BIULETYN
Obserwatorjum Astronomicznego w Wilnie.

BULLETIN
de l'Observatoire astronomique de Wilno.

II. Météorologie.

Nr. 14.

K. JANTZEN.

Zmiany okresowe ciśnienia powietrza.

(Opracowanie materjału z lat 1935—1938).

Die periodischen Veränderungen des Luftdruckes.

(Bearbeitung des Beobachtungsmaterials der Jahre 1935—1938).

WILNO
1939

Zakłady Graficzne „Znicz", Wilno.

KAZIMIERZ JANTZEN.

Zmiany okresowe ciśnienia powietrza.

(Opracowanie materjału z lat 1935—1938).

Die periodischen Veränderungen des Luftdruckes.

(Bearbeitung des Beobachtungsmaterials der Jahre 1935—1938).

(Komunikat zgłoszony na posiedzeniu w dniu 25.XI 1938 r.).

Wilno:

$\varphi = 54^{0}41'$
$\lambda = 25^{0}15'$ E
$H = 128$ m Seehöhe
$g = 981.5$ cm:sek^2

1. Einleitung. Am 26 Mai 1934 wurde im Meteorologischen Observatorium zu Wilno das sogenannte grosse Modell des Richardschen Barographen Nr 131028 mit einer vertikalen Skala von 1 mm Hg = 2.0 mm und einer horizontalen von $24^h = 372$ mm aufgestellt. Bei Inangriffnahme der Bearbeitung obiger barographischen Aufzeichnungen verfolgte ich die Absicht, die planetarischen Einflüsse auf die Atmosphäre zu erforschen; diesem Ziele wurde auch die Arbeitsorganisation angepasst. So wurden die Ablesungen nicht wie üblich in der mittleren Zeit, sondern in der wahren Sonnenzeit durchgeführt. Dieses Ergebnis (Schema S nach Bartels) wurde dadurch erreicht, dass auf dem Barogramm der Augenblick des wahren Mittags gekennzeichnet wurde. Von den gleichen Papierstreifen wurde der Druck in wahrer Mondzeit abgelesen (Schema L nach Bartels). Dies letztere Ergebnis erzielte man dadurch, dass auf den Barogrammen der Augenblick der oberen Mondkulmination in Wilno markiert wurde. Um die Lunationseinflüsse zu beseitigen fasste ich im Schema S die Tagesablesungen in Gruppen von 29 bzw. 30 Tagen, im Schema L dagegen in Gruppen von 28 bzw. 29 Tagen zusammen. Diese Gruppen bezeichne ich als Lunationsmonate. Der Anfang jedes Lunationsmonats wurde so gewählt, dass Neumond auf den ersten Tag desselben fiel.

Indem ich einige der ersten Monate ausliess, welche übrigens in Zukunft verwertet werden können, begann ich die Vermessungsserie mit dem 6 Dezember 1934 und beendete sie mit dem 20 Dezember 1938. Dieser mehr als vierjährige Zeitraum entspricht 50 Lunationsmonaten, das ist: nach Schema S 1475 Tagen = 35400 Sonnenstunden; nach Schema L 1425 Tagen = 34200 Mondstunden. Die oben genannten 50 Lunationen erhielten nachstehende Bezeichnungen: 1935 I,.... 1935 XIII; 1936 I,.. 1936 XII; 1937 I,.. 1937 XIII; 1938 I,.. 1938 XII.

2. Genauigkeit der Beobachtung und Reduktion. Die Ablesung der Barographenstreifen wurde auf diese Art durchgeführt, dass an die Papierstreifen ein Lineal mit Stundeneinteilung angelegt wurde. Eine dieser Skalen entsprach den Sonnenstunden; die drei übrigen Skalen den Mondstunden und wurden je nach der wechselartigen Länge des Mondtages gebraucht. Die Schätzungen wurden mit einer Genauigkeit bis zu 1/20 mm Hg durchgeführt, wobei diese Genauigkeit sowohl durch die Präzision, mit welcher der Barograph den Verlauf aufzeichnete, als auch durch die Genauigkeit der Ablesungen selbst gerechtfertigt ist. Zwecks Kontrolle der Ablesungen wurden zahlreiche Streifen wiederholt nachgemessen, wobei sich die neuen Ablesungen nur in seltenen Fällen von den alten um eine Messungseinheit (1:20 mm Hg) unterschieden.

In einer Reihe von Fällen, in denen der Richardsche Barograph versagte (siehe Tafel 1), war ich gezwungen die Ablesungen eines anderen Barographen*) einzuführen. Auf eine Gesamtsumme von 35400 Stunden gehen 141 Stunden auf ergänzte Positionen zurück. Durch die Ablesungsvergleichungen des Barographen mit denen eines Quecksilberbarometers, die sechsmal täglich durchgeführt wurden, konnten Verbesserungen eingeführt werden, die den Barographen auf das Barometer hin reduzierten. Eine grössere Schwierigkeit bereitete das tägliche Auswechseln der Papierstreifen. Um die dadurch hervorgerufene Unstetigkeit zu beseitigen, führte ich neue Bedienungsmassnahmen des Barographen ein. Vom 6 Dezember 1937 wurden neue Ablesungen des Quecksilberbarometers eingeführt, und zwar: die erste ungefähr 15 Minuten nach Einlage des Streifens um 9 Uhr der Lokalzeit, die andere dagegen in der Nacht. Die Zeiten aller dieser Aufzeichnungen wurden notiert, und sind bei der Bearbeitung berücksichtigt worden. Am 5 Januar wurde ein Richardscher Zwillingsbarograph Nr 131398 aufgestellt. Die Einführung des neuen Barographen ermöglicht alle eventuellen Zweifel, die mit

*) Kleines Modell Lambrecht, Göttingen, Nr 2100.

TAFEL 1.

Übersicht der benutzten Lunationsmonate.

	A	B	C		A	B	C		A	B	C		A	B	C
1935				1936				1937				1938			
I	.981	30	14	I	.022	30	0	I	.990	29	0	I	.041	30	0
II	.051	29	0	II	.103	29	16	II	.071	30	0	II	.123	30	6
III	.132	30	0	III	.183	30	0	III	.152	29	0	III	.207	29	0
IV	.212	29	0	IV	.264	29	18	IV	.233	30	0	IV	.285	30	0
V	.292	29	3	V	.344	29	0	V	.314	29	0	V	.366	29	0
VI	.373	30	3	VI	.424	29	7	VI	.393	29	0	VI	.445	29	0
VII	.452	29	0	VII	.505	29	10	VII	.474	30	0	VII	.526	30	0
VIII	.532	30	0	VIII	.586	30	3	VIII	.554	29	0	VIII	.606	29	0
IX	.614	30	4	IX	.667	29	0	IX	.635	30	15	IX	.686	29	0
X	.695	29	1	X	.747	30	11	X	.716	29	6	X	.767	30	0
XI	.775	30	0	XI	.830	30	0	XI	.797	30	3	XI	.849	30	0
XII	.857	30	0	XII	.910	30	0	XII	.878	29	0	XII	.930	29	0
XIII	.938	29	17					XIII	.958	30	4				
Summe		384	42	Summe		354	65	Summe		383	28	Summe		354	6

A — Mittel des Intervalls in Dezimalteilen des Jahres.
B — Anzahl der Tage im Intervall.
C — Anzahl der Stunden die aus anderen Quellen interpoliert sind.

TAFEL 2.

Verwandlung von Datum in Dezimalteile des Jahres.

Jan.	0.0	0.0	Juli	1.6	0.5
Febr.	5.5	.1	Aug.	7.2	.6
März	14.0	.2	Sept.	12.7	.7
April	19.6	.3	Okt.	19.2	.8
Mai	26.1	.4	Nov.	24.7	.9
März	20.7	.22	Sept.	23.2	.73
Juni	22.0	.47	Dez.	22.1	.98

der Auswechslung der Papierstreifen zusammenhängen könnten, zu beseitigen. Die durch Auswechslung der Papierstreifen verursachten früheren Unstetigkeiten wurden auf dem Wege der Interpolation beseitigt, wobei ich bemüht war nur die letzten Aufzeichnungen des alten und die ersten Aufzeichnungen des neuen Papierstreifens zu verbessern.

Der Gang des Hauptbarographen zeigte eine genügende Gleichmässigkeit, um die Genauigkeit der Ablesungen bis auf einige Minuten gewährleisten zu können. Der Barograph zeigte eine ständige Verspätung von 10 Minuten pro Tag.

3. Ausgleichungsmethode. Bei der Ausgleichung der Mittelwerte des täglichen Ganges ging ich von der Voraussetzung aus, dass die individuellen Gänge Summen nachstehender analytischer Bestandteile sind: 1° des linearen Gliedes der z. B. durch den heraufziehenden Tiefdruck hervorgerufen wird und die sogenannte Mitternachtsdifferenz bewirkt, 2° der Schwingungsreihen von aufeinanderfolgenden Perioden von 24 Stunden, 12 Stunden, 8 Stunden u. s. w., 3° der Glieder von zufälligem Charakter, die durch die Bildung von Mittelwerten beseitigt werden können. Die Ausdrücke 1° u. 2° treten in dem mittleren Verlauf auf, ohne ihren analytischen Charakter zu verändern. Das mittlere Material des Tagesverlaufs werden wir entweder durch l_i ($i=1, 2, 3, \ldots 24$), oder durch l_j ($j=-23, -21, \ldots +23$) bezeichnen. Die Verschiedenheit dieser zwei Bezeichnungsarten liegt in der verschiedenen Wahl des Nullmoments: in dem j-System ist dieses Moment 12.5 Uhr, das symmetrisch innerhalb aller Tagesbeobachtungen liegt. Durch die Anwendung beider Notierungsarten erhält man die gleichen Ausgleichungsresultate, jedoch kommt man bei dem j-System auf einfacherem Berechnungswege zu dem Ergebnis. Im weiteren Verlauf werde ich nur dieses j-System besprechen.

So lässt sich also jede Stundenbeobachtung folgendermassen darstellen:

$$\left.\begin{array}{c} q = 7{,}^\circ 5 \\ \Sigma_k\, p_k \sin(qkj + \alpha_k) + z + j\tau = l_j + \varepsilon_j \\ (j = -23, -21, \ldots +23) \end{array}\right| \quad \text{Fehlergleichungen}$$

Die Konstanten p_k und α_k entsprechen der Amplitude und dem Phasenwinkel der Schwingung mit einer Periode von $\frac{24^h}{k}$, z ist der Mittelwert, τ ist der Koeffizient des Lineargliedes (die Veränderung pro 30 Minuten), ε_j drückt dagegen die zufällige Abweichung aus. Die Fehlergleichungen kann man in orthogonale Komponenten zerlegen, die sich bei Verwendung der Ausdrücke:

$$\begin{array}{lll} a_{kj} = \sin j\alpha_k & x_k = p_k \cos qkj & d_j = 1 \\ b_{kj} = \cos j\alpha_k & y_k = p_k \sin qkj & f_j = j \end{array}$$

in nachstehender Form schreiben lassen:

$$\Sigma_k\,(a_{kj}x_k + b_{kj}y_k) + d_j z + f_j\tau = l_j + \varepsilon_j \qquad (j = -23, -21, \ldots + 23)$$

Die Koeffizienten der Normalgleichungen lassen sich ein für allemal berechnen. Und zwar sind es:

$$[a_k a_k] = [b_k b_k] = 12; \; [dd] = 24; \; [ff] = 2\,(1^2 + 3^2 + \ldots + 23^2) = 4600.$$

Die Seitenglieder sind gleich Null mit Ausnahme der Glieder $120\, s_k = [a_k f]$. Die Werte der letzteren gebe ich an:

$$5 s_1 = \sqrt{2+\sqrt{2}}\,(1+\sqrt{2}+\sqrt{3}) \qquad s_1 = 1.5323$$

$$5 s_2 = -\sqrt{2}\,(1+\sqrt{3}) \qquad s_2 = -0.7727$$

$$5 s_3 = \sqrt{4+2\sqrt{2}} \qquad s_3 = 0.5226$$

Bezeichnen wir die rechte Seite der Normalgleichung mit:

$$A_k = [a_k l],\ B_k = [b_k l],\ D = [l],\ 10\, H = [j l_j] \text{ ausserdem:}$$

$$T = H - \Sigma_k A_k s_k \quad \text{wie auch} \quad 1 : h = 43 : 12 - \Sigma_k s_k^2$$

so erhalten wir folgende Lösung der Normalgleichung:

$$t = hT, \quad \rho x_k = A_k - s_k t, \quad \rho y_k = B_k.$$

4. Zusammenstellung der Ausgleichungsformeln. Nachstehend gebe ich eine volle Zusammenstellung der Ausgleichungsformeln für folgende drei Fälle an: 1° für das Vorhandensein einer 24-stündigen Schwingung; 2° für das Vorhandensein zweier Schwingungen, einer 24- und einer 12-stündigen; 3° für das Vorhandensein dreier Schwingungen, einer 24-, 12- und 8-stündigen. Es muss darauf hingewiesen werden, dass sich bei jeder dieser Annahme der Koeffizient $12\tau = t$ verändert. In dem Masse, in welchem sich die Anzahl der Schwingungen vergrössert, strebt der Koeffizient zu der Grenze, welche unmittelbar berechnet werden kann, wenn die zu der Berechnung des Mittelwerts benützten Tage eine Sequenz darstellen. Dieser Grenzwert kann bei Bezeichnung der Differenz zwischen dem letzten und ersten Barometerstand in vorliegendem Intervall mit Q, bei Bezeichnung der Anzahl der Tage dieses Intervalls mit n folgendermassen ausgedrückt werden: $\frac{Q}{4n}$.

Die Theorie der Ausgleichungsrechnung gibt uns die Formel für die unmittelbare Berechnung der Summenquadrate übrigbleibender Abweichungen an. Die Anwendung obiger Formel für unseren Fall gibt:

$$[\varepsilon\varepsilon] = [ll] - \frac{1}{12}(\Sigma_k A_k^2 + \Sigma_k B_k^2 + Tt) - \frac{1}{24}[l]^2 \quad . \ . \ . \ . \quad (1)$$

Diese Formel benutzt man gewöhnlich als Kontrolle für die Richtigkeit der Berechnungen; in vorliegender Arbeit wurde sie als Kontrolle für die Methode selbst angewandt: eine allzu grosse Summe der Abweichungsquadrate weist darauf hin, dass in diesem Falle die Anzahl der beim Ausgleich benutzten Schwingungen zu klein gewesen war, und was daraus folgt, dass die nicht berücksichtigten Schwingungen einen reellen Wert besassen.

Die Kontrolle für die Richtigkeit der Berechnungen wurde auf eine andere, aber durchaus hinreichende Weise durchgeführt. Bei der Bearbeitung z. B. aller 13 Monate des Jahres 1935 rechnete ich die harmonischen Elemente für das ganze Jahr zuzüglich mit. So müssten die gefundenen jährlichen Orthogonalkomponenten x_k und y_k das arithmetische Mittel der ähnlichen Monatskomponenten sein.

Aufstellung der Ausgleichungsformeln:

1 mm Hg = 1.3344 mb

$\rho = 12$ bei der Darstellung der Resultate in Druckmilimetern.
$\rho = 8.993$ „ „ „ „ „ „ Milibaren.

$q = 7^\circ 5$ $\qquad f_n = \sin nq$

$f_1 = 0.1305$	$f_5 = 0.6088$	$f_9 = 0.9239$
$f_2 = .2588$	$f_6 = .7071$	$f_{10} = .9659$
$f_3 = .3827$	$f_7 = .7934$	$f_{11} = .9914$
$f_4 = .5000$	$f_8 = .8860$	$f_{12} = 1.0000$

$$s_j = l_j + l_{-j} \qquad S_j = s_j + s_{24-j} \qquad b_j = s_j - s_{24-j} \qquad d_j = S_j - S_{12-j}$$
$$r_j = l_j - l_{-j} \qquad R_j = r_j - r_{24-j} \qquad a_j = r_j + r_{24-j} \qquad c_j = R_j + R_{12-j}$$
$$10H = r_1 + 3r_3 + \ldots + 23r_{23}$$

$$A_1 = a_1f_1 + a_3f_3 + a_5f_5 + a_7f_7 + a_9f_9 + a_{11}f_{11}$$
$$B_1 = b_{11}f_1 + b_9f_3 + b_7f_5 + b_5f_7 + b_3f_9 + b_1f_{11}$$

$$A_2 = c_1f_2 + c_3f_6 + c_5f_{10}$$
$$B_2 = d_5f_2 + d_3f_6 + d_1f_{10}$$

$$A_3 = (a_1 + a_7 - a_9)f_3 + (a_3 + a_5 - a_{11})f_9$$
$$B_3 = (b_1 - b_7 - b_9)f_9 + (b_3 - b_5 - b_{11})f_3$$

$s_1 = 1.5323$	$1 : h_1 = 43 : 12 - s_1^2$	$h_1 = 0.6732$
$s_2 = 0.7727$	$1 : h_2 = 43 : 12 - s_1^2 - s_2^2$	$h_2 = 1.1256$
$s_3 = 0.5226$	$1 : h_3 = 43 : 12 - s_1^2 - s_2^2 - s_3^2$	$h_3 = 1.6254$

I Eine 24-stündige Schwingung.

$$T_1 = H - A_1s_1 \qquad t_1 = h_1T_1 \qquad \rho p_1 \sin \alpha_1 = B_1$$
$$\rho p_1 \cos \alpha_1 = A_1 - s_1t_1$$

Zeit des Max. (in Stunden) $= 18.5 - \alpha_1 : 15$

$$[\varepsilon\varepsilon] = [ll] - (A_1^2 + B_1^2 + T_1t_1) : 12 - [l]^2 : 24$$

II Zwei 24-u. 12-stündige Schwingungen.

$$T_2 = H - A_1s_1 + A_2s_2 \qquad t_2 = h_2T_2$$

$$\rho p_1 \sin \alpha_1 = B_1 \qquad \rho p_2 \sin \alpha_2 = B_2$$
$$\rho p_1 \cos \alpha_1 = A_1 - s_1t_2 \qquad \rho p_2 \cos \alpha_2 = A_2 + s_2t_2$$

Zeit des Max. $= 18.5 - \alpha_1 : 15$ $\qquad$ Zeit des Max. $= 15.5 - \alpha_2 : 30$

$$[\varepsilon\varepsilon] = [ll] - (A_1^2 + B_1^2 + A_2^2 + B_2^2 + T_2t_2) : 12 - [l]^2 : 24$$

III Drei 24-, 12- und 8-stündige Schwingungen.

$$T_3 = H - A_1 s_1 + A_2 s_2 - A_3 s_3 \qquad t_3 = h_3 T_3$$

$$\rho p_1 \sin \alpha_1 = B_1 \qquad \rho p_2 \sin \alpha_2 = B_2$$

$$\rho p_1 \cos \alpha_1 = A_1 - s_1 t_3 \qquad \rho p_2 \cos \alpha_2 = A_2 - s_2 t_3$$

$$\text{Zeit des Max.} = 18.5 - \alpha_1 : 15 \qquad \text{Zeit des Max.} = 15.5 - \alpha_2 : 30$$

$$\rho p_3 \sin \alpha_3 = B_3$$

$$\rho p_3 \cos \alpha_3 = A_3 - s_3 t_3$$

$$\text{Zeit der Max.} = 14.5 - \alpha_3 : 45$$

$$[\varepsilon\varepsilon] = [ll] - (A_1^2 + B_1^2 + A_2^2 + B_2^2 + A_3^2 + B_3^2 + t_3 T_3) : 12 - [l]^2 : 24 .$$

5. Ein Ausgleichungsbeispiel.

1938. IV.

l_j	l_{-j}	s_j	b_j	S_j	d_j	r_j	a_j	R_j	c_j
— 3	85	82	— 208	372	697	— 88	212	— 388	— 599
— 148	125	— 23	— 280	234	519	— 273	40	— 586	— 1165
— 233	165	— 68	— 210	74	139	— 398	— 10	— 786	— 1641
— 293	155	— 138	— 211	— 65		— 448	— 41	— 855	
— 305	100	— 205	— 125	— 285		— 405	— 231	— 579	
— 242	35	— 208	— 91	— 325		— 278	— 345	— 211	
— 92	— 25	— 117				— 67			
47	— 127	— 80				174			
240	— 167	73				407			
265	— 123	142				388			
285	— 28	257				313			
295	— 5	290				300			

A_1	— 551	A_2	— 2564	H	+ 1677
$-s_1 t$	— 932	$+s_2 t$	+ 470	$-A_1 s_1$	+ 844
B_1	— 820	B_2	+ 1076	$+A_2 s_2$	— 1981
$A_1 - s_1 t$	— 1483	$A_2 + s_2 t$	— 2094	T	+ 540
ρp_1	1695	ρp_2	2354	t	+ 608
p_1	188 mb	p_2	262 mb	$[\varepsilon\varepsilon] : 100$	137
α_1	$209^{0}.0$	α_2	$152^{0}.8$		
Zeit des Max.	$13^{\mathrm{h}}9$	Zeit des Max.	$10^{\mathrm{h}}24^{\mathrm{m}}4$		

6. Vektorendispersion. Die periodischen Schwingungen können als Vektoren angesehen werden (Periodenuhr nach Bartels), wobei die Richtung des Vektors den Augenblick des Maximums, dagegen die Skalargrösse des Vektors die Schwingungsamplitude ausdrückt. Die in Punkt 3 auftretenden Ausdrücke B und $(A—st)$ sind Orthogonalkomponenten des vorliegenden Vektors. Wenn die Druckschwingungen das Maximum immer zu der gleichen Tageszeit haben, so können wir von einem reellen mittleren Tagesverlauf sprechen. Je unregelmässiger die Druckmaxima auftreten, desto problematischer wird die Erscheinung der mittleren Schwingung. Die

Frage nach der Realität der Schwingungsverläufe wird also zu der Frage nach der Realität, mit welcher der Vektorenbüschel den resultierenden Vektor bestimmt. Die vorhin genannte Frage kann sich auf Vektoren eines beliebig dimensionalen Raumes beziehen. Um diesen Gedanken konkret darzustellen führen wir nachstehend die Erörterung über die dreidimensionalen Vektoren durch. Die so erlangten Ergebnisse lassen sich sofort auf beliebige Vektoren übertragen.

Wir betrachten ein Bündel von n Vektoren mit den Orthogonalkomponenten x, y, z mit dem Skalarwert r und mit den Richtungskosinus λ, μ, ν. Wir haben folgende Zusammenhänge:

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2, \qquad x : y : z : r = \lambda : \mu : \nu : 1$$

Mit X, Y, Z, R, Λ, M, N bezeichnen wir die Orthogonalkomponenten, die Skalargrösse und die Richtungskosinus des resultierenden Vektors. Diese Grössen werden mit Hilfe nachstehender Gleichungen definiert:

$$nX = \Sigma x,\ nY = \Sigma y,\ nZ = \Sigma z,\ R^2 = X^2 + Y^2 + Z^2,\ X : Y : Z : R = \Lambda : \mathrm{M} : \mathrm{N} : 1$$

Betrachen wir ausserdem den Mittelwert $\bar{r}$ der Skalargrössen r:

$$n\bar{r} = \Sigma r$$

Wenn wir die Winkel zwischen den Vektoren i und j mit φ_{ij} bezeichnen, so erhalten wir:

$$\cos \varphi_{ij} = \lambda_i \lambda_j + \mu_i \mu_j + \nu_i \nu_j \quad . \ . \ . \ . \ . \quad (2)$$

Vergleichen wir nun die zwei Grössen A und B, welche nachstehend definiert sind:

$$A = n^2 R^2 = n^2 (X^2 + Y^2 + Z^2) = (\Sigma x)^2 + (\Sigma y)^2 + (\Sigma z)^2 =$$
$$= (\Sigma r\lambda)^2 + (\Sigma r\mu)^2 + (\Sigma r\nu)^2 = \Sigma_i \Sigma_j r_i r_j (\lambda_i \lambda_j + \mu_i \mu_j + \nu_i \nu_j) =$$
$$= \Sigma_i \Sigma_j r_i r_j \cos\varphi_{ij}$$
$$B = n^2 \bar{r}^2 = (\Sigma r)^2 = \Sigma_i \Sigma_j r_i r_j$$

Diese zwei Ausdrücke A und B bestehen aus der gleichen Anzahl von Gliedern, wobei jedes Glied des Ausdrucks A nicht grösser wird, als das entsprechende Glied des Ausdrucks B:

$$| r_i r_j \cos \varphi_{ij} | \leq r_i r_j \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (3)$$

Angesichts dessen, dass alle Ausdrücke B positiv sind, als auch angesichts der Ungleichheit (3) wird $A \leq B$, woraus folgt, dass, $R \leq \bar{r}$. Die Gleichheit wird ausschliesslich bei $\cos \varphi_{ij} = 1$, $\varphi_{ij} = 0$ erreicht, d. h. nur dann wenn alle Vektoren von gleicher Richtung sind.

Das Verhältnis $0 \leq \frac{R}{\bar{r}} \leq 1$ kann als Mass für die Streuung des Vektorenbündels angenommen werden, das umso zerstreuter ist, je mehr sich das Verhältnis $\frac{R}{r}$ Null nähert; und das umso geschlossener ist, je mehr obiges Verhältnis sich der Eins nähert.

Ein anderes Mass für die Streuung des Vektorenbündels finden wir durch die Untersuchung der Grösse d, der Entfernung vom Pfeil des resultierenden Vektors bis zum Pfeil eines beliebigen Vektors. Wenn wir den Winkel zwischen diesen Vektoren mit ψ bezeichnen, so erhalten wir:

$$\cos \psi = \Lambda\lambda + M\mu + N\nu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Die Berechnung des Quadrats des Strecke d ergibt:

$$d^2 = r^2 + R^2 - 2Rr \cos \psi = r^2 + R^2 - 2Rr(\Lambda\lambda + M\mu + N\nu) = r^2 + R^2 - 2(X_x + Y_y + Z_z).$$

Die Summe der Quadrate d lässt sich ausdrücken:

$$\Sigma d^2 = \Sigma r^2 + nR^2 - 2X\Sigma x - 2Y\Sigma y - 2Z\Sigma z = \Sigma r^2 + nR^2 - 2n(X^2 + Y^2 + Z^2) = \Sigma r^2 - nR^2$$

und für das Quadrat der Dispersion σ erhalten wir:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \Sigma d^2 = \frac{1}{n} \Sigma r^2 - R^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

In der eindimensionalen Geometrie ist (5) die bekannte Formel für das Dispersionsquadrat, das aus den Abweichungen von dem provisorischen Mittel berechnet wird.

Ist die σ-Dispersion des Vektorenbündels bekannt, so finden wir mittels $\mu = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ den mittleren Fehler μ des resultierenden Vektors. Die Analyse der Realität des resultierenden Vektors ersetzen wir durch die Analyse der Grössen μ, $\frac{\mu}{R}$ oder auch des Winkels α, wobei $\sin \alpha = \frac{\mu}{R}$. Beide Grössen sowohl μ, als auch α bestimmen die Realität des resultierenden Vektors; aber wegen der Dimensionen von μ und α sieht man in ihnen, vielleicht nicht ganz einwandfrei, die mittleren Fehler, und zwar: μ für den Skalaren des resultierenden Vektors, dagegen α für die Richtung des resultierenden Vektors. Die am Ende der Tafel 4 und in Tafel 5 angegebenen Fehler wurden nach dem oben aufgeführten Grundsatz berechnet.

7. Anmerkungen zur Ausgleichungsmethode. Sowohl die Ausgleichungsmethode, die in den Punkten 3 und 4 besprochen wurde, als auch die Methode der Fehler, die im Punkte 6 behandelt wurde, sind einfach und schnell in der Anwendung; sie sind ausgesprochen arithmometrisch, sie gewähren Objektivität im Ergebnis und Automatisierung in der Ausführung. Das Modell der Rechenmaschine Brunsviga Doppel 13 Z, in dem zwei Maschinen auf einer Umdrehungsachse gekoppelt sind, ermöglichen eine weitgehende Arbeitsersparnis.

8. Ergebnisse der Bearbeitung. Alle Ausgleichungsergebnisse, die für die Sonnenserie (Schema *S*) gefunden wurden, sind in den Tafeln 3—6 untergebracht worden. Diese Tafeln wurden so zusammengestellt, dass ein aufmerksamer Leser die Möglichkeit hat, die Ergebnisse sofort aus den Tafeln kennenzulernen, ohne überhaupt den Text lesen zu müssen. Der Exaktheit wegen wiederhole ich in Worten diese Ergebnisse und füge ihnen gewisse Randbemerkungen hinzu. Die Bearbeitung der Mondserie (Schema *L*) wurde in vorliegender Arbeit nicht mit aufgenommen. Die Bearbeitung derselben ist nicht so einfach, als die der Sonnenserie und erfordert eine umfassende und tiefgehende Erörterung. Die Ergebniszusammenstellung für die Lunationsmonate wurde anstatt in chronologischer Reihenfolge, nach der Jahresphase dieser Monate vorgenommen (Dezimalteile des Jahres). Der in den Tafeln 3, 4, 6 angegebene Koeffizient der Linearveränderung des Druckes, der in absoluten Einheiten des Druckes á vierundzwanzig Stunden berechnet ist, spielt in den Ergebnissen eine ausschliesslich rechnerische Rolle und wurde deshalb eingeführt, um das Gesamtbild zu ergänzen. Tafel 4 ist die Zusammenfassung der vollen Tafel 3 und enstand dadurch, dass aus je 5 aufeinanderfolgenden Lunationsmonaten der Tafel 3 ein Mittelwert gebildet wurde: Tafel 4 ist also eine Zusammenstellung der Normalörter. Tafel 5 ist eine weitere Zusammenfassung der Tafel 4 und ist nur für die 24-stündige Schwingung zusammengestellt, Tafel 6 dagegen ist die chronologische Zusammenstellung der Jahresergebnisse.

9. Die 24-stündige Schwingung. Sie ist im Umriss nicht sehr deutlich sichtbar. Ihre Amplituden besitzen eine bedeutende Streuung: 29 — 646 dyn:cm^2, wobei sie in 10 Fällen kleiner als 100, in 4 Fällen grösser als 500 dyn:cm^2 sind. Ungünstiger verhält es sich mit den Maximummomenten. Wir sehen, dass auf die Zeit von 0 — 6 Uhr 16 Maxima, von 6 — 12 Uhr 15 Maxima, von 12 — 18 Uhr 5 Maxima, und schliesslich von 18 — 24 Uhr wiederum 14 Maxima fallen. Erst bei der Einteilung in Normalörter zeigt sich eine gewisse Regelmässigkeit in dem Auftreten der Maximummomente. Es lassen sich nämlich zwei Halbjahre unterscheiden, und zwar: 1^0 das Winterhalbjahr von der zweiten Hälfte des Oktobers bis zur zweiten Hälfte des Aprils, und 2^0 das Sommerhalbjahr von der zweiten Hälfte des Aprils bis zu der zweiten Hälfte des Oktobers (Tafel 5). In diesen Halbjahren stimmen die Maximummomente, die für jedes Halbjahr verschieden sind, unter sich ziemlich gut überein. Der Unterschied zwischen den Maximummomenten beträgt in beiden Halbjahren $7\overset{h}{.}7 \pm 2\overset{h}{.}7$.

TAFEL 3.

Ergebnisse der harmonischen Analyse.

Monat und Dezimalteil des Jahres		24h Schwingung Amplitude dyn : cm²	24h Schwingung Max.	12h Schwingung Amplitude dyn : cm²	12h Schwingung Max. 10h +	Linearveränderung dyn : cm² pro Tag	[εε] : 100
			h		m		
36 I	.022	242	18.1	177	44.6	— 729	713
38 I	.041	423	20.8	148	3.4	— 799	745
35 II	.051	262	5.4	151	25.8	— 630	633
37 II	.071	32	11.4	197	1.2	—1121	907
36 II	.103	284	20.2	199	14.4	+ 633	468
38 II	.123	188	18.4	245	24.8	— 71	400
35 III	.132	406	22.4	89	15.8	+1775	368
37 III	.152	48	20.9	195	— 26.8	— 218	521
36 III	.183	101	17.6	263	31.0	— 621	286
38 III	.207	167	21.4	248	24.6	— 220	174
35 IV	.212	232	23.2	203	20.4	—1111	317
37 IV	.233	227	2.4	156	— 37.0	+ 142	183
36 IV	.264	194	7.0	275	14.8	— 254	130
38 IV	.285	188	4.6	262	24.4	+ 323	137
35 V	.292	265	22.0	169	32.2	+ 279	291
37 V	.314	299	8.6	244	30.6	— 107	157
36 V	.344	371	7.2	231	48.8	+ 459	295
38 V	.366	646	6.6	140	25.8	+ 188	226
35 VI	.375	333	6.5	201	36.6	— 305	139
37 VI	.393	556	7.3	165	47.4	+ 463	211
36 VI	.424	254	7.2	242	60.2	— 183	121
38 VI	.445	322	3.6	120	96.8	— 88	599
35 VII	.452	482	7.3	171	54.4	+ 384	307
37 VII	.474	596	6.8	192	57.0	— 688	131
36 VII	.505	366	6.3	204	35.2	— 115	93
38 VII	.526	530	5.4	181	45.8	+ 501	324
35 VIII	.532	99	4.0	166	39.6	— 690	190
37 VIII	.554	236	5.2	147	28.0	+ 417	75
36 VIII	.586	227	6.1	190	19.4	— 42	172
38 VIII	.606	430	6.4	161	27.0	— 240	460
35 IX	.614	82	11.2	191	55.2	+ 512	93
37 IX	.635	216	5.6	194	— 0.8	— 109	74
36 IX	.667	73	20.4	165	33.0	+ 117	102
38 IX	.686	457	4.6	186	27.0	+ 790	59
35 X	.695	326	17.5	222	48.0	— 408	323
37 X	.716	322	5.4	228	— 2.6	+ 121	253
36 X	.747	91	7.5	263	21.8	— 740	389
38 X	.767	77	4.7	181	13.8	— 294	199
35 XI	.775	196	15.8	227	9.2	+ 211	368
37 XI	.797	222	5.1	233	9.6	— 369	412
36 XI	.830	166	16.8	231	16.2	— 111	1021
38 XI	.849	80	21.8	202	21.0	— 741	235
35 XII	.857	34	4.5	197	41.6	+ 17	464
37 XII	.878	106	16.4	188	46.0	— 436	812
36 XII	.910	148	21.4	142	32.0	+ 236	512
38 XII	.930	299	22.1	189	30.4	+ 660	640
35 XIII	.938	420	21.4	150	25.8	— 12	848
37 XIII	.958	225	0.5	179	48.0	+ 53	794
35 I	.981	29	3.0	96	39.0	— 398	625
37 I	.990	366	4.2	98	31.0	+ 402	750

TAFEL 4.

Übersicht der Normalörter.

Normalort Bruchteil des Jahres		Schwingung 24^h Amplitude dyn : cm²	Max. h	Schwingung 12^h Amplitude dyn : cm²	Max. $10^h +$	Linearveränderung dyn : cm² pro Tag	[εε] : 100
			h		m		
A	.056	139	20.6	173	17.6	— 11	693
B	.159	161	20.8	204	16.0	+ 181	350
C	.257	146	1.7	209	13.6	— 214	212
D	.358	444	7.1	196	38.2	— 194	206
E	.460	393	6.4	184	57.6	+ 141	250
F	.561	309	5.7	168	31.8	— 529	244
G	.659	68	4.7	187	32.0	+ 129	130
H	.760	104	6.6	226	10.6	— 124	324
J	.865	84	19.1	191	30.6	+ 140	609
K	.959	209	23.9	142	35.0	— 138	731
Jahr		108 ± 40	4.5 ± 1.4	187 ± 6	27.5 ± 3.7	— 63	375

TAFEL 5.

Die 24^h Schwingung im Winter- und im Sommerhalbjahr.

Normalörter	Jahresbruchteil	Amplitude dyn : cm²	Max.
			h h
A + B + C + J + K	.06	120 ± 42	22.7 ± 1.9
D + E + F + G + H	.56	250 ± 90	6.4 ± 1.9

TAFEL 6.

Elemente der Schwingungen für einzelne Jahre.

	24^h Schwingung Amplitude dyn : cm²	Max.	12^h Schwingung Amplitude dyn : cm²	Max. $10^h +$	Linearveränderung dyn : cm² pro Tag	[εε] : 100
		h		m		
1935	65	0.4	171	34.2	— 28	120
1936	43	6.8	214	30 6	— 113	119
1937	206	5.7	180	17.2	— 111	118
1938	173	3.8	186	28.2	+ 1	37
Mittel	108	4.5	187	27.5	— 63	79

Die 24-stündige Schwingung wird durch die meteorologischen Einflüsse herforgerufen. Es ist eine bekannte Tatsache, dass bei der hier angewandten Untersuchungsart die heiteren Tage ihre Maximummomente am Tage, dagegen die trüben Tage es in der Nacht haben werden. Da der prozentuelle Anteil der einen und der anderen Tage im Winter und Sommer verschieden ist, so finden wir auch für das Winterhalbjahr eine andere 24-stündige Schwingungsphase, als für das Sommerhalbjahr. Bei der Untersuchung der meteorologischen Einflüsse ist die Arbeit mit ganzen Perioden nicht ausreichend. Umgekehrt, die Lunationsperioden müssen in einzelne Tage zerlegt werden und nachher hinsichtlich der Witterung klassifiziert, wonach für jeden Witterungstypus die Untersuchung besonders durchgeführt werden muss. Daher muss die hier in der 24-stündigen Schwingungsphasen gefundene Jahresänderung als ein provisorisches Ergebnis angesehen werden.

10. Die 12-stündige Schwingung. Sie tritt so deutlich hervor, dass wir die Maximummomente sechzigmal genauer angeben mussten, als bei der 24-stündigen Schwingung. Die Normalörter, die in Tafel 4 angegeben sind, zeigen, dass die Elemente der 12-stündigen Sonnenschwingung einen deutlichen Jahresverlauf besitzen. Diese Erscheinung lässt sich in folgender Weise ausdrücken: in den Zeiten der Frühlings- und Herbsttagundnachtgleiche sind die Amplituden grösser und die Flutmomente treten früher auf, als in den Zeiten der Sommer- und Wintersonnenwende. Die Kalenderdaten der Tagundnachtgleiche und Sonnenwende sind in Tafel 2 in Dezimalbrüche des Jahres umgewandelt worden. Die Amplituden von Tagundnachtgleiche bis Sonnenwende verändern sich im Verhältnis 223 : 155 dyn : $cm^2 = 14 : 10$. Wir haben also bei Tagundnachtgleiche eine 40% stärkere Flutwelle als bei Sonnenwende. Das Maximummoment verlagert sich von $11^h 10^m$ bei Tagundnachtgleiche bis zu $10^h 48^m$ in der Zeit der Sonnenwende. Die mehr als eine halbstündige Verschiebung bei einer Berechnungsgenauigkeit von fünf Minuten ist durchaus reell. Um die analytische Abhängigkeit der Amplitude und Phase von der Jahreszeit zu bestimmen, reicht mein spärliches Material nicht aus.

Nicht nur die Elemente der 12-stündigen Schwingung selbst, sondern auch ihre Dispersionen zeigen den Jahrescharakter an. Diese Dispersionen sind in den Zeiten der Tagundnachtgleiche grösser, dagegen kleiner in den Zeiten der Sonnenwenden. In den Dispersionen der Amplituden tritt diese Ercheinung deutlicher hervor, als in denen der Phasen.

11. Summen der Abweichungsquadrate [εε]. Sie besitzen eine ziemlich charakteristische jährliche Verteilung (vergl. die Tafeln 3 und 4) und zeigen ähnlich wie die 24-stündige Schwingungsphase ein Winter- und Sommerhalbjahr. Wenn wir das Jahr in zwei Halbjahre teilen und zwar: in ein Winterhalbjahr (W) von Mitte September und in ein Sommerhalbjahr (S) von Mitte März, so erhalten wir für die mittleren Summenquadrate nachstehende Beziehung:

$$(W):(S) = 541:208 = 26:10$$

Nach der Interpretation, die in Punkt 4 erörtet worden war, weisen grosse Summenquadrate darauf hin, dass bei der von uns in der Beobachtungsausgleichung angewandten Hypothese zu wenig aufeinanderfolgende Schwingungen berücksichtigt worden sind. Man kann also erwarten, dass das in vorliegender Arbeit diskutierte Material in dem Winterhalbjahr das Vorhandensein einer deutlichen 8-stündigen Schwingung zeigen müsste.

Streszczenie.

1. Wstęp. Barograf firmy Richard, tak zwany duży model Nr 131028 o skali w pionie 1 mm Hg = 2.0 mm i skali w poziomie $24^h = 372$ mm został ustawiony w Obserwatorjum Meteorologicznem w Wilnie dnia 26 maja 1934 r. Przystępując do opracowania wskazań wspomnianego barografu miałem na względzie wyszukanie wpływów planetarnych na atmosferę; do tego więc celu została dostosowana organizacja opracowania. Tak więc wbrew zwyczajom odczyty zamiast w czasie średnim dokonywane były w prawdziwym miejscowym czasie słonecznym. Wynik ten (schemat S w/g Bartelsa) osiągnięto przez markowanie na barogramach chwili prawdziwego południa. Z tych samych pasków dokonywano odczyty w prawdziwym czasie księżycowym (schemat L w/g Bartelsa). Osiągało się ten wynik przez markowanie na barogramach chwili górnej kulminacji księżyca w Wilnie. Chcąc usunąć wpływ lunacji, łączyłem odczyty dzienne w grupy 28^d względnie 30^d w schemacie S, zaś w grupy 28^d względnie 29^d w schemacie L. Grupy te nazywam miesiącami lunacyjnemi. Początek każdego miesiąca lunacyjnego był tak wybierany, aby nów wypadał w pierwszym jego dniu.

Przepuszczając kilka pierwszych miesięcy, które nb. będą mogły być wyzyskane w przyszłości, rozpocząłem serję pomiarową z dniem 6 grudnia 1934 r. i zakończyłem ją z dniem 20 grudnia 1938 r. Ten przeszło czteroletni okres odpowiada 50 miesiącom lunacyjnym =

1475 dniom schematu S = 35400 godzinom słonecznym = 1425 dniom schematu L = 34200 godzinom księżycowym. Omawiane 50 lunacyj otrzymały następujące oznaczniki: 1935 I, . . . 1935 XIII; 1936 I, . . . 1936 XII; 1937 I, . . . 1937 XIII; 1938 I, . . . 1938 XII.

2. Dokładność obserwacji i redukcja. Odczyty barogramów uskuteczniono w ten sposób, że do pasków przykładano linijki z wyznaczonemi na nich podziałkami godzinnemi. Jedna ze skal odpowiadała godzinom słonecznym, trzy zaś inne, używane w zależności od zmiennej długości doby księżycowej, godzinom księżycowym. Szacowania dokonywane były z dokładnością do 1/20 mm Hg przyczem dokładność ta jest usprawiedliwiona zarówno ze względu na precyzję, z jaką barograf kreślił zapis, jak też ze względu na dokładność samego odczytu. W celu kontroli odczytywano liczne paski powtórnie, przyczem w rzadkich tylko wypadkach nowe odczyty różniły się od starych o ostatnią jednostkę mierzoną (1/20 mm Hg).

W szeregu wypadków, gdy barograf Richard'a zawodził, (cf. tablica 1) byłem zmuszony wprowadzać odczyty z innego barografu[1]). Na ogólną liczbę 35400 godzin pozycji wstawionych było 141. Przez porównanie odczytów barografu z odczytami barometru rtęciowego, dokonywanych 6 razy na dobę, zostały wprowadzone poprawki, które redukowały barograf na barometr. Dość znaczna trudność przy opracowaniu barografu wynikała z codziennej zmiany pasków; celem uniknięcia nieciągłości, wywołanej przez tę zmianę, wprowadziłem nowe instrukcje obsługi barografu. Od dnia 6 grudnia 1937 r. wprowadzono dwa nowe porównania, a mianowicie: pierwsze w kwadrans po założeniu paska około godziny 9 cz. lok., drugie zaś w nocy. Czasy wszystkich notowań są zapisywane; uwzględniono je przy opracowaniach. Dnia 5 stycznia 1938 r. ustawiono barograf bliźniaczy Richard Nr 131398. Na tym nowym barografie paski zmienia się o godzinie 20. Ustawienie tego nowego barografu daje możność usunięcia wszelkich ewentualnych wątpliwości, wynikających ze zmiany pasków. Nieciągłości w paskach dawniejszych usuwano przez interpolację, przyczem starałem się poprawiać jedynie ostatni odczyt na pasku starym i pierwszy odczyt na pasku nowym.

Chód barografu zasadniczego okazał się dostatecznie jednostajnym, aby zagwarantować czasy odczytów z dokładnością do niewielu minut. Barograf ten wykazuje stałe spóźnianie o 10 minut na dobę.

3. Wyniki. W punktach 3 — 7 tekstu niemieckiego została podana opracowana przeze mnie metoda badania przebiegu dzienne-

---

[1]) Mały model Lambrecht Göttingen Nr 2100.

go ciśnień. Została ona przeprowadzona w założeniu, że przebieg całkowity jest sumą przebiegów frakcyjnych o prostej formie analitycznej. Temi przebiegami frakcyjnemi są: 1° wyraz linjowy określony przez dwie stałe oraz 2° szereg wyrazów perjodycznych o okresach kolejnych 24^h, 12^h, 8^h, 6^h i t. d. określonych każdy przez amplitudę i fazę. Mając 24 odczyty godzinne moglibyśmy wyznaczyć 24 stałe: dwie z wyrazu linjowego i 22 stałe z 11 kolejnych przebiegów perjodycznych. W rachunkach naszych ograniczyliśmy się do znajdowania dwóch pierwszych drgań 24^h i 12^h. Nic też dziwnego, że przez wyznaczone 6 stałych mogliśmy przedstawić 24 obserwacje tylko z pewnem przybliżeniem. Miarą tego przybliżenia jest suma $[\varepsilon\varepsilon]$. Wzór na nią podajemy w punkcie 4 pod (1) tekstu głównego, zaś numeryczne jej wartości przytaczamy w tablicach 3, 4, 6. Jeżeli na $[\varepsilon\varepsilon]$ znajdujemy wartości zbyt duże, to fakt ten interpretujemy przypuszczeniem, że fale nieuwzględnione w wyrównaniu (w naszym wypadku 8^h) grają wyraźną rolę w teorji przebiegu dziennego. W punkcie 6 tekstu głównego zajmujemy się niedostatecznie w literaturze opracowaną teorją dyspersji wektorów.

4. W y n i k i o p r a c o w a n i a. Wszystkie wyniki wyrównania, znalezione dla serji słonecznej (schemat S), zostały pomieszczone w tablicach 3 — 6. Tablice te są tak ułożone, aby dać możność uważnemu czytelnikowi poznania wyników pracy bezpośrednio z tablic bez uciekania się do czytania tekstu. Dla ścisłości jednak powtarzam słowami osiągnięte wyniki, zaopatrując je w pewne informacje uboczne. Opracowanie serji księżycowej (schemat L) nie wchodzi do niniejszej publikacji. Nie jest ono tak proste, jak opracowanie słoneczne, i wymaga daleko idącej, wnikliwej dyskusji. Zestawienia wyników dla miesięcy lunacyjnych zamiast w porządku chronologicznym dokonano według fazy rocznej tych miesięcy (ułamek roku). Tablica 2 pozwala na przeliczenie zwykłej daty kalendarzowej na ułamek dziesiętny roku. Podany w tablicach 3, 4, 6 spółczynnik zmiany linjowej ciśnienia, liczony na dobę w jednostkach absolutnych ciśnienia, gra w wynikach rolę wyłącznie rachunkową i został przytoczony jedynie dla przedstawienia całokształtu obrazu. Tablica 4 jest skrótem pełnej tablicy 3 i powstała w ten sposób, że z każdych kolejnych pięciu okresów lunacyjnych z tablicy 3 utworzono średnie: jest więc tablica 4 zestawieniem miejsc normalnych. Tablica 5 jest dalszym skrótem tablicy 4, ułożonym wyłącznie dla fali 24^h, zaś tablica 6 jest zestawieniem chronologicznym wyników rocznych.

5. F a l a 24^h. Zarysowuje się ona niezbyt wyraźnie. Amplitudy jej mają znaczny rozstrzał: 29 — 646 dyn:cm^2 przyczem w 10

wypadkach są one mniejsze niż 100, a w 4 wypadkach większe niż 500 dyn : cm^2. Znacznie gorzej przedstawia się rozstrzał godzin maximów. Widzimy, że na godziny od 0^h do 6^h przypada 16 maximów, na godziny od 6^h do 12^h przypada 15 maximów, na godziny od 12^h do 18^h przypada 5 maximów, zaś na godziny 18^h do 24^h przypada 14 maximów. Dopiero przy podziale na miejsca normalne (tablica 4) zaznacza się pewna prawidłowość w występowaniu chwil maximum. Dadzą się mianowicie wyróżnić dwa półrocza: zimowe, od drugiej połowy października do drugiej połowy kwietnia i letnie od drugiej połowy kwietnia do drugiej połowy października (tablica 5). W tych półroczach chwile maximów, w każdem półroczu inne, są już między sobą dość zgodne. Rożnica między chwilami maximów w obu półroczach wynosi : $7^h.7 \pm 2^h.7$.

Fala 24^h jest wywołana przez wpływy meteorologiczne. Jest rzeczą znaną, że przy używanym tu sposobie opracowań dni pogodne mają chwilę maximum w czasie dnia, dni zaś pochmurne w czasie nocy. Ponieważ procentowy udział dni jednych i drugich jest inny zimą a inny latem, więc też dla półrocza zimowego znajdujemy inną fazę fali 24^h, niż dla półrocza letniego. Przy badaniu wpływów meteorologicznych operowanie pełnemi okresami jest niewystarczające. Przeciwnie — okresy lunacyjne należy rozbić na poszczególne dni — i po przeprowadzeniu, ze względu na pogodę, klasyfikacji tych dni, należy prowadzić badanie dla każdego typu pogodowego oddzielnie. To też znalezione powyżej zmiany roczne w fazie fali 24^h należy uważać za wynik prowizoryczny.

6. F a l a 12^h. Występuje ona tak wyraźnie, że musieliśmy chwilę maximum podawać 60 razy dokładniej niż w fali 24^h. Miejsca normalne podane w tablicy 4 wykazują, że elementy 12^h fali słonecznej mają wyraźny przebieg roczny. Ujmiemy to zjawisko w sposób następujący: w czasach porównań wiosennego i jesiennego amplitudy są większe, a czasy przypływów wcześniejsze niż w czasach stanowisk letniego i zimowego. Chwile porównań i stanowisk wyrażone w ułamku dziesiętnym roku, są podane u dołu tablicy 2. Amplitudy od porównania do stanowiska zmieniają się w stosunku 223 : 155 dyn : cm^2 = 14 : 10. Mamy więc w czasie porównań falę przypływową o 40% większą, niż w czasie stanowisk. Chwila maximum fali słonecznej 12^h przesuwa się od $10^h 10^m$ w czasie porównań aż do $10^h 48^m$ w czasie stanowisk. To przeszło półgodzinne przesunięcie wobec pięciominutowej dokładności jego wyznaczenia jest zupełnie realne. Dla podania analitycznej zależności między amplitudą i fazą, a porą roku, materjał mój jest zbyt ubogi.

Nietylko same elementy fali 12^h ale i ich dyspersje wykazują charakter roczny. Dyspersje elementów są większe w czasie porównań, zaś mniejsze w czasie stanowisk. W dyspersjach amplitud zjawisko to jest wyraźniejsze niż w dyspersjach faz.

7. Sumy kwadratów pozostałości $[\varepsilon\varepsilon]$. Mają one rozmieszczenie roczne (por. tablica 3 i 4) dosyć charakterystyczne, wykazując, podobnie jak fazy fali 24^h, półrocza zimowe i letnie. Dzieląc rok na dwa półrocza: zimowe (Z) od połowy września i letnie (L) od połowy marca, otrzymujemy dla średnich sum kwadratów (tablica 4), następującą zależność:

$$(Z):(L) = 541:208 = 26:10$$

Według interpretacji, podanej wyżej (punkt 4), duże sumy kwadratów wskazują, że przy hypotezie, użytej przy wyrównaniu obserwacyj, uwzględniliśmy zbyt mało fal kolejnych. Należy więc oczekiwać, że materjał, w pracy niniejszej dyskutowany, może wykazać w półroczu zimowem istnienie wyraźnej fali ośmiogodzinnej.

*
* *

Oddając do druku niniejszą publikację pragnę podziękować Paniom: R. Elandtównie, J. Marcinkiewiczównie i S. Runczkowskiej-Taranowskiej za ich gorliwą i wytrwałą pracę przy żmudnych odczytywaniach obserwacyj i obliczeniach wyników. Pozatem dziękuję Pani Doc. Dr W. Iwanowskiej, Panu Doc. Dr J. Marcinkiewiczowi i Panu Dr M. Taranowskiemu za okazane mi zainteresowanie rezultatami niniejszej rozprawy i za szereg cennych uwag, z których niejednokrotnie korzystałem.

Wreszcie wyrażam podziękowanie Dyrekcji Państwowego Instytutu Meteorologicznego w Warszawie za uprzejme wypożyczenie mi omawianych w tekście barografów.