het aantal regendagen per jaar blijkt, dat de gemiddelde hoeveelheid neerslag per regendag toeneemt met de jaarlijkse hoeveelheid. De gemiddelden zijn gebaseerd op 20 jaar waarnemingen. De verschillen van

TABEL I.

Jaar	Regenval in mm
1940	117,8
1941	129,6
1942	82,5
1943	84,8
1944	120,4
1945	137,6
1946	141,5
1947	146,2
1948	85,7
1949	171,3
1950	120,8
1951	225,5
1952	72,3
1953	97,1
1954	277,2
1955	167,7
1956	91,5
1957	335,8

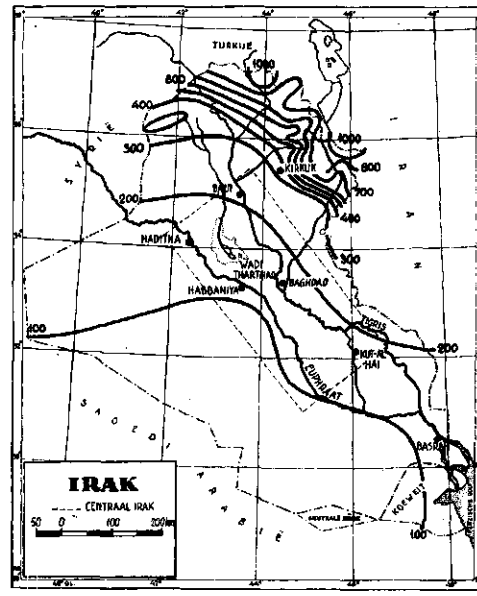


FIG. 9. Gemiddelde jaarlijkse regenval in mm.
Mean annual amount of precipitation in mm.

jaar tot jaar zijn groot. De over een 18-jarige periode gevonden jaarsommen voor Baghdad zijn in tabel I weergegeven.

Volgens H. NEUMANN (32) is in 1894 zelfs een jaarsom van 483 mm waargenomen. Er is echter niet meer na te gaan in hoeverre de toen verrichte waarnemingen betrouwbaar zijn. De kans op een dergelijke jaarsom is wel uitermate gering. De laagste jaarsom bedraagt 51 mm in 1892. Voorts zijn een aantal duurlijnen geconstrueerd (fig. 10).

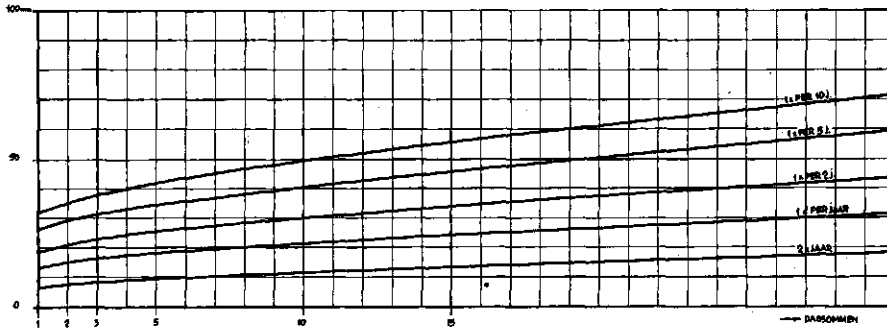


FIG. 10. Duurlijnen voor Baghdad. *Duration lines for Baghdad.*

5. TEMPERATUUR

In het begin van dit hoofdstuk werd reeds gewezen op het continentale subtropische karakter van het klimaat. De verschillen tussen winter- en zomertemperatuur, evenals tussen gemiddeld dagelijkse minimum en maximum zijn

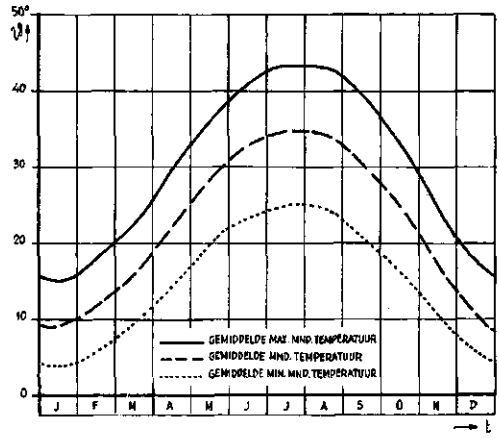


FIG. 11. Temperatuur te Baghdad.
Temperature at Baghdad: mean maximum, mean and mean minimum.

dan ook aanzienlijk. In fig. 11 zijn de maandgemiddelden van de luchttemperatuur uitgezet en door een vloeiende lijn verbonden. De gemiddelde amplitudo blijkt in de zomer bijna 10 °C te bedragen tegen 6 °C in de winter. De gemiddelde temperatuur in de koudste maand komt juist beneden 10 °C, in de warmste maand bedraagt zij 35 °C. De verschillen in gemiddelde temperatuur zijn voor Centraal Irak niet groot, hetgeen blijkt uit fig. 12. Ook de verschillen in max. temperatuur zijn gering. De minima kunnen van plaats tot plaats uiteraard wel iets grotere verschillen opleveren.

De temperaturen in de onderste luchtlagen kunnen tot zeer hoge waarden oplopen. De amplitudines nemen naar de bodem toe.

Als bijzonderheid kan hier genoemd worden de geringe dichtheid van de lucht, tengevolge van de hoge temperaturen. In juli ligt de gemiddelde dichtheid rond het middaguur beneden 1,10 kg m^{-3} en een waarde van 1,06 kg m^{-3} wordt zo nu en dan gevonden.

Hoe standvastig de Irakse zomer ook is, de temperatuurverschillen van dag tot dag kunnen aanzienlijk zijn.

Uit fig. 13 blijkt hoe vaak de temperatuur beneden 0 °C komt. De laagste ooit waargenomen temperaturen liggen tussen 4 °C in het Z. van het gebied tot –10 °C in het midden en N. Het hoogste minimum ligt voor het gehele gebied tussen 33 en 35 °C. De laagste max. temperaturen liggen tussen 8 °C in het Z. tot 4 °C in het Midden en 3 °C in het N. van het gebied. IJsdagen komen blijkbaar hoogst zelden voor en zijn in de waarnemingsperiode nog nooit opgetreden. Het hoogste maximum ligt rond 51 °C. In de gebruikelijke observatiehutten worden de laatste jaren op enkele stations geaspireerde Assmann psychrometers gebruikt. Waar dit

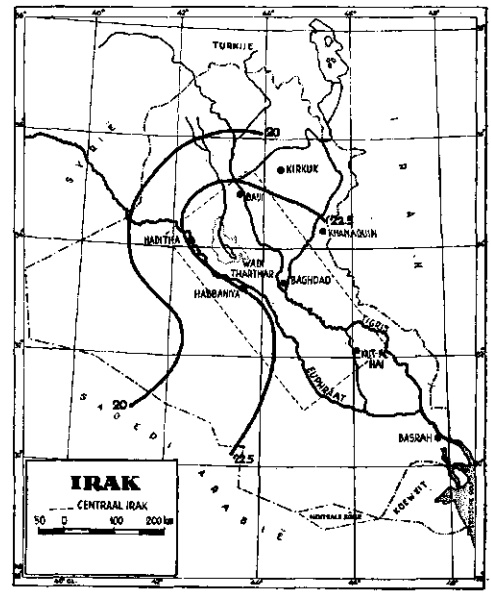


FIG. 12. Isothermen van de gemiddelde jaartemperatuur.
Isotherms of mean annual temperature.

nog niet geschiedt worden bij weinig wind zeker te hoge temperaturen gemeten. Vast staat echter wel, dat te Baghdad gemiddeld eenmaal per jaar de temperatuur boven 50 °C stijgt.

Merkwaardigerwijs blijkt uit (10), dat het woestijngebied in het N. van Centraal Irak over het gehele jaar gemiddeld de hoogste luchttemperatuur heeft.

De hoge zomertemperaturen toe te schrijven aan een föhneffect over de Libanon en Turkije (32) is onjuist omdat in deze berglanden in de zomer slechts bij uitzondering een geringe hoeveelheid neerslag valt.

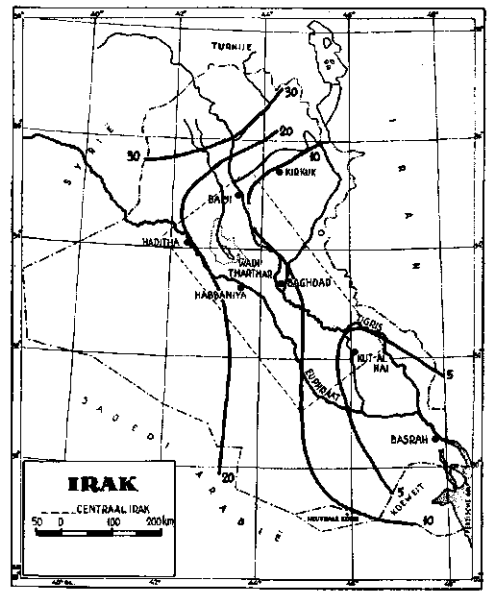


FIG. 13. Gemiddeld aantal vorstdagen per jaar.
Mean annual number of days with frost.

6. WATERDAMP

De dampspanning vertoont in de loop van het jaar een matig verloop (fig. 14). De grotere dampspanning in de zomer is een gevolg van de grotere verdamping in gebieden, waar de lucht over is gestroomd alvorens in Irak te zijn gekomen. De totale verdamping over Centraal Irak is des zomers, ook als men de bevloeiing in aanmerking neemt, nl. zeker geringer dan des winters. De bevloeiing heeft wel invloed op korte afstand. Zo blijkt in een eenjarige periode de dampspanning te Baghdad hogere waarden te bezitten dan op 200 km afstand in de woestijn in kamp 2 (fig. 14). Overigens zij hier reeds opgemerkt, dat de opstelling van de observatiehut te Baghdad allesbehalve ideaal is te noemen. Tengevolge van de hoge temperatuur is de gemiddelde relatieve vochtigheid in de zomer echter toch zeer gering (fig. 15).

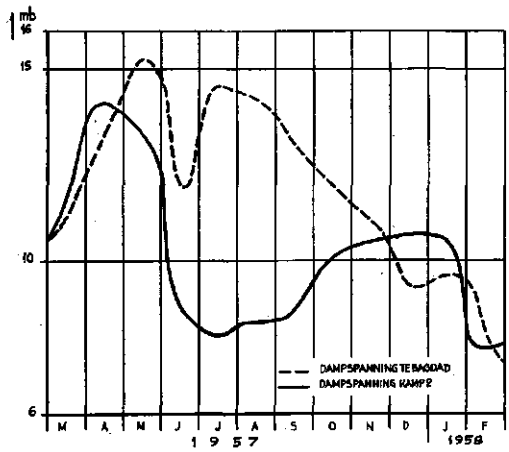


FIG. 14. Dampspanning voor Baghdad en Kamp 2 van 1-3-1957 tot 1-3-1958.
Vapor pressure for Baghdad and Camp 2 from 1-3-1957 to 1-3-1958.

7. BEWOLKING

De bewolking vertoont een sterke jaarlijkse gang. In de zomermaanden is vrijwel geen bewolking aanwezig. Over Centraal Irak is gemiddeld over het jaar de bewolking in het Z.W. geringer dan in het N.O., welk verschil dus in hoofdzaak door winter en voorjaar bewerkt wordt (fig. 16).

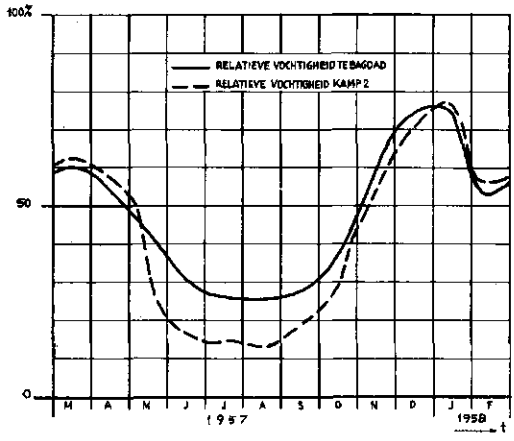


FIG. 15. Relatieve vochtigheid voor Baghdad en Kamp 2 van 1-3-1957 tot 1-3-1958.
Relative humidity for Baghdad and Camp 2 from 1-3-1957 to 1-3-1958.

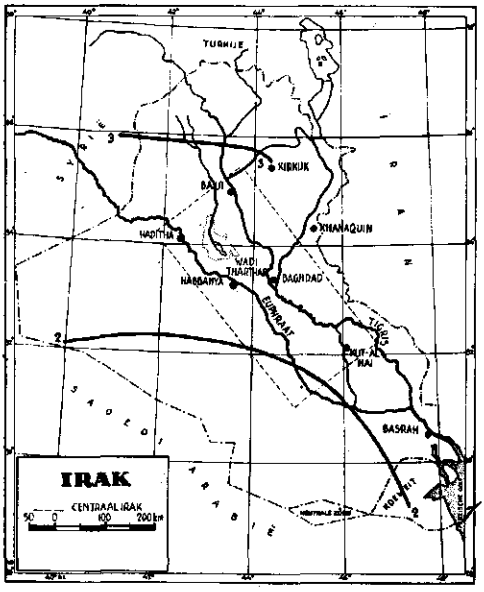


FIG. 16. Gemiddelde totale bewolking in achtsten over het jaar.
Mean annual amount of total clouds in oktas.

8. STOF

In Centraal Irak komen regelmatig stofstormen voor. Er is weinig bekend over de omstandigheden waaronder stof aangevoerd wordt. Ongetwijfeld hangt deze aanvoer samen met de weerssituatie in de grote brongebieden van stof, waarvan enkele in Saoedi Arabië liggen. In de stof producerende gebieden zijn geen weerstations zodat maar weinig bekend is omtrent de oorzaken van „rising dust". „Rising dust" gaat niet altijd gepaard met de grootste windsnelheden, terwijl ook vaak de lucht „betrekt" en de zon soms volledig schuil gaat, voordat van een aanzienlijke vermindering van het horizontale zicht sprake is. Dit type stofstorm komt meestal uit Arabië. Bij harde N.W. wind en grote onstabiliteit van de lucht fungeren ook de woestijngebieden van W. en N.W. Irak en Syrië als stofproducenten. Het zicht is gewoonlijk ook het slechtst midden overdag bij de grootste windsnelheid.

Hoe groot de verbreidheid van het stof in het jaar is blijkt wel uit het feit, dat te Baghdad de kans, dat het zicht rond het middaguur geringer is dan 3 km ten gevolge van stof in de maanden jan., febr., maart, 1e en 2e decade van april, juli, oktober en november, groter is dan 5%. In de woestijngebieden treedt veel vaker vermindering van zicht op door zandhozen en opwaaiend zand en stof bij sterke wind. In tegenstelling met het stof, dat niet scherp voelt aan het gezicht, snijdt de harde wind, die zand meevoert, vaak ondraaglijk. De hoogte, waarop dit zand wordt opgevoerd is meestal zeer beperkt, soms slechts enkele meters. Dit opwaaiend zand heeft een veel meer lokale betekenis.

9. Keuze van de plaats voor aanvullende metingen

Bij de bestudering van de verdamping in een bepaald gebied spelen vrijwel alle klimaatsfactoren een niet te verwaarlozen rol. Het lag voor de hand na bestudering van het klimaat van het gehele gebied na te gaan of een van de bestaande meteorologische waarnemingsstations representatief voor het Tharthargebied geacht kon worden. Het bestaan van een dergelijk station zou twee grote voordelen hebben.

1e. Het oprichten van een klimatologische waarnemingspost in de woestijn zou zeer kostbaar zijn, zeer veel tijd vergen en haast onoverkomelijke moeilijkheden voor de personeelsbezetting geven.

2e. Er zou slechts een korte reeks waarnemingen ter beschikking komen om de berekeningen op te baseren.

Nu is in de voorafgaande paragrafen gebleken, dat de meeste klimaatsfactoren in Centraal Irak slechts weinig verschillen vertonen. In het bijzonder geldt dit voor de temperatuur en de waterdampspanning. De gemiddelde bewolking vertoont een geringe toename naar het N. Dit is echter vrij gemakkelijk in rekening te brengen. De windrichting en kracht vertoont in O.N.O.–W.Z.W.-richting verschillen, langs N.N.W.–Z.Z.O. richting zijn de verschillen echter gering (resp. loodrecht en evenwijdig aan de as van de in de zomer permanente vore van lagedruk). Er moet dus gezocht worden naar een bestaand meteorologisch waarnemingsstation niet te ver van het Tharthar-gebied en ten N.W. of Z.O. ervan gelegen. De enige stations, die aan deze eis voldeden waren Baghdad en Habbaniyah. Laatstgenoemde was in feite het meest geschikt, maar dit is een militaire post en het zelf verrichten van aanvullende metingen was daar uitgesloten. Anders stond het met Baghdad. Dit is het meteorologische hoofdstation in Irak met het uitgebreidste meetprogramma en een mogelijkheid om de door mij opgestelde instrumenten door aanwezig getraind personeel te laten aflezen. Uit het voorgaande weten we, dat de windsnelheid te Baghdad iets te laag is, evenals de temperatuur, terwijl de vochtigheid iets aan de hoge kant is. Deze bezwaren wegen echter niet op tegen de voordelen gebruik te kunnen maken van lange waarnemingsreeksen en de outillage van het weerstation op de luchthaven. De stations Baiji en Haditha, waarvan in het voorgaande een aantal waarnemingen werden gebruikt, zijn inmiddels opgeheven.

HOOFDSTUK II

WAARNEMINGEN EN INSTRUMENTARIUM

1. Beschikbare waarnemingen

Te Baghdad waren bij de aanvang van de studie medio 1956 een aantal gegevens beschikbaar over een tijdvak van 15 jaar van de waarnemingstijden 03, 06 en 12 uur G.M.T. (Greenwich mean time). Dit betrof temperatuur, waterdampspanning, luchtdruk, bewolkingsgraad (lage wolken), bewolkingsgraad (totaal), verdeling in windrichting en windsterkte, max. en min. temperatuur op 1,50 m hoogte, regenval en aantal regendagen, hagel, sneeuw, mist, onweer, stof, windkracht. De meeste gegevens waren maandgemiddelden. Een klimatologische atlas van meer dan 200 kaarten was in bewerking. Hierin werden 16 tot 20 jaar waarnemingen verwerkt. Voorts waren enige studies over het optreden

van mist, stof, windrichting en kracht, bewolking en wolkenbasis, luchtdichtheid en horizontaal zicht in bewerking. Hier werden uurwaarden in verwerkt. Er werd aan mij inzage gegeven in al het gevraagde materiaal terwijl zodra de concepten gereed waren deze ter beschikking werden gesteld met toestemming, hieruit gegevens over te nemen. Ook waren de dagboeken waarin op ieder uur een volledig synoptisch weerrapport wordt opgetekend, benevens het aantal uren zonneschijn in de vóór- en de namiddag en de bodemtemperatuur op 1 voet en 4 voet diepte aanwezig. Tenslotte stonden mij de radiosondegegevens van de dagelijkse opstijging te Habbaniyah ter beschikking, door de vriendelijke bemiddeling van de Deutsche Wetterdienst.

2. Eigen waarnemingen

Voor een verdampingsstudie ontbraken een aantal zeer belangrijke gegevens.

a. Stralingsmetingen werden in Irak, voor zover was na te gaan, nooit verricht;

b. gegevens omtrent de warmtestraling van de atmosfeer ontbreken geheel.

Het was dus noodzakelijk hierin te voorzien, terwijl er van Irakse zijde sterk op aan werd gedrongen metingen met verdampingspannen en Piche-evaporimeters te verrichten.

Aangezien de meteorologische tuin te Baghdad een zeer slechte ligging heeft, had het geen zin de metingen in deze tuin te verrichten.

De thermometerhut staat aan de Zuidzijde op een afstand van ca. 6 m van een 4 m hoog gebouw, terwijl op 1 m van de hut een toegangsweg tot het vliegveld ligt. Bij latere vergelijking met aldus gemeten temperaturen blijken de verschillen nog niet eens erg groot te zijn, vermoedelijk tengevolge van de meestal voorkomende N.W.-wind, waartegen het gebouw geen beschutting geeft. Hoofdzakelijk de min. temperaturen zijn iets te hoog.

Er werd dus gezocht naar een andere observatietuin. Deze werd aangelegd op 400 meter Z.W. van het hoofdgebouw op ongeveer 80 meter van een taxibaan en 200 meter van de startbaan. Er werd verwacht dat de invloed van de vliegtuigen op de metingen verwaarloosbaar zou zijn, welke verwachting achteraf juist bleek te zijn. Het gebied ligt vlak, wordt niet bevloeid en is zeer verspreid begroeid met wat kameeldoorn en andere doornige plantensoorten. Er werd een ijzeren hekwerk van 14 × 14 meter opgezet met een hoogte van 1 m. Binnen het hek en tot ca 40 meter buiten het hek werd de begroeiing bij de opstelling verwijderd (febr. 1957). In mei 1958 werd wederom de omgeving schoongemaakt. Binnen het hek geschiedde dat enkele malen vaker. Het hek geeft enige belemmering voor de wind. Dit was echter onvermijdelijk aangezien het water in verdampingspannen als lokaas werkt en een grote aantrekkingskracht op schapen, geiten, honden en jakhalzen uitoefent, waartegen een deugdelijke bescherming gevonden moest worden (zie fig. 17). Het hekwerk bestaat uit verticale ijzeren staven met enige horizontale staven boven en onderaan en is voor 8 % dicht (zie fig. 18). Alle metingen werden in de tuin uitgevoerd, behalve de totale globale straling.

De meetmogelijkheden werden met het Laboratorium voor Natuur- en Weerkunde afdeling Landbouw Fysisch Technische Dienst (L.F.T.D.), te Wageningen besproken, terwijl het voor de verschillende metingen benodigde instrumentarium in overleg met genoemde Dienst werd uitgezocht en besteld. Tevens werden enige onderdelen door de L.F.T.D. ontworpen en vervaardigd.

Enige aanvullende metingen werden verricht in het Tharthargebied, hoofd-

zakelijk om na te gaan of de optredende verschillen in overeenstemming zouden zijn met de afwijkingen die op klimatologische gronden verwacht kunnen worden. De metingen bleven beperkt tot temperatuur, vochtigheid en verdamping. Er werd eveneens een meteorologische tuin aangelegd in de ter plaatse volkomen vlakke woestijn met een harde met grind bedekte bodem. Begroeiing komt er niet voor. Het hekwerk werd hier vervaardigd van houten palen met prikkeldraad op 20 cm afstand van elkaar. Dit bleek niet afdoende. Later werd een gazen kooi van 2 × 2 × 2 meter over de verdampingspan heengezet. Uit de metingen is niet gebleken dat dit de metingen heeft beïnvloed. Te Baghdad heeft later ook tijdelijk een dergelijke kooi gestaan (fig. 19).

3. VERDAMPINGSMETINGEN

a. *Verdampingspan*

Zowel te Kamp 2 als te Baghdad werd een verdampingspan opgesteld. Om tot de keuze van een geschikte pan te geraken, werd in de literatuur nagegaan van welke pan het meest bekend was. Speciaal in de V.S. zijn een viertal veel gebruikte types verdampingspannen vergeleken (46). De U.S. Weather Bureau Class-A pan die op een groot aantal weerstations in de V.S. gebruikt wordt is wel het beste onderzocht (24, 46). De keuze viel dan ook op de Class-A pan. De pan werd in het midden van de tuin opgesteld (fig. 20 en 21) en overigens volgens de voorschriften van het U.S. Weatherbureau. Een windwegmeter met mechanisch telwerk met eenheden van 100 meter werd op 50 cm hoogte opgesteld. De niveaumeter, welke naar amerikaans voorschrift door de L.F.T.D. te Wageningen werd vervaardigd, bleek met wind te grote schommelingen in de waterstand te geven, zodat de onnauwkeurigheid in de aflezing meer dan 1 mm bedroeg. Om dit te verbeteren werd de bodem van de meter afgesloten door een doorboorde plaat met een gaatje van 2 mm doorsnede. De schommelingen in de meter waren toen zo gering, dat in het algemeen op 0,1 mm nauwkeurig kon worden afgelezen.

Het amerikaanse voorschrift de pan schoon te maken zodra het water verontreinigd is, kon niet verwezenlijkt worden. Bij enige wind wordt namelijk zóveel zand en stof aangevoerd, dat sterke verontreiniging meestal na enige uren plaats vindt. Het op de bodem zinkend zand zal de verdamping niet sterk beïnvloeden. Mogelijk is de absorptie van kortgolvige straling iets groter. Het op het oppervlak drijvend stof zal iets meer invloed kunnen hebben. Het is echter nooit gebleken, dat na schoonmaken de verdamping veranderde. De pannen werden 1 à 2 maal per week gereinigd.

De watertemperatuur werd in Kamp 2 gemeten met een max. en min. thermometer. Te Baghdad werd de watertemperatuur gedurende een gedeelte van de waarnemingsperiode niet gemeten. Later werd eveneens een max. en min. thermometer gebruikt, die echter bij controle (juni '58) kapot bleek te zijn. Tenslotte werd een thermo-element geïnstalleerd. Ook werd de temperatuur van de panwand met een thermo-element gemeten.

b. *Piche verdampingsmeters*

De keuze van de Piche verdampingsmeters viel op het zeer eenvoudige type van een verticale tot 25 cm^3 gecalibreerde buis van 15 mm diameter, voorzien van een vloeipapiertje van 35 mm diameter. Het vloeitje werd tegen de glasrand aangedrukt door een rond gebogen stalen veertje. Enkele metingen werden later

verricht door met een stalen plaatje (met een diameter ter grootte van de diameter van de buis) aangedrukt vloeitje, zoals door DE VRIES en VENEMA werd gebruikt (44). De meters werden op verschillende hoogten aan een verticale ijzeren staaf vastgeklemd met behulp van laboratoriumklemmen. Te Baghdad werd gemeten op de hoogten 0,05, 0,10, 0,20, 0,50, 2,00 m en te Kamp 2 op 0,20, 1,20, 2,00 m.

De bediening gaf te Baghdad veel moeilijkheden, zodat over lange periodes geen resultaten werden verkregen en de in de overige tijd verkregen gegevens merendeels niet erg betrouwbaar zijn. In Kamp 2 ging het beter, hoewel ook hier metingen ontbreken. Dit lag hier niet aan de bediening, doch specifieke moeilijkheden van het instrument zoals:

1e. Bij harde wind waaien de vloeitjes kapot.
2e. Er werd vaak veel last van insekten ondervonden die water drinken uit het vloeitje en soms stukken vloei wegknagen.
3e. Bij wind zag vaak binnen een uur het vloeitje eruit als een kluitje klei tengevolge van aanklevend stof.
4e. De afleestermijnen lagen des zomers veelal te ver uit elkaar (3 uur) zodat de meter droog dampte.

De glazen buisjes werden, door er een plastic buis omheen te zetten, beschermd tegen te grote directe zonnestraling. Later bleek deze straling van weinig invloed te zijn en werd de genoemde voorzorgsmaatregel achterwege gelaten.

4. STRALINGSMETING

De totale kortgolvige straling (zie hoofdstuk III) werd gemeten met een solarimeter. Onder de totale kortgolvige straling wordt voortaan verstaan de straling, welke rechtstreeks van de zon en die welke door verstrooiing het aardoppervlak bereikt. De golflengten lopen ongeveer van 0,3 μ tot 3 μ. Op het dak van het hoofdgebouw van het vliegveld werd daartoe een Moll-thermozuil (opp. 1 cm^2), vervaardigd door de firma Kipp te Delft, geplaatst. Een Kipp registrerende galvanometer werd op een van de kamers van de Meteorologische Dienst in het gebouw opgesteld. Van de thermozuil was een fabrieksijking gegeven. De weerstand van de verbindingskabel was zeer gering. Het was volgens de L.F.T.D. verantwoord de invloed van de kabels en verbindingen buiten beschouwing te laten.

Met behulp van een droog element en een millivoltmeter van de L.F.T.D. werd de Kipp galvanometer geijkt. De spanning van het droogelement werd via een potentiometer afgenomen en tijdens de ijking regelmatig bijgeregeld door vergelijking met een normaal element. Deze ijking werd uitgevoerd enige maanden na de opstelling. In juli '58 werd met een Ångström pyrheliometer en milliampèremeter van het laboratorium voor Natuur- en Weerkunde te Wageningen opnieuw een ijking uitgevoerd. (Voor een beschrijving van een dergelijke ijking zie (52).[1] De laatste ijking is zeker nauwkeuriger dan de eerste, zodat alleen deze is gebruikt. De verschillen waren overigens zeer gering. Volgens de eerste ijking kwam 1 schaaldeel uitslag (1 schaaldeel = 1 cm) overeen met een instraling van 0,273 cal cm^{-2} min^{-1}. Volgens de tweede ijking bedroeg dit 0,284 cal cm^{-2} min^{-1}. Bij de berekening werd gebruik gemaakt van Ephemeris 1958 (19).

[1] Bij de eerste ijking werd ervan uitgegaan, dat de fabrieksijking van de thermozuil voldoende betrouwbaar was. Dit blijkt echter niet steeds het geval te zijn, zodat de solarimeter ijking met de Ångström pyrheliometer werd verricht.

5. Temperatuurmetingen

Om de warmtestraling van de atmosfeer te leren kennen, kan gebruik gemaakt worden van de energiebalans op een bepaalde plaats. In de zomer vindt op het vliegveld van Baghdad geen verdamping plaats. De grondwaterstand is zeer diep en er wordt niet bevloeid. Watertransport vanuit het grondwater is verwaarloosbaar gering. Dit blijkt duidelijk bij vergelijking van het gevonden vochtgehalte op 30 en 60 cm diepte in mei 1957 (4 %) in vergelijking met de gevonden pF-curve (fig. 22).

Voor de energiebalans is het nodig de verdeling van de totale globale straling over bodem en lucht te kennen benevens de oppervlaktetemperatuur. Hiertoe moet het verloop van de temperatuur zowel in de lucht, op verschillende hoogten als in de bodem op verschillende diepten bekend zijn. De temperaturen werden gemeten met thermo-elementen (koper-constantaan) en geregistreerd door een 12 punts Honeywell Brown Recorder met koude-lascompensatie. Gemeten werden temperaturen op de volgende hoogten en diepten:

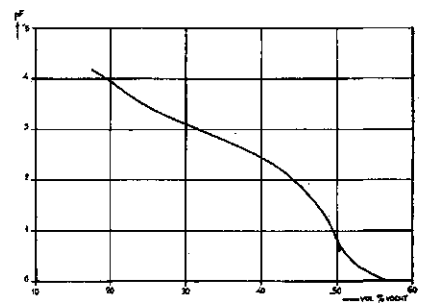


FIG. 22. pF-curve van de grond van 0,40 tot 0,60 m onder m.v. te Baghdad.
pF-curve from the soil of 0.40 to 0.60 m depth in Baghdad.

Lucht	Bodem
+2,00 m	–0,005 m
+0,20 m	–0,01 m
+0,10 m	–0,02 m
+0,05 m	–0,05 m
+0,01 m	–0,10 m
	–0,20 m
	–1,00 m

Eénmaal is het instrument defect geweest en door ons gerepareerd. Met behulp van twee thermosflessen ijs en kokend water en een geijkte thermometer is nagegaan of de registraties weer normaal waren. Dit bleek inderdaad het geval. De stroomvoorziening heeft enkele andere moeilijkheden opgeleverd omdat het niet mogelijk was in Baghdad geschikte grondkabel te krijgen. Gedurende de stagnatie werden de bodemtemperaturen op –0,05, –0,10 en –0,20 m met normale bodemthermometers gemeten.

De thermo-elementen voor het meten van de luchttemperaturen werden onder een dubbele kap bekleed met aluminiumfolie opgesteld om stralingseffecten te voorkomen. Later bleek de invloed van de straling echter zeer gering te zijn, zodat deze voorzorgmaatregel wellicht achterwege had kunnen blijven en in ieder geval eenvoudiger had kunnen worden uitgevoerd. De thermo-elementen op 0,01 en 0,05 m hoogte worden door roestvrije stalen plaatjes beschut zowel tegen straling van de boven- en benedenlucht als van de aarde. Deze plaatjes zijn bevestigd aan een staafje dat tevens dient voor het op zijn plaats houden van het thermo-element.

6. Overige metingen

Ter vergelijking van temperatuur en vochtigheid werden te Kamp 2 te 06.00 G.M.T. en 15.00 G.M.T. de droge en natte boltemperatuur van de lucht op 2 m hoogte bepaald met een Assmann Aspirations Psychrometer.

Te Baghdad werd behalve de gemiddelde windsnelheid op 0,50 m, bovendien de windsnelheid op 2.00 m gemeten met een windwegmeter (systeem Robinson) met electrisch telwerk met eenheden van 1000 m.

HOOFDSTUK III

KORTGOLVIGE STRALING

1. Inleiding

Als hier over kortgolvige straling wordt gesproken wordt bedoeld de straling van het daglicht, dus directe zonnestraling en diffuse hemelstraling. De spectrale verdeling van beiden is ongeveer gelijk (42). De directe zonnestraling + de hemelstraling wordt wel totale globale straling genoemd (42) en zal hier gewoonlijk met totale kortgolvige straling aangeduid worden, in tegenstelling met de eveneens in de energiebalans voorkomende temperatuurstraling, welke een grotere golflengte heeft en hier ook wel als langgolvige straling aangeduid. De meest betrouwbare waarden van de kortgolvige straling worden gevonden door directe meting, wat te Baghdad ook heeft plaats gevonden. De metingen geschiedden met een solarimeter, zoals in hoofdstuk II is beschreven.

Een solarimeter vraagt echter een behoorlijke verzorging en bediening. Om deze reden is het niet mogelijk een aantal solarimeters over Irak verspreid te plaatsen. Bovendien was het gewenst op korte termijn over een schatting van de gemiddelde kortgolvige straling te beschikken. Daar van verschillende stations vrij lange reeksen waarnemingen van diverse grootheden bestaan, moet getracht worden een verband te vinden tussen de in deze reeksen opgenomen gegevens en de kortgolvige straling. Eén der veelal waargenomen grootheden is de bewolkingsgraad en er zijn verschillende methoden om hieruit, eventueel met de relatieve zonneschijnduur als tussenstap, de totale kortgolvige straling te berekenen. Het was noodzakelijk na te gaan of de algemeen gebruikte regressievergelijkingen hier toegepast kunnen worden.

2. Bewolking en zonneschijnduur

De totale bewolkingsgraad wordt te Baghdad ieder uur geschat. Voor de perioden 1 januari 1954 t/m 30 april 1956 en 1 januari 1957 t/m 28 februari 1958 werd de gemiddelde dagelijkse bewolkingsgraad voor de daguren berekend. Daar de schattingen op gehele uren plaatsvindt werd steeds de dichtst bij zonsopkomst en zonsondergang gelegen schatting als eerste, resp. laatste waarneming van de betreffende dag beschouwd. Hetzelfde werd voor genoemde perioden gedaan voor de bewolkingsgraad van de lage wolken, welke in de vierde vaste groep van het synoptisch weerrapport wordt vermeld (6, 51). De zonneschijnduur wordt te Baghdad geregistreerd met de autograaf van Campbell-Stokes. De strookjes worden via de Deutsche Wetterdienst betrokken. De uitwerking der strookjes geschiedt te Baghdad door Irakees personeel volgens voorschrift van de Deutsche Wetterdienst. Het personeel is opgeleid en het uitmeten van de door mij gebruikte strookjes geschiedde onder leiding van een meteoroloog van de Deutsche Wetterdienst. De uren zonneschijn zijn als dagsom in 0,1 uur nauwkeurig opgegeven in de dagboeken. Met behulp van de Smithsonian

Met. Tables (43) werd nu de maximaal mogelijke zonneschijnduur berekend voor 24 dagen per jaar. Door grafische interpolatie werden de daglengten van ieder etmaal bepaald. De relatieve zonneschijnduur werd daarna voor iedere dag van de perioden 1 januari 1954 t/m april 1956 en 1 januari 1957 t/m 28 februari 1958 berekend. Het is nu mogelijk de formule

$$r + \frac{1}{8} N = 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1$$

te toetsen. (Voor de betekenis en de dimensies van de gebruikte symbolen wordt naar de symbolenlijst voorin verwezen). Voor Wageningen bleek deze formule niet te gelden maar voldeed beter (41):

$$1{,}26\, r + \frac{1}{8} N = 1{,}06 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2$$

ALBRECHT merkt terecht op dat voor iedere plaats waar men r uit N wil afleiden men eerst na moet gaan welk verband er bestaat (1). In fig. 23 is N tegen r uitgezet en zijn tevens formules 1 en 2 grafisch voorgesteld. Duidelijk blijkt de puntenzwerm buiten de beide rechtlijnige verbanden te liggen. Er is op het oog een gebied bepaald der gemiddelde waarden. Een indruk van de betrouwbaarheid wordt verkregen door de beide uiterste lijnen te beschouwen, waarvan één duidelijk te hoog, de ander duidelijk te laag ligt. Tengevolge van verschillen in dichtheid en structuur van de wolken is de invloed van verschillende wolkensoorten op r niet gelijk. De verantwoordelijke factoren zijn voor een gedeelte gecorreleerd met de wolkenhoogte (1). In fig. 24 is de gemiddelde dagelijkse bewolking (N_h) uitgezet tegen r. Uiteraard ligt de puntenzwerm lager en komt meer in de omgeving van de beide rechtlijnige verbanden te liggen. De spreiding is echter veel groter geworden. Men bedenke overigens dat het feit dat de punten „lager" liggen niets zegt, immers $N_h \leqq N$ dus bij een zelfde r zullen de punten (r, N_h) lager liggen dan de punten (r, N). Alleen de tendens tot een andere vorm van de curve wijst er op, dat de hogere bewolking van invloed is op de vorm van de curve. Het waarnemingsmateriaal is niet uitgebreid genoeg om het verband $r(N_h)$ en $r(N)$ na te gaan voor dagen dat 1e: $N = N_h$, en 2e: $N = 0$, terwijl $N_h \neq 0$. (Wel zijn deze punten afzonderlijk uitgezet.) Het blijkt, dat voor sterk afwijkende punten gewoonlijk een verklaring gevonden wordt. Zo werd op 13 september '57 genoteerd $N = 0$, $N_h = 0$, $r = 0{,}50$ terwijl zware stofstorm werd gemeld.

3. TOTALE GLOBALE STRALING

De totale kortgolvige straling werd gemeten met behulp van een solarimeter. De registraties werden dag voor dag geplanimetreerd. Dagelijks wordt een tijdmerk gegeven, zodat de papiersnelheid gecontroleerd kan worden. Gedurende de hier verwerkte periode zijn geen wijzigingen in de papiersnelheid voorgekomen. Sommige dagen ontbreken, doordat fouten in bediening zijn gemaakt. In tabel II zijn de gevonden waarden vermeld.

Opvallend zijn de strakke registraties welke veelal in de zomer voorkomen. Als voorbeeld is de curve van 26 juni 1958 opgenomen in fig. 25.

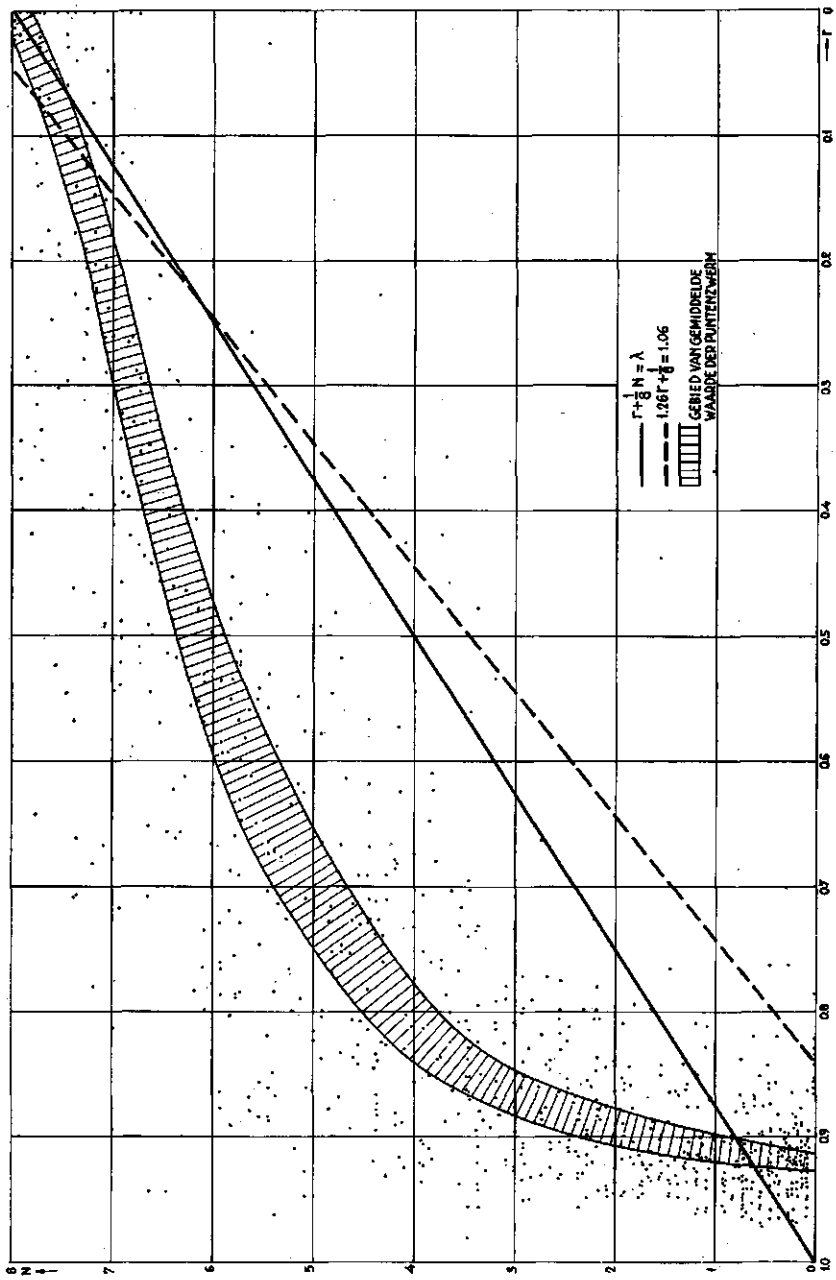


FIG. 23. Verband tussen N en r.
Relation between the degree of total cloudiness N and the relative duration of sunshine r.

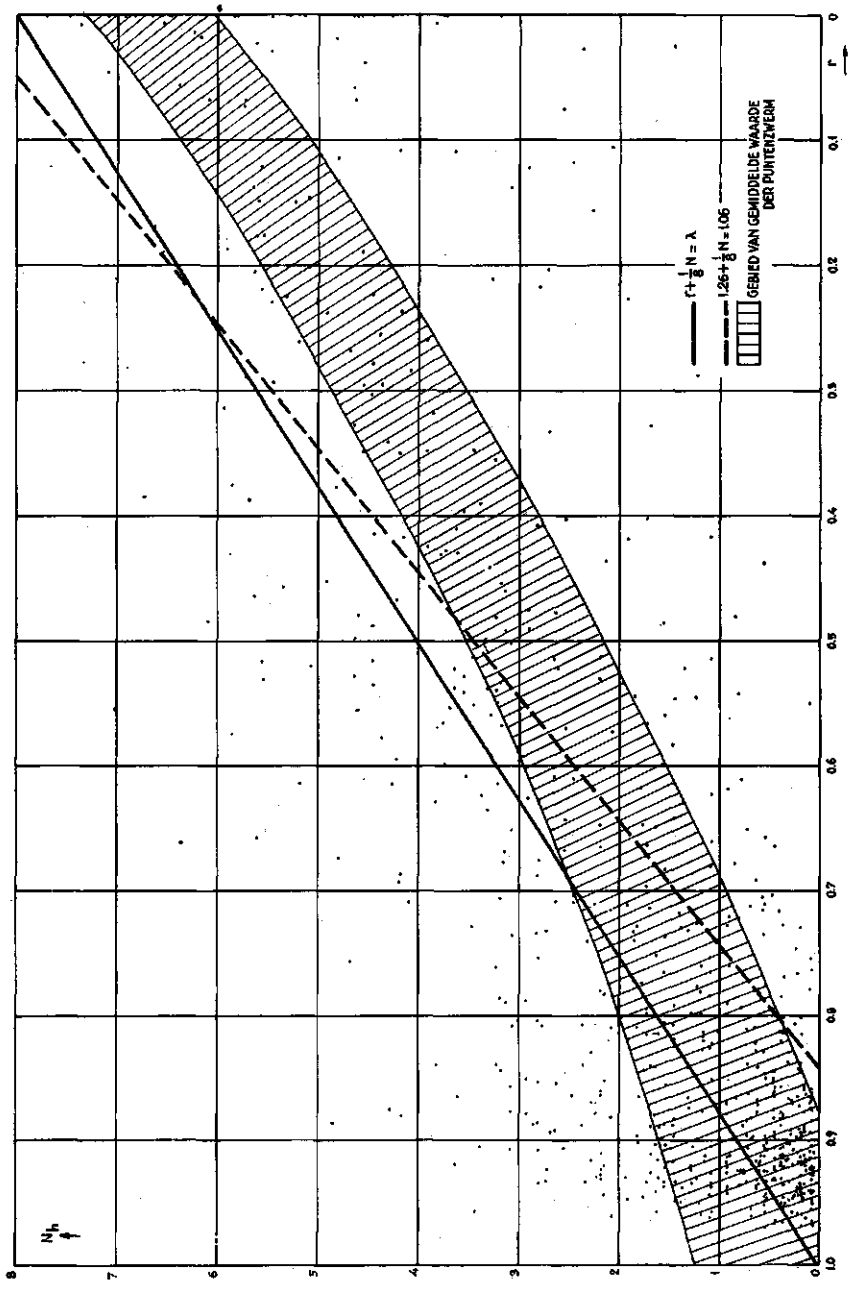


FIG. 24. Verband tussen N_h en r.
Relation between the degree of heigh cloudiness N_h and the relative duration of sunshine r.

TABEL II. Instraling cal cm^{-2} etm^{-1} te Baghdad Airport 1957.

	maart	april	mei	juni	juli	aug.	sept.	okt.	nov.	dec.
1	490	492	677	687	697	627	584	–	336	–
2	476	335	616	715	692	648	574	–	397	–
3	178	516	613	710	705	612	579	–	278	–
4	257	468	664	702	692	617	554	478	302	–
5	333	–	439	757	731	–	561	466	233	–
6	270	–	398	687	709	619	576	456	–	–
7	518	151	636	737	708	626	576	456	–	244
8	512	621	497	735	695	617	579	331	–	266
9	509	522	511	710	682	646	549	458	–	298
10	246	–	537	–	688	620	549	226	–	322
11	321	–	606	657	695	627	549	442	–	306
12	476	–	559	663	680	642	524	495	370	296
13	448	637	189	683	652	628	433	451	387	308
14	338	637	695	681	680	617	–	448	–	295
15	397	649	686	675	700	564	–	386	–	279
16	–	596	661	669	687	601	–	154	348	305
17	540	625	650	649	678	622	–	367	–	304
18	520	548	406	675	676	608	509	386	–	301
19	548	405	707	688	676	606	518	419	–	135
20	515	584	710	692	690	612	536	430	–	173
21	417	419	630	706	663	609	522	452	–	296
22	124	666	698	693	647	601	519	287	–	–
23	362	412	624	690	649	597	512	248	205	51
24	224	687	616	713	640	591	507	406	–	311
25	476	602	419	700	657	606	483	428	–	93
26	499	548	440	669	671	605	452	406	146	328
27	569	549	724	694	656	591	481	291	294	322
28	586	614	727	655	657	574	–	380	–	335
29	577	603	731	682	648	571	–	279	–	330
30	402	635	710	692	640	569	–	360	–	330
31	437		733		620	568		260		300
1–10	3789	3105	5588	6440	6999	5632	5681	2871	1546	1130
gem.	379	446	559	716	700	626	568	410	309	283
11–20	4103	4681	5869	6732	6814	6127	3069	3978	1105	2702
gem.	456	585	587	673	681	613	512	398	368	270
21–31	4673	5735	7052	6894	7148	6482	3476	3797	645	2696
gem.	425	574	641	689	650	590	497	345	215	270
1–31	12565	13521	18509	20066	20961	18241	12226	10646	3296	6528
gem.	419	541	597	692	676	608	532	380	300	272

4. TOTALE GLOBALE STRALING EN RELATIEVE ZONNESCHIJNDUUR

De formule van ÅNGSTRÖM

$$^{ho}Q_{sh} = {}^{ho}_{cl}Q_{sh}\,[\alpha + (1-\alpha)\,r] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3$$

kan in principe met behulp van de gemeten kortgolvige straling en relatieve zonneschijnduur getoetst worden, terwijl ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$ en α bepaald kunnen worden. Hierin is ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$ de straling bij $r = 1$ en α het gedeelte, dat bij $r = 0$ hiervan wordt doorgelaten.

TABEL II. Instraling cal cm^{-2} etm^{-1} te Baghdad Airport 1958.

	jan.	febr.	maart	april	mei	juni	juli	aug.	sept.	okt.	nov.	dec.
1	275	418	499	582	659	639	644	–	571	487	358	
2	111	229	308	473	653	584	656	615	571	485	266	
3	120	444	428	564	663	588	670	613	561	467	264	
4	140	431	503	537	504	673	665	596	–	452	196	
5	251	405	359	619	441	682	690	596	–	455	134	
6	309	415	311	532	549	661	685	613	–	426	264	
7	189	427	492	621	261	678	584	619	579	463	332	
8	322	444	330	588	603	673	673	579	535	468	349	
9	324	405	516	574	642	613	639	630	566	443	370	
10	157	379	545	610	673	665	668	612	574	434	366	
11	302	416	552	526	477	690	636	603	564	392	186	
12	249	445	564	657	377	697	697	619	–	417	324	
13	320	439	513	667	636	656	690	612	567	392		
14	242	439	552	601	530	700	699	613	559	426		
15	325	426	462	545	613	699	665	608	389	426		
16	261	459	574	588	511	682	673	613	458	409		
17	315	426	553	332	533	656	664	–	501	417		
18	215	453	537	356	603	688	656	–	528	434		
19	322	355	571	308	588	665	654	602	528	419		
20	146	474	571	404	617	648	630	607	540	428		
21	107	435	530	526	648	666	593	596	520	405		
22	154	120	470	641	571	709	663	596	494	395		
23	308	459	603	665	661	705	666	603	494	392		
24	222	476	404	667	365	678	605	605	477	409		
25	355	495	547	695	586	690	627	602	503	409		
26	239	495	564	700	676	659	648	579	494	378		
27	184	281	506	683	535	665	648	607	486	307		
28	355	383	357	641	453	661	648	579	494	380		
29	140		342	162	573	648	648	581	569	383		
30	333		596	692	668	435	665	576	452	361		
31	227		576		567		697	579		375		
1–10	2198	3997	4291	5700	5648	6456	6574	5473	3957	4580	2899	
gem.	220	400	429	570	565	646	657	612	565	458	290	
11–20	2697	4332	5449	4984	5485	6781	6664	4877	4634	4160		
gem.	270	433	545	498	548	678	666	610	515	416		
21–31	2624	3144	5495	6072	6303	6516	7108	6503	4983	4194		
gem.	238	393	500	607	573	652	646	591	498	381		
1–31	7519	11473	15235	16756	17436	19753	20643	16853	13574	12934		
gem.	243	410	491	559	563	658	656	602	521	417		

Hiertoe worden de waarden van ${}^{ho}Q_{sh}$ tegen r voor iedere maand uitgezet, en worden door de puntenzwermen op het oog rechte lijnen getrokken. Uit deze lijnen worden ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$ en α bepaald. In de maanden dat er vrijwel nooit enige bewolking voorkomt heeft het weinig zin om α te bepalen. Verschillen in r vinden in deze maanden geen oorzaak in optredende bewolking, maar in stof in de atmosfeer en verschillen ontstaan bij het uitmeten van de strookjes uit de autograaf van Campbell-Stokes. Volgens verschillende auteurs varieert α echter weinig, nl. tussen 0,2 en 0,3 (5, 26, 41). Gezien de doorgaans dunne bewolking zou hier de waarde 0,3 aangehouden kunnen worden. Het is nu moge-

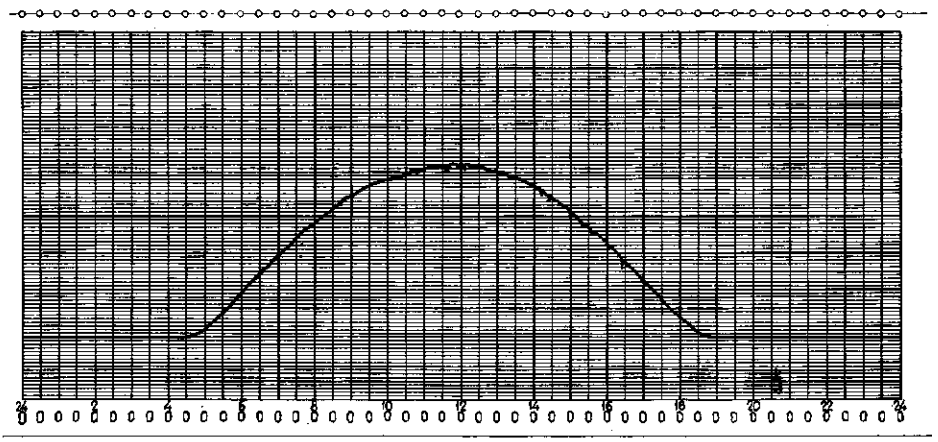


FIG. 25. Solarimetercurve van een heldere dag, 26-7-1958 te Baghdad.
Solarimeter curve of a clear day, 26-7-1958 in Baghdad.

lijk een lijn door de puntenzwerm te trekken die aan deze voorwaarde voldoet. Daar het materiaal ontoereikend is om, mede in verband met de grote spreiding, waarden van α te bepalen, zijn voor alle waarden op deze wijze de lijnen op het oog getrokken (fig. 26). De verkregen waarden van ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$ zijn in tabel III samengevat.

TABEL III.

		${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$	${}^{ho}_{cl}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$
januari	1958	300	0,66
februari	1958	450	0,79
maart	1957[1]	–	–
april	1957	700	0,82
mei	1957	750	0,80
juni	1957	750	0,77
juli	1957	730	0,76
augustus	1957	650	0,73
september	1957	600	0,79
oktober	1957	480	0,79
november	1957	330	0,68
december	1957	330	0,79

[1] In maart 1957 is slechts op 4 dagen r bepaald, doordat geen registraties met de zonneschijn autograaf zijn verricht bij gebrek aan strookjes.

Bij beschouwing van de verkregen waarden van ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$ blijkt, dat de helderheid van de atmosfeer niet steeds gelijk is geweest. Om dit effect duidelijker uit te doen komen werd ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ berekend (tabel III).

5. RELATIEVE ZONNESCHIJNDUUR EN BEWOLKINGSGRAAD

Het is niet noodzakelijk de berekening van ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$ uit N met invoeging van r uit te voeren.

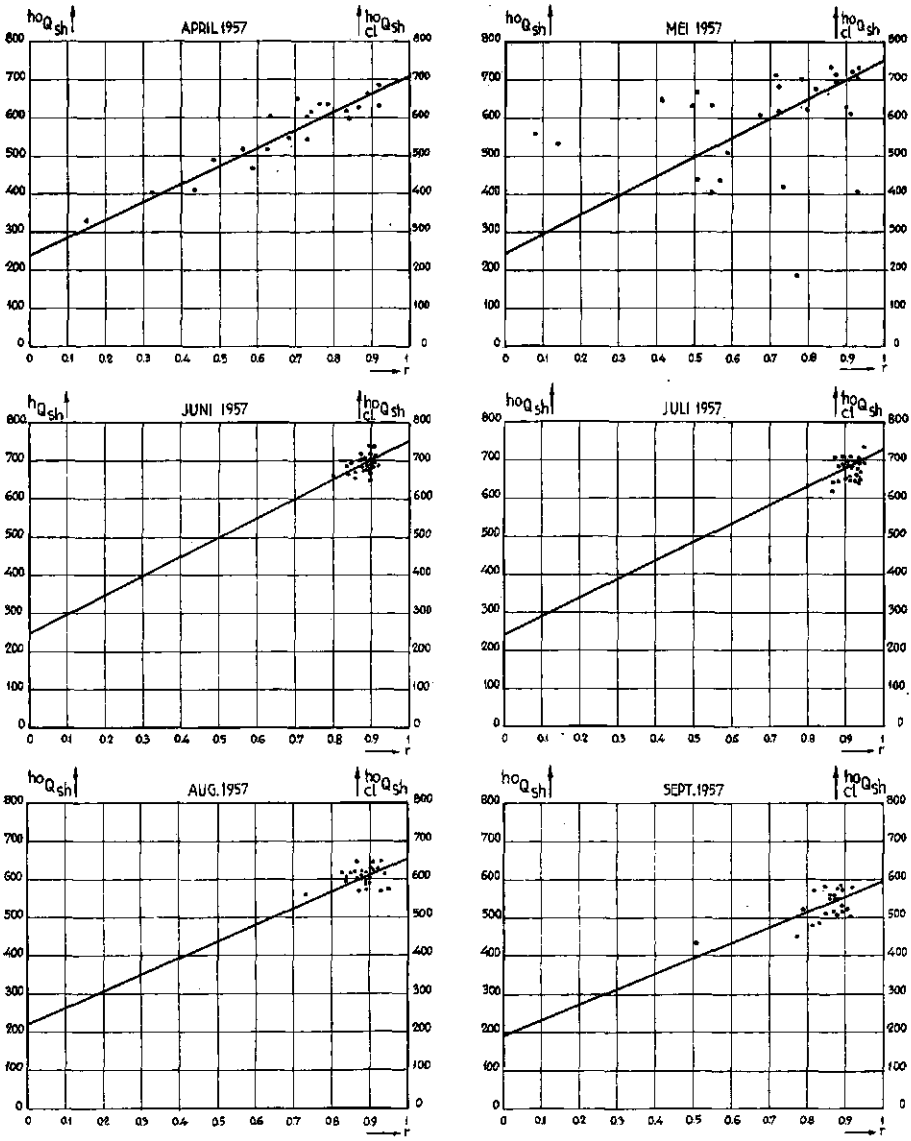


FIG. 26. De bepaling van ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$ uit ${}^{ho}Q_{sh}$ en r.
The regulation of ${}^{ho}_{cl}Q_{sh}$ *from* ${}^{ho}Q_{sh}$ *and* r.

Dit is mogelijk door r uit de formules 1 of 2 in 3 te substitueren. BLACK (4) geeft

$$ {}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh} = 0{,}803 - 0{,}340\left(\frac{N}{8}\right) - 0{,}458\left(\frac{N}{8}\right)^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ 4 $$

In fig. 27 is zowel de puntenzwerm ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ tegen N als formule 4 grafisch weergegeven.

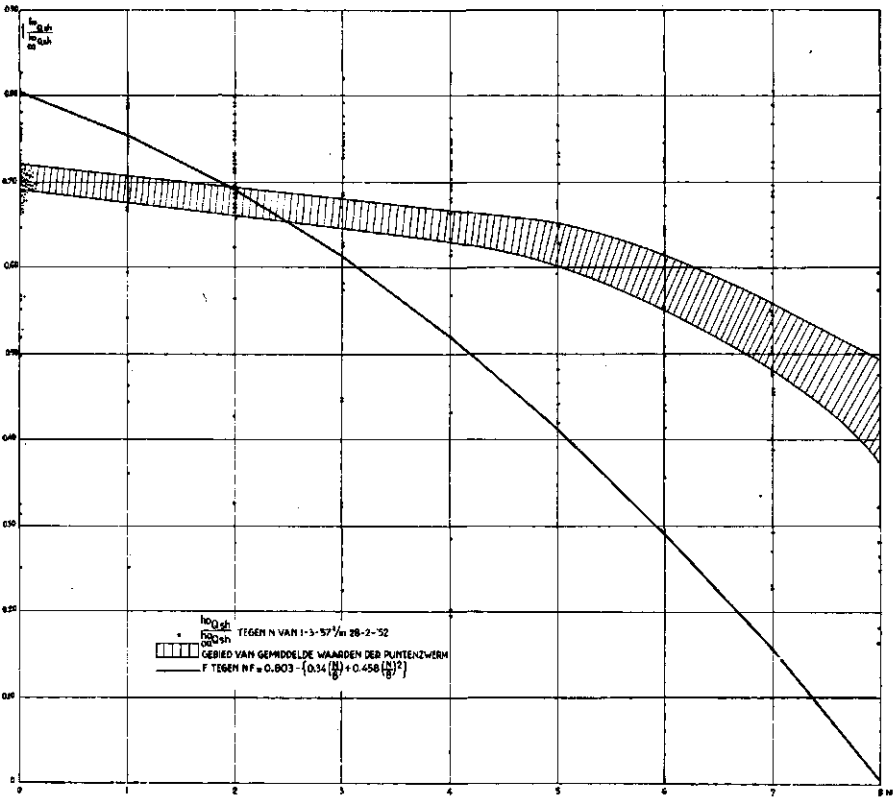


FIG. 27. De verhouding ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ tegen N en de formule van Black.
The ratio ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ against N and the formula of Black.

De afwijkingen zijn vrij groot. De door BLACK gepubliceerde stralingswaarden geven voor Baghdad veel te grote waarden van ${}^{ho}Q_{sh}$ in de zomer. ${}^{ho}Q_{sh}$ werd uit bewolkingsgegevens berekend en uit fig. 27 blijkt duidelijk, dat voor geringe bewolking de formule van BLACK te grote waarden geeft voor ${}^{ho}Q_{sh}$. De invloed van r op ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ kan ook nagegaan worden. Bij extrapolatie tot $r = 1$ moeten dan dezelfde cijfers verkregen worden als in tabel III, kolom 3. In fig. 28 is dat voor de zomermaanden geschied. De in kolom 2 verkregen waarden bleken wel te passen in het geheel. Er zou echter veel meer waarnemingsmateriaal nodig zijn, om hier conclusies uit te kunnen trekken.

Invloed van verontreiniging in de atmosfeer op ${}^{ho}Q_{sh}$

De belangrijkste factor voor variatie van ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ op onbewolkte dagen is de verontreiniging in de vorm van stof. De invloed op ${}^{ho}Q_{sh}$ blijkt bijv. uit de solarimetercurve op 30 juni '58, een dag waarop geen bewolking voorkwam (zie fig. 29) maar wel veel stof. In het synoptisch weerrapport komt wel vaak de melding stof voor in groep 2 en soms in groep 9, maar omtrent stofdichtheid en verticaal zicht worden geen waarnemingen verricht. Het horizontale zicht is

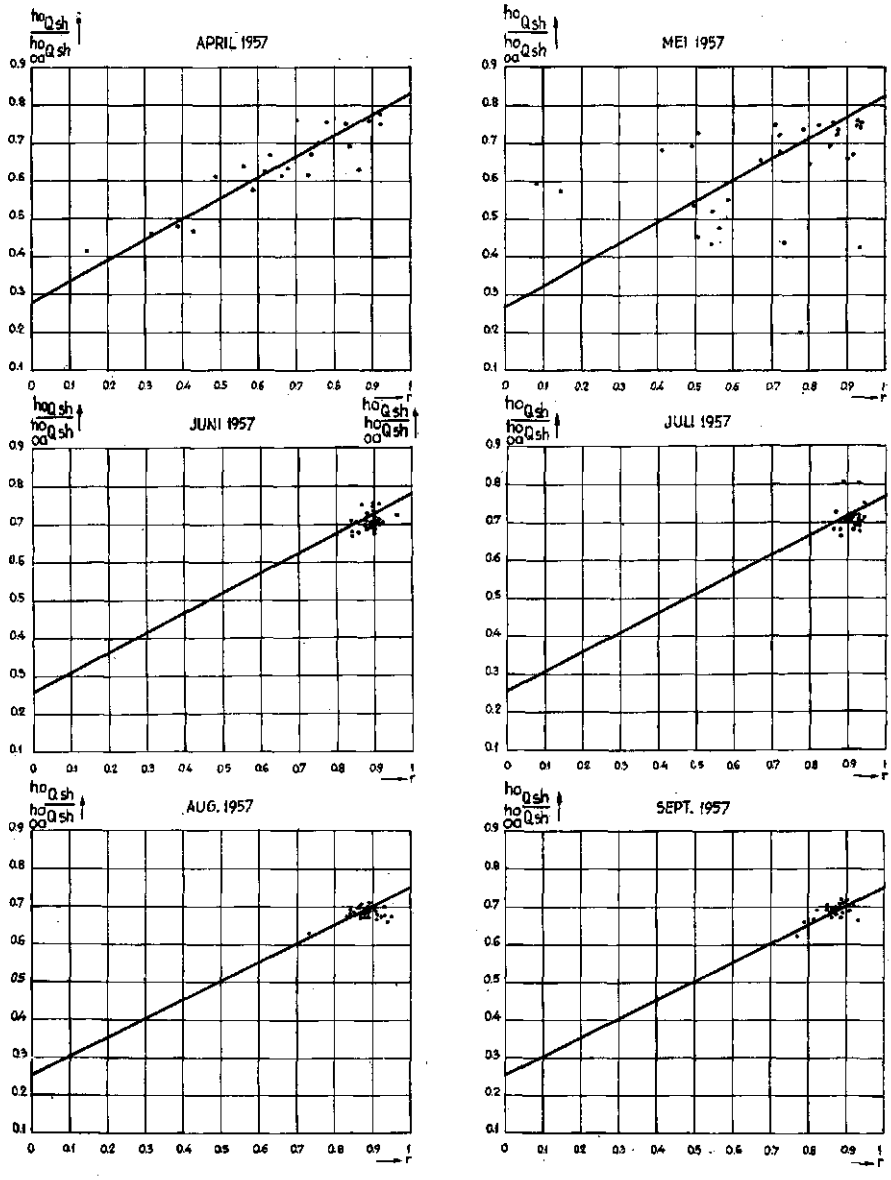


FIG. 28. De verhouding ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ tegen r voor de zomermaanden.
The ratio ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ against r in summer.

het enige cijfer dat enig inzicht zou kunnen geven. Getracht is daarom op dagen zonder bewolking in de periode van 1 juni 1957 t/m 30 september 1957 een verband te vinden tussen gemiddeld horizontaal zicht en ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$. Dit is afzonderlijk per maand gedaan (fig. 30). De spreiding van de punten is zeer groot en het is nauwelijks mogelijk uit de puntenzwerm enige conclusies te trekken. Zoals

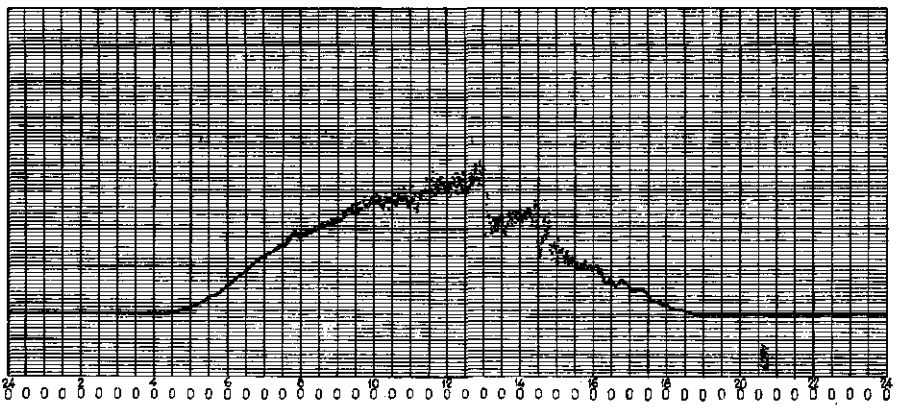


FIG. 29. Solarimetercurve van een dag zonder bewolking, met stof; 30-6-1958 te Baghdad.
Solarimeter curve of a cloudless day with rising dust; 30-6-1958 in Baghdad.

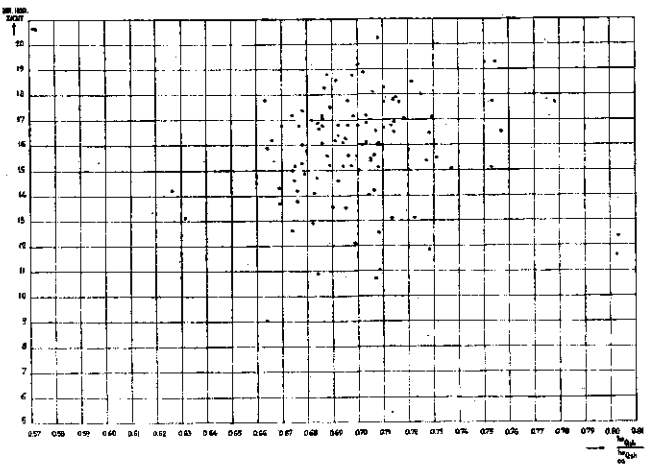


FIG. 30. De verhouding ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ tegen het horizontale zicht in km.
The ratio ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$ against horizontal visibility in km.

uit hoofdstuk I is gebleken, kan de verticale afmeting van de laag stof sterk variëren en dit komt niet in de schatting van het horizontale zicht tot uiting. Voorts wordt te Baghdad bij een zicht > 20 km steeds codering 70 gebezigd. Dit is jammer want een grotere differentiatie zou mogelijk iets meer inzicht geven in variaties van ${}^{ho}Q_{sh}/{}^{ho}_{oa}Q_{sh}$. Zonder gegevens betreffende het verticale zicht zal de nauwkeurigheid echter steeds gering blijven. Geringe hoeveelheden stof geven slechts weinig verandering in ${}^{ho}Q_{sh}$ te zien maar wel een sterke verschuiving van directe naar diffuse straling. Dit is meermalen geconstateerd. Zo werd op 11 juli 1958, waarop $N = 0$, op verschillende tijdstippen van de dag gevonden dat 50 % tot 60 % van de totale globale straling diffuus was (${}^{ho}Q^{df}_{sh} \approx 0{,}5$ à $0{,}6\ {}^{ho}Q_{sh}$).

6. Absorptiecoëfficiënt van een wateroppervlak

De helderheid van een wateroppervlakte voor diffuse en rechtstreekse zonnestraling is niet gelijk. De helderheid van de rechtstreekse zonnestraling hangt bovendien sterk af van de zonshoogte en van het optreden van golven. Uitvoerige studie is hierover gemaakt door Lunelund, Albrecht, Budyko en bij de Lake Hefner studie. Door Lunelund en Albrecht wordt afzonderlijk de reflectie van de rechtstreekse zonnestraling en de diffuse straling behandeld, ten dele theoretisch en ten dele langs empirische weg. Hieruit worden uitdrukkingen voor de reflectie bij verschillende zonshoogten afgeleid. In het Lake Hefner rapport worden reflecties van de totale kortgolvige straling berekend volgens de door Albrecht en vroegere onderzoekers aangegeven methode. Tevens zijn metingen verricht, ook weer voor verschillende zonshoogten. De resultaten geven behoorlijke overeenstemming (1, 8, 46, 47). Budyko heeft op de door Albrecht gelegde basis verder gewerkt en tevens een aantal Russische metingen verwerkt. Hij komt tot de volgende gemiddelde maandelijkse absorptie-coëfficiënt voor 35° N.Br. (tabel IV).

Tabel IV.

	${}_{mo}a_{sh}$ volgens Budyko	${}_{mo}a_{sh}$		${}_{mo}a_{sh}$ volgens Budyko	${}_{mo}a_{sh}$
januari . . .	0,90	0,88	juli	0,94	0,94
februari . . .	0,92	0,90	augustus .	0,94	0,94
maart	0,93	0,91	september .	0,93	0,93
april	0,93	0,91	oktober .	0,92	0,91
mei	0,94	0,92	november .	0,91	0,89
juni	0,94	0,94	december .	0,90	0,88

Gemiddeld wordt van diffuus licht meer gereflecteerd dan van directe zonnestraling. Tengevolge van de hoge bewolking en stof ten opzichte van de relatieve zonneschijnduur bestaat de mogelijkheid dat bij het hoge percentage diffuus licht in de winter in Centraal Irak de door Budyko gegeven absorptie-coëfficiënten aan de hoge kant zijn. In Lake Hefner wordt voor volledige diffuse straling een absorptie-coëfficiënt van 0,83 afgeleid, terwijl Budyko van 0,90 uitgaat. Kolom 2 geeft de geschatte gecorrigeerde waarden voor ${}_{mo}a_{sh}$ dus:

$$ {}_{ab}H_{sh} = {}_{mo}a_{sh} \; {}^{ho}Q_{sh} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5 $$

HOOFDSTUK IV

VERDAMPINGSMETINGEN

1. Wat geeft een verdampingsmeter aan?

De aard van verdampende oppervlakken kan zeer verschillen, bijvoorbeeld een vrij wateroppervlak van een diep meer, een landbouwgewas, kale grond, een zoutpan, hooi of een verdampingsmeter. Tengevolge van deze verschillen kan de verdamping sterk uiteenlopen. Zo wordt in de zomer bij een meer een deel van de energie in de kortgolvige straling opgeslagen in het water en komt pas later voor verdamping ter beschikking, terwijl bij een landbouwgewas slechts weinig warmte wordt opgeslagen. Voorts is de dampspanning van het

water in een zoutpan veel lager dan van water van dezelfde temperatuur in een meer. Hieruit volgt, dat het niet mogelijk is om over „de verdamping" in een bepaald klimaat te spreken en evenmin geeft een verdampingsmeter de verdamping van elk oppervlak in dat klimaatsgebied aan. Dit heeft ten gevolge gehad, dat de gewoonte is ontstaan de verhouding tussen de verdamping van een bepaald oppervlak en van een verdampingsmeter aan te geven.

De verhouding verdamping van een meer/verdamping van een verdampingspan wordt bij voorbeeld de panfactor voor het meer genoemd. Dit geeft aanleiding tot verwarring omdat men al spoedig over „de panfactor" van een bepaalde pan spreekt en vergeet, dat bij verschillende oppervlakken en dezelfde pan een verschillende panfactor behoort.

Nog meer verwarring ontstaat, doordat de panfactor in een bepaald geval nog sterk kan veranderen in de loop van het jaar. Bij de Lake Hefner studie werden voor de meer/pan factor de maandgemiddelden gevonden welke in tabel V staan vermeld.

TABEL V.

	panfactor		panfactor
januari 1951	0,76	juli 1950	0,71
februari 1951	0,13	augustus 1950	0,82
maart 1951	0,51	september 1950	0,93
april 1951	0,39	oktober 1950	0,90
mei 1950	0,35	november 1950	1,32
juni 1950	0,60	december 1950	1,06

Meer/pan verdamping voor Lake Hefner en het gemiddelde van vier „Class-A" pannen.

Bovendien heeft het weer invloed op de factor zoals uit tabel VI blijkt.

TABEL VI.

	1950	1951
mei	0,35	0,52
juni	0,60	0,65
juli	0,71	0,64
augustus	0,72	0,82

Meer/pan verdamping voor Lake Hefner en het gemiddelde van vier „Class-A" pannen.

De invloed van een bepaalde meteorologische grootheid op de verdamping kan sterk variëren. Zo zijn er stralingsgevoelige en windgevoelige verdampingsmeters. De invloed van straling op het oppervlak wordt duidelijk gedemonstreerd in fig. 31. Hier zijn tegen elkaar uitgezet de verhouding ${}_{ab}H_{sh}/H_{ev}$ voor een groot meer van 50 m diepte (hoofdstuk V) en voor E_0. Een onvolledig inzicht in de oorzaak van deze verschillen kan leiden tot onjuiste conclusies (10, 38a). Men kan zich afvragen of het opstellen van een verdampingsmeter dan nog wel zin heeft. Naar mijn mening is dit zeker het geval, mits de uitkomsten verstandig worden geïnterpreteerd. Hiervoor is het nodig de verschillende meteorologische grootheden gelijktijdig te meten.

Een belangrijke toepassing van een verdampingsmeter is als eenvoudige indi-

catie voor toe te voegen water in een bevloeiingsgebied. In elk geval is voor de onderzoeker kennis van de quantitatieve beinvloeding van de verschillende meteorologische grootheden op de verdampingsmeter noodzakelijk.

2. Beschouwingen omtrent de verdampingspan

Voor een goed inzicht in het gedrag van een verdampingspan is het gewenst de energiebalans nader te beschouwen. In fig. 32 is deze schematisch weergegeven. Voor het wateroppervlak is de energie-balans samengevat in 5 posten, nl.:

$$ {}_{ab}H_{sh} + H_{lo}^{ne} + H_{se} + \\ + H_{ev} + {}^{pa}H_{st} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6$$

(zie symbolenlijst).

De energiebalans is grotendeels gelijk aan de voor de berekening van een dunne waterlaag ten grondslag liggende (E_0), met dit verschil echter, dat de warmteuitwisseling tussen wateroppervlak en watermassa H_{st} hier niet verwaarloosd kan worden. Voorts geldt:

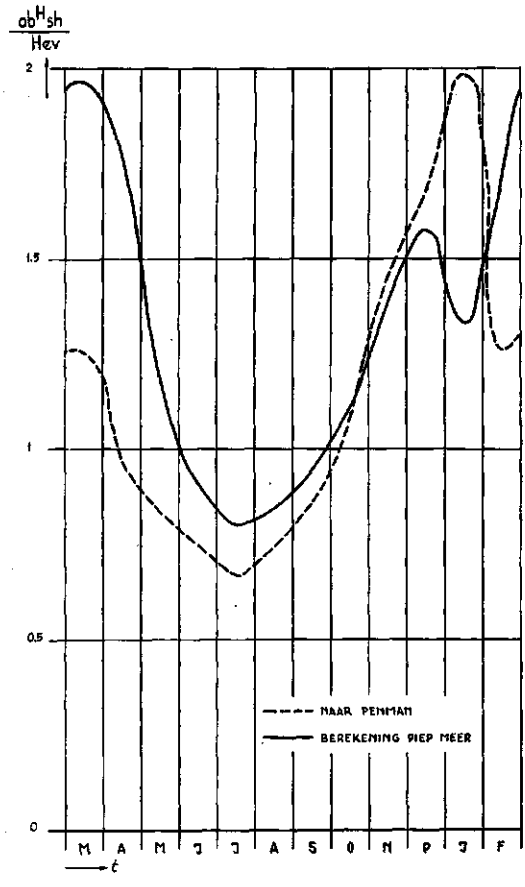


Fig. 31. *The ratio ${}_{ab}H_{sh}/H_{ev}$ according to the calculation of temperature in a deep lake, and according to E_0 of Penman.*

$$ {}^{pa}H_{st} = {}^{pa}H_{se}^{ai} + {}^{pa}_{ab}H_{sh} + {}^{pa}H_{lo} + {}^{pa}H_{co} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7$$

${}^{pa}H_{se}^{ai}$ is de warmteoverdracht lucht/wand.
${}^{pa}_{ab}H_{sh}$ is de door de panwand geabsorbeerde kortgolvige straling.
${}^{pa}H_{lo}$ is de langgolvige stralingsbalans van de panwand.
${}^{pa}H_{co}$ is de warmtegeleiding van het boven water stekend gedeelte wand naar het water.

Daar in de energiebalans van de pan 2 stralingsposten meer voorkomen dan in die van E_0 zou de U.S. Weather Bureau Class A verdampingspan stralingsgevoeliger kunnen zijn dan bij voorbeeld een begroeid oppervlak of een meer. Dit blijkt ook het geval te zijn.

Door Kohler werd een theorie voor de verdamping van de class A-pan ontwikkeld, gebaseerd op de volgende veronderstellingen (24):

1e. Een meer gedraagt zich als een pan, waarvoor de gemiddelde jaarlijkse warmtestroom door het water naar het oppervlak $H_{co}^{wa} = 0$. Uiteraard moet

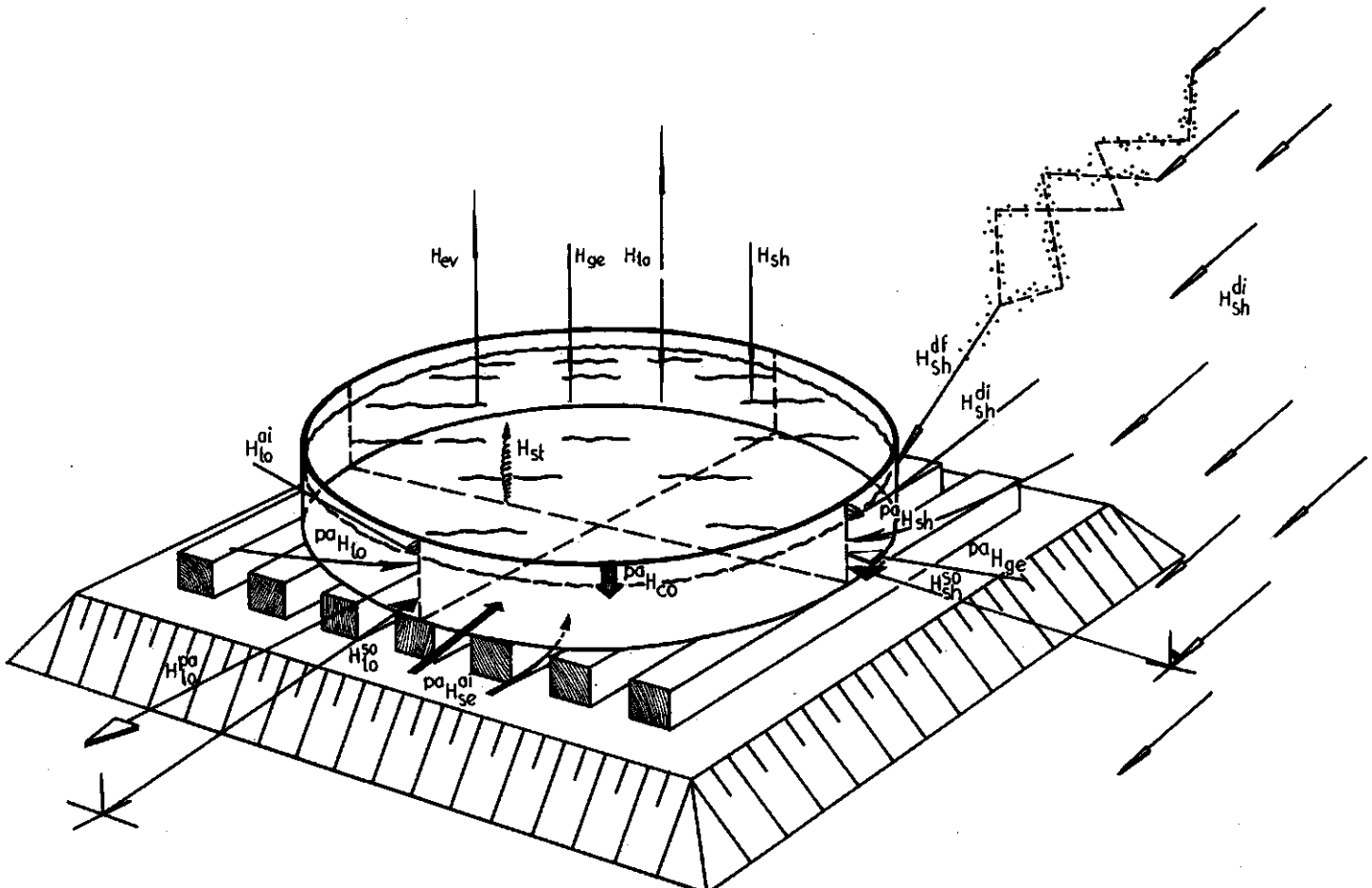


FIG. 32. *The different terms from the energy balance of the evaporation pan according to the formulas: 6a, 17 en 18.*

met eventuele bijzondere omstandigheden bij voorbeeld influx van warm water rekening gehouden worden.

2e. $f_L(u) = 0{,}7 f_p(u)$. Hieruit volgt, dat als de verdampingspan gecorrigeerd kan worden voor H_{co}^{ws} de jaaruitkomst slechts met 0,7 vermenigvuldigd behoeft te worden om de jaarlijkse verdamping van een meer te krijgen. Dit kan niet juist zijn, omdat de gemiddelde jaarlijkse verdamping van een meer van de diepte moet afhangen. Niettemin zijn de beschouwingen van KOHLER te volgen als we overal E_0, d.w.z. de verdamping van een meer van zeer geringe diepte in plaats van „meerverdamping" lezen.

De redenering van KOHLER luidt nu als volgt: (hierbij zijn de notaties van KOHLER zoveel mogelijk gebruikt en in een afzonderlijke symbolenlijst opgenomen)

$$Q_h = \gamma f_p(u)\ (\vartheta_0 - \vartheta_a) \text{ voor het panwater} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 8$$

$$Q_h' = \gamma_p f_p'(u)\ (\vartheta_0 - \vartheta_a) \text{ voor de panwand} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 9$$

Stel dat $f_p(u) = f_p'(u)$ en dat $\gamma_p/\gamma = A_p'/A_w$, waarin A_w het wateroppervlak en A_p' het buitenoppervlak van de gehele pan (inclusief panbodem) voorstelt. Dan is:

$$\frac{Q_h'}{Q_h} = \frac{A_p'}{A_w} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 10$$

Nu is voor de Class A pan $A_p' = 1{,}83\ A_w$. Stel dat door de boven het water uitstekende rand van de pan en het op de latten rustende gedeelte van de bodem niet in de warmte overdracht betrokken is, dan blijft een oppervlakte A_p over, waarvoor bij standaardopstelling geldt $A_p/A_w = 1{,}10$. KOHLER heeft een empirisch nomogram samengesteld, om de panverdamping uit te rekenen. Hierbij wordt empirisch een verband gelegd tussen de gemeten kortgolvige straling, de gemiddelde luchttemperatuur, de dampspanning op 2 m hoogte, de gemiddelde windsnelheid op 0,50 m hoogte, en de gemeten panverdamping. Hierbij wordt gebruik gemaakt van de door PENMAN afgeleide vergelijking $E_0 = (\Delta Q_n + \gamma E_a)/(\Delta + \gamma)$. Oorspronkelijk werd dit gedaan met $\gamma = 0{,}49\ p/p_0$ mm °C^{-1} $= 0{,}66\ p/p_0$ mb °C^{-1}. Later werd met de methode van kleinste som der kwadraten getracht uit de metingen de beste waarde voor γ_p te vinden, men vond: $\gamma_p = 1{,}19\ p/p_0$ mm °C^{-1}. Nu geldt volgens vorenstaande formules $\gamma_p/\gamma = (A_p + A_w)/A_w$ en hieruit volgt $A_p'/A_w \approx 1{,}4$ hetgeen tussen de genoemde uitersten in ligt.

Tegen de redenering van KOHLER heb ik de volgende bezwaren:

1e. Het veranderen van een fysisch gefundeerde grootheid als de psychrometerconstante, door andere termen en constanten met deze constante samen te vatten is afkeurenswaardig en wekt alleen maar verwarring.

2e. Het is opvallend, dat ${}^{pa}H_{lo}$ en ${}^{pa}H_{sh}$ niet genoemd worden; evenmin de bewolkingsgraad, die toch zeker invloed heeft op bij voorbeeld H_{lo}^{ne}.

Deze posten zijn in de empirische bepaling van het nomogram begrepen. Het wekt verwondering dat de resultaten, die KOHLER met het nomogram in uiteenlopende klimaatstypen in de V.S. vindt, in het algemeen geen grotere afwijkingen van de werkelijke waarden dan 15 % te zien geven.

Hiervoor zijn twee oorzaken aan te wijzen, nl.:

a. De perioden waarover de panverdamping voor verschillende stations als

gemiddelde berekend werden zijn vrij lang en variëren van 100 dagen tot 1½ jaar.

b. De stralingsposten ${}^{pa}H_{lo}$ en ${}^{pa}H_{sh}$ hangen samen met H_{sh}. Wanneer aan deze voorwaarden niet is voldaan treden grotere afwijkingen op. Enige waarden, welke ik in Irak vond zijn in tabel VII samengevat.

TABEL VII.

		Gemeten gemiddelde verdamping mm etm^{-1}	Met nomogram berekende gemiddelde verdamping mm etm^{-1}
maart	1957	6,2	5,7
april	1957	9,1	8,1
mei	1957	12,7	10,7
juni	1957	26,2	20,8
juli	1957	25,5	21,1
augustus	1957	24,8	20,3
september	1957	17,3	14,2

3e. De door KOHLER gevolgde beschouwing geeft vooral aanleiding tot aanzienlijke fouten, indien getracht wordt een pan-coëfficiënt te gebruiken. Indien een bedrag Q'_h door de wanden van de pan wordt aangevoerd en we willen berekenen hoe groot de verdamping zou zijn, indien $Q'_h = 0$, kan men als volgt redeneren: Het bestaan van een term Q'_h heeft in de eerste instantie een temperatuurverhoging van het water tengevolge. De hogere temperatuur heeft tot gevolg, dat de verdamping H_{ev} met een bedrag ΔH_{ev} toeneemt, maar tevens, dat H_{lo} toeneemt met ΔH_{lo} en H_{se} met ΔH_{se}.

$$Q'_h = \Delta H_{ev} + \Delta H_{lo} + \Delta H_{se} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11$$

en

$$\Delta H_{ev} = \alpha Q'_h \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12$$

waarin

$$\alpha = \frac{\Delta H_{ev}}{\Delta H_{ev} + \Delta H_{lo} + \Delta H_{se}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13$$

In enige berekende gevallen blijkt α betrekkelijk weinig gevoelig te zijn voor veranderingen en verschillen tussen lucht en watertemperatuur.

Nu is volgens KOHLER de „meerverdamping":

$$E_L = 0{,}7\ (E_p - \Delta H_{ev}) = 0{,}7\ (E_p - \alpha Q'_h) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 14$$

terwijl Q'_h berekend kan worden met

$$Q'_h = \gamma_p f_p(u)\ (\vartheta_0 - \vartheta_a) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9$$

KOHLER maakt nu dus de essentiële fout, te stellen $Q'_h = {}^{pa}H_{se}$, terwijl in werkelijkheid $Q'_h = {}^{pa}H_{st}$. Bij de overgang naar het meer (of E_0) mag immers het stralingsnomogram, waar ${}^{pa}H_{lo}$ en ${}^{pa}H_{sh}$ in verwerkt zijn, niet meer gebruikt worden. Uit de gemeten panverdamping wil KOHLER dus met formule 14 de verdamping van een meer (*maar eigenlijk* E_0) berekenen. Waar deze methode toe kan leiden blijkt bij beschouwing van fig. 33. De foutieve beschouwing heeft niet die gevolgen die men zou verwachten omdat in de empirische constante γ_p een deel van de verwaarloosde posten wordt verdisconteerd.

3. De energiebalans van de verdampingspan

De energiebalans voor de verdampingspan kan als volgt worden geschreven:

$$^{wp}H_{sh} + {}^{wp}H_{lo}^{ne} + {}^{wp}H_{se} + {}^{pa}H_{sh} + {}^{pa}H_{lo}^{ne} + {}^{pa}H_{co} + {}^{pa}H_{se} + H_{ev} = 0 \quad . \quad .6a$$

De afzonderlijke posten zullen nu achtereenvolgens worden beschouwd.

$^{wp}H_{sh}$ Van de kortgolvige straling $^{ho}Q_{sh}$ welke op het wateroppervlak valt wordt een gedeelte teruggekaatst. Hiervoor geldt hetzelfde als in hoofdstuk III opgemerkt is voor een meer. Bij de verdampingspan moeten echter nog enige correcties worden aangebracht.

1e. Een gedeelte van de tot de bodem van de pan doordringende straling wordt gereflecteerd en zal ten dele het wateroppervlak verlaten, met andere woorden de helderheid van het wateroppervlak van een verdampingspan is groter dan van een meer van bij voorbeeld 10 m diepte. Uit metingen in het laboratorium is gebleken dat de absorptiefactor voor loodrecht invallende kortgolvige straling voor water in een verdampingspan $^{wp}a_{sh} \approx 0{,}92$. De reflectie van een loodrecht invallende straal op een glad wateroppervlak bedraagt $\approx 2\,\%$. Aangezien door de invallende straling de bodem vrijwel diffuus wordt verlicht, zoals eveneens uit laboratoriumproeven bleek, werd het verantwoord geacht de reflectie coëfficiënt van 0,08 niet alleen voor het loodrecht invallende licht maar voor alle het oppervlak binnendringende straling te gebruiken. Met behulp van deze metingen werden de absorptie coëfficiënten $^{wp}_{mo}a_{sh}$ voor kortgolvige straling die op het wateroppervlak valt voor iedere maand berekend en in tabel VIII samengevat.

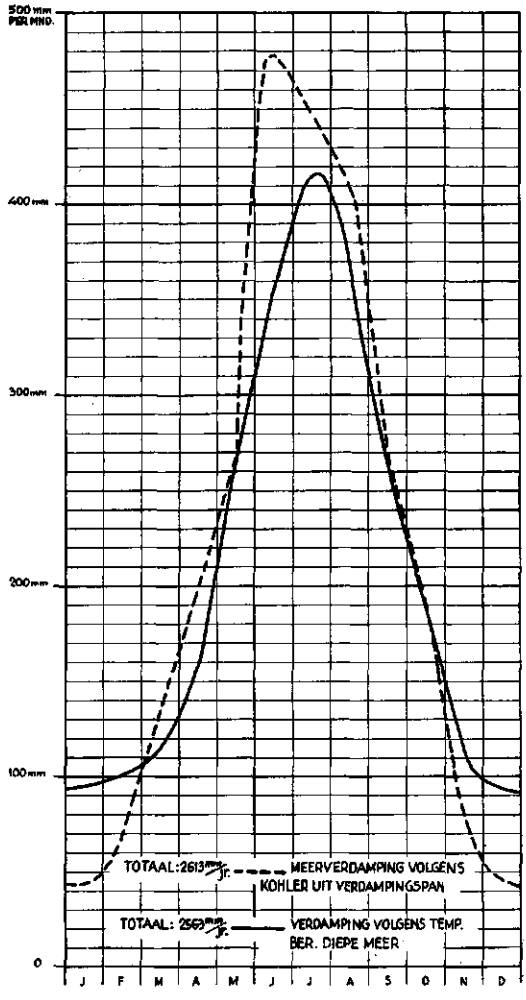


FIG. 33. Verdamping van een meer in Irak.
Evaporation of a lake in Irak, according to the pan-method of Kohler and according to the calculation of temperature from a deep lake.

2e. Voorts geeft de opstaande rand van de pan schaduw. Vooral bij lage zonnestanden is de invloed van de rand aanzienlijk. Bij lage zonnestanden is

TABEL VIII. Absorptie coëfficiënt voor de Class A pan van oud thermisch verzinkt ijzer op 35° N.Br.

	${}^{wp}_{mo}a_{sh}$		${}^{wp}_{mo}a_{sh}$
januari	0,81	juli	0,86
februari	0,83	augustus	0,86
maart	0,84	september	0,85
april	0,84	oktober	0,84
mei	0,85	november	0,82
juni	0,86	december	0,81

echter de instraling op een horizontaal vlak veel geringer dan bij hoge zonnestanden. Hiermede rekening houdend is het gewogen beschenen gedeelte van het wateroppervlak uitgerekend, welk gedeelte van H^{di}_{sh} genomen moet worden voor het berekenen van ${}_{ab}H_{sh}$. In tabel IX zijn de betreffende factoren vermeld.

TABEL IX. Gemiddeld gewogen door de zon beschenen gedeelte van het water in de pan in Centraal Irak.

	ε_1		ε_1
januari	0,79	juli	0,89
februari	0,83	augustus	0,89
maart	0,86	september	0,87
april	0,88	oktober	0,86
mei	0,89	november	0,80
juni	0,89	december	0,78

${}^{wp}H^{ne}_{lo}$ De netto langgolvige straling kan op vele wijzen benaderd worden. Veelal wordt gebruikt de formule van BRUNT (8):

$$ {}^{wp}H^{ne}_{lo} = -0{,}98\ \sigma \left(\Theta_0^4 - \Theta_{ai}^4 \left(a + b\sqrt{p^{ai}_{wa}}\right)\right)\left(1 - c\left(\frac{N}{8}\right)^d\right) \quad \ldots\ldots\ 15 $$

waarin a, b, c en d constanten zijn. Uitvoerige Russische onderzoekingen gaven de waarden: $a = 0{,}61$; $b = 0{,}05$, terwijl c afhangt van het bewolkingstype. BUDYKO geeft gemiddelde waarden van c voor verschillende breedtegraden (8). De door hem opgegeven gemiddelde waarden van $\varphi = 35°$ was $c = 0{,}65$. De waarde van d varieert tussen 1,5 en 2,0.

Gebruikt zijn de waarden: $a = 0{,}61$
$b = 0{,}05$
$c = 0{,}65$
$d = 1{,}75$

waarbij p^{ai}_{wa} in mb.

Voor de absorptie-coëfficiënt van een wateroppervlak is aangehouden:

$$a_{lo} = 0{,}98.$$

${}^{wp}H_{se}$ De warmteafvoer van het wateroppervlak van de pan door de verdamping en ${}^{wp}H^{ne}_{lo}$ tezamen is groot. Dientengevolge heeft vrijwel het gehele jaar, ook gedurende de nacht, de grootste afkoeling aan het oppervlak plaats. Hierdoor treedt convectie op en zijn er slechts geringe temperatuurverschillen

in het water. Door mij is met thermo-elementen verschillende malen de temperatuur gedurende enige tijd op verschillende diepten gemeten en wel op de volgende afstanden onder het oppervlak:

0,001 m
0,025 m
0,075 m
0,125 m
0,175 m

De registraties toonden aan dat de temperatuurverschillen $\leqq 0{,}1\,^{\circ}C$ waren. Bij het verdere onderzoek werd de temperatuur van het water gemeten op $\approx 0{,}10$ m diepte, met behulp van een thermo-element, waarmede per 3 min. een registratie werd verkregen.

${}^{wp}H_{se}$ is berekend met de formule:

$$ {}^{wp}H_{se} = \gamma f_{pa}(u)\,(\Theta_{ai} - \Theta_0) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 16 $$

Voor de verdampingspan voldeed blijkens de onderzoekingen van KOHLER het best:

$$ f_{pa}(u) = 0{,}315 + 0{,}161\ u_{0,50} \text{ mm water mb}^{-1}\text{ etm}^{-1}\text{ cm}^{-2} $$

Dit was te controleren door uitgaande van de gemeten panverdamping en panwind ($u_{0,50}$) de gemiddelde watertemperatuur, te berekenen en te vergelijken met de gemeten watertemperatuur. Dit was alleen goed mogelijk voor Kamp 2, waar de temperatuur 2 × daags werd afgelezen, nl. om 8.00 L.T. en 18.00 L.T. Het rekenkundig gemiddelde van beide temperaturen werd als gemeten etmaal gemiddelde beschouwd. De resultaten zijn in tabel X samengevat:

TABEL X.

Maand		Uit verdamping berekende watertemperatuur	Gemeten gemiddelde etmaal-temperatuur
maart	1957	15,9	16,1
april	1957	20,8	20,1
mei	1957	24,6	24,3
juni	1957	27,9	27,6
juli	1957	27,7	27,8
augustus	1957	28,3	28,3
september	1957	24,4	25,9
oktober	1957	21,7	21,8
november	1957	–	–
december	1957	12,4	11,6
januari	1958	12,2	10,7
februari	1958	10,7	10,7

${}^{pa}H_{sh}$ De panwand ontvangt een hoeveelheid kortgolvige straling, (zie fig. 32).

$$ {}^{pa}H_{sh} = {}^{pa}_{ab}H^{di}_{sh} + {}^{pa}_{ab}H^{df}_{sh} + {}^{pa}_{ab}H^{so}_{sh} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 17 $$

${}^{pa}_{ab}H^{di}_{sh}$ is de rechtstreeks opvallende zonnestraling.

${}^{pa}_{ab}H^{df}_{sh}$ is de diffuse kortgolvige hemelstraling.

${}^{pa}_{ab}H^{so}_{sh}$ is de op het aardoppervlak teruggekaatste en door de panwand ontvangen kortgolvige straling.

${}^{pa}H^{ue}_{lo}$ De langgolvige straling van de panwand kan beschreven worden door (zie fig. 32):

$$ {}^{pa}H^{ue}_{lo} = {}^{pa}_{ab}H^{ai}_{lo} + {}^{pa}_{ab}H^{so}_{lo} + {}_{a}H^{pa}_{lo} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 18 $$

${}^{pa}_{ab}H^{ai}_{lo}$ is de temperatuurstraling van de atmosfeer.

${}^{pa}_{ab}H^{so}_{lo}$ is de temperatuurstraling van het aardoppervlak.

${}_{a}H^{pa}_{lo}$ is de temperatuurstraling van de panwand. Hierbij is er van uitgegaan, dat de buitenzijde van de panwand de watertemperatuur bezit, in overeenstemming met een mededeling van KOHLER.

${}^{pa}H_{co}$ De temperatuur van de panwand, voorzover deze met het water in contact staat, is blijkens het voorgaande gelijk aan de watertemperatuur. De temperatuur van het boven het water uitstekende gedeelte zal hoger zijn, naarmate de afstand tot het water groter is.

In juli 1958 werden op 1 cm beneden de bovenzijde van de 5 cm boven het water uitstekende rand metingen verricht. Hierbij bleek dat de temperatuur daar minder dan 0,1 °C van de luchttemperatuur op dezelfde hoogte verschilde. Hierdoor ontstaat een warmtestroom door de rand in de richting van het water. Een zich 1 mm onder het oppervlak in het water bevindend thermo-element gaf geen temperatuursverschil met de zich midden in de pan bevindende thermo-elementen. Hieruit kan geconcludeerd worden, dat ter hoogte van het wateroppervlak de temperatuur van de panwand nog vrijwel gelijk is aan de watertemperatuur.

${}^{pa}H_{se}$ Doordat de lucht langs de panwand strijkt zal er warmteoverdracht plaats vinden. Hiervoor mag alleen het gedeelte in rekening worden gebracht, dat enerzijds met de lucht, anderzijds met water in aanraking is, dus A_p. De invloed van het boven water uitstekende gedeelte is immers met ${}^{pa}H_{co}$ reeds in rekening gebracht, terwijl het op de latten rustend gedeelte van de bodem wordt verwaarloosd. Stel voorts, dat dezelfde windfunctie geldt als voor het wateroppervlak, dan kan ook ${}^{pa}H_{se}$ berekend worden. De resultaten worden in de volgende paragraaf besproken terwijl de berekeningen in de appendix zijn gegeven.

4. BESPREKING VAN DE RESULTATEN

De resultaten van de energiebalans voor de pan te Kamp 2 over een jaar zijn in tabel XI en in fig. 34 samengevat. Bij gebrek aan gegevens was het niet mogelijk voor november '57 de balans uit te rekenen (er waren geen watertemperaturen gemeten).

Het overzicht der resultaten geeft aanleiding tot enkele opmerkingen:
De energiebalans klopt niet precies, er blijft een restpost H_{sp} over. De post is behalve in maart en december 1957 en februari 1958 steeds positief, dat wil zeggen dat er meer energie aan de pan wordt toegevoerd dan berekend is (of minder afgevoerd). Uiteraard is geen van de energiefluxen te bepalen zonder fouten. De energieomzettingen aan het wateroppervlak zijn wel het betrouwbaarst, omdat de windfunctie gecontroleerd werd aan de hand van de watertemperatuur, wat goed bleek te kloppen (tabel X).

TABEL XI. Samenstelling van de waarden der elementen van de energiebalans van de Class A pan voor Centraal Irak.

In cal etm^{-1} pan^{-1} 10^3	maart 1957	april 1957	mei 1957	juni 1957	juli 1957	aug. 1957	sept. 1957	okt. 1957	nov. 1957	dec. 1957	jan. 1958	febr. 1958
${}^{wp}_{ab}H_{sh}$	3578	4680	5255	6250	5900	5304	4495	3200	–	1845	1725	3348
${}^{pw}H^{ne}_{lo}$	–1360	–1550	–1500	–1480	–1215	–1137	–1181	–1441	–	–1705	–1961	–1814
${}^{wp}H_{se}$	38	–205	251	2690	3030	3290	2920	1435	–	122	–200	742
${}^{pa}H^{ai}_{se}$	22	120	147	1570	1770	1920	1705	838	–	71	–117	433
${}^{pa}H_{co}$	8	–37	60	500	589	686	649	351	–	37	–52	149
${}^{pa}_{ab}H^{di}_{sh}$	588	632	611	747	814	817	855	668	–	644	448	770
${}^{pa}_{ab}H^{df}_{sh}$	252	290	320	119	116	104	91	163	–	152	208	211
${}^{pa}_{ab}H^{so}_{sh}$	270	348	384	445	435	391	342	245	–	175	156	264
${}^{pa}_{ab}H^{ai}_{lo}$	2461	2632	2813	3310	3345	3401	3258	3003	–	2468	2332	2525
${}^{pa}_{ab}H^{so}_{lo}$	2600	2035	2885	2995	3075	3075	2885	2600	–	2015	1965	2250
${}^{pa}H_{lo}$	–4300	–4605	–4345	–5070	–5060	–5090	–4971	–4663	–	–4098	–4085	–3998
H_{ev}	–4100	–6000	–8400	–17450	–16700	–16400	–11400	–7330	–	–1390	–1320	–2900
H_{sp}	–57	1300	1519	5374	3901	3639	757	931	–	–336	901	1990
H_{sp}% van omzetting	–0,5	10,4	10,7	22,4	17,0	16,1	4,3	6,9	–	–4,7	8,6	22,8
warmteomzetting per dag	11857	12517	14245	24000	22975	22627	17552	13434	–	7193	7735	8712
netto straling als $\%H_{ev}$	102	86	76	42	44	42	51	52	–	107	60	41

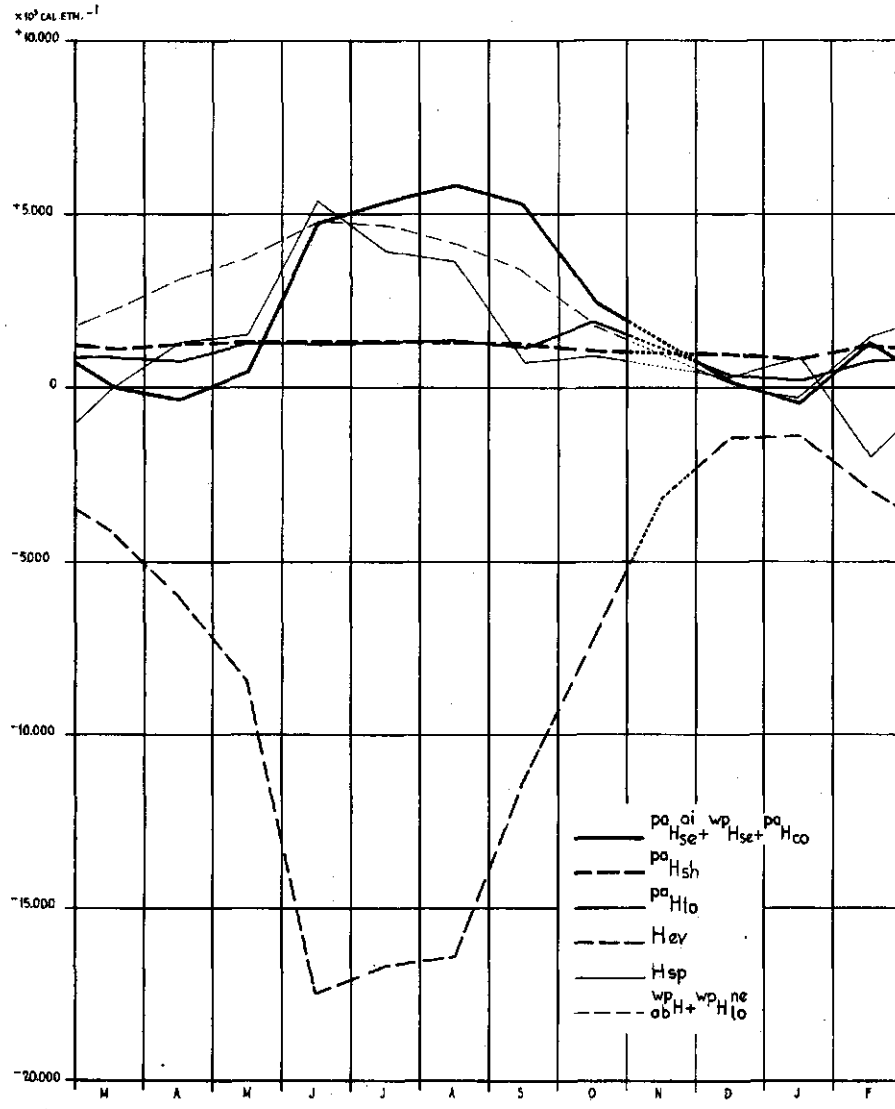


FIG. 34. De energiebalans van de verdampingspan in Kamp 2.
The energy balance of the evaporation pan in Camp 2, in the Tharthar area.

Grotere fouten kunnen gemaakt worden in de berekening van ${}^{pa}H_{sh}$, ${}^{pa}H_{lo}$, ${}^{pa}H_{se}$ en ${}^{pa}H_{co}$. Hieromtrent kan het volgende opgemerkt worden:

1e. ${}^{pa}a_{lo}$ en ${}^{pa}a_{sh}$. De absorptie coëfficiënten spelen een zeer belangrijke rol in het bepalen van iedere post afzonderlijk. ${}^{pa}H_{lo}$ is immers evenredig met ${}^{pa}a_{lo}$ terwijl ${}^{pa}H_{sh}$ evenredig met ${}^{pa}a_{sh}$ is.

2e. Voor de berekeningen moest gebruik gemaakt worden van ${}^{ho}Q_{sh}$ gemeten te Baghdad. In Kamp 2 worden geen stralingsmetingen verricht en ook geen bewolkingsgraden geschat. Vooral in de maanden november t/m april kan dit

aanzienlijke fouten teweeg brengen. Mogelijk is dit ook de oorzaak van de grote afwijking van februari 1958. Te Baghdad werd toen veel minder bewolking dan gewoonlijk waargenomen en een grote totale globale straling geregistreerd. De weerkaarten laten zien dat ten N. van Baghdad gelegen stations veel meer bewolking hadden en het is dus waarschijnlijk dat de ${}^{pa}H_{sh}$ en ${}^{wp}_{ab}H_{sh}$ te hoog zijn berekend. In de zomermaanden speelt een verschil in ${}^{ho}Q_{sh}$ een veel geringere rol.

3e. Voor het berekenen van ${}_{ab}H^{so}_{lo}$ is gebruik gemaakt van de gemiddelde oppervlaktetemperatuur, berekend uit te Baghdad gemeten temperaturen. Het is waarschijnlijk dat de woestijnbodem een grotere amplitude vertoond. Dit heeft, ook bij gelijkblijvende gemiddelde temperatuur een toename van N^{so}_{lo} tengevolge.

4e. $f_{pa}(u)$. Aangenomen is dat voor de warmteoverdracht aan de panwand dezelfde windfunctie geldt als voor het wateroppervlak en dat tussen de latten aan de bodem geen warmteoverdracht plaats vindt. Deze veronderstelling is onwaarschijnlijk. Zonder uitvoerig nader onderzoek kan echter geen betere veronderstelling worden gemaakt. Hetzelfde geldt voor ${}^{pa}H_{co}$. Het is best mogelijk dat de optredende gradiënt in de rand veel groter is. Waarschijnlijk is de temperatuur gradiënt en daarmede ${}^{pa}H_{co}$ echter afhankelijk van de windsnelheid.

5. Conclusie

Indien men uit de panverdamping een schatting van de verdamping van een ander verdampend oppervlak wil maken, is het noodzakelijk aan de volgende punten aandacht te schenken:

1e. De pan dient vervaardigd te worden van een materiaal dat weinig onderhevig is aan wijzigingen van a_{sh} en a_{lo}. Voorts is in verband met de afhankelijkheid van de invalshoek op de absorptie-coëfficiënt bij een glad oppervlak, een zo *dof* mogelijk oppervlak gewenst. Bij een glad oppervlak hangt althans a_{sh} van de tijd van de dag, de tijd van het jaar en de bewolkingsgraad af.

2e. Nader inzicht moet worden verkregen in de windfunctie welke werkzaam is bij de warmteoverdracht van de lucht op de panwand.

3e. Men bedenke dat de temperatuur van het aardoppervlak in de omgeving van de pan een belangrijke invloed op de panverdamping heeft.

4e. Tengevolge van het feit dat een veel groter aantal factoren bij een verdampingspan van belang zijn dan bij de meeste verdampende oppervlakken, zal het nooit mogelijk zijn een panfactor voor een bepaald oppervlak te geven die onder alle omstandigheden voldoet.

HOOFDSTUK V

BEREKENING VAN DE VERDAMPING VAN HET TOEKOMSTIGE THARTHARMEER

1. Verdamping van meren in de subtropen

De verdamping van een meer hangt af van de gewone meteorologische grootheden welke voor berekening van iedere verdamping nodig zijn, alsmede van de oppervlaktetemperatuur. Het meten van de gemiddelde temperatuur van een wateroppervlak is tijdrovend en slechts op een beperkt aantal meren uitgevoerd.

In het onderhavige geval is zelfs het meer nog niet aanwezig en dus moet de oppervlaktetemperatuur door berekening gevonden worden. De watermassa van een meer slaat energie op in de zomer en staat deze weer af in de winter. Hierdoor wordt de oppervlaktetemperatuur beïnvloed. Het is duidelijk dat de hoeveelheid water, dus de diepte van het meer invloed heeft. Het opnemen en weer afstaan van warmte door de watermassa wordt voor een groot deel beheerst door optredende turbulentie en convectie en het is daarom van belang eerst na te gaan hoe een meer zich in Centraal Irak en vergelijkbare gebieden in het algemeen gedraagt. Uitvoerige beschrijvingen kan men o.a. vinden bij HUTCHINSON (23).

In de loop van de winter, bijv. begin januari is de temperatuur op alle diepten van het meer gelijk; het meer is dus homotherm. Aan het oppervlak koelt het water af. Deze afkoeling overtreft de warmtetoevoer door de kortgolvige straling. Afkoeling heeft, als het water zoet is en de temperatuur boven 4 °C blijft, een vergroting van het s.g. ten gevolg. Er treedt dus convectie op en de afkoeling heeft homotherm plaats. In de loop van de winter koelt het water steeds langzamer af en op een gegeven moment gaat de zon meer warmte toevoeren dan door verdamping, uitstraling enz. afgevoerd wordt en er treedt verwarming op. Het gevolg is dat er warmer, en dus soortelijk lichter water, op kouder, dus soortelijk zwaarder water komt te rusten. Terwijl tijdens de afkoeling absolute onstabiliteit optrad en de convectieve stromingen zich tot de bodem voortzetten, ontstaat nu dus een min of meer stabiele stratificatie, en komt geen convectie meer voor.

Ten gevolge van vele oorzaken van buiten af, (wind, aan- en afvoer van water) treden voortdurend stromingen en „seiches" (periodieke bewegingen) over de gehele diepte op, die alle turbulent zijn. Deze turbulentie wordt door de optredende stabiele stratificatie onderdrukt. Nu neemt de indringing van de zonnestraling in het water exponentieel af, zodat de verwarming op een diepte van bijv. 10 meter vrijwel te verwaarlozen is. Toch dringt warmte tot een veel grotere diepte door tengevolge van turbulente warmteuitwisseling. Hoe sterker de turbulentie, hoe groter de warmteuitwisseling. Tengevolge van het warmer worden van de bovenste laag water wordt moeilijker warmte naar grotere diepte afgevoerd. Daar aan het oppervlak zelf afkoeling plaats vindt door verdamping, uitstraling en soms warmteoverdracht van water naar lucht, zal steeds een zekere convectie in de bovenste lagen optreden. Tengevolge van wind is hierin bovendien nog vaak een behoorlijke turbulentie aanwezig. Het gevolg is dus een warme laag water die met een vrij scherpe overgang rust op kouder diep water. De warme bovenlaag die een geringe temperatuurdaling met de diepte vertoont, wordt gewoonlijk aangeduid met de term epilimnion, de koudere onderlaag met eveneens een geringe temperatuurgradiënt heet hypolimnion, terwijl de tussengelegen laag met grote temperatuurgradiënt de naam clinolimnion draagt. Over de definities van de grenzen tussen de verschillende lagen bestaat geen eenstemmigheid, terwijl ook andere termen in gebruik zijn. Voor de in dit hoofdstuk gegeven beschouwingen is het evenwel niet van belang hierop in te gaan.

In de loop van de zomer en herfst wordt het hypolimnion steeds warmer en dringt de warmte dieper door. Het epilimnion bereikt in de loop van de zomer zijn maximumtemperatuur om daarna af te koelen. De afkoeling vindt weer convectief plaats en de convectie dringt door tot de diepte, waarop het water

kouder wordt dan in de homogeen gemengde bovenlaag. Is het temperatuurverschil tussen de convectief afgekoelde laag en het onderliggende water zeer gering geworden, dan is de stabiliteit onvoldoende om volledige circulatie te verhinderen. De optredende cirulatie heeft een temperatuurstijging van het diepste water tengevolge. Tot aan het tijdstip, dat de verwarming weer inzet, heeft nu homotherme afkoeling plaats. Een dergelijk meer met éénmaal per jaar (in de winter) volledige circulatie en in de zomer een circulatie, welke in hoofdzaak tot het epilimnion beperkt blijft (zomer stagnatie) wordt een monomictisch meer genoemd. Het spreekt wel haast vanzelf, dat het hier beschreven verloop schematisch is en aan vele storingen onderhevig kan zijn. Zo kan bij ondiepe meren minder warmte naar beneden afvloeien en treedt een geringer temperatuurverschil tussen wateroppervlak en meerbodem op. De homothermie zet dientengevolge veel eerder in.

2. DE VERDAMPING BIJ BEKENDE OPPERVLAKTETEMPERATUUR

Indien de oppervlaktetemperatuur bekend is, bestaan twee mogelijkheden om de verdamping te bepalen.

1e. Indien de wind, luchttemperatuur en dauwpunt bekend zijn kan met de formule van DALTON in combinatie met de formule van SVERDRUP (1937) of de formule van SUTTON de verdamping berekend worden. Beide formules bleken bij het Lake Hefner-onderzoek en Lake Mead een goed resultaat te geven. Voor perioden van een maand werd gevonden dat de afwijkingen niet groter dan 5 % waren (46, 47).

Dus

$$H_{ev} = f(u)\,(p_{wa} - p_{wa}^{ai}) \quad \ldots\ldots\ldots \quad 19$$

Ik heb steeds de formule van SVERDRUP (1937) gebruikt welke luidt:

$$f(u) = \frac{0{,}623\,\rho k_0\,u^*}{p\left\{\ln\left(\frac{z+z_0}{\delta_l\,z_0}\right) + \frac{k_0\delta_l u^*}{\lambda_{tu}^{ai}}\right\}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 20$$

waarin

$$\delta_l = \frac{27{,}5\ \nu}{u^*}$$

$$u = \frac{u^*}{k_0} \ln\left(\frac{z+z_0}{z_0}\right)$$

$$\lambda_{tu}^{ai} = 25 \times 10^{-6}\ \mathrm{m^{-2}\ sec^{-1}}$$

k_0 = 0,4
p = 1000 mb
ν = 15×10^{-6} $\mathrm{m^{-2}\ sec^{-1}}$
ρ = 1,2 kg $\mathrm{m^{-3}}$
z_0 = 0,006 m (in overeenstemming met MOSSBY en Lake Hefner).

2e. Het is mogelijk als alle posten van de energiebalans, te weten van ontvangen kortgolvige straling, netto langgolvige straling, warmteoverdracht tussen lucht en water, warmtegeleiding naar bodem, advectieve energie van in- en uitstro-

mend water en regenval, bekend zijn, de verdamping uit te rekenen. Deze is dan het tegengestelde van de algebraïsche som van genoemde posten.

Uit het Lake Hefner onderzoek is gebleken, dat indien alle posten met de grootst mogelijke nauwkeurigheid worden vastgesteld, de „sluitpost" verdamping met dezelfde nauwkeurigheid bepaald kan worden als volgens berekening met behulp van de windsnelheid. Ook elders is de energiebalans-methode toegepast, o.a. op het meer van Tiberias door NEUMANN (33, 34). Helaas zijn daar enkele posten, naar het uit de beschikbare literatuur schijnt, niet met de vereiste nauwkeurigheid vastgesteld, te weten:

a. $^{ho}H_{sh}$ is berekend uit de bewolkingsgraad met behulp van de formule van ÅNGSTRÖM, die voor Baghdad in het geheel niet opgaat, maar in de winter te lage waarden geeft. Het is dus niet uitgesloten, dat in de winter te lage waarden worden gevonden. Anderzijds werd volgens de door KENNEDY beschreven methode de $^{ho}H_{sh}$ voor $N = 0$ berekend, hetwelk voor Baghdad in de zomer aanzienlijk te hoge waarden opleverde, zodat de mogelijkheid bestaat, dat $^{ho}H_{sh}$ in de zomermaanden te hoog is berekend.

b. Energieopslag in het meer. Voor het berekenen van de temperaturen van het meer worden metingen gebruikt van ASHBEL op 0, 10, 20, 30 en 40 m diepte, terwijl later door het Sea Fisheries Res. Station metingen werden verricht op dezelfde diepten, maar een enkele maal bovendien op 15, 17, 23 en 25 m of één dezer diepten. Er is uit de literatuur niet op te maken of de metingen op een groot aantal plaatsen zijn verricht, maar de indruk wordt gevestigd dat dat wel zo is en dat gemiddelde waarden zijn opgegeven. De metingen zijn in het algemeen éénmaal per maand verricht. De gevaren, die in deze energiepost schuilen zijn wel in hoofdzaak in het geringe aantal meetdiepten gelegen. Dit volgt bijv. uit figuur 35 waarin een op nog nader te vermelden wijze berekende temperatuurverdeling in het Thartharmeer is voorgesteld. De temperaturen op 0, 10, 20, 30 en 40 m zijn door rechte lijnen verbonden. Het verschil in energie-inhoud tussen het werkelijke temperatuurverloop en het geschematiseerde, bedraagt 1600 cal cm^{-2} $maand^{-1}$ en komt overeen met ca. 27 mm verdamping. Bij een verdamping van 200 mm per maand is dat 13,5 %.

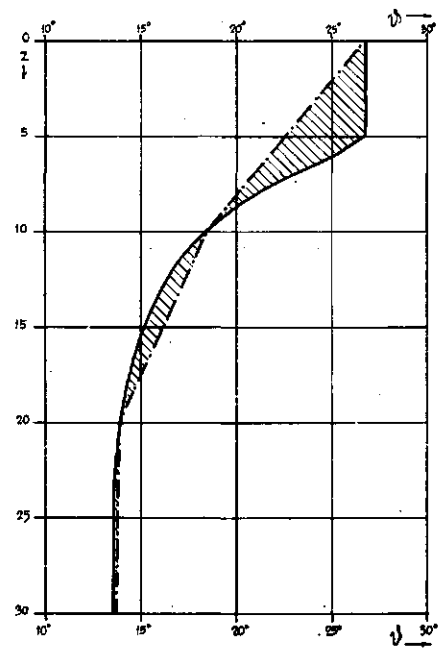


FIG. 35. *An interpolated course of temperature from every 10 m observations, may cause an important difference in energy storage in comparison with the real course.*

3. Berekening van de verdamping bij onbekende oppervlaktetemperatuur

Indien geen temperatuurverdeling, noch oppervlaktetemperatuur bekend is, moet een geheel andere weg worden ingeslagen. De energiebalans van een meer kan verkort geschreven worden als:

$$ {}_{ab}H_{sh} + H_{lo} + H_{se} + H_{ev} + H_{st} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 21 $$

waarin

$$ H_{st} = \rho c \int_{t_1}^{t_2} \int_{0}^{z} \Theta \, dt/dz \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 22 $$

(zie symbolenlijst)

Hierbij is er van uitgegaan, dat er geen regen valt, geen water aan- of afgevoerd wordt, terwijl de temperatuur van het verdampte water steeds aan de basistemperatuur gelijk verondersteld wordt te zijn. Voorzover deze posten van belang zijn kan hun invloed later als correctie in rekening worden gebracht. Van deze termen is alleen H_{sh} onafhankelijk van de temperatuur en/of temperatuurverdeling in het water. H_{lo}, H_{se} en H_{ev} zijn functies van Θ_0, terwijl Θ_0 een functie is van $\partial\Theta/\partial z$, die in verband staat met H_{st}. Uitgaande van een bekende $\Theta(z_1, t_1)$ kan getracht worden met behulp van de energiebalans $\Theta(z_1, t_2)$ te berekenen. Dit wordt o.a. gedaan in (17). In iets algemenere zin kan het systeem als volgt geformuleerd worden [1]:

De temperatuurverdeling in het water wordt beheerst door de vergelijking

$$ -\rho c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial H_{co}}{\partial z} + \frac{\partial {}^{z}H_{sh}}{\partial z} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 23 $$

Hierin is H_{co} de warmtestroom en ${}^{z}H_{sh}$ de stralingsintensiteit van de in het water doordringende straling op diepte z. Deze vergelijking geldt alleen voor niet onstabiele gevallen, dus $\partial\Theta/\partial z \leqq 0$. Eigenlijk moet voor Θ de potentiële temperatuur in de plaats gesteld worden maar in verband met de maximum diepte van enige decameters, waarmede we hier te maken hebben is het hier verantwoord de werkelijk temperatuur te gebruiken.

$$ {}^{z,t}H_{co} = -\lambda_{tu} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 24 $$

waarin λ_{tu} de turbulente warmtegeleidingscoëfficiënt voorstelt, dus

$$ -\rho c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(-\lambda_{tu} \frac{\partial \Theta}{\partial z}\right) + \frac{\partial {}^{z}H_{sh}}{\partial z} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 25 $$

Alle randvoorwaarden zijn verondersteld op tijdstip $t = 0$, $\Theta_{(z,o)} = \Theta_{(o,o)} =$ constant, gegeven $\Theta_{(z,o)} < \Theta_{(z,t)}$ voor $0 < t < 2\pi/\omega$. Dit is in overeenstemming met wat in § 1 van dit hoofdstuk omtrent het gedrag van een meer in dit klimaat is vermeld. Steeds geldt voor iedere diepte $\partial\Theta/\partial z \leqq 0$. Neemt men voorts

[1] De formulering is afkomstig van Dr. Weenink, afdeling Oceanografie van het KNMI te De Bilt. De randvoorwaarden en de berekeningsmethode zijn in samenwerking met Dr. Weenink ontwikkeld.

aan dat voortdurend de voor het betreffende tijdstip normale weersomstandigheden voorkomen dat moet gelden dat

$$\Theta_{z_1,o} = \Theta_{o,o} = \Theta_{z,2\pi/\omega} = \Theta_{o,2\pi/\omega}$$

Het blijkt, dat in zeer diepe meren de wintercirculatie niet tot op de bodem doordringt. Voor de hier beschouwde gevallen van meren met oppervlakten van meer dan 100 km^2 en diepten van maximaal 80 meter behoeft hiervoor niet te worden gevreesd. De differentiaalvergelijking 25 is numeriek opgelost. Het rekenschema wordt na bespreking van het resultaat behandeld.

a. De keuze van $\Theta_{(o,o)}$

Het is niet bekend op welk tijdstip de verwarming inzet, evenmin als de temperatuur op $t = 0$. Stel dat op het juiste tijdstip begonnen wordt maar dat de temperatuur verkeerd wordt gekozen, m.a.w. het meer is met te koud of te warm water gevuld, dan zal hiervan na een jaar weinig meer te merken zijn. Ten aanzien van de begintemperatuur zou dus in de berekening een iteratiemethode gevolgd kunnen worden. Is niet de begintemperatuur maar het begintijdstip te vroeg gekozen dan is het effect hetzelfde alsof het meer met voor de tijd van het jaar te warm of te koud water gevuld is. Zijn noch begintemperatuur noch begintijdstip bekend, dan geldt hetzelfde maar dan is de berekening veel tijdrovender.

Het is nu mogelijk gebleken een verband te vinden tussen het begintijdstip en de begintemperatuur. Op het tijdstip, dat de verwarming inzet geldt: $H_{sh} + H_{lo} + H_{se} + H_{ev} = 0$, immers voor het tijdstip $t = -\Delta t$ geldt $H_{st} < 0$; $t = +\Delta t$ geldt $H_{st} > 0$. Voor een willekeurig tijdstip t kan H_{st} berekend worden bij verschillende oppervlaktetemperaturen, waarbij weer gesteld mag worden $\Theta_{(o,t_i)} = \Theta_{(z_1,t_i)}$. Door proberen kan vastgesteld worden voor welke $\Theta_{(o,t_i)}$ geldt $\Theta_{st} = 0$. Op deze wijze is vastgelegd welke temperatuur $\Theta_{(o,o)}$ optreedt als gesteld wordt $t_i = 0$.

b. Bepaling van λ_{tu}

Over het turbulent warmtegeleidingsvermogen zijn tal van onderzoekingen gedaan, welke zeer uiteenlopende resultaten te zien geven. Theoretisch werd het probleem benaderd o.a. door MUNK en ANDERSON (31). Zij vinden:

$$\frac{{}^z\lambda_{tu}}{{}^o\lambda_{tu}} = (1 + 3{,}33\ Ri)^{-\frac{3}{2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 26$$

waarin Ri = getal van RICHARDSON = $gE/(\partial v/\partial z)^2$. Hierin stelt E de stabiliteit voor en v de horizontale stroomsnelheid van het water op diepte z.

$$E = 1/\rho \times \partial\rho/\partial z = 1/\rho \times \partial\Theta/\partial z \times \partial\rho/\partial\Theta \quad \ldots\ldots\ldots \quad 27$$

voor zoet water bij niet te grote diepte.

${}^o\lambda_{tu}$ = het turbulent geleidingsvermogen aan het oppervlak.

${}^z\lambda_{tu}$ = het turbulent geleidingsvermogen op diepte z.

${}^o\lambda_{tu} = 1{,}02\ u^3_{10}$ voor $u_{10} < 6$m/sec^{-1} of ${}^o\lambda_{tu} = 4{,}3\ u^2_{10}$ voor $u_{10} > 6$m/sec.$^{-1}$.

De bepaling van $\partial v/\partial z$ geeft grote moeilijkheden. Er zijn wel formules voor afgeleid, die gelden voor zeer grote wateroppervlakken (geen effecten van de

oevers) en isotherme opbouw. Door de stratificatie wordt de turbulentie echter sterk onderdrukt en daardoor wordt $\partial v/\partial z$ groot. Een poging om $\partial v/\partial z$ te berekenen en daarmede λ_{tu} leidde tot veel te grote waarden van H_{co}. Dit was o.a. ook het geval bij MUNK en ANDERSON. Deze stelden zich echter in de eerste plaats ten doel de diepte van de thermocline te berekenen, maar vonden grote afwijkingen met de werkelijkheid. Dit is wel in te zien. Bij een betrekkelijk geringe afwijking in de temperatuur-diepte curve kunnen de buigpunten wel vrij ver verschoven zijn. Ook de formule, waarmede $\partial v/\partial z$ vanaf de bodem berekend kan worden (42) bleek niet bruikbaar. Deze formule geldt alleen op geringe afstand van de bodem.

In de literatuur (zie samenvattend 42) worden tal van, uit metingen berekende, turbulente geleidingsvermogens gegeven. Het blijkt, dat λ_{tu} enigszins afhankelijk is van de grootte en de diepte van het meer. In het clinolimnion echter is het geleidingsvermogen vrij constant. Bij meren van 1000–3000 km^2 en $\pm$ 50 m diepte wordt veelal een waarde van λ_{tu} in het clinolimnion gevonden ${}^{cn}\lambda_{tu} \approx$ 0,0002 à 0,0004 g m^{-1} sec^{-1}. K. KAJIUARA vond een waarde

${}^{cn}\lambda_{tu} = 0{,}0002$ g m^{-1} sec^{-1}.

Voor de door OREN en NEUMANN gepubliceerde temperaturen van het meer van Tiberias werd getracht (33, 34, 35) de waarden van λ_{tu} te berekenen (zie ook § 4 van dit hoofdstuk). Dit gaf echter grote moeilijkheden. De temperaturen zijn hier slechts op diepteverschillen van 10 m bekend, terwijl de gepubliceerde gegevens bovendien gemiddelden zijn van een aantal meetpunten (zie § 2 van dit hoofdstuk). Het is aan de hand van de meetpunten nauwelijks mogelijk de ligging van het clinolimnion te ontdekken. OREN geeft de maandelijkse isothermen voor het meer van 0–30 m diepte, zonder echter te vermelden op hoeveel meetdiepten en waarnemingsplaatsen dit is gebaseerd. Met behulp van deze isothermen is niettemin voor iedere maand getracht de tautochroon te tekenen.

In hoofdzaak in het clinolimnion en in de bovenste lagen van het hypolimnion werd in de maanden juni t/m augustus een redelijk gemiddelde waarde gevonden van $\lambda_{tu} = 0{,}0005$ g m^{-1} sec^{-1} berekend uit waterlagen van 1 meter dikte. Deze waarde is hoger dan aanvankelijk zou worden verwacht, aangezien op grond van elders in meren van vergelijkbare grootte en/of diepte gevonden waarden eerder een waarde 0,0001 g m^{-1} sec^{-1} verwacht zou worden. Waarschijnlijk moet de oorzaak van deze afwijking gezocht worden in het feit, dat de rivier de Jordaan in de lengte door het meer stroomt, en dat bronnen in het meer voorkomen. Weliswaar zijn de aangevoerde hoeveelheden water in vergelijking tot de totale inhoud van het meer niet erg groot (34, 35) maar de invloed op de turbulentie kan wel erg groot zijn (23). Voorts blijkt de optredende turbulentie in verschillende jaren niet gelijk te zijn. Duidelijk blijkt dit bij de vergelijking van de door OREN gegeven isothermen en de door hem gepubliceerde watertemperaturen in 1949, 1950 en 1951. In het hypolimnion worden veelal waarden van ${}^{hn}\lambda_{tu}$ gevonden, waarvan de orde van grootte 10 $\times$ zo groot is als in het clinolimnion. Het is echter niet gelukt een basis te vinden, waarop aan de hand van de temperatuur-diepte curve een geleidelijke toename van ${}^{cn}\lambda_{tu}$ naar ${}^{hn}\lambda_{tu}$ zou kunnen worden gemaakt.

De gegevens van het meer van Tiberias en van andere meren leren, dat tijdens de eerste periode van de opwarming, de vorming van een warmere bovenlaag vaak met moeite op gang komt. De verwarming heeft aanvankelijk slechts

kleine temperatuurgradiënten en dus geringe stabilisatie tengevolge en het turbulente warmtetransport is groot. Gezien deze en andere onnauwkeurigheden, welke niet in rekening kunnen worden gebracht, lijkt het verantwoord met een constante λ_{tu} te werken. Een kritisch geluid past voorts waar het de convectie betreft. Convectieve stromingen houden nooit op waar de instabiliteit ophoudt te bestaan, maar tengevolge van traagheid en optredende schuifspanningen zal het turbulent geleidingsvermogen van een zeer grote waarde (bij volledige menging $\lambda_{tu} \to \infty$) weliswaar zeer snel maar niettemin geleidelijk afnemen tot de minimum waarde in het clinolimnion. Het zou mogelijk zijn een tussenwaarde voor λ_{tu} in rekening te brengen. Om drie redenen is hiervan afgezien:

1e De volstrekte menging treedt lang niet altijd op. In instabiele gevallen is de waarde van λ_{tu} zeer groot, maar blijft afhankelijk van de mate van instabiliteit en misschien van de windsnelheid. Bovendien wordt hier met etmaal-gemiddelden gewerkt. In werkelijkheid treedt overdag minder instabiliteit op. De verwarming heeft immers, wat het kortgolvige gedeelte betreft alleen gedurende de daguren plaats, en wel met een maximum rond het middaguur, terwijl de afkoeling het gehele etmaal doorgaat. Het beschouwde model is dus toch al sterk geschematiseerd,

2e. In verband met de onzekerheid van de in de volgende paragraaf te behandelen waarde van de extinctie coëfficiënt. Onnauwkeurigheden hiervan doen zich vooral in de bovenste meters gevoelen.

3e Het model geeft ook overigens niet anders dan een sterk geschematiseerd beeld van de werkelijkheid, nl. een meer van constante diepte, zonder randeffecten. Het werkelijke meer heeft geen constante diepte, en een min of meer gelijkmatige, aan verschillende zijden ongelijk verlopende, afname van de diepte aan de randen. Tengevolge van het in- en uitstromen van water, wordt extra turbulentie verkregen, die noch op alle plaatsen in het meer, noch in alle jaargetijden even sterk is. Tengevolge van opwaaiing van water aan de lijzijde ontstaan verschillen in hydrostatische druk. Hierdoor worden turbulentie beinvloedende stromingen in het leven geroepen. O.a. tengevolge van de afwijkingen van de cirkelvorm hangt de opwaaiing af van de windrichting. Behalve de windsterkte heeft dus de windrichting invloed op de turbulentie.

Samenvattend kan geconcludeerd worden, dat het niet mogelijk is met de huidige kennis een verantwoorde differentiatie van λ_{tu} te maken naar tijd en diepte, zodat met een zo goed mogelijk geschatte gemiddelde waarde volstaan moet worden. De invloed van λ_{tu} is het grootst in het clinolimnion, terwijl daar tevens de meeste gegevens over bekend zijn, die bovendien veel minder spreiding vertonen dan in het hypolimnion. Daar bovendien de temperatuur-gradiënten in het hypolimnion gering zijn, is een te lage waarde van λ_{tu} in deze laag van betrekkelijk weinig invloed op de temperatuur aan het oppervlak. Voor de bepaling werden voor het Thartharmeer gegevens gebruikt uit de literatuur van waarden uit het clinolimnion van meren, die zo goed mogelijk met het Thartharmeer vergeleken kunnen worden. Voor het meer van Tiberias werd λ_{tu} op de beschreven wijze berekend. Het resultaat was:

Thartharmeer

$$\lambda_{tu} = 150 \text{ g m}^{-1} \text{ week}^{-1} (\approx 0{,}00025 \text{ g m}^{-1} \text{ sec}^{-1}).$$

Meer van Tiberias

$$\lambda_{tu} = 300 \text{ g m}^{-1} \text{ week}^{-1} (\approx 0{,}0005 \text{ g m}^{-1} \text{ sec}^{-1}).$$

c. De absorptie van kortgolvige straling

In een watermassa kan de absorptie van straling van een zekere golflengte λ worden berekend met de afname van de intensiteit met de diepte. Uit vele onderzoekingen is naar voren gekomen, dat voor de intensiteit ${}^{z}H_{\lambda}$ op diepte z geldt:

$$ {}^{z}H_{\lambda} = {}^{o}H_{\lambda}\, e^{-\varkappa_{\lambda} z} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 28 $$

Hiervan is $\varkappa_{\lambda}$ de extinctie-coëfficiënt voor de golflengte λ. De waarde hangt sterk af van de golflengte en is zeer groot voor het nabije infra-rood. Over de extinctie-coëfficiënten van het toekomstige Thartharmeer valt in het geheel niets te zeggen, terwijl van het meer van Tiberias alleen enige gegevens bekend zijn over de zichtbaarheid van de schijf van Secchi, waarbij echter niets omtrent de afmetingen en eventuele beschildering van de schijf is medegedeeld. Volgens HUTCHINSON geeft de zichtbaarheid van de schijf echter ondanks alle voorzorgsmaatregelen slechts een zeer ruwe indruk van de helderheid van het water. Hij geeft aan, dat in het algemeen de schijf onzichtbaar wordt op die diepte, waar de „licht"intensiteit ca. 5 % is van die aan het oppervlak. Dit hangt samen met de ooggevoeligheid voor het onderscheiden van vlakken met verschillende belichtingssterkte. Hierop zijn echter van invloed de beschildering en de afmeting van de schijf, de kleur van het water en de mate van oneffenheid van het wateroppervlak (25). Aan de hand van deze gegevens en waarden vermeld in de Smithsonian Meteorological Tables van verschillende onderzoekingen is hier voor $\lambda < 0{,}8\ \mu$ de waarde $\varkappa = 0{,}4\ m^{-1}$ gebruikt.

De grens $\lambda = 0{,}8\ \mu$ is gekozen omdat in het zonnespectrum, zoals dat aan het aardoppervlak wordt ontvangen, in het gedeelte waarvoor $\lambda > 0{,}8\ \mu$ ongeveer 30 % van de totale ingestraalde energie gevonden wordt. In Wageningen (52) werd gevonden, dat gedurende het gehele jaar ongeveer 30 % van de totale ingestraalde kortgolvige energie wordt geabsorbeerd in een laagje water ter dikte van 10 cm. Bij de behandeling van de ${}_{ab}H_{sh}$ werd 30 % aan het oppervlak geabsorbeerd gedacht, terwijl de rest werd berekend uit de afname van de intensiteit volgens de formule

$$ {}^{z}H_{sh}]_{\lambda < 0{,}8\ \mu} = 0{,}70\ {}_{ab}H_{sh}\, e^{-0{,}4z} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 29 $$

terwijl

$$ {}_{ab}H_{sh} = {}_{mo}a_{sh}\, {}^{ho}Q_{sh} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 30 $$

De waarde van $\varkappa$ is een ruwe benadering en zal in werkelijkheid grote afwijkingen kunnen vertonen. Dit heeft op de berekening betrekkelijk weinig invloed. Ongeveer 90 % van de absorptie heeft plaats in de bovenste 5 meter. Deze laag is, tengevolge van de afkoeling aan het oppervlak, ook in de periode van opwarming overwegend homotherm. Een verandering van $\varkappa$ doet zich dus slechts gevoelen als een iets andere verdeling van de kortgolvige straling tussen epilimnion enerzijds en de daaronder gelegen lagen anderzijds. De orde van grootte van wijzigingen zal niet meer dan enkele procenten bedragen, terwijl de verhouding tussen de geabsorbeerde energie in de verschillende lagen beneden de homotherme laag ongewijzigd blijft.

d. Uitvoering van de berekening

De vergelijking

$$ -\rho \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial H_{co}}{\partial z} + \frac{\partial {}^{z}H_{sh}}{\partial z} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 23 $$

kan bij benadering geschreven worden als

$$-\rho c\,\frac{\Theta_{(2m+1)\,l,\,(n+1)\tau}-\Theta_{(2m+1)\,l,\,n\tau}}{\tau}=\frac{H_{co\ (2m+2)\,l,\,n\tau}-H_{co\ 2ml,\,n\tau}}{2l}+$$

$$+\frac{{}^{z}H_{sh\ (2m+2)\,l,\,n\tau}-{}^{z}H_{sh\ 2ml,\,n\tau}}{2l} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 31$$

indien n en m gehele positieve getallen zijn, $H/2l-1 \geqq m \geqq 0$; $\Delta\Theta/\Delta z \leqq 0$, voorts is voor $t=0$ (dus $n=0$) $\Theta_{(2m+1)\,l,\,0}=\Theta_{0,0}=\Theta_0$, waarmede het begintijdstip is vastgelegd. Voorts geldt:

$$H_{co\ (2ml,\,n\tau)}=\lambda_{tu\ (2\,ml,\,n\tau)}\,\frac{\Theta_{(2m+1)\,l,\,n\tau}-\Theta_{(2m-1)\,l,\,n\tau}}{2l} \quad \ldots\ldots 32$$

daar ${}^{o}H_{sh}$ bekend is kan met behulp van

$${}^{z}H_{sh}={}^{o}H_{sh}\,e^{-0{,}42} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 28a$$

de waarde $\lambda_{tu}\,{}^{z}H_{sh}/z$ berekend worden. Als dus $\Theta_{(2m-1)\,l,\,n\tau}$ bekend is voor iedere m kan $\Theta_{(2m-1)\,l,\,(n+1)\,\tau}$ berekend worden.

Aan en nabij het oppervlak spelen zich verschillende processen af, nl. $0{,}3\ {}_{ab}H_{sh}+H_{lo}+H_{se}+H_{ev}$. Bij de berekening wordt gedaan alsof deze processen aan het oppervlak plaats vinden. Het resultaat is, dat aan het oppervlak steeds afkoeling plaats vindt. Dit betekent onstabiliteit in de bovenste laag. De laag tot $z=2\,l$ is dus homotherm met temp. $\Theta_{(l,t)}$. Is nu $\Theta_{3\,l,\,t}>\Theta_{l,\,t}$ dan zal de convectie zich tot $z=4\,l$ voortzetten. Is nu de gemiddelde verkregen temperatuur $\Theta_{3l,\,t}<\Theta_{5\,l,\,t}$ dan gaat de menging nog verder enz. Met dit proces wordt doorgegaan, totdat

$$\frac{\Theta_{l,\,t}+\Theta_{3\,l,\,t}+\ldots+\Theta_{(2m-1)\,l,\,t}}{m}\geqq\Theta_{(2m+1)\,l,\,t}$$

en er is een homotherme laag ter dikte $z_{ht}=2\,ml$ ontstaan.

e. Keuze van l en τ

De grootte van de differenties houdt een compromis in tussen de nauwkeurigheid en het vereiste rekenwerk. Hoe kleiner l en τ genomen worden des te beter wordt de werkelijke oplossing van de vergelijking benaderd. Bij de berekeningen is gebleken, dat voornamelijk de warmtegeleiding bepalend is voor de keuze van l en τ. Wat de gevolgen zijn van een te grote waarde hiervan, moge aan de hand van het volgende voorbeeld worden toegelicht. In fig. 36 is een gedeelte van de temperatuur-diepte curve in een bepaalde week weergegeven. De temperatuurgradiënt neemt sterk met de diepte toe. Dit heeft tengevolge, dat door het vlak $2\,ml$ minder warmte in de laag $2\,ml$ tot $(2\,m+2)\,l$ binnenstroomt, dan door het vlak $(2\,m+2)\,l$ eruit stroomt. Hierdoor neemt het verschil in gradiënt op beide diepten af en daarmede het verschil in warmtestromen. Gedurende het tijdvak t tot $t+\tau$ wordt evenwel de warmtestroom berekend met de gradiënten zoals deze op het tijdstip t zijn. Het gevolg hiervan kan zijn, dat de laag $(2\,m+2)\,l$ tot $(2\,m+4)\,l$ zóveel sterker verwarmd wordt dan de er boven gelegen laag, dat $\Theta_{(2m+1)\,l,\,t+\tau}<\Theta_{(m+3)\,l,\,t+\tau}$ (zie fig. 36). Men zou dit verschijnsel overcompensatie kunnen noemen.

Door τ en/of l kleiner te nemen kan dit verschijnsel beperkt worden. Bij het Thartharmeer werd aanvankelijk $\tau = 1$ week en $l = 1$ meter genomen. Het verschijnsel van overcompensatie deed zich toen regelmatig voor. Daarom zijn de volgende berekeningen opgezet met $\tau = 1$ week en $l = 0{,}5$ meter. Niettemin doet het verschijnsel van overcompensatie zich nog wel voor, maar uitsluitend in de laag, direct onder de isotherme laag gelegen. Hier is de temperatuurgradiënt in het algemeen slechts ruwweg de helft van $\Delta\Theta/\Delta z$ op een diepte $2\,l$ onder de isotherme laag.

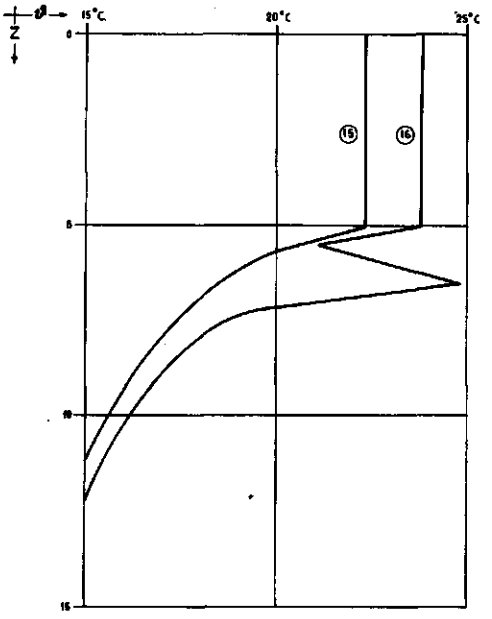


FIG. 36. *Overcompensation, caused by a strong decreasing temperature, just below the isotherm layer.*

Behalve deze duidelijke vorm van overcompensatie treedt het verschijnsel op kleinere schaal steeds op en is inhaerent aan de methode. Dit heeft niettemin een eigenaardig gevolg. Is van drie opeenvolgende lagen de middelste op een gegeven tijdstip t duidelijk te warm en de beide andere duidelijk te koud, dan is op het tijdstip $t + \tau$ de middelste laag te koud en zijn de er boven en er onder gelegen laag te warm. Dit verschijnsel heeft de neiging sterker te worden totdat een bepaalde laag warmer wordt dan de er boven gelegen laag, er treedt op papier convectie op en er ontstaat een homotherme laag; Het verschijnsel kan zich nu voortzetten aan weerszijden van de homotherme laag. Wordt op bovenomschreven wijze de laag $2\,ml$ tot $(2\,m + 4)\,l$ op tijdstip t homotherm dan is de kans groot dat op tijdstip $t + \tau$ de lagen $(2\,m - 2)\,l$ tot $(2\,m + 2)\,l$ en $(2\,m + 2)\,l$ tot $(2\,m + 6)\,l$ homotherm zijn. Immers de laag $(2\,m + 2)\,l$ tot $(2\,m + 4)\,l$

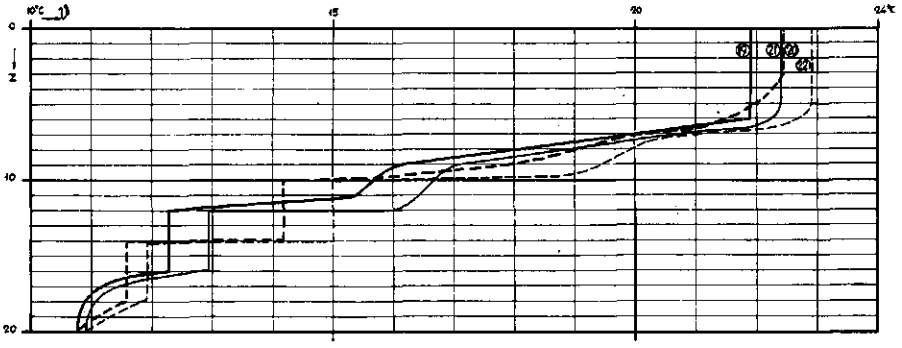


FIG. 37. *Various depths of homotherm layers caused by convection. These irregularities are prevented by correcting the calculated temperatures to a smooth line.*

staat alleen warmte af naar beneden en de laag (2 m) l tot (2 m + 2) l ontvangt alleen warmte van boven. Duidelijk blijkt dit uit een berekening welke in fig. 37 is weergegeven voor de 19e t/m 22e week. In de 19e week is een homotherme laag van 12–16 m diepte ontstaan, in de 20e week van 10 tot 14 en 14 tot 18 m, in de 21e week weer van 12 tot 16 m en in de 22e week weer als in de 20e week (hier was $l = 1$ m). Deze onregelmatigheden zijn te voorkomen door de berekende temperaturen voor iedere week uit te zetten, er een vloeiende lijn door te trekken en hiervan de temperatuur af te lezen, waaruit Θ en $\Theta_{z,(t+\tau)}$ berekend worden.

f. Rekenschema

Om de berekening vlot en met een geringe kans op fouten te doen verlopen is een rekenschema onontbeerlijk. Het ontwikkelde schema is weergegeven in figuur (38). Er behoren voorts enige tabellen bij, die bij andere verdampingsberekeningen tevens van groot belang zijn gebleken. De formulieren zijn voorgedrukt. Vóór met het eigenlijke berekenen wordt begonnen kan een gedeelte worden ingevuld. In de figuur zijn het voorbedrukte, het vooraf ingevulde en de eigenlijke berekening met verschillende cijfertypes aangegeven.

g. Beschrijving en gebruik van het formulier

1e. Indeling en berekening van de temperatuur beneden het oppervlak. De kop is verdeeld in 2 kolommen. De linkerkolom bevat bovenaan het nummer van de week met de naam van het meer, waarop de berekening betrekking heeft en in het tweede vak de gemiddelde windsnelheid op 2 meter hoogte in de voornoemde week. In het derde vak wordt uitgerekend welk bedrag van H_{sh} per week door het water wordt geabsorbeerd. De reflectiecoëfficiënt, die ingevuld moet worden, wordt uit een van te voren gereed gemaakte tabel gehaald. Tenslotte wordt 0,7 $_{ab}H_{sh}$ berekend. In de rechterkolom worden de zich aan het oppervlak afspelende processen berekend. ϑ_{ai} = gemiddelde luchttemperatuur op 2 m hoogte, ϑ_0 de oppervlaktetemperatuur bij de aanvang van de in de linkerboven hoek vermelde week. Voor alle voorkomende windsnelheden zijn $f(u)$ en $\gamma f(u)$ getabelleerd. H_{se} kan dus na aftrekking van ϑ_{ai} en ϑ_0 door vermenigvuldiging gevonden worden. Is $H_{se} < 0$ dan wordt de uitkomst links-, is $H_{se} > 0$ dan rechts genoteerd.

Het volgende vak geeft de berekening voor H_{ev}. p_{wa} is de verzadigde waterdampspanning bij ϑ_0. p_{wa}^{ai} is de optredende waterdampspanning op 2 m hoogte. Na aftrekking wordt door met $f(u)$ te vermenigvuldigen H_{ev} gevonden. Steeds $H_{ev} < 0$. De berekening van H_{lo}^{ns} geschiedt met de formule van BRUNT (hoofdstuk IV. 4e) maar is enigszins omgewerkt. Immers:

$$H_{lo} = -\sigma \{\Theta^4 - \Theta_{ai}^4 (0{,}39 + 0{,}058) \sqrt{p_{wa}^{ai}}\} (1 - 0{,}65 (N/8)^{1{,}75}) =$$

$$= -\sigma \{1 - 0{,}65 (N/8)^{1{,}75}\} \Theta_o^4 + \sigma (0{,}39 + 0{,}058 \sqrt{p_{wa}^{ai}}) \{1 - 0{,}65 (N/8)^{1{,}75}\} \Theta_{ai}^4 =$$

$$= f_1 \Theta_o^4 + f_2 f_1 \Theta_{ai}^4.$$

f_1 en f_2 zijn voor verschillende N resp. p_{wa}^{ai} getabelleerd. $f_1\ 10^8 = C_1$ en $f_2 f_1 \Theta_{ai}^4 = C_2$. C_1 en C_2 kunnen van te voren worden berekend en ingevuld. $(\Theta_0/100)^4$ kan in de loop van de berekening uit een tabel worden afgelezen en ingevuld. Optellen en aftrekken geeft het aantal calorieën, dat een gevolg is van de zich aan het oppervlak afspelende processen.

Het formulier bestaat verder uit twee ongeveer gelijke helften. In de 1e kolom

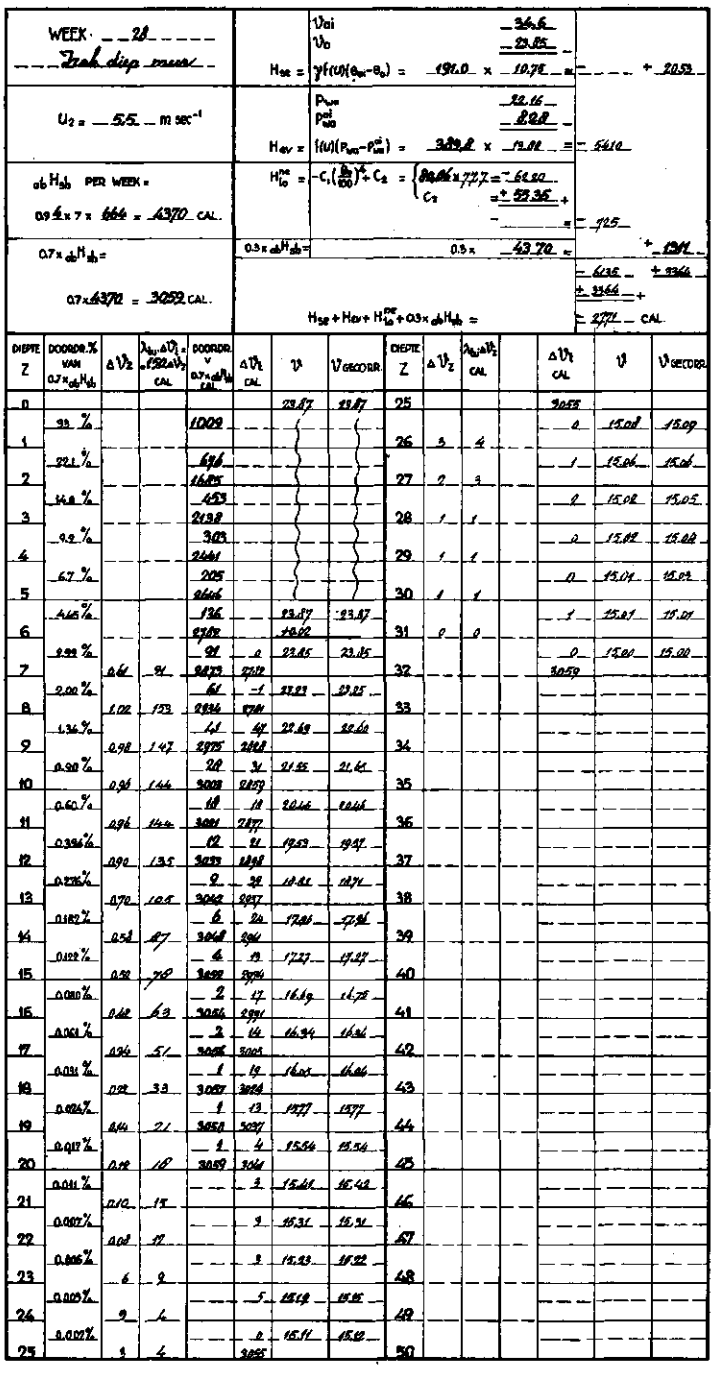


FIG. 38. Voorbeeld van een berekeningsformulier voor het temperatuurverloop in een diep meer.
Example of a formular to calculate the course of temperature in a deep lake. Previous to calculating these formulars are filled up partially.

is de diepte aangegeven, waarbij het cijfer op de lijn staat, die de betreffende diepte voorstelt. In de tweede kolom staat het percentage dat van 0,7 ${}_{ab}H_{sh}$ geabsorbeerd wordt in de betreffende laag, dus bij voorbeeld (2,99/100) × 0,7 ${}_{ab}H_{sh}$ cal cm^{-2} in de laag van 6–7 meter diepte bij $\varkappa = 0{,}4$ m^{-1}. In de derde kolom worden de temperatuur-differenties $-\Delta\vartheta_z$ welke zijn berekend uit de vereffende temperaturen van de vorige week, genoteerd. Het temperatuurverschil tussen 8½ m en 9½ m wordt op de regel voor 9 m genoteerd. In de volgende kolom staat op dezelfde regel $-\lambda_{tu}\,\Delta\vartheta_z$. In de 5e kolom zijn het aantal calorieën ${}_{ab}H_{sh}$ genoteerd in de bovenste helft van ieder vakje, in de onderste helft wordt de som van het aantal geabsorbeerde calorieën van deze laag en alle er boven gelegen lagen genoteerd. Dit geeft een goede controle, terwijl de som tevens nodig is bij het berekenen van de diepte van de homotherme laag. In de volgende kolom wordt de toename van de warmte-inhoud van de betreffende laag in het bovenste gedeelte van het vakje genoteerd. Dit bedrag is bij voorbeeld voor de laag van 10–11 m als volgt samengesteld:

$\Delta\vartheta_z\,\lambda_{tu}]_{10\,m} - \Delta\vartheta_z\,\lambda_{tu}]_{11\,m} + (0{,}60/100)\ 0{,}7\ {}_{ab}H_{sh} = \Delta\vartheta_\tau]_{9\text{–}10\,m}$ cal. Het onderste deel van het betreffende vakje dient weer voor het sommeren. De totale som moet gelijk zijn 0,7 ${}_{ab}H_{sh}$. Uit $\Delta\vartheta_\tau$ is op eenvoudige wijze de temperatuur aan het einde van de week te berekenen, doordat $2\ l = 1$ m. Is bijv. $\Delta\vartheta_\tau$ cal $= 21$ voor 11–12 m en was de temperatuur aan het einde van de vorige week 19,32 °C dan is de temperatuur nu 19,53 °C.

2e. Oppervlaktetemperatuur. Iets meer aandacht vraagt het berekenen van de oppervlaktetemperatuur. Daartoe wordt de som van de oppervlakteprocessen (hier –2771 cal) vergeleken met de som in kolom 5. In de 27e week was de temperatuur 23,85 °C en reikte de homotherme laag tot 7 m diepte. Op een diepte van 6 meter bedraagt de som van de kortgolvige straling 2782 cal. Dit betekent een toename van de warmteinhoud van 2782–2771 = 11 cal overeenkomende met een verwarming van $0{,}11/6 \approx 0{,}02$ °C. De laag van 6 tot 7 meter geeft een $\Delta\vartheta_\tau = 0$ zodat de nieuwe situatie is: een homotherme laag van 6 meter met een temperatuur van 23,87 °C. Was bij voorbeeld voor 6–7 m $\Delta\vartheta_\tau = 3$ cal geweest dan was de homotherme laag 23,87 °C en 7 m dik geworden. Tijdens de afkoelingsperiode is de som in kolom 5 geringer dan die van de oppervlakte processen en treedt afkoeling op tot zódanige diepte dat de temperatuur juist boven de er onder gelegen laag komt.

De temperaturen worden nu uitgezet. Bij het grafisch vereffenen dient men ervoor te zorgen, dat bij het vervangen van de door rechte lijnen verbonden punten door een vloeiende lijn de totale oppervlakte van de afgesneden veelhoeken (meest driehoeken) aan beide zijden van de vloeiende lijn gelijk zijn. Bovendien moet dit zoveel mogelijk het geval zijn bij enkele elkaar opeenvolgende veelhoeken. Zijn de totale oppervlakken niet gelijk dan betekent dit dat de vereffening een verandering van de totale warmte-inhoud tengevolge heeft. Uiteraard is dit onjuist. Het ongelijk zijn in een aantal opeenvolgende lagen betekent, dat bij het vereffenen een plotseling extra warmtetransport plaats vindt. Dit is niet de bedoeling van het vereffenen, dat slechts ten doel heeft de onjuistheden tengevolge van de differentie-rekening zo goed mogelijk op te heffen. De van de vloeiende curve afgelezen temperaturen worden nu in de laatste kolom genoteerd. Hieruit worden de waarden voor $\Delta\vartheta_z$ voor de volgende week berekend, en dienen tevens als basis om de temperatuur aan het einde van de week te berekenen.

4. Resultaten bij het meer van Tiberias

Ter toetsing van de in de vorige paragraaf uiteengezette methode werd gezocht naar een meer waarvan een zo groot mogelijk aantal gegevens ter beschikking stond liggende in een gebied waar het klimaat althans enigszins te vergelijken zou zijn met dat van Centraal Irak. Dit werd gevonden in het meer van Tiberias voor de periode maart '49 t/m febr. '50 (35). Dit meer ligt ongeveer op dezelfde breedtegraad ($\approx$ 32° 50′ N.Br. terwijl het Thartharmeer op ca. 34° N.Br. komt te liggen). Het klimaat is hier ongetwijfeld gematigder dan in Irak terwijl het meer kleiner is maar het gelukte niet een ander meer te vinden dat beter geschikt was. Behalve de onnauwkeurigheden in de mogelijkheden van berekening die in V.3 werden genoemd, moeten nog enige bijzonderheden betreffende de vergelijkingsmogelijkheden met het meer van Tiberias genoemd worden.

a. Wind

Het is te betreuren dat bij het toch vrij uitgebreide programma geen windsnelheid is gemeten. De enige windgegevens welke beschikbaar waren, zijn gemiddelde maandgegevens van Degania in graden Beaufort. Oren geeft een beschrijving van het karakter van de wind en vermeldt een dagelijkse gang, waaruit echter niet op te maken valt of Degania, dat vermoedelijk in het Jordaandal ligt, een hogere of lagere windsnelheid zal hebben dan gemiddeld over het meer te verwachten is. Windsnelheidsschattingen in graden Beaufort zijn overigens vaak vrij onnauwkeurig. Aannemende dat de formule van Sverdrup geldig is dan kan met behulp van de gemeten oppervlaktetemperatuur en de windsnelheid de verdamping berekend worden. De zo gevonden verdamping bleek veel geringer, soms slechts de helft van de door Neumann berekende verdamping. De opgegeven windsnelheid is dus zeker niet representatief voor het meer. Daarom werd besloten de gemiddelde windsnelheid te berekenen uit de gemeten oppervlaktetemperatuur en de door Neumann berekende verdamping. De zo verkregen windsnelheid werd voor de verdere berekeningen gebruikt. In fig. 39 zijn beide windsnelheden gegeven. Door deze handelwijze staat de berekening niet meer geheel los van de door Neumann gevolgde methode. Er was echter geen an-

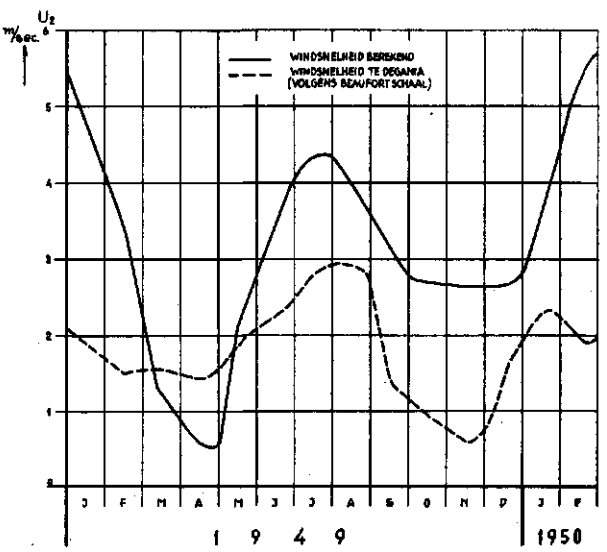


Fig. 39. Windsnelheid meer van Tiberias.
Windspeed Lake of Tiberias, according to the calculation from the evaporation and according to observations in degrees Beaufort at Degania.

dere mogelijkheid. O.a. lag de begintemperatuur aanvankelijk ver boven de gemeten begintemperatuur, terwijl hiervoor nu een goede overeenstemming werd bereikt, wat tevens een bewijs is dat NEUMANN's berekening van de verdamping in het voor jaar goed is.

b. Overige grootheden

De door NEUMANN berekende ${}^{ho}Q_{th}$ werd voor de berekeningen gebruikt, hoewel bij vergelijking met de te Bagdad gevonden cijfers (en ook met cijfers uit India (49)) het vermoeden rijst dat deze 's zomers te hoog zijn. Voor juni '49 wordt bijv. een maandcijfer van 770 cal cm^{-2} etm^{-1} berekend! (vergelijk met tabel II). De netto temperatuurstraling werd volgens BOLZ en FALCKENBERG berekend, wat iets hogere waarden geeft dan met de door mij gebruikte formule van BRUNT, hoewel het verschil gewoonlijk niet groot is.

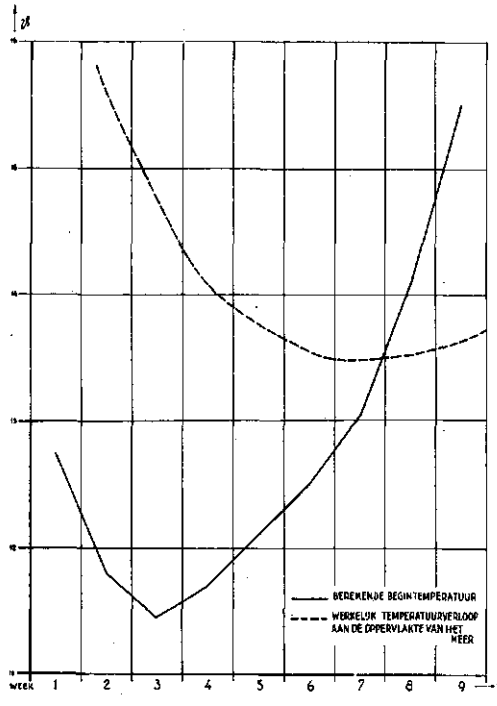


FIG. 40. Verband tussen de berekende begintemperatuur en de gemeten oppervlaktetemperatuur.
Regulation of the calculated beginning temperature and the observed surface temperature.

c. Begintemperatuur

Het berekende verband tussen $\vartheta_{(0,t)}$ en t voor het voorjaar '49 is weergegeven in fig. 40 waarin ook de gemeten oppervlaktetemperatuur is uitgezet. De curve welke het gemeten verloop aangeeft moet de lijn welke het verband aangeeft tussen $\vartheta_{(0,t)}$ en t snijden als het minimum is bereikt. Dit blijkt inderdaad zo te zijn, wat indirect ook een aanwijzing is dat de berekende verdamping volgens NEUMANN in deze periode goed is.

d. Temperatuurverloop

In fig. 41 is het gemeten en berekende verloop van de temperatuur op verschillende diepten getekend. De in V.3 besproken grotere optredende turbulentie in het voorjaar komt duidelijk tot uitdrukking in de hiervan het gevolg zijnde lagere gemeten oppervlakte- en hogere gemeten diepwater temperatuur. Figuur 41 spreekt overigens voor zichzelf.

e. Energiebalans

In tabel XII is de energiebalans per maand weergegeven voor het door mij berekende en het door NEUMANN berekende geval, terwijl bovendien ter vergelijking hetzelfde is gedaan voor een berekening naar PENMAN. Het aardig goed overeenkomen van de BOWEN's verhouding ligt voor de hand omdat de oppervlakte temperaturen vrij goed overeenstemmen. In fig. 42 is H_{ev} voor

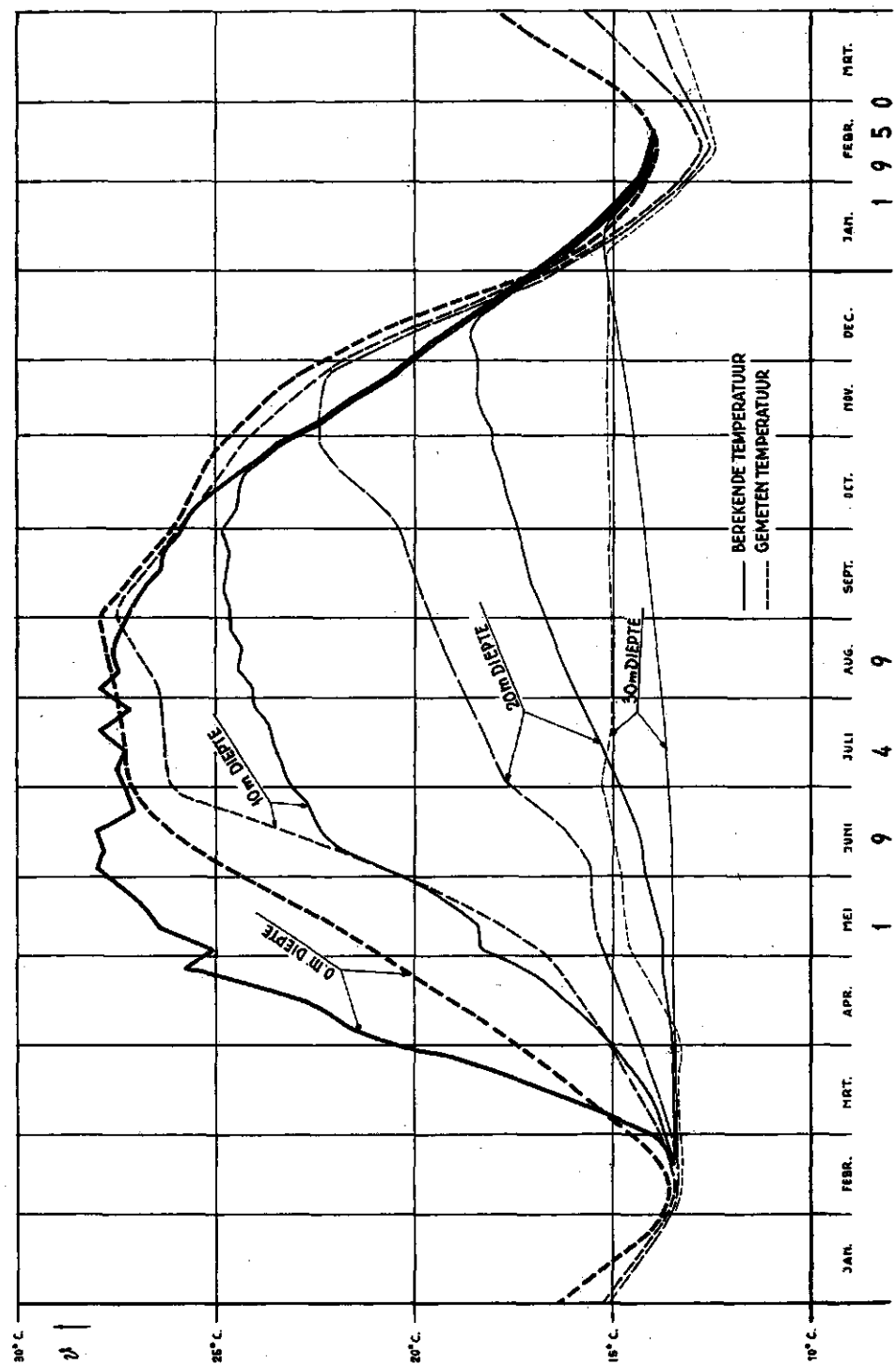


FIG. 41. Vergelijking van het gemeten en het berekende temperatuurverloop in het meer van Tiberias.
Comparison of the observed and the calculated course of temperature in the Lake of Tiberias.

TABEL XII. De energiebalans van het meer van Tiberias 1949–1950 en van een ondiep vrij wateroppervlak volgens PENMAN.

Naar berekening van temperatuur verloop	maart 1949	april 1949	mei 1949	juni 1949	juli 1949	aug. 1949	sept. 1949	okt. 1949	nov. 1949	dec. 1949	jan. 1950	febr. 1950	Totaal
H_{se} in cal	— 227	— 462	— 701	— 589	+ 782	+ 866	— 100	— 287	— 94	— 1481	— 1853	— 1169	— 5315
H_{ev} in cal	— 1925	— 1701	— 7797	—13805	—15437	—13684	—10929	— 9249	— 7654	— 5428	— 6214	— 6407	—100230
H_{lo}^{ne} in cal	— 4274	— 5757	— 5301	— 5116	— 4113	— 3959	— 4358	— 5264	— 5038	— 4828	— 4816	— 4453	— 57277
${}_{ab}H_{sh}$ in cal	+10784	+13712	+17951	+21916	+20913	+18350	+15884	+13446	+ 9031	+ 6075	+ 6712	+ 8523	+163297
H_{st} in cal	— 4358	— 5792	— 4152	— 2406	— 2145	— 1573	— 497	+ 1354	+ 3755	+ 5662	+ 6171	+ 3506	— 475
$B = H_{se}/H_{ev}$	+ 0,118	+ 0,272	+ 0,090	+ 0,043	— 0,051	— 0,063	+ 0,009	+ 0,031	+ 0,012	+ 0,273	+ 0,298	+ 0,182	+ 0,053
Naar NEUMANN													
H_{se} in cal	— 51	— 238	0	— 348	+ 1064	+ 814	+ 119	+ 96	— 187	— 1570	— 2492	— 812	— 3605
H_{ev} in cal	— 1709	— 820	— 4612	—11600	—15200	—13560	—11890	— 9560	— 9350	— 6040	— 7120	— 7380	— 98841
H_{lo}^{ne} in cal	— 4100	— 5500	— 5000	— 5300	— 4800	— 4800	— 5000	— 5500	— 4700	— 5400	— 6000	— 4500	— 60600
${}_{ab}H_{sh}$ in cal	+10240	+13860	+17580	+21700	+20970	+18240	+15810	+13150	+ 8920	+ 6030	+ 6570	+ 9480	+162550
H_{st} in cal	— 4380	— 7302	— 7968	— 4452	— 2034	— 694	+ 961	+ 1814	+ 5317	+ 6980	+ 9042	+ 3212	+ 496
$B = H_{se}/H_{ev}$	+ 0,03	+ 0,29	0,00	+ 0,03	— 0,07	— 0,06	— 0,01	+ 0,01	+ 0,02	+ 0,26	+ 0,35	+ 0,11	+ 0,04
Naar PENMAN													
H_{se} in cal	— 780	— 1830	+ 1040	+ 3160	+ 5850	+ 6220	+ 4690	+ 3330	+ 4220	+ 2390	+ 2360	+ 2450	+ 33100
H_{ev} in cal	— 4390	— 5490	—11580	—16720	—19800	—18020	—13300	— 9360	— 6230	— 4100	— 4570	— 5850	—119410
H_{lo}^{ne} in cal	— 3250	— 4410	— 4800	— 6000	— 5620	— 5300	— 5730	— 6210	— 6030	— 3500	— 4830	— 3570	— 59250
H_{sh} in cal	+ 8420	+11730	+15340	+19560	+19570	+17100	+14340	+12240	+ 8040	+ 5210	+ 7040	+ 6970	+145560
$B = H_{se}/H_{ev}$	+ 0,178	+ 0,333	— 0,090	— 0,189	— 0,295	— 0,314	— 0,260	— 0,356	— 0,678	— 0,583	— 0,576	— 0,419	— 0,277

de drie berekeningen nogmaals vergeleken. Het blijkt wel duidelijk dat de berekening met de temperatuurverdeling duidelijk betere resultaten geeft dan de methode van PENMAN. In fig. 43 zijn beide berekeningen samengevat in drie curven te weten H_{lo}^{ne}, $H_{ev} + H_{se}$ en H_{st}. De verschuivingen in het voorjaar zijn reeds ter sprake gekomen. Gezien de nauwkeurigheid waarmede deze berekeningen volgens verschillende auteurs kunnen worden uitgevoerd (Lake Hefner 10 %, NEUMANN 15 %) is het resultaat zeker bevredigend en leek het verantwoord de methode in Irak toe te passen.

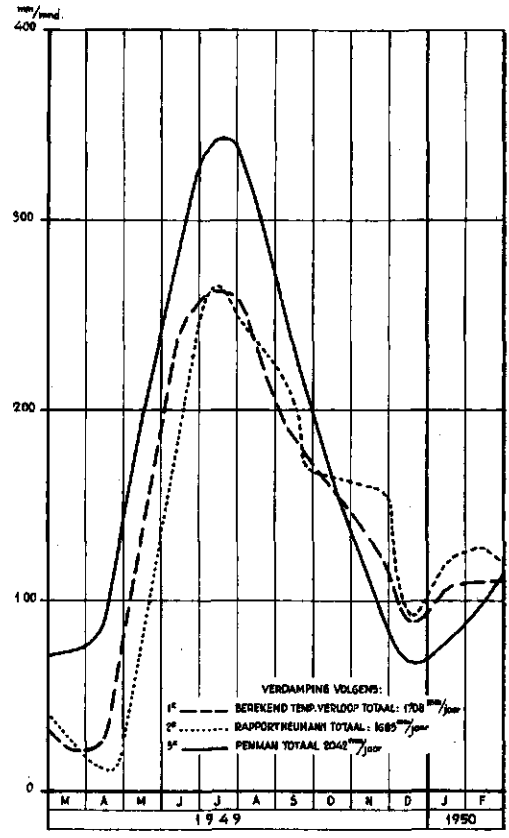


FIG. 42. Verdamping van het meer van Tiberias.
Evaporation of the Lake of Tiberias, according to the calculation, Neumann and Penman.

5. RESULTATEN VOOR CENTRAAL IRAK

a. Begintemperatuur

Het verband tussen $\vartheta_{(0,t)}$ en t is in fig. 44 te vinden.

b. Resultaten

De berekeningen zijn hier uitgevoerd voor twee gevallen, een meer met een diepte van 10 meter en een met een diepte van 50 meter. De resultaten zijn op dezelfde wijze als voor het meer van Tiberias in tabel XIII samengevat, waarin ook de berekening volgens PENMAN is opgenomen.

Reeds bij een eerste beschouwing blijkt dat het verschil tussen het bedrag van het meer van Tiberias en een meer in Irak groter is dan men aanvankelijk op grond van de klimaatverschillen zou verwachten. Duidelijk blijkt dit bij vergelijking van BOWEN's verhouding. Terwijl bij het meer van Tiberias slechts enkele procenten van de energietoevoer door warmteoverdracht van de lucht op het water plaats vindt loopt in Irak dit bedrag in de maand juli op tot ongeveer de helft van de netto straling. Het berekende temperatuurverloop is in de fig. 45 en 46 weergegeven voor beide meren.

Bij het ondiepe meer is geen rekening gehouden met de warmte die in de bodem van het meer wordt opgeslagen, omdat de hoeveelheid zeer gering is

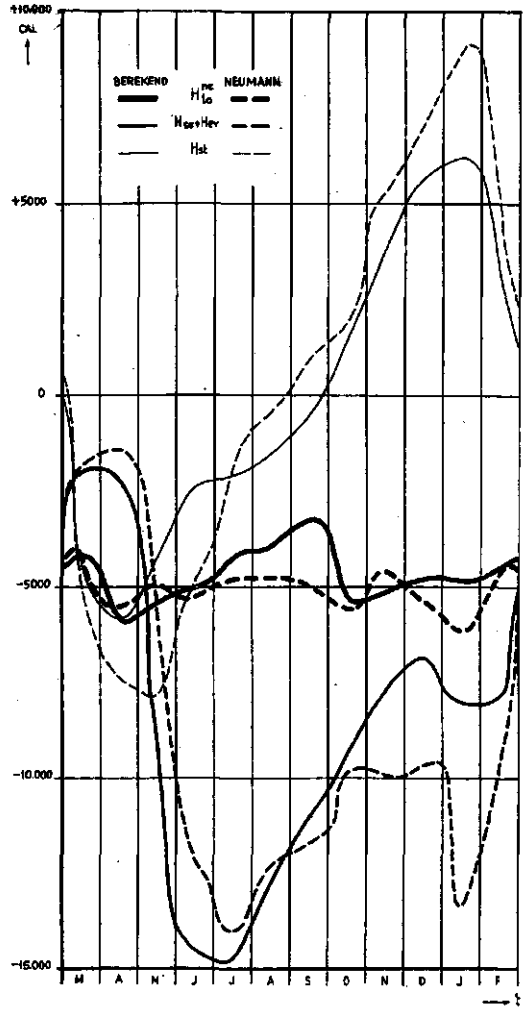


FIG. 43. Vergelijking van enige belangrijke stralingsposten volgens de berekening en volgens NEUMANN.
Comparison of some important terms of radiation according to the calculation and according to Neumann.

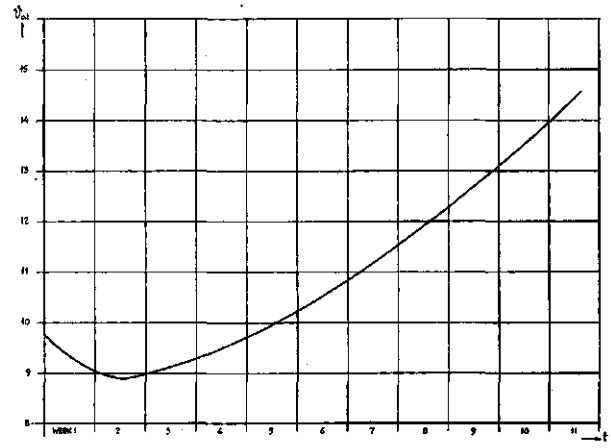


FIG. 44. Begintemperatuur voor een meer in Irak.
Beginning temperature of a Lake in Iraq.

TABEL XIII. De energiebalans van meren in Irak en van een ondiep vrij wateroppervlak volgens PENMAN.

Naar berekening van temperatuur verloop	maart 1958	april 1958	mei 1958	juni 1958	juli 1958	aug. 1958	sept. 1958	okt. 1958	nov. 1958	dec. 1958	jan. 1959	febr. 1959	Totaal
Irak ondiepe meer (10 m diep)													
H_{se} in cal	+ 719	+ 1598	+ 3782	+ 6460	+ 8696	+ 6978	+ 3723	+ 1484	— 356	— 1351	— 1343	— 176	+ 30214
H_{ev} in cal	— 6500	— 8920	—15490	—21070	—24500	—21328	—16047	—11080	— 6370	— 4650	— 4237	— 4918	—145110
H_{lo}^{ne} in cal	— 4498	— 4222	— 4061	— 3366	— 3178	— 3371	— 4137	— 4898	— 5203	— 5822	— 5440	— 4602	— 52798
${}_{ab}H_{sh}$ in cal	+13889	+15867	+18685	+18858	+19222	+17683	+14542	+12231	+ 8977	+ 7847	+ 8412	+ 9866	+166079
H_{st} in cal	— 3610	— 4323	— 2916	— 882	— 240	— 38	— 1919	+ 2263	+ 2952	+ 3976	+ 2608	— 170	+ 1615
$B = H_{se}/H_{ev}$	—0,111	—0,179	— 244	—0,307	—0,351	—0,327	—0,232	— 0,134	—0,056	—0,296	—0,289	—0,036	— 0,208
Irak diepe meer (50 m diep)													
H_{se} in cal	+ 315	+ 1572	+ 4129	+ 6577	+ 8974	+ 7263	+ 3898	+ 1551	— 392	— 1660	— 2716	— 1336	+ 28175
H_{ev} in cal	— 7120	— 9222	—15518	—20671	—23696	—20983	—15342	—10941	— 6442	— 5055	— 6274	— 5828	—147092
H_{lo}^{ne} in cal	— 4844	— 4240	— 3932	— 3407	— 3097	— 3201	— 4020	— 4940	— 5364	— 6172	— 6392	— 5278	— 54897
${}_{ab}H_{sh}$ in cal	+13899	+15867	+18685	+18858	+19222	+17683	+14542	+12231	+ 8977	+ 7847	+ 8412	+ 9866	+166089
H_{st} in cal	— 2240	— 3977	— 3364	— 1357	— 1403	— 762	— 922	+ 2099	+ 3221	+ 5040	+ 6970	+ 2576	+ 7725
$B = H_{se}/H_{ev}$	—0,044	—0,170	—0,266	—0,318	—0,379	—0,346	—0,254	—0,142	—0,061	—0,329	—0,433	—0,229	— 0,192
NAAR PENMAN													
H_{se} in cal	+ 2490	+ 5090	+ 9740	+13770	+18060	+14740	+10350	+ 5600	+ 2530	+ 2560	+ 1442	+ 2660	+ 89032
H_{ev} in cal	— 7920	—12610	—19880	—24600	—29300	—24750	—17610	—11060	— 4950	— 2970	— 3332	— 5960	—164942
H_{lo}^{ne} in cal	— 4460	— 4720	— 6540	— 8070	— 8620	— 8490	— 7800	— 6420	— 4780	— 4520	— 4620	— 4260	— 73300
H_{sh} in cal	+ 9890	+12240	+16680	+18900	+19860	+18500	+15060	+11880	+ 7200	+ 4930	+ 6510	+ 7560	+149210
$B = H_{se}/H_{ev}$	—0,314	—0,404	—0,490	—0,560	—0,616	—0,596	—0,587	—0,506	—0,511	—0,862	—0,434	—0,446	— 0,540

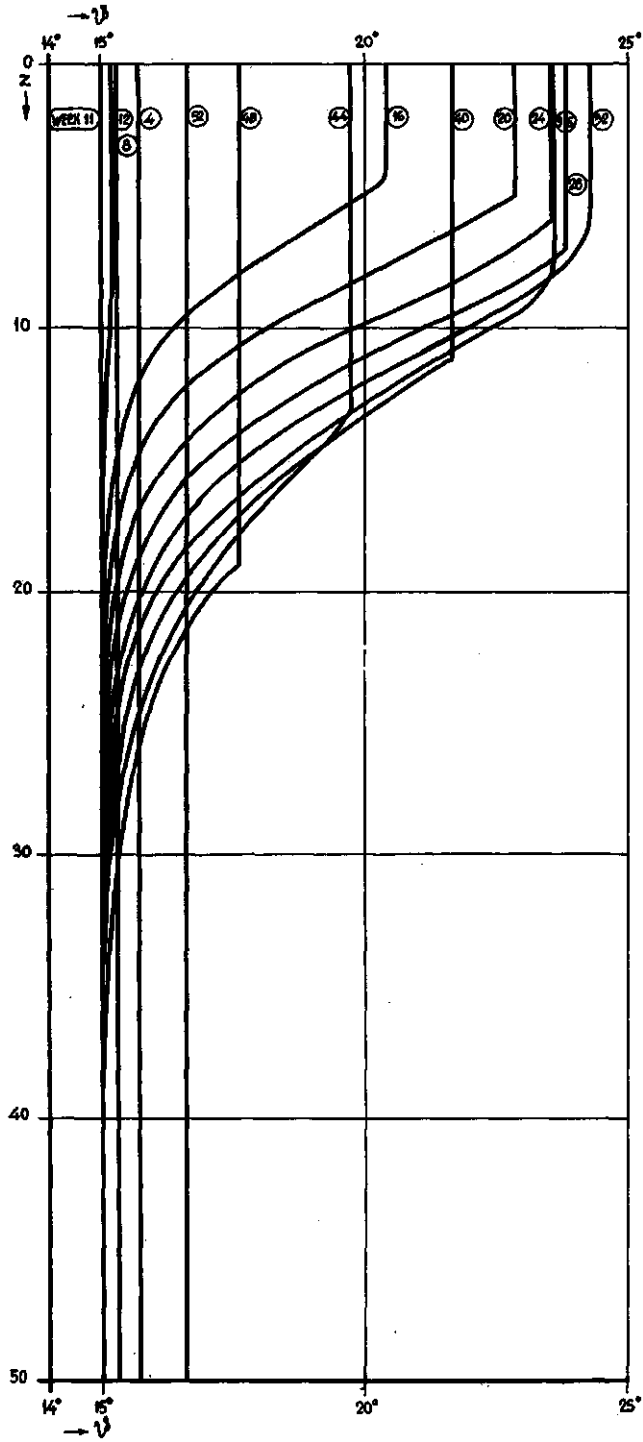


FIG. 45. Berekend temperatuurverloop van een diep meer in Irak.
Calculated course of temperature of a deep lake in Iraq.

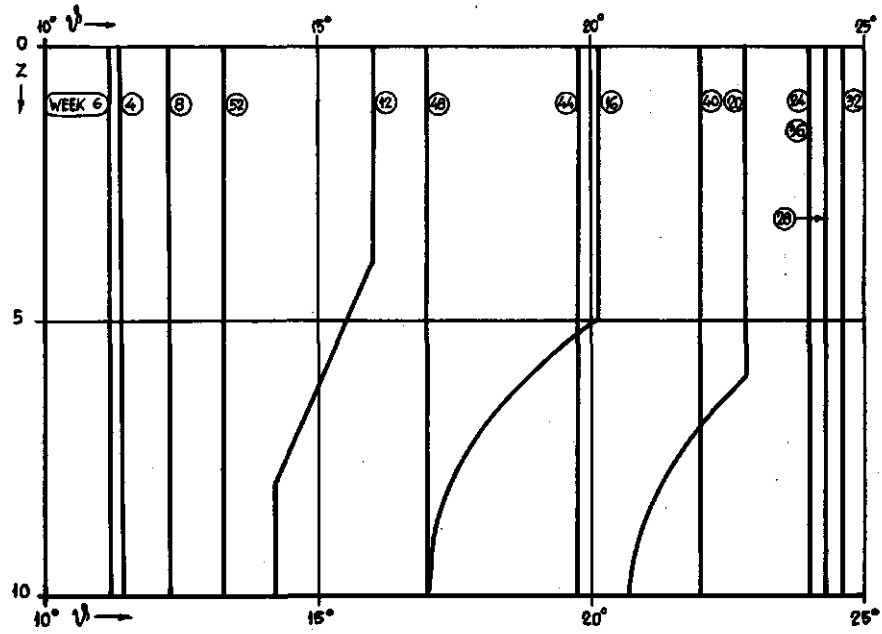


FIG. 46. Berekend temperatuurverloop van een ondiep meer in Irak.
Calculated course of temperature of a shallow lake in Iraq.

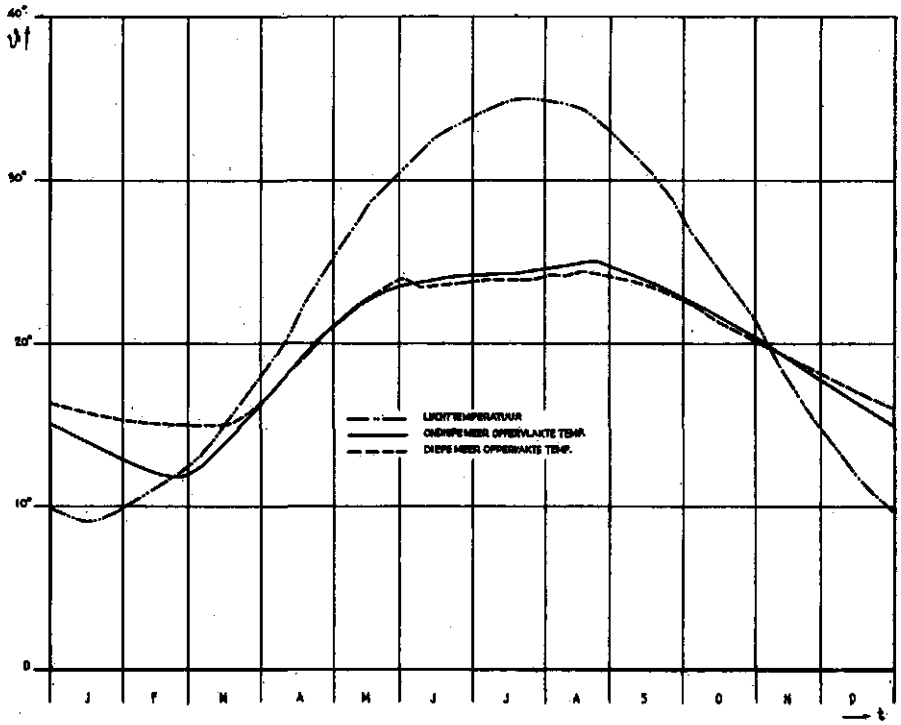


FIG. 47. Vergelijking van de gemiddelde luchttemperatuur en de oppervlaktetemperatuur van een ondiep en een diep meer in Irak.
Comparison of the airtemperature and the surfacetemperature of a shallow and a deep lake in Iraq.

(vergelijk Appendix –*f*). Aangenomen werd dat de op 10 meter diepte nog niet geabsorbeerde kortgolvige straling in zijn geheel ten goede komt aan de laag van 9–10 m. Dat heeft vaak enige instabiliteit tengevolge, zodat soms aan de bodem een isotherme laag ontstaat. Zowel uit het verloop van de oppervlaktetemperatuur (fig. 47) als uit de verdamping (fig. 48) blijkt de phaseverschuiving van het diepe meer tengevolge van de grotere watermassa, evenals het achterblijven van de verdamping in de zomer en het overtreffen in de winter. Het verdient de aandacht, dat de verdamping van het diepe meer ook in het voorjaar groter is dan van het ondiepe meer. Dit wordt veroorzaakt door de hogere minimum temperatuur wat nog vrij lang in het voorjaar doorwerkt. In totaal overtreft het effect van de hogere winterverdamping zelfs dat van de lagere zomerverdamping, zodat de jaarverdamping van het diepe meer ruim 100 mm hoger is dan van het ondiepe.

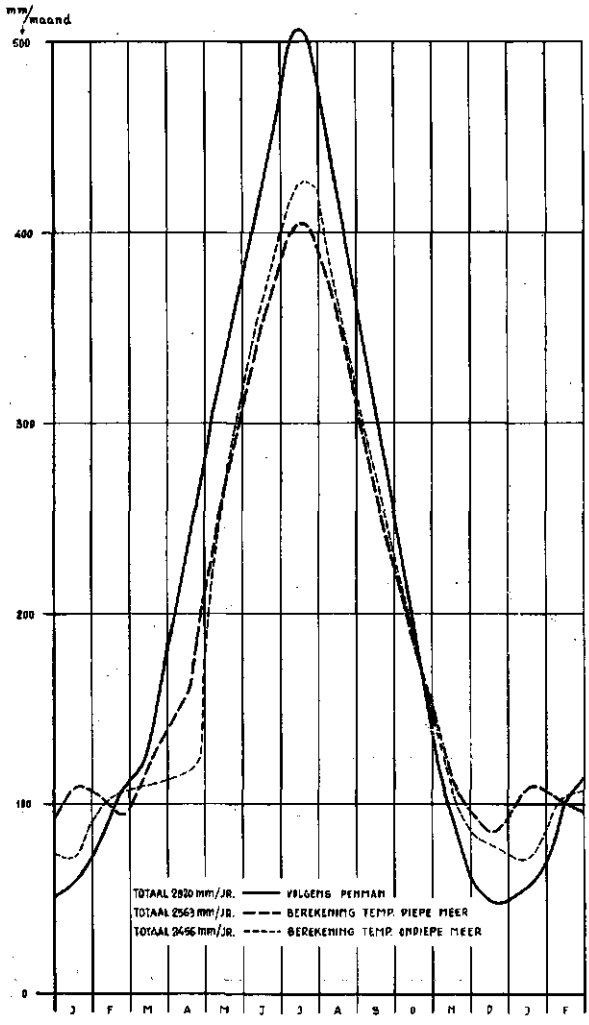


FIG. 48. Meerverdamping in Irak.
Evaporation of a lake in Iraq, according to Penman and according to the calculations of a deep and a shallow lake.

Wordt een meer zeer ondiep, bijv. 1 meter, dan wordt de invloed van H_{st} steeds geringer, wat een steeds hogere zomertemperatuur (en dus hogere zomerverdamping) en een lagere wintertemperatuur (en dus lagere winterverdamping) tengevolge heeft. Dit betekent, dat bij afname van de dikte van de waterlaag, de verdamping meer en meer nadert tot E_0. Het blijkt nu dat bij verder afnemende diepte van het meer de invloed van de hogere zomerverdamping gaat overheersen. Hierbij komt tevens nog eens duidelijk naar voren in hoeverre de windfunctie en de daarin gebruikte constanten een belangrijke rol spelen. Om vergelijking mogelijk te maken, is de verdamping volgens PENMAN hier zo-

wel uitgerekend met de windfunctie van SVERDRUP, als met de door PENMAN gebruikte formule:

$f(u) = 0{,}35 \times 58{,}5\ (0{,}5 + 0{,}54\ u_2)$ cal cm^{-2} °C^{-1} etm^{-1}.

Het resultaat is in tabel XIV weergegeven.

TABEL XIV. Jaarverdamping van meren van ongelijke diepte in Irak.

Jaarverdamping van een 50 meter diep meer	2560 mm
Jaarverdamping van een 10 meter diep meer	2460 mm
E_0 ($f(u)$ volgens SVERDRUP)	2820 mm
E_0 ($f(u)$ volgens PENMAN)	2160 mm

6. BETROUWBAARHEID

Behalve de in V. 3 opgesomde moeilijkheden worden nu nog een aantal punten opgenoemd, welke de betrouwbaarheid van de berekening doen afnemen.

a. Temperatuur en dampspanning van de lucht boven het meer

Evenals bij de verdampingspan wordt ook hier advectieve energie aangevoerd. Dit heeft een daling van de temperatuur in de onderste luchtlagen tengevolge. Dat dit belangrijk kan zijn blijkt uit metingen aan weerszijden van het meer van Habaniyah, eveneens in Irak gelegen (zie tabel XV).Om een indruk

TABEL XV. Temperatuur en dampspanning aan weerszijden van het Habaniyah meer (afstand ca. 20 km, gemiddelde windsnelheid 5–10 m sec^{-1} op 9 juli 1958).

Tijd L.T.	p_{wa}^{ai} (loefzijde)	p_{wa}^{ai} (lijzijde)	ϑ_{ai} (loefzijde)	ϑ_{ai} (lijzijde)
8.00	15,1	24,4	30,7	28,0
9.00	15,5	25,1	33,0	28,6
10.00	14,9	29,1	35,3	29,6
11.00	15,9	30,2	36,6	30,4
12.00	13,5	29,6	37,1	32,0
13.00	10,7	30,7	38,2	32,6
14.00	11,1	24,8	39,2	33,8

te krijgen wanneer dit effect op kan treden is in fig. 47 bovendien de gemiddelde dagelijkse luchttemperatuur opgenomen. H_{se} neemt dus af in de windrichting en zal aanvankelijk mogelijk groter, later zeker veel kleiner zijn dan berekend werd. Ook de dampspanning verandert. Er ontstaat een „waterdampdeken". Bij de Lake Hefner studie was de invloed van dit effect gering, maar bij het Habaniyah meer blijkt wel degelijk een grote invloed te zijn.

Deze factor is echter niet uitsluitend van invloed op de verdamping. H_{lo}^{π} wordt namelijk door de toename van het waterdampgehalte kleiner zodat meer energie ter beschikking komt. Uit mededelingen van BUDYKO blijkt dat dit effect bij oasen in de USSR bekend is. Deze effecten zijn op dit moment nog niet voor berekening toegankelijk, zodat het niet mogelijk is de orde van grootte vast te stellen. Het is waarschijnlijk dat de effecten gezamenlijk in Irak wel een verdamping verlagende invloed zullen hebben.

b. Wind

De temperatuur van het water vertoont slechts een geringe dagelijkse schommeling vergeleken met de wisselingen in luchttemperatuur. Het meer heeft

overdag dus een stabiliserende, 's nachts een labiliserende invloed. Dit effect wordt o.a. ook door OREN voor het meer van Tiberias, waar de temperatuurverschillen in de lucht veel kleiner zijn, vermeld. Geheel in overeenstemming hiermede is de ervaring dat aan de lijzijde van het Habaniyah meer de wind in de loop van de nacht toeneemt, het maximum wordt bereikt omstreeks zonsopkomst, daarna gaat de wind snel liggen. Een minimum waarde wordt bereikt in de loop van de ochtend terwijl de wind weer geleidelijk iets toeneemt als de zuiging van de woestijn erg groot wordt. Het is niet gelukt de orde van grootte van de veranderingen in een berekening vast te leggen. Men bedenke dat het er niet om gaat de windverdeling aan de lijzijde vast te stellen maar de *gemiddelde* windsnelheid over het gehele meer. Gemiddeld zal ook dit wel een verdampingsverlagend effect hebben. Men houde bij de randeffecten echter in het oog dat de gebruikte $f(u)$ volgens SVERDRUP bij Lake Hefner en Lake Mead goed voldeed en het dus niet uitgesloten is dat een deel van de effecten hier in gecompenseerd wordt.

c. Basistemperatuur

Het is niet onverschillig bij welke temperatuur het water verdampt. Wordt water verdampt van 25 °C terwijl de temperatuur van het water dat aangevoerd wordt 20 °C bedraagt, betekent dit een extra energieverlies van 5 cal. per gram verdampt water. Hierbij is de keuze van de basistemperatuur van belang (46). Aangezien de wateraanvoer in hoofdzaak in de maanden april en mei zal plaats vinden en de temperatuur van dit water 20 à 25 °C zal bedragen is het effect zeer gering en kan buiten beschouwing blijven. Ook kan het van belang zijn te corrigeren voor de temperatuur van onttrokken water en van regenwater. Het belang van de correctie hangt af van de hoeveelheden water die hierbij in het spel zijn.

APPENDIX

DE BEREKENING VAN DE VERSCHILLENDE TERMEN VOOR DE ENERGIEBALANS VAN DE VERDAMPINGSPAN

1. DE DIRECTE KORTGOLVIGE ZONNESTRALING

${}^{pa}_{ab}H^{di}_{sh}$ De zonnestraling wordt verzwakt naarmate de doorlopen optische luchtmassa groter is. Veel gebruikt wordt de formule

$$ {}^{p}H_{sh} = \frac{{}^{p}_{oa}H_{sh}}{r^2} \cdot a^{\sec \zeta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 33 $$

waarin a de transmissiecoëfficiënt van de lucht en r de radiusvector van de aarde is. Volgens ALISSOW geeft deze formule te kleine waarden van ${}^{p}H_{sh}$ voor kleinere zonshoogten (in het algemeen minder dan 10°) en voldoet de gedeeltelijk empirische formule van KASTROW (2) beter:

$$ {}^{p}H_{sh} = \frac{{}^{p}_{oa}H_{sh}}{1 + 0{,}106 \sec \zeta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 34 $$

Aangezien voor de pan juist de kleine zonshoogten een grote rol spelen, wordt deze laatste formule verder gebruikt. Op een horizontaal vlakje valt een straling

$$^{ho}H_{sh} = {}^{p}H_{sh} \cos \zeta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 35$$

Stel $^{ho}Q_{sh}$ de totale hoeveelheid per etmaal op een horizontaal vlakje opgevangen kortgolvige energie, dan geldt

$$^{ho}Q_{sh} = \int_{-t_0}^{+t_0} {}^{p}H_{sh} \cos \zeta \, dt, \quad \ldots\ldots\ldots \quad 36$$

waarin $-t_0$ de tijd van zonsopkomst en $+t_0$ van zonsondergang. Stelt men zich een verticaal vlak voor, dat zich zodanig met de zon meebeweegt, dat de normaal op dit vlak steeds hetzelfde azimuth heeft als de zon, dan geldt voor de hierop vallende straling

$$^{vp}H_{sh} = {}^{p}H_{sh} \sin \zeta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 37$$

Een dergelijk vlakje ontvangt een hoeveelheid energie $^{vp}Q_{sh}$ waarvoor

$$^{vp}Q_{sh} = \int_{-t_0}^{+t_0} {}^{p}H_{sh} \sin \zeta \, dt. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 38$$

De integraal $^{ho}Q_{sh}$ kan in elementaire functies worden uitgedrukt. $^{ho}Q_{sh}$ wordt dan verkregen als functie van de breedtegraad en de declinatie δ van de zon. Het is mij echter niet gelukt $^{vp}Q_{sh}$ in elementaire functies uit te drukken.

$$\text{Stel} \quad \beta = \frac{^{vp}Q_{sh}}{^{ho}Q_{sh}} = \frac{\int_{-t_0}^{+t_0} {}^{p}H_{sh} \sin \zeta \, dt}{\int_{-t_0}^{+t_0} {}^{p}H_{sh} \cos \zeta \, dt} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 39$$

De verhouding β is nu als volgt berekend. De zenithafstand ζ van de zon op een bepaalde breedtegraad, is zowel een functie van de tijd van de dag als van de declinatie van de zon. Bij een gegeven declinatie δ (dus op een bepaalde dag) is de zenithafstand ζ_δ uitsluitend een functie van de tijd van de dag: $\zeta_\delta = \zeta_\delta(t)$, welk verband grafisch kan worden voorgesteld. Voor het culminatietijdstip is steeds 12.00 h genomen. Herschrijf:

$$^{ho}H_{sh}^{di} = {}^{p}H_{sh}^{di} \cos \zeta = \frac{{}_{oa}^{p}H_{sh}^{di} \cos \zeta}{1 + 0{,}106 \sec \zeta} = f_{ho} \, {}_{oa}^{p}H_{sh}^{di} \quad \ldots\ldots \quad 40$$

en

$$^{vp}H_{sh} = {}^{p}H_{sh}^{di} \sin \zeta = \frac{{}_{oa}^{p}H_{sh}^{di} \sin \zeta}{1 + 0{,}106 \sec \zeta} = f_{ve} \, {}_{oa}^{p}H_{sh}^{di} \quad \ldots\ldots \quad 41$$

dus

$$\beta = \frac{f_{ve}}{f_{ho}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 42$$

f_{ho} en f_{ve} zijn voor een aantal waarden van ζ uitgerekend en vermeld in tabel XVI.

Voorbeeld

Willen we nu ζ voor $\delta = 20°$ uitrekenen dan is de werkwijze aldus: $\zeta_\delta = \zeta_{20°} = f(t)$ is voorgesteld in fig. 49 voor 35° N.Br. Zij: $\zeta = 80°$ te 5.55 h. Met behulp van tabel XVI wordt gevonden dat voor $\zeta = 80°$, $f_{ve} = 0{,}625$ en $f_{ho} =$

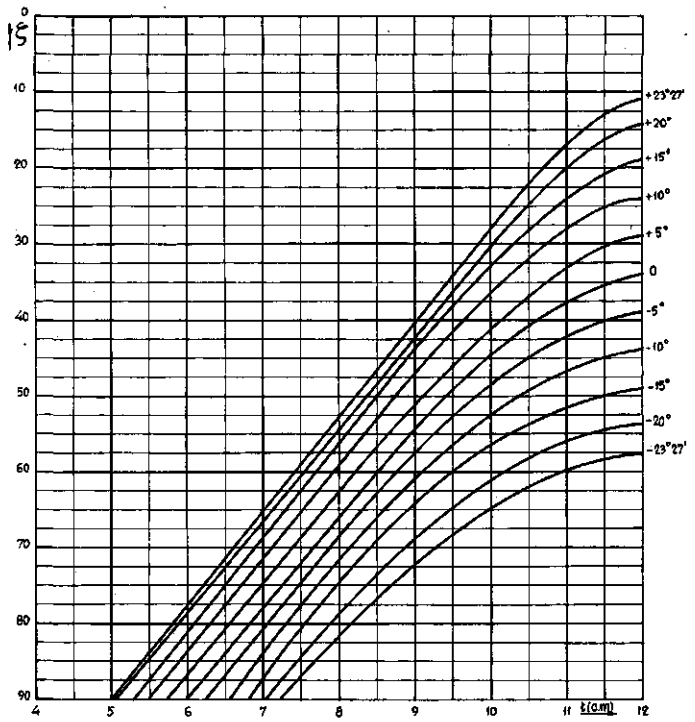


FIG. 49. De Zenithafstand ζ bij verschillende declinaties van de zon als functie van de tijd t (a.m.).
The Zenith distance ζ at different declinations of the sun as a function of the time t (a.m.).

TABEL XVI.

ζ	f_{ve}	f_{ho}
10°	0,173	0,882
15°	0,234	0,875
25°	0,381	0,817
35°	0,511	0,728
45°	0,614	0,618
55°	0,697	0,490
64°	0,732	–
65°	0,733	0,342
66°	0,732	–
75°	0,693	0,187
80°	0,625	0,110
85°	0,464	0,041
87°	0,343	–
90°	0,000	0,000

= 0,110. Deze waarden worden tegen de tijd (dus weer 5.55 h) uitgezet. Er wordt zodoende grafisch het verband tussen f_{ho} resp. f_{ve} en t verkregen (fig. 50 resp. fig. 51). Door de oppervlakte tussen de curve en de tijdas te bepalen kunnen ${}^{ho}Q_{sh}^{di}$ en ${}^{vo}Q_{sh}^{di}$ worden gevonden. In fig. 52 zijn $\int f_{ho} dt$ en $\int f_{ve} dt$ uitgezet. De waarden voor β_{mo} gemiddeld per maand voor 35° N.Br. zijn in tabel XVII vermeld.

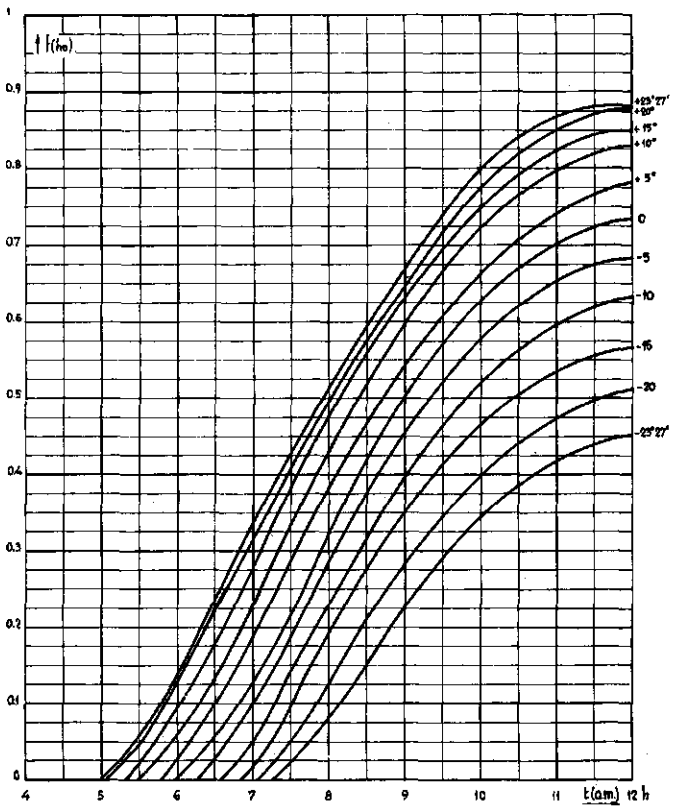


FIG. 50. Verband tussen t (a.m.) en f_{ho} voor verschillende δ.
Relation between t (a.m.) and f_{ho} for different δ values.

TABEL XVII.

	β_{mo}		β_{mo}
januari	2,25	juli	0,96
februari	1,81	augustus	1,07
maart	1,43	september	1,28
april	1,14	oktober	1,61
mei	1,00	november	2,09
juni	0,95	december	2,35

Hoeveel kortgolvige straling ontvangt de pan?

Als op een dof zwart vlakje straling valt met dichtheid H_{sh}^{di} komende uit een richting, welke een hoek ψ maakt met de normaal op het vlakje dan ontvangt

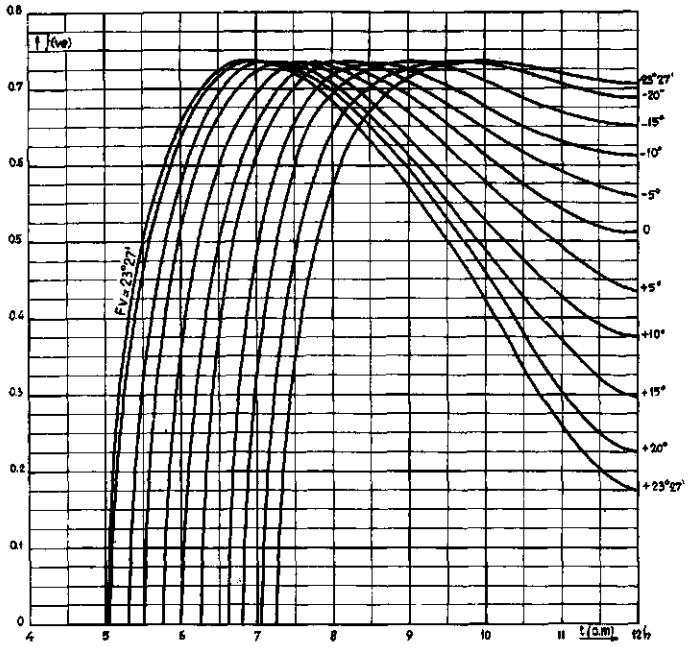


FIG. 51. Verband tussen t (a.m.) en f_{ve} voor verschillende δ.
Relation between t (a.m.) and f_{ve} for different δ values.

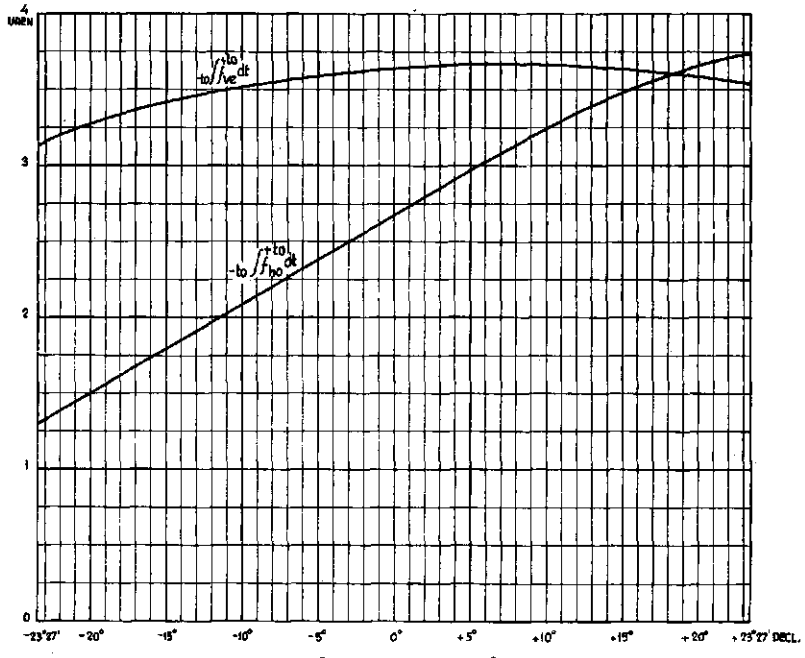
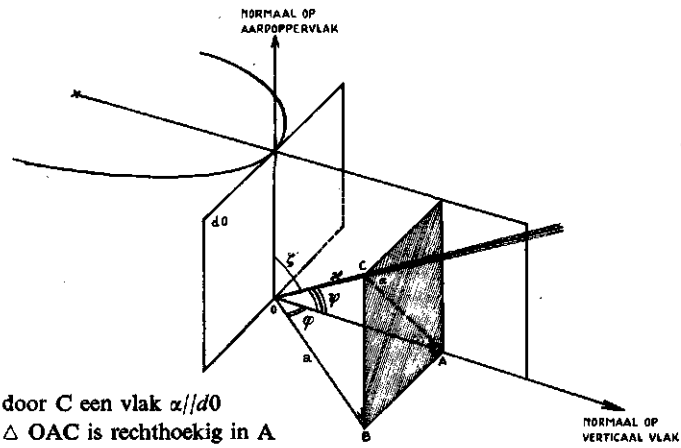


FIG. 52. *The curves for the values of* $\int_{-t_o}^{+t_o} f_{ho}\,dt$ *and* $\int_{-t_o}^{+t_o} f_{ve}\,dt$ *in hours for different declinations of the sun.*

en absorbeert dit vlakje een hoeveelheid $H_{sh}^{di} \cos \psi$ per eenheid van oppervlak. Voor een verticaal vlakje, waarvan de normaal een hoek φ met het beschouwde met de zon meedraaiende vlakje maakt, geldt bij een zenith-hoek ζ van de zon $\cos \psi = \sin \zeta \cos \varphi$ (zie fig. 53). De absorptie bedraagt dus $H_{sh}^{di} \sin \zeta \cos \varphi$. Bij de hoek $d\varphi$ behoort een panwandoppervlak dO, waarvoor $dO = Rhd\varphi$ (zie fig. 54), als de waterhoogte $= h$. Over de gehele panwand wordt dit

$$\frac{d\,{}^{pa}H_{sh}^{di}}{dt} = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} {}^{v\varphi}H_{sh}^{di} \cos\varphi \, dO = {}^{v\varphi}H_{sh}^{di} \, Rh \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos\varphi \, d\varphi = 2 \, Rh \, {}^{v\varphi}H_{sh}^{di} \quad . \; . \quad 43$$

$${}^{pa}H_{sh}^{di} = 2 \, Rh \, {}^{v\varphi}Q_{sh}^{di} = 2 \, Rh\beta_{mo} \, {}^{ho}Q_{sh}^{di} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 44$$



door C een vlak $\alpha // dO$

$\triangle$ OAC is rechthoekig in A

$$\frac{OA}{x} = \cos \psi$$

$$\left.\begin{aligned} OA &= a \cos \varphi \\ x &= \frac{a}{\sin \zeta} \end{aligned}\right\} \therefore \frac{OA}{x} = \frac{a \cos \varphi \sin \zeta}{a} = \cos \psi$$

$$\boxed{\cos \psi = \sin \zeta \cos \varphi}$$

FIG. 53. *The derivation of the relation between the angles ζ, φ and ψ of particular lines of the evaporation pan and a sunbeam with zenith distance ζ.*

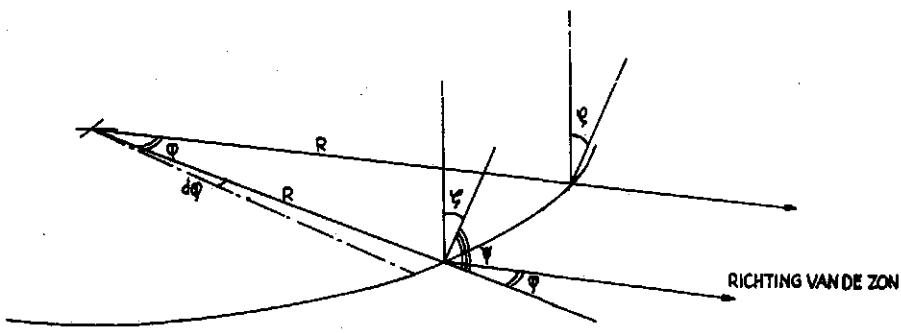


FIG. 54. Figuur behorend bij formule 29.
Figure belonging to formula 29.

Bekend moet nu zijn welk gedeelte ${}^{ho}H_{sh}^{di}$ is van ${}^{ho}H_{sh}$. Bij heldere hemel is dit ca. 80 % doch om later te vermelden redenen (zie bij ${}^{pa}H_{sh}^{df}$) wordt 90 % aangehouden. Bij een absorptiefactor voor kortgolvige straling ${}^{pa}a_{sh}$ is

$$ {}_{ab}^{pa}H_{sh}^{di} = {}^{pa}a_{sh}\,{}^{pa}H_{sh}^{di} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 45 $$

Voor het berekenen van ${}_{ab}^{pa}H_{sh}^{di}$ en ${}_{ab}^{pa}H_{sh}^{df}$ is het nog noodzakelijk te weten welk gedeelte van de totale globale straling als directe zonnestraling ontvangen wordt bij verschillende bewolkingsgraad. In de literatuur worden vele formules gegeven, waaruit de hemelstraling bij volledige bewolking (hoofdstuk III) volgt, terwijl ook vrij veel gegevens bekend zijn omtrent het percentage diffuse straling bij onbewolkte hemel. De straling bij bewolking $N = 8$ en relatieve zonneschijnduur $r = 0$ wordt door verschillende auteurs opgegeven (1, 3, 26, 30, 41). Men kan deze straling uitdrukken als een fractie van de straling bij een relatieve zonneschijnduur $r = 1$

$$ {}^{ho}Q_{sh}^{r=0} = \alpha\,{}^{ho}Q_{sh}^{r=1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 46 $$

De in de literatuur gevonden waarden voor α lopen uiteen van 0,22 tot 0,39. Te Baghdad werd echter $\alpha = 0{,}70$ gevonden (zie hoofdstuk III). Bij onbewolkte hemel hangt het percentage diffuse straling ε sterk van de zonshoogte af. Vooral bij lage zonshoogten neemt dit percentage steeds toe. ALBRECHT heeft ε uit verschillende gegevens berekend welke zijn weergegeven in tabel XVIII.

TABEL XVIII.

ζ_{su}	ε %
85°	45
80°	29
70°	17
60°	13
50°	12
40°	11
30°	10

Als gemiddelde over het etmaal wordt veelal 15 à 20 % aangehouden. Te Baghdad werden enige malen iets grotere waarden voor ε gevonden.

De diffuse straling van de hemel in de naaste omgeving van de zon is echter veel groter dan op grotere afstand van de zon het geval is. Deze wordt daarom hier als directe straling behandeld. DOGNIAUX vond te Ukkel bij $\zeta_{su} = 50°$ en heldere hemel, dat ongeveer 19 % van de diffuse straling afkomstig is van een ruimtehoek 0,1 π rondom de zon waarbij ζ_{su} loopt van 40° tot 70° en het azimuth van $\varphi_{su} = -30°$ tot $\varphi_{su} = +30°$. Dit is 35 % voor ζ van 40° tot 90° bij hetzelfde azimuth als het vorige geval (14). Daar voorts de helderheid niet gelijkmatig is zoals werd aangenomen, maar het grootst is nabij de horizon en juist tegenover de zon de helderheid duidelijk in het minimum is (< 50 % van de gemiddelde waarde) is aangenomen, dat 10 % van de totale globale straling bij onbewolkte hemel als diffuse straling, de rest als straling uit de richting van de zon, behandeld kan worden.

Voor dagen met een gedeeltelijke bewolking wordt gewoonlijk een met de relatieve zonneschijnduur rechtlijnig verlopende totale globale straling aangegeven, wat in Baghdad bij benadering ook opgaat (hoofdstuk III). De enige mij

bekende metingen aangaande de verdeling tussen de diffuse en directe straling zijn afkomstig uit België. Daar is te Ukkel gedurende een aantal jaren naast de totale globale straling ook de directe zonnestraling gemeten. Uit deze metingen blijkt:

1e. Dat het percentage diffuse straling van de totale globale straling snel toeneemt bij de eerste afname van de relatieve zonneschijnsduur om dan geleidelijk toe te nemen tot een relatieve zonneschijnsduur van 10 à 20 %. Dan vindt een zeer snelle toename plaats tot 100 % diffuus bij $r = 0$.

2e. De zonshoogte speelt een belangrijke rol. Enige van de door DOGNIAUX vermelde gegevens zijn in fig. 55 weergegeven. Bij de zonshoogten zoals deze te Baghdad voorkomen blijkt er merkwaardig weinig variatie te bestaan. De cijfers van april t/m augustus van Brussel liggen zelfs zo weinig uiteen, dat hiervoor slechts één curve getrokken kan worden. (De spreiding te Ukkel gevonden is niet door DOGNIAUX vermeld). In eerste benadering worden nu de Belgische gegevens gebruikt voor Irak, het verschil in zonshoogte in aanmerking nemende. Dat de grafiek loopt tot $r = 1$ vindt hierin zijn verklaring dat r is gecorrigeerd voor de zonnestanden waarvoor $86° < \zeta_{su} < 90°$. De Campbell-Stokes zonneschijnautograaf geeft voor deze lage standen nl. geen registratie. Gebruikmakende van de relatieve zonneschijnsduur te Baghdad en fig. 55 worden met

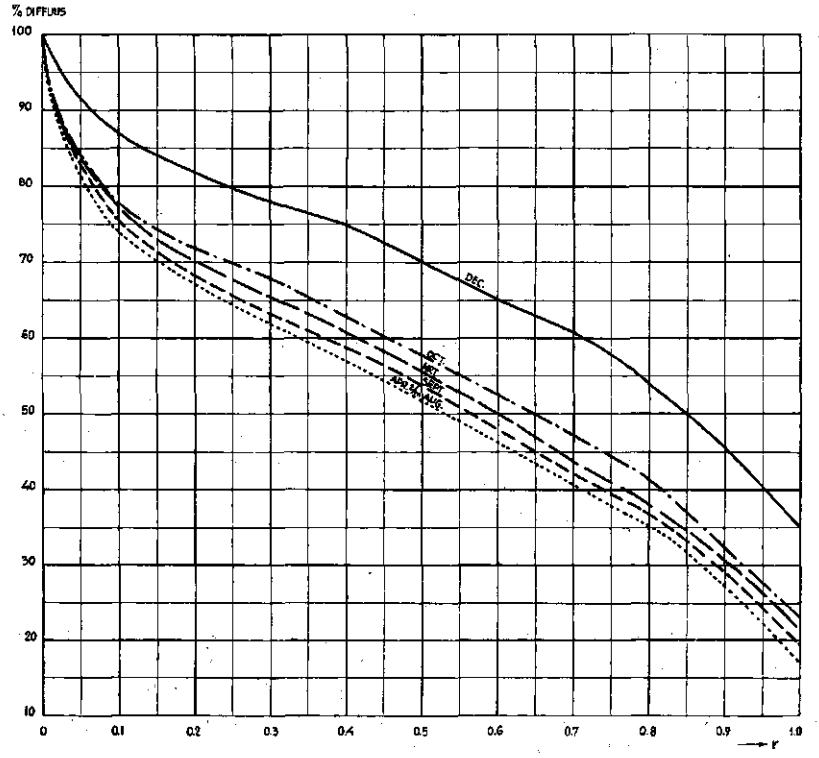


FIG. 55. Het verband tussen percentage diffuse straling van totale straling en relatieve zonneschijnduur te Ukkel naar DOGNIAUX.
Relations between percentage diffuse radiation of total radiation and relative duration of sunshine according to Dogniaux.

in achtname van de zonshoogte waarden gevonden vermeld in kolom 1 t/m 3 van tabel XIX. Wat betreft de verdeling van de diffuse straling op bewolkte

TABEL XIX.

	N	r	% diffuse straling volgens fig. 55 zonshoogte in aanmerking genomen	ε_2 (als diffuus behandelen)
maart 1957	5,4	0,74	38	28
april 1957	4,7	0,77	34	25
mei 1957	4,3	0,78	34	25
juni 1957	0,9	0,92	16	8
juli 1957	0,1	0,93	16	8
augustus 1957	0,2	0,93	16	8
september 1957	0,5	0,93	16	8
oktober 1957	2,7	0,87	27	20
november 1957	4,4	0,77	38	28
december 1957	3,5	0,82	35	26
januari 1958	5,4	0,54	53	40
februari 1958	2,5	0,87	32	24

dagen geven de metingen van DOGNIAUX eveneens veel inzicht. Bij zware bewolking blijkt de helderheid vanaf het zenith af te nemen naar de horizon. De helderheid is aan de horizon ongeveer 50 % van die in het zenith. Bij lichte bewolking treedt evenals op heldere dagen een maximum om de zon en een minimum aan de tegenovergestelde zijde van de hemel op, terwijl de helderheid voorts in het zenith wat lager is dan aan de horizon. Als gemiddelde werd hier aangehouden 25 % van de diffuse straling als directe straling te behandelen, zodat 75 % diffuus behandeld wordt. Dus:

$$ {}^{pa}_{ab}H^{di}_{sh} = (1 - \varepsilon_2)\, {}^{pa}a_{sh}\, 2\, Rh\, \beta_{mo}\, {}^{ho}Q_{sh} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 47 $$

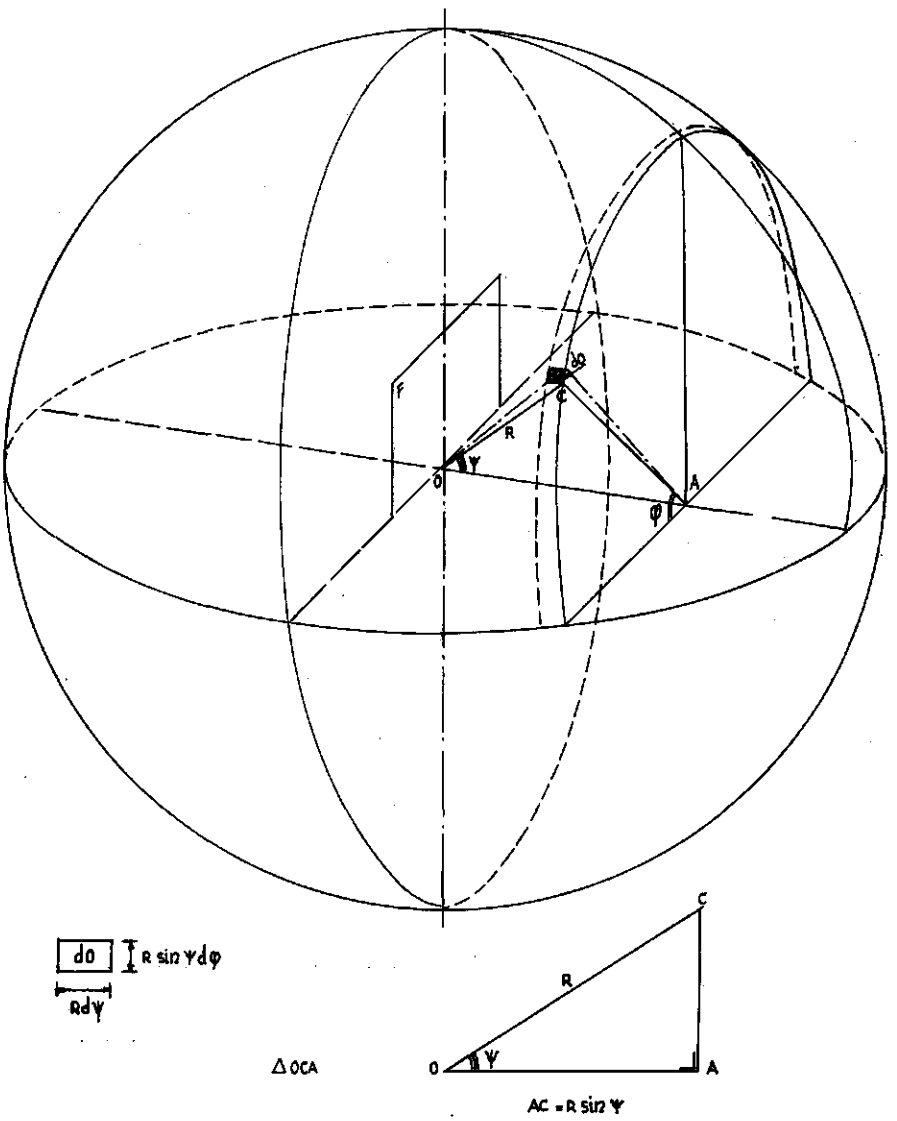
2. DE DIFFUSE KORTGOLVIGE STRALING

${}^{pa}_{ab}H^{df}_{sh}$ Bij heldere hemel is het verstrooide zonlicht zwak gepolariseerd. Vanwege de zwakke polarisatie en het doffe, waarschijnlijk korrelige oppervlak van de pan (thermisch verzinkt ijzer) is met polarisatie-effecten geen rekening gehouden. Uit enkele metingen in het laboratorium is de dofheid van het oppervlak eveneens gebleken. Zij de intensiteit J cal min^{-1} sr^{-1}. De straling in een ruimtehoek $d\omega$ bedraagt $Jd\omega$. Een vlakje waarvan de normaal een hoek ψ met de beschouwde ruimtehoek $d\omega$ maakt, ontvangt $Jd\omega \cos \psi$ per eenheid van oppervlak. Uit fig. 56 volgt

$$ d\omega = \sin \psi \, d\psi \, d\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 48 $$

Nu geven hemeldelen in de nabijheid van de zon een grotere diffuse straling dan de verder afgelegen delen (13, 14, 29). Niettemin is er van uitgegaan dat J constant is. Om de gemaakte fout te compenseren is bij heldere hemel voor de directe straling niet met ${}^{ho}Q^{di}_{sh} = 0{,}8\ {}^{ho}Q_{sh}$ maar met ${}^{ho}Q^{di}_{sh} = 0{,}9\ {}^{ho}Q_{sh}$, gerekend. In bewolkte perioden is slechts 75 % van de diffuse straling als zodanig behandeld (zie bij behandeling ${}^{pa}_{ab}H^{di}_{sh}$). Nu geldt:

$$ {}^{ve}H^{df}_{sh} = J \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi} \sin \psi \cos \psi \, d\psi \, d\varphi = \frac{\pi J}{2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 49 $$



$$d\omega = \frac{d0}{R^2}$$

$$d0 = R \sin\psi \, d\varphi \, R d\psi = R^2 \sin\psi \, d\varphi \, d\psi$$

$$d\omega = \sin\psi \, d\varphi \, d\psi$$

FIG. 56. Figuur behorend bij formule 34.
Figure belonging to formula 34.

Een horizontaal vlakje ontvangt per eenheid van oppervlak 2 × zoveel straling dus πJ cal min^{-1}, zodat $\pi J = \varepsilon_2 {}^{ho}H^{d}_{sh}$ en

$$\pi \int_{-t_0}^{+t_0} J dt = \varepsilon_2 {}^{ho}Q_{sh} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 50$$

$${}^{pa}_{ab}H^{df}_{sh} = -{}^{pa}a_{sh}\, 2\pi Rh\, \frac{\varepsilon_2}{2}\, {}^{ho}Q_{sh} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 51$$

3. De teruggekaatste kortgolvige straling

${}^{pa}_{ab}H^{so}_{sh}$ De op het aardoppervlak teruggekaatste zonnestraling is overwegend diffuus. Mogelijk is dit voor de directe zonnestraling niet geheel juist. De gemaakte fout is gering omdat de panwand van alle zijden straling ontvangt. Zij ${}^{so}a_{sh}$ de absorptiecoëfficiënt van het aardoppervlak voor kortgolvige straling dan wordt door de eenheid van oppervlakte teruggekaatst

$$(1 - {}^{so}a_{sh})\ {}^{ho}Q_{sh}.$$

Dit geschiedt in een ruimtehoek 2π en voor de radiantie N (stralingssterkte in normale richting per oppervlakeenheid) geldt dan:

$$N^{so}_{sh} = \frac{(1 - {}^{so}a_{sh})\ {}^{ho}Q_{sh}}{\pi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 52$$

In een ruimtehoekje $d\omega$ in richting ζ met de normaal wordt door een oppervlakje dO van het aardoppervlak teruggekaatst $N^{so}_{sh}\, dO \cos\zeta\, d\omega$. Zij x de afstand van het ontvangende vlakje van de eenheid van oppervlak tot aan dO (zie fig. 57) dan is $d\omega = \frac{1}{x^2}$, $dO = \frac{b\, x\, d\zeta}{\cos\zeta}\, d\varphi$, $\cos\psi = \cos\varphi \sin\zeta$. De eenheid van oppervlakte panwand ontvangt $N^{so}_{sh}\, dO \cos\zeta\, d\omega \cos\psi$ dus

$$d\,{}^{ve}H^{so}_{sh} = N^{so}_{sh} \frac{b\, x\, d\zeta}{\cos\zeta}\, d\varphi \cos\zeta \frac{1}{x^2} \cos\psi = N^{so}_{sh} \frac{b}{x} \cos\psi\, d\varphi\, d\zeta =$$

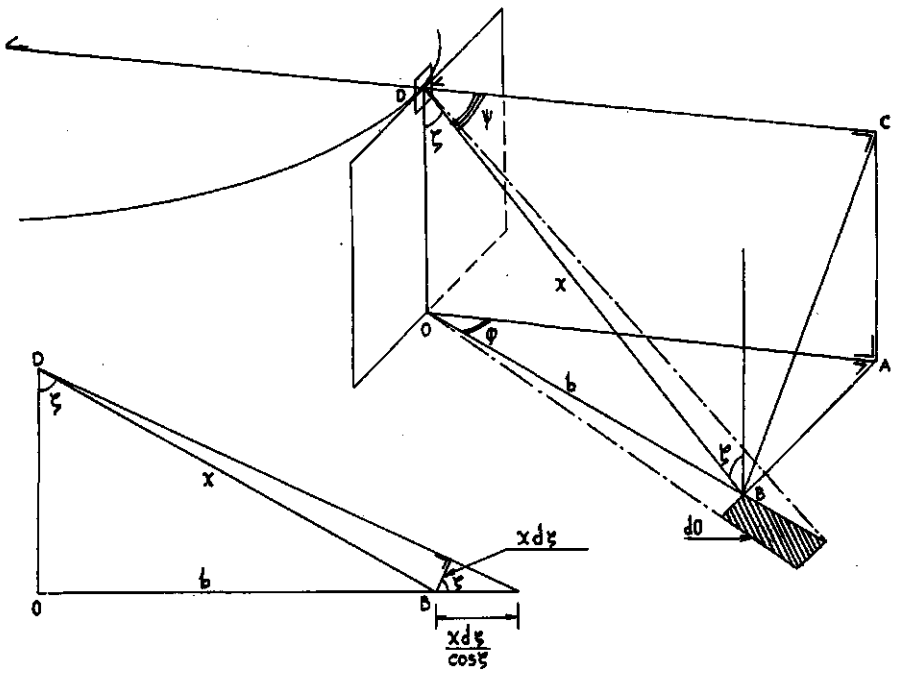
$$= N^{so}_{sh} \sin^2\zeta \cos\varphi\, d\zeta\, d\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 53$$

$${}^{ve}H^{so}_{sh} = N^{so}_{sh} \int_{0}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \sin^2\zeta \cos\varphi\, d\zeta\, d\varphi = \frac{\pi N_{so}}{2} \quad \ldots\ldots \quad 54$$

$${}^{pa}_{ab}H^{so}_{sh} = {}^{pa}a_{sh}\, 2\pi\, Rh\, \frac{\pi}{2} \frac{(1 - {}^{so}a_{sh})\, {}^{ho}Q_{sh}}{\pi} = {}^{pa}a_{sh}\, \pi\, Rh\, (1 - {}^{so}a_{sh})\, {}^{ho}Q_{sh} \quad . \quad 55$$

4. De temperatuurstraling van de atmosfeer

${}^{pa}_{ab}H^{ai}_{lo}$ Uit verschillende metingen (zie o.a. (15)) blijkt dat de temperatuurstraling van de atmosfeer van het zenith naar de horizon toeneemt en afhankelijk is van de bewolkingsgraad wolkhoogte en luchtvochtigheid (9, 19, 22, 28). Uit metingen van Ångström schijnt bij extrapolatie te volgen, dat de hemel zich in de richting van de horizon gedraagt als een zwarte straler van temperatuur Θ_{ai}. Voor golflengten welke in hoofdzaak buiten het gebied $8{,}5\ \mu < \lambda < 11\ \mu$ liggen, gedraagt de atmosfeer zich ook in verticale richting als een zwarte straler.



$\triangle$ DBC IS RECHTHOEKIG IN C, WANT DC $\perp$ VLAK ABC

DUS $\cos\Psi = \frac{DC}{DB}$

$DC = OA$, $\frac{OA}{OB} = \cos\varphi$ $\Big\}$ $DC = OA = OB\cos\varphi = b\cos\varphi$ $\Big\}$ $\cos\Psi = \frac{b}{x}\cos\varphi$

$\frac{b}{x} = \sin\zeta \longrightarrow \cos\Psi = \cos\varphi\sin\zeta$

$d\Omega = b\,d\varphi\,\frac{x\,d\zeta}{\cos\zeta}$

FIG. 57. Figuur behorend bij de afleiding van formule 53.
Figure belonging to the derivation of formula 53.

Er kan worden aangetoond dat het niet mogelijk is deze straling voor een zenith-afstand $0-\zeta$ te behandelen als evenredig met de optische luchtmassa. Er is echter toch een eenvoudige eerste benadering te maken. De netto temperatuurstraling ${}^{ho}H^{ne}_{lo}$ van een horizontaal vlakje kan berekend worden met de formule van BRUNT.

$$ {}^{ho}H^{ne}_{lo} = -\sigma\Theta^4_{ai}\,(0{,}39 - 0{,}05\sqrt{p^{ai}_{wa}})\left\{1 - 0{,}65\left(\frac{N}{8}\right)^{1{,}75}\right\}\text{ cal cm}^{-2}\text{ min}^{-1} \quad \ldots \quad 15a $$

De hemelstraling bedraagt

$$ {}^{ho}H^{ai}_{lo} = \sigma\Theta^4_{ai} + {}^{ho}H^{ne}_{lo} \quad \ldots \quad 56 $$

Een horizontaal vlakje ontvangt straling uit een ruimtehoek 2π een verticaal vlak slechts uit een ruimtehoek π. Uit symmetrie overwegingen geldt voor de door een verticaal vlakje ontvangen warmtestroom ${}^{ve}H^{ai}_{lo}$:

$$\sigma\Theta_{ai}^4 < {}^{ve}H_{lo}^{ai} < \frac{\sigma\Theta_{ai}^4 + {}^{ho}H_{lo}^{ne}}{2}.$$

Laat nu de helderheid van de hemel voor temperatuurstraling te schrijven zijn als $b - c\,(\pi/2 - \zeta)$. Voor $\zeta = \pi/2$ is de helderheid blijkens het voorgaande $\sigma\Theta_{ai}^4/\pi$ dus $b = \sigma\,\Theta_{ai}^4/\pi$. Voor een horizontaal vlakje geldt nu:

$${}^{ho}H_{lo}^{ai} = \int_0^{\pi/2}\int_{-\pi}^{+\pi} \{b - c\,(\pi/2 - \zeta)\} \cos\zeta \sin\zeta\, d\zeta\, d\varphi = \sigma\Theta_{ai}^4 + {}^{ho}H_{lo}^{ne} \quad . \quad . \quad . \quad 56$$

Oplossing van de integraal geeft:

$$b\pi - \frac{c\pi^2}{4} = \sigma\Theta_{ai}^4 + {}^{ho}H_{lo}^{ne} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 57$$

$${}^{ho}H_{lo}^{ne} = -\frac{\pi^2 c}{4} \rightarrow c = \frac{4\,{}^{ho}H_{lo}^{ne}}{\pi^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 58$$

Op een verticaal vlakje valt:

$${}^{ve}H_{lo}^{ai} = \int_0^{\pi/2}\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \left\{b - c\left(\frac{\pi}{2} - \zeta\right)\right\} \sin\zeta \cos\varphi \sin\zeta\, d\zeta\, d\varphi = \frac{\pi b}{2} + \frac{c}{8} - \frac{-\pi^2 c}{8} =$$

$$= \frac{\sigma\Theta_{ai}^4}{2} - (1 - \pi^2)\frac{{}^{ho}H_{lo}^{ne}}{2\pi^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 59$$

$${}^{pa}_{ab}H_{lo}^{ai} = {}^{pa}a_{lo}\, 2\pi Rh \left\{\frac{\sigma\Theta_{ai}^4}{2} - (1 - \pi^2)\frac{{}^{ho}H_{lo}^{ne}}{2\pi^2}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 60$$

5. De temperatuurstraling der aarde

${}^{pa}_{ab}H_{lo}^{so}$ Zij N_{lo}^{so} de radiantie van het aardoppervlak rondom de pan. Hiervoor geldt dezelfde redenering als voor de teruggekaatste zonnestraling ${}^{pa}_{ab}H_{sh}^{so}$.

Dus ${}^{ve}H_{lo}^{so} = \pi N_{lo}^{so}/2$ en ${}^{pa}_{ab}H_{lo}^{so} = {}^{pa}a_{lo}\, 2\,\pi\, Rh\, \pi N_{lo}^{so}/2$. Nu is

$$N_{lo}^{so} = {}^{so}a_{lo}\frac{\sigma\Theta_{so}^4}{\pi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 61$$

dus

$${}^{pa}_{ab}H_{lo}^{so} = {}^{pa}a_{lo}\, {}^{so}a_{lo}\, \pi Rh\, \sigma\Theta_{so}^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 62$$

Het bepalen van de hier gebruikte Θ_{so} vraagt echter nog enige aandacht.

6. De temperatuur van de grond

1e. *Gemiddelde maandelijkse bodemtemperaturen*

Bij het opstellen van de energiebalans dienen de bodemtemperaturen in aanmerking te worden genomen. Van Wijk en de Vries tonen voor Nederland aan, dat voor het opstellen van de energiebalans over tijdvakken van tenminste een decade de invloed van de verandering van de warmte-inhoud van de grond te verwaarlozen is. Voor het klimaat te Baghdad werd op een onbegroeide grond uit de jaarlijkse temperatuurgolf berekend, welke invloed het in rekening bren-

gen van de warmte-inhoud van de grond op de energiebalans heeft. Hiertoe werd de grond als homogeen wat betreft warmtecapaciteit en warmtegeleidingsvermogen opgevat, wat voor de grotere diepte die een rol speelt bij de jaarlijkse temperatuurgolf blijkt op te gaan. Dan geldt:

$$\Theta_{z,t} = \overline{\Theta}_z + Ae^{-\frac{z}{D}} \cos\left(\omega t - \tfrac{z}{D}\right) = \overline{\Theta}_0 + Ae^{-\frac{z}{D}} \cos\left(\omega t - \tfrac{z}{D}\right) \quad . \; . \quad 63$$

indien de verschillen in de gemiddelde jaartemperatuur van dezelfde orde van grootte of kleiner zijn dan de tweede harmonische. Dit is voor enige diepten nagegaan en de afwijkingen tussen de gemiddelde jaartemperaturen blijken van dezelfde orde van grootte te zijn als de meetnauwkeurigheid ($\approx 0{,}1\,^\circ$C). Is C de warmtecapaciteit dan is de verandering van de warmteinhoud Q_{so} op tijdstip $t = t_1$ ten opzichte van $t = 0$

$$Q_{so} = C \int_0^\infty (\Theta_{(z,t)} - \overline{\Theta}_0)\, dz \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 64$$

de verandering van Q van maand tot maand is in tabel XX uitgedrukt in cal cm^{-2} bodemoppervlakte en tevens als percentage van ${}^{ho}Q_{sh}$.

TABEL XX.

Maand	ΔQ cal cm^{-2} maand^{-1}	$\frac{\Delta Q}{{}^{ho}Q_{sh}} \times 100\,\%$
januari	—230	—2,5
februari	—100	—1,0
maart	+ 65	+0,5
april	+210	+1,3
mei	+295	+1,6
juni	+310	+1,6
juli	+225	+1,1
augustus	+105	+0,6
september	0	0
oktober	—275	—2,1
november	—295	—3,1
december	—310	—3,6

2e. *Oppervlaktetemperatuur*

Voor het opstellen van de energiebalans van verdampingsmeters is ook een goed inzicht in de optredende oppervlaktetemperatuur noodzakelijk.[1]) Men kan trachten grafisch de oppervlaktetemperatuur vast te stellen. Uit fig. 58

[1] Voor tal van problemen kan kennis omtrent de oppervlaktetemperatuur van belang zijn. Dit wordt vaak vergeten met betrekking tot de woningbouw. Zo hebben o.a. DOGNIAUX en GRÄFE studie gemaakt van de door verticale wanden met verschillende oriëntatie ontvangen kortgolvige straling, maar betrekken de temperatuurstraling niet in hun beschouwing (14, 21). In vele gevallen zal alleen de ontvangen temperatuurstraling van de bodem reeds de ontvangen kortgolvige straling op een verticale wand overtreffen. In hete klimaten is de oppervlaktetemperatuur een niet te verwaarlozen factor voor de draaglijkheid van het klimaat. Uit enkele metingen bleek bijvoorbeeld, dat de luchttemperatuur op 1 en 2 m hoogte in naar verhouding tot de omgeving duidelijk „koel" aanvoelende oasen in Irak en van stadsparken en van plantsoenstroken voorziene straten in de buitenwijken van Baghdad in het geheel niet of slechts weinig ($< 1\,^\circ$C) lager te zijn dan elders in de woestijn resp. in de stad. Het „koel" zijn moet hoofdzakelijk gezocht worden in de lagere temperatuur en dientengevolge geringere temperatuurstraling van de verdampende bladeren dan van droge onbegroeide grond of steen.

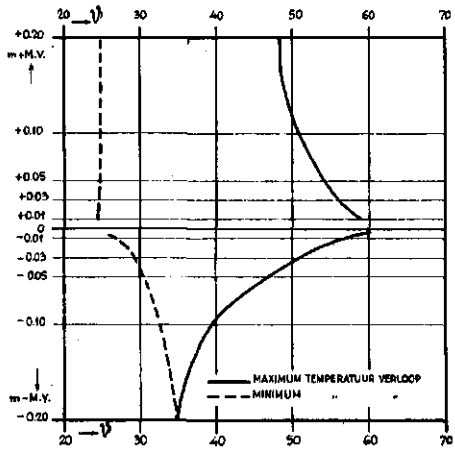


FIG. 58. *Soil temperatures at the time of max. and min. sunface temp. at 10 July 1958.*

blijkt, dat dit bij lineaire schaalverdeling niet mogelijk is. Extrapolatie van de bodemtemperatuur op 10 juli 1957 bijvoorbeeld is even goed tot 70 °C als tot 85 °C mogelijk. Het is dus nodig uit de gemeten temperaturen de oppervlaktetemperatuur te berekenen. Hiertoe is allereerst nagegaan of de grond ook in de oppervlakkige lagen als homogeen is te beschouwen. Met dat doel werden van 15 t/m 19 september 1957 de registraties van 0,005 tot 0,20 m diepte aan een harmonische analyse onderworpen. Uit de eerste harmonische kan nu de dempingsdiepte worden berekend uit de amplitudo en uit de phasevertraging. Het resultaat was als volgt (tabel XXI):

TABEL XXI. Dempingsdiepte in cm, berekend uit amplitudo en phasevertraging.

Datum 1957	Laag:									
	0,005–0,01 m		0,01–0,02 m		0,02–0,05 m		0,05–0,10 m		0,10–0,20 m	
	uit A	uit φ	uit A	uit φ	uit A	uit φ	uit A	uit φ	uit A	uit φ
15/9	2,1	4,2	3,7	5,2	8,7	10,9	9,5	12,6	9,1	9,6
16/9	2,4	4,3	3,4	5,6	8,6	10,2	8,8	14,7	10,6	8,3
17/9	2,6	5,2	3,3	5,2	8,6	10,4	8,6	13,9	10,2	8,4
18/9	2,2	4,4	3,7	5,3	8,6	11,7	9,8	11,1	9,8	8,7
19/9	2,7	3,5	3,4	6,1	8,8	11,4	9,9	12,5	9,2	8,9

Hieruit blijkt wel duidelijk, dat de bovengrond niet als homogeen is te beschouwen.

De jaargolf, berekend uit waarden van 0,20 en 1,00 m en uit metingen op enige afstand elders op het vliegveld van 0,30 en 0,91 m geeft voor de dagelijkse dempingsdiepte, berekend uit de jaargolf voor verschillende jaren waarden van 9–10 cm. De cijfers leren het volgende:

1e de dempingsdiepte neemt toe met de diepte,

2e. uit de phasevertraging wordt een grotere dempingsdiepte berekend dan uit de amplitudo. Uit het grondonderzoek van verschillende lagen blijkt, dat het volumegewicht van de laag 0–10 cm 75 % van het droog volumegewicht van dieper gelegen lagen is, terwijl het vochtgehalte in het zomerhalfjaar vrijwel gelijk is. De warmtecapaciteit neemt dus iets toe met de diepte. Het warmtegeleidingsvermogen neemt vermoedelijk (tengevolge van de dichtere pakking) veel sneller toe. Nu zal de gemiddelde oppervlaktetemperatuur weinig afwijken van de gemiddelde temperatuur op 0,005 m diepte. Voor de berekening van de temperatuurstraling over een etmaal is een betere benadering niet nodig. Het resultaat is in tabel XXII samengevat.

Men kan een eerste benadering van het gemiddelde verkrijgen door het rekenkundig gemiddelde te nemen van maximum- en minimumtemperatuur (tabel

TABEL XXII. Oppervlaktetemperaturen in °C.

	Gemiddeld minimum	Gemiddeld maximum	$\frac{\text{min.} + \text{max.}}{2}$
juni 1957	22	68	45
juli 1957	24	70	47
augustus 1957	26	67	47
september 1957	23	61	42
oktober 1957	19	50	34
november 1957	11	42	27
december 1957	4	26	15
januari 1958	3	25	14
februari 1958	5	41	23
maart 1958	8	61	34
april 1958	17	54	35
mei 1958	23	62	42

XXII). Tengevolge van de vorm van de temperatuur-tijd curve, die vrij sterk van een sinusoïde afwijkt, worden dan steeds te hoge waarden gevonden. Dit blijkt bijvoorbeeld uit enkele aflezingen op –0,005 m (tabel XXIII). Naarmate

TABEL XXIII. Gemiddelde bodemtemperaturen op $z = -0{,}005$ m in °C.

Datum	$\frac{\vartheta_{max} + \vartheta_{min}}{2}$	Gemiddelde van 48 aflezingen
28-5-1958	36,9	32,3
29-5-1958	38,0	33,5
30-5-1958	34,0	31,7

z toeneemt spelen de hogere harmonischen een kleinere rol en nadert het rekenkundig gemiddelde van de uiterste waarden het werkelijke gemiddelde. Bij kleinere z zal de afwijking groter zijn. Desondanks werd toch de te hoge waarde van de oppervlakte temperatuur aangehouden. Deze temperatuur moet immers gebruikt worden om de temperatuurstraling, welke evenredig is met Θ^4, te berekenen. Door met het ware gemiddelde te werken wordt dus een te lage straling berekend. Op een enkele van uur tot uur nagerekende dag bleek de met het rekenkundig gemiddelde berekende straling ongeveer te voldoen aan de werkelijke straling zodat bewust deze te hoge waarde is aangehouden.

7. TEMPERATUURSTRALING VAN DE PANWAND

H_{lo}^{pa} De langgolvige straling van de panwand bedraagt

$$H_{lo}^{pa} = -{}^{pa}a_{lo}\, 2\pi Rh\sigma\Theta_{pa}^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 65$$

Voor de berekeningen zijn de volgende gegevens nog van belang.

${}^{pa}a_{sh}$ De panwand is vrij vuil maar is op het oog veel lichter gekleurd dan de woestijnbodem. Volgens de literatuur is de reflectie-coëfficiënt van nieuw verzinkt ijzer 0,50. In het laboratorium werd door ons bij oud verzinkt ijzer voor de reflectie-coëfficiënt een waarde van 0,35 gevonden welke waarde hier is gebruikt, dus ${}^{pa}a_{sh} = 0{,}65$.

${}^{pa}a_{lo}$ De emissie-coëfficiënt van de panwand is moeilijk vast te stellen. Het zinkoppervlak is geoxydeerd, zinkoxyde heeft een grotere emissie-coëfficiënt dan het blanke zink. De dikte van het oxyde-huidje kan echter wel veel kleiner zijn dan de golflengte van de betreffende straling en is dan van geringe invloed. Bovendien bestaan in de frequenties van de eigen trilling van de moleculen in het rooster absorptie banden, waarvan de golflengten echter niet nauwkeurig bekend zijn (39). Anderzijds is de wand bedekt met een laagje vuil. Een en ander overwegende is genomen ${}^{pa}a_{lo} = 0{,}8$.

${}^{so}a_{sh}$ Metingen van albedo's door ALBRECHT, HAUDE, ALISSOW, BUDYKO, BERLIAND (1, 2, 8) aan woestijnbodems gaven waarden voor ${}^{so}a_{sh}$ die varieerden van 0,25 tot 0,38 en in het algemeen dicht bij 0,30 lagen, welke waarde hier is aangehouden, dus ${}^{so}a_{sh} = 0{,}70$.

${}^{pa}H_{co}$ De metingen aan de rand van de pan vinden plaats op ongeveer 4 cm boven het wateroppervlak.

$$ {}^{pa}H_{co} = 2\pi R d \lambda_{pa} \frac{\Theta_{ai} - \Theta_0}{0{,}04} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 66 $$

${}^{pa}H_{se}^{ai}$ Stel dat $f(u)$ voor de pan en het wateroppervlak gelijk is. Dan is bij een oppervlak voor warmteoverdracht $2\pi Rh$:

$$ {}^{pa}H_{se}^{ai} = \gamma f(u)\,(\Theta_{ai} - \Theta_0)\,2\pi Rh \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 67 $$

${}^{so}a_{lo}$ Metingen van ALBRECHT (1), geven waarden voor ${}^{so}a_{lo}$ omstreeks 0,95.

$R = 0{,}60$ m
$h = 0{,}175$ m
$d = 0{,}001$ m
$\lambda_{pa} = 550$ cal m^{-1} min^{-1} °C^{-1}
$f_{pa}(u) = 0{,}315 + 0{,}161\ u_{0,50}$ mm water mb^{-1} etm^{-1} cm^{-2}

8. SAMENSTELLING VAN DE GEBRUIKTE FORMULES

De energiebalans van de verdampingspan kan nu berekend worden met de volgende formules.

$$ {}^{wp}H_{sh} + {}^{wp}H_{lo}^{ne} + {}^{wp}H_{se} + H_{co} + {}^{pa}H_{st} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 6a $$

$$ {}^{pa}H_{st} = {}^{pa}H_{se}^{ai} + {}^{pa}_{ab}H_{sh} + {}^{pa}H_{lo} + {}^{pa}H_{co} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 7 $$

$$ {}^{pa}H_{sh} = {}^{pa}_{ab}H_{sh}^{di} + {}^{pa}_{ab}H_{sh}^{df} + {}^{pa}_{ab}H_{sh}^{so} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 17 $$

$$ {}^{pa}H_{lo}^{ne} = {}^{pa}_{ab}H_{lo}^{ai} + {}^{pa}_{ab}H_{lo}^{so} + H_{lo}^{pa} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 18 $$

$$ {}^{wp}H_{se} = r\gamma f_{pa}(u)\,(\Theta_{ai} - \Theta_0) = 58{,}5 \times 0{,}66\,(p/p_0)\,(0{,}315 + 0{,}161\,u_{0,50}) \times $$
$$ \times (\Theta_{ai} - \Theta_{pa}) = 38{,}61\,(0{,}315 + 0{,}161\,u_{0,50})\,(\Theta_{ai} - \Theta_{pa}) \text{ cal cm}^{-2} \text{ etm}^{-1} \quad \ldots \quad 16 $$

$$ {}^{wp}H_{lo}^{ne} = -r\,0{,}98\,\sigma\,\{\Theta_{pa}^4 - \Theta_{ai}^4\,(0{,}61 + 0{,}05\sqrt{p_{wa}^{ai}}\}\,\{1 - 0{,}65\,(N/8)^{1{,}75}\} = $$
$$ -11{,}47 \times 10^{-8}\,\{\Theta_{pa}^4 - \Theta_{ai}^4\,(0{,}61 + 0{,}05\sqrt{p_{wa}^{ai}})\}\,\{1 - 0{,}65\,(N/8)^{1{,}75}\} \text{ cal cm}^{-2} $$
$$ \text{etm}^{-1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 15 $$

$$ {}^{wp}_{ab}H_{sh} = {}^{wp}_{mo}a_{sh}\{\varepsilon_1(1-\varepsilon_2)\,{}^{ho}Q_{sh} + \varepsilon_2\,{}^{ho}Q_{sh}\} = $$
$$ = {}^{wp}_{mo}a_{sh}\{\varepsilon_1(1-\varepsilon_2) + \varepsilon_2\}\,{}^{ho}Q_{sh} \text{ cal cm}^{-2}\text{ etm}^{-1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 68 $$

$$ {}^{pa}H^{ai}_{se} = r\gamma f_{pa}(u)(\Theta_{ai}-\Theta_0)\;2\pi Rh = 2{,}547\times 10^5\,(0{,}315 + 0{,}161\,u_{0{,}50})\times $$
$$ \times(\Theta_{ai}-\Theta_{pa}) \text{ cal etm}^{-1}\text{ pan(wandoppervlak)}^{-1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 69 $$

$$ {}^{pa}H_{co} = 2\pi Rd\lambda_{pa}\frac{\Theta_{ai}-\Theta_0}{0{,}04} = 74600\,(\Theta_{ai}-\Theta_{pa}) \text{ cal etm}^{-1}\text{ pan}^{-1} \ldots\ldots 66 $$

$$ {}^{pa}_{ab}H^{di}_{sh} = (1-\varepsilon_2)\,{}^{pa}a_{sh}\,2\,Rh\beta_{mo}\,{}^{ho}Q_{sh} = 1365\,(1-\varepsilon_2)\,\beta_{mo}\,{}^{ho}Q_{sh} \text{ cal etm}^{-1} $$
$$ \text{pan}^{-1} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 47 $$

$$ {}^{pa}_{ab}H^{df}_{sh} = {}^{pa}a_{sh}\frac{2\pi Rh}{2}\varepsilon_2\,{}^{ho}Q_{sh} = 2145\,\varepsilon_2\,{}^{ho}Q_{sh} \text{ cal etm}^{-1}\text{ pan}^{-1} \ldots\ldots 51 $$

$$ {}^{pa}_{ab}H^{so}_{sh} = {}^{pa}a_{sh}\,\pi Rh\,(1-{}^{so}a_{sh})\,{}^{ho}Q_{sh} = 643{,}5\,{}^{ho}Q_{sh} \text{ cal etm}^{-1}\text{ pan}^{-1} \ldots\ldots 55 $$

$$ {}^{pa}_{ab}H^{ai}_{lo} = a^{pa}_{lo}\,2\pi Rh\left\{\frac{\sigma\Theta^4_{ai}}{2} - (1-\pi^2)\frac{{}^{ho}H^{ne}_{lo}}{2\pi^2}\right\} = $$
$$ = 5280\,(5{,}855\,\Theta^4_{ai}\,10^{-8} + 0{,}48\,{}^{ho}H^{ne}_{lo}) \text{ cal etm}^{-1}\text{ -pan}^{-1} \ldots\ldots\ldots 60 $$

$$ {}^{pa}_{ab}H^{so}_{lo} = {}^{pa}a_{lo}\,{}^{so}a_{lo}\,\pi Rh\sigma\Theta^4_{so} = 29{,}3\,\Theta^4_{so}\,10^{-5} \text{ cal etm}^{-1}\text{ pan}^{-1} \ldots\ldots 62 $$

$$ H^{pa}_{lo} = -{}^{pa}a_{lo}\,2\,\pi Rh\sigma\,\Theta^4_{pa} = -61{,}7\,\Theta^4_{pa}\,10^{-5} \text{ cal etm}^{-1}\text{ pan}^{-1} \ldots\ldots 65 $$

SUMMARY

The climate of Central Iraq is continental subtropical. The long summer is characterized by a low atmospheric pressure, very high temperatures, low atmospheric humidity and frequent periods of strong wind. The maximum temperatures can be ranked among the highest on the earth. It is however advisable not to accept statements about record temperatures without critizism (Chapter I).

It was necessary to take special precautions such as screening against radiation to measure air temperatures accurately to some 0.1 °C. The height at which the measurements are taken is highly important as is the nature of the surface. For instance temperatures measured at a height of 0.10 m were often 5–10 °C higher than at a height of 2 m at noon (Chapter II).

The usual formulas are not reliable for the calculation of the total global radiation of the sun. Owing to the absence of cloud in Iraq, the value of the radiant intensity arrived at with the help of the usual formulas is often excessive. When clouds are present the radiation is generally calculated as being too low. Better results were obtained with a new relationship between cloudiness degree and duration of sunshine, discovered by the author. It was important to relate the horizontal visibility to the total global radiation, but a strong shift from direct to diffuse radiation had been observed. Special attention was paid to the absorption coefficient of a free watersurface. Using a constant value for this

magnitude may introduce considerable errors in the calculations of the radiation absorbed by water surface (Chapter III).

The usefulness of the evaporation pan has been discussed. It was explained that it is not possible to consider the evaporation from a given area only, since the nature and shape of the evaporating surface will have a great influence. The ratio of the evaporation from two evaporating surfaces depends on weather conditions and consequently on the time of the year. Thus the requirement that an evaporimeter has to indicate the evaporation from a crop, cannot in general be satisfied. At best it will be possible to satisfy it in a special case. Neither is it possible to establish a constant ratio between the evaporation from a surface and its „potential" or „latent" evaporation. In arid regions especially the assumption of a constant ratio may lead to considerable errors. An evaporimeter as an indicator for irrigation requirements can, however on the other hand be very useful. The U.S. Weather Bureau Class A evaporation pan was found to be satisfactory as an evaporimeter. This was not the case with the Piche evaporimeter.

In order to obtain a good understanding of the behaviour of the evaporation pan, the energy-balance of the pan was calculated. It was pointed out that the theory given by the U.S. Weather Bureau (i.e. Kohler) leads to inaccurate results, whereas it has also appeared that the position and handling of the pan influences the evaporation considerably. It is necessary to study the heat exchange air/pan and to construct the pan of a material which in the open field will retain a constant absorption coefficient for long wave as well as for short wave radiation (Chapter IV).

The calculations are given in the appendix.

Evaporation from a lake can be calculated in several ways, provided that the temperature of the surface is known. In the present case a lake had to be constructed for waterstorage for irrigation and surface temperatures were, therefore, not available.

The author has attempted to calculate the temperature of the surface using elementary meteorological quantities. The method was checked on the Lake of Tiberias, and a reasonable agreement obtained. Finally the evaporation from a fictitious lake with a depth of 10 m was calculated and that from a fictitious lake with a depth of 50 m. The evaporation from these two lakes appeared to be unequal. Several border effects on the evaporation such as the influence of wind, atmospheric humidity and temperature could only be discussed qualitatively. A quantitative treatment of these problems is not yet possible owing to insufficient knowledge of the turbulent heattransfer in air. The yearly evaporation from these two lakes appeared to be approximately 2500 mm.

LITERATUURLIJST

1. ALBRECHT, F.: Untersuchungen über den Wärmehaushalt der Erdoberfläche in verschiedenen Klimagebieten. Wissenschaftliche Abhandlungen, Band VIII nr. 2. Reichsamt für Wetterdienst. Julius Springer, Berlin (1940).
2. ALISSOW, B. P., DROSDOW, O. A., RUBINSTEIN, E. S.: Lehrbuch der Klimatologie. V.E.B. Deutscher Verlag der Wissenschaften. Berlin (1956).
3. ÅNGSTRÖM, A.: Über Variationen der atmosphärischen Temperaturstrahlung und ihren Zusammenhang mit der Zusammensetzung der Atmosphäre. Beiträge zur Geophysik **21** (1929).
4. BLACK, J. N.: The distribution of Solar Radiation over the Earth's Surface. Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie. Serie B. Band 7. Wien 165 (1956).
5. BLACK, J. N., BONYTHON AND PRESCOTT: Solar Radiation and the Duration of Sunshine. Quart. J.R. Met. Soc. **80**, 231 (1957).
6. BLEEKER, W.: Leerboek der Meteorologie, Deel I: Synoptische Meteorologie. W. J. Thieme en Cie, Zutphen, 1942.
7. BOESCH, H.: Das Klima des Nahen Ostens, Nachtrag Quadiyarah, Arbeiten aus dem Geogr. Inst. der Universität, Zürich, Serie A no. **23** 20 (1947).
8. BUDYKO, N. J.: The Heat Balance of the Earth's Surface. Translated by Nina A. Stepanova. A. S. Dept. of Commerce, Weather Bureau Washington, D.C. (1958).
9. BRUINENBERG, A.: Een numerieke methode voor de bepaling van temperatuursveranderingen door straling in de vrije atmosfeer. Meded. en verh. Serie B deel I nr. 1. K.N.M.I. De Bilt, No. **125** (1946).
10. CLIMATOLOGY: Arid Zone Research, X. Review of Research Unesco (1958).
11. CLIMATOLOGICAL ATLAS FOR IRAQ: Meteorological Department Baghdad 1–217 (1958) (not yet published).
12. CLIMATOLOGICAL MEANS FOR IRAQ. Publ. no. 10. Government of Iraq. Min. of Communications and Works. Meteorological Dept. Baghdad (1954).
13. DEE, R. W. R. en REESINCK, J. J. A.: Stralingsmetingen te Bandung. Meded. Landbouwhogeschool, Wageningen **51** 167 (1951).
14. DOGNIAUX, R.: Étude des climats de la radiation en Belge. Bijdragen no. **18** K.M.I. Ukkel (1954).
15. DORNO, C.: Physik der Sonnen- und Himmelstrahlung. Friedr. Vieweg und Sohn. Braunschweig (1919).
16. DUIN, R. H. A. v.: Over de invloed van grondbewerking op het transport van warmte, lucht en water in de grond. Versl. Landb.k. Onderzoekingen no. **62.7**, 82 (1956).
17. EFFECTS OF WEATHER upon the thermal structure of the Ocean H.O. Misc. 15360, U.S. Navy, Hydrographic Office, Washington D.C. (1952).
18. ELSASSER, W. A.: Heat transfer by infrared Radiation in the Atmosphere. Harvard Meteorological Study no. **6**, Harvard University. Blue Hill Met. Obs. (1942).
19. EPHEMERIS OF THE Sun, polaris and other selected stars for the year 1958. U.S. Govern. Printing Office, Washington (1958).
20. GEIGER, R.: Das Klima der Boden nahen Luftschicht. Fr. Vieweg und Sohn, Braunschweig (1942).
21. GRÄFE, K.: Strahlungsempfang vertikaler ebener Flächen; Globalstrahlung von Hamburg. Berichte des Deutschen Wetterdienst, Band **5** nr. 29. Bad Kissingen (1956).
22. GROEN, P.: On Radiational Cooling of the Earths surface during the night, especially with regard to the prediction of groundfrosts. Meded. en verh. B–I–9 K.N.M.I. De Bilt, no. 125 (1947).
23. HUTCHINSON G. EVELYN: A Treatise on Limnology, Vol. I. John Wilegard Sons, New York (1957).
24. KOHLER, M. A., NORDENSON, T. J. and FOX, W. E.: Evaporation from pans and lakes. U.S. Dept. of Commerce, Weather Bureau, Research paper no. **38**, Washington (1955).
25. KRONIG, R.: Leerboek der Natuurkunde. Scheltema en Holkema, Amsterdam (1954).
26. KIMBALL, H. H.: Nocturnal Radiation Measurements. Monthly Weather Review, **46** (1918).
27. KÖPPEN, W. und GEIGER, R.: Handbuch der Klimatologie. Gebr. Born Fraezer, Berlin (1932–1942).
28. MÖLLER, F.: Das Strahlungsdiagram. Reichsamt für Wetterdienst. Berlin (1943).
29. MINNAERT, M.: De Natuurkunde van 't vrije veld. W. J. Thieme en Cie, Zutphen (1940).
30. MOSBY, H.: Verdunstung und Strahlung auf dem Meere. Annalen der Hydrographic und Meteorologik, **64**, 281 (1936).

31. MUNK, W. H. and ANDERSON: Notes on a theory of the thermocline. Journal of Marine Research, Vol. VII. New Haven, 276 (1948).
32. NEUMANN, H.: Die Grundslagen der Künstlichen Bewässerung des Iran und Irak. Wiss. Veröff. des Deutschen Instituts für Landeskunde **12** (1953).
33. NEUMANN, J.: Energy Balance of and evaporation from sweet water lakes of the Jordan Rift. Bibl. of the Res. Council of Israel, Vol. II no. 4, 337 (1953).
34. NEUMANN, J.: On the Annual Variation of Evaporation from Lakes in the Middle Latitudes. Archiv. für Met. Geoph. und Biokl. Serie B, Band **5**, 3–4. Wien, 297 (1954).
35. OREN, O. H.: Lake Tiberias. Sea Fisheries Research Station of Israel. Haifa (1958).
36. PEERLKAMP, P. K.: Bodemmeteorologische onderzoekingen te Wageningen. Meded. Landbouwhogeschool **47**, (3) (1944).
37. PENMAN, H. L.: Natural evaporation from open water, bare soil and grass. Proc. Roy. Soc. A. **193** 120, (1948).
38. PENMAN, H. L.: Evaporation; An introductory Survey. Neth. J. Agr. Science. Febr. '56.
38*a*. PENMAN, H. L.: Evaporation; An introductory Survey Neth. J. Agr. Science. Febr. '56 (pag. 15).
39. PEPPERHOF, W.: Temperaturstrahlung. Dietrich Steinkopf, Darmstadt (1956).
40. PRINS, J. A. en REESINCK, J. J. M.: Meteorologische waarnemingen te Wageningen tot 1 januari 1946 en helderheidsmetingen van de hemel te Arnhem. Meded. Landbouwhogeschool, Wageningen, **48**, (3) 60, (1946).
41. REESINCK, J. J. M.: Het verband tussen zonneschijnduur, bewolking en stralingsintensiteit in Nederland. Meded. Landbouwhogeschool, Wageningen, **44**, (5), 88 (1940).
42. REESINCK, J. J. M. en DE VRIES, D. A.: De jaarlijkse en dagelijkse gang van het daglicht in Nederland. Meded. van de Landbouwhogeschool, Wageningen **46**, (1) (1942).
43. SMITHSONIAN Meteorological Tables. Smiths. Misc. Collections, Vol. **114**. Smiths. Institution, Washington (1951).
44. SOIL TEMPERATURES at the evaporation station Lydda Airport, Israel in 1951–52. Meteorological Notes no. **9**, series A. Jerusalem (1954).
45. VRIES, D. A. DE en VENEMA, H. J.: Some considerations on the behaviour of the Piche Evaporimeter. Vegetatio Acta Geobotanica, Vol. V–VI. W. Junk, Den Haag (1954) 225.
46. WATER LOSS INVESTIGATIONS. Lake Hefner Studies. U.S. Geol. Survey Prof. Paper **269**. U.S. Govern. Print Off. Washington (1954).
47. WATER LOSS INVESTIGATIONS. Lake Mead Studies. U.S. Geol. Survey Prof. Paper **298**. U.S. Govern. Print Off. Washington (1958).
48. WESSELING, J.: Enige aspecten van de waterbeheersing in landbouwgronden. Diss. Staatsdrukkerij, 's-Gravenhage (1957).
49. WIND AND SOLAR ENERGY. Arid. Zone Research VII. Proceedings of the New Delhi Symposion Unesco (1956).
50. WIJK, W. R. VAN and DE VRIES, D. A.: Evaporation. Neth. Journal of Agr. Science, **2** (2). Wageningen 105 (1954).
51. ZAKBOEKJE. Meteorologische Codes. Staatsdrukkerij, 's-Gravenhage (1954).
52. ZUIDHOF, G. en DE VRIES, D. A.: Stralingsmetingen te Wageningen 1930–1940. Meded. Landbouwhogeschool, Wageningen **44** (4), (1940).

FIG. 17. *The water in the evaporation pans is very attractive for sheep, goats, dogs and jackals.*

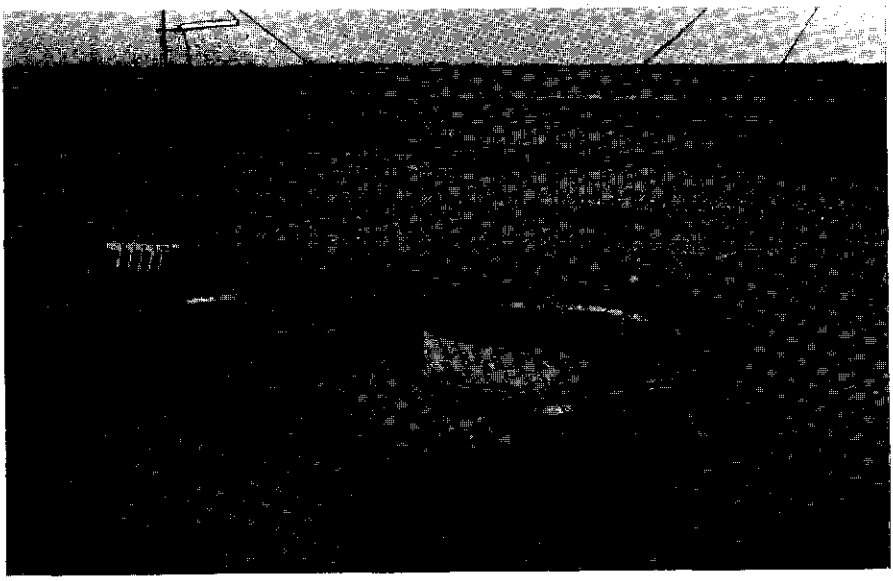


FIG. 18. Hekwerk en observatietuin te Baghdad.
Observation garden in Baghdad; an iron fence keeps animals away and gives little hindrance for wind.

FIG. 19. Kooi om de pan.
A wirenetting cage was constructed for the evaporation pans.

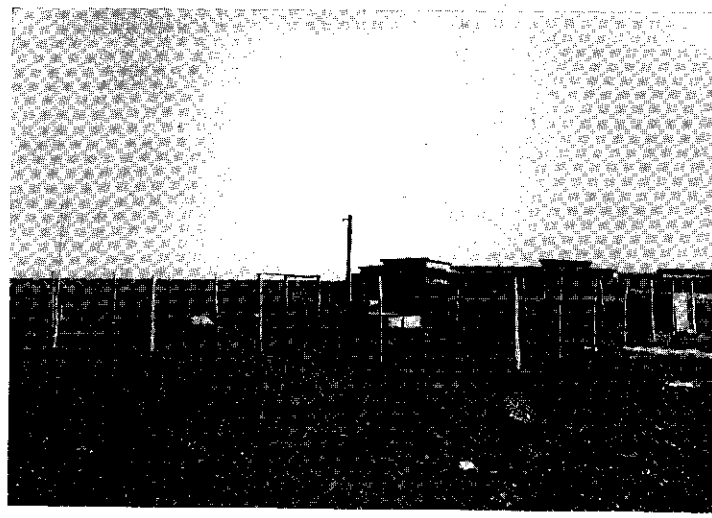


FIG. 20. Observatietuin in Kamp 2.
Observation garden of Camp 2, in the Tharthar area.

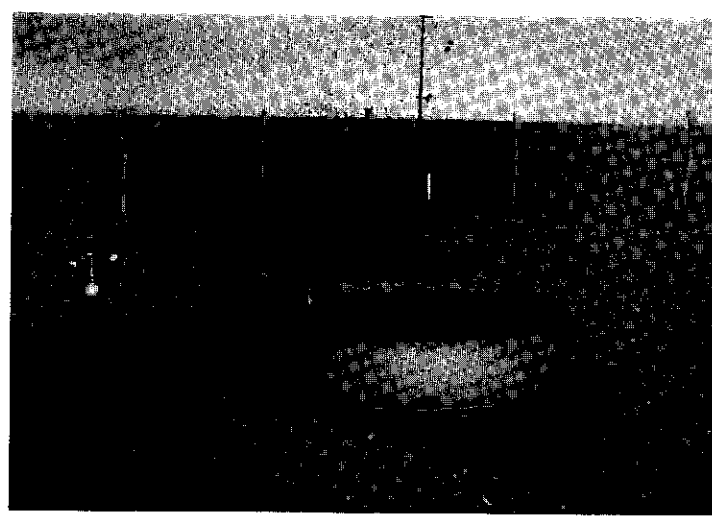


FIG. 21. Verdampingspan in Kamp 2.
Evaporation pan of Camp 2, in the Tharthar area.