

Académie royale  
des  
Sciences d'Outre-Mer

CLASSE DES SCIENCES NATURELLES  
ET MÉDICALES

Mémoires in-8°. Nouvelle série.  
Tome XII, fasc. 1.

Koninklijke Academie  
voor  
Overzeese Wetenschappen

KLASSE VOOR NATUUR- EN  
GENEESKUNDIGE WETENSCHAPPEN

Verhandelingen in-8°. Nieuwe reeks.  
Boek XII, aflev. 1.

# Théorie astronomique des pluviaux et interpluviaux du Quaternaire africain

Fluctuations séculaires du régime d'insolation  
des latitudes tropicales et leurs effets  
sur les régimes thermiques et pluviométriques

PAR

Étienne A. BERNARD

MEMBRE DE L'ACADÉMIE ROYALE DES SCIENCES D'OUTRE-MER  
MAÎTRE DE CONFÉRENCES A L'UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN



Rue de Livourne, 80A,  
BRUXELLES 5

Livornostraat, 80A,  
BRUSSEL 5

, 1962

PRIX : F 300  
PRIJS:





**E.-A. BERNARD. Théorie astronomique des pluviaux et interpluviaux du Quaternaire africain. Fluctuations séculaires du régime d'insolation des latitudes tropicales et leurs effets sur les régimes thermiques et pluviométriques. Bxl, ARSOM, 1962, 232 p., br. 6 fig. dont 1 h.-t. (Mém. 2ème Cl., coll. in-8°, n. série, t. 12.1).**

3772 / dac

**Epuisé**

**Afrique, Sciences naturelles, Astronomie, Climatologie**





# **Théorie astronomique des pluviaux et interpluviaux du Quaternaire africain**

**Fluctuations séculaires du régime d'insolation  
des latitudes tropicales et leurs effets  
sur les régimes thermiques et pluviométriques**

PAR

**Étienne A. BERNARD**

**MEMBRE DE L'ACADÉMIE ROYALE DES SCIENCES D'OUTRE-MER  
MAÎTRE DE CONFÉRENCES A L'UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN**

Mémoire présenté à la séance du 17 décembre 1960.

## RÉSUMÉ

Ce mémoire étudie les fluctuations séculaires du régime d'insolation des latitudes tropicales et les effets de ces fluctuations, sur les régimes thermiques et pluviométriques de l'Afrique.

Une première partie développe la théorie astronomique de MILANKOVITCH des climats d'insolation du globe, pour les latitudes tropicales. Les variations séculaires des régimes d'insolation de ces latitudes sont définies par leurs expressions générales en fonction des variations séculaires des trois éléments de l'orbite terrestre : l'obliquité  $\epsilon$ , l'excentricité  $e$  et la position  $\Pi$  du périhélie.

La seconde partie, climatologique, dégage ses conclusions à partir des lois de la climatologie physique. Le système des régimes d'insolation des latitudes subit un incessant balancement autour de l'Équateur. Ce balancement est induit par l'évolution cyclique de l'angle  $\Pi$ , dont la période moyenne est de 20 500 ans. Aux époques de haute excentricité, ce balancement peut atteindre  $10^\circ$  d'amplitude en latitude nord ou sud selon que  $\Pi$  vaut  $90^\circ$  (solstice d'hiver au périhélie) ou  $270^\circ$  (solstice d'été au périhélie). Une théorie approfondie des oscillations thermiques à la surface des continents, basée sur l'équation du bilan énergétique au niveau du sol, établit la haute sensibilité des régimes thermiques intertropicaux aux variations séculaires des régimes d'insolation. L'étude des causes inductrices de fortes précipitations de convection en zone intertropicale conduit à la conclusion suivante : les pluviaux africains correspondent aux époques de maximum d'obliquité où les hautes latitudes connaissent un état d'interglaciation, où les océans tropicaux sont les plus chauds et où leur évaporation plus active introduit plus de vapeur d'eau au-dessus des aires continentales. Les distributions des phases pluviales les plus extrêmes, en intensité et en latitude, sont définies par la coïncidence entre une haute valeur de  $e$ , un maximum de  $\epsilon$  et le passage de  $\Pi$  par  $270^\circ$  ou  $90^\circ$ . Dans le premier cas, l'Équateur

et les latitudes nord connaissent un régime pluviométrique du type tropical à fortes pluies d'été et intense sécheresse d'hiver (displuvial). Les latitudes sud jouissent d'un régime pluviométrique du type équatorial à pluies régulières et abondantes (isopluvial). Lorsque  $\Pi = 90^\circ$ , les isopluviaux se situent dans l'hémisphère nord et les displuviaux dans l'hémisphère sud. Les phases d'aridification correspondent aux minima de  $\epsilon$ , époques de glaciation des hautes latitudes et d'océans tropicaux plus froids.

La troisième partie applique la théorie aux trois problèmes suivants, relatifs à l'Afrique : l'oscillation des niveaux lacustres, les fluctuations des glaciers de montagne et l'évolution phytogéographique du Continent. Les hauts niveaux lacustres se réalisent au passage d'un displuvial tandis que les maxima d'extension glaciaire résultent de l'installation d'un isopluvial à la latitude du glacier.

Une quatrième partie discute la valeur de la théorie présentée à la lumière des théories formulées par divers auteurs (théorie de SIMPSON) ou des preuves tirées des faits observés. La théorie topographique d'un âge glaciaire est quantitativement validée.

Une cinquième et dernière partie étudie les séquences des événements climatiques les plus caractéristiques du Quaternaire dans l'échelle chronologique absolue du dernier million d'années et pour les diverses grandes zones latitudinales du continent africain. Les résultats de cette étude sont traduits graphiquement par une figure qui résume toutes les conclusions de la théorie.

## SAMENVATTING

Deze verhandeling bestudeert de seculaire schommelingen van het bestralingsregime der intertropen en de uitwerking van deze schommelingen op het temperatuur- en neerslagregime van Afrika.

In een eerste deel wordt de sterrekundige theorie van MILANKOVITCH over de bestralingsklimaten van de aarde toegepast op de tropische breedten. Voor deze breedten worden de seculaire variaties van de bestralingsregimes in hun algemene vorm uitgedrukt in functie van de seculaire variaties der drie elementen van de aardbaan : de helling  $\epsilon$  van de aardas, de excentriciteit  $e$  en de ligging  $\Pi$  van het perihelium.

Het tweede deel, klimatologisch van inhoud, leidt zijn besluiten af van de wetten der fysische klimaatleer. Het bestralingsstelsel van de breedtegorfels is onderworpen aan een voortdurende slingerbeweging om de Evenaar. Deze slingerbeweging wordt veroorzaakt door cyclische wijzigingen van de hoek  $\Pi$  die zich in een periode van ongeveer 20 500 jaar voltrekken. Bij sterke excentriciteit kan deze beweging een slingerwijdte bereiken van  $10^\circ$  noord-of zuiderbreedte, naargelang de waarde van  $\Pi$ ,  $90^\circ$  (winterzonnestilstand in het perihelium) of  $270^\circ$  (zomerzonnestilstand in het perihelium, bedraagt.

Uit een uitgewerkte theorie over de temperatuurschommelingen aan de oppervlakte van de vastelanden, die steunt op de vergelijking van de energiebalans ter hoogte van het bodemoppervlak, volgt de grote gevoeligheid van de intertropische temperatuurregimes voor de seculaire variaties van de bestralingsregimes. Een onderzoek naar de oorzaken van hevige convectioneerslag in de intertropen, leidt tot het volgende besluit: de Afrikaanse intertropische regentijdvakken treffen samen met een maximum helling van de aardas, wanneer de hogere breedten in een interglaciale toestand verkeren en de tropische oceanen het warmst zijn; aldus zenden zij, dank zij een sterkere verdamping, meer waterdamp over de continentale streken. De verspreiding van — zowel in intensiteit als in breedteligging, — extreme regenperioden hangt af van het samentreffen van een hoge  $e$ -waarde en een maximum van  $\epsilon$  met de doortocht van  $\Pi$  door een waarde van  $270^\circ$  of  $90^\circ$ . In het eerste geval maken de Evenaar en de noordelijke breedtegorfels, die een neerslagregime van het tropische type gemeen hebben, hevige zomerregens en strenge winterdroogten mee (displuviaal). De Zuidelijke breedtegorfels genieten van een neerslagregime van equatoriale aard met regelmatige en veelvuldige regens (isopluviaal).

Is  $\Pi = 90^\circ$ , bevinden de isopluvialen zich in het noordelijk halfrond en de displuvialen in het zuidelijk halfrond. De perioden van verdorring komen overeen met de minimumwaarden van  $\epsilon$ , ijstijdvakken op hoge breedten en koudere tropische oceanen.

Het derde deel brengt de toepassing van deze theorie op de volgende drie problemen, met betrekking tot Afrika: de schommelingen van het waterpeil in de meren, de fluctuaties van de

berggletsjers en de fytogeografische evolutie van het vasteland. Een hoog waterpeil wordt in de meren bereikt bij de doortocht van een displuviaal, terwijl het ontstaan van een isopluviaal op de breedte van de gletsjer, de maximumijsverbreiding veroorzaakt.

Het vierde deel onderzoekt de waarde van deze stelling in het licht van theorieën voorgedragen door verschillende auteurs (o. a. de theorie van SIMPSON). Zij wordt eveneens ter bewijsovervoering getoetst aan waargenomen feiten. De topografische theorie van een ijstijdvak wordt kwantitatief verklaard.

Het vijfde en laatste deel ontleedt de gevolgen van de meest kenmerkende klimaatkundige gebeurtenissen tijdens het Kwartair in de absolute tijdsschaal van het laatste miljoen jaren en voor de verschillende grote breedtegraden van het Afrikaanse vasteland. De slotsom van deze studie wordt grafisch voorgesteld in een figuur die de besluiten van de gehele theorie samenvat.

## SUMMARY

The paper studies secular fluctuations in the solar climate of tropical latitudes, and the effects of such fluctuations on temperature and rainfall in Africa.

The first part of the paper deals with MILANKOVITCH's astronomical theory of solar climate for tropical latitudes. The secular changes in insolation for these latitudes are defined by their general mathematical expressions involving secular variations of the three parameters of the Earth's orbit, namely: the obliquity  $\epsilon$ , the excentricity  $e$  and the position  $\Pi$  of the perihelion.

In the second part, the author derives conclusions from laws of physical climatology. The system of solar climates along the latitudes oscillates around the Equator. This oscillation is induced by the cyclic variation of  $\Pi$  with a mean period of 20 500 years. When excentricity is maximum, the oscillation can reach an amplitude of  $10^\circ$  in the North or South corresponding respectively to values for  $\Pi$  of  $90^\circ$  (winter solstice at the perihelion) and of  $270^\circ$  (summer solstice at the perihelion).

A full theory of thermal oscillations at the surface of the continents, based on the equation of energy balance at the

ground, shows the great sensitivity of intertropical temperature regimes to the secular variations of the solar climate.

The study of the causes which induce heavy convective precipitation in the intertropical belt, leads to the following conclusion: the intertropical pluvials correspond to periods of maximum obliquity with interglaciation in the high latitudes, and warmer tropical oceans supplying through active evaporation a larger amount of water vapour to continental areas.

The distributions in latitude and intensity of the extreme pluvial phases are defined by the coincidence of a high value for  $e$ , a maximum for  $\epsilon$  and a value of  $\Pi$  in the vicinity of  $270^\circ$  or  $90^\circ$ . In the first case ( $\Pi = 270^\circ$ ) the Equator and the Northern latitudes have a rainfall of the tropical type, with heavy summer rain and sharp winter drought (displuvial). On the contrary, the Southern subequatorial latitudes have an equatorial type of rainfall distribution, with regular and abundant rain (isopluvial). In the second case ( $\Pi = 90^\circ$ ), the isopluvials appear in the Northern hemisphere and the displuvials in the Southern.

The phases of « aridification » correspond to the minima of  $\epsilon$ , bringing glaciations in the high latitudes and colder tropical seas.

The third part of the study is an application of the theory to three problems of Africa: the oscillation of lake levels, the fluctuations of mountain glaciers and the phytogeographical evolution of the Continent. The high levels in the lakes happen during displuvials, whereas the maximum of glacier extension appears when an isopluvial affects the latitude of the glacier.

A fourth part deals with the validity of the theory in the light of other theories by various authors (SIMPSON) or proofs based on observed facts. The topographical theory of an Ice Age receives quantitative support.

In the last part, the author reviews sequences of the more characteristic climatic elements of the Quaternary, in the absolute time scale during the last million years, for broad latitude zones of the African continent. The results are plotted in a graph which summarizes the conclusions of the theory.





# Théorie astronomique des pluviaux et interpluviaux du Quaternaire africain

---

## AVANT-PROPOS

Le présent mémoire trouve son origine dans un petit colloque organisé en 1950 au Centre de Recherches de l'I. N. É. A. C. à Yangambi à l'initiative du professeur J. LEBRUN, secrétaire général de l'Institut pour l'Étude agronomique du Congo ex-belge. Consacré aux aspects pédogéologique, phytogéographique et climatologique du Quaternaire de la région de Yangambi, ce colloque me donna l'occasion de présenter quelques idées générales sur l'application au Continent africain de la théorie astronomique des climats quaternaires de MILANKOVITCH et de souligner le rôle déterminant que les glaciations de l'hémisphère austral devaient jouer dans les désertifications du Centre africain.

A sa septième réunion annuelle, tenue à Yangambi en juillet 1956, le Conseil Scientifique pour l'Afrique au Sud du Sahara (C. S. A.) organisait un colloque sur le thème *La paléoclimatologie quaternaire de l'Afrique et ses conséquences biologiques*. La conférence introductive que je fus chargé de présenter par mes collègues du C. S. A. était intitulée : *La paléoclimatologie du Quaternaire africain à la lumière des lois modernes de la climatologie physique et de la géophysique*. Dans cette conférence, j'exposais la méthode validant la théorie astronomique à partir de l'équation du bilan énergétique d'une latitude et j'apportais quelques précisions quantitatives nouvelles sur l'application de cette théorie à l'Afrique en vue d'expliquer les séquences climatiques quaternaires ayant affecté ses principales régions. Un texte ronéotypé de cette conférence fut diffusé à l'époque d'une manière limitée.

Le progrès principal que réalise le présent mémoire consiste dans le calcul des régimes annuels d'insolation des latitudes tropicales au cours du Quaternaire et dans la conclusion que les variations séculaires de ces régimes, au cours du dernier million d'années, furent notables et eurent des effets thermiques et plu-

viométriques appréciables. Ainsi, les variations séculaires des éléments astronomiques de l'orbite terrestre ont régi d'une manière probablement déterminante l'évolution quaternaire des climats tropicaux en général et africains en particulier.

La première partie du mémoire qui est consacrée à la climatologie mathématique peut offrir un caractère rebutant pour la plupart des spécialistes du Quaternaire. C'est pourquoi le lecteur désireux d'aborder de suite la partie climatologique du texte pourra se contenter de lire le résumé de la première partie donné à la page 33. Il s'attachera surtout à comprendre le sens des équations fondamentales (42) qui sont la conclusion de cette première partie et sur lesquelles reposent tous mes résultats numériques et l'essentiel de mon argumentation. De même, le lecteur quaternariste prendra d'abord connaissance avec profit du résumé détaillé de la théorie, rédigé à son intention à la fin du mémoire.

\* \* \*

J'ai ici la satisfaction de remercier les collègues qui m'ont apporté leur aide compétente pour la mise au point du texte. M. F. BULTOT, chef du Bureau climatologique de l'I. N. É. A. C., m'a fait part de judicieuses remarques touchant la partie climatologique et mathématique de l'ouvrage. La compréhension rencontrée pour les idées nouvelles avancées chez le professeur G. MORTELMANS, secrétaire du IV<sup>e</sup> Congrès panafricain de Préhistoire, m'ont encouragé à développer ma théorie et à l'étudier dans le prolongement de ses applications et de ses preuves. J'ai bénéficié à cet égard d'utiles remarques de MM. L. CAHEN et J. LEPERSONNE, respectivement directeur du Musée royal de l'Afrique centrale à Tervuren et conservateur de la Section « géologie et minéralogie » de cette Institution. M. J. LEPERSONNE a attiré mon attention sur diverses publications récentes qui m'ont permis de préciser mon argumentation. Je lui dois aussi de m'avoir amené à élaborer la théorie quantitative d'un âge glaciaire dont la ligne d'évolution paléoclimatique est modulée par les fluctuations séculaires d'origine astronomique.

Que mes confrères BULTOT, CAHEN, LEPERSONNE et MORTELMANS trouvent ici l'expression de ma vive gratitude.

Bruxelles, le 17 décembre 1960.

## INTRODUCTION

### *La théorie astronomique des climats quaternaires comme cadre de cette étude.*

La notion de base utilisée dans ce mémoire est celle de l'insolation  $I$  d'une latitude  $\varphi$ . Rappelons qu'on désigne par cette expression la quantité d'énergie (calories) que le rayonnement solaire apporte à la limite de l'atmosphère et à la latitude considérée, par unité de surface horizontale ( $\text{cm}^2$ ) et au cours d'une période donnée.

Dans une étude en préparation (BERNARD, 1962a), nous avons montré que l'effet propre  $(dT_s)_1$  exercé par une variation  $dI$  de l'insolation, sur la température absolue  $T_s$  de la surface du substrat terrestre, s'exprimait comme suit pour une période donnée et à une latitude  $\varphi$  quelconque :

$$(dT_s)_1 = \frac{0.50}{1-n} \frac{1-a^*}{\sigma T_s^3} dI \quad (1a)$$

Dans cette expression,  $n$  mesure la nébulosité de la latitude considérée ;  $a^*$  est son albédo planétaire (pouvoir réflecteur vers l'espace du système Terre-atmosphère) et  $\sigma$  exprime la constante de STEFAN qui vaut  $0,8132 \cdot 10^{-10} \text{ cal/cm}^2 \text{ min K}^4$  si  $dI$  est mesuré en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$ . Les quantités  $n$ ,  $a^*$ ,  $T_s$  et  $dI$  de l'équation (1a) expriment des valeurs moyennes pour la période considérée.

La relation (1a) découle de l'équation du bilan énergétique appliquée pour la latitude  $\varphi$  au système Terre-atmosphère. Une analyse préalable permet de traduire le rayonnement thermique planétaire  $N^*$  en fonction de ses causes principales : la température  $T_s$  à la surface du substrat terrestre et la nébulosité  $n$  de la latitude considérée. Cette analyse nous conduit à écrire,

$$N^*(\text{cal/cm}^2 \text{ min}) = 0,50(1-n)\sigma T_s^4 + 0,188 n + 0,0877 \quad (2)$$

expression semi-empirique qui permet de recalculer les valeurs de  $N^*$  déterminées directement par HOUGHTON (1954) pour les latitudes  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ , ...  $80^\circ$  et  $90^\circ$  N, avec un écart inférieur à 2 %.

Les effets thermiques propres, dus à une variation  $dI$  de l'inso-  
lation et calculés par la relation (1a), s'avèrent plus de deux fois  
supérieurs à ceux calculés par MILANKOVITCH (1930) dans sa  
théorie astronomique des glaciations quaternaires. Cet auteur  
obtient pour l'effet thermique propre  $(dT_s)_1$ ,

$$(dT_s)_1 = 0,44 \frac{1 - \bar{a}^*}{\sigma T_0^3} dI \quad (1b)$$

$\bar{a}^*$  mesurant l'albédo moyen de la planète entière et  $T_0$  étant la  
température absolue 273° K. Notre expression (1a) diffère prin-  
cipalement de (1b) par le fait qu'elle tient compte de l'effet de  
nébulosité grâce au facteur  $1/(1 - n)$  qui est particulièrement  
élevé pour les hautes latitudes. Les calculs numériques condui-  
sent ensuite à valider la théorie astronomique de MILANKOVITCH  
sur des bases quantitatives objectives, fournies par les lois de  
la climatologie physique.

Rappelons les lignes générales de cette théorie. Les lois de la  
mécanique céleste imposent des variations séculaires aux trois  
éléments ci-après de l'orbite terrestre (*Fig. I*, p. 13) :

- 1) L'inclinaison  $\epsilon$  de l'axe terrestre sur le plan de l'orbite  
terrestre ou l'obliquité de l'écliptique ;
- 2) L'angle  $\Pi$  définissant la position du périhélie par rapport  
au point vernal de l'époque considérée ;
- 3) L'excentricité  $e$  de l'orbite elliptique de la Terre.

Les variations séculaires de ces éléments résultent de l'action  
perturbatrice que les planètes exercent par leur masse sur le mou-  
vement gravifique de la Terre autour du Soleil.

L'évolution séculaire des éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$  au cours du dernier  
million d'années a été recalculée en 1950 par les astronomes de  
l'Université de Yale, D. BROUWER et A.-J.-J. van WOERKOM.  
Ces courbes, reproduites dans le dépliant *in fine* d'après  
van WOERKOM (1954), manifestent les caractéristiques ci-après  
(*Tableau I*).

Les fluctuations de la courbe  $\epsilon$  sont variables en amplitude  
mais obéissent à une périodicité fort régulière de 41 000 ans en  
moyenne. La courbe  $e$  ondule selon une série de maxima et de  
minima qui se succèdent fort irrégulièrement en amplitude et

TABLEAU I. — Caractéristiques des variations séculaires des éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$  au cours du dernier million d'années.

Caractéristiques	$\epsilon$	$\Pi$	$e$
Période moyenne en années	41 000	20 600	95 000
Amplitude maximale de la variation.	21°8-24°4	0°-360	0-0,053
Valeur à l'époque origine (1800)	23°28'	99°30'	0,0168
Valeur actuelle (1950)	23°27'	102°05'	0,0167

en période. La périodicité moyenne de ces oscillations est d'environ 95.000 ans. La courbe  $\Pi$  déroule ses cycles de variation de 0 à 360° avec une périodicité assez variable puisque les fluctuations de celle-ci se réalisent autour de la valeur moyenne 20 600 ans dans un intervalle allant de 13 500 ans à 29 000 ans.

En 1920, le professeur M. MILANKOVITCH jetait les bases de sa théorie astronomique des glaciations quaternaires en publiant son ouvrage *Théorie mathématique des phénomènes thermiques produits par la radiation solaire*. Dans deux publications ultérieures (MILANKOVITCH, 1930, 1941), l'astronome yougoslave calculait les variations séculaires des insolation semestrielles, subies pour diverses latitudes au cours des derniers 600 000 ans par l'effet des variations séculaires des éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$ ,  $e$ .

L'analyse des variations de la courbe d'insolation estivale ainsi obtenue pour la latitude 65°N et l'importance des effets thermiques de ces variations, calculés par la relation (1b), amènent MILANKOVITCH à conclure que les variations séculaires des éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$  sont les causes inductrices des alternances de phases glaciaires et interglaciaires réalisées aux hautes latitudes de l'hémisphère nord au cours du Quaternaire. Une glaciation dans l'hémisphère nord se produit lorsqu'une valeur minimale de  $\epsilon$  se réalise en concomitance avec une valeur  $\Pi = 90^\circ$  (solstice d'été à l'aphélie, *fig. 1*). Une interglaciation y a lieu au contraire lorsqu'une valeur maximale de  $\epsilon$  coïncide avec une valeur  $\Pi = 270^\circ$  (solstice d'été au périhélie).

La théorie de MILANKOVITCH est inattaquable dans sa partie astronomique qui établit les lois rigoureuses liant les variations séculaires de l'insolation à celles des éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$ . Mais elle

a été fortement combattue dans sa climatologie physique qui aboutit à la relation (1b) et qui cherche à expliquer les extensions et les récessions d'une calotte glaciaire à partir des variations séculaires de l'insolation. Plusieurs articles et ouvrages récents font tomber cette théorie dans un discrédit croissant (FLINT, 1947, p. 105 ; 1957, p. 598 ; WILLETT, 1949, p. 47 ; van WOERKOM, 1953, p. 157). Les adversaires de la théorie astronomique, s'appuyant sur l'autorité de Sir George SIMPSON, reprennent le plus souvent l'affirmation de ce dernier :

« ... that MILANKOVITCH's temperature changes are about four times too large, and when the true changes are calculated they are seen to be quite insignificant from a climatic point of view ». (SIMPSON, 1940, p. 207).

Après une analyse critique des bases de la relation (1b), SIMPSON établit en effet que les modifications thermiques dues aux variations séculaires de l'insolation sont à peine de l'ordre de 1°C pour les mois extrêmes de janvier et de juillet. Elles ne peuvent en conséquence expliquer les formidables avances ou reculs des calottes glaciaires quaternaires. C'est afin de pouvoir juger objectivement la théorie astronomique à sa juste valeur, en partant des lois de la climatologie physique rationnellement exprimées, que nous avons entrepris au préalable l'étude à laquelle nous nous référons plus haut. Le résultat (1a) auquel nous avons ainsi abouti est contradictoire avec celui obtenu par SIMPSON puisqu'au lieu de diviser par quatre l'effet thermique propre d'une variation d'insolation, il le multiplie au moins par deux. L'analyse critique du raisonnement suivi par SIMPSON montre l'origine de cette contradiction (cf. chap. IV, 1, p. 145).

En conclusion de notre étude préliminaire, il s'avère que les effets thermiques des variations séculaires de l'insolation revêtent une importance telle qu'ils peuvent provoquer des effets appréciables dans la circulation générale de l'atmosphère, sur la nébulosité et les précipitations ainsi que sur l'albédo propre des surfaces terrestres couvertes ou dégagées de glaciers. L'effet thermique global qui résulte de ces modifications suffit à expliquer la genèse, le développement ou la récession des glaciations.

Nous établissons aussi que la chronologie absolue de l'évolution de la calotte glaciaire de l'hémisphère nord, telle qu'elle se déduit

de la théorie astronomique au cours des derniers 40 000 ans, correspond très bien à la chronologie des faits observés. Correctement interprétés sous l'angle climatologique, les résultats de la théorie astronomique retrouvent notamment l'existence d'un optimum climatique vers  $- 5\,500$  ans, en bonne concordance avec les faits. Cet optimum est déphasé de  $5\,700$  ans sur l'optimum d'insolation réalisé à l'époque  $- 11\,200$  ans, à cause de l'action refroidissante par effet d'albedo des dernières masses glaciaires toujours en voie d'extinction entre  $- 11\,200$  et  $- 5\,500$  ans (cf. p. 150).

\* \* \*

L'introduction à ce mémoire procède d'un souci élémentaire de logique. Car avant d'aborder l'étude des incidences climatiques de la théorie astronomique pour la zone tropicale, il fallait avoir acquis la conviction préalable de sa validité pour expliquer les phases de glaciation et d'interglaciation de l'hémisphère nord. Il convenait ensuite de fortifier cette conviction par la réfutation détaillée des principales objections faites à cette théorie. Il serait en effet inconcevable qu'on tentât encore d'appliquer la théorie astronomique aux climats tropicaux si elle s'était avérée définitivement impuissante à expliquer les phases glaciaires et interglaciaires des hautes latitudes au Quaternaire. Les climats du Globe forment en effet un système aux interdépendances étroites, régi dans son évolution par celle de causes communes, propres à la planète entière. C'est pourquoi toute théorie paléoclimatique acceptable doit expliquer le système climatique entier et ne peut limiter sa validité à une zone donnée du Globe.



## CHAPITRE I.

### Partie astronomique.

#### 1. EXPRESSIONS GÉNÉRALES DE L'INSOLATION JOURNALIÈRE D'UNE LATITUDE AUX SOLSTICES ET AUX ÉQUINOXES.

Dans sa théorie astronomique des glaciations quaternaires, MILANKOVITCH calcule les variations séculaires de l'insolation des diverses latitudes pour les deux périodes égales de l'année qu'il appelle respectivement le *semestre calorifique d'été* ou saison chaude et le *semestre calorifique d'hiver* ou saison froide. Ces semestres calorifiques sont définis analytiquement par les deux conditions

$$\left\{ \begin{array}{l} t_2 = t_1 + \frac{\Theta}{2} \\ i(t_2) = i(t_1) \end{array} \right. \quad (3)$$

Dans ces relations,  $t_1$  est l'époque de l'année où débute le semestre calorifique d'été ;  $t_2$  exprime l'époque terminale de ce dernier et, par conséquent, celle initiale du semestre calorifique d'hiver ;  $\Theta$  mesure la durée de l'année et  $i(t)$  traduit l'*insolation moyenne* du parallèle à l'époque  $t$ , par unité de surface et de temps (M. 1930, p. A 46 ; M. 1941, p. 366) \*. Les deux équations de définition (3) permettent de déterminer les époques  $t_1$  et  $t_2$  de début et de fin des semestres calorifiques à chaque latitude et de calculer ensuite les insolutions semestrielles correspondantes. Ces époques ne diffèrent jamais beaucoup des époques d'équinoxes où la longitude  $\lambda$  du Soleil atteint  $0^\circ$  ou  $180^\circ$  (*Fig. 1*). Elles varient par ailleurs avec la latitude  $\varphi$ .

\* Les trois publications fondamentales de MILANKOVITCH de 1920, 1930 et de 1941 auxquelles nous nous référons souvent dans cette partie seront signalées en abrégé : M. 1920, M. 1930, M. 1941.

L'intérêt évident de considérer les semestres calorifiques au lieu des semestres astronomiques réside dans le fait que ces derniers ont des durées inégales et séculairement variables (relations 57) ce qui interdit toute comparaison directe, pour des fins climatologiques, entre les variations séculaires de l'insolation totalisée pour ces semestres. Par contre, la considération des semestres calorifiques entraîne un inconvénient majeur pour les régions tropicales. En effet, pour les latitudes de  $90^\circ$  à  $15^\circ$ , le régime de l'insolation est simplement périodique. Il présente un maximum au solstice d'été et un minimum au solstice d'hiver. Entre ces latitudes, la définition analytique des semestres calorifiques par les équations (3) revient à définir un semestre calorifique : la période  $\Theta/2$  de l'année englobant tous les jours qui jouissent d'une insolation supérieure (ou inférieure) à tous les jours compris dans l'autre semestre. Cette définition particulière n'est plus applicable dans la zone  $+15^\circ$  à  $-15^\circ$  où le régime de l'insolation devient doublement périodique, avec deux maxima d'équinoxes et deux minima de solstices.

D'autre part, on sait combien la connaissance exacte de la courbe du régime de l'insolation revêt d'importance en régions tropicales pour l'interprétation du régime thermique et du régime des précipitations. Aussi, dans cette étude des variations quaternaires du régime d'insolation des latitudes tropicales en vue d'établir les influences climatiques exercées par ces variations, s'avère-t-il insuffisant de caractériser le régime d'insolation par la seule considération de l'insolation totale pour les périodes semestrielles. La marche saisonnière de l'insolation journalière pendant ces trop longues périodes pourrait en effet manifester des extrema à variations séculaires appréciables mais que les totaux semestriels d'insolation dissimuleraient entièrement. C'est pourquoi — et ceci est l'idée de base de ce mémoire — nous substituerons à la considération des semestres calorifiques, l'emploi de l'insolation journalière des quatre jours les plus caractéristiques du régime d'insolation d'une latitude : l'équinoxe de printemps ( $p$ ), le solstice d'été ( $e$ ), l'équinoxe d'automne ( $a$ ) et le solstice d'hiver ( $h$ ). Le premier problème que nous sommes amené à résoudre est par conséquent le suivant : écrire les quatre expressions des variations séculaires de l'insolation journalière des deux solstices et des deux équinoxes en fonction des variations séculaires des éléments astronomiques  $\epsilon$ ,  $e$  et  $II$ .

A cette fin, nous partirons de l'expression ci-après, obtenue par MILANKOVITCH (1930, p. A 47) et qui analyse l'insolation journalière  $J$  d'une latitude  $\varphi$  quelconque quand il y a un coucher et un lever du Soleil, en fonction de ses causes astronomiques élémentaires,

$$J = \frac{\theta}{\pi} \frac{I_0}{\rho^2} (b_0 + \frac{\pi}{2} \sin \varphi \sin \epsilon \sin \lambda - b_1 \cos 2\lambda + b_2 \cos 4\lambda - b_3 \cos 6\lambda + \dots) \quad (4)$$

Dans cette équation,  $\theta$  est la durée du jour ;  $I_0$  mesure la constante solaire ; les coefficients  $b$  sont des fonctions de la latitude  $\varphi$  et de l'obliquité  $\epsilon$  exprimées sous forme de séries et calculées numériquement par MILANKOVITCH (1930, table 2, p. A 27) pour la valeur  $\epsilon = 23^\circ 27'30''$  et pour les latitudes  $0^\circ, 5^\circ, 10^\circ \dots 70^\circ$  et  $75^\circ$  ;  $\lambda$  désigne la longitude du Soleil au jour considéré (*Fig. 1*) ;  $\rho$  enfin mesure le rayon vecteur Terre-Soleil quand on prend le demi-grand axe  $a$  de l'ellipse terrestre pour unité de distance. Ce rayon vecteur est déterminé par l'excentricité  $e$  de l'orbite et par un angle de position  $\nu$  du Soleil par rapport au périhélie, appelé anomalie vraie du Soleil. Il s'exprime comme suit :

$$\rho = \frac{1 - e^2}{1 + e \cos \nu} \quad (5)$$

Or, les définitions astronomiques entraînent les relations (*Fig. 1*),

$$\nu = \nu_0 + \lambda \quad (6)$$

$$\nu_0 = 180^\circ - \Pi \quad (7)$$

dans lesquelles  $\nu_0$  est l'anomalie du point vernal et où  $\Pi$  mesure l'angle de position du périhélie par rapport au point vernal, un des trois éléments astronomiques influençant séculairement l'insolation et déjà cité dans l'introduction (*Fig. 1*). Compte tenu de (6) et (7), le rayon vecteur  $\rho$  s'écrit encore,

$$\rho = \frac{1 - e^2}{1 - e \cos (\Pi - \lambda)} \quad (8)$$

Or, l'excentricité  $e$  n'a jamais dépassé la valeur 0,06 au cours du dernier million d'années. La quantité  $e^2$  est donc restée inférieure à 0,0036. Elle est donc négligeable devant l'unité et il vient ainsi,

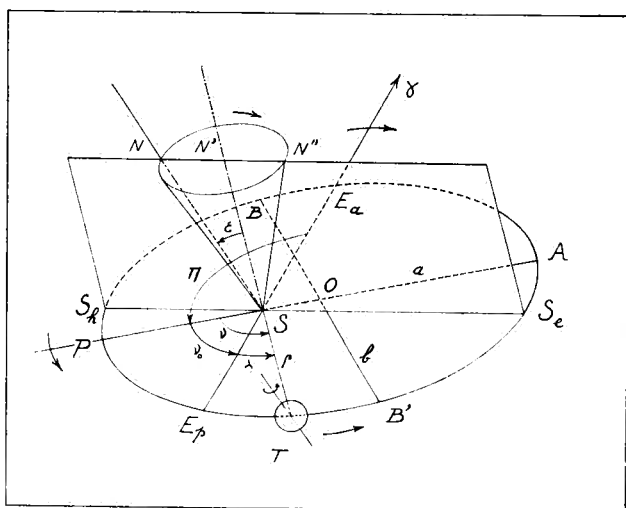


FIG. 1. — Principaux éléments de l'orbite terrestre intervenant dans la théorie astronomique des climats quaternaires (D'après MILANKOVITCH, 1930, fig. 9).

L'ellipse PB'AB représente en perspective l'orbite décrite par la Terre T autour du Soleil S comme foyer dans le plan de l'écliptique. Cette ellipse de centre O a pour grand axe  $PA = 2a$  et pour petit axe  $BB' = 2b$ . P est le périhélie, A l'aphélie. L'excentricité  $e$  mesure le rapport  $SO/OA = \sqrt{a^2 - b^2}/a$ . Soit  $SN'$  la perpendiculaire à l'écliptique et  $SN$  la parallèle à l'axe de rotation terrestre à une époque donnée, menée dans l'hémisphère céleste nord. L'angle  $N'SN$  mesure l'inclinaison de l'axe terrestre ou l'obliquité  $\epsilon$  de l'écliptique. Le plan  $NSN'$  perpendiculaire à l'écliptique coupe celui-ci selon la droite  $S_h S_e$ , ligne des solstices;  $S_h$  est le solstice d'hiver,  $S_e$  le solstice d'été. La perpendiculaire menée par S à cette droite est la ligne des équinoxes  $E_p E_a$ . Le point  $E_p$  est l'équinoxe de printemps,  $E_a$  l'équinoxe d'automne. Le point de percée de la droite  $SE_a$  avec la sphère céleste, projection du centre du Soleil sur celle-ci au moment où la Terre passe à l'équinoxe de printemps est le point vernal  $\gamma$  correspondant à l'époque considérée. Le point  $\gamma$  se déplace d'un mouvement rétrograde à la vitesse de  $50''$  d'arc par an. Il en résulte que le plan  $S_h N'S_e$  tourne d'un mouvement rétrograde autour de  $SN'$  et qu'en conséquence l'axe terrestre  $SN$  décrit un cône complet d'ouverture  $2\epsilon$  en 26 000 ans. Le grand axe  $PA$  de l'orbite se déplace également, mais dans le sens direct. L'angle  $E_a S P$  s'appelle la *position* ou la *longitude  $\Pi$  du périhélie* par rapport au point vernal correspondant. Cet angle  $\Pi$  varie de 0 à  $360^\circ$  avec une période moyenne de 20 600 ans. Celle-ci résulte de la combinaison entre le lent mouvement de rotation dans le sens direct que la ligne des apsides  $PA$  effectue avec une période fort irrégulière de 96 600 ans en moyenne et le mouvement rétrograde que le point  $\gamma$  subit avec sa période de 26 000 ans (précession des équinoxes). Par unité de temps, l'arc  $\Delta\Pi$  décrit est ainsi la somme des arcs parcourus en sens inverse par le point  $\gamma$  et par le périhélie P. En désignant par  $T_\pi$ ,  $T_\gamma$  et  $T_P$  les périodes respectives de ces mouvements, on obtient  $1/T_\pi = 1/T_\gamma + 1/T_P$ , d'où  $T_\pi$  en fonction de  $T_\gamma$  et de  $T_P$ .

$$\rho = \frac{1}{1 - e \cos (\Pi - \lambda)} \quad (9)$$

Finalement, l'expression de la quantité  $1/\rho^2$  intervenant dans la relation (4) peut s'écrire,

$$\frac{1}{\rho^2} = [1 - e \cos(\Pi - \lambda)]^2 \simeq 1 - 2e \cos(\Pi - \lambda) \quad (10)$$

Le coefficient  $1/\rho^2$ , facteur de distance de la relation (4), traduit la loi bien connue selon laquelle l'intensité d'un rayonnement est inversement proportionnelle au carré de la distance de la source. C'est par cette seule quantité, exprimable sous la forme approchée (10), que l'insolation journalière dépend des éléments  $e$  et  $\Pi$ .

En partant de la relation générale (4) dans laquelle  $1/\rho^2$  est remplacé par sa valeur (10), il est maintenant aisé d'écrire les expressions respectives  $J_p$ ,  $J_e$ ,  $J_a$  et  $J_h$  de l'insolation journalière reçue par une latitude  $\varphi$  le jour de l'équinoxe de printemps (21 mars,  $\lambda = 0$ ), le jour du solstice d'été (22 juin,  $\lambda = 90^\circ$ ), le jour de l'équinoxe d'automne (23 septembre,  $\lambda = 180^\circ$ ) et le jour du solstice d'hiver (22 décembre,  $\lambda = 270^\circ$ ). Remarquons d'abord que le coefficient  $\theta I_0/\pi$  vaut, en adoptant pour la constante solaire sa valeur moderne  $I_0 = 2 \text{ cal/cm}^2 \text{ minute}$  et  $\theta$  valant  $24 \times 60 = 1440$  minutes :

$$\frac{\theta}{\pi} I_0 = \frac{1440}{3,1416} \times 2 = 916,7 \text{ cal/cm}^2. \quad (11)$$

En remplaçant ensuite  $\lambda$  par les valeurs successives  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  et  $270^\circ$  dans (4), on obtient les expressions ci-après où les insolation journalières sont mesurées en  $\text{cal/cm}^2$ ,

$$\left\{ \begin{array}{l} J_p = 916,7(1 - 2e \cos \Pi) \cos \varphi \\ J_e = 916,7(1 - 2e \sin \Pi) F_e \\ J_a = 916,7(1 + 2e \cos \Pi) \cos \varphi \\ J_h = 916,7(1 + 2e \sin \Pi) F_h \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (12a) \\ (12b) \\ (12c) \\ (12d) \end{array}$$

L'intervention du facteur  $\cos \varphi$  dans  $J_p$  et  $J_a$  résulte de ce que (M. 1941, p. 314),

$$b_0 - b_1 + b_2 - b_3 + \dots = \cos \varphi \quad (13)$$

Nous introduisons les quantités  $F_e$  et  $F_h$  dans les équations respectives (12b) et (12c) en posant,

$$\left\{ \begin{array}{l} F_e = \Sigma b + \frac{\pi}{2} \sin \epsilon \sin \varphi \\ F_h = \Sigma b - \frac{\pi}{2} \sin \epsilon \sin \varphi \end{array} \right. \quad (14)$$

$$(15)$$

Les coefficients  $b$  dépendant de  $\varphi$  et de  $\epsilon$ , les quantités  $F$  sont des fonctions  $F_e(\varphi, \epsilon)$  et  $F_h(\varphi, \epsilon)$ . Pour une latitude donnée, elles varient donc séculairement avec l'obliquité  $\epsilon$  comme c'est aussi le cas pour les coefficients  $b$ .

## 2. VALEURS CARACTÉRISTIQUES DE $\Pi$ ET EXPRESSIONS CORRESPONDANTES DE L'INSOLATION JOURNALIÈRE AUX SOLSTICES ET AUX ÉQUINOXES.

Au cours de l'évolution quaternaire des climats d'insolation de la Terre, les situations climatiques les plus remarquables correspondent aux passages de la position du périhélie  $\Pi$  par ses quatre valeurs caractéristiques :  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  et  $270^\circ$ .

Il convient donc d'analyser les expressions particulières (12) qui résultent de ces valeurs caractéristiques. Le facteur de distance  $(1 - 2e \cos \Pi) \dots (1 + 2e \sin \Pi)$  des formules (12) prend selon les cas les valeurs caractéristiques 1,  $1 - 2e$ ,  $1 + 2e$  pour les valeurs  $\Pi = 0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  et  $270^\circ$ . Les valeurs extrêmes  $1 - 2e$  et  $1 + 2e$  de  $1/\rho^2$  correspondent au passage des solstices ou des équinoxes par le périhélie P et par l'aphélie A, tandis que la valeur approchée  $1/\rho^2 = 1$  est relative à leur passage par les positions symétriques que définit l'intersection avec l'orbite de la perpendiculaire par S à AP (*Fig. 1*).

a)  $\Pi = 0$ . Le périhélie passe alors à l'équinoxe d'automne, comme le montre la *fig. 1*. Les expressions (12) donnent,

$$\left\{ \begin{array}{l} J_p = 916,7 (1 - 2e) \cos \varphi \\ J_e = 916,7 F_e \\ J_a = 916,7 (1 + 2e) \cos \varphi \\ J_h = 916,7 F_h \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (16a) \\ (16b) \\ (16c) \\ (16d) \end{array}$$

Le facteur de distance reçoit sa plus faible valeur  $1 - 2e$  dans l'expression de  $J_p$  qui devient minimée. Par contre,  $J_a$  prend sa valeur maximale. La différence  $J_e - J_h$  vaut  $916,7 \times \pi \sin \epsilon \sin \varphi$ . Cette différence s'annule à l'équateur où  $J_e = J_h$ . L'écart maximé  $J_a - J_p$  atteint  $916,7 \times 4e \cos \varphi$ . Il est le plus élevé à l'Équateur où il vaut  $916,7 \times 4e$ . Comme au cours des variations quaternaires l'excentricité  $e$  a atteint 0,053, l'écart entre les insolutions journalières d'équinoxes a pu prendre comme valeur maximale  $194 \text{ cal/cm}^2$ . Ce résultat laisse pressentir l'importance des variations séculaires du régime de l'insolation journalière en zone tropicale car à l'époque actuelle cet écart vaut seulement  $-11 \text{ cal/cm}^2$ .

b)  $\Pi = 180^\circ$ . Le périhélie passe à l'équinoxe de printemps (*Fig. 1*). Les expressions (12) deviennent

$$\left\{ \begin{array}{l} J_p = 916,7 (1 + 2e) \cos \varphi \\ J_e = 916,7 F_e \end{array} \right. \quad (17a) \quad (17b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} J_a = 916,7 (1 - 2e) \cos \varphi \\ J_h = 916,7 F_h \end{array} \right. \quad (17c) \quad (17d)$$

Les valeurs de  $J_p$  et de  $J_a$  s'obtiennent en permutant celles obtenues pour  $J_a$  et  $J_p$  quand  $\Pi = 0$ . Les quantités  $J_e$  et  $J_h$  restent inchangées en supposant que  $\epsilon$  ait la même valeur aux époques comparées  $\Pi = 0^\circ$  et  $\Pi = 180^\circ$ .

c)  $\Pi = 90^\circ$ . Le périhélie passe au solstice d'hiver (*Fig. 1*). Ce cas caractéristique est assez voisin de celui propre à l'époque actuelle puisque  $\Pi$ , passé par  $90^\circ$  vers l'an 1250 PC, vaut maintenant (1950 PC)  $102^\circ$ . Les formules (12) donnent,

$$\left\{ \begin{array}{l} J_p = 916,7 \cos \varphi \\ J_e = 916,7 (1 - 2e) F_e \end{array} \right. \quad (18a) \quad (18b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} J_a = 916,7 \cos \varphi \\ J_h = 916,7 (1 + 2e) F_h \end{array} \right. \quad (18c) \quad (18d)$$

On voit que les valeurs d'équinoxes  $J_p$  et  $J_a$  deviennent égales, résultat évident pour raison de symétrie (*Fig. 1*). A l'Équateur, l'insolation journalière d'équinoxe vaut  $917 \text{ cal/cm}^2$ ; les valeurs

prises par le facteur de distance réalisent un minimum pour  $J_e$  et un maximum pour  $J_h$ . Compte tenu de (14) et (15), l'écart  $J_e - J_h$  vaut,

$$J_e - J_h = 916,7(\pi \sin \epsilon \sin \varphi - 4e\Sigma b). \quad (19)$$

La quantité  $\Sigma b$  étant positive (cf. tableau II), cet écart prend sa valeur minimale aux latitudes nord tandis que l'écart opposé  $J_h - J_e$  devient au contraire maximum aux latitudes sud.

A l'Équateur, la relation précédente donne

$$J_e - J_h = -916,7 \times 4e\Sigma b. \quad (20)$$

De nos jours ( $\epsilon_0 = 23^\circ 27'$ ), la quantité  $\Sigma b$  prend à l'Équateur la valeur  $+0,9174$ . Aux époques  $\Pi = 90^\circ$  et  $\epsilon = \epsilon_0$ , l'écart  $J_e - J_h$  y devient  $-841 \times 4e$ . Cet écart a pu atteindre  $-180 \text{ cal/cm}^2$  au cours du Quaternaire quand l'excentricité  $e$  valait  $0,05$ . A l'époque actuelle, il atteint seulement  $-55 \text{ cal/cm}^2$ .

d)  $\Pi = 270^\circ$ . Le périhélie passe au solstice d'été (*Fig. 1*). Les formules (12) s'écrivent,

$$\begin{cases} J_p = 916,7 \cos \varphi & (21a) \\ J_e = 916,7 (1 + 2e)F_e & (21b) \\ J_a = 916,7 \cos \varphi & (21c) \\ J_h = 916,7 (1 - 2e)F_h. & (21d) \end{cases}$$

L'insolation  $J_e$  est maintenant maximée, tandis que  $J_h$  est minimée. L'écart

$$J_e - J_h = 916,7(\pi \sin \epsilon \sin \varphi + 4e\Sigma b) \quad (22)$$

prend sa valeur maximale aux latitudes nord, tandis que l'écart opposé  $J_h - J_e$  est minimé aux latitudes sud. Pour raison évidente de symétrie, les valeurs  $J_p$  et  $J_a$  restent égales à celles prises pour  $\Pi = 90^\circ$ .

Ce cas particulier où le solstice d'été coïncide avec le périhélie réalise la différence la plus extrême entre la distribution de l'insolation d'une époque quaternaire à excentricité élevée et la distribution actuelle du fait que, de nos jours, la position du périhélie



est voisine de la valeur  $\Pi = 90^\circ$  du cas opposé. Dans l'étude qui sera faite plus loin des situations climatiques résultant de distributions extrêmes de l'insolation, nous commenterons tout spécialement ce cas  $\Pi = 270^\circ$  à titre exemplatif. Montrons déjà sur un exemple numérique combien l'insolation journalière du solstice d'été d'une latitude nord peut être rehaussée par rapport à sa valeur actuelle, dans un cas  $\Pi = 270^\circ$ , lorsque l'excentricité  $e$  est forte. Admettons que  $e = 0,050$ ,  $\Pi = 270^\circ$  et  $\epsilon = \epsilon_0$ . Pour la latitude  $20^\circ\text{N}$  et lorsque  $\epsilon = \epsilon_0$ , la quantité  $F_e$  vaut  $F_{e,0} = +1,0867$  (Tableau II). La relation (21b) donne ainsi  $J_e = 916,7 (1 + 0,10) 1,0867 = 1096 \text{ cal/cm}^2$ . L'écart par rapport à l'époque actuelle ou  $J_{e,0}$  vaut à cette latitude  $964 \text{ cal/cm}^2$  est donc de  $13,7\%$ .

### 3. EXPRESSIONS GÉNÉRALES DES VARIATIONS SÉCULAIRES DE L'INSOLATION JOURNALIÈRE AUX SOLSTICES ET AUX ÉQUINOXES.

Les formules (16), (17), (18) et (21) permettent de calculer directement les valeurs  $J_p$ ,  $J_e$ ,  $J_a$  et  $J_h$  aux époques quaternaires les plus caractéristiques du régime annuel de l'insolation ( $\Pi = 0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  et  $270^\circ$ ) et pour les valeurs de  $e$  et de  $\epsilon$  réalisées à ces époques. Ce calcul direct nécessite la détermination des quantités  $F_e(\varphi, \epsilon)$  et  $F_h(\varphi, \epsilon)$  données par les relations (14) et (15). Or, il serait fastidieux de devoir recalculer directement, par les séries en  $\varphi$  et en  $\epsilon$  qui les développent, les quantités  $b$  qui interviennent dans ces expressions et cela pour chaque valeur considérée de  $\epsilon$ . Du fait que les variations séculaires  $\Delta\epsilon$  restent faibles, il s'avère beaucoup plus pratique d'exprimer  $F_e$  ou  $F_h$  par la forme différentielle (29) à partir des valeurs actuelles  $F_{e,0}$  et  $F_{h,0}$  correspondant à  $\epsilon = \epsilon_0$  et de rechercher les expressions approchées (36) et (38) des accroissements  $\Delta F_e$  et  $\Delta F_h$  en fonction de  $\Delta\epsilon$ . C'est pourquoi le calcul direct des quantités  $J$  n'est pas avantageux, l'application de l'expression différentielle

$$J = J_0 + \Delta J \quad (23)$$

s'avérant également plus commode. Dans cette expression,  $J_0$  désigne l'insolation journalière à l'époque actuelle choisie comme origine.

Recherchons les expressions des  $\Delta J$  aux époques de solstices et d'équinoxes en fonction des variations des éléments  $\epsilon$ ,  $\pi$  et  $e$ . Posons d'abord avec MILANKOVITCH

$$\begin{cases} \Delta(e \cos \Pi) = e \cos \Pi - e_0 \cos \Pi_0 & (24a) \\ \Delta(e \sin \Pi) = e \sin \Pi - e_0 \sin \Pi_0 & (24b) \\ \Delta \epsilon \text{ (en degrés)} = \epsilon - \epsilon_0. & (24c) \end{cases}$$

Calculons d'abord la variation de l'insolation journalière pour l'équinoxe de printemps,

$$\Delta J_p = J_p - J_{p,0} \quad (25)$$

En utilisant la première relation (12), on obtient :

$$\Delta J_p = 916,7 \cos \varphi [(1 - 2e \cos \Pi) - (1 - 2e_0 \cos \Pi_0)] \quad (26)$$

D'où l'expression cherchée,

$$\Delta J_p = -1833 \cos \varphi \Delta(e \cos \Pi) \quad (27)$$

Le calcul de  $\Delta J_a$  est tout aussi simple et conduit à traduire cette quantité par le second membre de (27) pris avec le signe +.

La détermination de  $\Delta J_e$  et de  $\Delta J_h$  nécessite des calculs plus compliqués. La relation (12b) permet d'écrire,

$$\frac{1}{916,7} \Delta J_e = (F_e - F_{e,0}) - 2(e \sin \Pi \cdot F_e - e_0 \sin \Pi_0 \cdot F_{e,0}). \quad (28)$$

Remplaçons dans cette relation  $e \sin \Pi$  par son expression tirée de (24b) et posons,

$$F_e = F_{e,0} + \Delta F_e \quad (29)$$

$F_{e,0}$  désignant la valeur de la fonction  $F_e$  à l'époque actuelle pour  $\epsilon = \epsilon_0$ . La relation (28) s'écrit alors après développement et simplification,

$$\begin{aligned} \frac{1}{916,7} \Delta J_e &= (1 - 2e_0 \sin \Pi_0) \Delta F_e - 2F_{e,0} \Delta(e \sin \Pi) \\ &\quad - 2\Delta(e \sin \Pi) \Delta F_e. \end{aligned} \quad (30)$$

La quantité  $e_0 \sin \Pi_0$  vaut 0,0166. En outre, d'après la relation (36) que nous allons établir,  $\Delta F_e$  est au maximum de l'ordre de 0,01. De même,  $\Delta(e \sin \Pi)$  a aussi pour ordre de grandeur 0,01. D'autre part, le *tableau II* montre que  $F_{e,0}$  est de l'ordre de

Tableau II. — Valeurs des quantités, bases du calcul des insolutions J  
et des variations  $\Delta J$  pour diverses latitudes.

Lat.	$\Sigma_0(b)$ (1)	$\Sigma(\Delta b)$ (2)	$\frac{\pi^2}{360} \cos \epsilon_0$ $\times \sin \varphi$ (3)	$\frac{\partial F_{x0}}{\partial \epsilon}$ (4) = (2) + (3)	$\frac{\partial F_{h0}}{\partial \epsilon}$ (5) = (2) - (3)	$\frac{\pi}{2} \sin \epsilon_0$ $\times \sin \varphi$ (6)	$F_{x0}$ (7) = (1) + (6)	$F_{h0}$ (8) = (1) - (6)	$\cos \varphi$ (9)
+ 60°	+ 0,5958	+ 0,00948	+ 0,02178	+ 0,03126	- 0,01230	+ 0,5417	+ 1,1375	+ 0,0541	+ 0,5000
+ 50°	+ 0,6705	+ 0,00287	+ 0,01926	+ 0,02213	- 0,01639	+ 0,4792	+ 1,1497	+ 0,1913	+ 0,6428
+ 40°	+ 0,7498	- 0,00111	+ 0,01616	+ 0,01505	- 0,01727	+ 0,4021	+ 1,1519	+ 0,3477	+ 0,7660
+ 30°	+ 0,8196	- 0,00382	+ 0,01257	+ 0,00875	- 0,01639	+ 0,3128	+ 1,1324	+ 0,5068	+ 0,8660
+ 20°	+ 0,8728	- 0,00557	+ 0,00860	+ 0,00303	- 0,01417	+ 0,2139	+ 1,0867	+ 0,6589	+ 0,9397
+ 10°	+ 0,9061	- 0,00660	+ 0,00437	- 0,00223	- 0,01097	+ 0,1086	+ 1,0147	+ 0,7975	+ 0,9848
0°	+ 0,9174	- 0,00692	0,00000	- 0,00692	- 0,00692	0,0000	+ 0,9174	+ 0,9174	+ 1,0000
- 10°	+ 0,9061	- 0,00660	- 0,00437	- 0,01097	- 0,00223	- 0,1086	+ 0,7975	+ 1,0147	+ 0,9848
- 20°	+ 0,8728	- 0,00557	- 0,00860	- 0,01417	+ 0,00303	- 0,2139	+ 0,6589	+ 1,0867	+ 0,9397
- 30°	+ 0,8196	- 0,00382	- 0,01257	- 0,01639	+ 0,00875	- 0,3128	+ 0,5068	+ 1,1324	+ 0,8660
- 40°	+ 0,7498	- 0,00111	- 0,01616	- 0,01727	+ 0,01505	- 0,4021	+ 0,3477	+ 1,1519	+ 0,7660
- 50°	+ 0,6705	+ 0,00287	- 0,01926	- 0,01639	+ 0,02213	- 0,4792	+ 0,1913	+ 1,1497	+ 0,6428
- 60°	+ 0,5958	+ 0,00948	- 0,02178	- 0,01230	+ 0,03126	- 0,5417	+ 0,0541	+ 1,1375	+ 0,5000

l'unité. Il en résulte que les termes  $2e_0 \sin II_0 \Delta F_e$  et  $2\Delta(e \sin II) \Delta F_e$  sont d'un ordre de grandeur 100 fois plus faible que le terme principal en  $\Delta(e \sin II)$  et sont donc négligeables. On obtient ainsi,

$$\Delta J_e = -1833 F_{e,0} \Delta(e \sin II) + 916,7 \Delta F_e. \quad (31)$$

Il reste à calculer l'accroissement  $\Delta F_e$  en fonction de l'accroissement  $\Delta \epsilon = \epsilon - \epsilon_0$ . La relation (29) donne, compte tenu de (14),

$$\Delta F_e = \Sigma b - \Sigma_0 b + \frac{\pi}{2} \sin \varphi (\sin \epsilon - \sin \epsilon_0). \quad (32)$$

La quantité en  $b$  de cette relation vaut

$$\Sigma b - \Sigma_0 b = \Delta \epsilon \Sigma(\Delta b) \quad (33)$$

les quantités  $\Delta b$  étant les accroissements des quantités  $b$  lorsque  $\epsilon$  augmente de  $1^\circ$ . Ces accroissements ont été calculés numériquement par MILANKOVITCH (1930, tableau 5). D'autre part, on peut écrire

$$\sin \epsilon - \sin \epsilon_0 = \cos \epsilon_0 d\epsilon. \quad (34)$$

Or, les accroissements  $d\epsilon$  et  $\Delta \epsilon$  sont liés par la relation,

$$\frac{d\epsilon \text{ (radians)}}{\Delta \epsilon \text{ (degrés)}} = \frac{\pi}{180} \quad (35)$$

En tenant compte des relations (33), (34) et (35), l'équation (32) donne,

$$\Delta F_e = [\Sigma(\Delta b) + \frac{360}{\pi^2} \cos \epsilon_0 \sin \varphi] \Delta \epsilon \quad (36)$$

Si nous raisonnons de même pour  $\Delta J_h$  à partir de (25), nous trouvons après des calculs analogues, la relation ci-après, homologue de la relation (31),

$$\Delta J_h = +1833 F_{h,0} \Delta(e \sin II) + 916,7 \Delta F_h \quad (37)$$

l'accroissement  $\Delta F_h$  s'exprimant comme suit,

$$\Delta F_h = [\Sigma(\Delta b) - \frac{\pi^2}{360} \cos \epsilon_0 \sin \varphi] \Delta \epsilon \quad (38)$$

Les expressions cherchées des variations séculaires  $\Delta J$  peuvent donc s'écrire finalement

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta J_p = -1833 \cos \varphi \Delta(e \cos \Pi) \\ \Delta J_e = -1833 F_{e,0} \Delta(e \sin \Pi) + 917 \frac{\partial F_{e,0}}{\partial \epsilon} \Delta \epsilon \\ \Delta J_a = +1833 \cos \varphi \Delta(e \cos \Pi) \\ \Delta J_h = +1833 F_{h,0} \Delta(e \sin \Pi) + 917 \frac{\partial F_{h,0}}{\partial \epsilon} \Delta \epsilon \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (39a) \\ (39b) \\ (39c) \\ (39d) \end{array}$$

en posant,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial F_{e,0}}{\partial \epsilon} = \Sigma(\Delta b) + \frac{\pi^2}{360} \cos \epsilon_0 \sin \varphi \\ \frac{\partial F_{h,0}}{\partial \epsilon} = \Sigma(\Delta b) - \frac{\pi^2}{360} \cos \epsilon_0 \sin \varphi \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (40a) \\ (40b) \end{array}$$

Afin de mieux ordonner les calculs numériques, il s'avère commode d'introduire encore les coefficients définis ci-après :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_p = -1833 \cos \varphi \\ C_a = +1833 \cos \varphi \\ P_e = -1833 F_{e,0} \\ P_h = +1833 F_{h,0} \\ E_e = +917 \frac{\partial F_{e,0}}{\partial \epsilon} \\ E_h = +917 \frac{\partial F_{h,0}}{\partial \epsilon} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (41a) \\ (41b) \\ (41c) \\ (41d) \\ (41e) \\ (41f) \end{array}$$

Les équations (39) prennent alors la forme plus simple

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta J_p = C_p \Delta(e \cos \Pi) \\ \Delta J_e = P_e \Delta(e \sin \Pi) + E_e \Delta \epsilon \\ \Delta J_a = C_a \Delta(e \cos \Pi) \\ \Delta J_h = P_h \Delta(e \sin \Pi) + E_h \Delta \epsilon \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (42a) \\ (42b) \\ (42c) \\ (42d) \end{array}$$

Ces équations (42) fournissent les expressions générales cherchées des variations séculaires de l'insolation journalière aux jours de solstices et d'équinoxes, en fonction des variations séculaires des éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$ . Elles constituent la base de tous nos calculs ultérieurs et de notre théorie des pluviaux et interpluviaux qui en découle.

Le calcul pratique des  $\Delta J$  aux diverses époques considérées

nécessite encore l'élaboration d'une table des variations, dans l'échelle du temps, des quantités  $\Delta\epsilon$ ,  $\Delta(e \cos II)$  et  $\Delta(e \sin II)$ . De telles tables ont été fournies par MILANKOVITCH dans ses ouvrages sur la base des meilleures variations séculaires de  $\epsilon$ ,  $\pi$  et  $e$  connues et pour l'époque-origine  $t_0 = 1800$  PC que nous adopterons.

Tableau III. — Valeurs des coefficients des équations (42) pour les diverses latitudes.

Lat.	$C_p$	$P_e$	$E_e$	$C_a$	$P_h$	$E_h$
+ 90°	0	— 2294	+ 46,1	0	—	—
+ 80°	— 318	— 2258	+ 45,4	+ 318	—	—
+ 70°	— 627	— 2156	+ 43,4	+ 627	—	—
+ 60°	— 917	— 2086	+ 28,7	+ 917	+ 99	— 11,3
+ 50°	— 1179	— 2108	+ 20,3	+ 1179	+ 351	— 15,0
+ 40°	— 1404	— 2112	+ 13,8	+ 1404	+ 637	— 15,8
+ 30°	— 1588	— 2076	+ 8,0	+ 1588	+ 929	— 15,0
+ 20°	— 1723	— 1992	+ 2,8	+ 1723	+ 1208	— 13,0
+ 10°	— 1806	— 1860	— 2,0	+ 1806	+ 1462	— 10,1
0°	— 1833	— 1682	— 6,3	+ 1833	+ 1682	— 6,3
— 10°	— 1806	— 1462	— 10,1	+ 1806	+ 1860	— 2,0
— 20°	— 1723	— 1208	— 13,0	+ 1723	+ 1992	+ 2,8
— 30°	— 1588	— 929	— 15,0	+ 1588	+ 2076	+ 8,0
— 40°	— 1404	— 637	— 15,8	+ 1404	+ 2112	+ 13,8
— 50°	— 1179	— 351	— 15,0	+ 1179	+ 2108	+ 20,3
— 60°	— 917	— 99	— 11,3	+ 917	+ 2086	+ 28,7
— 70°	— 627	—	—	+ 627	+ 2156	+ 43,4
— 80°	— 318	—	—	+ 318	+ 2258	+ 45,4
— 90°	0	—	—	0	+ 2294	+ 46,1

Il convient maintenant de rechercher pour les diverses latitudes la valeur numérique des coefficients C, P et E qui interviennent dans les équations (42). A cette fin, nous avons calculé d'abord les diverses quantités de base données au *Tableau II* (p. 20) et qui sont nécessaires pour le calcul des coefficients C, P et E. Nous y avons ajouté les quantités intervenant dans le calcul direct des insolationes J par les relations (12). Les résultats sont fournis pour les latitudes + 60° à — 60°. Les quantités  $\Sigma_0 b$  découlent, par sommation des valeurs  $b_0(\epsilon, \varphi)$ ,  $b_1(\epsilon, \varphi)$  ... calculées par MILANKOVITCH (1930, *Tableau*, 2, p. A27) pour l'époque actuelle, en adoptant pour  $\epsilon$  la valeur  $\epsilon_0 = 23^\circ 27' 30''$ . On notera que les quantités  $\Sigma_0 b$  et  $\Sigma(\Delta b)$  restent égales pour des latitudes opposées. Cela résulte du fait que les séries qui expriment les coefficients  $b$  ne dépendent de  $\varphi$  que par des termes en  $\cos \varphi$  et

en  $\text{tg}^2 \varphi$ . On observera aussi que la valeur  $\frac{\partial F_{e',0}}{\partial \epsilon}$  d'une latitude est égale à celle  $\frac{\partial F_{h,0}}{\partial \epsilon}$  de la latitude opposée. De même, la valeur de  $F_e$  vaut celle de  $F_h$  à la latitude opposée. Ces quantités prennent leur valeur maximale respectivement vers  $+45^\circ$  et  $-45^\circ$ .

Le *Tableau III* fournit les valeurs numériques des coefficients  $C$ ,  $P$  et  $E$  de  $+90^\circ$  à  $-90^\circ$ . Les valeurs  $C_p$  et  $C_a$  d'une même latitude sont opposées (relation 41b). La valeur de  $P_e$  pour une latitude est égale à la valeur  $-P_h$  de la latitude opposée. On remarquera que le tableau III considère également les latitudes de  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  et  $90^\circ$ . A ces latitudes extrêmes, les expressions (12a) et (12c) des insolation d'équinoxe tendent vers leur limite de validité atteinte au pôle. Rappelons en effet que la relation (4) d'où découlent ces expressions est soumise à la restriction d'application qu'il y ait un lever et un coucher du Soleil à la latitude considérée. Les expressions (39a) et (39c) des variations séculaires  $\Delta J_p$  et  $\Delta J_a$  restent donc valables. Par contre, au solstice d'été et à ces latitudes, la relation (4) n'est plus applicable car il n'y a plus alors de lever ni de coucher du Soleil. Il en est de même pour l'équation (39b) qui en découle. L'expression générale de l'insolation journalière à substituer alors à la relation (4) est la suivante (M. 1930, p. A 18) :

$$J = \theta I_0 \frac{1}{\rho^2} \sin \varphi \sin \epsilon \sin \lambda \quad (43)$$

Au solstice d'été,  $\lambda = 90^\circ$  et  $1/\rho^2$  vaut  $1 - 2e \sin II$ . Comme  $\theta I_0 = 1440 \times 2 = 2880$  cal/cm<sup>2</sup>, on obtient,

$$J_e = 2880(1 - 2e \sin II) \sin \varphi \sin \epsilon \quad (44)$$

La variation séculaire  $\Delta J_e$  calculée à partir de (23) et de (44) s'écrit, sous une forme analogue à (42b),

$$\Delta J_e = P_e \Delta(e \sin II) + E_e \Delta \epsilon, \quad (45)$$

mais en posant

$$\left\{ \begin{array}{l} P_e = -5760 \sin \epsilon_0 \sin \varphi \\ E_e = +50,3 \cos \epsilon_0 \sin \varphi \end{array} \right. \quad (46)$$

$$\quad (47)$$

Comme on a, en adoptant la valeur  $\epsilon_0 = 23^\circ 27' 30''$ ,

$$\sin \epsilon_0 = 0,3981 \quad (48)$$

$$\cos \epsilon_0 = 0,9174 \quad (49)$$

les relations précédentes s'écrivent,

$$\begin{cases} P_e = -2294 \sin \varphi & (50) \\ E_e = +46,1 \sin \varphi & (51) \end{cases}$$

En faisant  $\varphi = 90^\circ$ ,  $80^\circ$  et  $70^\circ$  dans ces deux dernières relations, on obtient les valeurs numériques de  $P_e$  et de  $E_e$  qui complètent le *Tableau III*. Ce dernier montre que la variation de  $P_e$  du pôle nord au pôle sud présente un maximum vers  $60^\circ$  (à  $61^\circ 52'$  exactement) et un minimum vers  $45^\circ$  (à  $43^\circ 34'$  exactement). Pour les latitudes sud  $-70^\circ$ ,  $-80^\circ$  et  $-90^\circ$ , le calcul de  $P_e$  ou de  $E_e$  n'a plus de sens puisque ces latitudes sont plongées dans la nuit polaire au jour du solstice d'été et que leur insolation  $J_e$  est alors nulle.

Au solstice d'hiver ( $\lambda = 270^\circ$ ), la relation (43) donne pour les latitudes antarctiques où il n'y a plus de lever ni de coucher du Soleil,

$$J_h = -2880(1 + 2e \sin II) \sin \varphi \sin \epsilon. \quad (52)$$

La variation séculaire  $\Delta J_h$  peut encore s'écrire sous la forme analogue à (42d),

$$\Delta J_h = P_h \Delta(e \sin II) + E_h \Delta \epsilon \quad (53)$$

en posant,

$$\begin{cases} P_h = -5760 \sin \epsilon_0 \sin \varphi = -2294 \sin \varphi & (54) \\ E_h = -50,3 \cos \epsilon_0 \sin \varphi = -46,1 \sin \varphi. & (55) \end{cases}$$

Les équations (42) dont les coefficients sont maintenant connus pour toutes les latitudes de  $10^\circ$  en  $10^\circ$  permettent une détermination aisée des insolation journalières de solstices ou d'équinoxes qui correspondent à un système  $\epsilon$ ,  $II$  et  $e$  d'une époque quaternaire quelconque. On calcule d'abord les quantités  $\Delta(e \cos II)$ ,  $\Delta(e \sin II)$  et  $\Delta \epsilon$  qui interviennent dans les équations (42) par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \Delta(e \cos II) = e \cos II + 0,0028 & (56a) \\ \Delta(e \sin II) = e \sin II - 0,0166 & (56b) \\ \Delta \epsilon = \epsilon - 23^\circ,47. & (56c) \end{cases}$$



Ces équations résultent des relations respectives (24) dans lesquelles les quantités relatives à l'époque-origine (1800) ont été calculées en utilisant les valeurs  $\epsilon_0$ ,  $\Pi_0$  et  $e_0$  du *Tableau I*. On détermine ensuite les variations  $\Delta J$  par les équations (42). Enfin, on obtient les insolation cherchées en appliquant la relation  $J = J_0 + \Delta J$ .

Il importe de vérifier sur un exemple nos équations fondamentales (42) et nos valeurs calculées des coefficients. Choisissons l'époque  $-599.400$  ans dont les caractéristiques astronomiques sont fournies au *Tableau IV* (p. 39) et pour laquelle  $\Pi = 270^\circ$ . Le calcul direct des valeurs  $J_p$ ,  $J_e$ ,  $J_a$  et  $J_h$  par les expressions (21) et pour  $\varphi = +30^\circ$  donne :  $J_p = 794$ ,  $J_0 = 1130$ ,  $J_a = 794$  et  $J_h = 434$  cal/cm<sup>2</sup>. Le calcul par variation, à partir des équations (42) et de  $J = J_0 + \Delta J$ , fournit :  $J_p = 799 - 4 = 795$ ,  $J_e = 1005 + 128 = 1133$ ,  $J_a = 789 + 4 = 793$  et  $J_h = 480 - 44 = 436$  cal/cm<sup>2</sup>. L'accord entre les deux méthodes s'avère ainsi largement satisfaisant.

#### 4. VARIATIONS SÉCULAIRES D'AUTRES CARACTÉRISTIQUES DÉFINISSANT LE RÉGIME D'INSOLATION.

La connaissance des insolation journalières aux solstices et aux équinoxes, si elle est la plus fondamentale pour définir le régime d'insolation d'une latitude, n'est pas suffisante pour préciser l'allure exacte de ce dernier. Au second titre d'importance, les caractéristiques suivantes du régime sont à considérer : la position sur l'axe du temps des solstices et des équinoxes et la position en ordonnées (insolation) de la moyenne annuelle  $\bar{J}$  de l'insolation journalière.

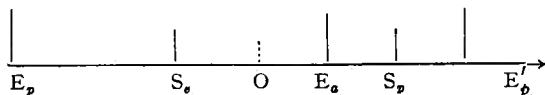


FIG. 2. — Position des équinoxes et des solstices dans l'année ( $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ ).

1. L'écart  $\Theta_e - \Theta_h$  entre la durée des semestres astronomiques d'été et d'hiver suffit à définir la position des équinoxes dans le cours de l'année. Considérons en effet l'intervalle  $E_p E'_p$  (Fig. 2) compris entre un équinoxe et le même équinoxe de l'année suivante.

Cet intervalle a pour longueur  $\Theta$ , période de l'année dont la variation séculaire est nulle d'après les lois de la mécanique céleste. En portant la moitié de l'écart  $\Theta_e - \Theta_h$  à gauche ou à droite du milieu 0 de  $E_p E'_p$  selon que cet écart est négatif ou positif, on définit la position de l'autre équinoxe  $E_a$ . Les durées des semestres astronomiques sont données en effet par les relations (M. 1930, p. A36),

$$\left\{ \begin{array}{l} \Theta_e = \frac{\Theta}{2} + \frac{2\Theta}{\pi} e \sin \Pi \\ \Theta_h = \frac{\Theta}{2} - \frac{2\Theta}{\pi} e \sin \Pi \end{array} \right. \quad (57a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Theta_e = \frac{\Theta}{2} + \frac{2\Theta}{\pi} e \sin \Pi \\ \Theta_h = \frac{\Theta}{2} - \frac{2\Theta}{\pi} e \sin \Pi \end{array} \right. \quad (57b)$$

D'où,

$$\Theta_e - \Theta_h = \frac{4\Theta}{\pi} e \sin \Pi \quad (58a)$$

Comme  $\Theta = 365,24$  jours, il vient :

$$\Theta_e - \Theta_h = 465 e \sin \Pi. \quad (58b)$$

Il résulte des équations (57) et (58) que les variations séculaires des durées  $\Theta_e$  et  $\Theta_h$  et la variation séculaire de l'écart  $\Theta_e - \Theta_h$  sont données par les relations

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \Theta_e = + 232,5 \Delta(e \sin \Pi) \\ \Delta \Theta_h = - 232,5 \Delta(e \sin \Pi) \\ \Delta(\Theta_e - \Theta_h) = + 465 \Delta(e \sin \Pi) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (59a) \\ (59b) \\ (59c) \end{array}$$

La valeur actuelle de  $\Theta_e$  est de 186 jours 10 heures, celle de  $\Theta_h$  de 178 jours 20 heures. L'écart  $\Theta_e - \Theta_h$  vaut ainsi + 7 jours 14 heures soit 8 jours en chiffres ronds. A certaines époques quaternaires d'excentricité  $e$  supérieure à 0,05, lorsque  $\Pi$  passait par  $90^\circ$ , la quantité  $e \sin \Pi$  dépassait + 0,05. La relation (58b) montre que l'écart  $\Theta_e - \Theta_h$  s'élevait alors à plus de + 23 jours. La relation (56b) établit que dans ces conditions,  $\Delta(e \sin \Pi)$  était supérieur à + 0,0334 et qu'en conséquence (59c), la variation  $\Delta(\Theta_e - \Theta_h)$  dépassait 15,5 jours. Lorsque  $\Pi$  passait par la valeur opposée  $270^\circ$  toujours pour  $e > 0,05$ ,  $e \sin \Pi$  devenait inférieur à - 0,05 et l'écart  $\Theta_e - \Theta_h$  était inférieur à - 23 jours. Comme l'été est actuellement plus long que l'hiver de 8 jours, l'écart  $\Delta(\Theta_e - \Theta_h)$  restait alors inférieur à - 31 jours, résultat

que l'on obtient de suite en appliquant la relation (59c). Ainsi, à certaines époques quaternaires où  $\Pi = 270^\circ$  et d'excentricité élevée, la durée de l'été était raccourcie de plus de 15,5 jours et la durée de l'hiver était allongée d'autant.

Dans les cas où  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$  qui s'avéreront par la suite réaliser les distributions les plus remarquables des climats d'insolation à la surface du Globe, la symétrie des positions équinoxiales par rapport au grand axe de l'orbite terrestre, confondu ici avec la ligne des apsides, situe les solstices au milieu des intervalles  $E_x E_a$  et  $E_a E'_p$  (Fig. 2).

2. La moyenne annuelle de l'insolation journalière  $\bar{J}$  s'exprime comme suit pour toute latitude comprise entre les cercles polaires (M. 1930, p. A 34),

$$\bar{J} = \frac{\theta}{\pi} I_0 b_0 = 916,7 b_0, \quad (60)$$

$b_0$  étant le premier des coefficients  $b$ , fonctions de  $\varphi$  et de  $\epsilon$ . On peut donc écrire, en cal/cm<sup>2</sup>,

$$\Delta \bar{J} = 917 \Delta b_0 \Delta \epsilon, \quad (61)$$

$\Delta b_0$  étant la variation de  $b_0$  lorsque  $\epsilon$  augmente de  $1^\circ$ . Cette variation oscille entre  $-0,00339$  à l'Équateur et  $+0,00426$  à  $60^\circ$  de latitude. Il en résulte que  $\Delta \bar{J}$  varie de  $-3 \Delta \epsilon$  à l'Équateur à  $+4 \Delta \epsilon$  à  $60^\circ$  de latitude. Comme  $\Delta \epsilon$  n'a pas dépassé  $1^\circ,5$  au cours du Quaternaire, la variation  $\Delta \bar{J}$  est restée inférieure à  $6 \text{ cal/cm}^2$  soit à 1 % de  $J$ . Elle fut donc trop faible pour offrir un intérêt paléoclimatologique et nous ne la calculerons pas dans la suite.

3. On pourrait considérer que la connaissance des quatre insulations journalières de solstices et d'équinoxes ainsi que la connaissance des intervalles de temps séparant ces quatre points fondamentaux restent encore insuffisantes pour préciser l'allure exacte d'un régime d'insolation et que la détermination de points intermédiaires s'impose. Ces points sont principalement les points médians des quatre intervalles saisonniers en  $\lambda$  : le 6 mai ( $\lambda = 45^\circ$ ), le 8 août ( $\lambda = 135^\circ$ ), le 8 novembre ( $\lambda = 225^\circ$ ) et le 4 février ( $\lambda = 315^\circ$ ). Ces points intermédiaires ne seront pas considérés dans cette étude étant donné que le calcul des quatre points fondamentaux des régimes d'insolation suffira largement

à étayer l'argumentation de notre théorie. La relation générale (4) permettrait cependant de compléter au besoin les relations (12) et (42) par les expressions relatives à ces points complémentaires.

5. ÉQUATEUR CALORIFIQUE ET ÉQUATEUR D'INSOLATION.  
LEUR BALANCEMENT SÉCULAIRE AUTOUR  
DE L'ÉQUATEUR GÉOGRAPHIQUE.

Dans sa théorie astronomique des glaciations quaternaires, MILANKOVITCH (1941, p. 375) considère un parallèle particulier appelé *équateur calorifique* et défini par la condition d'égalité entre l'insolation des semestres calorifiques d'été et d'hiver. A une époque quaternaire quelconque où le système des éléments  $(\epsilon, e, \Pi)$  est connu, la latitude  $\varphi_e$  de l'équateur calorifique est déterminée par la relation

$$\operatorname{tg} \varphi_e = \frac{4e \sin \Pi}{\pi \sin \epsilon} \quad (62)$$

A l'époque actuelle, l'équateur calorifique occupe le 3<sup>e</sup> parallèle nord (3°02' N). Au cours du Quaternaire, l'équateur calorifique a oscillé constamment autour de l'équateur géographique en fonction des variations séculaires de  $\epsilon$ ,  $e$  et  $\Pi$ . L'équation (62) montre que la période de ces oscillations est celle de  $\Pi$ , soit 20.600 ans en moyenne. Les passages de l'équateur calorifique par l'équateur géographique se réalisent pour  $\Pi = 0^\circ$  ou  $180^\circ$ .

Les positions les plus extrêmes atteintes par l'équateur calorifique dans l'hémisphère nord ou dans l'hémisphère sud ont eu lieu pour les conditions respectives :  $\Pi = 90^\circ$ ,  $e$  max,  $\epsilon$  min ;  $\Pi = 270^\circ$ ,  $e$  max,  $\epsilon$  min. On trouve ainsi qu'au cours du Quaternaire, le balancement de l'équateur calorifique s'est effectué entre les latitudes extrêmes de  $+10^\circ45'$  et  $-10^\circ45'$ .

Le contraste d'insolation entre les semestres calorifiques d'été et d'hiver s'évanouit par définition pour l'équateur calorifique. Montrons que cette propriété entraîne nécessairement la réalisation d'un régime d'insolation fort régulier, doublement périodique et à amplitude annuelle fort atténuée. Considérons à cette fin un autre parallèle particulier  $\varphi_i$  défini par la condition que les insolutions journalières des deux solstices y prennent des valeurs égales,

$$J_e = J_h \quad (63)$$

Les expressions (12b) et (12d) permettent de traduire cette condition par la relation,

$$J_e - J_h = 916,7(\pi \sin \epsilon \sin \varphi_i - 4e \sin \Pi \Sigma b) = 0 \quad (64)$$

ou encore,

$$\sin \varphi_i = \frac{4e \sin \Pi}{\pi \sin \epsilon} \Sigma b \quad (65)$$

$\Sigma b$  étant elle-même une quantité en  $\varphi_i$  et en  $\epsilon$ . Cette relation qui détermine  $\varphi_i$  peut aussi s'écrire, compte tenu de (62),

$$\sin \varphi_i = \operatorname{tg} \varphi_e \Sigma b. \quad (66)$$

Au cours du Quaternaire,  $\varphi_e$  n'a pas dépassé  $\pm 11^\circ$  de latitude. Or, dans cet intervalle de variation de  $\varphi_e$ , il y a quasi égalité entre  $\operatorname{tg} \varphi_e$  et  $\sin \varphi_e$ . En effet,  $\operatorname{tg} 11^\circ = 0,194$  et  $\sin 11^\circ = 0,191$ . La relation (66) peut donc s'écrire aussi,

$$\sin \varphi_i \simeq \sin \varphi_e \Sigma b. \quad (67)$$

Entre  $+10^\circ$  et  $-10^\circ$  de latitude,  $\Sigma b$  reste de l'ordre de 0,91 (*Tableau II*). Le calcul montre que dans ces conditions, l'écart  $\varphi_e - \varphi_i$  déduit de (67) augmente de  $6'$  par degré lorsque  $\varphi_i$  varie de 0 à  $10^\circ$ . Autrement dit, on obtient,

$$\varphi_e - \varphi_i \simeq 0^{\circ}06' \varphi_i. \quad (68)$$

Il en résulte que cet écart est resté inférieur à un degré durant le Quaternaire et que la latitude  $\varphi_i$  est toujours restée fort voisine de l'équateur calorifique.

Imposons maintenant la condition complémentaire que les insolutions journalières d'équinoxes soient aussi égales,

$$J_a = J_p. \quad (69)$$

Les expressions (12a) et (12c) traduisent cette condition par la relation,

$$-2e \cos \Pi \cos \varphi = +2e \cos \Pi \cos \varphi, \quad (70)$$

où l'on tire,

$$4e \cos \Pi = 0. \quad (71)$$

La condition précédente est satisfaite chaque fois que  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ , résultat d'ailleurs évident sous l'angle géométrique

(Fig. 1). Ces valeurs particulières de  $\Pi$  ont réalisé les situations climatiques les plus extrêmes du Globe au cours du Quaternaire. Pour ces situations  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ , la latitude particulière  $\varphi_i$  définie par la relation (66) est celle qui jouit du régime d'insolation doublement périodique le plus régulier, par suite de l'égalité des deux maxima d'équinoxe et des deux minima de solstice. Nous appellerons ce parallèle l'*équateur d'insolation*. Nous avons vu qu'il restait voisin de l'équateur calorifique lequel dispose donc de caractères de symétrie fort semblables à ceux de  $\varphi_i$ .

Montrons enfin que l'amplitude annuelle du régime d'insolation de la latitude  $\varphi_i$  reste fort atténuée. En effet, pour  $\Pi = 90^\circ$  par exemple (relations 18), cette amplitude vaut, compte tenu de (14),

$$J_p - J_e = 916,7 [\cos \varphi_i - (1 - 2e)(\Sigma b + \frac{\pi}{2} \sin \epsilon \sin \varphi_i)]. \quad (72)$$

En remplaçant  $\sin \varphi_i$  par son expression (65) dans cette relation, il vient :

$$J_p - J_e = 916,7 [\cos \varphi_i - (1 - 4e^2)\Sigma b]. \quad (73)$$

La quantité  $4e^2$  ne dépasse pas 0,01. On peut donc la négliger et écrire,

$$J_p - J_e = 916,7 (\cos \varphi_i - \Sigma b). \quad (74)$$

La quantité  $\cos \varphi_i$  varie de 1 à 0,9848 entre  $0^\circ$  et  $\pm 10^\circ$  de latitude tandis que  $\Sigma b$  reste de l'ordre de 0,91 (Tableau II) dans cet intervalle. Il en résulte que l'expression  $(\cos \varphi_i - \Sigma b)$  est toujours positive dans l'intervalle de variation de  $\varphi_i$  au cours du Quaternaire. Le maximum d'amplitude  $J_p - J_e$  du régime d'insolation du parallèle  $\varphi_i$  a donc lieu lorsque la plus haute valeur de  $\cos \varphi_i$  s'associe à la plus faible valeur de  $\Sigma b$ . Le maximum de  $\cos \varphi_i$  est atteint lorsque  $\varphi_i$  coïncide avec l'équateur géographique, condition qui implique que l'excentricité soit nulle (relation 65). La valeur minimale de  $\Sigma b$  est réalisée, comme le montre la relation (33), lorsque la variation  $\Delta \epsilon$  est positive et maximée puisque  $\Sigma(\Delta b)$  est négatif entre  $-10^\circ$  et  $+10^\circ$  (Tableau II). En adoptant comme valeur maxima de  $\Delta \epsilon$  au cours du Quaternaire  $\Delta \epsilon = +0^\circ 9$ , on trouve ainsi que l'amplitude la plus forte du régime d'insolation de  $\varphi_i$  ne peut dépasser  $81 \text{ cal/cm}^2$ . Lorsque  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ , les plus grandes amplitudes de ce régime ont donc lieu

quand l'excentricité est faible et l'obliquité élevée. Toujours en admettant  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ , un raisonnement analogue établit qu'au contraire, les amplitudes minimales du régime d'insolation de  $\varphi_i$  ont lieu lorsque l'excentricité est forte ( $\varphi_i$  rejeté loin de l'équateur) et l'obliquité faible. Le calcul montre que le minimum absolu de cette amplitude n'a pu descendre, au cours du Quaternaire, en dessous de  $62 \text{ cal/cm}^2$ .

Ainsi, l'amplitude totale du régime d'insolation de l'équateur d'insolation n'a pu varier durant le dernier million d'années qu'entre les valeurs extrêmes de  $81 \text{ cal/cm}^2$  et de  $62 \text{ cal/cm}^2$ . Cette amplitude apparaît comme fort atténuée si l'on remarque que, de nos jours, l'amplitude du régime d'insolation de l'Équateur est de  $108 \text{ cal/cm}^2$ , tandis que celle du régime de l'équateur calorifique, actuellement à  $3^\circ\text{N}$ , n'atteint que  $86 \text{ cal/cm}^2$ .

## RÉSUMÉ DU CHAPITRE I

L'énergie du rayonnement solaire, incidente à la limite de l'atmosphère par  $\text{cm}^2$  de surface horizontale et au cours d'une période donnée, en en lieu de latitude  $\varphi$ , définit l'élément premier de la climatologie appelé *l'insolation du parallèle  $\varphi$*  pour la période considérée. L'insolation se mesure en  $\text{cal}/\text{cm}^2$ .

Les caractéristiques du régime annuel de l'insolation journalière aux diverses latitudes et aux diverses époques de l'échelle géologique dépendent des trois éléments astronomiques ci-après qui caractérisent le mouvement elliptique de la Terre autour du Soleil comme foyer (*Fig. 1*) :

1) L'inclinaison  $\epsilon$  de l'axe terrestre sur le plan de l'orbite ou l'*obliquité* de l'écliptique ;

2) l'*excentricité*  $e$  de l'ellipse terrestre qui mesure le degré d'aplatissement de celle-ci ;

3) L'angle  $\gamma\text{SP} = \Pi$  compté dans le plan de l'orbite et de sommet S qui définit en longitude la *position du périhélie* P à partir du point vernal  $\gamma$  correspondant, ce dernier étant le point de percée sur la sphère céleste de la direction Terre-Soleil à l'équinoxe de printemps.

Or, ces éléments subissent au cours des siècles de lentes variations dues aux actions gravifiques conjuguées des diverses planètes. Ces variations séculaires sont calculables avec précision par la mécanique céleste pour le dernier million d'années. Les courbes de l'évolution séculaire de  $\Pi$ ,  $\epsilon$  et  $e$  sont reproduites dans le dépliant *in fine* (*Fig. 6*, partie A) pour cet intervalle de temps qui couvre probablement une grande partie du Quaternaire. Ces courbes manifestent les caractéristiques de périodicité et d'amplitude résumées au *Tableau I*. A l'époque actuelle (1950), ces trois éléments valent :

$$\epsilon_0 = 23^\circ 26' 45'', \quad e_0 = 0,01673, \quad \Pi_0 = 102^\circ 04' 33''. \quad (75)$$

Les variations séculaires des éléments  $\Pi$ ,  $\epsilon$  et  $e$  entraînent des modifications concomitantes dans la distribution en latitude de



l'insolation journalière au cours de l'année. L'étude des conséquences climatiques de ces modifications fait l'objet de la théorie astronomique des climats quaternaires, théorie élaborée sur des bases modernes par M. MILANKOVITCH pour expliquer les alternances quaternaires des glaciations et interglaciations de l'hémisphère nord.

La partie astronomique de ce mémoire a été développée en fonction de l'idée suivante : puisque les régimes pluviométriques des latitudes intertropicales dépendent au premier titre des régimes d'insolation, la connaissance de l'évolution quaternaire de ces derniers doit permettre de guider les déductions touchant l'évolution quaternaire des régimes pluviométriques intertropicaux. Il convient donc de préciser suffisamment l'allure des régimes d'insolation quaternaires — qui sont doublement périodiques en zone équatoriale — en calculant pour  $\Pi$ ,  $\epsilon$ , et  $e$  quelconques les quatre insolutions journalières  $J$  des solstices et des équinoxes, jours les plus caractéristiques d'un régime d'insolation. Les calculs conduisent aux équations suivantes ( $J$  en calories/cm<sup>2</sup>),

$$\text{A l'équinoxe de printemps : } J_p = 917(1 - 2e \cos \Pi) \cos \varphi \quad (12a)$$

$$\text{Au solstice d'été : } J_e = 917(1 - 2e \sin \Pi) F_e \quad (12b)$$

$$\text{A l'équinoxe d'automne : } J_a = 917(1 + 2e \cos \Pi) \cos \varphi \quad (12c)$$

$$\text{Au solstice d'hiver : } J_h = 917(1 + 2e \sin \Pi) F_h \quad (12d)$$

Dans ces équations, le facteur en  $e \cos \Pi$  ou en  $e \sin \Pi$  traduit la quantité  $1/\rho^2$ , inverse du carré de la distance  $\rho$  de la Terre au Soleil. Cette quantité exprime la loi physique bien connue selon laquelle le flux d'un rayonnement varie selon l'inverse du carré de la distance à la source. L'obliquité  $\epsilon$  n'influence que les insolutions de solstices par les quantités  $F_e$  et  $F_h$ , fonctions de  $\varphi$  et de  $\epsilon$  définies par les équations (14) et (15).

Les cas les plus extrêmes des climats d'insolation du Globe sont réalisés lorsque le périhélie passe au solstice d'hiver ( $\Pi = 90^\circ$ ) ou au solstice d'été ( $\Pi = 270^\circ$ ) alors que l'excentricité  $e$  est élevée. Les équations (12) ci-dessus montrent que dans le premier cas le minimum de la distance Terre-Soleil ( $\rho_h$ ) au solstice d'hiver provoque un maximum d'insolation des latitudes tandis qu'au solstice d'été cette distance ( $\rho_e$ ) devenant maximum, l'insolation des latitudes passe par un minimum. Dans le second cas ( $\Pi = 270^\circ$ ), l'effet de distance joue en faveur de l'insolation du

solstice d'été qui est maximée et en défaveur de l'insolation du solstice d'hiver qui est minimée. Les expressions (12) montrent aussi que l'écart (en %) entre les insolutions d'une latitude correspondant à un même solstice s'élève à  $100 [2e - (-2e)] = 400e$ , dans un passage de  $\Pi$  de  $90$  à  $270^\circ$ . Comme l'excentricité a pu dépasser au cours du Quaternaire  $0,05$ , cet écart a pu atteindre plus de  $20\%$  de l'insolation moyenne du solstice au cours du passage !

Une manière plus pratique de présenter les résultats relatifs aux variations séculaires d'un régime d'insolation est de calculer ces variations  $\Delta J$  elle-mêmes en fonction des variations des éléments astronomiques par rapport à l'époque actuelle choisie comme origine. En posant

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta J = J - J_0 \end{array} \right. \quad (23)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta(e \cos \Pi) = e \cos \Pi - e_0 \cos \Pi_0 \end{array} \right. \quad (24a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta(e \sin \Pi) = e \sin \Pi - e_0 \sin \Pi_0 \end{array} \right. \quad (24b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \epsilon \text{ (en degrés)} = \epsilon - \epsilon_0 \end{array} \right. \quad (24c)$$

les éléments avec indice 0 définissant les valeurs relatives à l'époque actuelle, on aboutit aux expressions suivantes des variations séculaires  $\Delta J$  des insolutions journalières :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta J_p = C_p \Delta(e \cos \Pi) \end{array} \right. \quad (42a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta J_e = P_e \Delta(e \sin \Pi) + E_e \Delta \epsilon \end{array} \right. \quad (42b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta J_a = C_a \Delta(e \cos \Pi) \end{array} \right. \quad (42c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta J_h = P_h \Delta(e \sin \Pi) + E_h \Delta \epsilon. \end{array} \right. \quad (42d)$$

Dans ces équations, les coefficients  $C$ ,  $P$  et  $E$  sont des fonctions de la latitude  $\varphi$  dont nous avons calculé les valeurs numériques pour les latitudes variant de  $10^\circ$  en  $10^\circ$  (cf. *Tableau III*). Les variations au second membre étant connues à une époque quaternaire donnée, les valeurs  $\Delta J$  s'obtiennent immédiatement par les relations (42). Les quantités  $J$  s'en déduisent ensuite par la relation (23)  $J = J_0 + \Delta J$ .

D'autres variations séculaires importantes d'un régime d'insolation sont celles de la durée de l'été  $\Theta_e$  et de l'hiver  $\Theta_h$ . On montre que ces variations s'expriment en jours par les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \Theta_e = + 232,5 \Delta(e \sin \Pi) \end{array} \right. \quad (59a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \Theta_h = - 232,5 \Delta(e \sin \Pi). \end{array} \right. \quad (59b)$$

Ces variations peuvent atteindre 15 jours en plus ou en moins au cours du Quatenaire.

Par contre, l'insolation journalière, en moyenne annuelle, ne subit aux diverses latitudes que des variations séculaires négligeables.

Cette partie astronomique, considère en terminant la notion d'*équateur calorifique* de MILANKOVITCH, parallèle particulier qui jouit de la propriété d'avoir des insolutions identiques pour les deux périodes égales de l'année appelées *semestres calorifiques*. Ces semestres sont définis par les deux époques équidistantes de l'année  $t_1$  et  $t_2$ , telles que les insolutions de ces deux époques redeviennent égales. Pour un système donné de valeurs séculaires  $\Pi$ ,  $e$  et  $\epsilon$ , la latitude  $\varphi_e$  de l'équateur calorifique est déterminée par la relation,

$$\operatorname{tg} \varphi_e = \frac{4e \sin \Pi}{\pi \sin \epsilon} \quad (62)$$

Cette latitude privilégiée balance ainsi de part et d'autre de l'équateur géographique avec une période identique à celle de  $\Pi$ , soit en moyenne 20.600 ans. Lorsque  $\Pi = 270^\circ$ ,  $\varphi_e$  est négatif et l'équateur calorifique est rejeté dans l'hémisphère sud d'autant plus que  $e$  est plus élevé. Lorsque  $\Pi$  vaut  $90^\circ$ , ce parallèle est au contraire dans l'hémisphère nord. Le domaine de plus grande oscillation possible de ce balancement fut compris au Quatenaire entre  $+10^\circ 45'$  et  $-10^\circ 45'$ . Aux époques  $\Pi = 0^\circ$  ou  $180^\circ$ , l'équateur calorifique repasse par l'équateur géographique.

Nous définissons un autre parallèle particulier jouissant de la propriété d'égalité des insolutions de solstices  $J_e = J_h$ . Nous l'appelons l'*équateur d'insolation*. Il ne s'écarte pas de plus de  $1^\circ$  de l'équateur calorifique. Aux époques  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ , il jouit de la propriété de présenter un régime doublement périodique des plus symétriques ( $J_e = J_h$  et  $J_a = J_p$ ) et de très faible amplitude annuelle.

## CHAPITRE II.

### Partie climatologique

#### 1. EXEMPLES DE RÉGIMES EXTRÊMES D'INSOLATION EN ZONE TROPICALE AU COURS DU QUATERNAIRE.

Les expressions générales (42) des variations  $\Delta J$  montrent que ces variations sont extrémées aux époques où  $e$  et  $\epsilon$  prennent des valeurs extrêmes en même temps que la position  $\Pi$  du périhélie passe par ses quatre valeurs caractéristiques  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  et  $270^\circ$ .

1) *Lorsque  $\Pi = 0^\circ$* , la quantité  $\Delta(e \cos \Pi)$  définie par la relation (56a) passe par un maximum égal à  $e + 0,0028$  et qui est donc d'autant plus accusé que  $e$  est plus élevé; la relation (56b) montre que la variation  $\Delta(e \sin \Pi)$  prend alors une valeur intermédiaire égale à  $-e_0 \sin \Pi_0 = -0,0166$ , puisque  $\sin \Pi$  est alors nul.

2) *Pour  $\Pi = 90^\circ$* ,  $\Delta(e \sin \Pi)$  atteint un maximum égal à  $e - 0,0166$  car  $\sin \Pi = +1$ ; ce maximum sera d'autant plus fort que  $e$  sera plus grand. La variation  $\Delta(e \cos \Pi)$  devient alors égale à la valeur intermédiaire  $-e_0 \cos \Pi_0 = +0,0028$ .

3) *Lorsque  $\Pi = 180^\circ$* ,  $\Delta(e \cos \Pi)$  passe par un minimum égal à  $+0,0028$  puisqu'alors  $\cos \Pi = -1$ . Ce minimum se marquera d'autant plus que  $e$  sera plus élevé. La variation  $\Delta(e \sin \Pi)$  repasse par sa valeur intermédiaire  $-0,0166$ .

4) *Enfin, la valeur  $\Pi = 270^\circ$  réalise les minima le plus marqués*  $-e - 0,0166$  de  $\Delta(e \sin \Pi)$ , tandis qu'elle fait repasser  $\Delta(e \cos \Pi)$  par la valeur  $+0,0028$ .

Les résultats du *Tableau III* établissent d'autre part que, pour les latitudes tropicales, le terme en  $\Delta \epsilon$  dans l'expression  $\Delta J_s$  ou  $\Delta J_h$  prend une importance secondaire devant celui en  $\Delta(e \sin \Pi)$ .

Afin de préciser numériquement l'importance des variations séculaires subies par le régime d'insolation des latitudes tropicales au cours du Quaternaire, afin aussi de saisir les faits propres à ces régimes dans la réalité de leur évolution, nous allons étudier deux séquences typiques de telles variations, chacune portant sur un cycle complet  $\Pi = 270^\circ, 0^\circ/360^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  et  $270^\circ$ , la première se déroulant pour de hautes valeurs de l'excentricité, la seconde évoluant pour une excentricité voisine de zéro. Nous choisirons ces séquences caractéristiques en utilisant les valeurs des variations séculaires de  $e$ ,  $\Pi$  et  $\epsilon$  recalculées récemment par BROUWER et van WOERKOM (1950) pour le dernier million d'années (époque-origine, 1950 PC). Ces valeurs tiennent compte de données astronomiques plus modernes que celles utilisées par MICHKOVITCH lorsque cet auteur calcula les variations séculaires de  $e$ ,  $\Pi$  et  $\epsilon$  au cours des derniers 600.000 ans, pour l'ouvrage que MILANKOVITCH publia en 1930, *Mathematische Klimalehre und Astronomische Theorie der Klimaschwankungen*. Les nouvelles courbes de variations de  $e$  et  $\epsilon$  pour le dernier million d'années ont été fournies par van WOERKOM (1953) en même temps qu'un tableau fournissant au siècle près les époques de passage de  $\Pi$  par  $90^\circ$  et  $270^\circ$  ainsi que les valeurs de l'excentricité  $e$  à ces époques. Grâce à ces données, nous avons pu redessiner à une plus grande échelle les trois courbes  $\Pi$ ,  $\epsilon$ ,  $e$  du dépliant *in fine* (Fig. 6). Nous avons choisi comme exemple caractéristique d'un cycle complet de variation de  $\Pi$  lorsque l'excentricité est forte, la période d'une durée de 21.500 ans allant de  $-599.400$  ans à  $-577.900$  ans. Comme séquence représentative d'un cycle complet de  $\Pi$  pour de faibles valeurs de l'excentricité, nous avons adopté la période de 13.900 ans comprise entre  $-369.500$  ans et  $-355.600$  ans. Le *Tableau IV* résume les principales données astronomiques relatives aux époques caractéristiques de ces séquences. Ces données et celles du *Tableau III* nous ont permis de calculer les valeurs  $\Delta J$  exprimées par les équations (42) aux dix époques caractéristiques choisies et pour les latitudes de  $+30^\circ$  à  $-30^\circ$ . Les résultats de ces calculs sont fournis par les *Tableaux V* et *VI*.

Ceux-ci comparent 70 régimes annuels d'insolation, réalisés pour les latitudes tropicales aux dix époques quaternaires citées, avec les régimes d'insolation des mêmes latitudes à l'époque

actuelle. Les écarts  $\Delta J$  aux équinoxes ( $E_p$ ,  $E_a$ ) et aux solstices ( $S_e$ ,  $S_h$ ) sont fournis en cal/cm<sup>2</sup> et en pourcent de  $J_0$ .

Tableau IV. — Données astronomiques de base pour le calcul des régimes d'insolation des Tableaux V et VI.

1° Cas où l'excentricité  $e$  reste élevée.

Époque en années	— 599.400	— 594.100	— 588.800	— 583.300	— 577.900
$\Pi$	270°	360°/0°	90°	180°	270°
$e$	0,0489	0,0501	0,0513	0,0508	0,0502
$\epsilon$	22°4	22°5	23°1	23°7	23°9
$\Delta(e \sin \Pi)$	— 0,0655	— 0,0166	+ 0,0347	— 0,0166	— 0,0668
$\Delta(e \cos \Pi)$	+ 0,0028	+ 0,0529	+ 0,0028	— 0,0480	+ 0,0028
$\Delta \epsilon$	— 1,07	— 0,97	— 0,37	+ 0,23	+ 0,43

2° Cas où l'excentricité  $e$  reste faible.

Époque en années	— 369.500	— 367.100	— 364.700	— 360.100	— 355.600
$\Pi$	270°	360°/0°	90°	180°	270°
$e$	0,0027	0,0033	0,0039	0,0082	0,0125
$\epsilon$	23°6	23°4	23°3	23°1	22°8
$\Delta(e \sin \Pi)$	— 0,0193	— 0,0166	— 0,0127	— 0,0166	— 0,0291
$\Delta(e \cos \Pi)$	+ 0,0028	+ 0,0061	+ 0,0028	— 0,0054	+ 0,0028
$\Delta \epsilon$	+ 0,13	— 0,02	— 0,17	— 0,42	— 0,67

Ces résultats nous permettent de décrire comme suit l'évolution du climat d'insolation de la zone tropicale au cours des deux périodes complètes d'évolution de l'élément  $\Pi$  que nous avons choisies.

a. *L'excentricité est élevée (Tableau V).*

1) Lorsque  $\Pi = 270^\circ$ , le périhélie passe au solstice d'été. La distance Terre-Soleil  $\rho$  (Fig. 1) atteint ce jour là son minimum absolu. D'après la relation (9) où  $\Pi = 270^\circ$  et  $\lambda = 90^\circ$ , ce minimum vaut,

$$\rho_e = \frac{1}{1+e} \simeq 1 - e, \quad (76)$$

l'unité adoptée étant le demi-grand axe  $a$  de l'ellipse terrestre.

Le facteur de distance  $1/\rho^2$  passe alors par sa valeur maximale au solstice d'été,

$$\frac{1}{\rho_e^2} \simeq 1 + 2e. \quad (77)$$

A l'époque  $-599.400$  ans ( $\Pi = 270^\circ$ ) considérée au départ de la première séquence, l'excentricité  $e$  vaut  $0,0489$ . Le facteur de distance  $1/\rho_e^2$  dépasse donc l'unité de  $9,8\%$ . A l'époque actuelle où le solstice d'été est voisin de l'aphélie, ce facteur est inférieur à l'unité de  $3,2\%$ . La variation séculaire de  $1/\rho^2$  par rapport à l'époque actuelle était donc de  $+13\%$  à l'époque  $-599.400$  ans. Cette variation importante s'associe dans l'expression (42b) de  $\Delta J_e$  à une variation due à l'obliquité. Le calcul précis par application de l'équation (42b) montre qu'à l'époque  $-599.400$  ans,  $\Delta J_e$  varie entre  $+12,6\%$  de  $J_{e,0}$  à  $+17,1\%$  dans la zone comprise entre  $30^\circ$  N et  $30^\circ$  S. Le rehaussement de  $J_e$  à l'Équateur est ainsi de  $+117$  cal/cm<sup>2</sup> et représente  $+14,4\%$  de  $J_{e,0}$ .

Par contre, à cette époque  $\Pi = 270^\circ$ , le solstice d'hiver correspond à un éloignement maximum de la Terre du Soleil. Le facteur  $1/\rho^2$  vaut alors,

$$\frac{1}{\rho_h^2} \simeq 1 - 2e. \quad (78)$$

A l'époque actuelle, le solstice d'hiver est voisin du périhélie et ce facteur de distance dépasse l'unité de  $3,2\%$ . A l'époque  $-599.400$  ans, il était inférieur à l'unité de  $9,8\%$ . La variation séculaire de ce facteur était donc  $-13\%$ . Le calcul par la relation (42d) établit qu'au jour du solstice d'hiver de l'époque considérée, l'insolation de toutes les latitudes subissait une chute appréciable variant de  $-9,4\%$  à  $30^\circ$  N à  $-13,5\%$  à  $30^\circ$  S.

Ainsi, il y a  $-599.400$  ans, aux latitudes subéquatoriales nord, le maximum de l'insolation du solstice d'été était encore exhaussé, tandis que le minimum du solstice d'hiver était déprimé d'avantage. Le régime d'insolation prenait à ces latitudes une allure plus tropicale. Au contraire, aux latitudes subéquatoriales sud, le minimum d'insolation du solstice d'été qui correspond ici à l'hiver était rehaussé tandis que le maximum d'insolation du solstice d'hiver qui correspond cette fois à l'été subissait une dépression. Il existait une latitude sud particulière où les valeurs  $J_e$  et  $J_h$  devenaient égales. Ce parallèle que nous avons appelé *l'équateur d'insolation* (cf. p. 31) était donc rejeté dans l'hémisphère sud. C'est ce que confirme l'équation (65) de défini-

tion de ce parallèle. La solution de cette équation par voie graphique fournit  $\varphi_i = -8^{\circ}32'$ . Elle s'obtient en recherchant l'abscisse  $\varphi_i$  du point d'intersection des deux courbes  $y_1 = \sin \varphi_i$ ,  $y_2 = -\frac{4e}{\pi} \frac{\Sigma b}{\sin \epsilon}$ . Très régulier et fort atténué, le régime d'insolation de  $\varphi_i$  était le suivant :

$$J_p = 906 \quad J_e = 831 \quad J_a = 906 \quad J_h = 831.$$

L'équateur calorifique  $\varphi_e$  de MILANKOVITCH occupait la latitude de  $-9^{\circ}17'$  voisine de  $\varphi_i$  (relation 62). Ainsi, à cette époque  $\Pi = 270^{\circ}$ , l'équateur géographique s'éloignait de  $8^{\circ}32'$  en latitude au nord de l'équateur d'insolation et voyait en conséquence son régime d'insolation prendre un caractère nettement plus tropical. D'après les résultats du *Tableau V*, on peut dire que le régime d'insolation de l'Équateur à l'époque  $-599.400$  ans ressemblait grosso modo à celui qui se réalise actuellement à la latitude de  $10^{\circ}$  S (*Fig. 3*).

Les résultats des tableaux V et VI montrent aussi qu'aux époques  $\Pi = 270^{\circ}$ , les valeurs d'équinoxes,  $J_a$  et  $J_p$  deviennent égales. Ce fait que traduisent les équations (21) est évident sous l'angle géométrique (*Fig. 1*) puisque dans ce cas, les positions équinoxiales de la Terre sont symétriques par rapport au grand axe de l'ellipse terrestre, confondu alors avec la ligne des apsides.

Un autre fait de conséquence climatologique appréciable est relatif à la durée de l'été et de l'hiver. A l'époque actuelle, l'été dure en chiffres ronds 186 jours et l'hiver 179 jours, l'écart  $(\Theta_e - \Theta_h)$  étant ainsi de  $+7$  jours. Les équations (57) établissent qu'à l'époque  $-599.400$  ans, l'été durait 171 jours seulement soit 15 jours en moins, tandis que l'hiver était allongé de 15 jours et durait 194 jours. L'écart  $(\Theta_e - \Theta_h)$  était, de  $-23$  jours et la variation  $\Delta(\Theta_e - \Theta_h)$  s'abaissait à  $-30$  jours.

Les courbes de la *fig. 3* comparent les régimes d'insolation des latitudes  $+20^{\circ}$ ,  $+10^{\circ}$ ,  $0^{\circ} - 10^{\circ}$  et  $-20^{\circ}$  de l'époque  $-599.400$  ans à ceux de l'époque actuelle. Ces courbes permettent de dégager plus intuitivement les conclusions à tirer des nombres du *Tableau V*. On remarquera l'allure plus tropicale du régime des latitudes  $0^{\circ}$ ,  $10^{\circ}$  et  $20^{\circ}$  N et celle plus équatoriale du régime des latitudes de  $10^{\circ}$  et  $20^{\circ}$  S, à l'époque  $-599.400$  ans. Le régime d'insolation du  $10^{\circ}$  parallèle nord ressemblait alors beaucoup



à celui que connaît actuellement le 20<sup>e</sup> degré nord tandis que celui de l'équateur était très semblable au régime actuel du 10<sup>e</sup> parallèle nord. A la latitude de 10° S, le régime était par contre bien comparable à celui que connaît maintenant l'Équateur. Cette latitude de 10° S réalisait à peu près l'équateur d'insolation  $\varphi_i$  situé exactement à 8°32' S. Les latitudes d'écart opposé par rapport à  $\varphi_i$  prenaient des régimes d'insolation analogues mais décalés de six mois. C'est ce que l'on constate d'après la *fig. 3* où les similitudes d'aspect des courbes d'insolation de l'Équateur et du 20<sup>e</sup> parallèle sud, au décalage de six mois près, apparaissent avec évidence.

La conclusion essentielle qui se dégage de l'examen des courbes de la *fig. 3* peut s'énoncer comme suit : *la distribution en latitude du climat d'insolation de la zone tropicale tel que défini par les courbes du régime de l'insolation et réalisé à l'époque — 599.400 ans, reproduit approximativement la distribution obtenue en faisant subir à la distribution actuelle de ces courbes un glissement d'ensemble de l'ordre de 10° de latitude vers le sud.* C'est ainsi que la courbe I (20° N) de l'époque — 599.400 ans correspond à peu près à la courbe I<sub>0</sub> (30° N) de notre époque, descendue à 20° N (*Fig. 3*), celle I (10° N) à I<sub>0</sub> (20° N), celle I (0° N) à I<sub>0</sub> (10° N), etc.

2) Lorsque II atteint 360° et repart ainsi de 0°, à l'époque — 594.100 soit 5.300 ans plus tard, le périhélie passe à l'équinoxe d'automne. Les valeurs  $J_a$  sont donc maximées par la proximité plus grande du Soleil. Comme les variations  $\Delta J_a$  et  $\Delta J_p$  d'une même latitude sont toujours opposées à cause des valeurs opposées des coefficients  $C_p$  et  $C_a$  (*Tableau III*), les valeurs  $J_p$  sont minimées. L'équinoxe de printemps se réalise d'ailleurs à l'aphélie. Actuellement, le solstice d'été se produit le 22 juin, un peu avant l'aphélie atteint le 4 juillet, lorsque la distance  $\rho_e$  de la Terre au Soleil vaut 1,0164. A l'époque considérée, il avait lieu pour  $\rho_e = 1$ . Il en résulte que les valeurs  $J_e$  étaient plus élevées qu'actuellement. Les écarts  $\Delta J_e$  varient de + 2,7 % à 30° N à + 6,7 % à — 30° S. L'inverse a lieu pour les valeurs  $J_h$ . Les écarts  $\Delta J_h$  diminuent entre 0 % à 30° N et — 3,9 % à 30° S. La durée de l'été est ici exactement égale à celle de l'hiver.

3) Quand II passe par 90°, à l'époque — 588.800 ans, après un nouvel intervalle de 5.300 ans, le périhélie coïncide avec le solstice d'hiver. La distribution des climats d'insolation aux

## RÉGIME D'INSOLATION EN ZONE TROPICALE

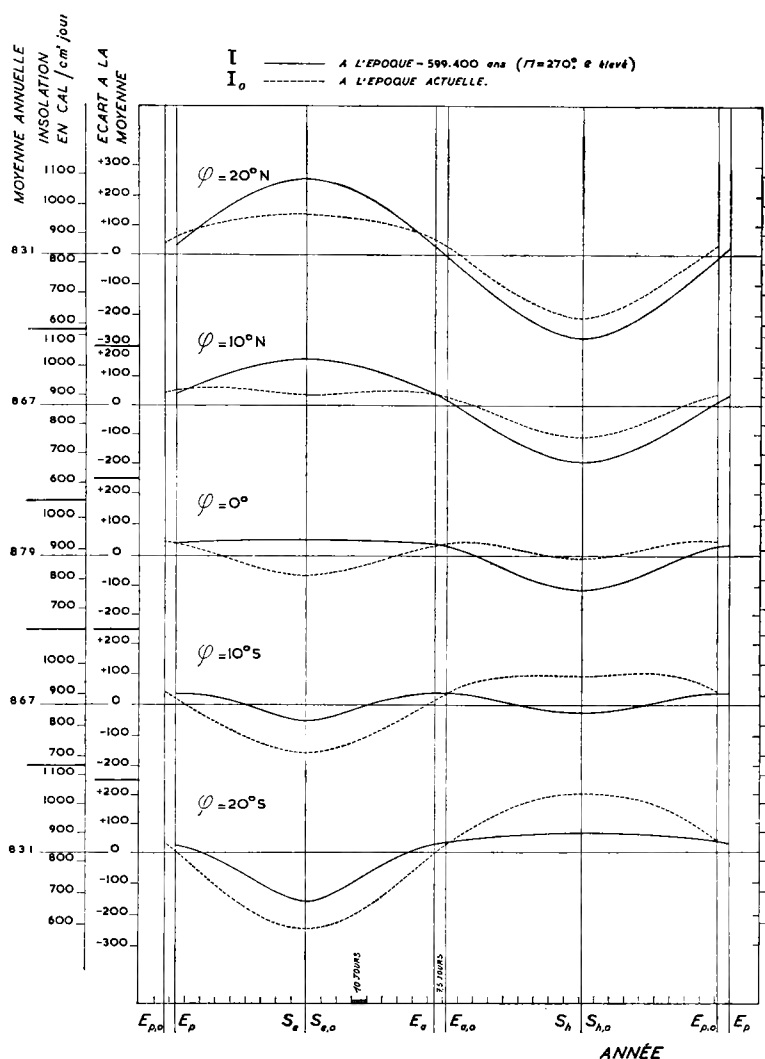


FIG. 3. — Régimes comparés de l'insolation des latitudes  $20^{\circ}$  N,  $10^{\circ}$  N,  $0^{\circ}$ ,  $10^{\circ}$  S et  $20^{\circ}$  S, aux époques — 599.400 ans (courbes I) et actuelle (courbes  $I_0$ ).

jours solsticiaux devient l'inverse de celle relative à une situation  $II = 270^{\circ}$ . Le solstice d'hiver jouit d'un excès d'insolation variant à l'époque considérée entre + 7,9 % à  $30^{\circ}$  N et + 6,4 % à  $30^{\circ}$  S. Par contre, le solstice d'été est déficitaire en insolation de

Tableau V. — Exemple d'évolution séculaire de régimes  
(Insolation journalière aux équinoxes)

Époque : $\Delta\theta_s$ : Jour :		— 599.400 ( $\Pi = 270^\circ$ ) — 15 jours				— 594.100 ( $\Pi = 360^\circ/0^\circ$ ) — 4 jours			
		$E_p$	$S_s$	$E_a$	$S_h$	$E_p$	$S_s$	$E_a$	$S_h$
30°N	J	794	1132	794	435	715	1032	873	480
	$J_0$	799	1005	789	480	799	1005	789	480
	$\Delta J$	-5	+127	+5	-45	-84	+27	+84	0
	$\Delta J \%$	-0,6	+12,6	+0,6	-9,4	-10,5	+2,7	+10,6	0
20°N	J	862	1092	862	558	776	994	948	618
	$J_0$	867	964	957	624	867	964	857	624
	$\Delta J$	-5	+128	+5	-66	-91	+30	+91	-6
	$\Delta J \%$	-0,6	+13,3	+0,6	-10,6	-10,5	+3,1	+10,6	-1,0
10°N	J	904	1024	904	671	813	933	995	742
	$J_0$	909	900	899	756	909	900	899	756
	$\Delta J$	-5	+124	+5	-85	-96	+33	+96	-14
	$\Delta J \%$	-0,6	+13,8	+0,6	-11,2	-10,6	+3,7	+10,7	-1,9
0°	J	917	931	917	765	826	848	1008	848
	$J_0$	922	814	912	869	922	814	912	869
	$\Delta J$	-5	+117	+5	-104	-96	+34	+96	-21
	$\Delta J \%$	-0,5	+14,4	+0,5	-12,0	-10,4	+4,2	+10,5	-2,4
10°S	J	904	815	904	842	813	742	995	933
	$J_0$	909	708	899	962	909	708	899	962
	$\Delta J$	-5	+107	+5	-120	-96	+34	+96	-28
	$\Delta J \%$	-0,6	+15,1	+0,6	-12,5	-10,6	+4,8	+10,7	-3,0
20°S	J	862	678	862	896	776	818	948	994
	$J_0$	867	585	857	1030	867	585	857	1030
	$\Delta J$	-5	+93	+5	-134	-91	+3	+91	-36
	$\Delta J \%$	-0,6	+15,9	+0,6	-13,0	-10,5	+5,6	+10,6	-3,5
30°S	J	794	527	794	928	715	480	873	1031
	$J_0$	799	450	789	1073	799	450	789	1073
	$\Delta J$	-5	+77	+5	-145	-84	+30	+84	-42
	$\Delta J \%$	-0,6	+17,1	+0,6	-13,5	-10,5	+6,7	+10,6	-3,9

d'insolation en zone tropicale, lorsque l'excentricité est élevée.  
et solstices en cal/cm<sup>2</sup>).

- 588.800 ( $\Pi = 90^\circ$ ) + 8 jours				- 583.300 ( $\Pi = 180^\circ$ ) - 4 jours				- 577.900 ( $\Pi = 270^\circ$ ) - 15 jours			
$E_p$	$S_e$	$E_a$	$S_h$	$E_p$	$S_e$	$E_a$	$S_h$	$E_p$	$S_e$	$E_a$	$S_h$
794	930	794	518	875	1041	713	462	794	1147	794	411
799	1005	789	480	799	1005	789	480	799	1005	789	480
-5	-75	+5	+38	+76	+36	-76	-18	-5	+142	+5	-69
-0,6	-7,5	+0,6	+7,9	+9,5	+3,6	-9,6	-3,7	9'0-	+14,1	+0,6	-14,4
862	894	862	671	950	998	774	602	862	1098	862	538
867	964	857	624	867	964	857	624	867	964	857	624
-5	-70	+5	+47	+83	+34	-83	-22	-5	+134	+5	-86
-0,6	-7,3	+0,6	+7,5	+9,6	+3,5	-9,7	-3,5	-0,6	+13,9	-0,6	-13,8
904	836	904	810	996	930	812	730	904	1023	904	654
909	900	899	756	909	900	899	756	909	900	899	756
-5	-64	+5	+54	+87	+30	-87	-26	-5	+123	+5	-102
-0,6	-7,1	+0,6	+7,1	+9,6	+3,3	-9,7	-3,4	-0,6	+13,7	+0,6	-13,5
917	758	917	930	1011	841	824	841	917	924	917	754
922	814	912	869	922	814	912	869	922	814	912	869
-5	-56	+5	+61	+89	+27	-89	-28	-5	+110	+5	-115
-0,5	-6,9	+0,5	+7,0	+9,7	+3,3	-9,8	-3,2	-0,5	+13,5	+0,5	-13,2
904	661	904	1027	996	730	812	930	904	801	904	837
909	708	899	962	909	708	899	962	909	708	899	962
-5	-47	+5	+65	+87	+22	-87	-32	-5	+93	+5	-125
-0,6	-6,6	+0,6	+6,8	+9,6	+3,1	-9,7	-3,3	-0,6	+13,1	+0,6	-13,0
862	554	862	1098	950	602	774	998	862	660	862	898
867	585	857	1030	867	585	857	1030	867	585	857	1030
-5	-31	+5	+68	+83	+17	-83	-32	-5	+75	+5	-132
-0,6	-5,3	+0,6	+6,6	+9,6	+2,9	-9,7	-3,1	-0,6	+12,8	+0,6	-12,8
794	423	794	1142	875	462	713	1041	794	605	794	938
799	450	789	1073	799	450	789	1073	799	450	789	1073
-5	-27	+5	+69	+76	+12	-76	-32	-5	+56	+5	-135
-0,6	-6,0	+0,6	+6,4	+9,5	+2,7	-9,6	-3,0	-0,6	+12,4	+0,6	-12,6

Tableau VI. — Exemple d'évolution séculaire de régimes  
Insolation journalière aux équinoxes

Époque : $\Delta\theta_e$ Jour :		— 369.500 ( $\Pi = 270^\circ$ ) — 4 jours				— 367.100 ( $\Pi = 360^\circ/0^\circ$ ) — 4 jours			
		$E_p$	$S_e$	$E_a$	$S_h$	$E_p$	$S_e$	$E_a$	$S_h$
30°N	J	794	1046	794	460	789	1039	799	465
	$J_0$	799	1005	789	480	799	1005	789	480
	$\Delta J$	-5	+41	+5	-20	-10	+34	+10	-15
	$\Delta J \%$	-0,6	+4,1	+0,6	-4,2	-1,3	+3,4	+1,3	-3,1
20°N	J	862	1003	862	599	857	997	867	605
	$J_0$	867	964	857	624	867	964	857	624
	$\Delta J$	-5	+39	+5	-25	-10	+33	+10	-19
	$\Delta J \%$	-0,6	+4,0	+0,6	-4,0	-1,2	+3,4	+1,2	-3,0
10°N	J	904	936	904	726	898	931	909	732
	$J_0$	909	900	899	756	909	900	899	756
	$\Delta J$	-5	+36	+5	-30	-11	+31	+11	-24
	$\Delta J \%$	-0,6	+4,0	+0,6	-4,0	-1,2	+3,4	+1,2	-3,2
0°	J	917	846	917	836	912	842	922	842
	$J_0$	922	814	912	869	922	814	912	869
	$\Delta J$	-5	+32	+5	-33	-10	+28	+10	-27
	$\Delta J \%$	-0,5	+3,9	+0,5	-3,8	+1,1	+3,4	+1,1	-3,1
10°S	J	904	735	904	926	898	732	909	931
	$J_0$	909	708	899	962	909	708	899	962
	$\Delta J$	-5	+27	+5	-36	-11	+24	+10	-31
	$\Delta J \%$	-0,6	+3,8	+0,6	-3,7	-1,2	+3,4	+1,2	-3,3
20°S	J	862	607	862	992	857	605	867	997
	$J_0$	867	585	857	1030	867	585	857	1030
	$\Delta J$	-5	+22	+5	-38	-10	+20	+10	-33
	$\Delta J \%$	-0,6	+3,8	+0,6	-3,7	-1,2	+3,4	+1,2	-3,2
30°S	J	794	466	794	1034	789	465	779	1039
	$J_0$	799	450	789	1073	799	450	789	1073
	$\Delta J$	-5	+16	+5	-39	-10	+15	+10	-34
	$\Delta J \%$	-0,6	+3,6	+0,6	-3,6	-1,3	+3,3	+1,3	-3,2

d'insolation en zone tropicale lorsque l'excentricité est faible.  
et solstices en cal/cm<sup>2</sup>).

- 364.700 ( $II = 90^\circ$ ) - 3 jours				- 360.100 ( $II = 180^\circ$ ) - 4 jours				- 355.600 ( $II = 270^\circ$ ) - 7 jours			
$E_p$	$S_e$	$E_a$	$S_h$	$E_p$	$S_e$	$E_a$	$S_h$	$E_p$	$S_e$	$E_a$	$S_h$
794	1030	794	471	808	1036	780	472	794	1060	794	463
799	1005	789	480	799	1005	789	480	799	1005	789	480
-5	+25	+5	-9	+9	+31	-9	-8	-5	+55	+5	-17
-0,6	+2,4	+0,6	-1,9	+1,1	+3,1	-1,1	-1,7	-0,6	+5,5	+0,6	-3,5
862	989	862	611	876	996	848	610	862	1020	862	597
867	964	857	624	867	964	857	624	867	964	857	624
-5	+25	+5	-13	+9	+32	-9	-14	-5	+56	+5	-27
-0,6	+2,6	+0,6	-2,1	+1,0	+3,3	-1,1	-2,2	-0,6	+5,8	+0,6	-4,3
904	924	904	739	919	932	889	736	904	955	904	720
909	900	899	756	909	900	899	756	909	900	899	756
-5	+24	-5	-17	+10	+32	-10	-20	-5	+55	+5	-36
-0,6	+2,7	+0,6	-2,2	+1,1	+3,6	-1,1	-2,6	-0,6	+6,1	+0,6	-4,8
917	837	917	849	932	845	902	845	917	867	917	824
922	814	912	869	922	814	912	869	922	814	912	869
-5	+23	+5	-20	+10	+31	-10	-24	-5	+53	+5	-45
-0,5	+2,8	+0,5	-2,3	+1,1	+3,8	-1,1	-2,8	-0,5	+6,5	+0,5	-5,2
904	728	904	939	919	736	889	932	904	757	904	909
909	708	899	962	909	708	899	962	909	708	899	962
-5	+20	+5	-23	+10	+28	-10	-30	-5	+49	+5	-53
-0,6	+2,8	+0,6	-2,4	+1,1	+4,0	-1,1	-3,1	-0,6	+6,9	+0,6	-5,5
862	603	862	1005	876	610	848	996	862	629	862	970
867	585	857	1030	867	585	857	1030	867	585	857	1030
-5	+18	+5	-25	+9	+25	-9	-34	-5	+44	+5	-60
+0,6	+3,1	+0,6	-2,4	+1,0	+4,3	-1,1	-3,3	-0,6	+7,5	+0,6	-5,8
794	464	794	1045	808	472	780	1036	794	487	794	1007
799	450	789	1073	799	450	789	1073	799	450	789	1073
-5	+14	+5	-28	+9	+22	-9	-38	-5	+37	+5	-66
-0,6	+3,1	+0,6	-2,6	+1,1	+4,9	-1,1	-3,5	-0,6	+8,2	+0,6	-6,2

— 7,5 % à 30° N et de — 6,0 % à — 30° S. Pour des raisons évidentes de symétrie, la distribution de l'insolation en latitude pour les deux équinoxes redevient exactement semblable à celle réalisée pour  $\Pi = 270^\circ$ . L'équateur d'insolation occupe le parallèle de + 8°56' dans l'hémisphère nord. L'équateur calorifique y est rejeté à + 9°41'. L'été est allongé de 8 jours et l'hiver se raccourcit d'autant par rapport à l'époque actuelle.

En examinant les résultats du *Tableau V* pour l'époque — 588.800 ans, on aboutit aussi à la conclusion suivante. La distribution des climats d'insolation réalisée en zone tropicale à l'époque — 588.800 ans peut s'obtenir grosso modo en faisant glisser cette fois la distribution actuelle d'environ 6 à 7° de latitude vers le nord.

4) *La position du périhélie  $\Pi$  prend la valeur de 180° à l'époque — 583.000 ans après une nouvelle période de 5.500 ans.* Le périhélie passe à l'équinoxe de printemps. Toutes les latitudes reçoivent ce jour-là un bénéfice maximum d'insolation de + 9,5 % en moyenne. Par contre, l'équinoxe d'automne est déficitaire d'une quantité analogue. La situation est ainsi l'inverse de celle réalisée pour  $\Pi = 0^\circ$ . Toutefois, comme dans l'exemple  $\Pi = 0^\circ$ , le solstice d'été continue à jouir d'une augmentation d'insolation de l'ordre de + 3 % à toutes les latitudes du fait que le solstice d'été se réalise de nos jours au voisinage de l'aphélie. Le solstice d'hiver reste par contre déficitaire. La durée de l'été redevient égale à celle de l'hiver et se raccourcit donc de 4 jours par rapport à sa durée actuelle.

5) *L'élément  $\Pi$  réatteint 270° à l'époque — 577.900 ans qui termine son cycle complet de variation.* Les caractéristiques du climat d'insolation des latitudes + 30° à — 30° redeviennent semblables à celles commentées pour l'époque — 599.400, avec toutefois des modifications légères, propres aux nouvelles valeurs réalisées de  $e$  et de  $\epsilon$ . Au solstice d'été, le bénéfice d'insolation sur l'époque actuelle varie entre + 14 % à 30° N et + 12,4 % à 30° S. L'équateur d'insolation est rejeté à — 8°36' de latitude et la durée de l'été se raccourcit de 15 jours.

b. *L'excentricité est voisine de zéro (Tableau VI).*

Dans ce cas,  $\rho$  reste toujours assez voisin de 1 pour toutes les positions de la Terre dans son mouvement annuel. Par consé-

quent, quelle que fut la valeur prise par  $\Pi$  dans son cycle complet de variation, le solstice d'été avait lieu à une distance du Soleil plus courte qu'à l'époque actuelle où le solstice d'été est voisin de l'aphélie tandis que l'excentricité  $e_0$  est plus élevée que celle correspondant à la séquence étudiée. Toutes les latitudes nord ou sud jouissaient donc d'un excès d'insolation le jour du solstice d'été, pour les cinq époques caractéristiques choisies qui vont de  $-369.500$  à  $-355.600$  ans. Par contre, ces latitudes subissaient un déficit d'insolation le jour du solstice d'hiver durant tout le cycle complet considéré. Les écarts en pour-cent par rapport à l'époque actuelle restent relativement faibles. Les durées de l'été et de l'hiver sont presque égales. L'équateur d'insolation pour  $\Pi = 270^\circ$  ou  $90^\circ$  se maintient au voisinage de l'équateur géographique, entre  $0$  et  $2^\circ$  de latitude nord ou sud.

c. *Conclusions. Le balancement séculaire du climat d'insolation.*

L'étude précédente, et plus spécialement l'étude des cas  $\Pi = 270^\circ$  ou  $90^\circ$  aux époques de forte excentricité, établit que le climat d'insolation du Globe subit, au cours de l'évolution du Quaternaire, d'incessants balancements autour de l'Équateur. Ils s'exercent avec la périodicité moyenne de l'élément  $\Pi$  qui est de 20.600 ans.

En examinant plus attentivement les résultats commentés ci-dessus, une règle générale se dégage. Désignons par  $\varphi_{e,0}$  la latitude actuelle de l'équateur calorifique. Rappelons que  $\varphi_{e,0}$  vaut  $+3^\circ 02'$ . Soit  $\varphi_e$  la latitude occupée par l'équateur calorifique à l'époque quaternaire caractéristique  $\Pi = 270^\circ$  ou  $90^\circ$  qui est considérée. On peut résumer comme suit les conclusions de ce paragraphe : *Le régime d'insolation d'une latitude tropicale  $\varphi$  à une époque quaternaire  $\Pi = 270^\circ$  ou  $90^\circ$  ressemble au régime d'insolation dont jouit de nos jours la latitude  $\varphi - (\varphi_e - \varphi_{e,0})$ . Par conséquent, la distribution en latitude des régimes d'insolation à l'époque considérée est approximativement l'image de la distribution obtenue en faisant glisser le système actuel de ces régimes de  $+(\varphi_e - \varphi_{e,0})$  degrés en latitude.*

L'utilité de cette règle est de fixer les idées sur l'allure générale offerte par la distribution des régimes d'insolation. N'étant valable qu'avec une approximation assez large, la règle précédente ne peut toutefois être appliquée si l'on veut définir avec précision les régimes quaternaires d'insolation.



L'alternance de signe de la latitude  $\varphi_e$  au cours des passages de  $\Pi$  par  $90^\circ$  ou  $270^\circ$  provoque un balancement de la distribution en latitude des régimes d'insolation, ce balancement s'effectuant de part et d'autre de l'équateur géographique. Dans cette oscillation périodique, l'équateur calorifique, et tout le système des régimes d'insolation des latitudes fictives rapportées à cet équateur mobile, glissent alternativement dans l'hémisphère nord ( $\Pi = 90^\circ$  et dans l'hémisphère sud ( $\Pi = 270^\circ$ ).

Aux époques quaternaires de forte excentricité, l'amplitude de ces balancements pouvait atteindre 9 à  $10^\circ$  de latitude. Nous examinerons bientôt les conséquences climatiques, en zone tropicale, de balancements d'une telle importance des régimes d'insolation.

Mais dès à présent, il importe d'être persuadé que ces balancements furent des *faits* du Quaternaire d'une certitude aussi absolue que celle de la loi de gravitation dont ils sont la pure conséquence mathématique. Bien qu'ils soient déduits théoriquement et qu'ils soient relatifs à la cause première des climats et non à ces climats eux-mêmes, ces faits méritent déjà d'être considérés par les Quaternaristes au même rang des réalités naturelles que les faits concrets tirés des observations stratigraphiques ou des trouvailles préhistoriques. Toutefois, à ce stade du problème des paléoclimats, un tel argument ne peut impressionner que le météorologiste. L'esprit de ce dernier est préparé à pressentir intuitivement les fortes modifications climatiques qui peuvent être induites par des variations du climat d'insolation des latitudes aussi importantes que celles dont nous venons d'établir la réalité. Par contre, ce type d'argument laissera fort indifférent les géologues, les biogéographes et les préhistoriens pour qui les climats réalisés au sol, les régimes thermiques et pluviométriques qui résument ces climats, constituent les seules réalités valables, aux influences évidentes sur l'évolution de la biosphère et qui parlent à l'esprit. Le problème qui doit donc requérir tous nos soins dès à présent, c'est de déduire avec l'objectivité la plus grande les conséquences des modifications des climats d'insolation des latitudes sur les régimes de la température et des précipitations à la surface des Continents et des Océans. Ce problème difficile intègre toute la climatologie physique. Une solution complète et pleinement satisfaisante sous l'angle rationnel ne peut encore lui être apportée dans l'état actuel de nos connais-

sances. Nous devons nous borner ici à en fournir des solutions partielles mais suffisantes afin de justifier nos thèses pour la zone tropicale et spécialement pour l'Afrique. Dans l'élaboration de ces solutions, nous serons amené à reprendre d'une manière plus réaliste le problème fondamental de la climatologie physique : la recherche de l'expression qui traduit la température superficielle des aires continentales ou océaniques en fonction de toutes ses causes déterminantes. La principale de ces causes étant l'insolation, nous disposerons ainsi du lien rationnel fondamental de la paléoclimatologie, lien qui relie l'insolation à ses effets thermiques au niveau de la surface terrestre. Par les solutions trop simplistes et incorrectes qui lui ont été apportées jusqu'ici, ce problème a constitué la véritable faille dans les travaux ayant cherché à valider ou à rejeter la théorie astronomique des climats quaternaires.

## 2. LES RÉGIMES PLUVIOMÉTRIQUES TROPICAUX ET LEUR ÉTROITE DÉPENDANCE DES RÉGIMES D'INSOLATION.

Les principaux types de régimes pluviométriques, propres aux diverses zones climatiques du Globe, des pôles à l'Équateur, ont été expliqués par PETERSSEN (1958) à l'aide d'un schéma très intuitif. Étant donné le rôle important que ce schéma jouera dans nos interprétations des pluviaux et interpluviaux africains, nous l'avons reproduit à la fig. 4, en lui ajoutant quelques informations complémentaires.

Ce schéma subdivise chaque hémisphère en huit zones sous l'angle du régime des précipitations. Les caractéristiques de ces régimes sont résumées dans la partie C du schéma. Elles découlent d'une manière bien évidente de la considération simultanée de ses parties A et B. La partie D que nous avons ajoutée groupe les quinze zones pluviométriques de PETERSSEN en cinq grandes zones majeures : la zone tropicale à pluies provoquées par des processus de convection thermique, les deux zones désertiques ceinturant celle-ci et les deux calottes polaires à précipitations cycloniques qui sont produites par le glissement de masses d'air le long de surface de discontinuité appelées surfaces frontales (précipitations du front polaire). Les deux grands domaines

à précipitations convectives et frontales sont séparés pour chaque hémisphère par la ceinture des déserts tropicaux. Dans chacun de ces domaines, les processus qui engendrent les précipitations sont entièrement différents et ne peuvent entrer en interaction directe. Les phénomènes météorologiques réalisés dans ces domaines respectifs n'évoluent pas en interdépendance étroite selon le jeu direct d'une causalité commune. S'il en était autrement, les situations météorologiques affectant les latitudes moyennes et élevées, influenceraient concomitamment la pluviosité de la zone tropicale. Les exemples quotidiens que nous apporte le déroulement saisonnier des situations météorologiques aux hautes et aux basses latitudes prouvent à suffisance que les domaines intertropicaux et polaires jouissent d'une bonne indépendance météorologique.

Ces notions élémentaires de climatologie étant rappelées, il convient d'étudier plus en détail les causes des caractéristiques qu'offrent les divers types de régimes pluviométriques dans la zone intertropicale à pluies de convection. Le géographe français E. de MARTONNE (1934, p. 196) a expliqué les traits essentiels de ces régimes par un schéma classique souvent reproduit. Ce schéma considère comme élément de base le lieu géométrique (époques  $t$  de l'année en abscisses, latitudes  $\varphi$  en ordonnées) des points  $(t, \varphi)$  où le Soleil passe au Zénith lors de sa culmination journalière. Rappelons que ce lieu géométrique est constitué de deux lignes qui sont presque des droites et qui se raccordent au solstice d'été en formant une lettre V renversée. Il fixe la position dans l'année de la bande de plus forte pluviosité saisonnière. Cette bande chevauche toute la ligne de culmination zénithale mais en offrant généralement un décalage dans le temps. Celui-ci traduit le plus souvent un retard d'un à deux mois dans l'installation des plus fortes pluies, par rapport au passage du Soleil au Zénith. Les zones situées en dehors de la bande de haute pluviosité correspondent à la sécheresse. Celle-ci est d'autant plus intense que l'époque de l'année est plus éloignée du lieu de la culmination zénithale, donc que la hauteur de culmination du Soleil est plus faible.

L'élément astronomique choisi par de MARTONNE pour représenter intuitivement l'évolution saisonnière de la pluviosité en régions tropicales est en fait la distance zénithale du Soleil à

midi. On sait que, pour chaque latitude intertropicale, cet élément effectue un balancement annuel autour du Zénith. Or, le véritable élément qui régit le régime des précipitations en un lieu de la zone intertropicale est l'insolation journalière. La distance

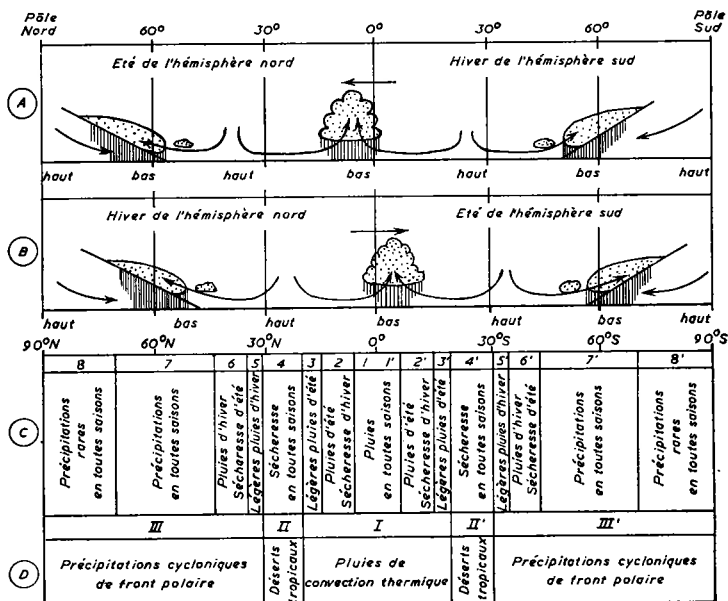


FIG. 4. — Schéma expliquant la distribution en latitude, à la surface du Globe, des principaux types du régime des précipitations. Les expressions « haut » et « bas » sont relatives à la pression atmosphérique. (D'après S. PETTERSEN, 1958, p. 226).

zénithale du Soleil à midi ne représente que le facteur le plus élémentaire et le plus intuitif conditionnant l'insolation journalière. Les précipitations tropicales résultent en effet des processus conjugués de deux cycles hydrologiques dont l'insolation journalière contrôle étroitement l'activité. Le premier de ces cycles trouve sa cause motrice dans le fait qu'une dépression occupe le centre d'un continent tropical, lorsque ce dernier est plus chaud que les océans qui l'entourent. Cette dépression entretient au-dessus du Continent un appel de masses d'air en provenance des océans. Celles-ci, humidifiées par l'évaporation océanique, condensent leur vapeur d'eau en pluies sur le Continent. L'eau d'origine océanique ainsi introduite par effet de mousson à l'intérieur du Continent retourne finalement aux

océans par l'écoulement des rivières et des fleuves. Sur ce cycle *externe* des pluies, se greffe un second cycle *interne* où l'eau amenée des océans se reprécipite et se réévapore à diverses reprises sur le Continent. En régions tropicales très continentales comme le Centre africain, l'activité du cycle interne peut être considérable. Pour le Bassin congolais entier, l'activité du cycle externe Océans-Continent s'exerce en moyenne annuelle sur 22 % seulement des précipitations tandis que les 78 % restants résultent de l'activité du cycle interne (BERNARD, 1945, p. 125).

Or, à une époque saisonnière donnée, l'activité du cycle externe est déterminée par la distribution en latitude de l'insolation journalière. Cette distribution est en effet la cause directe des contrastes thermiques qui s'établissent entre l'Océan et le Continent ou entre les régions continentales diversément insolées. Ces contrastes de température provoquent des gradients de pression, les régions des plus chaudes étant dépressionnaires. Le champ de pression qui s'installe ainsi en fonction de la distribution de l'insolation produit l'afflux d'air maritime humide au-dessus des aires continentales. Le système des grands courants dynamiques de l'atmosphère qui en résulte subit un balancement annuel de part et d'autre de l'équateur. Ce balancement est régi, comme on le dit commodément, par le mouvement du Soleil en hauteur. Mais cette manière de dire, si elle offre l'avantage de fournir une image intuitive immédiate, n'est pas assez correcte sous l'angle rationnel. C'est la variation au fil des jours de la distribution en latitude de l'insolation journalière qui est responsable du balancement annuel des courants atmosphériques au-dessus de la zone tropicale et des pluies ou sécheresses que ces courants provoquent.

L'activité du cycle interne des précipitations en une région donnée du Continent dépend d'une manière encore plus directe — mais aussi plus locale — de l'insolation journalière. Cet élément conditionne en effet l'établissement de contrastes thermiques locaux, le développement des cellules convectives, la formation des nuages de convection et l'évolution des grains orageux qui en résultent.

En résumé, l'activité saisonnière du cycle externe des précipitations intertropicales apparaît bien déterminée par l'évolution annuelle du système de l'insolation journalière des latitudes.

A un degré donné de cette activité correspond l'introduction journalière au-dessus du Continent d'une certaine quantité de vapeur d'eau mise en jeu dans le cycle interne des pluies. L'activité des processus de précipitations et de réévaporation qui caractérisent ce dernier est fonction de l'énergie disponible pour l'alimentation de ces processus et de l'eau entrée dans ce cycle par l'effet de mousson. Les variations que l'on observe dans les régimes pluviométriques des divers lieux d'une même latitude tropicale résultent de l'influence qu'exercent sur l'activité des deux cycles les modalités géographiques particulières qui sont propres aux régions ou aux lieux considérés, comme le relief, les courants marins, le degré de continentalité etc.... Tout facteur géographique augmentant l'activité des cycles externe ou interne augmente les précipitations et inversement.

L'analyse élémentaire que nous venons d'effectuer quant aux causes déterminant un type de régime pluviométrique en régions tropicales explique pourquoi *l'insolation et la pluviométrie sont en corrélation aussi étroite dans toute la zone à pluies de convection thermique*. C'est là un fait confirmé par toute la climatologie tropicale et dont l'évidence est rappelée chaque jour aux habitants des régions chaudes du Globe, dans le déroulement saisonnier des faits météorologiques.

Nous soulignerons maintenant un aspect quantitatif moins évident de la corrélation insolation — pluviosité : celui de la haute sensibilité que manifestent les cotes udométriques aux variations saisonnières relativement faibles de l'insolation journalière. Les hauteurs d'eau en mm, précipitées mensuellement dans les régions tropicales, varient de zéro pour la sécheresse complète à quelque 200 à 500 mm pour les mois les mieux arrosés. Or, les variations saisonnières de l'insolation des basses latitudes, exprimées en pour-cent de la moyenne annuelle, restent relativement faibles comme le montre le Tableau VII ci-après.

Ainsi, les variations saisonnières qui fixent de nos jours l'allure des régimes d'insolation s'avèrent être du même ordre de grandeur que les variations séculaires de l'insolation, comme celles obtenues par exemple aux Tableaux V et VI. *Puisqu'en régions tropicales, les premières variations suffisent à induire les fluctuations saisonnières considérables des cotes udométriques, les secondes ont dû nécessairement induire des fluctuations séculaires d'un ordre de*

*grandeur comparable dans les régimes pluviométriques quaternaires.* Nous touchons ici le nœud essentiel de notre théorie astronomique des pluviaux et interpluviaux du Quaternaire en zone tropicale. La suite de cette étude ne peut offrir d'intérêt au lecteur que si son accord est acquis sur cette conclusion dès à présent. Certains auteurs ont toutefois émis des opinions opposées. Ainsi, C. E. P. BROOKS (1951, p. 1011) affirme que :

« The variations of radiation are small and complex near the equator, and cannot possibly account directly for the alternation of pluvial and interpluvial periods ».

Nous avons vu que les variations séculaires si elles sont complexes sont loin d'être faibles surtout si elles sont envisagées sous l'angle des effets qu'elles peuvent exercer sur les régimes pluviométriques.

Tableau VII. — Variations relatives à l'époque actuelle de l'insolation journalière des solstices et équinoxes, en % de la moyenne annuelle  $\bar{J}_0$  de l'insolation journalière.

Lat.	Caractéristique	$\bar{J}_{p,0}$	$\bar{J}_{e,0}$	$\bar{J}_{a,0}$	$\bar{J}_{h,0}$	$\bar{J}_0$
+ 20°	Insolation journalière (cal/cm <sup>2</sup> )	867	964	857	624	831
	Écart à la moyenne $\bar{J}_0$	+ 36	+ 133	+ 26	- 207	—
	Écart en % de $\bar{J}_0$	+ 4,3	+ 16,0	+ 3,1	- 24,9	—
+ 10°	Insolation journalière (cal/cm <sup>2</sup> )	909	900	898	756	867
	Écart à la moyenne $\bar{J}_0$	+ 42	+ 33	+ 31	- 111	—
	Écart en % de $\bar{J}_0$	+ 4,8	+ 3,8	+ 3,6	- 12,8	—
+ 0°	Insolation journalière (cal/cm <sup>2</sup> )	923	814	912	869	879
	Écart à la moyenne $\bar{J}_0$	+ 44	- 65	+ 33	- 10	—
	Écart en % de $\bar{J}_0$	+ 5,0	- 7,4	+ 3,8	- 1,1	—

Il convient maintenant de poursuivre l'analyse plus en profondeur et de définir les systèmes de valeurs des éléments astronomiques qui correspondent aux pluviaux et aux interpluviaux reconnus par les géologues et les préhistoriens du Quaternaire africain.

3. L'EFFET DES VARIATIONS SÉCULAIRES DES ÉLÉMENTS  $\Pi$   
ET  $e$  SUR LA TEMPÉRATURE DE L'AIR  
(EXEMPLE :  $\Pi = 270^\circ$ ,  $e$  ÉLEVÉ).

Commentons à nouveau les résultats du *Tableau V* mais en fonction cette fois des régimes pluviométriques devant découler des régimes d'insolation calculés. Lorsque  $\Pi$  vaut  $270^\circ$  et qu'en même temps l'excentricité est élevée, toutes les latitudes jouissent au solstice d'été d'un excès d'insolation fort important puisqu'à l'époque  $-599.400$  ans par exemple, cet excès variait entre  $+13$  et  $+17\%$  de l'insolation actuelle, entre les latitudes de  $30^\circ$  et de  $-30^\circ$ . L'allure des courbes représentant les régimes d'insolation (*Fig. 3*) montre que toutes les latitudes tropicales commencent à disposer de l'excès estival d'insolation vers l'équinoxe de printemps. Cet excès augmente ensuite jusqu'au solstice d'été où il devient maximum. Il diminue ensuite pour s'annuler vers l'équinoxe d'automne. Durant la période estivale de 171 jours, alors raccourcie de 15 jours sur notre été, toutes les latitudes bénéficient ainsi d'un excès moyen d'insolation qui peut être calculé. En effet, MILANKOVITCH (1930, p. A 50) donne les expressions de l'insolation des semestres astronomiques d'été et d'hiver. Pour une époque quelconque, ces expressions ne dépendent que de la variation  $\Delta e$ . En calculant ces insolutions semestrielles pour l'époque  $-599.400$  ans et en tenant compte de la modification de durée des semestres astronomiques, on obtient les résultats consignés au *Tableau VIII*. Ceux-ci établissent qu'au cours du semestre d'été de 171 jours de l'époque  $-599.400$  ans, l'insolation journalière moyenne était plus élevée de  $+8\%$  à  $30^\circ$  N et de  $+10,5\%$  à  $30^\circ$  S que celle de l'époque actuelle. Par contre, au cours du semestre d'hiver qui durait 194 jours, l'insolation journalière restait déficitaire de  $-6\%$  à  $30^\circ$  N à  $-8\%$  à  $30^\circ$  S.

Pour dégager les conséquences de telles variations des régimes d'insolation sur les régimes pluviométriques, il faut examiner en premier lieu leurs influences sur les régimes de la température. Les stades transitionnels qui ordonnent l'enchaînement des causes et des effets dans le complexe des grands processus atmosphériques et qui relient la cause initiale « insolation » à l'effet final « précipitations » sont en effet les suivants :

Insolation  $\rightarrow$  Température du substrat  $\rightarrow$  Pression  $\rightarrow$  Vents  $\rightarrow$   
Précipitations.



Dans la théorie astronomique des climats quaternaires, le passage de l'insolation à la température superficielle du substrat revêt une importance capitale. Il pose en fait le problème le plus fondamental de la climatologie physique. Les solutions contradictoires, proposées par les auteurs sur la base de prémisses différentes, expliquent les avis très partagés des uns et des autres sur la validité de la théorie astronomique de MILANKOVITCH.

Tableau VIII. — Variations de l'insolation journalière moyenne  $\bar{J}_E$  et  $\bar{J}_H$  des semestres astronomiques, à l'époque — 599.400 ans, en % des valeurs actuelles  $\bar{J}_{E,0}$  et  $\bar{J}_{H,0}$ .

Lat.	Été			Hiver		
	$\bar{J}_E$ (171 j)	$\bar{J}_{E,0}$ (136 j)	écart en %	$\bar{J}_H$ (194 j)	$\bar{J}_{H,0}$ (179 j)	écart en %
+ 30°	1014	938	+ 8,1	565	602	- 6,1
+ 20°	1018	939	+ 8,4	672	721	- 6,8
+ 10°	994	914	+ 8,8	762	820	- 7,1
0°	943	863	+ 9,3	831	897	- 7,4
- 10°	865	789	+ 9,6	876	949	- 7,7
- 20°	763	693	+ 10,1	897	975	- 8,0
- 30°	641	580	+ 10,5	894	975	- 8,3

En reprenant le problème à partir de l'équation du bilan énergétique d'une latitude, nous avons exprimé comme suit (BERNARD, en prép. 1962) la variation résultante  $dT_s$  exercée sur la température  $T_s$  à la surface du sol, sous l'effet d'une variation séculaire  $dI$  de l'insolation à la latitude considérée :

$$dT_s = \frac{\partial T_s}{\partial I} dI + \frac{\partial T_s}{\partial a_s} da_s + \frac{\partial T_s}{\partial n} dn + \frac{\partial T_s}{\partial Q_a} dQ_a \quad (79)$$

Cette relation signifie que la variation thermique réelle ou climatique  $dT_s$  provoquée à une latitude  $\varphi$  par une variation  $dI$  est la somme d'effets thermiques  $(dT_s)_x = \partial T_s / \partial x \times dx$  dus aux variations  $dx$  des causes suivantes : l'insolation  $I$  elle-même, le pouvoir réflecteur ou l'albédo  $a_s$  du substrat, la nébulosité  $n$  et la chaleur d'advection  $Q_a$  apportée à la latitude considérée par la circulation méridienne de l'atmosphère et des Océans. Dans cette relation, la variation  $dI$  joue le rôle de la cause première.

Les variations  $da_s$ ,  $dn$  et  $dQ_a$  sont des effets de  $dI$  produits par la redistribution des climats ( $n$  et  $Q_a$ ) et des zones phytogéographiques ( $a_s$ ) qui résulte de la modification du climat d'insolation de la Terre.

L'intérêt pratique de la relation (79) réside dans la possibilité de déterminer les coefficients  $\partial T_s / \partial x$  en fonction des éléments climatologiques dont ils dépendent et de pouvoir ensuite calculer numériquement ces coefficients. A cette fin, écrivons d'abord l'équation du bilan énergétique de la latitude  $\varphi$ . Remarquons que la chaleur  $Q^*$ , accumulée pour la période considérée par une colonne de section unitaire du système substrat-atmosphère à la latitude  $\varphi$ , mesure la différence entre les gains et les pertes d'énergie de ce système. Les gains sont formés de l'insolation  $I$  et de la chaleur d'advection  $Q_a$ . Les pertes sont dues au rayonnement thermique vers l'espace  $N^*$  et au rayonnement solaire  $a^*I$  réfléchi vers l'espace à la latitude  $\varphi$ . Les grandeurs  $N^*$  et  $a^*$  qui se rapportent au système substrat terrestre et atmosphère seront appelées respectivement rayonnement thermique planétaire et albédo planétaire de la latitude  $\varphi$ . Le bilan énergétique du système s'écrit ainsi,

$$Q^* = (1 - a^*)I - N^* + Q_a. \quad (80)$$

Pour l'année moyenne considérée au cours des variations paléoclimatiques, le terme  $Q^*$  est entièrement négligeable devant les termes au second membre du fait que les variations séculaires de la température moyenne annuelle des parallèles s'effectuent d'une manière insensible. L'analyse détaillée de  $N^*$  et de  $a^*$  en fonction de leurs causes nous a permis ensuite d'obtenir les expressions suivantes,

$$\left\{ \begin{array}{l} N^*(\text{cal/cm}^2 \text{ min}) = 0,503 (1 - n)\sigma T_s^4 + 0,188 n + 0,0877 \end{array} \right. \quad (81)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} a^* = (a_{s,0}^* + g_{s,0}^2 a_s)(1 - n) + (a_{s,n}^* + g_{s,n}^2 a_n)n. \end{array} \right. \quad (82)$$

Dans la relation (81), déjà citée dans l'introduction (relation 2),  $T_s$  est la température résultante ou climatique au voisinage du substrat terrestre en degrés absolus et  $\sigma$  mesure la constante de Stefan qui vaut  $0,8132 \cdot 10^{-10}$  en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min K}^4$ . Cette relation joue le rôle essentiel dans le problème des effets thermiques provoqués par les variations séculaires de l'insolation puisque c'est par elle seulement que la température au niveau du substrat

terrestre s'introduit dans le problème et se lie avec l'insolation par l'équation (80). Il importe donc que cette relation soit aussi correcte que possible et tout spécialement, que le coefficient  $0,503 (1 - n)$  du terme en  $\sigma T_s^4$  soit suffisamment exact. A cet égard, nous avons déjà fait remarquer que la relation semi-empirique (81) permettait de retrouver à moins de 2 % près les valeurs de  $N^*$  établies directement par HOUGHTON (1954) pour les latitudes de  $0, 10^\circ \dots$  et  $90^\circ N$ .

La relation (82) exprime l'albédo planétaire de la latitude  $\varphi$  :  
 1) en fonction des albédos planétaires de l'atmosphère considérée seule et supposée sereine, soit, à partir du niveau du substrat terrestre  $a_{\lambda,0}^*$ , soit au-dessus de la couche moyenne des nuages  $a_{\lambda,n}^*$ ,  
 2) en fonction des coefficients de transmission  $g = G/I$  du rayonnement global (ciel + soleil) incident par ciel serein, soit au niveau du substrat  $G_0$ , soit sur la surface supérieure des nuages  $G_n$ . Les coefficients de  $(1 - n)$  et de  $n$  dans la relation (82) peuvent être considérés comme les albédos planétaires respectifs du système substrat-atmosphère par ciel serein  $a_0^*$  et par nébulosité complète  $a_1^*$ . L'équation (82) peut donc s'écrire,

$$a^* = a_0^*(1 - n) + a_1^*n. \quad (83)$$

En différentiant l'équation (80), en y remplaçant  $dN^*$  et  $da^*$  par leur expression obtenue en différentiant les équations (81) et (83), on obtient la relation (79), les coefficients  $\partial T / \partial x$  étant identifiés aux expressions ci-après qui les déterminent,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_s}{\partial I} = C(1 - a^*), \end{array} \right. \quad (84a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_s}{\partial a_s} = - C g_0^2 (1 - n) I, \end{array} \right. \quad (84b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_s}{\partial n} = - C [(a_1^* - a_0^*) I - (0,503 \sigma T_s^4 - 0,188)], \end{array} \right. \quad (84c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_s}{\partial Q_a} = C, \end{array} \right. \quad (84d)$$

Le coefficient  $C$  intervenant dans ces relations a pour expression

$$C = \frac{1}{0,503(1 - n)4\sigma T_s^3}. \quad (85)$$

Touchant l'interprétation de l'équation (79), une remarque importante s'impose. Les divers termes que le second membre additionne sont en fait les *effets thermiques propres* des variations d'insolation, de l'albédo du substrat etc..., effets qu'on peut désigner par  $(dT_s)_i$ ,  $(dT_s)_{a_s}$  ... Chacun de ces effets propres n'aurait de sens climatologique réel, en provoquant une variation  $dT_s$  de la température  $T_s$ , que si les variations des autres éléments étaient nulles; autrement dit, que si ces autres éléments étaient supposés constants. Dans la réalité paléoclimatique, il n'en est pas ainsi. Les éléments  $a_s$ ,  $n$  et  $Q_d$  varient en même temps et d'une manière interdépendante lorsque la cause première  $I$  subit une variation  $dI$ . C'est pourquoi les effets thermiques propres  $(dT_s)_i$ ,  $(dT_s)_n$  ... qui composent l'effet résultant  $dT_s$  de la relation (79) n'ont pas de réalité climatologique. Ils définissent des entités théoriques dont l'utilité pratique est d'être calculables et d'avoir pour somme algébrique la variation cherchée  $dT_s$ , seule revêtue de la signification climatologique évidente qui s'attache à une fluctuation de la température superficielle du substrat et de la couche d'air qui le surmonte.

Aux hautes latitudes, le terme en  $a_s$  de la relation (79) joue un rôle considérable dans le développement des calottes glaciaires par un effet d'autoaccélération. Celui-ci est dû au fait que l'albédo des surfaces terrestres, libres de neige ou de glace, est de l'ordre de 0,05 à 0,20 alors que les glaciers à surface fréquemment rafraîchie par les précipitations neigeuses ont des albédos supérieurs à 0,80. Le calcul numérique du coefficient  $\partial T_s / \partial a_s$  de ces latitudes montre que, pour la saison estivale, toute augmentation de  $a_s$  de 0,10 entraîne une variation  $(dT_s)_{a_s}$  de l'ordre de  $-7^\circ\text{C}$ . Les albédos des surfaces terrestres relatives aux diverses régions africaines n'ont pu subir que des variations assez faibles au cours du Quaternaire. Rappelons que l'albédo de forêts vertes varie entre 0,03 et 0,10 et celui des déserts entre 0,20 et 0,30. Les variations d'albédo les plus extrêmes n'ont donc pas dépassé 0,20. Dans la plupart des cas, ces variations ont dû rester de l'ordre de quelques centièmes, ne provoquant ainsi que des effets thermiques propres s'élevant à quelques degrés seulement. Par contre, les effets thermiques propres des variations séculaires de l'insolation, de la nébulosité et de la chaleur d'advection ont dû être fort importants.

L'effet thermique propre des variations séculaires de l'insolation, cause des trois autres, est calculable par la relation suivante (84a et 85),

$$(dT_s)_1 = \frac{0,50}{1-n} \frac{1-a^*}{\sigma T_s^3} dI. \quad (86)$$

C'est la relation (1a) déjà commentée dans l'introduction. Les calculs numériques montrent qu'aux latitudes de 0 à 20° N, au cours du semestre d'été, toute variation  $dI = 0,01.I$  apporte une contribution  $(dT_s)_1$  à  $dT_s$  de 2° C environ. Les écarts  $dI_e$  de + 8 à + 9 % de l'insolation  $I_e$  du semestre d'été (Tableau VIII) entraînaient donc à l'époque — 599.400 ans des variations  $(dT_s)_{1e}$  de + 16 à + 18° C. Apprécié sous l'angle de la remarque faite plus haut touchant la signification des effets thermiques propres, ce résultat n'a rien d'excessif et est parfaitement acceptable. Pour la zone tropicale en effet, les termes en  $(dT_s)_n$  et en  $(dT_s)_{qa}$  de (79) sont négatifs. Ils peuvent atténuer fortement le terme en  $(dT_s)_{1e}$  pour produire des effets thermiques résultants  $dT_s$  de quelques degrés seulement. En zone tropicale, une augmentation de l'insolation des latitudes entraîne une élévation de nébulosité. Or, les calculs montrent que tout accroissement de 0,01 sur la nébulosité provoque durant l'été des latitudes de 0 à 20° N un effet thermique propre de — 0,25° C en moyenne. L'effet atténuateur essentiel doit toutefois résulter du terme en  $dQ_a$ . La chaleur d'advection en zone tropicale est négative car, dans la circulation atmosphérique, l'excès de chaleur  $(1 - a^*) I - N^*$  de ces régions est transporté vers les pôles. Il est difficile cependant d'estimer actuellement dans quelle mesure une augmentation d'insolation en zone tropicale activerait l'évacuation vers les hautes latitudes des calories excédentaires. Il est tout aussi difficile de déterminer l'accroissement de nébulosité due à une augmentation d'insolation. La variation de nébulosité dépend en effet de l'intensification des cycles externe et interne des pluies comme conséquence de l'augmentation de l'insolation des latitudes.

D'importants perfectionnements restent donc à apporter dans ces aspects de la question. Remarquons ici que des recherches purement empiriques touchant la climatologie comparée des diverses latitudes africaines pourraient contribuer beaucoup à

éclairer le problème. Un coup d'œil sommaire sur les données climatographiques de l'Afrique Équatoriale montre qu'entre Bangui à  $4^{\circ}22' \text{ N}$  et Mongo à  $12^{\circ}12' \text{ N}$ , la température moyenne du mois d'août qui est le plus pluvieux de la saison estivale augmente d'environ un degré tandis que les précipitations croissent de 250 mm à 350 mm. Or, les insolation journalières moyennes de ces latitudes au cours de l'été sont en chiffres ronds de  $885 \text{ cal/cm}^2$  et de  $920 \text{ cal/cm}^2$ . Leur différence est seulement de  $35 \text{ cal/cm}^2$ . L'étude théorique du régime thermique d'une latitude qui sera exposée plus loin nous permettra de tirer des conclusions plus réalistes et plus rationnellement amenées quant à l'importance des effets thermiques provoqués par les variations quaternaires des régimes d'insolation.

Dès à présent, nous pouvons déjà conclure sur des bases plus intuitives que les conditions —  $\Pi = 270^{\circ}$ ,  $e$  élevé — apparaissent comme optimalement favorables sous l'angle énergétique ou thermique pour activer au maximum durant l'été l'appel d'air océanique au-dessus de la partie intertropicale nord de l'Afrique et pour y développer de puissants processus de convection thermique. Mais ces conditions, si elles sont nécessaires pour intensifier optimalement les cycles externes et internes des précipitations, ne sont pas suffisantes. Il faut encore que la quantité de vapeur d'eau introduite dans ces cycles par l'évaporation des Océans soit importante. Nous allons voir que les variations séculaires de l'obliquité  $\epsilon$  exercent sur cette évaporation une action déterminante.

#### 4. L'EFFET DES VARIATIONS SÉCULAIRES DE L'OBLIQUITÉ $\epsilon$ SUR LA TEMPÉRATURE ET L'ÉVAPORATION DES OCÉANS TROPICAUX.

##### a. *Le rôle de l'obliquité dans la théorie astronomique.*

L'obliquité  $\epsilon$  joue d'abord un rôle direct dans les régimes d'insolation des latitudes tropicales puisque les expressions (42) de  $\Delta J_e$  et de  $\Delta J_h$  contiennent un terme en  $\Delta \epsilon$ . Pour  $\Pi = 270^{\circ}$ , la variation  $\Delta(e \sin \Pi)$  est négative (56b). Le coefficient  $P_e$  étant toujours négatif (Tableau III), le terme en  $\Delta(e \sin \Pi)$  est positif.

Aux époques où  $\epsilon$  est maximé,  $\Delta\epsilon$  est positif. Le coefficient  $E_e$  de  $\Delta\epsilon$  étant positif à partir de  $15^\circ$  nord environ, l'effet direct de  $\epsilon$  est alors de contribuer à relever l'insolation journalière du solstice d'été au delà de  $15^\circ$  parallèle nord. Toutefois, cet effet direct de  $\epsilon$  reste faible devant le terme largement prépondérant en  $\Delta(e \sin \Pi)$ . Dans l'exemple numérique exposé précédemment (p. 26) où nous avons calculé la variation  $\Delta J_e$  pour l'époque  $-599.400$  ans à la latitude  $+30^\circ$  N, le terme en  $\Delta(e \sin \Pi)$  représentait  $+136$  cal/cm<sup>2</sup> tandis que le terme en  $\Delta\epsilon$  valait  $-9$  cal/cm<sup>2</sup> seulement. Aux hautes latitudes, le terme en  $\Delta\epsilon$  joue un rôle plus important dans l'expression de  $\Delta J_e$  du fait que le coefficient  $E_e$  varie de  $-6,3$  à l'équateur à  $+46,1$  au pôle nord alors que le coefficient  $P_e$  ne subit qu'une variation secondaire. Ainsi, au pôle nord et toujours pour l'époque  $-599.400$  ans, le terme en  $\Delta(e \sin \Pi)$  de  $\Delta J_e$  vaut  $+150$  cal/cm<sup>2</sup> et celui en  $\Delta\epsilon$  atteint  $-49$  cal/cm<sup>2</sup>. Ce terme reste donc moins important. Toutefois — et ceci est un résultat capital de la théorie astronomique des glaciations quaternaires — les expressions établies par MILANKOVITCH (1930, p. 127) pour les variations séculaires de l'insolation des *semestres calorifiques* comportent un terme en  $\Delta(e \sin \Pi)$  qui s'annule au pôle et un terme en  $\Delta\epsilon$  dont le rôle devient prépondérant aux hautes latitudes. Ces expressions sont écrites par MILANKOVITCH en unités canoniques c'est-à-dire en adoptant conventionnellement pour la constante solaire la valeur  $I_0 = 1$  et pour la durée de l'année la valeur  $\Theta = 100.000$ . On passe de l'expression d'une insolation en unités canoniques à son expression en unités absolues (cal/cm<sup>2</sup>) en multipliant la première par 10,519. Représentons par  $\Delta Q_e$  et  $\Delta Q_h$  les variations séculaires de l'insolation en unités canoniques des semestres calorifiques de l'été ( $e$ ) et de l'hiver ( $h$ ) pour une latitude  $\varphi$  quelconque de l'hémisphère nord, à une époque quaternaire quelconque où les éléments astronomiques prennent les valeurs  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$ . Désignons de même par  $\Delta \bar{Q}_e$  et  $\Delta \bar{Q}_h$  les variations séculaires d'insolation en unités canoniques pour la même époque mais pour les semestres calorifiques d'été et d'hiver de la latitude  $-\varphi$  de l'hémisphère sud. MILANKOVITCH a obtenu les relations suivantes, bases de sa théorie des glaciations quaternaires de l'hémisphère nord :

*Semestre d'été de l'H. N. et d'hiver de l'H. S.*

$$\text{H.N. } \Delta Q_e = \Delta W_e \Delta \epsilon - m \Delta(e \sin \Pi) \quad (87a)$$

$$\text{H.S. } \Delta \bar{Q}_h = \Delta W_h \Delta \epsilon - m \Delta(e \sin \Pi) \quad (87b)$$

*Semestre d'hiver de l'H.N. et d'été de l'H.S.*

$$\text{H.N. } \Delta Q_h = \Delta W_h \Delta \epsilon + m \Delta(e \sin \Pi) \quad (88a)$$

$$\text{H.S. } \Delta \bar{Q}_e = \Delta W_e \Delta \epsilon + m \Delta(e \sin \Pi) \quad (88b)$$

*Année entière.*

$$\text{H.N. } \Delta Q = \Delta Q_e + \Delta Q_h = \Delta W \Delta \epsilon \quad (\Delta W = \Delta W_e + \Delta W_h) \quad (89a)$$

$$\text{H.S. } \Delta Q = \Delta \bar{Q}_h + \Delta \bar{Q}_e = \Delta W \Delta \epsilon = \Delta Q. \quad (89b)$$

Dans ces équations,  $\Delta W_e$  et  $\Delta W_h$  représentent les variations respectives en unités canoniques de l'insolation du parallèle  $+\varphi$  pour les semestres astronomiques d'été ( $W_e$ ) et d'hiver ( $W_h$ ), lorsque l'obliquité  $\epsilon$  augmente d'un degré. Notons que les grandeurs homologues  $\Delta \bar{W}_e$  et  $\Delta \bar{W}_h$  relatives à la latitude opposée  $-\varphi$  sont égales respectivement à  $\Delta W_e$  et  $\Delta W_h$  du fait que  $W_e = \bar{W}_e$  et que  $\bar{W}_h = W_h$ . C'est pourquoi les grandeurs  $\Delta W_h$  et  $\Delta W_e$  des équations (87b) et (88b) y remplacent les grandeurs homologues  $\Delta \bar{W}_h$  et  $\Delta \bar{W}_e$ .

Les quantités  $W_e$  et  $W_h$  ne varient qu'en fonction de  $\epsilon$ , leur dépendance envers  $e$  étant négligeable et celle envers  $\Pi$  étant rigoureusement nulle. Ces quantités et les variations  $\Delta W_e$ ,  $\Delta W_h$  ont été calculées par MILANKOVITCH pour les latitudes de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  variant de  $5$  en  $5^\circ$ . Or,  $\Delta W_e$  augmente de  $-0,35\%$  à l'équateur à  $+4,02\%$  au pôle tandis que  $\Delta W_h$  diminue de  $-0,35\%$  à l'équateur à  $-4,31\%$  à  $75^\circ$  en passant par un minimum de  $-5,86\%$  à  $66^\circ$ . Ainsi, les insolutions des semestres calorifiques des hautes latitudes s'avèrent particulièrement sensibles aux faibles variations quaternaires de l'obliquité. Au contraire, le terme en  $\Delta(e \sin \Pi)$  des équations 87 et 88 s'annule au pôle et devient maximum à l'équateur du fait que le coefficient  $m$  vaut

$$m = \frac{200.000}{\pi^2} \cos \varphi \quad (90)$$

et varie ainsi de  $0$  au pôle à  $20.260$  à l'équateur.



La conclusion à dégager de ces considérations est la suivante : *aux hautes latitudes, les variations séculaires de l'insolation des semestres calorifiques sont principalement induites par les variations séculaires de l'obliquité  $\epsilon$  tandis qu'aux basses latitudes, elles sont essentiellement tributaires des variations séculaires de l'expression  $e \sin \Pi$* . Les courbes des variations quaternaires des insolutions semestrielles pour les latitudes intertropicales fluctuent donc en manifestant la périodicité moyenne de  $\Pi$  égale à 20.600 ans alors qu'aux hautes latitudes ces courbes varient avec la période de 41.000 ans de  $\epsilon$ .

Or, la théorie astronomique des glaciations de l'hémisphère nord de MILANKOVITCH a pour base la courbe des variations quaternaires de l'insolation du semestre calorifique d'été du 65° parallèle nord (équation 87a). A la lumière de cette théorie, il apparaît que le développement d'une calotte glaciaire se réalise par voie centrifuge à partir d'un pôle, la cause principale de ce développement étant un déficit croissant de l'insolation estivale au cours du passage de l'obliquité  $\epsilon$  par un minimum. Lorsqu'en même temps  $\Pi$  atteint la valeur de 90°,  $\Delta(e \sin \Pi)$  étant alors positif, le terme en  $m\Delta(e \sin \Pi)$  de la relation (87a) est aussi négatif bien que d'importance secondaire. Le déficit estival d'insolation atteint un minimum absolu aux hautes latitudes nord et y installe une grande glaciation. Remarquons d'ailleurs plus intuitivement que pour  $\Pi = 90^\circ$ , l'été des latitudes nord correspond à l'aphélie ce qui diminue bien l'insolation estivale. Pour la calotte polaire australe, l'effet du minimum d'obliquité sur l'insolation estivale est identique à celui des latitudes homologues de l'hémisphère nord (87a et 88b). Toutefois, quand  $\Pi = 90^\circ$ , le déficit d'insolation est compensé partiellement par le passage de la Terre au périhélie au cours de l'été austral. Les régions antarctiques subissent donc une petite glaciation. L'équation (88b) montre qu'alors le déficit estival d'insolation des hautes latitudes sud dû à une variation  $\Delta\epsilon$  négative est partiellement compensé par le terme  $m\Delta(e \sin \Pi)$  qui est ici positif quand  $\Pi$  vaut 90°. Au contraire, pour  $\Pi = 270^\circ$ , ce terme ajoute son effet négatif au terme  $\Delta W \Delta\epsilon$ . Le déficit estival d'insolation des hautes latitudes sud atteint un minimum absolu et une grande glaciation s'installe sur l'Antarctique.

Quand  $\epsilon$  passe par un maximum, les équations 87a et 88b montrent que les hautes latitudes jouissent alors d'un maximum

estival l'insolation qui, pour  $\Pi = 270^\circ$ , est absolu dans l'hémisphère nord et secondaire dans l'hémisphère sud. La planète est dans un état d'interglaciation maximum pour la calotte polaire nord et mitigé pour la calotte polaire sud.

Cette analyse montre que les états climatiques majeurs du Globe au cours du Quaternaire, états de glaciation ou d'interglaciation, furent au premier titre tributaires de l'obliquité  $\epsilon$ . Le *Tableau IX* résume les systèmes de valeurs caractéristiques des éléments  $\epsilon$  et  $\Pi$  qui définissent les états climatiques extrêmes du Globe dans la théorie astronomique des glaciations quaternaires.

Tableau IX. — États climatiques extrêmes du Globe dans la théorie astronomique des glaciations.

Obliquité $\epsilon$	Position du périhélie $\Pi$	État climatique des calottes polaires	N° du cas et symbole
$\Delta\epsilon < 0$ . L'obliquité $\epsilon$ est minimée (Glaciation).	$\Pi = 90^\circ$	nord : grande glaciation sud : petite glaciation	(1) $G \bar{g}$
	$\Pi = 270^\circ$	nord : petite glaciation sud : grande glaciation	(2) $g \bar{G}$
$\Delta\epsilon > 0$ . L'obliquité $\epsilon$ est maximée (Interglaciation).	$\Pi = 90^\circ$	nord : petite interglaciation sud : grande interglaciation	(3) $i \bar{I}$
	$\Pi = 270^\circ$	nord : grande interglaciation sud : petite interglaciation	(4) $I \bar{i}$

Les considérations qui précèdent nous permettent maintenant de mettre en lumière le rôle important bien qu'indirect que jouent les variations séculaires de l'obliquité  $\epsilon$  dans les phases climatiques quaternaires de la zone intertropicale.

b) *Obliquité, température et évaporation des Océans tropicaux.*

Reprenons par exemple le cas 2 du *Tableau IX* où  $\epsilon$  étant minimé et  $\Pi$  valant  $270^\circ$ , la calotte polaire nord subit une petite glaciation tandis qu'une grande glaciation sévit sur la calotte polaire sud. Les glaces antarctiques avancent vers des latitudes plus basses. Les courants marins froids issus des océans circum-polaires sud et qui longent les côtes occidentales des continents

atteignent des latitudes plus voisines de l'équateur. La déperdition considérable d'énergie solaire vers l'espace par le haut albédo de la calotte glaciaire refroidit les océans périglaciaires. Le gradient thermique qui existe entre ces derniers, avancés en latitude de 10 à 15°, et les océans équatoriaux est relevé au maximum. L'activité de la circulation océanique en est fortement accrue. Il en résulte un brassage plus intense des eaux périglaciaires très froides avec les eaux équatoriales, une diminution générale de la température des eaux de l'Atlantique-Sud et une réduction de la surface océanique à évaporation active. Dans le cas (4) où  $\epsilon$  est maximé pour  $\Pi = 270^\circ$ , nous avons vu qu'une petite interglaciation règne sur l'Antarctique tandis que l'Océan polaire arctique jouit d'un état de grande interglaciation. Ces états interglaciaires des hautes latitudes libèrent totalement les océans polaires des glaces ou reculent vers le pôle la limite des glaces océaniques. Ils correspondent à un réchauffement des hautes latitudes, à une diminution du gradient thermique en latitude à la surface des océans et à un ralentissement de la circulation océanique. L'affaiblissement du brassage entre les eaux chaudes des basses latitudes et les eaux tempérées des hautes latitudes par des courants marins ralentis confère aux océans tropicaux une température de surface plus voisine de la température attribuable aux seuls effets météorologiques locaux et en particulier à l'effet de l'insolation. Or, pour  $\Pi = 270^\circ$ , l'excès d'insolation dont bénéficient toutes les latitudes tropicales durant la saison chaude de l'hémisphère nord (87) doit produire un accroissement appréciable de la température des océans intertropicaux.

Cette analyse suggère la conclusion qu'au cours du Quaternaire, les états les plus chauds et les plus froids de la surface des océans tropicaux devaient correspondre respectivement aux maxima et au minima de l'obliquité  $\epsilon$ . Ainsi, lorsque la conjonction des valeurs  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 270^\circ$  et  $e$  élevé était réalisée, un maximum thermique devait s'étendre sur tout l'Atlantique intertropical surtout durant la saison d'été, la zone océanique la plus chaude étant rejetée dans l'hémisphère nord.

Il est actuellement possible de préciser les fluctuations thermiques subies par la surface des océans au cours du Quaternaire. L'analyse spécifique du plancton des diverses strates sédimen-

taires qui composent les carottes de sondage prélevées dans les fonds océaniques permet d'estimer la température superficielle de l'Océan à l'époque de la sédimentation. En effet, l'estimation de l'optimum thermique du développement des espèces planctoniques dominantes dans la strate étudiée assigne l'ordre de grandeur de la température superficielle de l'Océan au moment du dépôt de la strate. Mais cette méthode reste qualitative. Harold C. UREY (1948) a découvert un véritable thermomètre géologique lorsqu'il a établi que le rapport isotopique  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  dans le  $\text{CaCO}_3$  du plancton varie avec la température de l'eau océanique superficielle dans laquelle ce plancton a été formé. Si le rapport  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  dans l'eau est de 1/500, le rapport isotopique dans le carbonate de calcium sera de 1,026/500 à  $0^\circ\text{C}$  et de 1,022/500 à  $25^\circ\text{C}$ . La méthode isotopique de UREY est quantitative. Elle a permis à EMILIANI (1955) de reconstituer des courbes de variations quaternaires de la température de l'Océan Atlantique en l'appliquant à des carottes de sondage extraites du fond océanique. Ces courbes manifestent des fluctuations de  $6$  à  $8^\circ\text{C}$  qui reproduisent les variations de l'obliquité  $\epsilon$ , de période 41 000 ans, mais avec un déphasage qui traduit un retard de 5 à 10 000 ans. (Suess, 1956). Ces courbes montrent aussi qu'un réchauffement appréciable et rapide de l'Océan Atlantique de  $8^\circ\text{C}$  d'amplitude s'est produit à partir de l'époque — 11 000 ans pour atteindre son maximum il y a 5 000 ans environ. Or, l'obliquité  $\epsilon$  a rapidement augmenté de valeur après son dernier minimum atteint il y a 25 000 ans pour passer par son dernier maximum il y a 8 000 ans (Fig. 6). Compte tenu d'un déphasage par ailleurs variable selon qu'il s'agit des minima ou des maxima, les faits les mieux établis sur l'évolution thermique de l'Océan Atlantique intertropical depuis 25 000 ans établissent l'existence d'une bonne corrélation entre cette évolution et la variation séculaire de  $\epsilon$ . EMILIANI (1955, 1956) a établi la courbe des fluctuations thermiques de la mer des Caraïbes au cours des derniers 300 000 ans sur la base de deux carottes de sondage de très grandes longueurs extraites par EWING. Cette courbe reproduit bien les variations séculaires de  $\epsilon$  au cours de cette période. Les fluctuations thermiques ont une amplitude moyenne de l'ordre de  $6^\circ\text{C}$ . Cette courbe manifeste 7 oscillations complètes de température en 290 000 ans ce qui correspond exactement à la pério-

dicité moyenne de 41 000 de l'obliquité. Ces faits confirment bien l'interprétation que nous avons exposée plus haut touchant le rôle de  $\epsilon$  dans l'évolution thermique de la surface des océans tropicaux.

Pour assoir d'avantage notre théorie astronomique des pluviux quaternaires sur les bases quantitatives de la climatologie physique, il reste à analyser les influences des variations de la température des océans sur le cycle externe des précipitations dans la zone intertropicale.

Des variations thermiques de l'ordre de 6 à 8° C ont dû exercer une influence notable sur l'évaporation océanique. Il est possible d'estimer l'ordre de grandeur des fluctuations séculaires de cette évaporation par la relation classique qui définit l'évaporation comme étant une diffusion de vapeur d'eau de la surface évaporante dans l'air turbulent qui la surmonte. Cette relation est de la forme,

$$V = R(e_w - e_a)u_a \quad (91)$$

$V$  étant la lame d'eau évaporée par unité de temps,  $R$  un facteur fonction du niveau  $a$  considéré dans l'air libre,  $e_w$  et  $e_a$  mesurant respectivement la pression de vapeur au niveau de la surface et au niveau  $a$ . En étudiant l'application de cette formule à l'évaporation des océans, JACOBS (1951, p. 1062) a montré que le coefficient  $R$  vaut en moyenne 0,142 lorsque  $e$  est mesuré en millibars,  $u_a$  en m/sec,  $V$  en mm/jour, le niveau  $a$  d'observation étant de 6 m au dessus de l'Océan. D'autre part, la pression de vapeur  $e_w$  à la surface des océans vaut 0,98  $E_w$  en acceptant une salure moyenne de 35/1000,  $E_w$  représentant la pression de saturation pour l'eau pure (SVERDRUP, 1951). Avec les unités mentionnées, la relation (91) peut donc s'écrire pour les océans,

$$V(\text{mm/jour}) = 0,142 (0,98 E_w - e_a)u_a. \quad (92)$$

Cette équation précise la dépendance de l'évaporation océanique à la température superficielle  $T_w$  des océans puisque cette dernière détermine la pression de saturation  $E_w$ . Or, on sait que  $E_w$  augmente rapidement avec la température. De 23,4 mb pour  $T_w = 20^\circ \text{C}$ ,  $E_w$  atteint 31,7 mb à  $25^\circ \text{C}$  et 42,5 mb à  $30^\circ \text{C}$ . Les données bibliographiques permettent de considérer comme non excessif un accroissement annuel moyen de 50 mm d'évaporation océanique par augmentation de  $1^\circ \text{C}$  de la température superficielle entre

20 et 25° C. En adoptant pour l'Atlantique intertropical une évaporation annuelle de 1300 mm et  $T_w = 24,5^\circ \text{C}$ , on voit que les variations quaternaires de  $T_w$  de 8° C d'amplitude, soit entre 20,5 et 28,5° C telles que décelées par l'analyse des carottes sous-marines, entraînent des variations de l'évaporation annuelle de 1100 à 1500 mm, soit de - 15 et de + 15 %. D. M. HOUGHTON (1958) accepte une influence beaucoup plus forte de la température des océans sur leur évaporation. Cet auteur considère en effet qu'une anomalie de  $\pm 1^\circ \text{C}$  sur  $T_w$  peut provoquer au maximum une variation de  $\pm 30 \text{ cal/cm}^2$  jour sur la chaleur latente d'évaporation de l'Océan, soit une variation de 0,5 mm/jour ou encore de 182 mm/année pour la lame d'eau évaporée. De telles variations suffisent à augmenter considérablement les précipitations continentales, lorsqu'un cycle interne actif de précipitations — réévaporation amplifie bien un cycle externe mieux alimenté en vapeur d'eau océanique.

L'influence de la température des courants marins sur la pluviosité des régions continentales qu'ils longent est un fait bien acquis en climatologie tropicale. L'Afrique du Sud en offre un exemple remarquable : la côte occidentale que remonte le courant froid du Benguela est désertique tandis que la côte Est que descend le courant chaud du Mozambique est bien arrosée. L'effet de ces deux courants opposés en direction et en température entraîne au cours de l'été une distorsion considérable de la zonation pluviométrique, si régulière dans la partie nord très continentale de l'Afrique.

##### 5. DÉDUCTIONS THÉORIQUES SUR LES VARIATIONS QUATERNAIRES DE LA TEMPÉRATURE DE L'AIR EN AFRIQUE.

###### a) *Théorie du régime thermique d'un lieu continental.*

Les considérations émises plus haut sur la température de l'air et des océans, dans le cadre de la théorie astronomique des climats quaternaires, restent encore trop générales pour répondre d'une manière satisfaisante au problème pratique que posent les Quaternaristes et les Préhistoriens : déterminer les variations séculaires subies en Afrique par les régimes thermiques régionaux au cours du dernier million d'années.

La première voie de solution qu'on est tenté de suivre consiste à appliquer l'équation aux variations (79) qui considère le système

substrat-atmosphère, à la région africaine considérée. Or, l'application de cette équation, non plus en moyenne annuelle ni pour le parallèle  $\varphi$  entier, exige de modifier le terme  $dQ_a$  de la chaleur d'advection méridienne en un terme de chaleur d'advection amenée par les courants atmosphériques locaux qui traversent la région envisagée. Nous avons vu que la détermination de  $dQ_a$  en moyenne annuelle et pour le parallèle entier soulevait déjà une difficulté. De même, les données planétaires intervenant dans les relations (84) devraient être connues pour la région considérée alors que leur détermination en moyenne annuelle pour les diverses latitudes est actuellement la seule possible. En fait, cette voie de solution n'est valable que pour résoudre le problème général des variations séculaires de la température moyenne des latitudes. Elle se réfère à des faits trop globaux du système substrat — atmosphère pour pouvoir informer avec la précision requise sur les variations quaternaires du régime thermique, réalisé au niveau du sol dans une région limitée du Globe.

L'application de l'équation du bilan énergétique non plus à la limite de l'atmosphère (relation 80) mais au niveau même du substrat offre la solution réaliste qui tient compte des particularités régionales imposées. Nous avons obtenu cette solution souhaitable pour les fins paléoclimatiques dans une étude consacrée à la théorie des oscillations annuelles et diurnes de la température à la surface des continents et des océans (BERNARD, 1962b). Cette théorie, pour les surfaces continentales, peut être résumée comme suit.

L'équation du bilan d'énergie d'une étendue naturelle quelconque peut s'écrire pour une période quelconque et à l'unité de surface (cf. BERNARD 1956),

$$Q' = [(1 - a_s - \mu)G - N] - Q - V_r. \quad (93)$$

Cette relation exprime que la chaleur  $Q'$  accumulée par le substrat au cours de la période considérée est la différence entre le gain d'énergie par le rayonnement global  $G$  incident du ciel et du soleil à l'unité de surface horizontale et les pertes d'énergie subies. Ces pertes sont les suivantes : 1) la réflexion  $a_s G$  du rayonnement solaire par le substrat d'albedo  $a_s$ , 2) la fixation d'une énergie biochimique  $\mu G$  dans la photosynthèse nette des végétaux, énergie généralement négligeable devant les autres

termes, 3) le rayonnement thermique effectif  $N$  de la surface, 4) l'échange  $Q$  de chaleur sensible entre la surface et l'air qui la surmonte, 5) la chaleur latente  $V_L$  consommée dans l'évapotranspiration, à raison de  $58 \text{ cal/cm}^2$  par mm d'eau évapotranspiré.

On peut considérer le rayonnement global comme étant proportionnel à l'insolation

$$G = gI \quad (94)$$

$g$  étant le *coefficient de transmission* de l'atmosphère. Ce coefficient est variable selon la région et en fonction de causes que nous analyserons plus loin.

Le rayonnement thermique effectif  $N$  du substrat mesure le bilan entre le rayonnement thermique propre  $N_s$  émis par la surface du substrat portée à  $T_s$  degrés absolus ( $^{\circ}\text{K}$ ) et la part du contre-rayonnement thermique de l'atmosphère  $N_A$  absorbée par la surface du substrat. En vertu de la loi de STEFAN, l'expression de  $N_s$  est

$$N_s = \epsilon_s \sigma T_s^4 \quad (\sigma = 0,8132 \cdot 10^{-10} \text{ cal/cm}^2 \text{ min } ^{\circ}\text{K}^4) \quad (95a)$$

$\sigma$  désignant la constante de STEFAN et  $\epsilon_s$  mesurant le pouvoir émissif de la surface du substrat. La part de  $N_A$  absorbée par cette surface est par ailleurs égale à  $N_A$  diminuée de la partie  $a_n N_n$  réfléchie vers le ciel,  $a_n$  désignant l'albédo de la surface pour le rayonnement thermique. On peut donc écrire pour l'expression du rayonnement thermique effectif de la surface,

$$N = \epsilon_s \sigma T_s^4 - (1 - a_n) N_A. \quad (95b)$$

En vertu des lois du rayonnement thermique, on peut considérer le pouvoir émissif  $\epsilon_s$  du substrat comme égal au complément à l'unité de son albédo  $a_n$ . Il vient donc

$$N = \epsilon_s (\sigma T_s^4 - N_A). \quad (96)$$

Adoptons pour le contre-rayonnement atmosphérique la forme suivante que la bonne proportionnalité entre  $N_s$  et  $N_A$  justifie,

$$N_A = \epsilon_A \sigma T_s^4. \quad (97)$$

Dans cette relation,  $\epsilon_A$  est le pouvoir émissif conventionnel de



l'atmosphère lorsque la température de référence est  $T_s$ . La relation (96) donne alors,

$$N = \epsilon_s(1 - \epsilon_\lambda)\sigma T_s^4 = \epsilon\sigma T_s^4 \quad (98)$$

en posant,

$$\epsilon = \epsilon_s(1 - \epsilon_\lambda). \quad (99)$$

Les auteurs admettent généralement  $\epsilon_s = 1$  pour les corps terrestres. En fait,  $\epsilon_s$  est compris entre 0,90 et 1. Il convient donc de tenir compte de la valeur réelle du pouvoir émissif dans tout problème particulier où une précision plus grande est requise. Dans l'étude paléoclimatique qui nous occupe et où notre but est de rechercher l'ordre de grandeur, rationnellement justifié, des variations de la température, on pourra admettre  $\epsilon_s = 1$ . Pour les calculs numériques, nous prendrons comme approximation valable de  $T_s$  la température des couches voisines du sol telle qu'on la mesure dans les réseaux météorologiques. La température  $T_s$  de la relation (98) définit la variable dont nous allons rechercher les fluctuations séculaires de régime annuel, provoquées par les variations séculaires de l'insolation. Nous appellerons le coefficient  $\epsilon$  le *pouvoir émissif effectif*.

Considérons maintenant l'équation (93) du bilan énergétique, non plus pour une période donnée mais par unité de temps, à un instant  $t$  de l'année, la température  $T_s$  variant en fonction du temps sous l'effet des variations dans l'année de l'insolation journalière. La quantité  $Q'$  correspond alors à la quantité  $Q'(0, t)$  de calories qui pénètrent par unité de temps dans le substrat de conductivité thermique  $k'$ , sous l'effet du gradient  $(\partial T'/\partial z)_{z=0}$  de la température  $T'(z, t)$  du substrat, réalisé au niveau de la surface  $z = 0$ . En vertu de la définition de  $k'$ , on peut écrire,

$$Q'(0, t) = + k' \left( \frac{\partial T'}{\partial z} \right)_{z=0}. \quad (100)$$

$z$  étant la profondeur comptée positivement vers le haut. De même, la quantité  $Q$  de chaleur sensible échangée entre la surface et l'air de température  $T(z, t)$  s'exprime par la relation,

$$Q(0, t) = - \rho c_p K \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0}. \quad (101)$$

Dans cette expression,  $\rho$  est la masse spécifique de l'air,  $c_p$  sa chaleur spécifique à pression constante et  $K$  la *diffusivité* de la chaleur dans l'air par convection turbulente. Admettons que l'insolation varie au cours de l'année selon une fonction cosinusoidale du temps,

$$I = \bar{I} + A_i \cos \frac{2\pi}{\Theta} t. \quad (102)$$

$\bar{I}$  étant l'insolation annuelle moyenne,  $A_i$  l'amplitude annuelle et  $\Theta$  la période considérée : en l'occurrence, l'année. A une époque quaternaire donnée, une telle loi de variation est acceptable pour toutes les latitudes tropicales suffisamment éloignées de l'équateur calorifique et dont la courbe du régime d'insolation est simplement périodique.

En tenant compte des relations précédentes, l'équation (93), considérée à l'unité de temps et de surface, s'écrit en négligeant le terme  $\mu G$  qui ne dépasse pas 1 % de  $I$ ,

$$\begin{aligned} \epsilon \sigma T_s^4 = & g(1 - a_s)(\bar{I} + A_i \cos \frac{2\pi}{\Theta} t) - k' \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} \\ & + \rho c_p K \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} - V_r. \end{aligned} \quad (103)$$

Cette équation traduit la condition d'équilibre qui doit se réaliser à chaque instant au niveau  $z = 0$  sous l'effet d'un apport énergétique  $gI$  et de pertes par rayonnement, par évacuation de la chaleur dans l'air et dans le sol ainsi que par consommation de chaleur latente d'évaporation. L'équation (103) n'est que la traduction mathématique du principe de la conservation de l'énergie : le bilan des échanges énergétiques en surface est nul. Sous l'effet de ces échanges, la surface se met à chaque instant à la température d'équilibre  $T_s = T(0, t)$ . Celle-ci varie dans le temps par suite de l'évolution de la cause première  $I$  (102) et de l'évolution des divers facteurs propres au substrat et à l'atmosphère, facteurs qui conditionnent les échanges énergétiques. Le premier problème à résoudre est d'exprimer la loi de la variation annuelle de  $T(0, t)$  en fonction de la variation annuelle de  $I$  et des facteurs de substrat et d'atmosphère. On pourra déterminer ensuite quantitativement la variation  $dT_s$ , due aux variations de  $I$  et des facteurs en cause.

L'évacuation, par conductivité dans le substrat ou par convection dans l'air, de la chaleur absorbée en surface détermine les températures  $T'(z, t)$  ou  $T(z, t)$  prises dans le substrat ou dans l'air à un instant  $t$  et à un niveau  $z$  quelconques. Ces températures obéissent à l'équation différentielle de la chaleur. Celle-ci s'écrit dans l'air,

$$z > 0 \quad \frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (104a)$$

et dans le sol,

$$z < 0 \quad \frac{\partial T'}{\partial t} = K' \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \quad \left( K' = \frac{k'}{\rho' c'} \right) \quad (104b)$$

$\rho'$  étant la masse spécifique du substrat et  $c'$  mesurant sa chaleur spécifique.

Les équations aux limites qui déterminent la solution particulière du système des équations (104) sont l'équation (103) et la relation

$$T(0, t) = T'(0, t). \quad (105)$$

Le problème à résoudre est donc finalement d'intégrer le système des équations (104) en tenant compte des conditions (103) et (105) et en vue de déterminer la fonction cherchée  $T(0, t)$ .

MILANKOVITCH (1920, 1930) a fourni la solution du problème dans le cas particulier où  $K = 0$ , c'est-à-dire en supposant l'atmosphère absente et en négligeant ainsi l'évacuation de chaleur dans l'air, laquelle cependant contribue activement à refroidir la surface. En outre, cet auteur admet que  $\epsilon$  vaut  $1 - a_s$ . Or, nous verrons que le pouvoir émissif effectif est environ cinq fois plus faible que  $(1 - a_s)$ . A l'occasion du problème posé par la détermination du minimum nocturne de la température de l'air, BRUNT (1952) a intégré l'équation (104b) en partant d'une équation aux limites (103) dans laquelle  $G = 0$ ,  $V_L = 0$ ,  $K = 0$  et  $N = \text{Constante}$ . REUTER (1947, 1951) a généralisé la solution de BRUNT car il considère en plus l'existence du terme  $K$ , ce qui exige de résoudre le système des deux équations (104). REUTER admet cependant  $K = \text{Constante}$ , alors que la diffusivité turbulente de l'air augmente rapidement avec le niveau  $z$ . Les solutions mathématiques complexes, élaborées pour  $K(z)$  variable avec  $z$ , offrent peu d'intérêt pratique pour l'application qui nous occupe. Nous considérons donc  $K$

comme constant avec  $z$  et comme représentant une valeur moyenne pour les couches inférieures de l'atmosphère. Dans l'étude signalée plus haut (BERNARD, 1962b), nous résolvons le problème tel que nous avons dû le poser ci-dessus pour satisfaire l'exigence paléoclimatique et en admettant que  $\epsilon$ ,  $g$ ,  $a_s$ ,  $k'$ ,  $\rho$ ,  $\rho'$ ,  $c'$ ,  $K$  et  $V_L$  sont des constantes.

La solution rigoureuse à laquelle nous aboutissons exprime que la température à la surface du substrat évolue dans l'année selon la loi,

$$T_s = \bar{T}_s + A_s \cos\left(\frac{2\pi}{\Theta} t - \delta_s\right). \quad (106)$$

Autrement dit, sous l'effet de l'oscillation cosinusoidale de l'insolation dans l'année (relation 102), la température à la surface du substrat continental varie annuellement autour de sa valeur annuelle moyenne  $\bar{T}_s$  selon une même loi cosinusoidale, avec une amplitude  $A_s$  et avec un angle de déphasage (retard)  $\delta_s$ . La solution fournit l'expression rationnelle de ces quantités  $\bar{T}_s$ ,  $A_s$  et  $\delta_s$  en fonction de toutes les causes qui conditionnent l'effet thermique par le jeu du bilan énergétique (103) obligatoirement réalisé à chaque instant à la surface. Les paramètres en cause sont  $g$ ,  $a_s$ ,  $\epsilon = \epsilon_s(1 - \epsilon_a)$ ,  $k'$ ,  $\rho'$ ,  $c'$ ,  $\rho$ ,  $c_p$ ,  $K$  ainsi que les gradients de la température annuelle moyenne  $\gamma$  et  $\gamma'$  dans les couches respectives de l'air et du substrat au voisinage de la surface. Enfin, les quantités  $A_1$  et  $\bar{I}$  de (102) interviennent aussi dans les expressions respectives de  $A_s$  et de  $\bar{T}_s$ . Nous avons finalement obtenu,

$$\left\{ \begin{array}{l} A_s = \frac{g(1 - a_s)}{\epsilon h_s} \alpha_c A_1 \end{array} \right. \quad (107)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{tg} \delta_s = \frac{1}{1 + \frac{1}{b_c}} \end{array} \right. \quad (108)$$

en posant pour les quantités  $\alpha_c$  et  $b_c$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_c = \frac{1}{\sqrt{1 + 2b_c + 2b_c^2}} \end{array} \right. \quad (109)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} b_c = \frac{\beta' + \beta}{\epsilon h_s} \sqrt{\frac{\pi}{\Theta}} \end{array} \right. \quad (110)$$

les quantités  $\beta$  étant les *propriétés thermiques* encore appelées « capacités conductives » du substrat et de l'air,

$$\beta' = \rho' c' \sqrt{K'} \quad \beta = \rho c_p \sqrt{K} \quad (111)$$

tandis que  $h_s$  dans (107) et (110) vaut

$$h_s = 4\sigma \bar{T}_s^3. \quad (112)$$

Enfin, la température annuelle moyenne  $\bar{T}_s$  qui intervient dans les équations (112) et (106) est déterminée par l'équation

$$\sigma \bar{T}_s^4 = \frac{1}{\epsilon} [g(1 - a_s) \bar{I} + \rho c_p K \gamma - k' \gamma' - V_L]. \quad (113)$$

On reconnaît dans cette relation l'équation du bilan énergétique de la surface écrite en moyenne pour une année entière. Il en résulte que les termes  $Q'$  et  $Q$  de (93) ont pour valeur moyenne annuelle

$$\bar{Q}(0, t) = -\rho c_p K \gamma, \quad \bar{Q}'(0, t) = k' \gamma'. \quad (114)$$

Dans ces équations,  $\gamma$  et  $\gamma'$  représentent aussi bien les gradients respectifs de la température de l'air et du sol, aux distances  $z$  et  $-z$  de la surface où les oscillations thermiques annuelles s'amortissent complètement. Ces gradients  $\gamma$  et  $\gamma'$  sont tous deux négatifs :  $\gamma$  vaut environ  $-0,65^\circ/100$  m et  $\gamma'$  à peu près  $-3^\circ/100$  m (gradient géothermique).

La relation (107) montre que l'amplitude thermique annuelle à la surface d'une aire continentale est proportionnelle à l'amplitude du rayonnement global  $gA_1$  ou si l'on veut à l'amplitude de l'insolation  $A_1$ . Comme la quantité  $b_e$ , le coefficient  $a_e$  est un nombre pur. Inférieur à l'unité, il joue dans l'équation (107) le rôle d'un facteur d'amortissement de l'amplitude thermique. Ce facteur mesure la facilité avec laquelle les calories du rayonnement absorbé en surface sont évacuées par conduction dans le sol ( $\beta'$ ), par convection turbulente dans l'air ( $\beta$ ) et par rayonnement thermique effectif ( $\epsilon$ ). L'amortissement thermique dû à ce facteur est donc d'autant plus marqué que  $\beta'$  et  $\beta$  sont plus élevés et que  $\epsilon$  est plus faible. Le coefficient  $g(1 - a_s)/\epsilon h_s$  joue le rôle d'un autre facteur d'amortissement lié uniquement aux déperditions d'énergie du rayonnement solaire par réflexion et par rayonnement thermique. Il augmente avec le coefficient de transmission  $g$ ,

décroît lorsque l'albédo  $a_s$  augmente et varie en proportion inverse de  $\epsilon$ . La relation (108) montre que l'angle de déphasage  $\delta_s$  augmente avec  $b_o$ , donc avec la quantité  $\beta' + \beta$ . Théoriquement, cet angle peut varier entre 0 pour  $b_o = 0$  et  $45^\circ$  au maximum pour  $b_o = \infty$ . Plus l'évacuation des calories absorbées à la surface du substrat est rendue aisée par conduction et convection et plus le déphasage est élevé. Plus aussi l'effet de serre de l'atmosphère mesuré par  $\epsilon_A$  s'avère important et plus ce déphasage augmente puisque  $\epsilon = 1 - \epsilon_A$  diminue quand  $\epsilon_A$  croît. Dans les régions où  $\epsilon$  est particulièrement faible et où la turbulence de l'air est forte,  $\delta_s$  tend vers sa valeur maximum de  $45^\circ$  qui correspond à un déphasage en temps de  $1/8^e$  d'année soit à 45,7 jours.

L'étude de divers cas d'applications numériques de notre solution (106) à (112) montre que les amplitudes thermiques annuelles des aires continentales sont bien retrouvées par la relation (107) en acceptant  $10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$  comme ordre de grandeur moyen de  $K$ . Ce résultat entraîne la conséquence que  $\beta$  est généralement 10 fois plus grand que  $\beta'$ . Ainsi, l'évacuation de la chaleur concentrée à la surface des Continents par la diffusion turbulente de l'air joue un rôle bien plus efficace dans l'atténuation de l'amplitude thermique annuelle que l'évacuation de chaleur dans le substrat continental. Ce fait souligne l'intérêt de la présente généralisation de la solution de MILANKOVITCH qui, rappelons-le, posait  $\epsilon = 1 - a_s$  et  $K = 0$ . Notre généralisation conduit à remplacer  $\beta'$  par  $\beta' + \beta$  dans la solution de MILANKOVITCH et à substituer dans celle-ci à  $\epsilon = 1 - a_s$  la valeur correcte généralement beaucoup plus faible  $\epsilon = \epsilon_s(1 - \epsilon_A)$ .

#### b) *Expressions de $g$ et de $\epsilon$ . Rôle de la nébulosité.*

Avant de rechercher l'importance des variations pléistocènes subies en Afrique par les régimes thermiques des latitudes, il reste à analyser les quantités  $g$  et  $\epsilon$  en fonction de leurs causes.

Désignons par  $g_0$  et  $g_1$  les coefficients de transmission respectifs de l'atmosphère sereine ou entièrement nébuleuse pour le rayonnement solaire et symbolisons par  $n$  la nébulosité du lieu. On peut alors écrire,

$$g = ng_1 + (1 - n)g_0 = g_0 - (g_0 - g_1)n. \quad (115)$$

Cette équation conduit à une expression du rayonnement global en fonction de l'insolation, de la forme :

$$G = [g_0 - (g_0 - g_1)n]I. \quad (116)$$

En remplaçant  $n$  par  $1 - S/S_0$  où  $S/S_0$  mesure la durée d'insolation relative, on retombe bien sur les équations classiques qui permettent de convertir la durée de l'insolation relative en rayonnement global,

$$G = G_0 \left[ A + B \frac{S}{S_0} \right] = G_0 \left[ \frac{g_1}{g_0} + \left( 1 - \frac{g_1}{g_0} \right) \frac{S}{S_0} \right] \quad (117)$$

$$G = I \left[ A' + B' \frac{S}{S_0} \right] = I \left[ g_1 + (g_0 - g_1) \frac{S}{S_0} \right] \quad (118)$$

avec l'avantage que les constantes  $A$ ,  $B$ ,  $A'$  et  $B'$  de ces relations reçoivent aux seconds membres leur interprétation météorologique.

La première de ces relations est l'équation d'ANGSTRÖM. La seconde est celle proposée par BLACK, BONYTHON et PRESCOTT (1954). Les coefficients  $g_0$  et  $g_1$  varient avec le trouble atmosphérique, la latitude et l'albédo  $a_s$  du substrat, ce dernier contribuant à augmenter le rayonnement diffusé par le ciel. Des expressions quadratiques en  $n$  ont été proposées pour  $G$ . Certes, elles conduisent à de meilleures approximations. Mais pour les latitudes africaines considérées, la forme (116) linéaire en  $n$  et à coefficients  $g_0$  et  $g_1$  supposés constants pour la latitude d'application s'est avérée être d'une approximation largement suffisante pour les besoins de la paléoclimatologie.

L'analyse du pouvoir émissif effectif  $\epsilon$  en fonction de ses causes s'effectue à partir de la relation de BRUNT (1952) qui exprime comme suit le contre-rayonnement atmosphérique par ciel serein,

$$N_{\lambda,0} = \sigma T^4 (a + b\sqrt{e}) \quad (119)$$

$T$  étant la température absolue de l'air au voisinage du sol ( $T \simeq T_s$ ),  $a$  et  $b$  étant des constantes régionales et  $e$  mesurant la pression de vapeur de l'air en millibars. Le rayonnement thermique effectif par ciel serein s'écrit ainsi, en tenant compte des relations (97) et (119) :

$$N_0 = \sigma T^4 [(1 - a) - b\sqrt{e}] = \epsilon_0 \sigma T^4. \quad (120)$$

Le rayonnement thermique effectif par nébulosité  $n$  se détermine à partir de  $N_0$  et de  $n$  par la formule d'ANGSTRÖM et ASKLOF

$$N = N_0 (1 - kn) \quad (121)$$

$k$  étant un coefficient moyen, fonction de la nature et de la hauteur des nuages. En prenant  $n = 1$ , on voit que  $k$  vaut  $1 - N_1/N_0$ . Les relations (120) et (121) conduisent à écrire,

$$N = \sigma T^4 [(1 - a) - b\sqrt{e}](1 - kn) \quad (122)$$

d'où finalement,

$$\epsilon = [(1 - a) - b\sqrt{e}](1 - kn) = \epsilon_0(1 - kn). \quad (123)$$

c) *Variations séculaires des régimes thermiques continentaux (théorie).*

Lorsque sous l'effet des variations séculaires du régime de l'insolation, les climats du Globe se modifient, les quantités  $A_v$ ,  $a_s$ ,  $n$ ,  $\beta$ ,  $\beta'$ ,  $V_L$  et  $e$  varient ainsi que les grandeurs  $\bar{T}_s$ ,  $\delta_s$  et  $A_s$  qui définissent les régimes thermiques et qui dépendent des premières. Les variations de ces grandeurs en fonction des variations de leurs causes s'obtiennent en différentiant les équations (113), (108) et (107).

1) La variation  $d\bar{T}_s$  de la température annuelle moyenne se détermine en différentiant l'équation (113). On trouve ainsi,

$$\epsilon h_s d\bar{T}_s = (1 - a_s)g d\bar{I} - g\bar{I} da_s + (1 - a_s)\bar{I} dg - \sigma\bar{T}_s^4 d\epsilon - dQ - dQ' - dV_L. \quad (124)$$

Or, les équations (115) et (123) donnent,

$$\begin{cases} dg = -(g_0 - g_1)dn, \\ d\epsilon = -(1 - kn) \frac{b}{2\sqrt{e}} de - \epsilon_0 k dn. \end{cases} \quad \begin{matrix} (125) \\ (126) \end{matrix}$$

La variation cherchée de la température annuelle moyenne vaut finalement,

$$\begin{aligned} d\bar{T}_s = & \frac{1}{\epsilon h_s} (1 - a_s)g d\bar{I} - \frac{1}{\epsilon h_s} g\bar{I} da_s - \frac{1}{\epsilon h_s} [(1 - a_0)(g_0 - g_1)\bar{I} - k\epsilon_0\sigma\bar{T}_s^4] dn \\ & + \frac{1}{\epsilon h_s} \frac{\epsilon\sigma\bar{T}_s^4}{\epsilon_0} \frac{b}{2\sqrt{e}} de - \frac{1}{\epsilon h_s} (dQ + dQ' + dV_L). \end{aligned} \quad (127)$$

Cette expression de  $d\bar{T}_s$  montre que la température moyenne annuelle d'un lieu diminue quand l'albédo, la nébulosité, l'échange de chaleur avec l'air et l'évaporation augmentent. Cette température augmente avec la pression de vapeur.



2) La variation  $d\delta_s$  s'obtient de même en différentiant l'équation (108). On trouve,

$$d\delta_s = \alpha_c^2 db_c. \quad (128)$$

La relation (110) donne d'autre part,

$$db_c = b_c \left[ \frac{d(\beta' + \beta)}{\beta' + \beta} - \frac{d\epsilon}{\epsilon} - \frac{3}{\bar{T}_s} d\bar{T}_s \right] \quad (129)$$

La variation  $d\delta_s$  peut donc s'écrire,

$$d\delta_s = b_c \alpha_c^2 \left[ \frac{d(\beta' + \beta)}{\beta' + \beta} + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{b}{2\sqrt{e}} de + \frac{\epsilon_0}{\epsilon} k dn - \frac{3}{\bar{T}_s} d\bar{T}_s \right] \quad (130)$$

On voit que le déphasage croît lorsque  $\beta' + \beta$ ,  $e$  et  $n$  augmentent.

3) La différentiation de l'équation (107) fournit la variation de l'amplitude du régime thermique,

$$dA_s = A_s \left[ \left( \frac{dA_i}{A_i} + \frac{da_c}{a_c} + \frac{dg}{g} \right) - \left( \frac{d\epsilon}{\epsilon} + \frac{da_s}{1 - a_s} + 3 \frac{d\bar{T}_s}{\bar{T}_s} \right) \right] \quad (131)$$

La quantité  $da_c/a_c$  intervenant dans cette équation s'obtient en différentiant l'équation (109),

$$\frac{da_c}{a_c} = -(1 + 2b_c)\alpha_c^2 db_c \quad (132)$$

En tenant compte de cette relation ainsi que des équations (129), (125), (126) et en posant

$$F(b_c) = (1 + b_c)\alpha_c^2 = \frac{1 + b_c}{1 + 2b_c + 2b_c^2} \quad (133)$$

on obtient pour la variation de l'amplitude thermique,

$$\begin{aligned} dA_s = & \frac{A_s}{A_i} dA_i - \frac{A_s}{1 - a_s} da_s - A_s \left[ \frac{g_0 - g_1}{g} - \frac{\epsilon_0}{\epsilon} kF(b_c) \right] dn \\ & + A_s \frac{F(b_c)}{\epsilon_0} \frac{b}{2\sqrt{e}} de - A_s \frac{1 - F(b_c)}{\beta' + \beta} d(\beta' + \beta) - 3 \frac{A_s}{\bar{T}_s} F(b_c) d\bar{T}_s. \end{aligned} \quad (134)$$

Ce résultat montre que l'amplitude thermique  $A_s$  augmente avec l'amplitude d'insolation, avec  $\beta' + \beta$  et, contrairement à une

opinion admise intuitivement, avec la pression de vapeur. Au contraire,  $A_s$  décroît lorsque l'albédo, la nébulosité et la température augmentent.

d) *Exemple numérique pour la latitude 20° N de l'Afrique.*

Grâce à la théorie exposée ci-dessus, nous sommes maintenant en mesure d'établir par un exemple l'importance des variations pléistocènes subies par le régime thermique d'une latitude africaine. Nous choisirons la latitude de 20° N actuellement désertique et pour laquelle l'insolation varie bien dans l'année selon une loi telle que (102).

Les cartes de la distribution du rayonnement global à la surface du Globe (BLACK, 1956) permettent d'estimer que, pour le 20° parallèle africain,  $G$  vaut en moyenne annuelle 532 cal/cm<sup>2</sup> jour. D'autre part, BUDYKO (1958) assigne à  $G_0$  la valeur de 647 cal/cm<sup>2</sup> jour pour cette latitude. Il en résulte les valeurs ci-après des coefficients de transmission,

$$g = \frac{G}{I} = \frac{532}{831} = 0,640 \quad g_0 = \frac{G_0}{I} = \frac{647}{831} = 0,779. \quad (135)$$

Les cartes mensuelles de la distribution de la nébulosité de SHAW (1936) fournissent en moyenne annuelle  $n = 0,25$  à cette latitude. La relation (115) donne alors pour les coefficients de l'équation (118).

$$\begin{cases} g_1 = \frac{1}{n} [g - (1 - n)g_0] = 0,225 \\ g_0 - g_1 = 0,554. \end{cases} \quad (136)$$

Ces valeurs sont bien voisines de celles généralement adoptées dans l'application de l'équation (118) (cf. GLOVER and McCULLOGH, 1958).

Les observations de rayonnement thermique accomplies par la Division de Climatologie de l'I. N. E. A. C. à Yangambi (0°49' N, 24°27' E) ont conduit à adopter pour les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $k$  de l'équation (123),

$$1 - a = 0,50 \quad b = 0,066 \quad k = 0,47. \quad (137)$$

Ces valeurs sont voisines de celles proposées dans la bibliographie (cf. Goss and BROOKS, 1956). La valeur  $k = 0,47$  correspond à

celle adoptée en valeur moyenne pour des nuages élevés (cf. GEIGER, 1957, p. 18). Remarquons qu'à Yangambi, l'effet de la nébulosité sur le rayonnement thermique effectif obéit mieux à une loi du type ANGSTRÖM-ASKLOF (équation 121) qu'à une loi quadratique en  $n$  comme celle de BOLZ (1949)  $N_A = N_{A,0}(1 + kn^2)$ , loi qui s'avère pourtant plus précise en régions tempérées.

Les données de température et d'humidité, relatives au 20° N de l'Afrique et qui interviennent dans les calculs, ont été déterminées en sélectionnant dans les *Tables of Temperature, relative Humidity and Precipitation for the World* publiées par le Meteorological Office, les stations représentatives de Atar (20°31' N), Tessalit (20°12' N), Bilma (18°41'), Faya (18°00' N) et Dongola (19°08' N). Ces stations s'étalent sur tout le 20° N, de 13° W à 30° E. On a trouvé ainsi qu'en moyenne annuelle,  $A_s = 8,7^\circ \text{C}$ ,  $\bar{T} = 273 + 28^\circ = 301^\circ \text{K}$ ,  $e = 12 \text{ mb}$ .

La latitude africaine de 20° N étant entièrement désertique, nous adopterons pour l'albédo de sa surface la valeur  $a_s = 0,30$  que BUDYKO (1958) attribue aux déserts. Les valeurs  $\bar{I}$  et  $A_s$  relatives à cette latitude sont les suivantes (MILANKOVITCH, 1930). L'insolation annuelle moyenne vaut  $\bar{I} = 831 \text{ cal/cm}^2\text{jour}$  soit  $831/1440 = 0,5771 \text{ cal/cm}^2\text{min}$ . D'autre part, les insolutions des solstices du 22 juin (964 cal) et du 22 décembre (624 cal) réalisent respectivement le maximum et le minimum du régime de l'insolation. On obtient ainsi  $A_{s,0} = 340/2 \text{ cal/cm}^2 \text{ jour}$ , d'où  $A_{s,0} = 0,1181 \text{ cal/cm}^2 \text{ min}$ . L'emploi de ces quantités dans les formules précédentes conduit aux valeurs ci-après des facteurs qui interviennent dans les expressions (127) et (134) de  $d\bar{T}_s$  et de  $dA_s$ .

Quantités de  $d\bar{T}_s$ Quantités de  $dA_s$ 

$\epsilon_0 = 0,271$	$a_c = 0,3487$	
$\epsilon = 0,239$	$b_c = 1,4652$	
$h_s = 0,008871$	$\sqrt{\Theta} = \sqrt{525.942} = 725,2$	
$1/\epsilon h_s = 471,0$	$\beta' + \beta = 1,2721$	
$(1 - a_s)g = 0,4480$	$F(b_c) = 0,2998$	
$g\bar{I} = 0,3695$	$(g_0 - g_1)/g = 0,8650$	(138)
$(1 - a_s)(g_0 - g_1)\bar{I} = 0,2237$	$(\epsilon_0/\epsilon)kF(b_c) = 0,1596$	
$k\epsilon_0\sigma\bar{T}_s^4 = 0,0850$	$[F(b_c)/\epsilon_0]b/2\sqrt{\epsilon} = 0,01054$	
$b/2\sqrt{\epsilon} = 0,00952$	$[1 - F(b_c)]/(\beta' + \beta) = 0,5504$	
$\epsilon\sigma\bar{T}_s^4/\epsilon_0 = 0,5893$	$3F(b_c)/\bar{T}_s = 0,0030$	

Les valeurs numériques de la première colonne ci-dessus fournissent pour l'équation (127) appliquée aux conditions climatiques actuelles du 20° N africain,

$$d\bar{T}_s = 211 d\bar{I} - 174 da_s - 65,3 dn + 2,64 de - 471 dQ - 471 dQ' - 471 dV_v. \quad (139)$$

Cette relation montre qu'à la latitude considérée, une variation  $d\bar{I}$  égale à + 1 %, soit à + 0,00577, entraîne un effet thermique propre de + 1,2° C. Une variation de  $a_s$  s'élevant à + 0,10 augmente la température de + 17,4° C tandis que pour  $dn = + 0,10$ , la variation sur  $d\bar{T}_s$  est de - 6,1° C. Une augmentation de la pression de vapeur de 10 mb entraîne un effet thermique propre de + 26,4° C. Enfin, lorsque  $Q$  ou  $V_v$  varient de 10 % de leur valeur actuelle, soit de 0,0080 ou 0,0019,  $d\bar{T}_s$  varie respectivement de 3,8° C et de 0,9° C. Au cours des variations paléoclimatiques, toutes les variations  $dx$  au second membre de (139) induites par  $d\bar{I}$  peuvent être importantes et conduire à des effets thermiques propres appréciables. L'albédo peut varier de 0,30 à 0,15, la nébulosité de 0,25 à 0,50 et la pression de vapeur de 10 à 25 mb. L'évaporation, conséquence de la pluviosité, est quasi nulle en régions désertiques mais peut représenter 20 % de  $I$  au cours d'une forte saison des pluies. De même, l'élément  $Q$  peut varier de 7 % pour la zone la plus humide du Continent à plus de 17 % de  $I$  pour la région saharienne (cf. BUDYKO, 1958, fig. 25).

Cet échange  $Q$  de chaleur sensible entre la surface du substrat et l'atmosphère joue un rôle régulateur efficace dans la détermination du régime thermique des portions continentales des diverses latitudes. Dans les calculs précédents, propres au 20° N de l'Afrique (138), la quantité  $a_e$  a été déduite de l'équation (107) à partir des valeurs observées de  $A_s$ ,  $\bar{T}_s$  et des valeurs estimées de  $a_s$ ,  $g$  et  $\epsilon$ . Les relations (109) et (110) ont permis ensuite de calculer successivement  $b_e$  et  $\beta' + \beta$ . En adoptant pour la propriété thermique du substrat  $\beta' = 0,1092$ , valeur relative au sable sec, on obtient :

$$\beta = (\beta' + \beta) - \beta' = 1,2721 - 0,1092 = 1,1629. \quad (140)$$

Comme  $\rho c_p$  vaut environ  $0,26 \cdot 10^{-3}$ , la seconde équation (111) fournit pour le 20° parallèle africain,

$$K \simeq 3,3 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}. \quad (141)$$

Cette valeur exprime un résultat moyen pour l'atmosphère du fait que  $K$  a été posé constant avec  $z$ , ce qui confère à ce coefficient un sens conventionnel défini par la théorie elle-même. Les résultats de la bibliographie autorisent à considérer que la diffusivité  $K$  varie comme le carré de l'altitude. L'ordre de grandeur de  $10^8 \text{ cm}^2/\text{sec}$  est normal pour le premier hectomètre de l'atmosphère.

La relation (140) montre que le rôle du substrat dans l'atténuation de l'amplitude du régime thermique d'un lieu continental est d'importance secondaire devant le rôle dû à la conductivité turbulente de l'atmosphère. Il est donc indispensable de ne pas négliger  $K$  dans la théorie. Pour les océans au contraire,  $\beta'$  devient le terme dominant à cause des hautes valeurs de  $k'$  dues à l'agitation turbulente des eaux superficielles. La théorie du régime thermique des océans sera d'ailleurs résumée plus loin.

L'équation aux variations (127) nous informe utilement sur la sensibilité de la température aux variations de ses causes. Toutefois, cette équation ne peut être appliquée pour la détermination pratique de  $\bar{T}_s$  par l'expression  $\bar{T}_{s,0} + d\bar{T}_s$  que si les variations  $dx$  des causes restent suffisamment faibles, par suite de la sensibilité très forte de  $\epsilon$  à ces variations. Chaque fois que ces variations s'avèreront être trop élevées comme ce sera souvent le cas en paléoclimatologie, il conviendra de calculer directement  $\bar{T}_s$  par l'équation rigoureuse (113).

La conclusion essentielle qu'il faut retenir de cette analyse est la suivante : *la haute sensibilité de la température annuelle aux variations de ses causes d'une part, les variations appréciables que ces causes ont pu subir au cours du Quaternaire dans les changements climatiques imposés par les éléments astronomiques d'autre part, ont parfaitement pu provoquer des variations de la température annuelle moyenne des latitudes africaines de plusieurs degrés, comme résultat de la redistribution en importance des termes qui figurent dans l'équation du bilan énergétique des latitudes.*

A cet égard, un des cas les plus extrêmes à signaler est le refroidissement important subi par la partie australe de l'Afrique aux époques,  $\Pi = 270^\circ \epsilon$  minimum, de grande glaciation antarctique. Dans la région la plus équatoriale soumise aux pluies de convection, la désertification augmentait l'albédo. L'advection d'air froid en altitude, amené de l'Atlantique —

sud et du courant du Benguela, devait provoquer une augmentation de la nébulosité et une diminution de la pression de vapeur. Il est donc parfaitement possible qu'à certaines époques pléistocènes, la température moyenne en Afrique australe ait pu être notablement abaissée.

Les informations quantitatives sur l'importance des variations pléistocènes de l'amplitude thermique annuelle peuvent être acquises grâce aux valeurs numériques calculées plus haut (relations 138, colonne de droite). Avec ces valeurs, l'équation (134) donne pour la variation  $dA_s$  du 20<sup>e</sup> parallèle nord de l'Afrique,

$$dA_s = 73,7 dA_1 - 12,4 da_s - 6,14 dn + 0,092 de - 4,79 d(\beta' + \beta) - 0,026 d\bar{T}_s. \quad (142)$$

L'exactitude de cette équation a été vérifiée sur des exemples numériques où  $A_s$  a été calculé directement (relation 107), puis par la formule  $A_s = A_{s,0} + dA_s$ . La comparabilité des résultats établit la valeur pratique de l'équation (134) même lorsque les variations  $dx$  sont importantes.

Appliquons l'équation (142) à l'exemple suivant. Considérons l'époque — 577 900 ans ( $\Pi = 270^\circ$  et  $\epsilon$  max.) où la forte excentricité réalisait à la latitude de  $20^\circ$  N un régime d'insolation à amplitude annuelle beaucoup plus élevée qu'actuellement. Cette amplitude valait alors (cf. Tableau V),

$$A_1 = \frac{1}{1440} \cdot \frac{1098 - 538}{2} = 0,1944 \text{ cal/cm}^2 \text{ min.} \quad (143)$$

contre la valeur actuelle  $A_{1,0} = 0,1181 \text{ cal/cm}^2 \text{ min.}$  Il en résulte la variation

$$dA_1 = A_1 - A_{1,0} = 0,0763 \text{ cal/cm}^2 \text{ min.} \quad (144)$$

Cette quantité est importante puisqu'elle correspond à une variation d'amplitude de 110 calories/cm<sup>2</sup> jour. D'après la relation (142), l'effet propre de cette variation sur l'amplitude thermique vaut

$$(dA_s)_1 = 73,7 \times 0,0763 = + 5,6^\circ \text{ C.} \quad (145)$$

Cet effet propre de l'insolation est plus considérable que ceux pouvant résulter des fluctuations d'albédo, de nébulosité, de propriété thermique, de pression de vapeur et de température

annuelle moyenne. Les variations de  $a_s$  sont d'environ 0,10 et provoquent un effet de l'ordre de 1,24° C. Une variation  $dn = 0,20$  diminue  $A_s$  de 1,24° C. Une variation  $de$  s'élevant à 10 mb contribue à modifier  $dA_s$  pour 0,9° C. La propriété thermique globale  $\beta' + \beta$  peut varier au maximum de 0,10 entraînant une variation de 0,5° C. Enfin, pour  $d\bar{T}_s = 5^\circ$  C, l'effet thermique correspondant n'est encore que de 0,1° C.

Achevons de traiter l'exemple choisi en considérant qu'à l'époque — 577 900 ans, les conditions climatiques de nébulosité, de pression de vapeur, d'évacuation de chaleur sensible et d'albédo correspondaient à celles réalisées actuellement à 10° de latitude nord. Nous verrons plus loin (p. 127) pourquoi une telle supposition n'est pas entièrement arbitraire. Elle entraîne  $da_s = -0,05$ ,  $dn = +0,08$ ;  $de = +9$ ;  $d(\beta' + \beta) = -0,05$ ;  $d\bar{T}_s = -1,2$ . On obtient ainsi,

$$dA_s = +5,6 + 0,6 - 0,5 + 0,8 + 0,2 - 0,0 = +6,7^\circ \text{ C.} \quad (146)$$

L'augmentation d'amplitude thermique est donc considérable. Elle résulte principalement de l'augmentation de l'amplitude d'insolation. Alors qu'à l'époque actuelle l'oscillation thermique au 20° N entre le jour le plus chaud et le moins chaud de l'année est défini par les limites de  $28^\circ \pm 8,7^\circ$ , soit par 19,3° C et 36,7° C, ces limites deviennent dans l'exemple choisi  $26,8^\circ \pm (8,7^\circ + 6,7^\circ)$  soit 11,4° C et 42,2° C. Il convient de remarquer toutefois que la théorie exposée ne tient pas compte des variations annuelles importantes de la nébulosité, de la pression de vapeur, de la propriété thermique et de l'évaporation, c'est-à-dire des quantités  $g$ ,  $\epsilon$ ,  $e$ ,  $K$  et  $V_L$  qui sont posées constantes dans le temps. Ces variations contribuent à atténuer dans une certaine mesure l'amplitude théorique calculée. En conclusion, on peut cependant affirmer que *les variations quaternaires ayant affecté l'amplitude du régime d'insolation des latitudes africaines ont eu pour conséquence des modifications de même sens sur l'amplitude du régime thermique et que ces modifications furent appréciables.*

\* \* \*

Dans la théorie du régime thermique d'un lieu que nous proposons, l'insolation obéit à une loi cosinusoidale simple. La théorie se généralise aisément au cas où la variation annuelle de l'insolation

résulte, par l'analyse harmonique, de la sommation de plusieurs fonctions cosinusoidales. C'est le cas pour les latitudes comprises entre  $15^\circ$  et l'Équateur. Pour l'équateur d'insolation, on peut considérer le régime comme obéissant approximativement à une loi cosinusoidale simple, de période  $\Theta/2$ , de faible amplitude et couvrant deux périodes successives.

En adoptant pour l'équateur géographique  $A_s = 1^\circ \text{ C}$  et  $A_1 = (922 - 814)/2880 = 0,0375$ , le rapport  $A_s/A_1$  vaut à l'époque actuelle,

$$\frac{A_s}{A_1} = \frac{1}{0,0375} = 26,67. \quad (147)$$

En considérant que l'amplitude  $A_1$  de l'équateur d'insolation reste de l'ordre de  $35 \text{ cal/cm}^2 \text{ jour}$  (cf. première partie, p. 32), on trouve ainsi que l'amplitude thermique de ce parallèle n'a pas dépassé  $0,65^\circ \text{ C}$  au cours du Quaternaire.

La théorie exposée apporte aussi la justification quantitative de la théorie astronomique des glaciations pléistocènes sur les bases modernes de la climatologie physique. Bien que cette justification sorte du cadre assigné à cette étude, il convient de souligner au moins l'argument essentiel qui découle de cette théorie pour expliquer la création d'une calotte glaciaire.

Considérons par exemple l'époque — 25 000 ans, caractérisée par la glaciation nord WÜRM III et calculons pour la latitude  $65^\circ \text{ N}$  par exemple, l'effet thermique propre de la variation  $dI_e$  pour le semestre calorifique d'été. La relation (127) donne par homologie,

$$(dT_s)_{I_e} = \frac{1}{\epsilon h_e} (1 - a_s) g dI_e \quad (148)$$

les quantités au second membre étant relatives au semestre d'été du  $65^\circ$  parallèle nord. En utilisant les données de LONDON (1957), on trouve  $g = 0,363$  et  $\epsilon = 0,138$  si l'on adopte  $T_e = 273 + 5,6^\circ$ . On obtient ainsi  $1/\epsilon h_e = 1024$ . D'où en acceptant la valeur  $a_s = 0,15$  pour l'albédo estival,

$$(dT_s)_{I_e} = 316 dI_e. \quad (149)$$

L'époque — 25.000 ans correspond à celle du maximum de détérioration du climat estival d'insolation des hautes latitudes nord. A  $65^\circ \text{ N}$ , la variation  $dI_e$  était à cette époque de



— 0,01776 cal/cm<sup>2</sup> min d'après les données de MILANKOVITCH (1930, p. A. 128). L'effet thermique correspondant s'élevait donc à

$$(dT_e)_{i_e} = -316 \times 0,01776 = -5,6^\circ \text{ C.} \quad (150)$$

Par un autre raisonnement, MILANKOVITCH (1930, p. A 159) avait obtenu pour cet effet — 3° C.

Ainsi, depuis l'époque — 40.000 ans où le climat d'insolation du semestre d'été des hautes latitudes a commencé à se détériorer, l'effet propre de l'insolation sur la température moyenne de ce semestre a consisté en un refroidissement progressif ayant atteint 5,6° C à l'époque — 25.000 ans. Celui-ci fait avancer la limite des glaces en diminuant la fonte estivale. Cette avance est fortement accélérée par l'effet d'albédo qui passe brusquement de 0,15 — 0,20 à 0,70 — 0,80 pour le parallèle atteint par la limite des glaces. L'effet thermique propre de l'albédo vaut d'après (127),

$$(dT)_{a_s} = -\frac{1}{\epsilon h_s} gI \, da_s, \quad (151)$$

ce qui fournit à 65° N, lorsque  $a_s$  augmente de 0,50,

$$(dT)_{a_s} = -200 \times 0,50 = -100^\circ \text{ C.} \quad (152)$$

Cet effet propre de l'albédo des surfaces couvertes de glaces en permanence est exagéré du fait que nous n'avons pas tenu compte ici de l'augmentation appréciable du rayonnement global lorsque l'albédo du substrat et la nébulosité sont élevés. Cependant, on peut dès à présent considérer que l'effet thermique propre de l'albédo est très important dans le problème de la genèse d'une calotte glaciaire. Le refroidissement qu'il provoque est évidemment atténué par l'accélération de la circulation atmosphérique générale, c'est-à-dire par le transport plus actif au-dessus des régions glacées de la chaleur excédentaire des régions équatoriales.

## 6. INTERPRÉTATION D'UNE PÉRIODE PLUVIALE DU QUATERNAIRE AFRICAIN EN RÉGIONS TROPICALES (de 10 à 30° N ou S).

Il est unanimement admis de nos jours que les diverses régions de l'Afrique ont connu au cours de l'époque quaternaire des alternances de périodes pluviales et interpluviales. FLINT (1959)

a souligné récemment l'évidence des faits très divers qui attestent que l'Est et le Sud africain ont subi des variations climatiques importantes au cours du Pléistocène.

La nécessité de comprendre les nombreux faits d'observation du Quaternaire en les situant sur la toile de fond de l'évolution paléoclimatique a conduit les auteurs à étudier celle-ci à partir des faits observés et à proposer des schémas d'évolution propres aux paléoclimats régionaux du Quaternaire africain. En induisant ainsi par les faits observés les paléoclimats responsables, en admettant ensuite que ces paléoclimats jouissent d'une large extension géographique et réalisent un élément précieux de coordination chronologique, les géologues et les préhistoriens ont cherché à expliquer les faits quaternaires africains dans un cadre paléoclimatique coordinateur. Cette manière habituelle de promouvoir le progrès scientifique par le jeu combiné de l'induction et de la déduction a conduit ici à une impasse. Les concordances qui ont été tentées entre les faits par cette méthode ont souligné l'impossibilité d'établir un cadre paléoclimatique de valeur générale pour l'Afrique tropicale.

La théorie astronomique des climats quaternaires procède par voie essentiellement déductive. Comme nous le montrerons plus loin (chapitre V), elle établit pour les principales zones terrestres les séquences des événements climatiques majeurs et elle les fixe dans un cadre chronologique absolu. Les faits n'interviennent que pour confirmer ou infirmer à posteriori les déductions théoriques et pour préciser en conséquence les jonctions causales de la théorie qui restent encore les moins rationnelles.

L'analyse qui précède sur les rôles climatiques joués respectivement par les éléments  $\Pi$ ,  $e$  et  $\epsilon$  entraîne à conclure que la réalisation au cours du Quaternaire, de conditions astronomiques telles qu'un maximum de l'obliquité  $\epsilon$  coïncidait avec une valeur  $\Pi = 270^\circ$  et avec une valeur élevée de l'excentricité  $e$ , provoquait l'existence aux latitudes tropicales nord de pluies d'été intenses à effets érosifs puissants. En effet, à de telles époques, les cycles externes et internes des précipitations étaient activés optimalement pour ces latitudes au cours de l'été. La haute évaporation océanique et le maintien d'un contraste thermique élevé Océan-Continent intensifiaient l'activité du cycle externe des précipitations. L'appel d'air maritime au-dessus des latitudes

nord tropicales surchauffées était plus puissant et cet influx d'air océanique était alimenté plus abondamment en vapeur d'eau. Le cycle interne des précipitations voyait aussi son activité accrue au maximum. L'excès d'insolation à ces latitudes et la haute température résultante engendraient la formation de puissants grains orageux et provoquaient de fortes averses d'été. Par contre, durant la saison hivernale, allongée et déficitaire en insolation, les latitudes tropicales nord devaient subir une sécheresse sévère. Ces caractéristiques du régime pluviométrique nous conduisent à considérer que les époques quaternaires —  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 270^\circ$ ,  $e$  élevé — furent pour les latitudes tropicales nord des époques pluviales, caractérisées par un renforcement de l'allure tropicale du régime pluviométrique : intenses averses d'été aux effets érosifs encore accélérés par l'absence d'un couvert végétal fermé, cette absence étant due à une sécheresse d'hiver, amplifiée en durée et en intensité. Le schéma de la *fig. 5* résume la structure de notre argumentation touchant l'établissement d'un pluvial à fortes pluies d'été en régions tropicales. La valeur de cette structure et de toute notre théorie est fonction de la solidité des divers liens de cause à effet représentés par les flèches numérotées.

La flèche 1 découle de notre validation de la théorie astronomique pour les climats quaternaires des hautes latitudes (BERNARD, 1962a). La flèche 2 traduit un lien entièrement rationnel de climatologie mathématique (*Fig. 1* et *Tableau 1*) et signale un fait d'une certitude absolue. La flèche 3 exprime le fait que la température estivale des océans tropicaux est plus élevée lorsque les océans des latitudes tempérées sont dans un état interglaciaire et quand le régime d'insolation des latitudes nord est plus tropical. Comme nous l'avons souligné, cette conclusion semble bien justifiée par les déductions touchant les paléotempératures de la surface des océans et tirées de l'analyse isotopique ( $O^{18}/O^{16}$ ) des carottes de sondage prélevées dans les fonds océaniques. La flèche 4 résulte de la théorie du régime thermique que nous venons d'exposer. La flèche 5 exprime la loi (92) tandis que la flèche 6 traduit un fait bien établi de climatologie tropicale. Les flèches 7 et 8 trouvent leur justification dans les raisonnements exposés précédemment. Ainsi, aux époques  $\Pi = 270^\circ$ ,  $\epsilon$  max.,  $e$  élevé, les latitudes tropicales nord de l'Afrique subissent

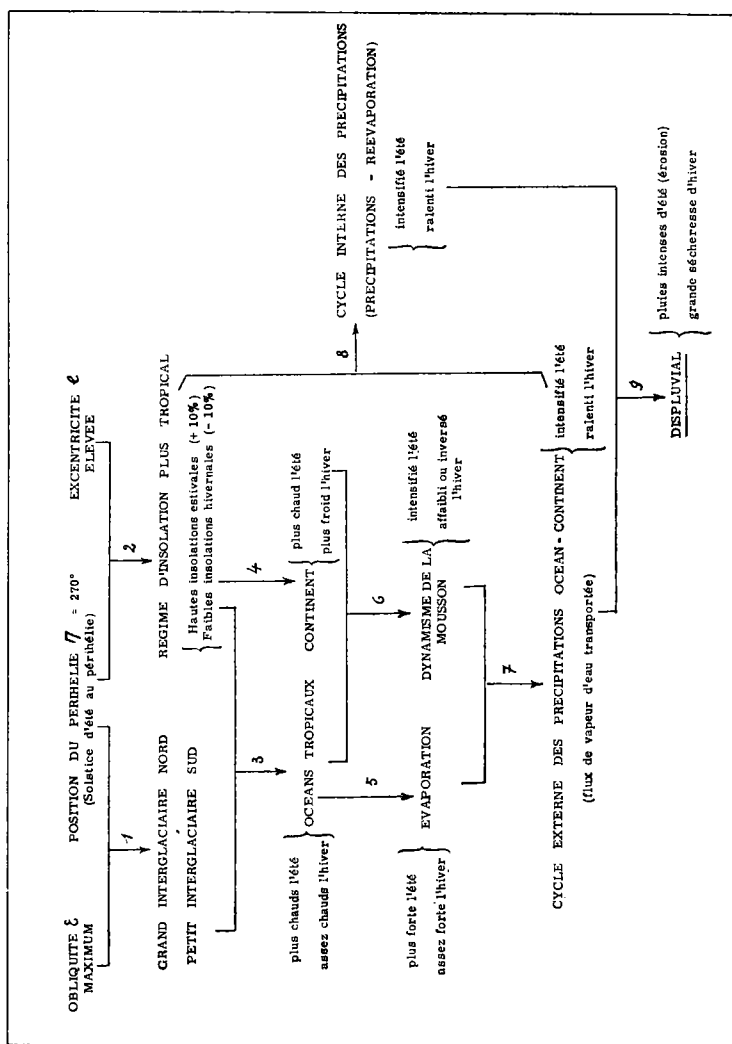


Fig. 5. — Structure du complexe des causes et des effets provoquant un displuvial aux latitudes tropicales nord.

un pluvial caractérisé par des pluies intenses d'été et par une forte sécheresse hivernale.

Lors de l'établissement d'un tel pluvial sur les latitudes de l'hémisphère nord, entre 10 et 30° N, la zone 3 de la *fig. 4* (p. 53) avance vers le nord en même temps que la zone désertique 4, celle-ci pouvant à ces époques s'étendre sur le Bassin méditerranéen. Le ralentissement de la circulation générale de l'atmosphère entraîne sans doute une variabilité pluviométrique plus grande dans la zone marginale séparant les zones 3 et 4. Bien qu'appartenant alors à la zone 4, les régions de l'Afrique du nord, pouvaient peut-être jouir occasionnellement de légères pluies d'été.

Lorsque  $\Pi$  vaut 90° pour  $\epsilon$  maximum et  $e$  élevé, ce sont les latitudes tropicales sud qui connaissent l'existence d'un pluvial à fortes pluies d'été et à sécheresse hivernale plus sévère (zone 2' et 3' de la *fig. 4*). L'état de grand interglaciaire qui règne alors sur l'Antarctique et le ralentissement de la circulation océanique dans l'Atlantique-sud atténue fortement l'action désertifiante du courant froid du Benguela sur la côte occidentale sud-africaine. La zone désertique 4' du Kalahari dont l'étendue est déjà amenuisée actuellement par la diminution marquée de la continentalité pouvait même disparaître de l'Afrique australe. Cette région jouissait alors de pluies d'été qui s'étendaient dans la région la plus australe de l'Afrique recevant actuellement des pluies d'hiver (zone 5' de la *fig. 4*).

Dans les pages précédentes, nous nous sommes souvent référé à l'époque — 599 400 ans comme exemple de situation —  $\Pi = 270^\circ$ ,  $e$  élevé — où le régime d'insolation des latitudes tropicales nord prit une allure extrême, avec de hautes insolutions estivales et un fort déficit des insolutions d'hiver. Or, à cette époque, l'obliquité  $\epsilon$  passait par un minimum égal à 22,4° en entraînant une variation  $\Delta\epsilon = 1^\circ,07$  (cf. *Tableau IV* et courbe  $\epsilon$  de la *fig. 6 in fine*). Nous ne pouvons donc pas considérer une telle époque —  $\Pi = 270^\circ$ ,  $e$  élevé,  $\epsilon$  minimisé — comme réalisatrice d'un pluvial. Aux hautes latitudes nord, elle fut singularisée par la naissance d'une glaciation et par le développement rapide d'une calotte glaciaire, maximum à l'époque caractéristique suivante où  $\Pi$  atteignit 90° alors que l'obliquité  $\epsilon$  gardait une valeur relativement faible. Cette époque — 588 800 ans est d'ailleurs adoptée par MILANKOVITCH comme celle de la

première grande glaciation GÜNZ. Nous verrons plus loin que cette identification soulève une difficulté. Le fait qui nous intéresse ici est que l'époque en cause — 599 400 ans vit l'extension rapide d'une calotte glaciaire nord. La raison en est la suivante. Lorsque  $\Pi$  vaut  $270^\circ$  et qu'en même temps  $\epsilon$  est minimisé alors que l'excentricité  $e$  est élevée, les hautes latitudes nord sont déficitaires en insolation estivale. Au contraire, les latitudes tropicales nord jouissent, nous l'avons vu, d'un excès appréciable d'insolation estivale. De telles époques réalisent donc les plus hauts gradients d'insolation et de température entre les latitudes tropicales et polaires de l'hémisphère nord. Les circulations atmosphérique et océanique sont alors très intensifiées et des précipitations abondantes d'été nourrissent la calotte glaciaire en formation. Elles correspondent aussi aux états de grande glaciation de l'hémisphère austral. En fin de compte, ces époques à état préglaciaire dans le nord, à état glaciaire dans le sud où les eaux froides des hautes latitudes se brassent énergiquement avec celles des océans tropicaux, entraînent pour ceux-ci des minima thermiques qui diminuent leur évaporation. Ainsi, bien que le cycle externe des précipitations au-dessus de l'Afrique tropicale nord puisse être renforcé au point de vue dynamique par des contrastes thermiques extrêmes entre l'Océan et le Continent, ce cycle est en fait ralenti sous l'angle hydrologique, la quantité de vapeur d'eau transférée au-dessus du Continent et mise en jeu dans le cycle interne restant trop faible. Or, un surplus d'insolation au-dessus de régions tropicales traversées par des vents trop pauvres en humidité peut être responsable de l'installation d'un climat plus sec. Illustrons cette conclusion par un exemple actuel. Dans la région Est-équatoriale de la Cuvette centrale du Congo (Yangambi), le maximum d'insolation de l'équinoxe de printemps n'est pas accompagné d'une humidification suffisante de l'atmosphère, l'influence des courants continentaux du nord étant encore importante à cette période de l'année où le Soleil revient de l'hémisphère sud. Il peut en résulter entre mars et avril des sécheresses encore aggravées dans leurs effets par les hautes températures réalisées. Au contraire, à l'équinoxe d'automne, le Soleil repasse au zénith à l'équateur en revenant de l'hémisphère nord. Les hautes insolutions, se conjuguent alors avec un système de courants essentiellement maritimes au-dessus

de la région. Elles y provoquent les plus hautes précipitations de l'année.

On voit l'importance déterminante qui s'attache dans la théorie à la quantité de vapeur d'eau émise par les Océans et transportée au-dessus du Continent (flèche 7 de la *fig. 5*). Certes, dans ce domaine complexe de l'interprétation des processus climatologiques, s'introduit-il une part plus grande de subjectivité. C'est donc finalement le degré d'accord entre les faits et nos séquences paléoclimatiques théoriquement déduites qui devra décider du degré de validité de cette théorie.

#### 7. INTERPRÉTATION D'UNE PÉRIODE PLUVIALE EN ZONE ÉQUATORIALE (de 10° N à 10° S).

Si la première époque — 599 400 ans de la séquence *II* complète étudiée au Tableau V ne peut être considérée comme un pluvial quaternaire, par contre l'époque — 577 900 ans qui termine cette séquence remplit toutes les conditions d'un pluvial :  $\Pi = 270^\circ$ ,  $\epsilon$  maximum,  $e$  élevé. (cf. *fig. 6 in fine*). En effet, l'obliquité passait alors par un maximum et valait  $23^\circ 9'$ .

Poursuivons l'étude des caractères climatiques offerts par un tel pluvial à des latitudes plus franchement équatoriales comme celles des zones 2, 1, 1' et 2' de la *fig. 4*. Les conclusions dégagées au paragraphe précédent pour les latitudes de 10 à 30° N restent entièrement valables entre 0° et 10° N (*Fig. 3*). Ces latitudes jouissent alors d'un régime pluviométrique caractérisé par une plus haute cote udométrique annuelle, par de fortes pluies d'été et par une sécheresse hivernale plus accusée qu'actuellement. Même à l'équateur qui connaît de nos jours des régimes d'insolation et de pluviométrie qualifiés d'équatoriaux parce que manifestant la double périodicité classique, le régime pluviométrique prenait à l'époque — 577 900 ans une allure nettement subéquatoriale.

Aux latitudes homologues de l'hémisphère austral, de 0 à 10° S, le régime pluviométrique jouissait au contraire d'un caractère plus équatorial jusqu'à des latitudes d'autant plus élevées que l'équateur calorifique était rejeté à des latitudes australes plus hautes. On peut considérer en effet que l'équateur pluviométrique, à pluviosité mensuelle très régulière, a oscillé en latitude avec l'équateur calorifique qui pouvait descendre jusqu'à

plus de  $10^{\circ}$  S aux époques  $II = 270^{\circ}$ ,  $e$  élevé. A l'époque actuelle, l'équateur calorifique occupe la latitude de  $3^{\circ}$  N. Dans la Cuvette centrale congolaise, l'équateur pluviométrique correspond environ au parallèle de  $1^{\circ}$  S. Il existe donc un écart de  $4^{\circ}$  entre l'équateur pluviométrique et l'équateur calorifique. Nous voyons la cause de ce déphasage dans l'effet de continentalité qu'exerce le bloc massif de l'Afrique septentrionale. Mais lorsque l'équateur calorifique s'installait dans l'Afrique australe, cet effet perturbateur disparaissait et une meilleure coïncidence devait se rétablir entre les équateurs calorifique et pluviométrique.

Ainsi, alors qu'un pluvial à fortes pluies érosives d'été affectait les latitudes nord de l'Afrique aux époques  $II = 270^{\circ}$ ,  $\epsilon$  maximum,  $e$  élevé, les latitudes subéquatoriales sud du Continent bénéficiaient d'un pluvial à pluies abondantes et régulières, aux effets érosifs atténués par une végétation forestière. Nous touchons ici à une conséquence si essentielle de la théorie astronomique des pluviaux africains qu'elle mérite d'être analysée à part, avec toute la précision requise.

#### 8. DISPLUVIAUX ET ISOPLUVIAUX ASTRONOMIQUES COMME PHASES D'UN PLUVIAL GÉOLOGIQUE.

L'analyse poursuivie jusqu'ici dans cette partie climatologique nous a conduit, grâce aux lois de la climatologie physique, à reconnaître quelles variations séculaires des régimes pluviométriques des latitudes tropicales résultent des variations séculaires des régimes d'insolation. Les conclusions suivantes dont la portée pratique est évidente peuvent être résumées comme suit :

1) La réalisation du système de valeurs —  $II = 270^{\circ}$ ,  $\epsilon$  maximum,  $e$  élevé — au cours des variations séculaires des éléments de l'orbite terrestre provoque, pour les latitudes intertropicales nord, un type de pluvial à très fortes pluies d'été et à sécheresse hivernale allongée, celle-ci renforçant les effets érosifs des pluies estivales intenses. Concomitamment, les latitudes intertropicales sud jouissent d'un pluvial caractérisé par des pluies annuelles plus abondantes mais aussi mieux distribuées au cours de l'année. Nous sommes ainsi amené à distinguer dans un tel pluvial s'établissant sur la zone tropicale entière deux types de pluviaux bien



distincts et propres à chacune des deux bandes tropicales nord et sud : un pluvial à régime plus tropical ou plus différencié dans la bande nord qu'on peut appeler pluvial tropical et un pluvial à régime plus équatorial ou plus aplani dans la bande sud qu'on peut désigner par l'expression de pluvial équatorial. Cependant, afin d'éviter que ces expressions n'induisent l'idée inopportune de position en latitude d'un pluvial plutôt que l'idée majeure touchant l'allure du régime pluviométrique, nous proposons de désigner la modalité tropicale de pluvial par l'expression de « *displuvial* », le préfixe « dis » exprimant l'idée de disparité saisonnière et contrastée dans le régime pluviométrique. De même, nous suggérons de désigner la modalité équatoriale de pluvial par le vocable de « *isopluvial* », le préfixe « iso » traduisant l'idée de l'uniformisation du régime pluviométrique. Plus l'excentricité  $e$  est élevée, plus les caractères propres au displuvial sont amplifiés : violence et abondance des pluies érosives d'été, allongement de la sécheresse d'hiver. Plus aussi la latitude axiale  $\varphi_e$  de l'isopluvial est rejetée dans l'hémisphère sud.

2) La réalisation du système de valeurs —  $\Pi = 90^\circ$ ,  $e$  maximum,  $e$  élevé — au cours des variations séculaires des éléments orbitaux établit inversement un isopluvial aux latitudes intertropicales nord et un displuvial aux latitudes intertropicales sud.

3) L'élément  $\Pi$  ayant une période moyenne de 21 000 ans, un isopluvial ou un displuvial représente un événement bien net sous l'angle chronologique, d'une durée relativement courte et égale à une demi-période de  $\Pi$ , soit à 10 500 ans. En fait, notre pluvial au sens astronomique correspond à la notion habituelle de *phases* au sein d'un pluvial pris dans le sens large des géologues et préhistoriens du Quaternaire. Cette notion de pluvial au sens large s'identifie dans notre manière de voir à une succession de pluviaux astronomiques non séparés par des périodes d'aridité prononcée ou prolongée.

4) Alors qu'un displuvial s'étend dans l'hémisphère correspondant sur une très large zone allant de l'équateur à des latitudes extrêmes pouvant atteindre  $30^\circ$  mais avec une diminution progressive des pluies d'été, l'isopluvial concomitant de l'hémisphère opposé n'exerce bien son influence uniformisatrice des saisons que dans une zone relativement étroite s'étendant sur quelques degrés de latitude de part et d'autre de l'équateur calorifique.

L'établissement d'un displuvial aux latitudes nord ou sud installe toujours un displuvial sur l'équateur géographique si l'excentricité est forte. Cette latitude ne peut jouir d'isopluviaux que dans les cas où  $\epsilon$  est maximé pour de faibles valeurs de l'excentricité. Pour les systèmes de valeurs —  $\epsilon$  maximum,  $e$  élevé — les latitudes subéquatoriales nord (sud) jouissent de displuviaux ou d'isopluviaux selon que  $\Pi$  vaut  $270^\circ$  ou  $90^\circ$  ( $90^\circ$  ou  $270^\circ$ ).

5) Les faits du Quaternaire, modelés au cours des millénaires par l'action d'un displuvial ou d'un isopluvial, sur l'érosion, sur la sédimentation, sur les sols, la végétation, la faune et l'homme, ont dû manifester des dissemblances aussi nettes que celles des climats qui les ont provoqués et qui correspondaient à ces deux types opposés de pluviaux. Ainsi, durant une période de displuvial, les averses d'été tombant sur une région à formation végétale ouverte devaient provoquer des ruissellements superficiels aux puissantes actions érosives. L'action au sens physique — un travail multiplié par un temps — de ces ruissellements, l'action de l'écoulement torrentiel des rivières devaient être fortement amplifiées vis-à-vis de la désagrégation et des transports solides. C'est pourquoi il semble naturel d'admettre que les grands dépôts de graviers du Quaternaire africain caractérisent toujours la réalisation d'un displuvial. Au cours d'un displuvial, l'alternance répétée durant des millénaires entre une forte saison des pluies et une forte sécheresse a dû aussi marquer son empreinte sur les sols de l'Afrique par les phénomènes physico-chimiques et pédogénétiques qu'un tel rythme saisonnier provoque. Les processus d'érosion, de sédimentation, de pédogénèse exercés au cours d'un isopluvial et dans un paysage végétal forestier ont été très différents et sans doute plus discrets. Dans ce domaine, il reste un important travail de discrimination à accomplir entre les faits attribués actuellement à un pluvial *sensu lato*. Les notions de displuvial et d'isopluvial que nous sommes amené à proposer verront confirmer leur réalité et leur valeur pratique dans la mesure où une dualité de faciès pourra être dégagée des faits stratigraphiques.

### 9. INTERPRÉTATION D'UNE PÉRIODE PLUVIALE EN ZONE EXTRATROPICALE.

Dans la théorie astronomique des pluviaux, l'équateur géographique réalise la première subdivision de l'Afrique à prendre en considération. Cette division en région tropicale nord et en région tropicale sud est nécessaire puisque chacune de ces deux régions a joui indépendamment de l'autre d'une séquence propre de displuviaux ou d'isopluviaux.

La seconde subdivision dont il faut tenir compte dans chacun des hémisphères en interprétant les pluviaux quaternaires est fournie par les zones 4 et 4' des déserts tropicaux qui séparent les latitudes intertropicales à pluies de convection des latitudes extratropicales à pluies cycloniques de front polaire (*Fig. 4*). A l'époque actuelle, les extrémités septentrionales et australes de l'Afrique, au delà de 30° de latitude — Afrique du nord et région du Cap — ont un régime pluviométrique de front polaire à pluies d'hiver. Dans les conditions climatiques présentes, l'avance de ce front vers les basses latitudes, au cours de l'hiver de l'hémisphère en cause, suffit à peine à provoquer de légères pluies d'hiver sur les régions signalées. Mais aux époques de grande glaciation de la calotte polaire correspondante, le front polaire descendait vers l'équateur de 10 à 20° degrés, plaçant ainsi les régions terminales de l'Afrique dans la zone 6 ou 6' à pluies d'hiver plus abondantes, voire pour les plus fortes avances glaciaires dans la zone 7 ou 7' où les précipitations cycloniques se réalisent en toutes saisons.

Ces considérations amènent les conclusions suivantes. Les époques —  $\epsilon$  minimum,  $II = 90^\circ$  — des grandes glaciations de l'hémisphère nord furent aussi celles où un pluvial à pluies cycloniques de front polaire s'étendait sur la partie la plus septentrionale de l'Afrique. Les époques —  $\epsilon$  minimum,  $II = 270^\circ$  — des glaciations majeures de l'hémisphère sud furent de même celles où les régions les plus australes de l'Afrique jouissaient d'un pluvial à pluies cycloniques de front polaire. La limite extrême des pluies d'hiver glissait alors dans chaque cas respectif vers des latitudes beaucoup plus basses.

S'il est vrai que le contraste climatique entre displuvial et isopluvial a dû imprégner les faits, il est à fortiori certain que la

dissemblance encore plus nette entre les pluviaux à pluies cycloniques et à pluies de convection a dû les discriminer d'une manière encore plus radicale.

#### 10. INTERPRÉTATION DES PÉRIODES INTERPLUVIALES ET DE DÉSERTIFICATION.

L'existence au Quaternaire de périodes semi-arides ou très arides est attestée dans de nombreuses régions africaines par une conjonction de faits très divers, relatifs à la géologie, à la paléontologie et à la préhistoire. Comment expliquer ces périodes interpluviales d'aridité accrue dans le cadre de la théorie astronomique des climats quaternaires ? Telle est la question à laquelle il convient de répondre, maintenant que nous avons interprété les périodes pluviales dans ce même cadre théorique.

Observons d'abord que les éléments déterminants de la climatologie du globe terrestre ont joui au cours de toute l'histoire géologique d'une pérennité absolue dans leurs traits les plus fondamentaux. Ramenés à l'essentiel, ces éléments furent : une sphère tournant autour d'un axe incliné sur l'écliptique, animée d'un mouvement de translation le long d'une ellipse dont le Soleil est un foyer, éclairée par les rayons solaires tombant sous des incidences très variables des pôles à l'équateur. L'inso-lation, proportionnelle à l'inverse du carré de la distance Terre-Soleil et au cosinus de l'angle d'incidence des rayons solaires par rapport au zénith du lieu, a toujours distribué à la surface terrestre un bilan énergétique déficitaire aux pôles et excédentaire à l'équateur. La circulation générale de l'atmosphère a toujours dû manifester dans ses traits généraux les conséquences du déterminisme thermodynamique appliqué à la pellicule du fluide atmosphérique en rotation, refroidit aux pôles et réchauffé à l'équateur. *Il faut donc admettre la pérennité de la zonation climatique du Globe avec des régions polaires froides et des régions équatoriales chaudes, celles-ci ayant toujours été séparées des premières par la ceinture des déserts tropicaux.*

Au cours des périodes de l'histoire géologique qui connurent les pénéplanations continentales les plus marquées, accompagnées de puissants dépôts sédimentaires dans les fonds marins et de fortes transgressions océaniques, la circulation générale de

l'atmosphère et des océans exerçait son rôle de régulation thermique avec la moindre contrainte. L'absence de relief, la diminution des contrastes thermiques et le ralentissement de la circulation atmosphérique diminuaient la nébulosité, ce qui améliorait l'économie énergétique du Globe et relevait la température superficielle. Au contraire, au cours des périodes géologiques de haute activité orogénique, des chaînes montagneuses s'édifièrent, des fonds océaniques furent affaissés et les continents subirent des régressions marines. La nébulosité moyenne de la Terre était alors accrue par le relief et par l'intensification de la circulation atmosphérique due aux contrastes thermiques plus accusés. Nous montrerons d'ailleurs plus loin par la méthode quantitative du bilan énergétique que ces époques ont dû correspondre aux grandes ères glaciaires de l'histoire géologique. Pour l'instant, retenons que ces grandes modifications physiographiques subies par la Terre et qui furent responsables de profonds changements dans ses paléoclimats s'exerçaient très lentement au cours de cycles d'orogénèse couvrant des millions d'années. C'est pourquoi on peut admettre que depuis le dernier million d'années, la distribution des continents et des océans de même que la position et l'importance des barrières orographiques n'ont subi que des modifications secondaires. Les traits généraux des circulations atmosphérique et océanique n'ont donc pu varier, durant le Quaternaire, qu'en fonction des phases de glaciation et d'interglaciation.

Ces considérations nous amènent à conclure que le schéma de la fig. 4 peut être pris comme base d'interprétation de la zonation générale des régimes pluviométriques au cours de tout le Quaternaire. Il convient d'examiner comment les puissantes variations climatiques dues aux glaciations et aux interglaciations ont modifié ce schéma en faisant glisser les zones en latitude, en les élargissant ou en les comprimant à certaines époques. Nous étudierons successivement les quatre cas caractéristiques du Tableau VII,  $G \bar{g}$ ,  $g \bar{G}$ ,  $i \bar{I}$ ,  $I \bar{i}$ , en portant spécialement notre attention sur l'installation des climats arides.

1) Cas  $i \bar{I}$  ( $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 90^\circ$ ). Corrélativement à la petite interglaciation nord et à l'état de grande interglaciation régnant sur l'hémisphère austral, les fronts polaires nord et sud dont les positions d'hiver et d'été sont indiquées à la fig. 4, s'écartent

l'un de l'autre en remontant vers les pôles respectifs. Le front polaire austral subit le recul latitudinal le plus sensible. L'état d'interglaciation des hautes latitudes adoucit au maximum les contrastes thermiques entre les pôles et l'équateur. L'activité de la circulation générale de l'atmosphère et des océans est ralentie. Il en résulte un étalement et une interdiffusion plus forte des zones 1 à 7 et surtout 1' à 7' dus : 1° à la quasi-suppression des zones extrêmes 8 et 8', 2° au fait que les contrastes affaiblis entre les masses d'air de diverses origines entraînent une certaine diffusion entre une zone et ses voisines. Dans le cas qui nous occupe, l'étalement et la diffusion des zones ont été spécialement marqués dans l'hémisphère sud. La zone 4' qui correspond actuellement en Afrique au désert du Kalahari devait subir un fort glissement vers le Sud, couvrant même la partie extrême de l'Afrique à pluies d'hiver. Cette zone ainsi déplacée devait aussi offrir un caractère d'aridité moins prononcé, car la probabilité de pluies d'été y était plus élevée, surtout dans sa partie nord. Aux époques où l'excentricité était élevée, le cas considéré était celui des grands pluviaux des zones 2' et 3'. Ces pluies d'été pouvaient peut-être atteindre les régions les plus australes de l'Afrique.

En conclusion, le passage sur la région la plus australe du Continent de la zone désertique 4', aux époques  $\epsilon$  max,  $\Pi = 90^\circ$  entraînait l'aridification d'une région jouissant actuellement de pluies d'hiver.

2) Cas I 1 ( $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 270^\circ$ ). Les commentaires ci-dessus restent d'application, si l'on permute l'hémisphère nord avec l'hémisphère sud. La zone 4 correspondant au Sahara actuel subit alors un étalement maximum ainsi que sa plus forte avance vers le nord. Elle se laisse aussi plus facilement arroser par des pluies d'été venues du sud, surtout aux époques où  $e$  prend ses plus hautes valeurs. Ce cas correspond pour l'Afrique du nord, soit à une aridité accrue par l'absence de pluies d'hiver rejetées trop au nord, soit à la présence possible de légères pluies d'été aux époques d'excentricité fort élevée.

De l'examen de ces deux premiers cas, se dégage la conclusion suivante : pour les parties extrêmes de l'Afrique jouissant actuellement de pluies cycloniques d'hiver, les époques arides furent respectivement celles des systèmes  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 270^\circ$  pour le Nord africain,  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 90^\circ$  pour le sud du Continent.

Dans les deux cas, ces périodes d'aridification correspondent à des états d'interglaciation des hautes latitudes.

La légitimité de cette concordance entre l'aridification des côtes extrêmes nord et sud de l'Afrique et un état d'interglaciation peut être contrôlée par les faits d'observation établissant si ces régions côtières subissaient bien à de telles époques des transgressions océaniques. On sait en effet que l'édification des calottes glaciaires due à la condensation solide de l'eau prélevée aux océans par évaporation provoquait une diminution appréciable du niveau océanique. Inversément, la fonte des calottes glaciaires en période d'interglaciation portait ce niveau à un maximum. Aux alternances des phases glaciaires et interglaciaires du Quaternaire correspondaient ainsi des fluctuations dites eustatiques du niveau des océans dont les amplitudes les plus fortes furent de 100 à 150 m. Ces phases de glaciation et d'interglaciation entraînaient respectivement le long des côtes continentales des régressions et des transgressions océaniques.

3) *Cas  $G\bar{g}$  ( $\epsilon$  minimum,  $\Pi = 90^\circ$ )*. Une grande glaciation régnant sur l'hémisphère nord, la descente des glaciers polaires sur l'Europe jusqu'au 50<sup>e</sup> parallèle entraîne un glissement de même importance du front polaire nord vers l'équateur. L'état de petite interglaciation dans l'hémisphère sud fait glisser également le front polaire sud vers les basses latitudes. L'intervalle en latitude compris entre les zones 7 et 7' subit donc une forte compression à cause de l'extension des zones glaciaires 8 et 8' spécialement importante dans l'hémisphère nord. Nous avons déjà fait remarquer qu'à de telles époques, le gradient thermique entre le front polaire rapproché de l'équateur de 15° et l'équateur lui-même est fortement accru. Il en résulte une forte intensification de la circulation générale de l'atmosphère dans l'hémisphère nord. Les zones du schéma de PETTERSEN y sont plus vigoureusement délimitées. La zone 4 du désert tropical nord subit un rétrécissement appréciable, glisse vers l'équateur et installe une désertification très sévère sur les régions qui occupent sa partie la plus axiale. Dans l'hémisphère sud, les mêmes faits se réalisent mais avec une intensité moindre : glissement du Kalahari actuel vers le nord, renforcement de la désertification dans la zone la plus axiale, rétrécissement en latitude de ce désert par l'extension vers le nord des zones 6' et 5' à pluies d'hiver.

Cette analyse amène une conclusion qu'il importe de souligner. Les régions africaines situées au nord de l'équateur et qui jouissent maintenant de pluies estivales de convection et de mousson pouvaient subir à de telles époques une désertification d'intensité variable avec leur latitude. Pour les régions cotières, remarquons que ces phases d'aridification correspondaient à des états de glaciation des hautes latitudes, c'est-à-dire à des régressions océaniques.

4) *Cas  $g\bar{G}$  ( $\epsilon$  minimum,  $II = 270^\circ$ )*. Les hautes latitudes sud subissent leur état de plus forte glaciation. Le glissement extrême du Kalahari vers le nord est atteint et sa désertification s'intensifie. Une autre influence importante dont on ne trouve pas l'équivalent dans l'hémisphère nord est exercée par le courant froid du Benguela qui, plus actif et plus froid, fait sentir profondément son action désertifiante vers l'intérieur du Continent, selon une direction SW-NE. Cette action pouvait même atteindre la zone équatoriale aux époques les plus caractéristiques du cas envisagé et entraîner une aridification dans toute la Cuvette congolaise. Nous sommes enclin à penser que c'était aux époques où de hautes valeurs de l'excentricité s'associaient aux conditions  $\epsilon$  minimum,  $II = 270^\circ$  que l'extension et la rigueur de la désertification furent les plus extrêmes. L'équateur jouissait alors d'un régime d'insolation semblable au régime actuel du 10<sup>e</sup> parallèle nord mais avec un été plus court (*Tableau V*). Or, durant la saison estivale des pluies à l'équateur, la zone tropicale sud de l'Afrique connaissait l'hiver et la sécheresse. A ces époques de grande glaciation antarctique, c'était justement durant l'hiver austral que le courant froid du Benguela devait atteindre sa limite la plus septentrionale et ralentir au maximum le cycle externe des précipitations équatoriales. Ainsi, les hautes insulations estivales à l'équateur, seules propices aux pluies de convection de l'année, voyaient leur action contrebalancée par un cycle externe pauvre en humidité. Le régime pluviométrique dans la Cuvette centrale offrait donc l'allure d'un régime subtropical à faibles pluies d'été et à sécheresse hivernale, sévère et allongée. Rappelons que la végétation climax d'un tel régime pluviométrique est une végétation ouverte, à faciès de steppe. Un autre fait de grande conséquence pratique doit être mis ici en évidence. Au cours de ces époques des grandes glaciations austra-



les, si l'activité du cycle externe des pluies était ralentie relativement au transfert continental de vapeur d'eau, son activité dynamique était par contre maximum par suite des grands contrastes thermiques réalisés entre l'Océan Atlantique-Sud très froid et la région équatoriale à haute insolation estivale. Ces époques furent donc celles où les vents du Sud-Ouest soufflaient avec la plus forte intensité au-dessus des sables du Kalahari vers les régions équatoriales du Centre-Africain. C'est pourquoi nous considérons ces époques comme responsables des grandes redistributions de sables éoliens d'origine Kalahari sur une Cuvette centrale désertifiée.

#### 11. LES SYSTÈMES $\epsilon$ , $\Pi$ , $e$ DES VALEURS INTERMÉDIAIRES.

Les discussions précédentes nous ont amené à considérer les cas —  $\epsilon$  maximé,  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ ,  $e$  élevé — comme étant les plus caractéristiques des pluviaux quaternaires et par conséquent, comme définissant les époques aux faits stratigraphiques mieux apparents. Avant de terminer cette seconde partie, il convient toutefois d'examiner rapidement les conséquences climatiques des systèmes de valeurs intermédiaires des éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$ , afin de compléter notre recherche des cas typiques, susceptibles d'avoir laissé des empreintes stratigraphiques appréciables. Les cas intermédiaires qu'il importe de discuter en premier lieu sont ceux relatifs aux systèmes,  $\epsilon$  max.,  $\Pi = 0$  ou  $180^\circ$ ,  $e$  élevé.

Si l'on examine l'évolution du régime d'insolation d'une même latitude soit  $20^\circ$  N au cours d'une séquence complète de variation de  $\Pi$  comme celle étudiée au Tableau V, on constate que le maximum très net de l'insolation du solstice d'été pour  $\Pi = 270^\circ$ , s'atténue à l'époque suivante pour  $\Pi = 0^\circ$ , en distribuant l'excès d'insolation sur le solstice d'été et l'équinoxe d'automne. En même temps, le déficit d'insolation du solstice d'hiver se rehausse. Lorsque  $\Pi$  vaut  $90^\circ$ , cette atténuation du maximum  $S_e$  et le rehaussement du minimum  $S_h$  sont les plus marqués (isopluvial). Quand  $\Pi$  atteint  $-180^\circ$ , l'excès d'insolation encore atténué est partagé entre l'équinoxe de printemps et le solstice d'été tandis que le minimum  $S_h$  se creuse.

Les cas —  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 0$  ou  $180^\circ$ ,  $e$  élevé — apparaissent

donc comme des cas de transition, préparant l'installation d'un displuvial ou celle d'un isopluvial.

Lorsque l'excentricité  $e$  reste voisine de zéro et que l'obliquité  $\epsilon$  est élevée, le cas  $\Pi = 270^\circ$  fournit un displuvial atténué aux latitudes tropicales nord et un isopluvial qui s'installe à partir de l'équateur sur les latitudes sud. Ces résultats restent donc identiques à ceux obtenus dans les mêmes conditions pour les hautes valeurs de  $e$ . Il n'en est plus ainsi lorsque  $\Pi$  vaut  $90^\circ$  quand  $\epsilon$  est maximé mais que  $e$  est voisin de zéro. Dans cette situation, les latitudes nord connaissent toujours un displuvial mais encore plus atténué (*Tableau VI*). Ce cas ne peut jamais installer de displuviaux même faibles sur les latitudes sud puisque l'excès d'insolation a lieu au solstice d'été et est apporté à ces latitudes au cours de leur hiver. Les latitudes sud et celles les plus voisines de l'équateur bénéficient dans ce cas —  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 90^\circ$ ,  $e$  faible — d'un léger isopluvial, alors que les mêmes circonstances pour  $\epsilon$  et  $\Pi$ , jointes à de hautes valeurs de  $e$ , installent au contraire un isopluvial aux latitudes nord et un displuvial aux latitudes sud.

Il importe de connaître la valeur-seuil de l'excentricité qui provoque cette inversion de la situation et qui délimite ce que nous avons appelé jusqu'ici les valeurs élevées ou faibles de  $e$ . L'équation (42b) montre qu'en faisant abstraction du terme secondaire en  $\Delta\epsilon$ , la variation  $\Delta J_e$  restera positive pour les latitudes nord tant que  $\Delta(e \sin \Pi)$  sera négatif, puisque le coefficient  $P_e$  est négatif. L'équation (56b) établit que pour  $\Pi = 270^\circ$ , cette condition sera assurée même si  $e$  atteint strictement zéro. Les displuviaux nord se réalisent donc toujours, même si  $e$  est très faible. La valeur-seuil de  $e$  est zéro. Plus  $e$  augmente, plus l'intensité du displuvial croît. De même, pour les latitudes sud,  $\Delta J_s$  restera positif tant que  $\Delta(e \sin \Pi)$  sera positif car le coefficient  $P_s$  est positif. Pour  $\Pi = 90^\circ$ , cette condition ne sera acquise que si  $e$  est plus grand que 0,0166. Il existe donc ici une valeur-seuil égale à la valeur actuelle de l'excentricité.

En conclusion, lorsque  $\epsilon$  est maximé et que  $\Pi = 270^\circ$ , les latitudes tropicales nord connaissent des displuviaux quelle que soit l'excentricité  $e$ . Si  $\epsilon$  est maximé avec  $\Pi = 90^\circ$ , les latitudes tropicales sud ne connaissent de displuviaux que si l'excentricité est supérieure à sa valeur actuelle. A partir de celle-ci, l'intensité

du displuvial croît avec  $e$ . Par rapport aux conditions climatiques actuelles, les displuviaux nord se sont réalisés dans le cours du Quaternaire avec des intensités généralement plus fortes que celles des displuviaux des latitudes australes.

Remarquons encore en terminant cette partie climatologique que l'obliquité  $\epsilon$  représente l'élément déterminant des *traits généraux* du système climatique terrestre qu'il convient de considérer au premier titre. En second ordre d'importance, c'est l'élément *II* qui intervient en induisant les *modalités* de pluviaux, d'interpluviaux, de degré de glaciation ou d'interglaciation, propres à chacun des deux hémisphères. L'excentricité  $e$  apparaît comme la troisième variable à considérer. Elle définit aux latitudes tropicales l'*intensité* des phases paléoclimatiques.

### CHAPITRE III.

## Application à divers problèmes du Quaternaire africain

### 1. OSCILLATIONS DES NIVEAUX LACUSTRES.

a. *Oscillation annuelle d'un niveau lacustre déduite de l'équation du bilan hydrologique.*

De nombreux faits d'observation permettent d'affirmer que les lacs africains n'ont cessé de subir au cours du Quaternaire des oscillations considérables de niveau variant entre des assèchements complets et des surélévations de cent à deux cents mètres au-dessus des nappes lacustres actuelles. Il est bien prouvé aussi que des dépressions régionales, complètement desséchées de nos jours, furent occupées par des lacs à certaines époques quaternaires. Les études de NILSSON (1931, 1940) sont classiques à cet égard.

L'équation de base qui doit guider, sous l'angle rationnel, l'interprétation des oscillations séculaires des niveaux lacustres est l'équation du bilan hydrologique d'un Bassin de drainage, adaptée à l'anomalie hydrologique que représente un lac. Écrivons qu'en moyenne annuelle, la variation  $\Delta V$  du volume de l'eau accumulée par le lac est égale au volume de l'eau entrée dans le lac, diminuée du volume de l'eau qui en est sortie,

$$\Delta V = \text{Volume d'eau gagné} - \text{Volume d'eau perdu.} \quad (153)$$

Le gain de volume en moyenne annuelle est la somme des deux quantités suivantes. Le lac reçoit d'abord le volume  $V_p$  des eaux qui, tombées sur le Bassin de drainage entourant le lac, lui sont apportées par ses affluents, les sources et le ruissellement superficiel au cours des pluies. Désignons par  $P_p$  la lame d'eau en mm des pluies tombant en moyenne annuelle sur l'aire  $S_p$  ( $m^2$ ) de drainage du lac. Soit  $(E + T)_p$  la lame d'eau en mm évapotranspirée annuellement par les sols et la végétation du Bassin drainé. On peut écrire qu'en moyenne annuelle,

$$V_d(\text{litres}) = P_d S_d - (E + T)_d S_d. \quad (154)$$

Le lac s'alimente aussi du volume  $V_L$  des pluies annuelles précipitées directement sur la surface  $S_L$  du lac,

$$V_L = P_L S_L. \quad (155)$$

D'autre part, le volume de l'eau perdue par le lac en moyenne annuelle est la somme des deux quantités ci-après. Le lac perd un volume total  $V_p$  par l'écoulement de son émissaire éventuel ainsi que par infiltration et écoulement souterrains. En désignant par  $\Delta h$  la variation de niveau annuelle du lac due à ces pertes, on peut écrire,

$$V_p = \Delta h S_L. \quad (156)$$

Le lac perd aussi un volume  $V_e$  dans l'évaporation d'une lame d'eau annuelle  $E_L$  par sa surface,

$$V_e = E_L S_L. \quad (157)$$

Appelons  $\Delta H$  la variation annuelle moyenne du niveau lacustre et remarquons que  $\Delta V = \Delta H S_L$ . En tenant compte des diverses expressions rencontrées pour les termes qui composent le second membre de la relation (153), on obtient pour la variation de niveau  $\Delta H$ , analysée en fonction de ses causes,

$$\Delta H = [P_d - (E + T)_d] \frac{S_d}{S_L} + (P_L - E_L) - \Delta h. \quad (158)$$

La quantité  $P_d - (E + T)_d$  mesure l'écoulement au lac du Bassin de drainage. Définissons un coefficient d'écoulement  $C_d$  de ce dernier, homologue de la notion de coefficient d'écoulement pour un cours d'eau,

$$C_d = \frac{P_d - (E + T)_d}{P_d}. \quad (159)$$

Nous obtenons pour la forme finale de l'équation (158),

$$\Delta H = C_d \frac{S_d}{S_L} P_d + (P_L - E_L) - \Delta h. \quad (160)$$

Comme le raisonnement qui y a conduit, cette relation ne tient pas compte des variations du niveau lacustre provoquées par les mouvements tectoniques ou par l'accumulation de sédiments.

Ces variations ont pu être fort importantes au cours du Quaternaire, particulièrement dans l'Est Africain où se trouvent justement les principaux lacs en cause. Ce problème délicat qui est à envisager dans chaque cas d'espèce sort ici de notre propos, celui-ci étant de dégager pour l'instant une loi générale des fluctuations du niveau lacustre en fonction des seules causes hydrologiques et climatiques. A cet égard, l'équation (160) suffit à guider nos conclusions.

b. *Discussion. La thèse : maximum de niveau corrélatif d'un displuvial.*

Le niveau d'un lac sera ascendant en moyenne annuelle tant que  $\Delta H$  sera plus grand que zéro, c'est-à-dire tant qu'on aura,

$$C_d \frac{S_p}{S_L} P_d + (P_L - E_L) > \Delta h. \quad (161)$$

Les conditions qui réalisent le plus favorablement cette inégalité sont les suivantes : coefficient d'écoulement élevé comme c'est le cas si le lac occupe le fond d'une dépression encaissée, aire relative de drainage  $S_p/S_L$  importante ou autrement dit, Bassin de drainage étendu par rapport à la surface lacustre, pluies abondantes sur l'aire drainée, pluies sur le lac aussi élevées que possible par rapport à son évaporation et enfin, faible débit de l'émissaire.

On peut affirmer que les ascensions pléistocènes les plus rapides du niveau lacustre ont eu lieu sous des régimes pluviométriques de displuviaux et non d'isopluviaux. Prenons en effet l'exemple simplifié suivant. Soit un Bassin lacustre subissant un displuvial avec 6 mois de pluies estivales à 200 mm par mois et 6 mois de sécheresse absolue. Considérons que la végétation couvrant le Bassin de drainage évapotranspire en conditions potentielles au cours des 6 mois d'été à raison de 100 mm par mois, ordre de grandeur acceptable en zone équatoriale. Supposons encore pour simplifier que  $P_L = P_d = 200$  mm/mois et que  $E_L = (E + T)_d = 100$  mm/mois. Admettons en outre que l'évapotranspiration actuelle du Bassin drainé est nulle au cours des 6 mois d'hivernage. On trouve ainsi que le premier membre de l'équation (161) vaut pour l'année entière,

$$6[(200 - 100) \frac{S_p}{S_L} + (200 - 100)] + 6(-100) = 600 \frac{S_p}{S_L}$$

Demandons-nous maintenant quelle devrait être la pluviosité mensuelle  $x$  d'un isopluvial parfait, à pluies mensuelles toutes identiques et qui conférerait au premier membre de (161) cette même variation de niveau  $600 S_p/S_L$  que celle provoquée par le displuvial. Un tel isopluvial installe sur le Bassin drainé un manteau végétal qui ne connaît aucun repos hivernal et qui évapotranspire potentiellement durant toute l'année au taux de 100 mm par mois. Admettons comme précédemment que  $E_L = 100$  mm et posons  $P_L = x$ . En écrivant sous ces conditions la valeur du premier membre de (161) et en identifiant cette valeur à  $600 S_p/S_L$ , on obtient :

$$12[(x - 100) \frac{S_p}{S_L} + (x - 100)] = 600 \frac{S_p}{S_L}$$

D'où l'on tire,

$$x = 100 \frac{1 + \frac{3}{2} \frac{S_p}{S_L}}{1 + \frac{S_p}{S_L}} \quad (162)$$

On voit que si  $S_p/S_L$  vaut 1, la pluviosité mensuelle moyenne de l'isopluvial devra être de 125 mm. La pluviosité annuelle correspondante sera de 1 500 mm contre 1 200 mm pour le displuvial et cela pour provoquer un accroissement annuel identique du niveau du lac. Lorsque l'aire relative  $S_p/S_L$  augmente, cet écart s'accroît. Pour  $S_p/S_L = 2$ , la pluviosité annuelle de l'isopluvial monte à 1600 mm. La raison de ces résultats est évidente : la perte d'eau au détriment du lac, par l'évapotranspiration d'une végétation toujours active, est de 1 200 mm/an pour l'isopluvial alors qu'elle n'est que de 600 mm pour le displuvial.

Considérons maintenant un lac au niveau rapidement ascendant dans la phase première d'installation d'un displuvial. Au fur et à mesure que le niveau monte, la surface du lac augmente aussi tandis que l'aire de drainage diminue. Le rapport  $S_p/S_L$  est donc une fonction décroissante du niveau lacustre. Cette fonction, propre à chaque lac, varie d'ailleurs avec les mouvements tectoniques. De même,  $\Delta h$  augmente aussi avec le niveau  $H$  du lac et avec ces mouvements. Envisagée dans le cadre de l'évolution quaternaire, l'équation (160) reste bien l'équation aux variations séculaires du niveau lacustre, mais tous les termes apparaissent

comme des fonctions du temps et en outre  $S_p/S_L$  et  $\Delta h$  dépendent de la fonction cherchée  $\Delta H(t)$ . Or, au fur et à mesure que le niveau lacustre s'élève au cours de l'installation d'un displuvial, le terme au premier membre de l'inégalité (161) augmente mais cette croissance est ralentie par la diminution du facteur  $S_p/S_L$ .

Par contre, le terme  $\Delta h$  au second membre de l'inégalité (161) augmente généralement plus vite avec  $H$ . En effet, dans les formes naturelles du relief, l'exutoire du lac permet généralement un débit d'autant plus grand que le niveau est plus haut. Il arrive aussi que des lacs sans émissaire finissent par trouver un exutoire lorsque leur niveau s'élève.

Il arrive donc un moment où au cours de l'installation du displuvial, les deux membres de (161) deviennent égaux. A partir de ce moment, l'équilibre du niveau lacustre est atteint puisque  $\Delta H = 0$ . L'augmentation progressive des pluies vers le maximum du displuvial ne modifie plus le niveau d'équilibre, la géomorphologie de l'exutoire permettant alors une évacuation rapide du trop plein. Lorsque les pluies redécroissent dans la dernière phase du displuvial, le niveau lacustre recommence à baisser. La conclusion de cette analyse qu'il convient de souligner est la suivante : dans un intervalle de temps pouvant être de plusieurs milliers d'années, axé sur la phase la plus médiane du displuvial, le niveau maximum atteint par le lac reste invariable. Les terrasses lacustres abandonnées lors du retrait des eaux et qui attestent de nos jours l'existence des niveaux lacustres maxima se sont édifiées au cours de cette phase d'équilibre.

Un displuvial ayant une durée moyenne de 10 000 ans, une augmentation de niveau vers un maximum de l'ordre de 100 m par exemple, comme constaté au cours du Quaternaire pour les lacs africains, pourrait être obtenue, disons en 4 000 ans, 2 000 ans étant attribués à la phase d'équilibre et les 4 000 dernières années à la phase de décroissance du lac. Dans cet exemple sans autre prétention que de fournir des ordres de grandeur et de fixer les idées, la variation moyenne annuelle du niveau lacustre serait de 25 mm/an. Alors qu'on peut considérer l'accroissement de pluviosité comme plus ou moins linéaire au cours de l'établissement du displuvial, la variation du niveau lacustre dans sa phase de croissance obéit vraisemblablement à une courbe sigmoïdale, à point d'inflexion très vertical. Au début, le niveau du lac varie



insensiblement d'année en année, selon une courbe concave, tangente à l'origine du temps. A partir du moment où le régime pluviométrique atteint une certaine allure critique, le manteau végétal peut se modifier rapidement et les variations annuelles de niveau peuvent devenir considérables. Montrons encore par un exemple la haute sensibilité des niveaux lacustres aux variations du régime pluviométrique. Supposons qu'à l'époque origine, la pluviosité annuelle soit de 1.200 mm répartis sur 6 mois et que  $(E + T)_0$  représente  $6 \times 100$  mm par an. Admettons un rapport  $S_p/S_L = 2$  et posons pour simplifier  $P_L = P_0$ ,  $E_L = 1.200$  mm. Le premier membre de (161) vaut alors  $0,50 \times 2 \times 1.200 + (1\ 200 - 1\ 200) = 1\ 200$  mm. Si le niveau est en équilibre à cette époque, il faut admettre  $\Delta h = 1\ 200$  mm. Supposons maintenant que 2 000 ans plus tard, la pluviosité soit passée à 1.400 mm/an. Remarquons que l'évapotranspiration potentielle  $(E + T)_0$  et l'évaporation du lac  $E_L$  varient d'une manière beaucoup moins sensible d'après le principe du bilan énergétique qui limite ces processus aux calories laissées disponibles pour la chaleur latente d'évaporation. Admettant  $(E + T)_0$  et  $E_L$  inchangés, le premier membre de (161) vaut  $0,57 \times 2 \times 1\ 400 + (1\ 400 - 1\ 200) = 1.800$  mm. Il est devenu excédentaire de 600 mm/an sur sa valeur à origine. Si l'augmentation de débit de l'émissaire ne peut croître suffisamment vite pour évacuer cet excédent, le niveau du lac pourra monter chaque année de plusieurs décimètres. Quand pour un niveau plus élevé, l'émissaire trouvera un exutoire plus ample, la vitesse d'ascension diminuera rapidement vers l'équilibre.

La conclusion à tirer de cette analyse est que la courbe d'évolution d'un niveau lacustre, au cours d'une phase displuviale complète, a sans doute l'allure d'une courbe en cloche, très aplanie à l'horizontale dans sa partie centrale. Vers les points d'inflexion, fort redressés à la verticale, les variations annuelles du niveau sont considérables. Les auges lacustres constituent à ces époques critiques des pluviomètres naturels d'une extrême sensibilité. Enfin, les durées assignées aux phases pluviales par la théorie astronomique sont capables d'expliquer les fluctuations quaternaires observées pour les lacs africains.

## 2. FLUCTUATIONS DES GLACIERS DE MONTAGNE.

a. *La thèse: extension glaciaire en isopluvial, récession en displuvial.*

Les sommets montagneux de l'Afrique, d'altitude suffisante, ont été recouverts au Quaternaire de calottes glaciaires ayant subi plusieurs oscillations de développement. Comme l'attestent les moraines déposées, ces oscillations ont pu aller de la disparition complète du glacier jusqu'à des extensions considérables de ce dernier, abaissant sa limite à des niveaux parfois inférieurs de plus d'un millier de mètres à son altitude actuelle (cf FLINT, 1959, p. 352). Les fluctuations des glaciers couvrant les hauts sommets de l'Est Africain Britannique et de l'Éthiopie ont bien été établies par NILSSON (1931, 1940). L'étude des stades de récession du glacier Stanley occidental dans le massif du Ruwenzori (Congo) a été faite par DE HEINZELIN (1953). On trouvera dans la publication de cet auteur une abondante bibliographie de la question des oscillations glaciaires en zone tropicale.

Notre explication de ces oscillations quaternaires des glaciers africains, dans le cadre de notre théorie astronomique des pluviaux et interpluviaux, repose sur les considérations suivantes. La variation annuelle moyenne  $\Delta V$  du volume d'eau fixée dans un glacier est égale à la différence entre les volumes d'eau respectifs de l'accumulation  $V_a$  et de l'ablation  $V_a$  annuelles moyennes,

$$\Delta V = V_a - V_a. \quad (163)$$

Envisagée dans le déroulement naturel de ses processus de réalisation, la quantité  $\Delta V$  résulte des variations journalières  $\Delta v_j$  cumulées pour la séquence de tous les jours de l'année climatique moyenne,

$$\Delta V = \sum_1^{365} \Delta v_j = \Sigma(v_{a,j} - v_{a,j}). \quad (164)$$

Le glacier croît lorsque la somme annuelle des volumes journaliers de l'accumulation dépasse celle des volumes journaliers de l'ablation.

Nous disons que cette condition est optimalement réalisée lorsque le régime d'insolation du sommet montagneux possède

l'amplitude annuelle la plus faible et qu'en outre, le régime des précipitations y prend le type équatorial, à précipitations fréquentes et abondantes, bien distribuées sur toute l'année et sans saison sèche appréciable. Autrement dit, l'avance maximale d'une calotte glaciaire sur une montagne tropicale doit correspondre au passage d'un isopluvial sur la latitude occupée par le sommet montagneux. Nous justifions notre assertion par les arguments ci-après.

Lorsque pour un glacier tropical le régime d'insolation prend un caractère plus tropical en même temps qu'un displuvial s'installe sur la région, de hautes insolutions journalières s'associent aux fortes précipitations estivales. Par contre, au cours du semestre d'hiver, le glacier subit une saison sèche plus longue et plus sévère. Or, les faits de la climatologie tropicale établissent qu'au cours de la saison pluvieuse d'été, le rayonnement global incident au sol et la température de l'air gardent des valeurs élevées malgré l'augmentation de la nébulosité liée aux pluies. En conséquence, sous un régime d'insolation de displuvial, la haute accumulation glaciaire par précipitations abondantes d'été s'exerce en concomitance avec une ablation active par fonte et évaporation, à cause du rayonnement global  $G$  plus élevé. L'accumulation nette d'été est donc ralentie. Or, ce gain estival est entièrement consommé pendant la sécheresse d'hiver. En effet, au cours de cette saison, l'ablation s'accélère pour les raisons suivantes. Aux hautes altitudes des glaciers africains, l'opacité atmosphérique est faible. Le ciel de saison sèche y est aussi peu nuageux. Le rayonnement global d'hiver reste donc important malgré la dépression subie par l'insolation. D'autre part, la surface du glacier, vieillie par la fonte, est encore salie par le dépôt de fines particules de poussières. Celles-ci s'accumulent en surface durant toute la saison sèche. En conséquence, l'albédo  $a_i$  du glacier diminue considérablement. Les nombreuses données de la bibliographie (FRITZ et RIGBY 1957) sont à cet égard fort significatives. Alors que l'albédo de la neige fraîche est de l'ordre de 0,90 à 0,80, l'albédo de la neige vieille et rendue compacte par la fonte n'est plus que de 0,50 à 0,60. L'albédo d'une glace poussiéreuse peut même tomber à 0,20. Bien que situé à l'équateur et donc en régime climatique fort uniforme, le glacier du Ruwenzori manifeste déjà dans sa structure un rythme saisonnier très net

« sous forme de surfaces de fonte successives, remblayées chaque fois par de la neige fraîche » (DE HEINZELIN 1953, p. 9). « Ces surfaces — dit encore l'auteur cité — sont couvertes de poussières et apparaissent comme des bandes parallèles noires dans les coupes verticales ». De ces considérations, nous pouvons conclure qu'en régime d'insolation plus tropical, la chaleur  $(1 - a_i)$  G absorbée par le glacier au cours de la saison sèche prend des valeurs élevées, causes d'une fonte et d'une évaporation accélérées. Nous sommes donc amené à conclure que les conditions de régimes tant d'insolation que de précipitations qui caractérisent l'établissement d'un displuvial sont aussi les plus préjudiciables au maintien d'un glacier tropical.

Au contraire, l'installation d'un isopluvial sur la région occupée par le glacier doit favoriser idéalement son extension, aussi bien sous l'angle de l'insolation que des précipitations. Le rafraîchissement régulier et fréquent de la surface du glacier par des précipitations solides entretient de hautes valeurs d'albédo. Le déficit énergétique qui en résulte ralentit l'ablation par fonte et par évaporation. L'existence durant toute l'année d'une haute humidité atmosphérique et d'une insolation importante mais peu variable favorise tous les matins l'installation d'une cape de nuages de convection qui protège le glacier des rayons solaires au cours des heures chaudes de la journée. Chaque jour de l'année climatique moyenne apporte donc sa contribution faible mais positive au bilan accumulation — ablation et le glacier croît.

*b. Argumentation quantitative et supputations numériques.  
Haute sensibilité des glaciers au réchauffement atmosphérique.*

Les opinions ci-dessus ne fixent que l'orientation de la solution, dans le cadre de la climatologie physique, du problème des oscillations quaternaires des glaciers tropicaux. Il convient donc d'étayer l'argumentation avancée par un raisonnement quantitatif fondé sur les lois de la climatologie physique. L'équation (93) du bilan énergétique, appliquée cette fois au cas particulier d'un glacier, établit encore dans ce problème le lien fondamental entre les causes et les effets en jeu.

Le bilan de tous les échanges énergétiques qui s'exercent à l'unité de surface d'un glacier et qui conditionnent sa tempéra-

re de surface  $T_i$  obéit à l'équation suivante, valable pour une période quelconque,

$$Q_i = (1 - a_i)gI - \epsilon\sigma T_i^4 - Q - Q_L - Q_p. \quad (165)$$

Dans cette relation,  $Q_i$  traduit la chaleur accumulée par le glacier au cours de la période envisagée. Ce terme exprime la différence entre les gains et les pertes d'énergie à l'unité de surface. Les coefficients  $a_i$  et  $\epsilon$  mesurent respectivement l'albedo et le pouvoir émissif effectif de la surface du glacier. Ce pouvoir émissif est défini par la relation (99),

$$\epsilon = \epsilon_i(1 - \epsilon_A), \quad (166)$$

$\epsilon_i$  étant ici le pouvoir émissif du glacier. Le terme  $Q$  mesure l'échange calorifique entre le glacier et l'air. Le terme  $Q_p$  traduit l'échange de chaleur dû aux précipitations tombées sur le glacier ; la température  $T_p$  de ces précipitations généralement solides est en effet différente de  $T_i$ . Lorsque  $T_p$  est inférieur à  $T_i$ , les précipitations refroidissent la surface du glacier et par conséquent  $Q_p$  est positif. Enfin, le terme  $Q_L$  exprime le bilan net de toutes les chaleurs latentes consommées ou dégagées au cours des divers changements d'état de l'eau qui ont eu lieu à la surface du glacier pendant la période considérée. Désignons par  $Q_L^-$  la somme des chaleurs latentes consommées et soustraites à la surface du glacier et désignons de même par  $Q_L^+$  la somme des chaleurs latentes dégagées et acquises par la surface. On peut écrire,

$$Q_L = Q_L^- - Q_L^+. \quad (167)$$

La quantité  $Q_L^-$  totalise les chaleurs latentes consommées : 1) par sublimation  $S$  (solide  $\rightarrow$  vapeur) à raison de 678 cal/g, 2) par fusion  $F_w$  à raison de 80 cal/g et 3) par vaporisation  $V$  à raison de 597 cal/g. De même,  $Q_L^+$  totalise les chaleurs latentes dégagées : 1) par solidification  $S^*$  (vapeur  $\rightarrow$  solide), 2) par congélation  $F_i$  et 3) par condensation  $C$ , les chaleurs spécifiques respectives étant celles citées plus haut mais changées de signe. Le terme  $Q_L$  a donc pour expression,

$$Q_L = (F_w - F_i) + (V - C) + (S - S^*). \quad (168)$$

Il fournit une mesure énergétique de l'*ablation calorifique nette* que subit le glacier par changements d'état de l'eau superficielle.

Si l'on désigne en effet par  $m_i^-$  et  $m_i^+$  les équivalents en eau ( $g/cm^2$ ) correspondant à  $Q_L^-$  et  $Q_L^+$ , cette ablation se traduit par la relation,

$$m_i^- - m_i^+ = \frac{1}{80} (F_w - F_i) + \frac{1}{597} (V - C) + \frac{1}{678} (S - S^*). \quad (169)$$

Le coefficient du 1<sup>er</sup> terme au second membre est 7,5 fois plus élevé que celui du deuxième terme et 8,5 fois plus grand que celui du troisième. En outre, dès que l'excès superficiel de calories dû à la radiation solaire relève la température  $T_i$  à 0° C, la glace fond et l'eau de fonte s'évacue rapidement par gravitation. Dans la relation (169), le terme en  $F$  est donc largement dominant pour les glaciers tempérés et tropicaux. Ce fait est confirmé d'ailleurs par les observations de glaciologie physique. En négligeant les termes plus secondaires dans les relations (168) et (169), on aboutit à la conclusion que le terme  $Q_L$  est voisin de 80 ( $m_i^- - m_i^+$ ) et que cette expression fournit une mesure approchée de l'ablation calorifique nette du glacier. Lorsque  $Q_L$  est positif, il vient  $m_i^- > m_i^+$  et l'ablation est positive. Quand  $Q_L$  est négatif, on a  $m_i^- < m_i^+$ ; il y a ablation négative donc accumulation par changements d'état (solidification, condensation, regel). L'*accumulation nette*  $m_i$  du glacier s'obtient en soustrayant des précipitations  $m_p$  reçues ( $g/cm^2$ ) l'ablation nette  $m_i^- - m_i^+$ . D'où la relation du bilan glaciaire,

$$m_i = m_p - (m_i^- - m_i^+) \simeq m_p - 0,0125 Q_L. \quad (170)$$

Celle-ci montre que  $Q_L$  est bien un terme fondamental du problème de l'évolution séculaire d'un glacier puisque les variations de  $Q_L$  déterminent avec  $m_p$  les fluctuations séculaires de son accumulation nette. Or, les variations de  $Q_L$  s'expriment en fonction des variations paléoclimatiques par l'équation (165). En différentiant celle-ci, on obtient pour l'expression de  $dQ_L$  en fonction des variations des causes paléoclimatiques (cf. relation 127),

$$dQ_L = (1 - a_i)gdI - gIda_i - [(1 - a_i)(g_0 - g_1)I - \epsilon_0 k \sigma T_i^4]dn \\ + \sigma T_i^4(1 - kn) \frac{b}{2\sqrt{e}} de - dQ - dQ_p - dQ_i - \epsilon h_i dT_i. \quad (171)$$

De même que le terme en  $I$  de la relation (165), le terme en  $dI$  au second membre de (171) ne traduit la réalité que d'une manière approchée mais largement suffisante pour le problème paléoclimatique qui nous occupe. En effet, ces termes relatifs au rayonnement solaire ne tiennent pas compte : 1) d'une certaine transparence du glacier qui empêche l'absorption du rayonnement de se réaliser entièrement en surface, 2) de l'exposition et de la pente souvent appréciable qui caractérisent les divers lieux envisagés du glacier à l'exception du dôme terminal.

Appliquons l'équation (171) aux conditions climatiques des hauts sommets africains. Considérons par exemple le cas du glacier du Ruwenzori qui se situe à l'équateur, à des altitudes comprises entre 4.700 et 5.120 m. Dans l'ignorance actuelle des conditions de rayonnement solaire ou thermique existant au sommet de ce massif, nous adopterons les valeurs (136) et (137), pour les coefficients  $g_0$  et  $g_1$ ,  $a$ ,  $b$  et  $k$  des expressions (115) et (123) de  $g$  et de  $\epsilon$ . La nébulosité régnant au-dessus du glacier est tout aussi mal connue. Les observations de visibilité du glacier accomplies horairement de la station de Mutsora (base du versant ouest) depuis trois ans attestent l'existence d'un rythme diurne remarquable de la nébulosité. Une cape de nuages formés par les courants de convection ascendants le long des flancs du Ruwenzori protège le glacier entre 8 h et 18 h, tandis qu'il est généralement dégagé de nuages au cours de la nuit et aux premières heures de la matinée. Pour les besoins de l'exemple numérique étudié, nous adopterons  $n = 0,50$ , la nébulosité moyenne réelle pouvant d'ailleurs différer assez bien de la valeur choisie. De même, l'albédo du glacier est inconnu. Recouverte par des précipitations solides constituées de neige, de grêle ou de grésil, subissant de fréquentes alternances de fonte diurne et de gel nocturne, la surface du glacier, salie en outre par les poussières, doit avoir un albédo sensiblement abaissé que nous fixerons à 0,50. Nous appliquerons la relation (171) pour les langues glaciaires fondantes du Ruwenzori (versant ouest) qui se terminent vers 4.700 m. A cette altitude, la pression de vapeur  $e$  est d'environ 4 mb d'après la loi de HANN relative à la décroissance exponentielle de  $e$  le long d'un flanc montagneux. Nous adopterons pour le pouvoir émissif du glacier  $\epsilon_i = 0,95$  et nous prendrons  $T_i = T_0$

$= 273^{\circ}$  K. Avec ces valeurs, l'équation (171) devient en admettant que  $dT_i$  vaut zéro puisque la fonte maintient  $T_i$  à  $0^{\circ}$  C,

$$dQ_L = 0,250 \, dI - 0,307 \, da_i - 0,095 \, dn + 0,0057 \, de - dQ - dQ_v - dQ_i. \quad (172)$$

Lorsque  $I$  augmente de 1 %,  $dI$  vaut  $+ 0,006106$  cal/cm<sup>2</sup> min. La variation propre  $(dQ_L)_i$  s'élève ainsi à  $0,250 \times 0,006106 = 0,00153$  cal/cm<sup>2</sup> min. Cette chaleur correspond (relation 170) à une quantité équivalente d'eau fondue de  $0,191 \times 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup> min soit à 10,0 g/cm<sup>2</sup> année. Ainsi, toute augmentation de 1 % seulement de l'insolation contribue à fondre annuellement une lame d'eau de 100 mm. On trouvait de même qu'une variation  $da_i = - 0,01$  entraîne comme effet propre la fonte supplémentaire annuelle de 202 mm d'eau. Pour  $dn = - 0,01$ , cette lame est de 62 mm. Une variation  $de$  sur la pression de vapeur aussi faible que  $+ 0,1$  mb suffit à provoquer un supplément de fonte annuelle de 37,5 mm.

Ces résultats montrent combien les glaciers tropicaux sont sensibles aux variations climatiques. Le réchauffement généralisé que le Globe subit depuis un siècle est la cause probable de leur récession accélérée. L'analyse du terme  $dQ$  de l'équation (171) confirme cette opinion. L'échange de chaleur entre la surface du glacier et l'air, a pour expression (relation 101),

$$Q = - \rho c_p K \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (173)$$

$K$  étant la diffusivité turbulente de l'air  $(\partial T / \partial z)_{z=0}$  le gradient de la température au niveau  $z = 0$  envisagé et l'axe  $oz$  étant comme précédemment dirigé vers le haut. En appliquant la relation (173) dans la couche de 0 à 1 m qui surmonte la surface du glacier, on obtient pour  $Q$  l'expression pratique,

$$Q = - \rho c_p K 10^{-2} (T_{a,i} - T_0) \quad (174)$$

$T_{a,i}$  mesurant la température de l'air à 1 m au-dessus du glacier. A 4.700 m d'altitude,  $\rho$  vaut environ  $0,715 \cdot 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> et  $\rho c_p = 0,172 \cdot 10^{-3}$ . La variation  $dQ$  résultant d'une variation  $dT_{a,i}$  de la température moyenne de l'air est donc,

$$dQ = - 0,172 \cdot 10^{-5} K \, dT_{a,i}. \quad (175)$$



La diffusivité turbulente au-dessus d'un glacier tropical de haute altitude est mal connue. D'après les études micrométéorologiques accomplies dans les conditions habituelles, on trouve que l'ordre de grandeur de  $K$  est de  $200 \text{ cm}^2/\text{min}$  dans la couche d'air de 0 à 1 m (cf. SUTTON, 1953, p. 214). Comme  $K$  augmente avec la vitesse du vent, il est permis de croire que cette valeur réalise un ordre de grandeur inférieur pour un glacier tropical, exposé aux vents violents des hautes altitudes. Dans ce cas, la contribution  $-dQ$  à  $dQ_L$  dans la relation (174) serait supérieure à  $+0,0035 dT_{a,i}$ . En conclusion, tout réchauffement de  $0,1^\circ \text{C}$  de l'air amené au contact des langues glaciaires fondantes d'un haut sommet africain entraîne un supplément de fonte annuelle d'au moins 2,3 grammes d'eau par  $\text{cm}^2$ . Le réchauffement du Globe d'environ  $0,4^\circ \text{C}$  depuis un siècle aurait donc pu accélérer la fonte d'un glacier africain en dix ans d'une lame d'eau au moins égale à 910 mm. Ce réchauffement serait dû à l'augmentation de 10 % de la teneur de l'atmosphère en  $\text{CO}_2$  par le dégagement du  $\text{CO}_2$  dans la combustion au cours des dernières décades des réserves de pétrole et de charbon ainsi qu'aux modifications apportées dans la régulation du cycle du  $\text{CO}_2$  atmosphérique par l'Océan réchauffé (cf. PLASS 1956, JUNGE, 1959). L'augmentation actuelle de la température terrestre, jointe à une diminution possible des précipitations sur les glaciers, peut donc expliquer la récession glaciaire actuelle. Celle-ci apparaît comme un phénomène momentané qui surimpose l'effet d'une évolution rapide aux lentes fluctuations paléoclimatiques du Quaternaire.

Une question importante liée à l'étude du terme  $Q$  est celle de l'altitude de l'isotherme de  $0^\circ \text{C}$  en régions tropicales. Les radio-sondages effectués à Léopoldville fournissent en moyenne annuelle pour cette altitude 4804 m (BERRUX, 1958). L'atmosphère standard établie pour les tropiques par PISHAROTY (1959) situe ce niveau à 5112 m. On peut donc affirmer que les langues glaciaires des hauts sommets africains descendent en dessous du niveau annuel moyen de la surface isotherme de  $0^\circ \text{C}$ . Le terme  $Q$  donné par (174) est donc négatif pour ces langues glaciaires et le supplément de fonte qui en résulte est proportionnel à  $K$  et à  $T_{a,i}$ . A certaines époques quaternaires où ces glaciers ont atteint leur expansion maxima, les langues glaciaires pouvaient descendre jusque vers 3.500 m. A cette altitude, la température moyenne

de l'air est de  $+7$  à  $+8^{\circ}\text{C}$  en adoptant pour le gradient thermique vertical  $-0,55^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ . Les précipitations abondantes et régulières d'un isopluvial accumulaient alors des masses glaciaires importantes sur les parties plus élevées de la montagne. Ces masses nourrissaient des coulées de langues glaciaires plus rapides et plus épaisses qui ne trouvaient que beaucoup plus bas les conditions climatiques capables de leur assigner leur limite frontale. Il faut remarquer d'ailleurs qu'un glacier provoque par sa présence des conditions climatiques de nébulosité, d'albédo et de froid d'autant plus propices à son autodéfense qu'il est plus important. Certains glaciers tropicaux, alimentés par des précipitations abondantes, nourrissent des langues glaciaires dont les fronts échouent à une altitude bien inférieure à celle de la surface isotherme de  $0^{\circ}\text{C}$ .

Ces considérations entraînent la conséquence que l'extension quaternaire des glaciers africains ne postule pas comme cause nécessaire un refroidissement généralisé du Continent tel que l'isotherme de  $0^{\circ}\text{C}$  soit descendu au niveau observé des anciennes moraines. Une chute de  $7$  à  $8^{\circ}\text{C}$  sur la température annuelle moyenne de l'Afrique tropicale, chute que ce raisonnement exige de consentir, aurait compromis gravement sinon anéanti la flore des plantes mégathermes.

L'équation (172) justifie aussi quantitativement la théorie des fluctuations quaternaires des glaciers tropicaux que nous avons avancée plus haut. Considérons comme données de référence les conditions climatiques que subit un glacier lors d'un isopluvial : régimes d'insolation et thermique très uniformes, précipitations solides plus abondantes, plus fréquentes et bien réparties sur toute l'année. A titre d'exemple, supposons que le glacier reçoive chaque mois  $100\text{ mm}$  de précipitations solides et perde aussi  $100\text{ mm}$  d'eau par ablation de sorte que le glacier est en état stationnaire. Examinons maintenant ce que devient le bilan annuel accumulation — ablation de ce glacier lorsqu'il subit des conditions climatiques de displuvial. Admettons pour la simplification du raisonnement que le glacier reçoive alors annuellement la même lame d'eau annuelle de  $1200\text{ mm}$  mais répartie entièrement sur les six mois de la saison chaude et pluvieuse, les six autres mois étant caractérisés par une sécheresse absolue. Prenons comme exemple le dernier displuvial ayant

régné sur l'équateur et centré sur l'époque — 11 200 (cf. Chapitre IV). Appliquons d'abord l'équation (172) pour le semestre d'été. L'insolation  $I_e$  était accrue de + 4,5 % de l'insolation estivale actuelle. En admettant  $de = + 0,5$  mb,  $dT_{a,i} = + 1^\circ$  C, en acceptant un accroissement d'albédo et de nébulosité de + 0,10, et en négligeant  $dQ_p$ , l'équation (172) donne  $dQ_L = - 0,0270 - dQ_i$ . Supposons même que l'ablation au cours de cette saison soit nulle. Le glacier accumule donc en profondeur 0,0270 frigories par  $\text{cm}^2$  et par minute. Au cours de la saison d'hiver,  $dI_h$  vaut — 4,9 % de  $I_{h,0}$ . Admettons  $de = - 0,5$  mb et  $dT_{a,i} = - 1^\circ$  C. Acceptons une diminution d'albédo et de nébulosité égale à — 0,20. En compensant les frigories  $dQ_i$  accumulées en saison de pluies par 0,0270 calories pour annuler le bilan annuel de  $Q_i$ , la relation 172 fournit encore un excès calorifique d'ablation de saison sèche de 1.300 mm d'eau. Celle-ci est encore supérieure de 100 mm à l'ablation annuelle en conditions d'isopluvial.

*c. Latitude et développement des glaciers intertropicaux. Calcul des époques d'extension maxima.*

Nous voyons dans la courbe de distribution en latitude de la limite altitudinale des neiges perpétuelles une autre preuve des idées avancées. Cette courbe classique, reproduite par de MARTONNE (1934, p. 321) et par MILANKOVITCH (1941, p. 369), manifeste un creux aux latitudes les plus équatoriales, compris entre deux maxima tropicaux, le premier dans l'hémisphère nord étant situé vers  $25^\circ$  N, le second dans l'hémisphère sud se plaçant vers  $15^\circ$  S. Ces maxima tropicaux portent la limite des neiges persistantes vers 5.500 m, tandis que le minimum équatorial l'abaisse à 4 500 m. Cette différence de 1 000 m est donc sensible. Ces faits apportent la preuve directe que les régimes d'insolation et de précipitations sont d'autant plus favorables à l'extension des glaciers intertropicaux qu'ils prennent un caractère plus équatorial. Au contraire, l'allure tropicale croissante de ces régimes entraîne une récession des glaciers. MILANKOVITCH (1941, p. 571) a établi l'existence d'une corrélation  $r = 0,996$  entre l'insolation semestrielle d'été  $I_e$  des diverses latitudes et le niveau limite  $Z_i$  des neiges perpétuelles. Il en découle que chaque augmentation sur  $I_e$  de 10 calories relève  $Z_i$  de 1 m environ. Cette règle qui

résulte des faits glaciologiques actuels démontre empiriquement que le développement des glaciers tropicaux est d'autant plus faible que l'amplitude de leur régime d'insolation est plus élevée. A l'inverse des conclusions de notre analyse, elle considère toutefois l'insolation estivale comme la cause directe régissant ce développement. Or, l'insolation estivale n'est qu'un aspect complémentaire des causes réelles : l'amplitude annuelle de l'insolation et le contraste des climats d'hiver et d'été qui en découle.

Notre conclusion que l'avance maximale d'un glacier de montagne tropicale est atteinte lorsqu'un isopluvial passe à la latitude du lieu permet de calculer aisément les époques quaternaires de ces passages. Il suffit de remarquer que la condition imposée nécessite 1) la coïncidence entre la latitude  $\varphi_g$  du glacier et celle  $\varphi_e$  de l'équateur calorifique, 2) la réalisation concomitante de hautes valeurs  $\epsilon_m$  de l'obliquité. L'équation (62) qui définit  $\varphi_e$  permet d'exprimer cette condition comme suit,

$$\operatorname{tg} \varphi_g = \frac{4e \sin II}{\pi \sin \epsilon_m} \quad (176)$$

Les époques cherchées sont donc celles où

$$e \sin II = \frac{\pi}{4} \sin \epsilon_m \operatorname{tg} \varphi_g. \quad (177)$$

Prenons  $24^\circ$  comme valeur de  $\epsilon_m$ . Remarquons d'ailleurs que la quantité  $\sin \epsilon_m$  ne varie que de 0,3982 à 0,4067 lorsque  $\epsilon_m$  varie de  $23^\circ 28'$  à  $24^\circ$ . D'autre part, la relation (56b) permet de remplacer le premier membre de (177) par  $\Delta(e \sin II) + e_0 \sin II_0$ . La relation (177) impose finalement que les époques cherchées soient celles pour lesquelles  $\Delta(e \sin II)$  passe par la valeur,

$$\Delta(e \sin II) = 0,3194 \operatorname{tg} \varphi_g - 0,0166. \quad (178)$$

Cette condition assure la coïncidence de l'équateur calorifique avec la latitude du glacier. Elle garantit seulement la réalisation d'un régime d'insolation à plus faible amplitude annuelle. Pour que le glacier se développe bien, il faut encore que les précipitations soient abondantes donc que  $\Delta\epsilon$  soit aussi élevé que possible. La table des variations séculaires de  $\Delta\epsilon$  et de  $\Delta(e \sin II)$  (cf. M. 1930, p. A 125) donne alors immédiatement les époques quaternaires où ce système des deux conditions imposées se réa-

lisaient et où le glacier considéré devait atteindre sa plus forte extension. Le *Tableau X* fournit les époques ainsi obtenues pour les dernières avances les plus caractéristiques des glaciers ayant coiffé divers sommets montagneux de l'Afrique au cours de la fin du Quaternaire.

Tableau X. — Époques des dernières extensions maximales de glaciers africains à la fin du Quaternaire.

Glacier	Latitude du glacier	Valeur (178) de $\Delta$ ( $\epsilon \sin \Pi$ )	Époques des (–) trois dernières extensions maxima du glacier
Montagnes de Semien (Abyssinie)	+ 13°10'	+ 0,0577	– – 94.000 – 210.000
Ruwenzori	+ 0°25'	– 0,0143	– 5.500, – 88.400 – 134.100
M <sup>t</sup> Kenya	– 0°10'	– 0,0175	– 6.200, – 88.000 – 133.600
Kilimanjaro	– 3°05'	– 0,0338	– 10.000, – 86.200 – 130.300

Le cas des montagnes de la région de Semien en Abyssinie est particulièrement intéressant. Les hauts sommets de cette région comme le Ras Dedjen (4 620 m), le Buahit (4 510 m), le Berok Waha (4 505 m) sont les restes très érodés d'un gigantesque volcan tertiaire, actuellement dépourvus de glaciers. NILSSON (1940) a étudié ces sommets et y a découvert d'anciennes moraines quaternaires. D'autre part, l'équateur calorifique n'ayant jamais pu dépasser la latitude de 10°45' N au cours du Quaternaire, nous avons cherché dans les tables de  $\Delta(\epsilon \sin \Pi)$  et de  $\Delta\epsilon$  la valeur de  $\Delta(\epsilon \sin \Pi)$  la plus proche de + 0,0577 pour  $\Delta\epsilon$  positif. Nous n'avons pas trouvé ici d'époque postglaciaire ayant vu une extension importante de glaciers sur ces sommets comme ce fut le cas pour le Ruwenzori, le mont Kenya et le Kilimanjaro.

Les époques calculées au *Tableau X* sont évidemment des époques théoriques, précisées au siècle près et qui correspondent à la coïncidence parfaite entre  $\varphi_g$  et  $\varphi_c$ . La courbe d'évolution du glacier ne doit cependant pas manifester un maximum bien arrondi définissant l'instant de cette coïncidence. Au fur et à mesure que l'isopluvial s'approche de la latitude du glacier, celui-ci croît d'une manière d'abord très lente puis accélérée progressivement par l'effet d'albédo du glacier qui installe lui-même des conditions de climat local de plus en plus favorables à l'extension glaciaire. En descendant les flancs montagneux, le

glacier finit par trouver sa limite altitudinale d'équilibre, là où les conditions thermiques reprennent le dessus et condamnent les coulées glaciaires à la fonte. Cet état d'équilibre doit survenir avant la coïncidence de  $\varphi_g$  avec  $\varphi_g$  et persister jusqu'au moment où le trop grand éloignement de l'isopluvial entraîne la récession glaciaire. Cet état d'équilibre qui peut perdurer quelques milliers d'années correspond à l'accumulation des moraines. La courbe d'évolution d'une phase quaternaire d'un glacier tropical est identique à celle d'un niveau lacustre. La température remplit ici le rôle limitatif que jouait l'exutoire.

Enfin, il est évident que les glaciations quaternaires des montagnes extratropicales de l'Afrique, situées en zone à pluies d'hiver, échappent aux interprétations données ci-dessus. Ces glaciations correspondent aux pluviaux extratropicaux, c'est-à-dire aux grandes glaciations polaires de leur hémisphère.

### 3. L'ÉVOLUTION PHYTOGÉOGRAPHIQUE <sup>(1)</sup>.

#### a) *L'étroite dépendance entre les climats et les types de végétation.*

Les variations séculaires des régimes d'insolation, de température et des précipitations dont nous avons souligné l'importance au cours du Quaternaire africain ont dû influencer considérablement l'évolution du manteau végétal. Parmi les études consacrées à la paléohistoire de la flore et des formations végétales de l'Afrique, nous citerons spécialement celles de LEBRUN (1947) et d'AUBREVILLE (1949) qui donnent une bonne vue d'ensemble sur l'état actuel de la question.

La solution du problème suivant — retracer l'évolution phytogéographique du Continent en fonction de l'évolution paléoclimatique — est d'un haut intérêt pour l'étude de nombreux faits quaternaires relatifs à l'érosion, à la sédimentation, à la pédogénèse et aux cultures préhistoriques. D'autre part, envisagé dans

---

(1) J'ai eu l'avantage de pouvoir communiquer en lecture un premier texte de ce paragraphe à MM. R. DEVRED et C. EVRARD, occupant à cette époque les fonctions respectives de Chef de la Division de Botanique de l'INÉAC et d'Assistant à cette Division. Les avis autorisés de ces spécialistes avertis de la phytogéographie africaine m'ont été précieux pour la rédaction finale de ce paragraphe. Je les en remercie vivement. J'ai pu bénéficier aussi des avis d'un Maître éminent en ce domaine, le Professeur J. LEBRUN. Qu'il trouve ici l'expression de mon amicale gratitude.

son caractère le plus général, ce problème est essentiellement d'ordre éoclimatologique. C'est pourquoi nous avons estimé devoir fournir ici nos déductions d'éoclimatologue touchant l'évolution du tapis végétal africain sous l'effet de l'évolution paléoclimatique puisque nous en avons réussi à fixer quelques caractères essentiels. Bien que nous aventurant ainsi dans le domaine hautement spécialisé des botanistes, nous pensons faire œuvre utile en amorçant une discussion sur la base de nos conclusions théoriques touchant les climats pléistocènes. Par ailleurs, l'accord remarquable qui existe actuellement entre la carte phytogéographique du Continent africain et celle de ses climats encourage à tenter cet essai.

Nous porterons principalement notre attention sur l'évolution de la grande forêt équatoriale de l'Afrique encore appelée forêt guinéenne ou forêt ombrophile (étymologiquement : qui aime l'humidité). Une récente carte de la végétation de l'Afrique au 1/10 000 000<sup>e</sup> (A.E.T.F.A.T. 1959) montre que de nos jours la « forêt dense humide de basse et moyenne altitudes » étend son empire sur l'Ouest-Africain et sur le Bassin congolais. Grosso-modo, on peut considérer le domaine forestier de basse et moyenne altitudes comme délimité au nord par une droite tirée de Conakry (9°30' N) vers Ibadan et Bangui, pour se terminer peu avant Mahagi vers 2°30' N, dans le Nord-Est congolais. La limite Est de la forêt équatoriale correspond à peu près à la courbe de niveau de 1 500 m sur le rebord occidental de la dorsale Congo-Nil. Au Sud, la limite extrême du massif forestier coïncide plus ou moins avec le 5<sup>e</sup> parallèle sud, sur l'axe Lusambo, Pointe-Noire. A partir de Pointe-Noire, la côte africaine lui assigne sa limite Ouest et Sud jusque Conakry. Signalons cependant l'existence dans ce domaine forestier de deux profondes échancrures formées d'une mosaïque de forêts et de savanes. La première, entre Accra et Lagos, sépare la forêt guinéenne occidentale (Sierra Leone, Liberia, Côte d'Ivoire, Ghana) du massif forestier centro-africain (Nigérie, Cameroun, Gabon, Mayumbe, Congo ex-belge). La seconde s'étend sur tout le Bas-Congo et le Moyen-Congo français où elle dépasse même l'équateur à l'ouest de Coquilhatville.

Un outil approprié à l'étude de l'évolution de la forêt équatoriale africaine — et plus généralement des formations phytogéographiques — en fonction de l'évolution paléoclimatique est

fourni par la classification des climats de W. KÖPPEN (1936). Ce système repose en effet sur des caractéristiques élémentaires, offertes par les régimes thermiques et pluviométriques. Les critères classificateurs du système utilisent ces caractéristiques d'une manière commode et avec un souci de concordance phytogéographique. Le système de KÖPPEN établit donc une méthode simple et adéquate pour supputer les migrations quaternaires des formations végétales en fonction des indications obtenues sur les paléoclimats thermique et pluviométrique. C'est pourquoi nous le préférons au système classificateur de THORNTHWAITTE pourtant plus précis et plus rationnel sous l'angle écologique mais qui requiert des données et des calculs trop élaborés pour les besoins actuels de la paléoclimatologie.

Dans le système classificateur des climats de KÖPPEN, le massif forestier africain apparaît bien délimité dans l'ensemble par la séparation entre les climats de mousson *Am* et les climats *Aw* « Savannenklima » de l'auteur, la partie la plus humide du massif appartenant au type climatique *Af* <sup>(1)</sup>. De part et d'autre de l'aire des climats *Af* et *Am*, s'étendent les zones climatiques *Aw* correspondant à des formations plus sèches de faible altitude. Les

---

(1) Rappelons les critères classificateurs de KÖPPEN pour les types climatiques africains. Désignons par  $P$  les pluies annuelles en cm, par  $P_m$  les pluies du mois le plus sec en mm, par  $T$  la température annuelle moyenne en °C, par  $T_m$  et  $T_m$  les températures moyennes respectives des mois le plus chaud et le plus froid.

La classe des climats *A* (climats pluvieux tropicaux) est définie par les critères  $T_m > 18^\circ$  et  $P > 2(T + 14)$ . Cette classe des climats chauds se décompose en trois types : le type *Af* des forêts ombrophiles à saison sèche manquante (indice  $f$  = « fehlt »), le type *Am* des climats de mousson à saison sèche compensée par de fortes pluies d'été et le type *Aw* des climats de savane à saison sèche d'hiver (indice  $w$  = « winter ») non compensée. Les critères séparateurs sont les suivants : 1°) *Af*,  $P_m > 60$  mm, 2°) *Am*,  $P_m > 100 - 0,4P$ , 3°) *Aw*,  $P_m < 100 - 0,4P$ .

La classe des climats *B* (climats secs) se subdivise en deux types. Le type *BS* (climats steppiques) correspond au critère  $T + 14 < P < 2(T + 14)$ . Le type *BW* (climats désertiques) se réalise pour  $P < T + 14$ .

La classe des climats *C* (climats tempérés pluvieux) se caractérise par les critères  $-3^\circ < T_m < 18^\circ$  et  $P > 2T$  si les pluies sont d'hiver ou  $P > 2(T + 14)$  si les pluies sont d'été. Ces climats comportent trois types :

1°) le type *Cf* si  $P_m$  est supérieur au tiers des pluies  $P_{mw}$  du mois le mieux arrosé du semestre d'hiver en cas de pluies d'hiver ou bien, en cas de pluies d'été, si  $P_m$  est supérieur au dixième des pluies  $P_{ms}$  du mois le mieux arrosé du semestre d'été,

2°) le type *Cw* à sécheresse d'hiver si  $P_m < 0,1 P_{ms}$ ,

3°) le type *Cs* à sécheresse d'été si  $P_m < 0,33 P_{mw}$ .



plateaux du Sud et de l'Est africain et tous les massifs montagneux du Continent délimitent à partir de l'isohypse de 1 200 m environ le domaine des climats *Cf* ou *Cw*. Le climat *Cf* correspond bien à la forêt ombrophile de montagne, tandis que le climat *Cw* développe des forêts claires couvrant de leurs *Brachystegia* les hauts plateaux sud-orientaux de l'Afrique. Le climat *BS* s'étend au-delà des climats *Aw* ou *Cw* sur les régions à steppes herbeuses présahariennes et du Kalahari. Le climat *BW* caractérise l'immensité saharienne et la côte de l'Ouest-africain. Enfin, le climat *Cs* distribue des formations végétales de maquis sur les parties extrêmes du Continent à pluies d'hiver et à sécheresse d'été.

Signalons aussi que les cartes régionales des pluies annuelles de l'Afrique montrent une bonne coïncidence entre les limites de la forêt ombrophile et l'isohyète annuelle de 1 600 mm. Le critère de séparation rappelé en note entre les climats *Am* et *Aw* impose qu'à cette pluviosité annuelle s'associe une cote udométrique du mois le plus sec égale à 35 mm.

L'ensemble de ces accords remarquables entre les faits climatiques et phytogéographiques de l'Afrique établit sans conteste que les seconds sont les effets des premiers et qu'en conclusion les grandes formations végétales du Continent sont essentiellement d'origine climatique, les actions anthropiques ou édaphiques ne régissant que les variantes locales ou de détail dans la distribution de ces formations.

#### b) *Distributions phytogéographiques extrêmes du Quaternaire africain.*

Cette réaffirmation de la dépendance étroite entre les climats de l'Afrique et sa végétation, jointe à l'hypothèse plausible de la pérennité de cette dépendance au cours des millénaires, permet d'inférer les traits généraux de l'évolution de la végétation africaine durant le Quaternaire en fonction de l'évolution étudiée des climats d'insolation et de pluviosité.

1) Aux époques —  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 270^\circ$ ,  $e$  élevé — comme par exemple à l'époque — 577 900 ans (*Tableau V*), un isopluvial règne dans l'hémisphère austral, centré sur la latitude de  $8^\circ 36'$  sud (p. 48). Par contre, un displuvial affecte les régions

au nord de cette latitude, ce displuvial manifestant des caractères de plus en plus tropicaux avec l'éloignement vers le nord. Admettons pour l'instant que les formations végétales soient capables, par les moyens de dispersion et de propagation de leurs espèces, de confondre leur déplacement dans le temps avec celui des zones climatiques, balancées en 10 000 ans de part et d'autre de l'équateur. Dans ce cas, il faut conclure que la forêt ombrophile, à pluies abondantes et régulières, devait s'étendre à cette époque sur l'Angola, le Haut-Katanga et la Rhodésie du nord. Son extension vers l'Est devait être aussi plus marquée car les régions du Sud-Est africain (Tanganyika) devaient bénéficier d'une pluviosité plus abondante au cours de cet isopluvial. Ce dernier devait aussi étaler la forêt beaucoup mieux en latitude, de part et d'autre du parallèle d'isopluvialité. A l'époque actuelle, dans le massif forestier centro-africain, l'étalement du massif en latitude est d'environ 4° de part et d'autre de l'équateur pluviométrique. Il est vraisemblable qu'au cours d'un pluvial, cet étalement gagnait quelques degrés en latitude. Des études sur la corrélation entre le régime d'insolation et le régime pluviométrique dans le Centre africain, joint à l'emploi du critère de KÖPPEN *Am* — *Aw*, pourraient apporter de meilleures précisions à cet égard. Dans le cas extrême considéré, la limite nord de la forêt ombrophile échouait dans l'hémisphère sud, l'équateur géographique étant caractérisé alors par un climat *Aw*. De part et d'autre de la forêt, s'étendait le cortège des savanes et des steppes, balancé avec elle vers le sud. A cette époque, le massif forestier guinéen occidental faisait place à la savane puisque sa latitude côtière limite de 5° nord subissait un régime d'insolation fort analogue à celui qui caractérise actuellement la latitude de 15° nord. Cependant, l'existence d'un displuvial à forte pluviosité d'été sur ces latitudes, le voisinage de l'Océan et l'effet de mousson devaient entraîner l'existence d'un climat beaucoup moins sec — probablement *Aw* — pour un tel régime d'insolation, typique du climat *BS* de steppe. Les critères de KÖPPEN permettent de présumer que l'étalement des climats et le refoulement du désert vers de plus hautes latitudes devait être fort important dans l'hémisphère qui bénéficiait du displuvial. Ainsi, la latitude de 15° nord ne reçoit actuellement que 500 mm de pluies annuelles tombant au cours de l'été. Un fort displuvial pouvait peut-être

doubler les précipitations à cette latitude. En adoptant une température moyenne de  $26^{\circ}$ , les critères de KÖPPEN montrent qu'un climat *Aw* aurait pu s'établir à cette latitude prédésertique de nos jours, tandis que la limite  $P < 400$  mm du désert était rejetée beaucoup plus au nord. Au contraire, dans l'hémisphère de l'isopluvial, au-delà de la limite forestière, le gradient climatique en latitude devait être beaucoup plus marqué. En effet, le surplus d'insolation hivernale n'entraînait un bénéfice de pluies que jusqu'aux latitudes où se réalisait le seuil du minimum d'insolation journalière, inducteur de la sécheresse. A partir de là, l'excès hivernal de l'insolation restait sans effet sur les pluies tandis que la dépression de l'insolation estivale les diminuait (cf. courbes de la *fig.* 3).

2) Aux époques —  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 90^{\circ}$ ,  $e$  élevé — qui furent celles des isopluviaux nord et des displuviaux sud, le balancement des formations végétales atteignait sa limite septentrionale extrême. A ces époques, la forêt ombrophile pouvait s'étendre entre les latitudes de  $5^{\circ}$  et  $15^{\circ}$  N. Elle était sans doute plus brusquement limitée vers le nord par l'effet de gradient mentionné, encore renforcé par la haute continentalité de l'Afrique septentrionale. Peut-être, la forêt s'allongeait-elle alors à l'extrême, de la côte de Guinée et du Sénégal au massif abyssinien.

3) Les époques où l'obliquité  $\epsilon$  passait par des valeurs minimales durent être les plus critiques pour le maintien de la forêt ombrophile. Elles imposèrent aux espèces de s'adapter à des conditions climatiques très sévères ou de périr. Les situations paléoclimatiques les plus graves pour la flore ombrophile furent probablement celles où une valeur minimale de  $\epsilon$  s'associait à une valeur  $\Pi = 270^{\circ}$ . A ces époques, sévissait la grande glaciation antarctique ; le puissant courant froid du Benguela désertifiait le Sud-Ouest africain et la Cuvette centrale. La flore forestière ombrophile n'a pu subsister alors que dans quelques refuges où la pluviosité restait suffisante, comme sur le rebord occidental du Graben ou bien dans des oasis où l'édaphisme favorable assurait la survie.

4) Dans le dernier cas à envisager —  $\epsilon$  minimum,  $\Pi = 90^{\circ}$  — l'existence de l'équateur d'insolation dans l'hémisphère nord a dû établir le refuge principal de la végétation ombrophile dans

la région côtière occidentale, alors qu'aux époques  $\Pi = 270^\circ$ , nous l'avons vu, le régime d'insolation très tropical y interdisait l'extension d'une forêt humide.

c) *Rapidité des fluctuations climatiques et mobilité limitée des formations végétales.*

Si l'on observe maintenant que la séquence des variations climatiques quaternaires, avec ses incessants balancements zonaux, réalise ses situations extrêmes avec une périodicité de 21 000 ans, on comprend combien les vicissitudes subies par les formations végétales ont dû disperser et imbriquer les espèces, élargir leurs tolérances écologiques et renouveler des noyaux d'évolution. A ce stade des conclusions d'ensemble ainsi acquises, il convient de faire intervenir un point de vue nouveau, de grande portée phytogéographique et susceptible de placer ces conclusions dans un cadre évolutif plus réaliste. Nous avons admis dans ce qui précède que les zones phytogéographiques accompagnaient sans contrainte le balancement des zones climatiques. Il importe maintenant d'examiner dans quelle mesure les faits divergent de cette hypothèse et de corriger nos conclusions à la lumière de cette analyse.

Considérons à cet effet les cas où, l'excentricité étant élevée, l'équateur calorifique oscillait d'une position extrême à l'autre, de l'hémisphère nord à l'hémisphère sud, en une demi-période de  $\Pi$ , soit de  $270^\circ$  à  $90^\circ$ . Un exemple remarquable d'un tel cas (*Fig. 6*) est fourni pour les deux époques pluviales situées à — 220 300 ans ( $\epsilon$  maximum,  $e = 0,0465$ ,  $\Pi = 270^\circ$ ) et à — 208 800 ans ( $\epsilon$  maximum,  $e = 0,0477$ ,  $\Pi = 90^\circ$ ). Lors de la première époque, laquelle suivit immédiatement la grande glaciation RISS I, l'équateur calorifique était à  $7^\circ 09'$  sud. Après 11 500 ans, il se trouvait à  $7^\circ 35'$  nord ayant subi un déplacement total de  $14^\circ 44'$  soit de 1642 Km. La vitesse de variation correspondante représente une avance vers le nord de 143 m par an. Il est évident que les espèces végétales ne disposent généralement pas des moyens de propagation qui leur permettent de suivre des déplacements climatiques s'effectuant à une telle allure. En outre, les vitesses de progression des diverses espèces sont liées aux moyens de propagation et sont extrêmement variables. Les espèces dont les graines sont transportées par les animaux (zoo-

chorie) soit mécaniquement, soit par passage dans le tube digestif, peuvent suivre fidèlement le déplacement de leur aire climatique optimale, quelle que soit la rapidité séculaire de ce déplacement. Viennent en second lieu les espèces aux graines transportées par le vent (anémochorie) et dont la propagation constante dans une direction donnée est évidemment plus lente. Les espèces strictement barochores n'avancent qu'insensiblement par le développement des cimes combiné soit à la chute verticale des graines lourdes soit à leur projection explosive. Ces considérations obligent à conclure : 1<sup>o</sup> que les oscillations des formations végétales, en latitude et autour de l'équateur, comme effet des oscillations climatiques, furent amorties dans l'ensemble d'une manière appréciable, 2<sup>o</sup> qu'au cours des migrations des types climatiques, la composition floristique des formations végétales se modifiait par l'intrusion plus rapide des espèces dotées des moyens de plus large dissémination et fidèles accompagnatrices de leur optimum éoclimatique, 3<sup>o</sup> que les espèces à propagation lente restaient à la traîne de ces migrations et par conséquent s'adaptaient à des gammes très variées de climats ou disparaissaient si elles ne pouvaient trouver asile dans des milieux écologiques assurant leur survie. Les aires de dispersion très étendues d'espèces strictement barochores n'ont pu être gagnées qu'à la faveur des durées beaucoup plus considérables de l'Ère tertiaire. C'est sur ce fond phytogéographique très ancien que sont venus s'inscrire au Quaternaire les invasions et les replis répétés des espèces migratrices. Rivées durant le Quaternaire au vaste domaine lentement acquis au Tertiaire, ces espèces barochores ont dû subir les séquences paléoclimatiques propres à leur région d'occupation. Ces vues touchant l'évolution phytogéographique de l'Afrique au Quaternaire font mieux comprendre aussi la présence aberrante de certaines espèces dans les formations végétales du Centre africain. Nous visons ici ces espèces relictées au type biologique insolite, qui attestent la réalité des paléoclimats et qui appartiennent à des groupes systématiques trouvant de nos jours leur optimum dans des éoclimats éloignés.

Une autre conséquence qui découle des considérations ci-dessus est la suivante. La compétition entre les espèces forestières, dans leur poursuite de l'aire climatique optimale, devait établir au front de l'isopluvial des peuplements forestiers formés des

quelques espèces sélectionnées par cette poursuite, dotées des moyens de propagation adéquats et dont les exigences mésologiques de recolonisation s'harmonisaient le mieux avec l'évolution phytosociologique en cause.

Le cas discuté plus haut et relatif à deux époques quaternaires voisines n'offre qu'un exemple particulièrement suggestif d'un type de transition climatique rapide. Dans le déroulement des séquences paléoclimatiques (cf. *Fig. 6 in fine*) se sont succédées les transitions les plus variées en contraste et en rapidité. Ces séquences permettent d'apprécier combien les vicissitudes phyto-géographiques furent nombreuses et diversifiées, en s'exerçant au rythme d'une périodicité de 21 000 ans souvent trop rapide pour la mobilité des flores.

On comprend qu'à la faveur des nombreux balancements climatiques auxquels se surimposaient les pulsations des pluviaux et interpluviaux, des connexions très diverses aient pu être réalisées au Quaternaire entre des régions à type climatique actuel très différent. On comprend aussi qu'au cours de ces balancements et pulsations, l'équateur calorifique à isopluvialité maximale ait toujours été couvert d'un manteau végétal plus dense et plus forestier. Au cours des pluviaux, cette barrière a ainsi maintenu une séparation biologique efficace entre les hémisphères nord et sud. La position moyenne de l'équateur calorifique durant le dernier million d'années correspond théoriquement à l'équateur géographique. Les régions équatoriales occidentales furent en moyenne les plus humides et les plus forestières pendant tout le Quaternaire. Toutefois, il faut observer que les périodes les plus critiques pour la végétation ombrophile africaine, celles des grandes glaciations antarctiques, représentent une partie appréciable des temps quaternaires (cf. *Fig. 6*). A la faveur de ces désertifications fréquentes du Centre africain occidental, les flores sèches, boréales et australes du Continent ont pu vraisemblablement échanger des espèces.

Remarquons enfin que les vicissitudes climatiques subies par la végétation furent essentiellement d'ordre hydrique par l'altération des régimes pluviométriques et d'évaporation. Par contre, les vicissitudes thermiques durent être plus adoucies. La théorie du régime thermique exposée plus haut a toutefois montré que les changements climatiques dus aux causes astronomiques

pouvaient entraîner des variations de plusieurs degrés sur la moyenne et l'amplitude annuelles de la température. Ces modifications du régime thermique, propres à l'Afrique intertropicale, résultèrent principalement du balancement en latitude du régime d'insolation et des variations conséquentes des régimes de la nébulosité et de la pression de vapeur. Des altérations moins extensives du régime thermique ont pu être provoquées aussi par l'action des courants marins dans les régions les moins continentales soumises à leur influence. A cet égard, nous avons déjà souligné l'importance du refroidissement et de la désertification que le courant froid du Benguela exerçait aux époques de grande glaciation antarctique. Enfin, plus localement encore, les étages de végétation des montagnes africaines dotées de glaciers ont dû subir des fluctuations d'altitude en parallélisme avec celles du climat périglaciaire.

La théorie astronomique ne retrouve pas — pour la zone intertropicale — des pulsations thermiques généralisées et synchrones dans les deux hémisphères en liaison avec les états glaciaires et interglaciaires. De telles pulsations thermiques découlent inéluctablement des théories qui expliquent les phases climatiques quaternaires par des pulsations de l'activité solaire. Nous venons de signaler au paragraphe précédent que l'abaissement supérieur à 1 000 m des glaciers africains pouvait s'expliquer sans devoir admettre un refroidissement synchrone et généralisé de la zone tropicale. C'est le lieu de rappeler qu'un tel refroidissement de 7 à 8° C n'aurait pu être supporté par les espèces mégathermes de l'Afrique. Il aurait supprimé du Continent la classe des climats chauds (*A*) DE KÖPPEN et compromis gravement l'existence des formations végétales, propres aux types climatiques *Af*, *Am* et *Aw*. Dans la théorie astronomique, la position zonale des climats chauds balance en latitude et cette théorie ménage toujours des refuges à de tels climats, même aux époques qui leur sont les plus défavorables.

d) *La mise en place des formations phytogéographiques actuelles.*

Afin de grouper dans un même paragraphe toutes les considérations d'ordre phytogéographique intéressant le botaniste, nous discuterons ici la question de l'évolution des formations végétales de l'Afrique, au cours des temps les plus récents que couvre la dernière période d'oscillation de l'obliquité  $\epsilon$ .

Il y a environ 43 000 ans, l'obliquité  $\epsilon$  passait par sa valeur actuelle en décroissant vers un minimum important ( $\Delta\epsilon = -1^{\circ}47'$ ) atteint il y a 25 000 ans. L'obliquité recommençait ensuite à croître vers une valeur maximale exceptionnellement forte ( $\Delta\epsilon = +0^{\circ},76'$ ) et réalisée il y a 8 000 ans. Ce dernier creux du minimum d'obliquité entre - 40 000 ans, et 20 000 ans, qui fut large et accusé, correspondait au dernier état glaciaire du Globe.

A l'époque caractéristique - 33 200 ans où  $\Pi$  valait  $270^{\circ}$ , une dernière grande glaciation quaternaire sévissait sur l'hémisphère sud tandis que la glaciation WÜRM III s'amorçait dans l'hémisphère nord. L'équateur calorifique était alors à  $2^{\circ}48'$  sud. Les climats d'interpluvial et de désertification du Bassin congolais qui s'établirent alors firent subir à la végétation ombrophile son ultime période critique quaternaire. Cette végétation trouva alors refuge dans des aires-oasis aux conditions édaphiques moins sévères ou sur des flancs montagneux mieux arrosés.

A l'époque - 22 100 ans où  $\Pi$  valait  $90^{\circ}$ , la calotte glaciaire de l'hémisphère nord atteignait son maximum de développement mais l'Antarctique reprenait un état de petite glaciation. L'équateur calorifique avait atteint une latitude maximale nord de  $3^{\circ}20'$ . L'obliquité était voisine de sa valeur actuelle. Les formations végétales réoccupaient peu à peu les aires désertifiées à l'époque précédente. Dans l'Afrique intertropicale, la distribution des climats et de la végétation de cette époque devait présenter des analogies avec celle réalisée de nos jours puisque les éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$ ,  $e$  et  $\varphi_e$  prenaient alors une valeur fort voisine de leur valeur actuelle. Toutefois, l'existence de la grande glaciation würmienne et la fin d'une grande glaciation antarctique devaient maintenir un état de plus forte aridité. Une forêt ombrophile encore amenuisée reprenait son domaine à l'équateur et recolonisait l'Afrique occidentale.

A l'époque caractéristique suivante, il y a 11 200 ans,  $\Pi$  repassait par  $270^{\circ}$ , mais  $\epsilon$  approchait sa valeur maximale. Les derniers restes de la calotte glaciaire achevaient de fondre sur l'Europe et l'Antarctique jouissait d'une petite interglaciation. L'équateur calorifique passait alors à la latitude de  $3^{\circ}21'$  sud. Cette époque fut la dernière phase climatique extrême du Quaternaire. Elle fut caractérisée par un isopluvial sud et un displuvial nord qu'on peut identifier comme nous le verrons plus loin, à la



phase humide du Makalien. Ce cas correspond à celui plus extrême encore de l'époque — 577 900 ans dont nous avons commenté plus haut les faits phytogéographiques généraux. En voie de recreation depuis 20 000 ans, la forêt ombrophile devait couvrir d'un manteau végétal dense la zone comprise entre 1°30' nord et 8°30' sud. Les hauts plateaux de cette zone d'altitude supérieure à 1 200 m, (Angola, Katanga, Tanganyika) devaient appartenir alors au type climatique Cf, domaine de la forêt ombrophile d'altitude. Vers le nord, les climats Aw et BS s'étaient largement sur les domaines respectifs actuels du Sahel et du désert. L'Équateur où échouait le climat Am connaissait un climat plus tropical qu'actuellement. Le massif forestier occidental était aussi plus limité vers le nord et offrait les caractères d'une tropophilie plus accentuée. Telle a dû être la situation phytogéographique d'où les formations végétales de cette époque émigrèrent vers le nord pour aboutir à leur mise en place actuelle, après dix millénaires d'évolution. Les nombreux noyaux de forêts denses humides qui subsistent encore à notre époque entre 5 et 10° de latitude sud apportent un argument en faveur de cette thèse. Actuellement, la décroissance continue de  $\epsilon$  entraîne un assèchement insensible de l'Afrique intertropicale. En outre, la courbe d'évolution de l'équateur calorifique passe actuellement par son maximum de 3°02' nord. La vitesse de migration climatique est donc nulle à notre époque. Les végétations climax paraissent donc stabilisées alors qu'à certaines époques quaternaires, l'homme préhistorique fut le témoin de migrations phytogéographiques spectaculaires puisque la vitesse de déplacement des aires climatiques pouvait dépasser 100 mètres par an.

## CHAPITRE IV.

### Discussion, objections et preuves

#### 1. LES THÈSES OPPOSÉES.

##### a. *Périodes pluviales et interpluviales. Théorie de SIMPSON.*

La tendance la plus générale des auteurs — géologues et préhistoriens du Quaternaire — est d'admettre la concordance entre les époques pluviales et les glaciations, ces dernières étant en outre considérées comme synchrones dans les deux hémisphères. Les époques interpluviales correspondent alors aux époques interglaciaires. De nombreux essais de corrélation entre les climats quaternaires de l'Afrique et de l'Europe ont été tentés qui reposent sur ce principe : glaciation = pluvial. Depuis BROOKS (1914), cette corrélation s'impose avec évidence pour certains auteurs : l'idée de glaciation suggère celles de refroidissement généralisé du Globe, d'intensification de la circulation atmosphérique et d'humidification accrue des masses d'air par abaissement de température. De là, la conclusion facile qu'une glaciation doit provoquer une augmentation de la pluviosité en région tropicale. Ce raisonnement ne résiste pas à l'analyse des faits climatologiques. Ce que nous avons rappelé plus haut touchant la zonation des principaux types de régimes pluviométriques du Globe et sur les processus générateurs des pluies tropicales montre la distance entre ce raisonnement basé sur l'intuition commune et la complexité qu'offre l'enchaînement causal des faits climatologiques. Certains auteurs n'admettent d'ailleurs de telles concordances qu'avec réserve. Ainsi, DE HEINZELIN (1952) souligne que

« La démonstration rigoureuse, sous l'angle de la climatologie, du parallélisme de ces fluctuations anciennes, de leurs connexions lointaines, reste un problème qui, faute d'être résolu, laisse celui des corrélations stratigraphiques dans l'imprécision ».

Pour BALOUT (1955, p. 76) :

« Essayer d'établir une coordination entre ces grands phénomènes quaternaires... peut bien sembler n'être dans l'état actuel de nos connaissances, ou plutôt de nos ignorances, qu'un fragile jeu de l'esprit ».

FLINT (1959, p. 343) résume son opinion comme suit :

« Although probable, the theory that pluvial climates in Africa were contemporaneous with glacial climates in Europe remains unsupported by geologic evidence, mainly because data are very few ».

Plusieurs spécialistes du Quaternaire ont apporté des arguments contre l'identification glaciation = pluvial. Ainsi, CAPOT-REY (1954) estime que les périodes pluviales décelées au Sahara ne peuvent correspondre qu'aux périodes de déglaciation. En établissant un tableau de corrélation entre les cultures préhistoriques africaines sur la base des équivalents typologiques et en déduisant les caractéristiques climatiques résultantes, COOKE (1957) a montré que les faits relatifs à l'Afrique du Sud s'accordent mal avec l'identification glaciation-pluvial et qu'en conséquence, cette équivalence pose un problème complexe. COOKE s'exprime à cet égard comme suit :

« The solution seems to be in finding a reasonable theory of Pleistocene climates which will fit the *total* evidence and not just part of it. This is largely a meteorological problem and it is probable that an adequate theory will eventually come to light. In the meantime, it is felt that correlations based on an *assumed* universal equivalence of glacial and pluvial episodes must be made with caution ».

Pour nous, la théorie astronomique des climats quaternaires fournit la théorie adéquate souhaitée par COOKE. Elle fixe le cadre valable pour l'insertion de l'ensemble des faits quaternaires.

D'autres auteurs comme LEAKEY (1949, p. 79), BROOKS (1931) adoptent la concordance glaciation = pluvial mais en appuyant leur opinion sur la base, à priori défendable, de la théorie des climats quaternaires élaborée par Sir G. SIMPSON (1929, 1934). Bien que cette théorie ait reçu une large diffusion dans le monde scientifique, il convient d'en rappeler ici les idées et les conclusions essentielles car cette théorie est souvent opposée à la théorie

astronomique et elle se fonde sur des bases climatologiques solides.

Pour SIMPSON, quatre grandes glaciations quaternaires ont été engendrées par une variation sinusoïdale du rayonnement solaire portant sur deux périodes (deux maxima, deux minima), l'amplitude de la variation représentant 20 % autour de la valeur actuelle du rayonnement solaire. Dans cette théorie, la température moyenne et l'abondance moyenne des précipitations à la surface du Globe varient en concomitance parfaite avec le rayonnement solaire, selon une loi sinusoïdale. En effet, l'augmentation d'insolation par exemple entraîne, comme il est facile de le montrer, un gradient thermique plus élevé de l'équateur au pôle, tout en augmentant la température moyenne de chaque parallèle. Les accroissements de la température et du gradient thermique latitudinal intensifient à la fois la circulation atmosphérique et l'évaporation d'où une augmentation de la nébulosité et des précipitations. Aux hautes latitudes, ces conditions développent une calotte glaciaire dans la première phase d'accroissement du rayonnement solaire. Mais à partir d'une certaine valeur-seuil atteint par ce dernier, l'ablation glaciaire l'emporte sur l'accumulation. Ainsi, dans la phase finale d'augmentation du rayonnement, la calotte glaciaire est en récession. L'intervalle de temps centré sur les maxima concomitants du rayonnement, de la température et des précipitations correspond à un interglaciaire chaud et humide de courte durée. Avec la décroissance du rayonnement solaire au-delà de son maximum, les mêmes processus se réalisent symétriquement par rapport à ce maximum. L'intervalle de temps correspondant au creux sinusoïdal du rayonnement solaire, de la température et des précipitations se caractérise par un interglaciaire froid et sec de longue durée. On voit que, dans cette théorie, les glaciations sont associées par paire correspondant à un maximum de rayonnement, les glaciations d'une paire se situant symétriquement de part et d'autre de ce maximum. En régions tropicales, la variation des précipitations obéit comme aux autres latitudes à l'évolution sinusoïdale induite par la variation sinusoïdale du rayonnement et de la température. Une période pluviale y prend ainsi naissance au moment où la calotte glaciaire des pôles est en pleine extension. Elle atteint son maximum au cours de l'interglaciaire

chaud et humide des hautes latitudes. Au contraire, le minimum de rayonnement solaire, corrélatif des minima de température et de précipitations, provoque en zone tropicale une longue période interpluviale concomitante du long interglaciaire froid et sec des hautes latitudes. Nous soulignerons le fait que la corrélation glaciation-pluvial que les auteurs, partisans de la théorie de SIMPSON, acceptent généralement n'est pas la seule que cette théorie autorise. En effet, la phase la plus intense du pluvial correspond au contraire à un interglaciaire chaud et humide aux hautes latitudes, donc à une transgression océanique.

En conclusion, la théorie de SIMPSON fournit quatre glaciations et deux périodes pluviales tropicales pour chaque double oscillation sinusoïdale du rayonnement solaire. Or, à l'époque où SIMPSON établissait sa théorie, WAYLAND (1930, p. 475) concluait à l'existence de deux périodes pluviales pléistocènes en Uganda et suggérait la mise en concordance de ces pluviaux avec les paires de glaciations GÜNZ-MINDEL et RISS-WÜRM. La théorie de SIMPSON s'avérait donc être en excellent accord avec les faits. Cependant, les rapides progrès réalisés dans la préhistoire de l'Est Africain, principalement par LEAKEY (1931, 1949) et WAYLAND (1930, 1934), permettaient bientôt d'admettre que cette région avait connu quatre grands pluviaux quaternaires, séparés par des périodes d'aridification. La séquence des pluviaux quaternaires actuellement admise par LEAKEY (1949) pour l'Est Africain est la suivante : Kagérien, Kamasien, Kanjérien et Gamblien, auxquels s'ajoutent les deux phases humides postglaciaires du Makalien et du Nakurien.

La divergence croissante entre les faits nouveaux des séquences paléoclimatiques et les conclusions de sa théorie a amené récemment SIMPSON à améliorer celle-ci afin de mieux l'accorder avec les faits connus. (SIMPSON, 1957). Les conclusions de cette dernière mise au point peuvent être résumées comme suit. Au cours du dernier million d'années, la variation sinusoïdale du rayonnement solaire a présenté trois maxima situés vers — 900 000 ans, — 500 000 ans et — 100 000 ans. La périodicité de la variation est donc de 400 000 ans. Aux trois maxima de rayonnement correspondent pour les basses latitudes trois grands pluviaux. Chacun débute au milieu de la première glaciation d'une paire et se termine au milieu de la seconde glaciation associée, en

passant par un maximum corrélatif du maximum de rayonnement et de l'interglaciaire chaud et humide des hautes latitudes. Les trois pluviaux ainsi obtenus sont séparés par deux longs interpluviaux corrélatifs des grands interglaciaires froids et secs des hautes latitudes. SIMPSON identifie le premier pluvial au Kaguérien, le second au Kamasien et le dernier au Kanjérien — Gamblien, ces pluviaux étant ainsi rassemblés en un seul grand pluvial.

Bien que défendable sur le plan de la climatologie physique, à partir de l'hypothèse admettant que le Soleil est une étoile variable, la théorie de SIMPSON prête le flanc à plusieurs objections. Nous résumerons ci-après les principales remarques que cette théorie nous suggère quand on l'envisage dans ses conclusions, ou dans son hypothèse de départ.

1) Même sous sa forme nouvelle, la théorie de SIMPSON, n'explique pas les multiples phases de pluviosité ou de glaciation inscrites sans conteste dans la stratigraphie quaternaire et qui caractérisent les séquences paléoclimatiques déduites des faits. Dans les régions de l'hémisphère nord à pluies de front polaire, la séquence de neuf phases glaciaires — GÜNZ I, II, MINDEL I, II, RISS I, II, WÜRM I, II, III — est de mieux en mieux confirmée par les faits très divers des dépôts de moraines, de la stratigraphie des terrasses pluviales ou marines, de la stratigraphie du fond de l'Océan, de la paléontologie des flores ou des faunes. En régions tropicales, les grands pluviaux apparaissent de plus en plus à la lumière des faits récents comme formés de plusieurs oscillations de pluviosité. De même, les périodes d'aridification s'avèrent plus complexes et manifestent dans leur structure stratigraphique diverses oscillations climatiques. Ainsi, NILSSON (1949, p. 207) subdivise le dernier pluvial Gamblien en quatre phases pluviales. Dans un tableau établissant une corrélation provisoire entre les cultures préhistoriques au nord et au sud du Sahara, DESMOND CLARK (1950) constate l'existence au cours du Pléistocène de plusieurs phases pluviales composant les grands pluviaux régionaux africains. LEAKEY (1949, p. 79) considère le pluvial Gamblien comme formé de trois phases de pluviosité maximale. Dans la discussion suivant l'article récent de SIMPSON (1957, p. 481), il note que le Kamasien manifeste une interruption bien définie, séparant deux sommets de haute pluviosité et qu'il

y a aussi des raisons d'admettre que le Kagérien possède deux maxima de pluviosité et une phase plus sèche. A l'occasion de cette même discussion, ZEUNER (p. 484) constate que la séquence établie d'après les graviers déposés par le Vaal en Afrique du Sud est considérablement plus compliquée que celle découlant du schéma de SIMPSON. Nous ajouterons encore que l'existence de la phase Makalienne, bien reconnue dans l'Est-Africain et datée par le C<sub>14</sub> comme postglaciaire, n'est pas expliquée par ce schéma.

2) L'évolution sinusoïdale du rayonnement solaire que cette théorie accepte comme hypothèse de départ impose que les séquences paléoclimatiques se déroulent en manifestant des cycles climatiques d'une parfaite symétrie dans le temps et en intensité. Or, l'ensemble des faits découverts atteste de plus en plus l'absence de telles symétries. Il est établi notamment que les intensités des phases pluviales ou interpluviales, glaciaires ou interglaciaires, n'obéissent pas à la régularité découlant de lois sinusoïdales d'évolution mais qu'elles se distribuent au contraire d'une manière irrégulière. En outre, l'optimum climatique postglaciaire qui, après le WÜRM III, a fait bénéficier les hautes latitudes nord d'un climat doux et humide, se place dans la séquence de SIMPSON en pleine phase glaciaire du WÜRM, laquelle serait en voie de se terminer à notre époque pour amorcer le nouveau cycle d'un long interglaciaire froid et sec.

3) Une théorie comme celle de SIMPSON qui explique les climats quaternaires par les modifications du rayonnement solaire est une théorie de *pulsation* climatique du Globe. Elle impose un synchronisme parfait dans l'évolution climatique des latitudes homologues des deux hémisphères. Au contraire, la théorie astronomique de MILANKOVITCH est une théorie de *balancement* climatique qui détermine pour les latitudes homologues nord et sud un rythme climatique propre. Dans la théorie solaire de SIMPSON, pluviaux et interpluviaux sont des événements climatiques planétaires qui influencent symétriquement par rapport à l'équateur toute la zone intertropicale nord et sud. Or, il apparaît de plus en plus impossible d'établir des concordances entre les séquences paléoclimatiques régionales de l'Afrique. Chaque grande région du Continent manifeste au contraire, à la lumière

des faits, des caractéristiques propres d'évolution paléoclimatique.

Ces trois objections de la multiplicité des phases paléoclimatiques, de leur irrégularité en temps et en intensité, de la non concordance des séquences régionales, condamnent pour nous les théories voyant essentiellement dans des pulsations cycliques du Soleil les causes des phases climatiques quaternaires. D'ailleurs les théories astronomiques modernes sur la constitution et sur l'évolution du Soleil tendent de plus en plus à considérer celui-ci comme une étoile de grande stabilité. Ainsi, dans une mise au point de cette question, STROMGREN (1952, p. 84) conclut que l'équilibre du Soleil est stable et que la théorie de sa structure interne ne permet pas de prédire des variations dans sa luminosité à petite ou à grande échelle et qui seraient d'importance pour la climatologie et la géologie. Il souligne que l'équilibre est stable à tout égard et que la constance de la luminosité est probable.

Pour d'autres auteurs, les glaciations quaternaires sont provoquées par des minima du rayonnement solaire (FLINT, 1947, p. 517 ; OPIK, 1953). Dans cette interprétation opposée à celle de SIMPSON dans le cadre des théories solaires, FLINT (1947, p. 468) admet que les pluviaux tropicaux correspondent aux glaciations des hautes latitudes. Nous ne pouvons examiner ici les nombreuses théories des glaciations quaternaires qui ont été proposées sous l'angle de leurs conséquences pour la zone intertropicale. Il convient toutefois de mentionner la récente théorie de l'origine du climat glaciaire pléistocène et de ses phases proposées par EWING et DONN (1956 et 1958). Dans cette théorie, un âge glaciaire comme le Quaternaire est induit par une migration des pôles. Les phases alternantes de glaciation et d'interglaciation de l'hémisphère nord au cours de l'âge glaciaire résultent de variations dans l'état de l'Océan Arctique selon que celui-ci est congelé ou libre de glaces. Les pluviaux des régions tropicales sont provoqués par les modifications fondamentales de la circulation générale de l'atmosphère durant les phases glaciaires. Nous avons déjà dit pourquoi l'identification pluvial tropical = glaciation est inacceptable sous l'angle de la climatologie physique. Rappelons une fois de plus qu'en régions tropicales à pluies



de convection, réchauffement signifie accroissement de la pluviosité, refroidissement par contre y signifie aridification.

La théorie de SIMPSON ayant été construite par son auteur en opposition radicale avec la théorie astronomique aussi bien dans les causes envisagées que dans ses conclusions, SIMPSON se devait également d'examiner la théorie de MILANKOVITCH sous l'angle critique. Dans une étude souvent invoquée contre cette théorie, SIMPSON (1940) montra par un raisonnement quantitatif que les effets thermiques des variations séculaires de l'insolation dues aux éléments astronomiques restaient trop insuffisantes pour avoir pu provoquer les grandes variations paléoclimatiques du Quaternaire. Nous avons déjà dit dans l'introduction que cette conclusion de SIMPSON était une cause majeure du discrédit croissant de la théorie astronomique chez les auteurs anglo-saxons. Notre validation de la théorie astronomique par la méthode du bilan énergétique entraînant une contradiction formelle avec les résultats de SIMPSON, nous devons réanalyser aussi sous l'angle critique le raisonnement suivi par cet auteur. Nous effectuerons cette analyse à la lumière de nos résultats quantitatifs exposés au chapitre II, paragraphe 5, p. 71.

SIMPSON part de l'hypothèse qu'en un lieu quelconque de la surface terrestre, l'amplitude annuelle  $A_s$  de la température varie séculairement dans le même rapport que l'amplitude annuelle de l'insolation  $A_i$ . Autrement dit, si l'on désigne par  $A_{s,o}$  et  $A_{i,o}$  les amplitudes à l'époque actuelle, on doit admettre que

$$\frac{A_i}{A_{i,o}} = \frac{A_s}{A_{s,o}}. \quad (179)$$

Or l'équation (107) permet d'écrire

$$\left| \begin{array}{l} A_s = \left[ \frac{g(1 - a_s)}{\epsilon h_s} a_c \right] A_i. \end{array} \right. \quad (180)$$

$$\left| \begin{array}{l} A_{s,o} = \left[ \frac{g(1 - a_s)}{\epsilon h_s} a_c \right]_o A_{i,o}. \end{array} \right. \quad (181)$$

La relation (179) sur laquelle SIMPSON fonde son raisonnement ne pourrait donc être acceptable que si le coefficient de  $A_i$  dans (180) gardait une valeur constante au cours des fluctuations paléoclimatiques. Une telle supposition est évidemment inad-

missible puisque ce coefficient dépend des grandeurs  $a_s$ ,  $\epsilon$ ,  $\bar{T}_s$ ,  $g$  et  $K$ , essentiellement variables avec les climats qu'elles caractérisent.

Au cours de son raisonnement, SIMPSON introduit une seconde hypothèse aux termes de laquelle les variations séculaires ( $dx = x - x_0$ ) de la température moyenne des mois extrêmes d'été (Juillet, indice J) et d'hiver (janvier, indice j) restent dans le même rapport que les variations séculaires de l'insolation des semestres calorifiques d'été et d'hiver,

$$\frac{dT_J}{dT_j} = \frac{dT_e}{dT_h} = \frac{dI_e}{dI_h} \quad (182)$$

La première relation (182) est bien justifiée, comme SIMPSON le remarque, du fait que la marche annuelle de la température obéit à une sinusoïde. Cependant, la seconde relation de proportionnalité entre les variations de la température et de l'insolation n'est pas acceptable. L'équation aux variations du bilan énergétique (relation 127) permet en effet d'écrire, en explicitant seulement l'écriture des coefficients des termes en  $dI$ ,

$$\left\{ \begin{array}{l} dT_e = \frac{1}{\epsilon_e h_{s,e}} (1 - a_{s,e}) g_e dI_e - C_{a,e} da_{s,e} - C_{n,e} dn_e - \dots \quad (183) \\ dT_h = \frac{1}{\epsilon_h h_{s,h}} (1 - a_{s,h}) g_h dI_h - C_{a,h} da_{s,h} - C_{n,h} dn_h - \dots \quad (184) \end{array} \right.$$

Ces équations montrent que la seconde relation (182) n'est valable 1) que si l'on néglige les effets thermiques propres des autres éléments que l'insolation, 2) que si l'on admet les coefficients des variations  $dI_e$  et  $dI_h$  comme égaux alors que ces coefficients propres à l'été et à l'hiver sont essentiellement différents.

En acceptant les deux relations (179) et (182), on aboutit aisément avec SIMPSON aux équations,

$$dT_J = \frac{T_{J'0} - T_{j'0}}{I_{e'0} - I_{h'0}} dI_e, \quad dT_j = \frac{T_{J'0} - T_{j'0}}{I_{e'0} - I_{h'0}} dI_h. \quad (185)$$

Ces relations finales permettent à SIMPSON de calculer les variations  $dT_J$  et  $dT_j$  que provoquent les variations  $dI_e$  et  $dI_h$  fournies par MILANKOVITCH. Ce sont ces variations ainsi calculées par les relations (185) dont nous venons de souligner la non-validité

qui ne dépassent jamais 2° C et qui restent environ quatre fois plus faibles que celles calculées par MILANKOVITCH. Remarquons enfin que cette comparaison elle-même est inadmissible puisque SIMPSON calcule par son raisonnement la variation thermique *réelle* de la température climatique tandis que MILANKOVITCH établit la variation thermique *propre* due à la seule variation de l'insolation.

b. *Glaciations tropicales et niveaux lacustres.*

La plupart des auteurs admettent la concordance entre les périodes glaciaires des hautes latitudes et les périodes de plus grande extension des glaciers africains. L'idée de base la plus communément avancée semble au premier abord bien naturelle : les époques glaciaires correspondent à des états de refroidissement généralisé de la Terre donc à des états de plus grande humidité et par conséquent de pluviosité accrue. Le synchronisme entre le développement des calottes glaciaires et des glaciers tropicaux de montagne est admis en ces termes par NILSSON (1931, p. 289) :

« After having attained their maximum extent during an epoch that was cold and rich in precipitation, the glaciers retired owing to an amelioration of the climate ».

De cette manière de voir, découle immédiatement la concordance entre les époques d'extension des glaciers et les hauts niveaux des lacs africains. L'argument est souligné sous la forme ci-après par NILSSON (1931, p. 324) :

« As glaciers and lakes with an outlet vary in the same direction under the influence of changes of temperature, precipitation and evaporation therefore, the ancient glaciers on the mountains of East Africa and the ancient lakes in the Rift Valley are corresponding and may be compared with one another by means of their moraines, beaches and sediments ».

Notre interprétation des phases de forte extension des glaciers de montagnes tropicales aussi bien que celle des hauts niveaux lacustres sont fort éloignées de ces conceptions classiques. Ces phases correspondent pour nous à des pluviaux donc à des interglaciations. Elles ont ensuite leurs causes propres puisqu'une forte avancée glaciaire de montagne est induite par un isopluvial, tandis qu'un lac subit une hausse particulièrement appréciable et rapide au cours d'un displuvial.

## 2. PREUVES DE LA THÉORIE ASTRONOMIQUE DES PLUVIAUX ET INTERPLUVIAUX.

### a. Évolution des climats africains depuis la dernière glaciation.

L'évolution des climats du Globe depuis la dernière glaciation (WÜRM III) est évidemment la mieux connue du Quaternaire. La raison en est évidente : les faits qui retracent cette évolution depuis les derniers 25 000 ans ont été plus étudiés, ont laissé des empreintes plus fraîches et d'une observation plus facile. En outre, certains parmi ces faits peuvent être datés avec précision par la méthode du carbone radioactif  $C_{14}$ . Il importe donc de tester la validité de la théorie astronomique des climats quaternaires en comparant les prédictions de cette théorie pour les derniers 25 000 ans avec l'évolution des climats déduite des faits observés.

Dans le mémoire en préparation (BERNARD, 1962a), nous montrons que la théorie astronomique de MILANKOVITCH fournit bien aux hautes latitudes nord une évolution climatique conforme à celle établie par les faits d'observation pour la dernière période de variation de  $\epsilon$  (— 40 000 ans) qui embrasse la naissance de la calotte glaciaire du WÜRM III, le maximum de l'évolution de celle-ci, sa récession et la réalisation de l'Optimum climatique vers — 5 000 ans. Nous allons étudier plus en détail les conséquences climatiques en Afrique de l'évolution des éléments de l'orbite terrestre  $II$ ,  $e$  et  $\epsilon$  depuis la fin de la dernière glaciation würmienne. Le *tableau XI* ci-après fournit les caractéristiques principales de l'évolution de ces éléments depuis cette époque (cf. aussi le dépliant de la *fig. 6 in fine*).

Tableau XI. — Variations des éléments astronomiques depuis la fin de la dernière glaciation WÜRM III.

Époque en années	$II$	$e$	$\epsilon$	$\varphi$
(1950) 0	102°05'	0,0167	23°27'	+ 3°01'
— 600	90°	0,0169	23°32'	+ 3°05'
— 5.000	15°	0,0182	24°01'	+ 0°46'
— 5.800	0°/360°	0,0184	24°08'	0°
— 10.000	289°	0,0191	24°14'	— 3°10'
— 11.200	270°	0,0192	24°09'	— 3°21'
— 15.000	204°	0,0192	23°48'	— 1°31'
— 16.400	180°	0,0190	23°30'	0°
— 20.000	118°	0,0179	22°43'	+ 2°53'
— 22.100	90°	0,0169	22°14'	+ 3°20'

Ces valeurs montrent que la position  $\Pi$  du périhélie a varié de  $90^\circ$  à  $270^\circ$  de  $-22\,100$  à  $-11\,200$  ans en passant par  $180^\circ$  à  $-16\,400$  ans. Elle a atteint ensuite la valeur  $360^\circ$  ou  $0^\circ$  à  $-5\,800$  ans pour terminer un cycle complet en repassant par  $90^\circ$  à l'époque  $-600$  ans. La variation de l'excentricité  $e$  manifeste un dernier maximum quaternaire vers  $-13\,000$  ans, maximum d'ailleurs faiblement accusé puisque la différence  $\Delta e = e - e_0$  avec la valeur actuelle  $e_0$  n'est que de  $+0,0026$ . Au cours de la période considérée, l'obliquité  $\epsilon$  a aussi atteint son dernier maximum — un des plus importants du Quaternaire — en passant par  $24^\circ 15'$  vers  $-8\,000$  ans. La caractéristique la plus remarquable de cette période postglaciaire réside dans le fait que le dernier passage de  $\Pi$  par  $270^\circ$  coïncide très bien avec une valeur maximum de  $\epsilon$ . Ce sont là les conditions d'un displuvial des latitudes tropicales nord. Le tableau XII montre qu'à l'époque  $-11\,200$  ans ( $\Pi = 270^\circ$ ), les régimes d'insolation des latitudes de  $+30^\circ$  à  $-30^\circ$  différaient appréciablement des régimes réalisés de nos jours. On peut dire *grosso modo* que la distribution en latitude des régimes d'insolation correspondait alors à leur distribution actuelle, balancée d'environ  $5^\circ$  de latitude vers le Sud. Ainsi, le régime d'insolation de l'équateur à cette époque (917, 870, 917, 805 cal/cm<sup>2</sup>) était fort comparable au régime actuel du 5<sup>e</sup> parallèle nord (916, 857, 906, 813 cal/cm<sup>2</sup>). L'équateur calorifique était rejeté dans l'hémisphère sud à la latitude de  $-3^\circ 21'$ . On serait tenté de conclure sans autre examen que ce displuvial nord, concomitant d'un isopluvial sud, a débuté vers  $-16\,400$  ans ( $\Pi = 0^\circ$ ) et s'est terminé vers  $-5\,800$  ans ( $\Pi = 180^\circ$ ) en offrant un maximum de pluviosité vers  $-11\,200$  ans ( $\Pi = 270^\circ$ ) puisque, durant tout cet intervalle de temps,  $\epsilon$  se maintenait à des valeurs maxima. Toutefois, dans cette étude détaillée de l'évolution postglaciaire de courte durée et à chronologie absolue bien connue, il convient d'interpréter les conclusions de la théorie astronomique d'une manière plus attentive.

La première remarque qui s'impose est relative à l'existence d'un déphasage entre l'Optimum climatique et l'optimum d'insolation, le premier retardant sur le second de plusieurs milliers d'années. La raison de ce déphasage est la suivante. La récession d'une calotte glaciaire, induite par l'évolution du climat d'insolation, est freinée par un effet d'autostabilisation de la calotte

elle-même. Cet effet est dû à la présence de la masse glaciaire qui exerce une action refroidissante considérable par suite de son albédo élevé. Celui-ci entraîne une plus forte déperdition énergétique dans l'espace par réflexion accrue de l'énergie solaire incidente. Cependant, à partir d'un certain seuil d'insolation, lorsque les conditions climatiques propres à la calotte glaciaire (bilan énergétique) et celles relatives au Globe entier deviennent trop défavorables, la calotte glaciaire commence sa récession et celle-ci s'accélère très vite. La fonte des glaces de l'Océan arctique a dû être particulièrement rapide grâce au Gulf Stream, courant marin chaud issu alors de mers tropicales particulièrement chaudes durant l'été. Sur les aires continentales occupées par la calotte glaciaire, la récession fut plus lente. Les dernières traces de glaciers n'ont disparu entièrement de la Scandinavie que vers — 7 000 ans (cf. ZEUNER, 1950, p. 53). Les datages au radiocarbone de l'ascension eustatique du niveau de l'Océan depuis la dernière glaciation permettent d'affirmer que ce niveau a atteint son maximum il y a environ 5 500 ans (GODWIN, SUGGATE, WILLIS, 1958). Ce haut niveau correspond à la transgression flandrienne. La fonte des glaciers accumulés au cours du WURM III (main WÜRM) dans l'hémisphère nord a débuté il y a 18 000 ans (FLINT, 1955). Cette fonte s'est poursuivie jusque — 5 500 ans, sous l'effet d'un climat de radiation préjudiciable aux masses glaciaires. Elle a eu pour conséquence de provoquer une augmentation constante de l'effet thermique propre dû à l'albédo décroissant des hautes latitudes. D'autre part, depuis — 11 200 ans, le climat de radiation de ces latitudes se dégrade par l'effet conjugué de  $\Pi$  et de  $\epsilon$ . Il en résulte une décroissance continue de l'effet thermique propre d'insolation de ces latitudes. La courbe de l'évolution thermique complète de — 18 000 ans à nos jours résulte de la considération de ces deux courbes thermiques, l'une ascendante, l'autre descendante et prenant le relais de la première à — 5 500 ans. Cette courbe doit donc offrir un optimum à — 5 500 ans, en coïncidence théorique parfaite avec le dernier maximum du niveau océanique. Or, les observations situent l'Optimum climatique entre — 7 000 et — 4 500 ans (cf. CHARLESWORTH, 1957, p. 1495 ; BROOKS, 1951, p. 1007). Il correspond en Europe à la phase climatique chaude et humide appelée « Atlantique ». Ainsi, la théorie astronomique retrouve bien l'Optimum climatique à une époque qui s'avère être en accord

Tableau XII. — Distribution en latitude du régime d'insolation  
à la dernière époque  $II = 270^\circ$  (— 11 200 ans)  
comparée à la distribution actuelle.

Époque : $\Delta\theta_s$ : Jour :		— 11.200 ans ( $II = 270^\circ$ ) — 8 jours.			
		$E_p$	$S_s$	$E_a$	$S_A$
30°N	J	794	1085	794	437
	$J_0$	799	1005	789	480
	$\Delta J$	— 5	+ 80	+ 5	— 43
	$\Delta J \%$	— 0,6	+ 8,0	+ 0,6	— 9,0
20°N	J	862	1037	862	572
	$J_0$	867	964	857	624
	$\Delta J$	— 5	+ 73	+ 5	— 52
	$\Delta J \%$	— 0,6	+ 7,6	+ 0,6	— 8,3
10°N	J	904	965	904	697
	$J_0$	909	900	899	756
	$\Delta J$	— 5	+ 65	+ 5	— 59
	$\Delta J \%$	— 0,6	+ 7,2	+ 0,6	— 7,8
0°	J	917	870	917	805
	$J_0$	922	814	912	869
	$\Delta J$	— 5	+ 56	+ 5	— 64
	$\Delta J \%$	— 0,5	+ 6,9	+ 0,5	— 7,4
10°S	J	904	754	904	894
	$J_0$	909	708	899	962
	$\Delta J$	— 5	+ 46	+ 5	— 68
	$\Delta J \%$	— 0,6	+ 6,5	+ 0,6	— 7,1
20°S	J	862	620	862	961
	$J_0$	867	585	857	1030
	$\Delta J$	— 5	+ 35	+ 5	— 69
	$\Delta J \%$	— 0,6	+ 6,0	+ 0,6	— 6,7
30°S	J	794	473	794	1004
	$J_0$	799	450	789	1073
	$\Delta J$	— 5	+ 23	+ 5	— 69
	$\Delta J \%$	— 0,6	+ 5,1	+ 0,6	— 6,4

complet avec la chronologie des faits. L'objection péremptoire qui reproche à la théorie astronomique de placer l'Optimum climatique à — 11 000 ans soit 5 000 ans trop tôt résulte d'une confusion entre les optima de radiation et du climat. Elle ne résiste pas à notre analyse plus détaillée des réalités climatologiques.

Le déphasage entre le dernier optimum de radiation ( $II = 270^\circ$ ) et l'optimum de pluviosité fut sans doute beaucoup moins marqué en régions tropicales et notamment en Afrique. La période de pluviosité maximale de la dernière phase pluviale a dû se situer à une époque où,  $II$  restant voisin de  $270^\circ$ , le réchauffement des océans tropicaux était devenu appréciable. Or, les recherches signalées plus haut (p. 52) sur l'évolution quaternaire de la température des océans, à partir des carottes de sondage prélevées dans les fonds océaniques, établissent que dans l'Atlantique nord tropical, la température superficielle s'est élevée d'environ  $6^\circ \text{C}$  entre — 16 500 et — 6 000 ans, époque où elle a atteint un maximum en excellent accord avec l'Optimum climatique (EMILIANI, 1955, 1958). Ainsi, l'évolution thermique des océans est bien parallèle aux variations de l'obliquité  $\epsilon$  et l'hypothèse principale de notre théorie des pluviaux et des interpluviaux se vérifie. Puisque le maximum de  $\epsilon$  se situe vers — 8 000 ans, on voit que le déphasage entre  $\epsilon$  et la température des océans est de l'ordre de 2 500 ans seulement. Comme un displuvial résulte à la fois de l'activité du cycle externe des précipitations régi par la température océanique et de l'activité du cycle interne des pluies déterminé par  $II$ , le maximum du dernier displuvial a dû se situer entre — 11 200 et — 6 000 ans.

L'existence d'un dernier displuvial nord ou isopluvial sud en Afrique, entre — 16 500 et — 6 000 ans, est en plein accord avec les faits observés et cette existence est à mettre en concordance sans conteste avec la phase humide appelée « Makalien » par LEAKEY. Lors de ce pluvial, le niveau du lac Nakuru au Kenya était à 335 pieds au-dessus de son niveau actuel (COLE, 1954, p. 45). NILSSON (1949) place cette phase makalienne en correspondance avec les terrasses de 17 et de 22 m de la dépression du Fayum en Égypte que les archéologues datent de — 9 500 ans.

La correspondance avec plusieurs niveaux des lacs de l'Est Africain établie par le même auteur (niveau E) du Makalien et le



datage des varves sédimentaires par DE GEER conduisent aussi à attribuer un âge de l'ordre de — 9 500 ans au maximum du pluvial Makalien. NILSSON (1949) fait remarquer très justement que les niveaux atteints par les anciens lacs qui occupaient la dépression du Fayum ont été probablement dépendants des conditions hydrologiques du Nil et ont dû enregistrer les phases pluviales des régions où se situent les sources du fleuve, tout comme ses hautes eaux actuelles enregistrent les saisons pluvieuses dans le sud de son Bassin. A cet égard, il convient d'observer que la phase makalienne fut un displuvial pour les régions du Haut-Nil. Tout en jouissant à cette époque d'un débit moyen nettement plus élevé, le régime du Nil devait être caractérisé par une amplitude annuelle entre les niveaux de crues et d'étiage bien plus considérable. Au contraire, la phase pluviale makalienne établissait un isopluvial centré sur la latitude — 3°21' dans l'hémisphère sud africain. Rappelons ici que cet isopluvial est responsable du dernier balancement de la forêt ombrophile africaine dans l'hémisphère sud (cf. Chapitre III, par. 3). Conformément à ce qui a été exposé au second chapitre de ce mémoire, le displuvial makalien nord devait exercer son influence bien au nord de l'équateur en humidifiant le Sahara, le Soudan et l'Égypte. A cet égard, MURRAY (1951, p. 429) s'exprime comme suit :

« Evidence from the Sudan suggests that a rainy interlude took place there in mesolithic times (8.000 — 4.000 BC), while one terminated in Palestine in about 3.500 BC. In Egypt there was a corresponding amelioration in the climate which ended in the early predynastic period (about 4.000 BC) ».

Les fouilles de A. J. ARKELL (1949, 1953), à Khartoum et à Esh Shaheinab (15° N), établissent qu'au Mésolithique, le climat de cette région était nettement plus humide et que le Nil coulait à plus de 10 m au-dessus de son niveau actuel. Ces fouilles prouvent qu'à une époque néolithique suivante, datée de — 5 253 ± 415 ans BP, le niveau du Nil restait encore surélevé de 5 m. La présence fréquente de graines de *Celtis integrifolia*, arbre des savanes soudanaises, et d'un serpent *Limicolaria flammata* indique l'existence à cette époque néolithique d'une pluviosité annuelle encore d'au moins 500 mm contre 165 mm de nos jours (ARKELL 1949, p. 109 ; 1953, p. 8 et 105). Les faits pédologiques

(précipitation de  $C_aCO_3$ ) et hydrologiques prouvent aussi qu'une saison sèche caractérisait alors le régime des pluies (ARKELL 1949, p. 12).

Ces faits confirment bien l'existence d'un displuvial nord antérieur à — 5.000 ans dont les pluies d'été sur le Bassin du Haut Nil nourrissaient des crues estivales de grande ampleur et qui étalait les zones de végétation de 3 à 4° de latitude vers le nord.

Les faits relatifs au Sahara semblent aussi en accord avec l'existence d'une période humide, à mettre en concordance avec la phase displuviale makalienne. L'imprécision des données bibliographiques dont nous avons pu disposer sur cette question ne nous autorise pas à être plus affirmatif. La tendance de certains auteurs est d'établir une concordance entre l'Optimum climatique des hautes latitudes et l'humidification néolithique du Nord africain. Or, l'Optimum climatique, nous l'avons vu, se place entre — 7 000 et — 4 500 ans. La fin de la phase humide makalienne et le début d'une période aride pour l'Égypte se situent vers — 6 000 ans. Il semble donc qu'à l'Optimum climatique correspondait au contraire une tendance vers l'aridification pour l'Afrique intertropicale. C'est le lieu d'observer que l'existence de la phase pluviale makalienne, prévue par la théorie entre — 16 500 et 6 000 ans et confirmée par les faits, ne peut pas être interprétée comme fournissant un argument en faveur de la thèse glaciation = pluvial sous le prétexte que des glaciers importants couvraient encore les hautes latitudes durant la première moitié de cette période. Envisagé sous l'angle des causes astronomiques et de leurs effets — la débâcle retardée des glaciers — l'intervalle makalien correspond bien à un interglaciaire. La vraie période glaciaire du WÜRM III fut celle s'étendant entre — 35 000 et — 18 000 ans où la calotte glaciaire prit naissance, se développa et se stabilisa. L'avance glaciaire MANKATO observée aux États-Unis et d'âge — 11 500 ans (cf. SAUER, 1957) fut peut-être un événement assez local et momentané dont l'origine n'est pas nécessairement contradictoire avec les causes astronomiques et climatiques ayant déterminé la récession glaciaire générale.

Il convient de signaler aussi l'existence de la phase humide la plus récente observée au Kenya par LEAKEY et appelée « Nakurien ». Cette phase a produit une hausse du niveau du lac Nakuru

de 145 pieds. Son maximum est situé vers — 850 ans B. C. soit vers — 2 600 ans à partir de l'époque actuelle. L'explication de cette phase sort-elle ou non du cadre de la théorie astronomique ? Autrement dit, est-elle une oscillation climatique mineure, relevant de causes plus secondaires que les causes astronomiques ou est-elle explicable par le jeu de celles-ci ? Pour répondre à cette question, il faut examiner attentivement l'évolution de  $\Pi$  et de  $\epsilon$  depuis les derniers 11 000 ans. Nous avons signalé que le dernier passage de  $\Pi$  par  $0^\circ$  se situait à l'époque — 5 800 ans. Cet angle a atteint ensuite la valeur  $90^\circ$  il y a 600 ans, soit vers 1350 PC. L'obliquité, passée par son maximum vers — 8 000 ans, était alors décroissante vers sa valeur actuelle de  $23^\circ 27'$ . On pourrait donc admettre qu'après son passage par  $0^\circ$  il y a — 5 800 ans, la tendance de  $\Pi$  vers  $90^\circ$ , associée à des valeurs de  $\epsilon$  et à des températures océaniques encore élevées auraient pu amorcer une légère phase pluviale, bientôt inhibée dans son développement par la décroissance de  $\epsilon$  et la diminution de la température océanique. Un léger optimum de pluviosité en serait résulté qui serait la phase pluviale nakurienne. Cette explication ne retrouve pourtant pas l'existence établie d'une période plus sèche entre le Makalien et le Nakurien. Il y a là une difficulté qui reste à éclaircir. Dans l'état actuel des faits et des théories, l'interprétation ci-dessus exige de la circonspection et elle ne peut revêtir que la valeur d'une suggestion.

D'autres preuves établissant l'accord entre le pluvial makalien et le pluvial prédit par la théorie astronomique sont les suivantes. Résumant les observations accomplies par JANMART (1953) à Mufo (lat  $7^\circ 35'$  S, long  $21^\circ 25'$ ) en Angola, CAHEN (1954, p. 337) signale l'existence d'une période pluviale (Makalien), attestée par des dépôts de terrasses, entre —  $14.503 \pm 560$  et —  $11.189 \pm 490$  ans. Dans la terrasse makalienne de 12 m du lac Édouard à Ishango, DE HEINZELIN (1957, p. 19) a découvert les traces d'une civilisation préhistorique dont l'époque estimée se situe entre — 11 000 et — 7 000 ans. L'existence de cette terrasse lacustre et son âge confirment bien l'établissement d'un pluvial en accord avec les prévisions de la théorie. Une autre preuve possible nous est aussi apportée par deux échantillons prélevés au lac Kivu par A. MEYER et soumis pour datage au carbone 14 au Lamont Geological Observatory par le Directeur du Service géologique

du Congo (OLSON et BROECKER 1959, p. 13). Le premier échantillon (L — 349 B) consiste en coquillages de *Lamellibranches* d'une espèce actuellement disparue, prélevés au niveau actuel du lac Kivu à Kirotschi et datés —  $14\,000 \pm 600$  ans. Le second échantillon (L — 349 A) fait de coquillages également, provient d'une terrasse située à 100 m au-dessus du niveau actuel de cet échantillon date de —  $12\,450 \pm 350$  ans. OLSON et BROECKER concluent de ces résultats que le niveau du lac Kivu a dû subir une ascension, en passant par son niveau actuel à l'époque correspondant au premier échantillon, jusqu'au haut niveau de la terrasse où le second échantillon fut prélevé. Ces résultats peuvent attester l'existence d'une phase pluviale au Kivu entre — 14 000 et — 12 000 ans, en parfait accord avec le pluvial déduit de la théorie astronomique. Toutefois, il est aussi possible que la remontée de 100 m du niveau du lac Kivu soit la simple conséquence d'un mouvement de la chaîne volcanique des Virunga dont le barrage, créateur du lac, s'est édifié au cours de phases volcaniques successives.

Les faits relatifs à l'évolution climatique comparée des déserts tropicaux nord et sud de l'Afrique — Sahara et Kalahari — depuis les derniers millénaires apportent une autre preuve en faveur de la théorie. D'après celle-ci, l'évolution climatique de ces déserts n'est pas parallèle mais est déphasée d'une demi-période de *II* soit de 10 500 ans. Alors que le Sahara qui a connu un pluvial centré sur l'époque — 10 000 ans subit depuis les derniers 6 000 ans une dessication croissante, le Kalahari s'est légèrement réhumidifié au cours de cette même période où *II* passait de 0 à 90°, mais avec des conditions d'excentricité et d'obliquité défavorables pour la réalisation d'un pluvial bien caractérisé. Ce résultat de la théorie astronomique des climats quaternaires est remarquablement confirmé par les observations de WAYLAND (1954b) sur l'évolution paléoclimatique du désert du Kalahari au Bechuanaland. Cet auteur dit notamment :

« The most probable explanation of these facts would appear to be that normally the Kalahari, and much of the country surrounding it, is a desert ; a desert with an extremely long past, upon whose arid climate certain wet periods of relatively short duration compared with that of the desert, but long sustained by human time standards, were superimposed during Pleistocene times. Some of the effects

of the latest of these are still with us. The desert dunes are for the most part still fixed by vegetation ».

Dans le résumé commenté du travail de WAYLAND qu'il a présenté à l'Institut royal colonial belge, J. LEPERSONNE (1954) souligne le fait que les observations de WAYLAND au Bechuana-land sur la réhumidification du Kalahari au cours des derniers millénaires, alors que le Sahara devenait au contraire un vrai désert, induisent l'idée d'une alternance et non d'un synchronisme dans les oscillations paléoclimatiques propres aux deux hémisphères terrestres. Alternance ou synchronisme, théorie astronomique de balancement climatique ou théorie solaire de pulsation climatique, tel est bien le problème majeur de la paléoclimatologie quaternaire. Les faits rappelés plaident pour l'alternance c'est-à-dire pour la théorie astronomique.

Remarquons enfin que les faits phytogéographiques, exposés plus en détail au chapitre III, sont en faveur de la théorie puisqu'il semble bien qu'au cours de la dernière phase climatique quaternaire, la grande forêt ombrophile occupait une position subéquatoriale australe, en bon accord avec la position d'un dernier isopluvial centré il y a 11 000 ans sur la latitude de  $-30^{\circ}21'$ .

#### b. *Autres preuves de la théorie.*

Les conclusions tirées plus haut touchant l'évolution des glaciers de montagnes africaines, dans le cadre de la théorie astronomique, ont été résumées au *Tableau X* (p. 126). Les faits observés par divers auteurs et relatifs aux moraines abandonnées sur les sommets de ces montagnes ne semblent pas infirmer ces conclusions. Aussi bien sur les sommets de l'Est Africain (NILSSON, 1931, p. 338, 1940) qu'au Ruwenzori (DE HEINZELIN, 1953, p. 11), les séquences morainiques observées débutent par les moraines fraîches de la dernière extension des glaciers, suivies par des moraines nettement plus vieilles. L'existence de moraines de deux âges distincts au Mont Kenya a été confirmée récemment par l'Expédition glaciologique accomplie à l'occasion de l'Année Géophysique Internationale 1957-1958 (cf. aussi ALIMEN, 1955, p. 250). D'après notre interprétation, les moraines fraîches seraient très récentes, entre  $-5\ 000$  et  $-10\ 000$  ans d'âge selon la latitude du sommet. Les moraines antérieures dateraient

de 85 000 à 90 000 ans et seraient donc bien nettement plus anciennes. Pour nous, les extensions des glaciers africains ne furent pas synchrones entre elles au sens strict. Cette conclusion est en opposition avec celle de NILSSON (1940, p. 65) :

« The great similarity in situation and size of the moraine-ridges demonstrate the synchronisme of the whole recession of the glaciation throughout all its stages from its maximum extension, which also, of course was simultaneous on all the mountains of East Africa ».

Remarquons d'ailleurs que dans les résultats du *Tableau X*, il subsiste un quasi-synchronisme d'ensemble dans l'évolution des glaciers africains mais pour des causes bien différentes. L'écart entre les époques des dernières extensions glaciaires au Ruwenzori et au Kilimanjaro est toutefois de 4 500 ans. La récolte d'échantillons organiques convenables et leur datage au radio-carbone permettraient de confirmer ou d'infirmer la théorie exposée.

Les extensions des glaciers africains ne furent pas synchrones des glaciations polaires, puisqu'elles se produisirent à l'occasion du passage d'un isopluvial sur la latitude du lieu, c'est-à-dire durant une interglaciation des hautes latitudes. Cette conclusion est donc en opposition totale avec la thèse classique qui établit une concordance entre les glaciations européennes, les pluviaux africains et les glaciations tropicales. Le climatologue britannique C. P. E. Brooks (1951, p. 1006) écrit à cet égard :

« The pluvial periods in nonglaciated regions coincided with the advances of the mountain glaciers, and almost certainly represent the glacial period of Europe and North America ».

Il importe de remarquer enfin que l'argument de la récession actuelle, parfaitement synchrone, de tous les glaciers du Globe est sans valeur pour l'échelle de temps intéressant la séquence des phases climatiques du Quaternaire. Les divers types de variations climatiques du Globe, classifiés selon la durée de leur réalisation, ont chacun leur système de causes propres, adaptées aux échelles de temps mises en jeu. L'intervention de causes cosmiques, solaires, géophysiques ou géologiques très lentes mais cumulant leurs effets dans le même sens durant des millions d'années peuvent modifier complètement la distribution des climats à la surface des Continents. Ainsi, les grands âges gla-

ciaires de l'échelle géologique durent des millions d'années. Leur évolution s'effectue en concomitance avec celle des grands cycles orogéniques. Nous montrerons d'ailleurs au paragraphe suivant que la théorie orographique de ces âges glaciaires proposée par W. RAMSAY est parfaitement validée sur le plan quantitatif (bilan énergétique des Continents).

A l'autre bout de l'échelle des variations climatiques, on connaît les fluctuations de 11 ans du cycle solaire ou des variations de plusieurs siècles, décelées par les faits historiques et dont la cause reste mal connue. Toutes ces oscillations climatiques manifestent des ordres de grandeur très différents en durée et en intensité. Elles jouent concomitamment en superposant leurs effets. A mi-chemin entre les millions d'années d'un âge glaciaire et les quelques siècles ou décades des variations climatiques mineures, interviennent les importantes oscillations des phases climatiques qui portent sur quelques dizaines de milliers d'années. La théorie astronomique qui explique ces phases n'a rien à voir, ni avec l'explication d'un âge glaciaire, ni avec celle des fluctuations climatiques de l'époque historique. Par la nature des causes qu'elle considère, la théorie astronomique ne prétend expliquer que les oscillations intermédiaires. Elle déduit celles-ci des variations séculaires que subit l'insolation des latitudes sous l'effet des variations séculaires de  $\Pi$ ,  $\epsilon$  et  $e$ . La récession actuelle de tous les glaciers, qui nous a amené aux considérations précédentes a probablement pour cause le réchauffement appréciable du Globe par suite de l'augmentation de 10 % du  $\text{CO}_2$  atmosphérique au cours des dernières décades (combustion des réserves de charbon et de pétrole et « effet de serre » augmenté par l'absorption accrue du  $\text{CO}_2$  pour le rayonnement thermique infrarouge de la surface terrestre). Le fait que le recul contemporain des glaciers soit attribuable à un réchauffement n'autorise pas à conclure que les extensions pléistocènes des glaciers de montagnes tropicales ont été provoquées par un refroidissement généralisé du Globe.

D'autres preuves directes en faveur de notre interprétation des pluviaux et interpluviaux africains peuvent être trouvées dans l'étude des paléoclimats côtiers du Continent et dans les concordances établies entre ces paléoclimats secs ou humides et les transgressions ou les régressions de l'Océan. Le problème

envisagé est assez complexe et divers cas sont à considérer selon la zonation pléistocène réalisée.

1) *Zone intertropicale à pluies de convection.* Dans notre manière de voir, les pluviaux à pluies de convection se sont produits en concomitance avec les interglaciations des hautes latitudes et doivent donc concorder avec des transgressions marines. Au contraire, les phases de forte aridification côtière doivent correspondre aux régressions. Les grandes désertifications ayant sévi sur l'Angola, le Bas-Congo et la Cuvette centrale rentrent dans ce cas et ont dû être contemporaines de régressions (grandes glaciations antarctiques). Toutefois, pour les régions côtières subéquatoriales où peuvent alterner isopluviaux, displuviaux et interpluviaux, le problème est plus complexe et mérite un examen plus attentif. Le long de la côte du golfe de Guinée (du Sierra Leone à la Nigérie), le rejet de l'équateur calorifique dans l'hémisphère sud peut, nous l'avons vu, entraîner une aridification mineure par l'installation d'un displuvial à grande saison sèche et d'un manteau végétal moins forestier. Ce type d'aridification correspond ici à une transgression. L'installation d'un isopluvial vers ces latitudes de 5 à 10° N concordera aussi avec une transgression. Une désertification marquée avec abaissement de la température y sera corrélative d'une régression. Elle résultera en effet de la présence au large de ces côtés du courant de Benguela, intensifié et remonté vers le nord au cours d'une grande glaciation antarctique.

2) *Zones des déserts tropicaux.* A ces latitudes, des désertifications côtières se sont installées lors du passage des déserts tropicaux, rétrécis mais encore plus aridifiés et rapprochés de l'équateur lors d'une grande glaciation de l'hémisphère correspondant. Ces désertifications doivent donc concorder avec des régressions. Au contraire, les displuviaux à pluies d'été suffisantes peuvent s'y réaliser en correspondance avec des interglaciaires c'est-à-dire avec des transgressions. Cette conclusion est en accord avec les faits observés dans la stratigraphie quaternaire du Sénégal et de la Mauritanie du Sud (DUBOIS et TRICART, 1954) ainsi qu'avec ceux observés par BARRADAS (1947) dans les formations pléistocènes du Sud Mozambique.



3) *Zones extratropicales*. Les pluviaux à pluies cycloniques d'hiver qui ont affecté les parties terminales nord et sud de l'Afrique ont évidemment coïncidé avec les glaciations des hautes latitudes et correspondent donc à des régressions marines. Les phases d'aridité observées pour les régions les plus septentrionales ou les plus australes de l'Afrique sont à mettre en corrélation avec les interglaciaires c'est-à-dire avec des transgressions.

Dans les théories solaires du type de SIMPSON, un pluvial règne sur la zone intertropicale entière en concomitance avec des glaciations nord et sud synchrones et avec un pluvial de front polaire aux latitudes extratropicales. Les phases de pluviaux humides sur toutes les côtes africaines devraient concorder avec des régressions et leurs phases d'aridification avec des transgressions. Toutefois, la période où le pluvial atteint sa plus haute intensité correspond au court interglaciaire chaud et humide des hautes latitudes donc à une transgression.

L'étude de varves très anciennes, déposées au cours de certaines ères géologiques, apportent aussi des arguments de poids en faveur de notre théorie astronomique des pluviaux et des interpluviaux. Ainsi, un cycle variable de 18 500 à 23 000 ans et de 21 000 ans en moyenne a été observé par KORN (1938) dans le Carbonifère inférieur de Thuringe. Un cycle du même ordre est signalé par BRADLEY (1929) en Utah et au Colorado dans les varves de la Green River Valley d'âge Eocène moyen. Signalons aussi que dans de nombreux cas, un cycle de 11,4 ans (cycle des tâches solaires) fut retrouvé dans les dépôts des ères géologiques (cf. KORN, 1938 ; ZEUNER, 1950, p. 37 ; WOLBACH, 1953). Le cycle de 21 000 ans est évidemment à identifier avec celui de la position *II* du périhélie. Le fait que ce cycle astronomique soit inscrit dans l'histoire géologique du Globe prouve d'une manière très directe qu'à toute époque, les variations séculaires des éléments astronomiques ont eu des influences climatiques appréciables. L'invariabilité du cycle depuis des millions d'années établit aussi la constance remarquable des faits de la mécanique céleste du système planétaire, au cours des âges géologiques. D'autre part, nous avons montré que l'effet de *II* sur l'insolation ne devient prépondérant sur les effets de  $\epsilon$  et de  $e$  qu'aux latitudes intertropicales. Le cycle de 21 000 ans de l'élément *II* ne peut donc régir les alternances paléoclimatiques et s'inscrire dans les

faits stratigraphiques que pour des régions situées en zone tropicale à l'époque où ces faits se sont réalisés. Les observations de KORN et de BRADLEY apportent ainsi une preuve nouvelle en faveur de la théorie de la Dérive des Continents que les progrès de la géophysique — le paléomagnétisme des roches notamment — confirment chaque jour davantage (BERNARD, 1962c). Remarquons encore que la constance du cycle solaire de 11,4 ans depuis des millions d'années atteste la remarquable stabilité du Soleil au cours de l'histoire géologique de la Terre. Ce fait nous paraît peu compatible avec l'hypothèse commode qui assigne au Soleil divers cycles d'activité susceptibles d'expliquer les âges glaciaires et leurs phases. Nous allons d'ailleurs montrer que les grandes périodes de refroidissement et de réchauffement de l'histoire géologique du Globe sont la conséquence des modifications géographiques profondes que subit la face de la Terre au cours des millions d'années.

### 3. VALIDATION QUANTITATIVE DE LA THÉORIE TOPOGRAPHIQUE D'UN ÂGE GLACIAIRE.

#### a. *Économie thermique déficitaire des Continents et ses causes.*

La théorie astronomique des phases climatiques quaternaires étudie les effets sur les climats du Globe des variations séculaires de l'insolation des latitudes que les variations séculaires des éléments  $\epsilon$ ,  $II$  et  $e$  provoquent. Les périodes de variations de ces éléments (*Tableau I*) sont telles que leurs effets combinés entraînent le déroulement des fluctuations climatiques d'une manière irrégulière, avec des pseudo-périodes variant entre 10 000 et 100 000 ans.

Envisagées dans l'échelle entière des temps géologiques qui couvrent des centaines de millions d'années, ces fluctuations apparaissent comme des oscillations de courte période qui se surimposent sur la courbe d'évolution beaucoup moins fluctuantes engendrée par les lentes variations de causes géologiques, solaires ou cosmiques.

Bien que le problème de l'évolution paléoclimatique du Globe dans l'échelle géologique entière sorte du cadre de cette étude, nous ne pouvons omettre ici l'examen de la causalité d'un âge glaciaire pour les raisons suivantes.

Le géologue qui consent à accepter la solution astronomique des phases alternantes de glaciations et d'interglaciations du Quaternaire trouve d'autant plus irritant le problème non résolu de la causalité d'un âge glaciaire. En outre, il importe de préciser la ligne de l'évolution paléoclimatique générale du Globe au cours d'un âge glaciaire comme le Quaternaire puisque c'est autour de cette ligne que fluctuent les phases climatiques d'origine astronomique. Ces questions sont par ailleurs liées à l'objection courante faite à la théorie astronomique que si les fluctuations de l'insolation à périodicité astronomique étaient bien responsables des phases climatiques quaternaires, on devrait retrouver des phases de même ampleur, en remontant l'échelle géologique au delà du Quaternaire, ce qui est contraire aux faits d'après les adversaires de la théorie astronomique. Les faits géologiques discutés plus haut (p. 162) rendent déjà cet argument caduc.

Pour répondre à ces questions, nous devons rechercher par la voie quantitative les causes susceptibles d'avoir pu provoquer les grandes variations paléoclimatiques qui ont caractérisé les diverses époques géologiques. Nous nous attacherons plus spécialement à examiner la causalité d'un âge glaciaire. L'élément paléoclimatique le plus caractéristique à envisager, lorsque le problème est ainsi posé sur le plan de l'échelle géologique entière, est évidemment la température moyenne de la Terre. Comment cette température a-t-elle évolué ? Quelles sont les causes des grandes pulsations thermiques subies par la Terre au cours de son histoire ? Telles sont les problèmes prioritaires de la paléoclimatologie. D'autre part, on sait combien la face de la Terre a connu de profondes modifications au cours des grands cycles géographiques qui ont caractérisé les diverses époques géologiques. Ces modifications ont principalement porté sur l'étendue et la distribution respective des Océans et des Continents ainsi que sur l'altitude moyenne, le relief et la position en latitude de ces derniers. Or, ces faits géographiques ont une incidence considérable sur les faits climatiques. L'étude de l'évolution thermique du Globe doit donc être effectuée à partir d'une distinction essentielle : celle qui consiste à séparer la température des Continents de la température des Océans.

Ces considérations imposent de prendre comme relation de départ du problème qui nous occupe <sup>(1)</sup>,

$$T = s_s T_s + s_w T_w \quad (s_s = 1 - s_w). \quad (186)$$

Dans cette relation,  $T$ ,  $T_s$  et  $T_w$  désignent respectivement les températures annuelles moyennes de la terre entière, des Continents et des Océans. Les coefficients  $s_s$  et  $s_w$ , complémentaires à l'unité, expriment les surfaces respectives des Continents et des Océans lorsque la surface terrestre est ramenée à l'unité.

Les températures de surface  $T_s$  et  $T_w$  se traduisent en fonction de leurs causes par les équations ci-après qui expriment le bilan énergétique des surfaces continentales et océaniques, considéré en moyenne annuelle et en prenant la cal/cm<sup>2</sup> min pour unité,

$$\left\{ \begin{array}{l} B_s = (1 - a_s) g_s I_s - \epsilon'_s \sigma T_s^4 = Q_s + Q'_s + Q_{L,s} \end{array} \right. \quad (187)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_w = (1 - a_w) g_w I_w - \epsilon'_w \sigma T_w^4 = Q_w + Q'_{w,s} + Q_{L,w} \end{array} \right. \quad (188)$$

La première de ces relations s'obtient en écrivant qu'en moyenne annuelle, le bilan de rayonnement  $B_s$  des Continents se dissipe en chaleur  $Q_s$  transmise par convection à l'atmosphère, en chaleur  $Q'_s$  échangée avec le substrat et en chaleur latente  $Q_{L,s}$  consommée dans les changements d'état de l'eau à la surface des Continents. La seconde relation traduit le fait que le bilan de rayonnement  $B_w$  à la surface des Océans alimente en moyenne annuelle l'échange de chaleur  $Q_w$  avec l'atmosphère, la chaleur latente d'évaporation  $Q_{L,w}$  et l'échange de chaleur  $Q'_{w,s}$  à la profondeur  $Z$  où le rayonnement solaire est complètement absorbé (BERNARD, 1962b). Les termes en  $Q'$  sont d'ailleurs négligeables en moyenne annuelle.

Les données de MEINARDUS touchant la température moyenne annuelle des latitudes et des deux hémisphères, pour les parallèles entiers et pour les portions océaniques de ces parallèles, permettent de calculer par la relation (186) les températures correspondantes pour les portions continentales de ces mêmes parallèles (cf. CONRAD, p. B 123). Remarquons ici que les températures  $T$  et  $T_s$  à considérer sont les températures réelles mesurées au niveau du substrat terrestre et non les températures réduites au

(1) Tous les éléments climatiques envisagés dans ce paragraphe sont pris en moyenne annuelle. La barre surmontant les symboles et exprimant l'idée de valeur moyenne sera omise pour alléger les notations.

niveau de l'Océan. Les valeurs  $T$  que nous utiliserons sont d'ailleurs celles publiées aussi par HAURWITZ et AUSTIN (1944, p. 24). Ces auteurs spécifient clairement que les températures auxquelles ils se réfèrent sont celles qui résultent des observations météorologiques accomplies à 2 m au-dessus du sol. L'application de l'équation

$$T_s = T_w - \frac{T_w - T}{s_s} \quad (189)$$

tirée de (186) fournit les résultats du *Tableau XIII*.

Les valeurs  $T_s - T_w$  de ce tableau montrent qu'à toutes les latitudes de l'hémisphère nord, sauf à 40° N, les portions continentales des parallèles sont plus froides que les portions océaniques. Le refroidissement des Continents par rapport aux Océans croît rapidement aux hautes latitudes. Pour l'hémisphère nord entier, ce refroidissement continental atteint  $-10^{\circ}2$ , tandis que pour l'hémisphère sud il s'abaisse jusqu'à  $-14^{\circ}1$ . Ce dernier nombre traduit l'effet refroidissant considérable que la calotte glaciaire antarctique exerce sur les Océans qui l'entourent.

Tableau XIII. — Températures comparées des Océans  $T_w$  et des Continents  $T_s$ .

Lat. nord	$T_w$	$T$	$s_s$	$T_s$	$T_s - T_w$
80°	— 1,7	— 17,2	0,20	(— 79,2)	(— 77,5)
70°	0,7	— 10,2	0,53	— 20,8	— 21,5
60°	4,8	— 1,1	0,61	— 4,9	— 9,7
50°	7,9	5,8	0,58	4,3	— 3,6
40°	14,1	14,1	0,45	14,1	0,0
30°	21,3	20,4	0,44	19,2	— 2,1
20°	25,4	25,3	0,32	25,1	— 0,3
10°	27,2	26,7	0,24	25,1	— 2,1
0°	27,1	26,2	0,22	23,0	— 4,1
H.N.	19,2	15,2	0,39	9,0	— 10,2
H. S.	16,0	13,3	0,19	1,9	— 14,1
Terre	17,4	14,3	0,29	6,7	— 10,7

Nos conclusions touchant l'action refroidissante des Continents sont en contradiction avec celles tirées cependant par SIMPSON (1940, p. 196 et 197) des mêmes données thermiques  $T$  que celles du tableau XIII. Or, SIMPSON compare les températures moyen-

nes des latitudes homologues des hémisphères nord et sud. Il montre ainsi que les latitudes de l'hémisphère nord, deux fois plus continentales que celles de l'hémisphère sud, restent toujours plus chaudes. Mais ce procédé de comparaison tient compte implicitement du refroidissement des océans de l'hémisphère sud attribuable au Continent antarctique.

Les équations (187) et (188) permettent d'analyser les causes de l'action refroidissante que les Continents exercent sur la température des parallèles. BUDYKO (1958, p. 214) a estimé les valeurs de  $B$ ,  $G = gI$ ,  $Q$  et  $Q_L$  pour les Continents et pour les Océans. D'autre part, l'albédo moyen de la surface terrestre s'exprime par la relation,

$$a = s_s a_s + s_w a_w. \quad (190)$$

En adoptant pour  $a$  la valeur 0,10 (HOUGHTON, 1954) et en acceptant pour l'albédo des Océans  $a_w = 0,09$  (FRITZ, 1949) la relation (190) fournit pour l'albédo des Continents  $a_s = 0,13$ . Complétées par celles du *Tableau XIII*, ces données permettent de calculer les pouvoirs émissifs effectifs  $\epsilon_s$  et  $\epsilon_w$  des équations (187) et (188) et de déterminer ainsi toutes les grandeurs intervenant dans ces relations. Les résultats de la comparaison des grandeurs du bilan énergétique des Continents et des Océans sont fournis au *Tableau XIV*.

Tableau XIV. — Éléments comparés du bilan énergétique des Continents et des Océans.

Élément :	G	$a$	B	$Q_L$	Q	T	$\epsilon \sigma T^4$	$\epsilon$
Continents	0,2510	0,13	0,0875	0,0513	0,0361	279,9	0,1309	0,262
Océans	0,2434	0,09	0,1464	0,1292	0,0171	290,6	0,0751	0,130
Terre	0,2453	0,10	0,1293	0,1065	0,0228	287,5	0,0915	0,165

Ces résultats montrent que la cause déterminante de la moins bonne économie thermique des Continents réside dans le fait que le pouvoir émissif effectif de ceux-ci s'avère être deux fois plus élevé que celui des Océans. L'analyse de ce pouvoir émissif par la relation (99) fournit la raison de cette différence. On peut en effet écrire,

$$\epsilon'_s = \epsilon_s(1 - \epsilon_{\lambda s}), \quad \epsilon'_w = \epsilon_w(1 - \epsilon_{\lambda w}). \quad (191)$$

En adoptant  $\epsilon_s = \epsilon_w = 0,95$ , ces relations donnent pour le pouvoir émissif de l'atmosphère surmontant respectivement les Continents et les Océans,

$$\epsilon_{A,s} = 0,724 \quad \epsilon_{A,w} = 0,863. \quad (192)$$

La raison évidente de l'affaiblissement du pouvoir émissif de l'atmosphère continentale est le fait que la pression moyenne de la vapeur d'eau à la surface des Continents est plus faible qu'à la surface des Océans, ce qui diminue l'effet de serre de l'atmosphère en vertu de la loi empirique de BRUNT. Celle-ci permet d'écrire (123), (137),

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_s = (0,50 - 0,066\sqrt{e_s})(1 - k_s n_s) \\ \epsilon_w = (0,50 - 0,066\sqrt{e_w})(1 - k_w n_w). \end{array} \right. \quad (193)$$

$$(194)$$

La pression de vapeur  $e_s$  au-dessus des continents est plus faible que celle  $e_w$  au-dessus des Océans pour deux raisons. D'abord, les Océans évaporent potentiellement contrairement aux Continents dont l'évapotranspiration est réduite par l'assèchement du substrat, fonction du régime pluviométrique, de la nature du substrat et du couvert végétal. Ensuite, les Continents sont surélevés de 875 m en moyenne par rapport au niveau des Océans. Cette surélévation entraîne une diminution de la pression de vapeur. On sait en effet que cet élément diminue avec l'altitude selon une loi exponentielle. TUNNELL (1953) adopte, entre 0 et 1.300 m, la loi linéaire approchée

$$e_z = e_0(1 - 0,00025 z). \quad (195)$$

Les conclusions finales de notre analyse sont 1) que la surélévation de 875 m des Continents entraîne un déficit appréciable de leur économie énergétique par suite de l'effet de serre amoindri de l'atmosphère plus sèche qui les surmonte, 2) que ce déficit est la cause déterminante du refroidissement important de 10,7° C que les Continents subissent à l'époque actuelle par rapport aux Océans, 3) que l'écart thermique Océan-Continent augmente rapidement aux hautes latitudes.

#### b. Causes provoquant un refroidissement du Globe.

La conclusion précédente nous amène à estimer quantitativement la variation thermique que subissent les Continents et le

Globe entier au cours d'une phase d'orogénèse d'un cycle géographique, phase où l'altitude moyenne des Continents augmente et où leur extension croît par l'effet d'une régression océanique concomitante. En remarquant que  $s_s = 0,29$ ,  $s_w = 0,71$  et que  $T_w - T_s = 10,7^\circ$  à l'époque actuelle, la différentiation de la relation (186) fournit

$$dT = 0,29 dT_s + 0,71 dT_w + 10,7 ds_w. \quad (196)$$

D'autre part, après avoir remplacé dans (187) et (188) les quantités  $g$  et  $\epsilon$  par leur expression en fonction respective de  $n$ , de  $n$ ,  $T$  et  $e$ , la différentiation de ces relations conduit à réécrire l'équation (127) séparément pour les Continents (indice  $s$ ) et pour les Océans (indice  $w$ ). En calculant les valeurs des coefficients de (127) qui correspondent à l'époque actuelle, on obtient les résultats suivants.

*Pour les Continents,*

$$dT_s = 144 dI_s - 134 da_s - 97 dn_s + 2,5 de_s - 535 (dQ + dQ_L)_s. \quad (197)$$

*Pour les Océans,*

$$dT_w = 570 dI_w - 235 da_w - 43 dn_w + 2,5 de_w - 963 (dQ + dQ_L)_w. \quad (198)$$

*Pour la Terre entière,*

$$dT = 346 dI - 192 da - 67 dn + 2,5 de - 784 (dQ + dQ_L). \quad (199)$$

Les différences importantes entre les coefficients des variations, propres aux Continents et aux Océans résultent des différences entre les éléments ci-après qui interviennent dans ces coefficients.

Tableau XV. — Valeurs comparées pour les Continents et les Océans de divers coefficients de l'équation (127).

Facteur :	G	I	$g = G/I$	$g_o - g_1$	$h$	$b$	$e$	$1/\epsilon h_s$
Continents	0,2510	0,8062	0,311	0,349	0,55	0,066	14,1	535
Océans	0,2434	0,3749	0,649	0,349	0,55	0,066	16,9	963
Terre	0,2453	0,5000	0,491	0,349	0,55	0,066	16,1	784



La forte différence entre les insolation moyennes des Continents et des Océans est particulièrement intéressante à souligner. Nous avons calculé ces insolation en multipliant les données de MILANKOVITCH touchant l'insolation annuelle des parallèles par leur coefficient de pondération zonale et par les coefficients qui traduisent respectivement les portions continentale et océanique des parallèles rapportés à l'unité. Les résultats de ces calculs sont résumés dans le tableau suivant.

Tableau XVI. — Insolation moyenne annuelle en cal/cm<sup>2</sup> min des Continents et des Océans.

Aire considérée	Hémisphère Nord	Hémisphère Sud	Terre
Continents	0,7914	0,8368	0,8062
Océans	0,3138	0,4210	0,3749
Hémisphère	0,5000	0,5000	0,5000

La haute insolation des Continents par rapport aux Océans s'explique si l'on observe que la majeure partie des Continents occupe une position tropicale sur des latitudes jouissant d'une forte insolation. Ainsi, 63 % de la surface des Continents est située entre 45° N et 45° S. L'effet compensatoire attribuable à la calotte polaire antarctique n'est que secondaire puisque celle-ci ne représente que 10 % des aires continentales.

Au cours de l'histoire géologique de la Terre, les insolation  $I$  et  $I_0$  peuvent subir des variations considérables par la dérive continentale. Il en résulte des effets thermiques propres dus à la position en latitude des Continents et calculables par les relations (197) et (198). Avec la distribution actuelle des Continents, chaque variation de  $\pm 1$  % de l'insolation  $I_0$  qu'une dérive provoquerait, entraînerait une variation de même sens de la température moyenne des Continents  $dT_c = \pm 1,2^\circ \text{C}$ .

La première cause paléoclimatique susceptible d'avoir des effets thermiques importants est ainsi la *position latitudinale des Continents*. Le refroidissement dû au glissement d'aires continentales vers de hautes latitudes est considérablement amplifié lorsque la chute de température atteint le seuil où les neiges d'hiver peuvent persister durant l'été. Dès lors, l'augmentation

de l'albédo contribue à accélérer le refroidissement. L'équation (197) montre que toute diminution de  $a_s$  égale à 0,10 entraîne un effet thermique propre de  $-13,4^\circ \text{C}$ . La seule considération de l'équation (199) pour la Terre entière eut continué à dissimuler ce rôle important joué par la position latitudinale respective des Continents et des Océans. La variation  $dI$  qui intervient dans cette relation ne peut résulter que d'une variation dans la puissance du rayonnement solaire car  $I$  ne dépend que de la constante solaire.

La relation (197) montre ensuite que l'altitude moyenne des Continents est une seconde cause paléoclimatique capable de faire varier appréciablement la température terrestre. En effet, lorsque cette altitude croît au cours d'une époque d'orogénèse, la nébulosité des Continents augmente tandis que la pression moyenne de la vapeur d'eau à leur niveau diminue. Or, d'après l'équation (197), chaque augmentation  $dn = 0,10$  entraîne un effet thermique propre  $(dT_s)_n = -9,7^\circ \text{C}$ ; une variation  $de_s = -1 \text{ mb}$  provoque un effet thermique propre  $(dT_s)_e = -2,5^\circ \text{C}$ . Ces résultats établissent l'extraordinaire sensibilité de la température des Continents aux variations de la nébulosité et de la pression de vapeur. Rappelons que les refroidissements calculés résultent de l'augmentation du pouvoir émissif effectif des continents surélevés. L'effet de  $\epsilon'_s$  et de l'altitude  $z_s$  sur  $T_s$  peut être calculé directement en différentiant l'équation (187). On obtient ainsi pour l'effet thermique propre de  $\epsilon'_s$

$$(dT_s)_{\epsilon'_s} = -\frac{T_s}{4\epsilon'_s} d\epsilon'_s = -267 d\epsilon'_s. \quad (200)$$

Cette relation montre que toute augmentation du pouvoir émissif effectif des Continents de 0,010 diminue leur température moyenne de  $2,7^\circ \text{C}$ . Le rôle de l'altitude  $z_s$  des Continents sur  $\epsilon'_s$  et sur  $T_s$  peut être mis directement en évidence en observant que la relation (123) donne,

$$\epsilon'_s = [(1 - a) - b\sqrt{e_s}](1 - kn_s) \quad (201)$$

les grandeurs  $a$ ,  $b$ ,  $k$  et  $n$  étant relatives aux Continents et la pression de vapeur  $e_s$  diminuant avec l'altitude  $z_s$  selon la loi approchée de forme linéaire,

$$e_s = e_0(1 - cz_s). \quad (202)$$

En différentiant (201) et (202), on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} d\epsilon'_s = - \frac{b(1 - kn)}{2\sqrt{e_s}} de_s. \\ de_s = - ce_0 dz_s. \end{array} \right. \quad (203)$$

$$(204)$$

En tenant compte de (200), la relation cherchée qui traduit  $(dT_s)_{\epsilon'_s}$  en fonction de  $dz_s$  s'écrit,

$$(dT_s)_{\epsilon'_s} = - \frac{267 ce_0 b(1 - kn)}{2\sqrt{e_s}} dz_s. \quad (205)$$

Le coefficient  $c$  de (202) est déterminé en appliquant cette relation à l'époque actuelle où  $z_s = 875$  m,  $e_s = 14,1$  mb et  $e_0 = e_w = 16,9$  mb. On trouve  $c = 0,00019$ , valeur plus faible que celle 0,00025 adoptée par TUNNELL (1953). Ce résultat est normal puisque la pression de vapeur moyenne pour l'ensemble des Continents doit diminuer moins vite avec l'augmentation de leur altitude moyenne que le long d'un flanc montagneux. En adoptant  $b = 0,066$ ,  $k = 0,55$  et  $n_s = 0,49$ , la relation (205) donne

$$(dT_s)_{\epsilon'_s} = - 0,0055 dz_s. \quad (206)$$

Chaque surélévation de 100 m des aires continentales produit donc un effet thermique propre du pouvoir émissif effectif valant  $- 0,55^\circ$  C. Ce taux correspond exactement à celui couramment admis pour la diminution de la température de l'air avec l'altitude le long du relief terrestre.

On peut conclure de cette analyse que l'augmentation du pouvoir émissif avec l'altitude des Continents est bien la cause déterminante de leur moins bonne économie thermique par rapport aux Océans. La cause la plus intuitive de ce refroidissement est l'élévation du pouvoir émissif de la Terre avec l'augmentation de  $\epsilon'_s$ . Le rayonnement thermique de la planète dans l'espace étant accru au-dessus des Continents, on conçoit clairement que cette déperdition supplémentaire d'énergie entraîne un déficit dans l'économie thermique de la planète.

De même, l'élévation de l'albédo planétaire par l'augmentation de la nébulosité et de l'albédo du substrat (calotte glaciaire) signifie accroissement des pertes énergétiques par réflexion du

rayonnement solaire vers l'espace. La variation de l'albédo moyen de la surface des Continents et des Océans s'obtient en différentiant l'équation (190). On obtient,

$$da = s_s da_s - (a_s - a_w) ds_w. \quad (207)$$

En adoptant  $s_s = 0,29$ ,  $a_s = 0,13$ ,  $a_w = 0,09$ , il vient,

$$da = 0,29 da_s - 0,04 ds_w. \quad (208)$$

Pour apprécier la sensibilité de la variation  $da$  à celle de ses causes  $da_s$  et  $ds_w$ , remarquons qu'une variation de 10 % de  $a_s$  ( $da_s = + 0,013$ ) associée à une variation de 10 % de  $s_w$  au cours d'une régression ( $ds_w = - 0,07$ ) entraîne une variation  $da = + 0,007$ . Celle-ci suffit à provoquer un effet thermique propre de  $- 1,3^\circ \text{C}$  sur la température moyenne de la Terre entière (relation 199).

### c. *Justification de la théorie topographique d'un âge glaciaire.*

Tous les résultats qui précèdent justifient pleinement la théorie topographique d'un âge glaciaire sur une base quantitative. Introduite par W. RAMSAY en 1910 dans son ouvrage *Orogenesis und Klima* cette théorie est acceptée notamment par FLINT (1957), par EMILIANI et GEISS (1957) et par BROOKS (1949, 1951). Ce dernier auteur conclut « *the weakness of Ramsay's theory, as of so many other theories of climatic change, is the lack of a quantitative basis* ». L'idée de base de la théorie de RAMSAY (1924) est que l'altitude des Continents modifie l'économie thermique de la Terre par diminution de l'effet de serre atmosphérique.

L'analyse des causes d'un âge glaciaire que nous venons d'effectuer montre que cette idée maîtresse de RAMSAY est bien légitimée par la climatologie physique. Les grands âges glaciaires reconnus par les géologues au cours de l'histoire de la Terre se réalisent toujours en concomitance avec des époques de grande orogénèse. Celles-ci semblent se suivre avec une certaine périodicité de l'ordre de 250 millions d'années. Au cours du dernier âge glaciaire du Permocarbonifère, on estime que l'altitude moyenne atteinte par les Continents au cours de l'orogénèse hercynienne était d'environ 1.500 m contre 875 m à l'époque actuelle (cf. BROOKS, 1949, p. 204). De plus, les faits nouveaux relatifs au paléomagnétisme semble confirmer l'hypothèse de WEGENER

selon laquelle un grand Continent formé de l'Afrique du Sud, de l'Amérique du Sud, de l'Inde et de l'Australie occupait à cette époque une position polaire. Touchant la genèse de l'âge glaciaire pléistocène, on estime que depuis le Cénozoïque ancien l'altitude moyenne des Continents a augmenté de 500 m tandis que les latitudes moyennes de l'Hémisphère nord ont subi un refroidissement de 8 à 10° C en concomitance avec le développement de l'orogénèse alpine (EMILIANI, GEISS, 1957). Nos résultats numériques, traduits par les équations (196) à (199), montrent que de telles variations dans la topographie terrestre suffisent à provoquer les refroidissements constatés par les modifications exercées au-dessus des Continents sur la nébulosité et sur la pression de vapeur. Dès qu'un certain seuil de refroidissement est atteint, le phénomène s'accélère par le maintien d'un haut albédo sur les aires continentales perpétuellement enneigées des hautes latitudes et par l'altitude croissante de ces aires au cours de la formation de calottes glaciaires. Ce dernier facteur est particulièrement efficace si l'on observe que les calottes glaciaires continentales peuvent accumuler de 2000 à 3000 m de glace en épaisseur et recevoir une extension considérable en superficie.

Remarquons aussi que l'émergence de terres importantes aux hautes latitudes réalise un moment critique dans l'âge glaciaire concomitant d'un cycle d'orogénèse. Dès cet instant, les terres émergées deviennent des aires de fixation et d'accumulation des neiges et des glaces. L'économie thermique des Continents subit un brusque déficit énergétique, rapidement accru par l'effet d'albédo des glaciers.

A la lumière de ces considérations, nous sommes amené à admettre que les causes purement géologiques suffisent à expliquer les pulsations thermiques du Globe au cours de son histoire sans devoir faire appel à des pulsations solaires que les théories astrophysiques modernes rendent de plus en plus improbables.

## CHAPITRE V

### Chronologie absolue des événements climatiques du Quaternaire africain

#### 1. BASE ET DURÉE DU QUATERNAIRE AFRICAIN.

Le XVIII<sup>e</sup> Congrès géologique international, réuni à Londres en 1948, a recommandé d'adopter comme base du Pléistocène l'étage du Villafranchien (Piémont). Depuis, les Congrès ultérieurs de Géologie ou de Préhistoire africaine ont toujours confirmé cette recommandation. Le Congrès Pan-Africain de Préhistoire réuni à Livingstone en 1955 constatait notamment qu'étant donné l'existence d'un accord général pour considérer la faune d'Omo-Kanam du pluvial Kagérien comme équivalente à celle du Villafranchien d'Europe, cette faune pouvait être adoptée comme base du Pléistocène africain. Il est actuellement fort difficile d'assigner l'âge de cette base du Quaternaire. Les estimations varient de — 600 000 ans à — 2 000 000 d'années (CHARLESWORTH 1957, p. 1527, ZEUNER, 1950 p. 135) <sup>(1)</sup>.

L'époque — 600 000 ans adoptée par plusieurs auteurs pour le début du Quaternaire a pour origine le choix de MILANKOVITCH (1930) pour l'intervalle d'application où les calculs astronomiques restent d'une précision suffisante. La courbe de radiation de MILANKOVITCH pour la latitude de 65° débute donc à — 600 000 ans avec la première glaciation de GÜNZ. L'utilisation de cette courbe impose ainsi un apriorisme fâcheux dans l'établissement par certains auteurs de corrélations quaternaires entre les glaciations européennes et les pluviaux africains. Or, le choix de MILANKOVITCH est purement arbitraire sous l'angle géologique et préhistorique.

---

<sup>(1)</sup> Cf. à cet égard deux articles récents de *Nature* (191, p. 479, 1961 et 192, p. 720, 1961) discutant l'âge de — 1,75 10<sup>6</sup> années assigné par la méthode potassium-argon pour le Pléistocène Inférieur d'Olduvai (Bed I) en Est-Africain. (Note ajoutée en cours d'impression).

En aucune manière, il ne permet de placer la base du Quaternaire en correspondance avec la glaciation GÜNZ I.

L'étude chronologique du Quaternaire africain que nous allons aborder adopte comme données de départ les variations séculaires des éléments  $e$ ,  $\Pi$  et  $\epsilon$  recalculées par les astronomes de Yale, BROUWER et VAN WOERKOM, pour le dernier million d'années. Cet intervalle de temps est tout aussi conventionnel que celui choisi par MILANKOVITCH.

## 2. RECHERCHE DES ÉVÉNEMENTS CLIMATIQUES DANS L'ÉCHELLE CHRONOLOGIQUE ASTRONOMIQUE.

La partie A du dépliant *in fine* (Fig. 6) reproduit les trois courbes des variations séculaires des éléments  $e$ ,  $\Pi$  et  $\epsilon$  recalculées par BROUWER et VAN WOERKOM. Nous avons pu redessiner ces courbes grâce aux données numériques et aux figures trouvées dans l'article de VAN WOERKOM (1953, p. 150 et 153).

La courbe des fluctuations de l'excentricité calculée par ces auteurs diffère assez bien de la courbe établie en calculant cet élément à partir des valeurs de  $e \sin \Pi$  données par MILANKOVITCH (1930, p. A. 125 ; 1941, p. 345 et suivantes) pour les époques  $\Pi = 90^\circ$  et  $270^\circ$ . Les maxima et les minima de la courbe  $e$  reproduite à la figure 6 ont été notés respectivement  $e$  et  $e'$ . Nous les avons affecté d'un numéro d'ordre 0, 1, 2... qui situe leur position à partir de l'origine (1950 PC) de l'axe du temps. La période moyenne de  $e$  étant de 95 000 ans, l'indice du maximum considéré, multiplié en chiffres ronds par 100 000, donne à peu près l'âge quaternaire de ce maximum. Les maxima  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$  et spécialement  $e_6$ ,  $e_7$  et  $e_{10}$  ont été importants. Les trois derniers ont dépassé la valeur 0,0500. Vers l'époque - 530 000 ans, l'excentricité est passée par zéro. L'orbite terrestre est devenue une circonférence. A l'occasion de ce passage  $e = 0$ , l'angle  $\Pi$  a subi une variation brusque de  $180^\circ$ . (cf. VAN WOERKOM, 1953, p. 150). Les deux positions limites prises par le périhélie à cette époque avant et après le passage à la limite, se situaient en effet aux deux extrémités d'un diamètre de l'orbite terrestre.

La courbe  $\epsilon$  des fluctuations de l'inclinaison de l'axe terrestre manifeste des oscillations régulières en temps, de période moyenne

41 000 ans. Les maxima et les minima de cette courbe ont été désignés respectivement par  $\epsilon$  et  $\epsilon'$  et affectés d'un numéro d'ordre 0, 1, 2... qui fixe leur position sur l'axe du temps à partir de l'origine. En multipliant ce numéro par 41 000, on obtient ainsi l'âge d'un maximum envisagé avec une bonne approximation. Celle-ci sera encore augmentée si l'on ajoute au résultat les 8 000 ans séparant l'origine du premier maximum  $\epsilon_0$  (Exemple : âge du maximum  $\epsilon_{10}$  :  $41\,000 \times 10 + 8\,000 = 418\,000$  ans, valeur très proche de la valeur exacte 416 000 ans). Cette courbe  $\epsilon$  correspond remarquablement bien dans ses 600 premiers mille ans à celle établie à partir des valeurs  $\epsilon$  calculées par MICHKOVITCH pour les publications de MILANKOVITCH (1930 p. A. 125 ; 1941, p. 345 et suivantes). Les maxima  $\epsilon$  les plus importants qui dépassent  $24^\circ$  sont  $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_5, \epsilon_8, \epsilon_7, \epsilon_{10}, \epsilon_{11}, \epsilon_{15}, \epsilon_{19}$  et  $\epsilon_{24}$ . Les minima  $\epsilon$  les plus marqués, inférieurs à  $22^\circ 30'$ , sont :  $\epsilon'_0, \epsilon'_1, \epsilon'_2, \epsilon'_5, \epsilon'_6, \epsilon'_7, \epsilon'_9, \epsilon'_{10}, \epsilon'_{14}, \epsilon'_{15}, \epsilon'_{19}, \epsilon'_{20}$  et  $\epsilon'_{23}$ . L'âge approximatif des minima s'obtient en multipliant leur numéro d'ordre par 41 000 et en ajoutant 25 000 ans, âge du minimum  $\epsilon'_0$ . Les trois minima les plus remarquables que l'obliquité ait atteint au cours du dernier million d'années sont  $\epsilon'_0, \epsilon'_2$  et  $\epsilon'_5$  dont les époques centrales respectives — 25 000, — 110 000 et — 230 000 sont relativement récentes et correspondent aux glaciations WÜRM III, WÜRM I et RISS I.

La courbe  $\Pi$  des variations séculaires de la position du périhélie par rapport au point vernal correspondant a été construite à partir des époques caractéristiques  $\Pi = 90^\circ, \Pi = 270^\circ$  fournies par VAN WOERKOM (1953, Table 4, p. 153). La comparaison de ces valeurs avec celles de MILANKOVITCH — MICHKOVITCH (1930, Tableau 13, p. A. 125 ; 1941, Tableau IX, p. 345) pour les 600 premiers millénaires montre qu'il existe entre les deux séries de résultats une concordance généralement très bonne et qui se maintient remarquablement en remontant l'échelle du Quaternaire jusque 600 000 ans. La différence entre les anciennes valeurs et les nouvelles n'excède qu'assez rarement 2 000 ans. Deux cas seulement offrent des écarts importants qui décalent de près d'un quart de période la position dans le temps de l'époque caractéristique. Ces cas se présentent aux époques suivantes : — 364 700 ans ( $\Pi = 90^\circ$ , écart — 4 800 ans) et — 355 600 ans ( $\Pi = 270^\circ$ , écart = — 4 700 ans). Nous avons représenté les



fluctuations de la courbe  $\Pi$  d'une manière spéciale afin de mieux mettre en évidence les coïncidences entre les époques  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$  avec des extrema de la courbe  $\epsilon$ . Aux termes de la théorie, ces coïncidences définissent en effet des états climatiques extrêmes du Globe et il est essentiel ici de les établir avec facilité et précision. C'est pourquoi nous avons placé toutes les époques caractéristiques  $\Pi = 90^\circ$  sur une horizontale supérieure et toutes celles  $\Pi = 270^\circ$  sur une horizontale inférieure. Nous avons joint ensuite ces deux séries de points par des segments de droite dans l'ordre chronologique de leur présentation. Les valeurs caractéristiques  $0^\circ/360^\circ$  et  $180^\circ$  se situent alors sur l'horizontale tirée à mi-distance des horizontales de  $90^\circ$  et de  $270^\circ$ . Ce procédé est légitimé par la quasi-linéarité de la variation de  $\Pi$  dans le temps. Les époques où les valeurs  $0^\circ/360^\circ$  et  $180^\circ$  se produisent sont définies respectivement par l'intersection de cette horizontale avec les segments formant un angle à droite soit  $< 90^\circ$ , soit  $> 90^\circ$ . Le mode de représentation adopté fournit pour les fluctuations  $\Pi$  une série de pointes  $90^\circ$  ou  $270^\circ$ . Un simple coup d'œil permet d'apprécier le degré de coïncidence de ces pointes avec les maxima ou minima de  $\epsilon$  si les deux courbes  $\Pi$  et  $\epsilon$  sont ensuite superposées. Dans la *Figure 6*, cette superposition a été réalisée en faisant coïncider en ordonnées les valeurs à l'origine (1950 PC)  $\epsilon = 23^\circ 27'$  et  $\Pi = 102^\circ$ . Enfin, les époques  $\Pi = 90^\circ$  ont été numérotées 0, 1, 2 ... depuis le dernier passage de  $\Pi$  par  $90^\circ$  (1350 PC). Les numéros des époques  $\Pi = 270^\circ$  sont 0', 1', 2' ... et l'époque 0' correspond à - 11 200 ans.

Les trois courbes  $e$ ,  $\epsilon$  et  $\Pi$  étant ainsi construite, il reste à rechercher les coïncidences entre les courbes  $\epsilon$  et  $\Pi$  qui définissent les extrêmes climatiques, soit de glaciations et d'interglaciations aux hautes latitudes, soit de pluviaux et d'interpluviaux aux latitudes intertropicales. A cette fin, il convient de tenir compte des résultats acquis dans le deuxième chapitre touchant la nécessité de décomposer l'Afrique en diverses grandes régions zonales, chacune ayant eu sa séquence climatique propre au cours de l'évolution du climat d'insolation du Globe.

La recherche de ces coïncidences a fourni les résultats rassemblés au *Tableau XVII* (dépliant *in fine*). Elles sont représentées graphiquement dans la partie B de la *Figure 6*. Il convient de

signaler que des superpositions mal définies entraînent une certaine part de subjectivité dans l'adoption des coïncidences. Dans les cas intermédiaires qui nous rendaient trop perplexes, notre tendance a été de rejeter la coïncidence aux effets climatiques trop douteux.

Insistons donc sur le fait que les séquences paléoclimatiques proposées au *Tableau XVII* et à la *Figure 6* ne donnent qu'une image d'ensemble de l'évolution climatique pléistocène <sup>(1)</sup>. Certaines coïncidences sont d'une exceptionnelle qualité. Ce sont celles-là qu'il faudra tenter de mettre d'abord en concordance avec les faits stratigraphiques les plus nets. Les résultats acquis ouvrent la discussion et fournissent la base de départ indispensable vers les améliorations progressives de la théorie et de l'interprétation des faits. Une seule identification sûre pourra en entraîner d'autres.

Les colonnes(1) et (1') du *Tableau XIII* fournissent les numéros d'ordre des époques caractéristiques  $\Pi = 90^\circ$  et  $\Pi = 270^\circ$  tandis que les colonnes (2) et (2') assignent les dates de ces époques d'après les résultats de VAN WOERKOM. La colonne IV établit la séquence des glaciations de l'Hémisphère nord qui furent aussi les pluviaux à pluies cycloniques de front polaire ayant affecté la partie extrême nord de l'Afrique. La notation symbolique qui désigne ces pluviaux s'explique par un exemple. L'expression PC 5  $\epsilon'_2$  (3) signifie : pluvial cyclonique réalisé au 5<sup>e</sup> passage de  $\Pi = 90^\circ$  (époque — 116 100 ans) en coïncidence avec le minimum  $\epsilon'_2$  de  $\epsilon$ . Ce pluvial correspond à la glaciation WÜRM I. Le nombre entre parenthèses indique l'intensité du pluvial, présumée en fonction de la qualité de la coïncidence (degré 1, 2 ou 3). Dans la *Figure 6*, ligne IV, les hauteurs des rectangles hachurés qui représentent ces pluviaux sont proportionnées au degré d'intensité 1, 2 ou 3 adopté. La colonne IV' du *Tableau XVII* donne la séquence des glaciations antarctiques ( $\epsilon$  minimum,  $\Pi = 270^\circ$ ) qui est aussi celle des pluviaux cycloniques ayant affecté la partie la plus australe de l'Afrique (*Fig. 6*, ligne IV'). La durée moyenne d'une glaciation et du pluvial cyclonique correspondant est égale à celle d'un cycle complet

(1) La communication présentant ce mémoire à l'Académie Royale des Sciences Coloniales (BERNARD, 1959) a été rédigée avant que soit établie la *Figure 6* à partir de critères plus sévères de coïncidences. C'est ce qui explique de légères discordances entre les commentaires de cette communication touchant la chronologie absolue des climats quaternaires et les séquences de la *Figure 6*.

de  $\Pi$  soit 20 000 ans en chiffres ronds. Une glaciation nord commence par exemple pour  $\Pi = 270^\circ$  et se termine à la valeur  $\Pi = 270^\circ$  suivante en atteignant sa phase caractéristique à  $\Pi = 90^\circ$ . Son intensité sera élevée si le creux du minimum  $\epsilon$  est large et profond et si la première valeur  $\Pi = 270^\circ$  tombe déjà nettement dans ce creux (BERNARD, en prép. 1962a).

Les colonnes III et III' donnent les symboles des displuviaux (PD) qui se sont produits respectivement aux latitudes tropicales nord ( $\epsilon$  max,  $\Pi = 270^\circ$ ) et sud ( $\epsilon$  max,  $\Pi = 90^\circ$ ). Quatre degrés d'intensité sont attribués à ces displuviaux selon que l'excentricité est comprise entre 0,0168 et 0,03 (1), 0,03 et 0,04 (2), 0,04 et 0,05 (3) ou est supérieure à 0,05 (4). Un displuvial commence et se termine aux époques  $\Pi = 0^\circ/360^\circ$  ou  $180^\circ$  en se centrant sur des époques  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ . Sa durée moyenne est celle d'une demi-période de  $\Pi$  soit 10 000 ans. Ces displuviaux tropicaux sont représentés aux lignes III et III' de la *Figure 6* par des rectangles noirs de hauteur proportionnée à l'intensité estimée.

Conformément à ce qui a été exposé au Chapitre II (par. 8, p. 97), les displuviaux III des latitudes tropicales sont le prolongement des displuviaux réalisés aux latitudes subéquatoriales nord et équatoriales (colonnes II et I du *Tableau XIII*, lignes II et I de la *Fig. 6*). Ils correspondent à des isopluviaux (PI) aux latitudes subéquatoriales sud (colonne II' et ligne II'). De même, les displuviaux III' peuvent être reportés dans les colonnes ou lignes II' et I mais ils deviennent des isopluviaux aux latitudes subéquatoriales nord (colonne ou ligne II). Dans la *Figure 6*, les isopluviaux sont représentés par des rectangles hachurés de traits horizontaux.

Les coïncidences  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 90^\circ$  aux époques — 453 700 et — 47 500 ans offrent des situations assez particulières qui méritent un examen plus attentif du fait que l'excentricité passait à ces époques par des valeurs voisines de sa valeur actuelle. D'après les formules (42), la quantité  $\Delta(e \sin \Pi)$  étant alors proche de zéro, les accroissements  $\Delta J_e$  et  $\Delta J_s$  restaient voisins de leur valeur actuelle. Cependant, le maximum d'obliquité et l'existence d'un grand interglaciaire antarctique devaient augmenter la pluviosité en proportions des régimes actuels des précipitations. C'est pourquoi nous considérons que ces situa-

tions correspondent à un léger displuvial des latitudes subéquatoriales et tropicales sud et à un isopluvial équatorial. Trois cas de coïncidence  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 90^\circ$  se réalisent enfin pour des valeurs de  $\epsilon$  voisines de zéro (époque — 911 800, — 743 900 et — 377 900 ans). En fonction de ce qui a été dit plus haut (p. 107), ces cas ne peuvent donner lieu à des pluviaux appréciables et nous les avons omis.

Les périodes d'aridification ont été notées A dans la partie droite des colonnes du *Tableau XVII*. En zone extratropicale nord, ces aridifications doivent correspondre aux périodes de grande interglaciation nord ( $\epsilon$  max,  $\Pi = 270^\circ$ ) et en même temps aux displuviaux nord des latitudes tropicales (cf. p. 103). Dans la *Figure 6*, ces périodes arides ont été représentées par des rectangles pointillés situés sous la ligne IV et qui reproduisent les displuviaux de la ligne III. Les aridifications de la zone extratropicale sud s'obtiennent d'une manière analogue (colonne et ligne IV'). En zone tropicale et subéquatoriale nord, les désertifications correspondent aux glaciations nord et aux pluviaux extratropicaux. Il en est de même pour les désertifications tropicales et subéquatoriales sud qui sont corrélatives des pluviaux extratropicaux sud. Pour l'équateur, nous avons seulement tenu compte des désertifications australes et nous avons atténué l'importance de celles-ci en diminuant de moitié la hauteur des rectangles qui les représentent.

### 3. COMMENTAIRES.

Au cours d'une première rédaction de ce mémoire, nous avons projeté d'analyser nos séquences paléoclimatiques, déduites de la théorie, en fonction des séquences observées afin d'établir entre elles les concordances qui ordonneraient l'évolution des faits du Quaternaire africain dans un cadre chronologique absolu. Dès les premières tentatives de mise en concordance, l'ampleur de la tâche projetée, la haute spécialisation des connaissances qu'elle requiert dans un domaine qui nous est fort étranger, le manque de documentation suffisante et l'incertitude des faits eux-mêmes nous ont fait renoncer rapidement à ce projet. C'est pourquoi nous nous contenterons ici de commenter nos séquences paléoclimatiques sous l'angle

des faits climatiques nouveaux qu'elles établissent à priori, laissant aux spécialistes le soin de les discuter et de les mettre en concordance avec leurs propres faits d'observation.

La séquence des glaciations nord (colonne et ligne IV) que nous avons réétablie pour les 600 premiers mille ans (cf. MILANKOVITCH) et prolongée jusqu'à 1 000 000 d'années, nécessite quelques commentaires. Notre méthode des coïncidences attribue au WÜRM II une intensité (1) et en fait une phase glaciaire d'importance mineure. En outre, la période interglaciaire WÜRM II-III a dû connaître un climat encore rigoureux à cause de l'absence complète de coïncidence —  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 270^\circ$  — comme celle ayant suivi le WÜRM I ou celle, excellente, consécutive au WÜRM III et ayant créé l'Optimum climatique. Or, d'après ZEUNER (1950, p. 395) les faits prouvent que l'interstade WÜRM II-III fut froid. Cette conclusion ne se dégage pas de la courbe de radiation de  $65^\circ\text{N}$  alors qu'elle se déduit de suite de la méthode des coïncidences. Cet interstade s'est produit entre — 50 000 et — 54 000 ans lors du maximum  $\epsilon_1$ . Aucune indication d'une période chaude entre — 50 000 et — 26 000 ans n'a encore pu être décelée par le datage au radiocarbone (DE VRIES and WATERBOLK, 1958).

L'évolution climatique avant, pendant et après chacune des phases RISS I et WÜRM III a dû être fort analogue, les courbes  $\epsilon$  et  $\Pi$  de ces périodes offrant des analogies remarquables d'allure, d'intensité et de coïncidence. Une petite glaciation nord de courte durée GN 14  $\epsilon'$ , (1) se produit à l'époque — 323 400 ans, interrompant le grand interglaciaire MINDEL-RISS. Ce fait a été signalé par VAN WOERKOM (1953, p. 155) contre la théorie astronomique. Or, cette glaciation fut d'importance secondaire. En effet, l'examen des courbes  $\Pi$  et  $\epsilon$  montre que la phase climatique antérieure commençant à — 334 400 ans ( $\Pi = 270^\circ$ ) n'a pu conduire à l'extension rapide d'une puissante calotte glaciaire car cette phase coïncide avec un maximum de l'obliquité. Cependant, la courbe de radiation de  $65^\circ\text{N}$  recalculée par VAN WOERKOM manifeste à l'époque — 323 400 ans, un minimum plus important que celui du RISS II et analogue à celui du WÜRM I. La méthode des coïncidences qui envisage plus synthétiquement l'évolution d'ensemble des trois éléments primaires  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$  semble donc fournir un procédé plus sûr que le calcul des courbes

d'insolation pour une seule latitude. Notre méthode conduit aussi à une modification importante dans la séquence classique des neufs phases glaciaires de MILANKOVITCH établie par la courbe d'insolation. En effet, les époques des phases GÜNZ I et II ainsi que MINDEL I et II établies par la méthode des coïncidences ne correspondent pas avec celles assignées par MILANKOVITCH pour ces glaciations. Elles s'accordent mieux avec la nouvelle courbe d'insolation de  $65^{\circ}$  N publiée par VAN WOERKOM. Le minimum de cette courbe situé à — 397 800 ans devient pour nous la phase MINDEL II alors que ce minimum apparaissait comme secondaire dans la courbe de MILANKOVITCH. L'époque — 436 200 ans que cet auteur identifiait au MINDEL II devient le MINDEL I. Le minimum à — 474 000 ans considéré par MILANKOVITCH comme étant le MINDEL I doit correspondre maintenant au GÜNZ II, tandis que l'époque — 516 000 ans qui fournissait un minimum à peine marqué dans la courbe d'insolation de MILANKOVITCH définit une glaciation que nous identifions au GÜNZ I. Par contre, les époques — 586 800 et — 588 300 ans qui caractérisaient pour MILANKOVITCH les deux glaciations de GÜNZ ne réalisent plus assez nettement des coïncidences  $II = 270^{\circ}$ ,  $II = 90$  et  $\epsilon$  minimum pour définir des glaciations acceptables.

L'application de la méthode des coïncidences entre — 1 000 000 et — 600 000 ans permet aussi de situer dans la chronologie quaternaire sept autres glaciations dont les trois plus remarquables ont eu lieu aux époques — 797 900 ans, — 854 700 ans et — 969 200 ans. Ces glaciations sont sans doute identifiables avec les vieilles phases glaciaires appelées DONAU III, II, I, STAUFENBERG et OTTOBREURER par EBERL (cf. ZEUNER 1950, p. 117, MILANKOVITCH, 1941). La nouvelle méthode géochronologique Potassium-Argon a déjà permis de dater un échantillon de tuf volcanique recueilli sur une terrasse d'âge MINDEL II dans la vallée du Rhin (Laacher See). L'âge obtenu est de — 388 000 ans (EVERNDEN, CURTIS, KISTLER, 1957). Or, notre méthode place le MINDEL II à l'époque — 397 800 ans entre — 388 200 ans et — 407 700 ans. L'accord semble donc remarquable. Les applications futures de cette nouvelle méthode géochronologique pourront valider définitivement la théorie astronomique des phases climatiques quaternaires ou l'infirmier

irrévocablement. Remarquons pour l'instant que la confirmation précédente est en contradiction avec l'échelle chronologique absolue du Quaternaire proposée par EMILIANI (1955 et 1958). En extrapolant aux strates profondes les résultats acquis sur les premières strates d'une carotte sous-marine, cet auteur situe toute la séquence GÜNZ, MINDEL, RISS, WÜRM dans un intervalle de 300 000 ans seulement.

La séquence des grandes glaciations qui se sont produites dans l'hémisphère sud au cours du Quaternaire s'obtient de même en recherchant les couples  $\Pi = 90^\circ$  et  $\Pi = 270^\circ$  qui tombent dans un même creux d'obliquité. On trouve ainsi dix-sept glaciations d'intensité variable. Quatre de ces glaciations s'avèrent être d'intensité (3), les autres revêtant une importance plus secondaire. Les époques  $\Pi = 270^\circ$  de ces glaciations sont données au Tableau XVII (colonnes 2' et IV'). On remarquera que certaines glaciations des hémisphères nord et sud sont synchrones. Ainsi, au WÜRM III, les phases d'extension et de stabilisation de la calotte glaciaire nord correspondent respectivement aux phases de stabilisation et de récession de la calotte glaciaire de l'hémisphère opposé. Le déphasage est d'une demi-période de  $\Pi$  soit de 10 000 ans en chiffres ronds. Un tel synchronisme a évidemment pour condition nécessaire l'existence d'un creux suffisamment large dans les fluctuations de l'obliquité, puisque ce synchronisme exige la présence franche, au sein d'un tel creux, de deux valeurs caractéristiques  $\Pi = 90^\circ$ ,  $\Pi = 270^\circ$ . Les affirmations des auteurs touchant le synchronisme parfait de certains faits pléistocènes et notamment des glaciations du Globe ne peuvent prendre rang d'arguments sérieux contre la théorie astronomique que si ces affirmations sont fondées sur une chronologie absolue et précise. En effet, la théorie astronomique définit des phases climatiques courtes et bien localisées dans le temps. Elle ne connaît que synchronisme strict ou asynchronisme selon qu'il y a recouvrement exact des faits dans l'échelle chronologique ou décalage chronologique, parfois de quelques milliers d'années seulement. A cet égard, les objections relatives au synchronisme et qu'on oppose à la théorie astronomique sont loin de se fonder sur des faits chronologiquement précis. Leur incidence sur la théorie est donc nulle dans l'état actuel des faits.

Comme nous l'avons déjà souligné plus haut, les glaciations

nord ou sud ont installé aux latitudes extratropicales de l'Afrique des pluviaux à pluies cycloniques d'une durée moyenne de 20 000 ans et caractérisés par un climat plus humide et plus froid (ligne IV et IV' de la *Figure 6*). A ces pluviaux de front polaire, correspondaient aux latitudes tropicales nord ou sud, les désertifications indiquées par les rectangles pointillés placés en dessous des lignes horizontales III et III' de la *Figure 6*. Inversement, les latitudes extratropicales de l'Afrique ont dû connaître des climats plus arides, à été chaud et à rares pluies d'été, aux époques de displuviaux des latitudes tropicales du même hémisphère. Ainsi, les séquences des phases pluviales et d'aridification données aux lignes IV et III ou aux lignes IV' et III' sont exactement les images inverses l'une de l'autre. Rappelons encore cette conséquence importante pour la vérification de la théorie que les parties extrêmes de l'Afrique ont dû subir des climats humides et froids aux époques de régression océanique et des climats arides à été chaud aux époques de transgression océanique.

Le report des displuviaux tropicaux aux latitudes subéquatoriales et équatoriales ainsi que leur report modifié en isopluviaux à la latitude subéquatoriale opposée entraînent dans les séquences II et II' des associations d'isopluviaux et de displuviaux assez fréquentes. Parfois, l'isopluvial précède le displuvial, parfois il le suit. Les faits de sédimentation et de modifications physicochimiques devant être différents selon qu'il y a isopluvialité ou displuvialité, nous pensons que ces associations peuvent procurer au Quaternariste un repère précieux pour l'identification stratigraphique.

Par le jeu de ces reports, les latitudes équatoriales connaissent aussi des associations par paire de displuviaux formant des phases displuviales d'une durée moyenne de 20 000 ans. Notre représentation par rectangles ne tient pas compte des variations progressives de l'intensité du displuvial. C'est pourquoi elle ignore le passage de  $\Pi$  par  $0^\circ$  ou  $180^\circ$  qui fixe la transition d'un displuvial au suivant. En fait, le displuvial global devrait manifester deux maxima séparés par 10 000 ans d'intervalle.

Les séquences paléoclimatiques ainsi obtenues rendront perplexes bien des Quaternaristes. Nous avons déjà signalé qu'elles n'ont pas un caractère définitif. Obtenues par la méthode des



coïncidences, expéditive mais non quantitative, elles ne prétendent fixer que les traits généraux de l'évolution paléoclimatique. Seul, le calcul 5 000 ans par 5 000 ans des régimes d'insolation des diverses latitudes tropicales pourrait apporter en cette matière la précision souhaitable. Toutefois, il faut observer que les courbes ainsi obtenues ne contribueraient qu'à parachever l'étude des paléoclimats mathématiques ou d'insolation des latitudes tropicales. Il n'existe encore aucune méthode qui, associant quantitativement les variables  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$ , permette par des lois de climatologie physique de prédire le régime des pluies des phases pluviales et interpluviales. Enfin, il convient de souligner que les séquences de la *Figure 6* restent des séquences théoriques, relatives à des zones latitudinales considérées comme homogènes en longitude. Il serait prématuré de chercher à les ajuster en fonction des facteurs climatologiques dissymétriques comme le relief, la forme des Continents et les courants marins. Or, les contrastes climatiques au sein d'une même zone, entre l'Est et l'Ouest africains, sont appréciables.

C'est sans doute là une des raisons qui expliquent pourquoi nos séquences I ou II' ne reproduisent pas avec une évidence immédiate la décomposition classique du Pléistocène de l'Est Africain en quatre grands pluviaux Kaguérien, Kamasien, Kanjérien et Gamblien. A cet égard, les séquences de la *Figure 6* permettent déjà d'affirmer sur des bases objectives que les grandes régions zonales de l'Afrique ont joui d'une évolution paléoclimatique propre et qu'en conclusion, une séquence établie en une région du Continent n'est pas extrapolable à tout autre région zonale trop éloignée. Certes, il peut y avoir un quasi-synchronisme entre des displuviaux de latitudes tropicales opposées lorsqu'un maximum d'obliquité est suffisamment large pour contenir deux passages consécutifs de  $\Pi$  par  $90^\circ$  ou  $270^\circ$  mais la règle n'est pas générale. La *Figure 6* montre bien des alignements en latitude de pluviaux synchrones. Cependant, les séquences propres à chaque zone manifestent des dissemblances, soit dans l'alternance des types de pluviaux, soit par la présence ou l'absence de certaines phases pluviales. Cette conclusion de la théorie justifie la position des auteurs qui insistent sur la stricte valeur régionale des séquences climatiques-stratigraphiques et sur la grande circonspection

requis dans l'étude des corrélations entre différentes régions (cf. MORTELMANS, 1950, 1956a, p. 68 ; 1956b, p. 15 ; DU TOIT, 1947). Cette position fut d'ailleurs celle adoptée par le Troisième Congrès Pan-Africain de Préhistoire (Livingstone, 1955) dans sa résolution n° 1. La difficulté née de la valeur régionale des appellations des pluviaux africains peut être aisément résolue en adoptant le symbolisme astronomique du *Tableau XVII* qui a l'avantage d'être universel et d'être applicable au détail de la phase paléoclimatique.

Parmi les différences les plus marquantes qui apparaissent dans les séquences relatives aux latitudes opposées, nous citerons l'absence de la phase makalienne nord aux latitudes tropicales sud. Le dernier displuvial astronomique certain de ces latitudes est antérieur de 40 000 ans au Makalien. Remarquons aussi qu'après avoir connu entre — 500 000 et — 400 000 ans, un grand pluvial au sens classique formé d'une triade de displuviaux, les latitudes tropicales sud ont subi une longue désertification de 100 000 ans de durée. Celle-ci est absente des latitudes subéquatoriales et équatoriales par la présence de deux displuviaux nord. Le cas inverse se produit pour la désertification des latitudes tropicales nord entre — 500 000 et — 400 000 ans.

Une autre conclusion remarquable qui se dégage de nos séquences est relative à la différence notable entre les durées totalisées des pluviaux et des interpluviaux africains. Dans les régions tropicales, les phases displuviales couvrent à peine 120 000 ans sur le million d'années considéré. Aux latitudes plus équatoriales, displuviaux et isopluviaux en représentent environ 250 000 ans, soit le quart. Il en résulte que les périodes pluviales constituent des événements assez exceptionnels de l'Ere quaternaire et que les climats allant de la semi-aridité jusqu'à la désertification intense ont réalisé l'état le plus normal pour la majeure partie de l'Afrique. L'importance comparée des dépôts arides et des dépôts humides dans la stratigraphie pléistocène de l'Afrique ainsi que les nombreuses redistributions des sables quaternaires confirment ce point de vue. On notera d'ailleurs que de longues périodes d'aridification de l'ordre de 100 000 ans et plus caractérisent à diverses reprises les séquences climatiques des latitudes extratropicales ou tropicales.

Dans le même ordre d'idées, on peut avoir la curiosité de

rechercher quelles époques quaternaires connurent une distribution des climats du Globe semblable à celle d'aujourd'hui. On peut répondre que jamais au cours du Pléistocène, deux distributions climatiques ne se retrouvèrent exactement semblables entre-elles puisque dans un système d'axes cartésiens  $\Pi$ ,  $\epsilon$  et  $e$ , la courbe d'évolution ( $\Pi$ ,  $\epsilon$ ,  $e$ ) ne s'est jamais rigoureusement recoupée. Cependant, en étant moins strict et en se contentant de retrouver des analogies d'évolution, on peut dire que les époques — 150 000, — 364 000, — 660 000 et — 776 000 ans durent être assez comparables à la nôtre. Quant à l'évolution climatique du Globe au cours des prochains 30 000 ans, les résultats de PILGRIM (1904) sur les variations futures de  $\Pi$ ,  $e$  et  $\epsilon$ , reproduits par MILANKOVITCH (1920, p. 226), permettent de prédire les faits suivants. L'obliquité  $\epsilon$  est actuellement décroissante vers son prochain minimum qui sera atteint à  $22^{\circ}32'$  dans 10 000 ans, en bonne coïncidence avec un passage de  $\Pi$  par  $270^{\circ}$  dans 9 500 ans. Cette coïncidence entraînera alors une glaciation antarctique et une aridification de l'Afrique centrale et australe. Dans 18 700 ans, l'élément  $\Pi$  passera à nouveau par  $90^{\circ}$  tandis que  $\epsilon$  gardera une valeur encore faible de  $23^{\circ}05'$ . Il en résultera la prochaine glaciation de l'hémisphère nord. Le passage suivant de  $\Pi$  par  $270^{\circ}$  à l'époque + 26 000 ans, en coïncidence avec un maximum appréciable de  $\epsilon$ , provoquera un interglaciaire à optimum climatique nord et à displuvial tropical nord. Durant toute cette période, l'excentricité restera très faible et passera par un minimum de 0,0044 dans 25 000 ans.

\* \* \*

Les séquences proposées soulèveront sans doute de nombreux problèmes de mise en concordance avec les faits bien établis par les géologues et les préhistoriens du Quaternaire africain. L'identification des phases climatiques de la *Fig. 6* avec les données stratigraphiques requièrera toute la sagacité des Quaternaristes car nous réalisons combien peut être déroutant le contraste entre la précision des séquences théoriques déduites à priori au détail de la phase et l'aspect souvent flou ou lacunaire des témoignages paléoclimatiques qui se dégagent des faits. A cet égard, la complexité de nos séquences théoriques pourra

surprendre de nombreux spécialistes habitués à l'emploi des séquences encore partielles et simplifiées que la bibliographie leur propose. On est fondé de croire qu'avec les progrès des observations stratigraphiques, la complexité des séquences observées, en des lieux variés et pour diverses époques, ne pourra qu'augmenter.

Parmi les problèmes ou difficultés à résoudre dans le cadre théorique fixé par nos résultats, nous citerons les suivants. Il conviendra d'abord de rechercher si la limite Plio-Pléistocène telle que définie par le Congrès Géologique de Londres (1948) est postérieure à un million d'années et dans l'affirmative, d'assigner la position de cette limite dans les séquences proposées <sup>(1)</sup>. Rappelons que la limite adoptée correspond à la formation de faciès marin du Calabrien, équivalente de la formation de faciès continental du Villafranchien. Or, le mandat de la commission de définition stipule que la limite soit placée à l'horizon qui fournit la première indication d'un refroidissement du climat méditerranéen, constaté dans la faune marine (cf. *Congrès Géologique International*, Alger 1954). Comme le Calabrien est caractérisé par une transgression marine, donc par un réchauffement au sens de notre théorie ( $\epsilon$  maximum), la définition soulève une difficulté. A l'autre bout du Quaternaire, l'existence reconnue par LEAKEY de deux maxima de pluviosité au pluvial Makalien pose un autre problème (cf. COLE 1954, p. 45). Il en est de même de l'existence de la phase nakurienne mais qui est séparée du Makalien II par une phase sèche dont l'explication semble échapper à la théorie. Des datages au  $C_{14}$  contribueraient à éclairer la question.

Le problème des variations eustatiques du niveau de l'Océan en fonction des phases glaciaires et interglaciaires prédites par la théorie reste aussi à étudier avec la précision capable d'assigner l'âge des principales transgressions et régressions océaniques au Quaternaire. La simple superposition des lignes IV et IV' de la *Figure 6* avec sommation en ordonnées des rectangles de glaciation fournit déjà à cet égard quelques utiles précisions touchant les régressions. La considération complémentaire de

(1) Dans la négative, comme la note infrapaginale de la p. 175 le laisse présumer, il conviendrait de prolonger les calculs et la recherche des séquences dans l'intervalle —  $1.10^6$  à —  $2.10^6$  années.

la courbe  $\epsilon$  et de ses maxima apporte les informations requises sur les transgressions. Ces premières indications laissent prévoir que les oscillations eustatiques ont dû être nombreuses et parfois très rapides. Mais la solution vraiment pratique du problème de ces oscillations doit être engagée dans la voie quantitative. A cet égard, des études préalables devront être entreprises sur l'intensité des glaciations et des interglaciaires et sur les masses d'eau fixées ou libérées par les calottes glaciaires arctiques et antarctiques en fonction de ces intensités. Les progrès ainsi réalisés permettront de mieux comprendre la part revenant aux variations absolues d'altitude dans le problème des terrasses côtières.

Bien d'autres problèmes restent à résoudre entièrement ou à approfondir. Citons par exemple l'étude quantitative de la paléopluviométrie de l'Afrique quaternaire en fonction des lois de la climatologie physique, l'étude corrélatrice du débit des grands cours d'eau et des terrasses fluviales, les recherches touchant la glaciologie physique, celles relatives aux conditions de formation des paléosols et surtout, les études sur la signification climatique exacte des couches stratigraphiques pléistocènes. Cette dernière question nous paraît prioritaire afin que le meilleur parti soit tiré des séquences climatiques proposées en vue d'ordonner chronologiquement les faits du Quaternaire. Comme exemple de telles études, citons le cas des varves lacustres. Le comptage de ces varves devra tenir compte de l'existence de displuviaux à régime climatique tropical dans des régions qui jouissent actuellement du régime équatorial à double périodicité. Une difficulté relative à ce comptage a été soulevée par NILSSON (1931, p. 306) à propos de sédiments pléistocènes de l'Est Africain.

L'énoncé de ces problèmes montre que ce mémoire n'apporte encore qu'un schéma de solution au problème très complexe et aux aspects très diversifiés des pluviaux et des interpluviaux africains.

#### 4. CONCLUSIONS.

1. L'application à la zone tropicale de la théorie astronomique des climats quaternaires conduit à certifier que les régimes d'insolation des latitudes intertropicales ont subi d'importantes variations au cours du dernier million d'années, sous l'effet

des variations séculaires de  $e$ ,  $\epsilon$  et  $\Pi$ , éléments qui déterminent le climat mathématique des latitudes. Ces importantes variations constituent une base quantitative solide pour l'explication des pluviaux et des interpluviaux du Quaternaire africain étant donné le lien étroit qui existe en régions tropicales entre le régime de l'insolation et le régime des pluies.

2. L'analyse causale de ce lien insolation-précipitations établit qu'en Afrique tropicale, les pluies les plus intenses sont engendrées lorsque le cycle hydrologique externe Océan-Continent et le cycle interne ou régional de précipitations-réévaporation sont intensifiés simultanément au maximum. Ce fait correspond pour le premier cycle au flux maximum de la vapeur d'eau évaporée par les Océans et transportée vers le Continent par l'appel d'air de mousson. Ceci implique d'abord des Océans chauds à plus haute évaporation, c'est-à-dire des états d'interglaciation aux hautes latitudes qui correspondent aux époques où l'obliquité  $\epsilon$  est maximée. D'autre part, l'appel d'air océanique humide au-dessus du Continent et le cycle interne régional sont les plus actifs lorsque le contraste thermique Océan-Continent est le plus marqué et lorsque de hautes températures au sol favorisent la formation des pluies orageuses par convection thermique. La théorie complète du régime thermique d'un lieu continental précise quantitativement ce lien essentiel insolation-température. Elle montre qu'aux époques de forte excentricité où le solstice d'été de l'hémisphère envisagé passait au périhélie, un excès important de l'insolation estivale provoquait des effets thermiques appréciables. Ces conditions ( $e$  maximé,  $\Pi = 270^\circ$  dans l'H.N.,  $\Pi = 90^\circ$  dans l'H.S.) achèvent de définir avec la condition  $\epsilon$  maximum les époques des hautes pluviosités estivales.

3. Dans la théorie astronomique des paléoclimats tropicaux, un pluvial apparaît comme un événement climatique bien net et de durée relativement courte (10 000 ans). Un pluvial astronomique est identifiable à une phase de pluviosité maximale des grands pluviaux des géologues. Ces pluviaux *sensu lato* doivent correspondre à l'ensemble de plusieurs pluviaux astronomiques assez rapprochés et non séparés par de longues ou d'intenses phases de désertification.

4. La théorie astronomique d'un pluvial tropical oblige à distinguer deux types très différents de pluvial : le *displuvial* à climat plus tropical et à très fortes pluies d'été dans l'hémisphère dont l'été coïncide avec le passage de la Terre à sa plus faible distance du Soleil et l'*isopluvial* dans l'hémisphère opposé, l'équateur d'isopluvialité étant rejeté d'autant plus loin de l'équateur que l'excentricité est plus élevée. Les contrastes climatiques importants entre un displuvial et un isopluvial doivent être caractérisés par des empreintes stratigraphiques bien différenciées puisque les conditions physico-chimiques de la pédogénèse, les conditions de la sédimentation et de l'érosion, les conditions phytogéographiques enfin ont dû être très dissimilaires.

5. Les périodes d'aridification s'expliquent dans la théorie astronomique par le passage ou l'approche des zones désertiques tropicales au cours du balancement en latitude que subissent les zones climatiques du Globe sous l'effet du balancement des climats d'insolation et des glaciations ou interglaciations, pluviaux ou interpluviaux que ce balancement provoque. Les périodes de plus forte aridification ont lieu aux époques de glaciation (« minimum ») qui sont aussi les époques où les océans tropicaux sont les moins chauds et alimentent le moins en vapeur d'eau le cycle externe des pluies Océan – Continent. Ces phases de désertification intense sont corrélatives des états de grande glaciation dans l'hémisphère correspondant. Elles ont une durée d'environ 20 000 ans.

6. Les conclusions qui précèdent entraînent un point de vue nouveau pour l'interprétation des faits du Quaternaire africain et spécialement de sa stratigraphie. Les séquences paléoclimatiques régionales déduites de la théorie (*Fig. 6*) n'offrent pas les quelques grandes alternances de pluviaux et d'interpluviaux évoluant lentement et avec continuité au cours de tout le Pléistocène selon l'idée que l'on se fait généralement de l'évolution des faits quaternaires à partir des théories paléoclimatiques habituelles. Nos séquences manifestent au contraire une suite de « niveaux » assez nombreux et se produisant au hasard des coïncidences *II*, *ε* et *e*, d'une manière brusque, presque discontinue quand on les envisage dans toute l'échelle des temps qua-

ternaires. Cette conclusion semble bien en accord avec les faits stratigraphiques. La distribution de ceux-ci dans les coupes géologiques obéit le plus souvent à une sorte de « quantification », avec transition rapide d'un niveau à l'autre. Les théories habituelles qui admettent quelques pulsations lentes et continues des climats au cours de tout le Quaternaire sont impuissantes à retrouver cette « quantification » des faits stratigraphiques.

7. Les situations paléoclimatiques extrêmes qu'ont connues au Quaternaire les grandes zones latitudinales du Globe correspondent à des systèmes de valeurs extrêmes des éléments  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$  mais différents d'une zone à l'autre. Ainsi, une grande glaciation nord est provoquée par le système  $\epsilon$  minimum,  $\Pi = 90^\circ$ ; un displuvial nord résulte du système opposé  $\epsilon$  maximum  $\Pi = 270^\circ$ . Il n'y a pas à proprement parler de corrélation *directe* de cause à effet entre les climats des latitudes polaires et tropicales au sens des anciennes interprétations des pluviaux : glaciation = refroidissement = humidification et circulation atmosphérique intensifiée = pluvial. Chaque grande zone climatique tropicale procède d'une causalité directe qui lui est propre et que lui impose son régime d'insolation. Mais la causalité indirecte et première qui est purement astronomique est aussi commune au Globe entier. Elle détermine le système des climats et établit des *concomitances* dans la réalisation de situations extrêmes des paléoclimats régionaux. Cependant, l'état climatique des hautes latitudes détermine celui des latitudes tropicales par l'influence intermédiaire que cet état exerce sur la température, la circulation et l'évaporation des océans tropicaux.

La question si souvent débattue des corrélations entre glaciations et pluviaux est tranchée nettement par la théorie. Les pluviaux intertropicaux à pluies de convection correspondent aux interglaciations; les pluviaux extratropicaux à pluies cycloniques ainsi que les phases de désertification en régions intertropicales sont corrélatifs des glaciations.

8. Chaque région de l'Afrique a connu au cours du Quaternaire une séquence paléoclimatique propre : 1° parce que la théorie astronomique oblige à décomposer zonalement le Continent, 2° à cause des influences importantes des facteurs



du climat (continentalité, courants marins, relief, contraste Est-Ouest de ces facteurs) qui provoquent des distorsions dans la zonation climatique idéale et qui divise l'Afrique en régions climatiques naturelles. Ces régions, telles que délimitées par la classification de KÖPPEN par exemple, ont glissé sans cesse à la surface du Continent en subissant des variations continues de forme et de position au cours du dernier million d'années. Ces variations ont obéi dans l'ensemble à un balancement de part et d'autre de l'Équateur s'exerçant avec une périodicité de 20 500 ans.

9. L'étude de trois applications de la théorie — oscillations séculaires des niveaux lacustres, variations séculaires des glaciers africains de montagne, évolution phytogéographique du Continent africain — conduit aux conclusions suivantes.

1° L'installation d'un displuvial à la latitude du lac considéré réalise les conditions optimales de son développement.

2° les conditions optimales d'extension glaciaire correspondent cette fois au passage d'un isopluvial sur la latitude  $\varphi_g$  du glacier, c'est-à-dire au système de conditions :  $\epsilon$  maximum,  $\varphi_g = \varphi_g$ . Les époques du dernier maximum d'extension glaciaire sont — 5 500 ans pour le Ruwenzori, — 6 200 ans pour le mont Kenya et — 10 000 ans pour le Kilimanjaro.

3° Les zones phytogéographiques du Continent africain subissent un balancement séculaire sous l'effet du balancement inducteur des zones climatiques. Aux époques —  $\epsilon$  maximum,  $\Pi = 270^\circ$  — par exemple, le rejet dans l'hémisphère sud de l'isopluvial déplace en même temps la bande des climats Af (classification de KÖPPEN) qui caractérise la zone forestière ombrophile. L'existence d'un displuvial dans l'hémisphère nord y étend alors considérablement la bande forestière limitrophe à climat de mousson Am. La dernière phase climatique quaternaire, centrée sur l'époque — 11.200 ans, correspond à ce cas. La mise en place actuelle de la forêt équatoriale se serait ainsi réalisée par la pénétration du sud vers l'Équateur des espèces ombrophiles au sein de la forêt tropophile nord progressivement amenuisée dans son extension et modifiée dans sa composition floristique ;

10. Les variations séculaires périodiques des causes astronomiques  $\epsilon$ ,  $I$  et  $e$  entraînent en conjuguant leurs effets des fluctuations paléoclimatiques apériodiques. Envisagées dans l'échelle des temps géologiques, celles-ci apparaissent comme des phases modulatrices de la ligne générale d'évolution suivie par le climat terrestre au cours d'un âge glaciaire comme le Quaternaire. L'installation d'un tel âge glaciaire procède de causes nouvelles, à évolution lente et régulière, mais dont les effets climatiques finissent par devenir importants au cours des millions d'années. Les bilans énergétiques comparés des Océans et des Continents montrent que l'économie thermique déficitaire de ces derniers est due à leur surélévation moyenne de 875 m. Cette surélévation diminue la pression moyenne de la vapeur d'eau dans l'atmosphère au-dessus des Continents et réduit ainsi l'efficacité de l'effet de serre dans l'atmosphère continentale. L'augmentation de l'altitude moyenne des Continents ouvre la fenêtre par où s'échappe vers l'espace le rayonnement thermique des aires continentales. Les calculs justifient ainsi la théorie orographique d'un âge glaciaire.

11. Notre interprétation des pluviaux et des interpluviaux du Quaternaire africain, dans le cadre de la théorie astronomique, offre une méthode déductive des séquences paléoclimatiques qui assigne une chronologie absolue aux événements de ces séquences. Plus les faits stratigraphiques trouveront leur cause essentielle dans ces événements climatiques, plus il importera que la méthode géologique et la nouvelle méthode climatique conjuguent leurs résultats vers une connaissance meilleure du Quaternaire africain. La méthode géologique induit les faits climatiques locaux à partir des faits stratigraphiques observés et cherche à établir les raccords de proche en proche entre les faits stratigraphiques régionaux. La méthode climatique proposée déduit à priori ces faits climatiques d'une manière générale, pour les principales zones du Globe. Cette déduction repose sur les faits certains de la mécanique céleste et sur les lois de la climatologie physique déjà exprimables sous forme semi-rationnelle. La méthode climatique offre ainsi le cadre général et synthétique pour l'insertion des faits stratigraphiques. Elle réalise d'office les concordances chronologiques entre ces faits.

La méfiance des quaternaristes vis-à-vis de la méthode climato-stratigraphique, méfiance affirmée dans une résolution du III<sup>e</sup> Congrès de Livingstone, reste fondée tant que cette méthode consiste à induire les faits climatiques à partir des faits stratigraphiques et à extrapoler ces faits climatiques à de trop vastes régions. Cette méfiance est moins justifiable vis-à-vis de la nouvelle méthode climatique déductive puisque celle-ci et la méthode géologique apparaissent comme complémentaires, les progrès de l'une devant aider aux progrès de l'autre.

12. Deux conclusions pratiques se dégagent de ces considérations. Il faudra s'attacher principalement à préciser les connaissances sur la signification climatique exacte des niveaux stratigraphiques, en faisant appel notamment aux enseignements de la pédogénèse telle qu'elle se réalise actuellement sous l'effet des divers climats africains. L'emploi d'autres méthodes chronologiques absolues (C<sub>14</sub>, Argon-Potassium...) devra être développé afin que des identifications certaines soient obtenues entre les faits stratigraphiques et les événements climatiques proposés <sup>(1)</sup>.

\* \* \*

Basée sur la théorie astronomique et les climats d'insolation, développée dans ses traits essentiels par des considérations élémentaires mais objectives de climatologie physique, validée par une convergence encourageante de preuves, la théorie des climats quaternaires africains que nous proposons offre une première synthèse pouvant servir utilement de base de départ pour les travaux des quaternaristes africains.

Pour nous, les résultats acquis dans ce mémoire confirment la validité de la théorie astronomique des glaciations. Il n'y a en effet ni théorie des glaciations, ni théorie des pluviaux à envisager à part. Il y a seulement la théorie astronomique des climats quaternaires du Globe. Celle-ci s'avère être une théorie consistante et de grande portée pratique à condition de lui consacrer toute l'attention et tous les efforts qu'elle mérite. Ni dans son point de départ, ni dans son développement, ni

<sup>(1)</sup> L'auteur serait reconnaissant au lecteur en mesure d'identifier certains faits stratigraphiques à des phases climatiques de la *Fig. 6*, de lui faire part de telles suggestions d'identification.

dans la complexité de ses résultats, cette théorie n'offre la facilité séduisante d'autres théories. Bridant moins l'imagination, mieux adaptables aussi aux conceptions personnelles, ces théories jouissent d'une incontestable faveur. Les progrès futurs permettront de décider si les causes astronomiques ont été déterminantes ou non des phases climatiques quaternaires et si les causes invoquées par les autres théories ont eu des effets appréciables ou négligeables dans l'évolution de ces phases. Au stade actuel des connaissances, le problème reste posé. Mais dès à présent, nous considérons comme établi que les causes astronomiques ont eu des effets importants qu'on ne peut plus écarter ou sous-estimer.

## RÉSUMÉ

L'économie thermique du Globe est contrôlée aux diverses latitudes par le bilan entre les gains et les pertes d'énergie du système surface terrestre—atmosphère. Au cours d'une année moyenne, ce bilan doit être pratiquement nul, l'équilibre thermique terrestre et les climats qui en résultent ne subissant que d'insensibles variations en moyenne annuelle.

A une latitude donnée, les gains d'énergie ont pour source le rayonnement solaire  $I$  incident sur le système (insolation) et la chaleur d'advection méridienne  $Q_a$  convoyée dans les courants atmosphériques et marins. Les déperditions d'énergie résultent du rayonnement thermique planétaire  $N^*$  émis vers l'espace par le système et de la partie  $a^*I$  de l'insolation qui est réfléchie vers l'espace,  $a^*$  mesurant le pouvoir réflecteur du système (albédo planétaire).

Une analyse antérieure du rayonnement thermique et de l'albédo planétaires à une latitude donnée a permis d'exprimer ces deux quantités en fonction de leurs causes respectives : température  $T_s$  de la surface du substrat terrestre et nébulosité  $n$  d'une part, albédo propre  $a_s$  de cette surface et nébulosité  $n$  d'autre part. L'équation du bilan énergétique de la latitude, développée en tenant compte des expressions de  $N^*$  et de  $a^*$  ainsi trouvées, fournit le lien fondamental entre la température  $T_s$  du parallèle et ses causes variables au cours de l'évolution géologique à savoir : l'insolation, l'albédo du substrat, la nébulosité et la chaleur d'advection. Il est dès lors facile de montrer que l'effet thermique propre  $(dT_s)_{I_e}$  que provoque sur  $T_s$  une variation  $dI_e$  de l'insolation du semestre chaud du parallèle considéré s'avère plus de deux fois supérieur à celui calculé par MILANKOVITCH en 1930 à partir d'approximations que les progrès de la climatologie physique ont rendu aujourd'hui caduques. On trouve notamment qu'aux latitudes de  $50^\circ$  à  $80^\circ$  N, cet effet thermique est de  $\pm 2,2^\circ\text{C}$  pour une variation de  $\pm 1\%$  de la valeur actuelle de  $I_e$ . Or, au cours du Quaternaire, l'insolation estivale  $I_e$  des hautes latitudes était déficitaire à

certaines époques de 3 à 5 % sur l'insolation actuelle, par le jeu des variations séculaires des éléments de l'orbite qui contrôlent cette insolation : l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre ou l'obliquité  $\epsilon$ , l'excentricité  $e$  de l'orbite terrestre et la position  $\Pi$  du périhélie par rapport au point vernal correspondant (*Fig. 1*) De telles variations de l'insolation estivale provoquaient donc aux hautes latitudes des effets thermiques propres variant entre  $-6$  et  $-11^{\circ}\text{C}$ . L'importance de ces effets suffit à expliquer la genèse des énormes calottes glaciaires du Quaternaire.

Alors qu'aux hautes latitudes nord, l'évolution climatique quaternaire s'est manifestée par des successions de phases de glaciation et d'interglaciation, cette évolution s'est caractérisée aux latitudes tropicales par des alternances de phases pluviales et interpluviales particulièrement bien décelées en Afrique, le continent tropical par excellence.

Cette validation nouvelle de la théorie astronomique des glaciations quaternaires incite naturellement à rechercher l'explication de ces alternances dans le cadre de cette théorie et à la lumière des lois quantitatives de la climatologie physique.

La théorie des pluviaux et des interpluviaux africains qui fait l'objet de ce mémoire tient dans un complexe de causes et d'effets dont la structure peut être schématisée comme suit (*Fig. 5*).

En régions tropicales, le régime pluviométrique est la conséquence de l'activité de deux cycles hydrologiques qui conjuguent leurs effets. Le premier consiste en un cycle externe Océan-Continent. Son activité est mesurée par le flux de la vapeur d'eau d'abord évaporée par les Océans et qui est transportée ensuite au-dessus du Continent par les grands courants dynamiques de mousson. Ce flux de vapeur d'eau alimente un second cycle interne ou régional de précipitations-réévaporation, cycle dont l'activité est souvent largement prépondérante en régions tropicales continentales. Cette activité est mesurée ici par l'évapo-transpiration qui alimente un flux vertical de vapeur d'eau entraînée dans des courants ascendants de convection. Ceux-ci engendrent les gros cumulo-nimbus générateurs des averses orageuses tropicales. Or, c'est la distribution en latitude du régime d'insolation au-dessus des Océans et du Continent qui régit l'intensité des courants de mousson dus au contraste thermique Océan-Continent tandis que le régime d'insolation

de la région considérée contrôle étroitement l'activité du cycle interne local par l'intermédiaire du régime thermique. On sait que le schéma classique proposé par DE MARTONNE explique la variation en latitude des régimes pluviométriques tropicaux par le mouvement annuel de la hauteur méridienne du Soleil. Ce schéma n'est que la traduction intuitive de cette dépendance étroite qui existe sous les tropiques entre régime d'insolation et régime pluviométrique. Retenons de cette analyse que les conditions les plus propices à réaliser de fortes précipitations orageuses en régions tropicales sont : 1<sup>o</sup> un flux de vapeur d'eau Océan-Continent bien nourri par une vitesse plus élevée de l'évaporation océanique, ce qui requiert des Océans plus chauds, 2<sup>o</sup> une insolation élevée qui active l'appel d'air océanique humide au-dessus du Continent surchauffé et qui facilite la formation des pluies d'orages. Dès lors, la théorie astronomique des pluviaux et des interpluviaux du Quaternaire en régions tropicales doit consister à rechercher la réponse à plusieurs questions essentielles. 1<sup>o</sup> Quelles sont les causes astronomiques susceptibles de faire varier séculairement la température des Océans tropicaux et partant leur évaporation ? Quelle est en outre l'importance des variations ainsi induites de la température et de l'évaporation océaniques ? 2<sup>o</sup> Quelles sont les expressions générales qui permettent de calculer les variations séculaires du régime d'insolation des latitudes tropicales. 3<sup>o</sup> Quelles sont les influences de ces variations sur le régime thermique d'un lieu continental ?

## I

La première partie du mémoire répond à la seconde question. Elle établit la théorie des variations séculaires du régime d'insolation des latitudes tropicales, fondement de tous les raisonnements climatologiques ultérieurs. L'objectif principal de cette partie est de calculer les courbes qui décrivent la marche annuelle de l'insolation journalière des latitudes de 30° N à 30° S, pour les époques quaternaires les plus caractéristiques. Celles-ci où les variations des régimes d'insolation furent les plus grandes par rapport aux régimes actuels, correspondent au passage de  $\Pi$  par 90° et 270°. Dans le premier cas, le périhélie se confondait avec le solstice d'hiver ; dans le second cas, il coïncidait avec le solstice d'été. La loi selon laquelle le rayonnement

varie en proportion inverse du carré de la distance à la source introduit dans l'insolation journalière solsticielle un facteur  $1 - 2e$  ou  $1 + 2e$  selon que le solstice se produit à l'aphélie ou au périhélie. Comme l'excentricité  $e$  a atteint la valeur 0,053 au Quaternaire, l'écart maxima des insolutions d'un même jour solsticiel d'une latitude donnée a été de 21% de l'insolation moyenne. Dans sa théorie astronomique des glaciations de l'hémisphère nord, MILANKOVITCH a pu considérer seulement les insolutions globales des semestres calorifiques et leurs variations séculaires. Ces quantités ne suffisent plus s'il s'agit de comprendre pleinement l'évolution séculaire des régimes d'insolation tropicaux et de déduire les régimes thermiques et pluviométriques qu'ils entraînent. La double périodicité des régimes d'insolation aux latitudes équatoriales d'une part, la haute sensibilité des régimes thermiques et pluviométriques aux légères variations de l'allure des régimes d'insolation d'autre part, exigent de fonder les interprétations des périodes pluviales sur la connaissance de la courbe entière des régimes d'insolation.

Un tracé suffisamment précis de ces courbes est possible si l'on connaît : 1° les insolutions journalières  $J_p$ ,  $J_e$ ,  $J_a$ ,  $J_h$  aux quatre époques caractéristiques de l'année que constituent l'équinoxe de printemps  $E_p$ , le solstice d'été  $S_e$ , l'équinoxe d'automne  $E_a$  et le solstice d'hiver  $S_h$ , 2° les durées des semestres astronomiques  $E_aE_p$  et  $E_pE_a$  que les solstices divisent en deux saisons égales lorsque  $\Pi$  vaut 90 ou 270°, 3° l'insolation journalière moyenne  $\bar{J}$  du régime d'insolation qui situe dans le système d'axes temps-insolation la droite autour de laquelle l'insolation journalière oscille au cours de l'année.

La première étape à franchir dans l'élaboration de la théorie est de rechercher les expressions générales qui traduisent ces 7 quantités en fonction des valeurs  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$  prises par les éléments de l'orbite terrestre à une époque quaternaire quelconque.

Pour la pratique des calculs, il est commode d'établir aussi les variations de ces quantités  $\Delta X = X - X_0$  par rapport à l'époque actuelle. Les formules nouvelles (42), (59) et (61) atteignent l'objectif assigné. Ces formules permettent de montrer par quelques exemples numériques l'importance insoupçonnée des variations quaternaires des régimes d'insolation en zone tropicale. Ces variations furent particulièrement élevées par



rapport à l'époque-origine (année 1800 où  $\Pi_0$  vaut  $99^{\circ}30'$ , le périhélie étant voisin du solstice d'hiver) lorsque l'excentricité  $e$  étant forte,  $\Pi$  passait par  $270^{\circ}$  (périhélie au solstice d'été). Par exemple, aux époques quaternaires où  $e$  atteignait 0,05 pour  $\Pi = 270^{\circ}$ , l'insolation journalière du solstice d'été de la latitude  $20^{\circ}$  N était supérieure de 13,7% à sa valeur actuelle.

Cette première partie astronomique se termine par un rappel de la définition de l'équateur calorifique de MILANKOVITCH, parallèle  $\varphi_e$  où s'évanouit le contraste d'insolation entre les semestres calorifiques d'été et d'hiver. Ce parallèle a oscillé au cours du Quaternaire entre les latitudes extrêmes de  $\pm 10^{\circ}45'$ . Il subit un balancement de part et d'autre de l'Équateur de période égale à celle de  $\Pi$ , soit à 20.600 ans en moyenne. L'équateur calorifique est rejeté respectivement dans l'hémisphère sud ou dans l'hémisphère nord selon que  $\Pi$  vaut  $270$  ou  $90^{\circ}$ . Un autre parallèle particulier  $\varphi_i$ , appelé l'équateur d'insolation est considéré. Il est défini par la relation  $J_e = J_i$ . Il est toujours très voisin de  $\varphi_e$ . La courbe de son régime d'insolation déroule symétriquement sa double oscillation annuelle autour de la moyenne  $\bar{J}$ , avec une amplitude très faible, aux époques où  $\Pi$  vaut  $90$  ou  $270^{\circ}$ .

## II

La partie climatologique du mémoire débute par l'analyse des variations que subissent les régimes d'insolation des latitudes  $30^{\circ}$  N à  $30^{\circ}$  S au cours d'une période complète de variation de  $\Pi$  où cet élément passe successivement par ses valeurs caractéristiques  $270^{\circ}$ ,  $0^{\circ}/360^{\circ}$ ,  $90^{\circ}$ ,  $180^{\circ}$  et  $270^{\circ}$ . L'étude est accomplie pour deux périodes d'évolution de  $\Pi$  choisies dans l'échelle quaternaire de telle manière que, pour la première période, de — 599 400 à — 577 700 ans, l'excentricité était élevée ( $e = 0,05$ ) tandis que pour la seconde période considérée, entre — 369 500 et — 355 600 ans, l'excentricité restait voisine de zéro. Les 70 régimes d'insolation ainsi calculés permettent de saisir intuitivement les faits essentiels touchant l'évolution du climat solaire des latitudes tropicales au cours d'une période d'oscillation de  $\Pi$ .

Ces faits peuvent être résumés comme suit. Au cours de l'évolution de  $\Pi$ , la position latitudinale  $\varphi_e$  de l'équateur calo-

rifique balance de part et d'autre de l'équateur géographique avec la période de  $II$  (20 600 ans en moyenne). Dans ce balancement, les positions extrêmes nord et sud de  $\varphi_e$  correspondent respectivement aux passages de  $II$  par  $90^\circ$  et  $270^\circ$ . L'amplitude du balancement croît avec l'excentricité  $e$ . Il atteint environ  $10^\circ$  de part et d'autre de l'Équateur lorsque  $e$  s'élève à 0,05. Au cours de son balancement, l'équateur calorifique joue le rôle d'un parallèle de référence des régimes d'insolation des latitudes. Dans son glissement à la surface du Globe, il entraîne avec lui le système de ces régimes en les déformant quelque peu. Pour fixer les idées intuitivement, on peut dire que le régime d'insolation dont jouit une latitude  $\varphi$  à une époque quaternaire où  $II$  vaut  $270^\circ$  ou  $90^\circ$  a l'allure du régime qui caractérise de nos jours la latitude  $\varphi - (\varphi_e - \varphi_{e,0})$ . C'est ainsi qu'à l'époque - 599 500 ans ( $II = 270^\circ$ ),  $\varphi_e$  occupait la latitude de  $-9^\circ 17'$  contre  $\varphi_{e,0} = +3^\circ 02'$  à l'époque actuelle. Le régime d'insolation de l'Équateur était donc comparable à cette époque à celui que connaît actuellement la latitude  $0^\circ - (-9^\circ 17' - 3^\circ 02') = +12^\circ 19'$ . La *Fig 3* rend compte intuitivement de ce fait et met bien en évidence le glissement de  $10^\circ$  environ vers le sud de la distribution actuelle des régimes d'insolation des latitudes  $+30^\circ$  N à  $30^\circ$  S, à l'époque - 599 500 ans.

Des glissements en latitude d'une telle importance dans la distribution des régimes tropicaux de l'insolation entraînent un glissement corrélatif dans la distribution zonale des types de régimes pluviométriques, schématisée par PETERSEN (*Fig. 4*). L'analyse accomplie plus haut touchant le rôle déterminant du climat d'insolation des latitudes dans les cycles externe et interne des précipitations tropicales autorise à émettre cette conclusion. D'ailleurs, l'équation différenciée du bilan énergétique d'une latitude entière, rapportée à la limite de l'atmosphère, montre que les variations de  $+9$  à  $+8\%$  dans l'insolation du semestre d'été des latitudes  $0$  à  $30^\circ$ N à l'époque - 599 500 ans entraînent des effets thermiques propres de  $+18$  à  $+16^\circ\text{C}$ . Ces effets sont d'ailleurs compensés dans une mesure non déterminable par d'autres effets thermiques propres qui sont négatifs. Ces derniers sont attribuables à l'augmentation de la nébulosité ainsi qu'à l'augmentation de la chaleur d'advection transportée des régions tropicales vers les régions polaires.

Les expressions de l'insolation journalière établies dans la

partie astronomique du mémoire montrent qu'aux latitudes tropicales, le régime d'insolation est essentiellement déterminé par les éléments  $\Pi$  et  $e$ , le rôle de l'obliquité  $\epsilon$  restant ici secondaire alors que cet élément conditionne de manière prépondérante le régime d'insolation des hautes latitudes. Or, dans l'analyse précédente touchant les causes des régimes pluviométriques tropicaux, on a souligné l'importance de l'évaporation des Océans pour alimenter le flux de la vapeur d'eau transportée dans le cycle hydrologique externe, de l'Océan au-dessus du Continent. Pour être actif, le cycle interne de précipitations-réévaporation qui joue le rôle déterminant en régions tropicales continentales doit être non seulement bien alimenté en énergie par de hautes insolutions favorisant les courants de convection, mais doit aussi disposer d'une quantité de vapeur d'eau suffisante, introduite dans le cycle interne par le cycle externe. Or, si un régime d'insolation tropical dépend essentiellement de  $\Pi$  et de  $e$ , l'évaporation océanique dépend surtout de la température des eaux superficielles c'est-à-dire de l'obliquité  $\epsilon$ .

On sait en effet que dans la théorie astronomique des climats quaternaires, les états climatiques extrêmes de glaciation ou d'interglaciation des hautes latitudes ont lieu lorsque des valeurs minima ou maxima de l'obliquité  $\epsilon$  coïncident avec le passage de  $\Pi$  par  $90^\circ$  ou  $270^\circ$  (*Tableau IX*). Pour chaque maximum ou minimum de  $\epsilon$ , des états d'interglaciation ou de glaciations se réalisent synchroniquement aux hautes latitudes des deux hémisphères mais avec des degrés différents d'intensité. Une grande glaciation dans un hémisphère est synchrone d'une glaciation mitigée dans l'autre hémisphère ; un grand interglaciaire a lieu dans un hémisphère alors que l'autre subit un interglaciaire mitigé. Pour une valeur extrême de  $\epsilon$ , l'hémisphère qui subit l'événement climatique le plus intense est déterminé par la valeur  $90^\circ$  ou  $270^\circ$  de  $\Pi$ . Soit le cas où  $\epsilon$  est minimisé. Aux hautes latitudes de l'hémisphère qui jouit de son été au moment où le solstice passe à l'aphélie ( $\Pi = 90^\circ$  pour l'hémisphère nord,  $\Pi = 270^\circ$  pour l'hémisphère sud), l'insolation estivale diminue notablement. En effet, l'affaiblissement des hauteurs solaires estivales par le minimum d'obliquité entraîne un déficit d'insolation que renforce l'éloignement plus grand du Soleil. Ce cas correspond aux grandes glaciations de l'hémisphère en cause parce que c'est la diminution de la fonte estivale des neiges qui provoque l'accumulation de

celles-ci et qui engendre une grande glaciation (cf. *Tableau IX* et équations 87 et 88). Aux époques où pour des valeurs  $\Pi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ ,  $\epsilon$  était minimisé, l'avance des banquises vers les basses latitudes et les hauts gradients thermiques méridiens entraînèrent une circulation océanique plus active et un brassage plus fort des eaux froides arctiques ou antarctiques avec les eaux tropicales. Les océans tropicaux ainsi refroidis évaporaient moins. La diminution du flux de vapeur d'eau océanique au-dessus des Continents atténuait les précipitations. Au contraire, aux époques où  $\epsilon$  passait par un maximum, les états d'interglaciation des pôles et les gradients thermiques méridiens affaiblis ralentissaient la circulation océanique et conservaient une haute température aux océans tropicaux. L'évaporation plus active des Océans augmentait le flux de vapeur d'eau océanique au-dessus du Continent et nourrissait donc au maximum les cycles externe et interne des précipitations. Ainsi, les états climatiques quaternaires des calottes polaires ont régi ceux des basses latitudes par l'intermédiaire de la circulation, de la température et de l'évaporation océaniques. La question fort débattue de la concordance entre les états glaciaires et interglaciaires des hautes latitudes et les pluviaux et interpluviaux des basses latitudes trouve ici sa réponse. Le verdict de la théorie est net : les pluviaux correspondent aux interglaciations et les interpluviaux aux glaciations.

Pour parachever la théorie, la troisième question posée plus haut doit encore recevoir sa réponse. Les variations séculaires de l'insolation estivale d'une région continentale au cours du Quaternaire ont-elles pu influencer suffisamment le régime thermique pour que le cycle interne des précipitations soit intensifié par de hautes températures estivales ? Pour répondre à cette question primordiale, la théorie complète du régime thermique d'un lieu continental a dû être établie. Les formules rationnelles définissant la température à la surface du substrat en fonction de sa cause première, le rayonnement global au sol, et en fonction de toutes les autres causes physiques en jeu montrent par exemple qu'à la latitude désertique du  $20^\circ$  parallèle nord de l'Afrique, l'amplitude (Max. — min.) du régime thermique était accru de  $11,2^\circ\text{C}$  à l'époque — 577 900 ans ( $\Pi = 270^\circ$ ,  $\epsilon$  maximum) par le seul effet thermique de l'insolation.

Les pluviaux tropicaux réalisés aux époques d'obliquité maximum sont de deux types selon l'allure du régime d'insolation des latitudes. Lorsque  $\Pi$  vaut  $270^\circ$ , l'équateur d'insolation est rejeté dans l'hémisphère Sud. Les latitudes Nord connaissent un régime d'insolation aux contrastes accrus entre l'hiver et l'été. Ces latitudes disposent ainsi d'un régime pluviométrique caractérisé par de fortes averses orageuses d'été et par une sécheresse hivernale sévère. Ce type de pluvial est désigné par l'expression de *displuvial*. Le caractère de displuvialité augmente avec l'éloignement vers le Nord. Au contraire, les latitudes voisines de l'équateur d'insolation jouissent d'un régime pluviométrique aux pluies abondantes et régulières que nous appelons *isopluvial*. Dans le cas où  $\Pi$  atteint  $270^\circ$ , la bande d'isopluvialité est dans l'hémisphère Sud. Lorsqu'au contraire  $\Pi$  vaut  $90^\circ$ , pour  $\epsilon$  maximé, ce sont les latitudes Nord qui jouissent d'un isopluvial tandis que les latitudes Sud subissent un displuvial. Le degré de displuvialité dans l'hémisphère correspondant et l'éloignement de l'axe d'isopluvialité de l'Équateur dans l'autre hémisphère dépendent de la valeur de l'excentricité.

Il convient de distinguer aussi entre les pluviaux tropicaux à pluies de convection du type displuvial ou du type isopluvial et les pluviaux extratropicaux à pluies cycloniques. Ces pluviaux ont lieu à des latitudes extratropicales qui connaissent actuellement de légères pluies d'hiver, lorsqu'une grande glaciation dans l'hémisphère correspondant fait descendre la zone des pluies cycloniques du front polaire jusqu'à ces latitudes. Ici, la concordance entre ces pluviaux et l'état climatique des calottes polaires est l'inverse de celle qui était valable pour les latitudes tropicales : un pluvial extratropical correspond à une glaciation dans l'hémisphère considéré et un interpluvial est corrélatif d'une interglaciation.

La théorie explique aussi comme suit les époques interpluviales ou d'aridification. Lorsque  $\epsilon$  est minimé et que les océans tropicaux sont rendus plus froids par les glaciations polaires, les régions tropicales continentales s'aridifient. L'aridification est particulièrement forte dans la zone désertique tropicale de l'hémisphère qui connaît une grande glaciation. Cette zone subit à la fois un rétrécissement et un glissement vers l'Équateur. Lorsque  $\epsilon$  est maximé, cette zone s'élargit au contraire et remonte

vers les hautes latitudes dans l'hémisphère jouissant d'un grand interglaciaire. Dans ce glissement des zones climatiques, la zone tropicale désertique se substitue à la zone pluviométrique à sécheresse d'été et à pluies d'hiver que connaissent de nos jours les latitudes extratropicales. La solution du problème de l'aridification revêt donc des aspects variables selon la position latitudinale et selon que  $\epsilon$  est maximé ou minimé. Ainsi, au cours du Quaternaire, certaines régions côtières de l'Afrique ont dû connaître des aridifications procédant de types climatiques différents. Celles produites par le passage de la zone des déserts tropicaux, rétrécie par une glaciation, correspondent à un climat plus frais et à une régression océanique. Les grandes désertifications du Centre africain résultent notamment du développement et de la remontée du puissant courant froid du Benguela aux époques  $\epsilon$  minimum,  $II = 270^\circ$  des grandes glaciations antarctiques. Les aridifications dues à l'installation d'un displuvial (savane) sur des latitudes actuellement en conditions d'isopluvial mitigé (forêt) correspondent à un climat chaud et à une transgression océanique. Enfin, l'aridification des côtes à climat actuel méditerranéen, par étalement de la zone désertique tropicale, est aussi caractérisée par un climat chaud et par une transgression.

### III

Divers problèmes particuliers du Quaternaire africain liés à l'évolution paléoclimatique trouvent leur solution dans le cadre de la théorie astronomique. Le premier des problèmes envisagés est celui des oscillations quaternaires du niveau des lacs africains. L'étude quantitative de ces oscillations par l'équation du bilan hydrologique d'un Bassin lacustre établit que les plus hauts niveaux lacustres sont réalisés lorsque le Bassin subit un régime pluviométrique de displuvial et non d'isopluvial.

Le second problème examiné est celui des fluctuations quaternaires des glaciers de montagne. Ce problème est abordé par l'équation du bilan énergétique à la surface du glacier. Ce bilan permet d'exprimer la chaleur latente des changements d'état de l'eau à la surface du glacier en fonction des causes qui la déterminent comme l'insolation, l'albédo du glacier, la nébulosité, l'échange calorifique avec l'air, etc. D'autre part, l'étude du

bilan de la masse de glace accumulée montre que ce terme de chaleur latente mesure avec une bonne approximation l'ablation glaciaire par l'effet déterminant de la fonte. En reliant ainsi l'évolution du glacier à ses causes climatiques, on montre qu'à l'inverse des lacs, les glaciers tropicaux jouissent de conditions idéales pour leur expansion lorsque la montagne bénéficie de la pluviosité élevée et régulière d'un isopluvial. Il est dès lors facile de rechercher les époques où la latitude oscillante de l'équateur calorifique, axe des isopluviaux, passait à la latitude du glacier lorsque  $\epsilon$  était maximé. Ces époques sont celles des fortes extensions du glacier. Elles diffèrent selon la latitude du glacier. Il n'y a donc aucun synchronisme strict entre les extensions des divers glaciers africains. Toutes ces extensions se sont réalisées en période pluviale donc au cours des interglaciations polaires. En outre, il ne peut y avoir synchronisme entre un haut niveau lacustre et l'extension d'un glacier au voisinage du lac puisque les causes favorables à l'un défavorisent l'autre et inversement.

Le problème de l'évolution phytogéographique du Continent africain au cours du Quaternaire est abordé dans ses lignes générales comme troisième application de la théorie. La zonation des climats de KÖPPEN — de forêt équatoriale  $A_f$ , de savane  $Aw$ , de steppe  $BS$ , de désert  $BW$ , de climat tempéré à sécheresse d'hiver  $Cw$  — glisse à la surface du Continent dans le balancement de l'équateur calorifique, de part et d'autre de l'Équateur et avec la période  $\Pi$  de 20 500 ans en moyenne. Les formations végétales caractéristiques de ces climats subissent aussi ce balancement mais avec une amplitude amortie par la vitesse limitée de propagation des espèces végétales. La forêt équatoriale suit le mouvement de l'isopluvial. Les époques de minimum d'obliquité furent les plus critiques pour la flore africaine tropicale. Ses espèces se réfugièrent alors dans les oasis qui offraient des conditions édaphiques favorables à la survie. Les époques où  $\epsilon$  était maximé virent au contraire l'expansion en latitude des grandes formations phytogéographiques du Continent. Cette expansion était contrôlée par les valeurs de  $\Pi$  et de  $e$ , éléments responsables de l'éloignement équatorial de l'isopluvial dans un hémisphère et du degré de displuvialité dans l'autre hémisphère. La mise en place des formations phytogéographiques actuelles de l'Afrique a commencé à la dernière époque caractéristique où  $\Pi$  valait

270° et où  $\epsilon$  passait par son dernier maximum. Cette époque remonte à —11 200 ans. L'équateur calorifique occupait alors le parallèle Sud de 3°21'. La forêt équatoriale était rejetée ainsi vers le Sud, entre 1°30' Nord et 8°30' Sud environ. Vers le Nord, les climats *Aw* et *BS* devaient s'étaler largement sur les domaines actuels du Sahel et du désert à la faveur du displuvial appréciable (Makalien) dont jouissaient alors ces latitudes.

#### IV

La théorie astronomique des pluviaux et des interpluviaux doit être complétée par l'examen critique des thèses opposées et par leur réfutation. Elle doit être aussi étayée par des preuves tirées des faits stratigraphiques et biologiques.

La principale théorie des climats quaternaires en opposition directe avec la théorie astronomique est celle de SIMPSON. Cet auteur explique les variations climatiques quaternaires en admettant que l'intensité rayonnante du Soleil obéit à un cycle de 400 000 ans de période. Plusieurs objections peuvent être apportées contre les déductions de cette théorie. D'autre part, SIMPSON a élaboré un raisonnement quantitatif pour démontrer que les effets thermiques des fluctuations séculaires de l'insolation sont trop faibles pour expliquer les puissantes phases climatiques quaternaires. En reprenant ce raisonnement par la théorie du régime thermique d'un lieu continental, on peut invalider quantitativement les relations sur lesquelles il s'échafaude.

Les faits propres aux moraines des glaciers tropicaux, ceux relatifs aux terrasses lacustres, les faits géologiques, hydrologiques et phytogéographiques touchant l'évolution des climats africains depuis la dernière glaciation, forment un faisceau de preuves fort encourageantes pour les idées avancées.

Il importe de souligner que la théorie astronomique des phases climatiques quaternaires ne peut envisager que les fluctuations climatiques séculaires qui résultent des variations séculaires des causes  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$ . Il est hors de son propos d'expliquer les lentes variations paléoclimatiques du Globe au cours de l'échelle géologique. Celles-ci procèdent de causes nouvelles, à évolution très lente et dont les effets climatiques finissent par devenir considérables au cours des millions d'années. A cet égard, la genèse



d'un grand âge glaciaire pose un problème particulièrement important pour fixer la ligne d'évolution du climat général de la Terre au cours de l'âge glaciaire quaternaire. La courbe d'évolution réelle des climats quaternaires résulte de la ligne d'évolution de l'âge glaciaire, modulée par les phases climatiques astronomiques. La comparaison des bilans énergétiques des Océans et des Continents prouve que l'économie thermique déficitaire de ces derniers — plus froids de  $10,7^{\circ}\text{C}$  que les Océans — est due à un effet de serre moins efficace de l'atmosphère continentale. Celle-ci est en effet plus pauvre en vapeur d'eau par suite d'une surélévation moyenne des Continents de 875 m. Le développement de la théorie sur ces bases quantitatives conduit à valider entièrement la théorie orographique d'un âge glaciaire proposée par RAMSAY.

## V

La théorie astronomique des climats quaternaires fixe non seulement la séquence des événements climatiques aux diverses latitudes mais assigne l'âge de ces événements dans l'échelle chronologique absolue. Le *Tableau XVII* fournit la chronologie des principaux événements climatiques du dernier million d'années pour les deux zones extratropicales Nord et Sud (IV et IV'), pour les deux zones tropicales désertiques (III et III'), pour les deux zones subéquatoriales (II et II') et pour la zone équatoriale (I). Ces événements climatiques consistent en pluviaux cycloniques, en displuviaux et en isopluviaux ainsi qu'en interpluviaux ou périodes d'aridification. Leur repérage dans l'échelle chronologique s'effectue à partir des trois courbes des variations séculaires de  $e$ ,  $\epsilon$  et  $\Pi$ , recalculées récemment pour le dernier million d'années par BROUWER et VAN WOERKOM. Ce repérage consiste à rechercher les coïncidences entre des valeurs de  $\Pi$  de  $90^{\circ}$  et de  $270^{\circ}$  et des extrema de  $\epsilon$ . Le type d'événement climatique correspondant pour la zone latitudinale considérée est défini par la théorie exposée plus haut. L'excentricité fixe le degré d'intensité de l'événement. Les résultats du *Tableau XVII* sont exprimés graphiquement à la *Figure 6*.

L'examen de ce dépliant montre que les séquences paléoclimatiques diffèrent selon la position en latitude de la zone considérée. Au sens de la théorie astronomique, un pluvial

apparaît comme un événement bien net, de durée relativement courte, égale à une demi-période de  $\Pi$  soit 10 000 ans. Une série de phases pluviales non séparées par des périodes de désertification correspond à un pluvial au sens large des quaternaristes. Les séquences expriment des faits en opposition radicale avec les idées classiques. Celles-ci admettent pour l'ensemble du Pléistocène quelques grandes alternances de pluviaux et d'interpluviaux évoluant lentement, avec continuité, et étalant leurs effets synchrones sur d'immenses régions du Continent. Nos séquences manifestent au contraire une succession de nombreux « niveaux » de pluviaux et d'interpluviaux se produisant au hasard des associations  $\epsilon$ ,  $\Pi$  et  $e$  d'une manière quasi discontinue quand on envisage l'échelle quaternaire entière. Cette conclusion semble mieux en accord avec les faits stratigraphiques observés dans les coupes géologiques.

## BIBLIOGRAPHIE

- ARKELL, A. J. : Early Khartoum (Oxford University Press, 145 p., 1949).  
 — : Shaheinab (Oxford Univ. Press, 114 p., 1953).
- AUBREVILLE, A. : Contribution à la paléohistoire des forêts de l'Afrique tropicale (Paris, 98 p., 1949).
- A.E.T.F.A.T. : Carte de la Végétation de l'Afrique au sud du Tropique du Cancer, publiée par l'Association pour l'Étude Taxonomique de la Flore d'Afrique Tropicale, 1/10.000.000<sup>e</sup>, Notes explicatives de R. W. J. KEAY (Oxford Univ. Press, 24 p. 1959).
- ALIMEN, H. : Préhistoire de l'Afrique (Éditions N. Boubée, Paris, 578 p., 1955).
- BALOUT, L. : Préhistoire de l'Afrique du Nord, essai de chronologie (Éd. Arts et Métiers Graphiques, Paris, 544 p., 1955).
- BARRADAS, L. A. : Quaternary formations in Southern Mozambique (Proceedings of the Pan african Congress on Prehistory, 1947, ed. by L. S. B. LEAKEY, pp. 70-73, Oxford, 1952).
- BERNARD, E. A. : Le climat écologique de la Cuvette Centrale congolaise, Publ. de l'Institut National pour l'Étude Agronomique du Congo belge (I.N.É.A.C., Bruxelles, 240 p., 1945).
- : Le déterminisme de l'évaporation dans la nature. Étude des aspects géophysique et écologique du problème dans le cadre du bilan énergétique. Première partie : généralités théoriques. (Publ. de l'I.N.É.A.C., série scientifique, n° 68, 162 p., Bruxelles, 1956).
- : Les climats d'insolation des latitudes tropicales au Quaternaire. Théorie astronomique des pluviaux et interpluviaux africains (*Bulletin de l'Acad. royale des Sciences coloniales*, Nouvelle série, Tome V, fasc. 2, pp. 344-364, Bruxelles 1959).
- : Lois de la climatologie physique et validité de la théorie astronomique des climats quaternaires (en préparation, 1962 a).
- : Théorie des oscillations annuelles et diurnes de la température à la surface des Continents et des Océans (*Archiv für Meteor. Geoph. und Biokl.* Série A, sous presse, 1962 b).
- : Le caractère tropical des paléoclimats à cycles conjoints de 11 et 21.000 ans et ses causes : migration des pôles ou dérive des continents. (Acad. Roy. des Sciences d'Outre-Mer, Mém. in 8°, Classe des Sc. nat. et méd., Tome XIII, fasc. 6, 59 p., Bruxelles, 1962 c).
- BERRUX, M. : Contribution à la connaissance de l'atmosphère équatoriale. Une année de radiosondage à Léopoldville. (Acad. Roy. Sci. Col. Classe Sc. Techn. Mémoires, coll. in 4°, Tome IV, fasc. 5, 78 p., Bruxelles, 1958).
- BLACK, J. H. : The Distribution of Solar Radiation over the Earth's

- Surface (*Archiv für Meteor. Geoph. und Biokl.*, Serie B, Bd. 7, Heft 2, p. 165-189, 1956).
- , BONYTHON, C. W., PRESCOTT, J. A. : Solar Radiation and the Duration of Sunshine (*Quarterly Journ. Royal Meteor. Soc.*, vol. 80, p. 231, 1954).
- BOLZ, H.-M. : Die Abhängigkeit der infraroten Gegenstrahlung von der Bewölkung (*Zeitschrift für Meteorologie*, Jahrgang 3, Heft 7, pp. 201-203, 1949).
- BRADLEY, W.-H. : The varves and climate of the Green River Epoch. (*U. S. Geol. Survey Professional Paper* 158 E, Washington, pp. 87-110, 1929).
- BROOKS, C.-E.-P. : The meteorological conditions of an ice sheet and their bearing on the desiccation of the globe (*Quarterly Journ. Royal Meteor. Soc.*, vol. 40, pp. 53-70, 1914).
- : The correlations of pluvial periods in Africa with climatic changes in Europe, Appendix B, pp. 267-270 in LEAKEY, L. S. B., The Stone age cultures of Kenya Colony, Cambridge Univ. Press, 287 p., 1931.
- : Climate through the ages (Ernest Benn Ltd, London, 395 p., 1949).
- : Geological and historical aspects of climatic change, in : Compendium of Meteorology (ed. by T. E. MALONE, pp. 1004-1018, 1951).
- BROUWER, D. and VAN WOERKOM, A. J. J. : The secular variations of the orbital elements of the principal planets. (*Astr. Papers Amer. Ephemeris*, vol. 13, part 2, Washington, pp. 81-107, 1950).
- BROUWER, D. : The polar motion and changes in the earth's orbit. Chapter 12, pp. 159-164, in SHAPLEY, H., Climatic change, evidence, causes and effects (Harvard Univ. Press. Cambridge, 318 p., 1953).
- BRUNT, D. : Physical and dynamical meteorology (Cambridge Univ. Press, 2<sup>e</sup> éd., 428 p., 1952).
- BUDYKO, M. I. : The Heat Balance of the Earth's Surface. Translation by Nina A. STEPANOVA (U. S. Department of Commerce, Weather Bureau, 259 p., 1958).
- CAHEN, L. : Géologie du Congo belge (Liège, 577 p., 1954).
- CAPOT-REY, R. : Le sahara français (Paris, 564 p., 1954).
- CHARLESWORTH, J. K. : The Quaternary Era with special reference to its glaciation (vol I, 591 p., vol. II, pp. 595-1700. Éd. Arnold, London, 1957).
- CLARK, J. D. : The stone age cultures of Northern Rhodesia (The South African archaeological Society, Claremont, Cape, 157 p., 1950).
- COLE, Sonia : The Prehistory of East Africa (Penguin Books, 301 p., 1954).
- CONGRÈS GÉOLOGIQUE INTERNATIONAL, Alger 1952. Rapport de la Commission « La limite Plio-Pléistocène en Italie » (Section XIII, Fasc. XV, pp. 215-258, Alger, 1954).
- CONRAD, V. : Die klimatologischen Elemente und ihre abhängigkeit von terrestrischen Einflüssen, in KÖPPEN, W. und GEIGER, R., Handbuch der Klimatologie (Bd. I, Teil B, 556 p., Berlin, 1936).
- COOKE, H. B. S. : The problem of Quaternary Glacio-Pluvial Correlation in East and Southern Africa, Comm. n° 5, Third Pan-African Congress

- on Prehistory, pp. 51-55, Livingstone 1955 (ed. by J. Desmond Clark, London, 1957).
- DUBOIS, J. et TRICART, J. : Esquisse de la stratigraphie du Quaternaire du Sénégal et de la Mauritanie du Sud (*Comptes Rendus des Séances de l'Acad. des Sciences*, Tome 238, n° 22, pp. 2183-2185, 1954).
- DU TOIT, A. L. : Paleolithic environments in Kenya and the Union. — A Contrast (*South African Arch. Bull.*, vol II, n° 6, 1947).
- EMILIANI, C. : Pleistocene temperatures (*Journal of Geology*, vol. 63, n° 6, pp. 538-578, 1955).
- : Note on absolute chronology of Human Evolution (*Science*, vol. 123, n° 3204, pp. 924-926, 1956).
- : Paleotemperature analysis of core 280 and pleistocene correlations (*The Journal of Geology*, vol. 66, n° 3, pp. 264-275, 1958).
- and GEISS, J. : On glaciations and their causes (*Geologische Rundschau*, Bd. 46, Heft 2, pp. 576-601, 1957).
- EVERNDEN, J. F., CURTIS, G. H. and KISTLER, R. : Potassium-Argon dating of Pleistocene Volcanics (*Quaternaria*, vol. IV, Rome, pp. 13-17, 1957).
- EWING, M. and DONN, W. L. : A theory of Ice Ages (I, *Science*, vol. 123, n° 3207, pp. 1061-1066, 1956 ; II, *Science*, vol. 127, n° 3307, pp. 1159-1162, 1958).
- FLINT, R. F. : Glacial geology and the Pleistocene Epoch, (Wiley, New York, p. 589, 1947).
- : Glacial and Pleistocene Geology (Wiley, New York, p. 553, 1957).
- : Pleistocene climates in Eastern and Southern Africa (*Bulletin of the Geological Society of America*, vol. 70, n° 3, pp. 343-374, 1959).
- FRITZ, S. : The albedo of the planet Earth and of clouds (*Journal of Meteor.*, vol. 6, n° 4, pp. 277-282, 1949).
- and RIGBY, M. : Selective annotated bibliography on albedo (*Meteorological Abstracts and Bibliography*, vol. 8, n° 7, Part II, pp. 949-999, 1957).
- GEIGER, R. : The climate near the ground (Cambridge, Harvard Univ. Press, 2<sup>e</sup> Printing, 494 p., 1957).
- GLOVER, J. and McCULLOCH, J. S. G. : The empirical relation between solar radiation and hours of sunshine (*Quarterly Journ. Roy. Meteor. Soc.*, vol. 84, n° 360, pp. 172-175, 1958).
- GODWIN, H., SUGGATE, R. P. and WILLIS, E. H. : Radiocarbon dating of the eustatic rise in ocean-level (*Nature*, vol. 181, n° 4622, pp. 1518-1519, 1958).
- Goss, J. R. and BROOKS, F. A. : Constants for empirical expressions for downcoming atmospheric radiation under cloudless sky (*Journal of Meteorology*, vol. 13, n° 5, pp. 482-488, 1956).
- HAURWITZ, B. and AUSTIN, J. M. : Climatology (Mc Graw Hill, New York, 410 p., 1944).
- HEINZELIN (J. de) : Sols, paléosols et désertifications anciennes dans le secteur nord-oriental du Bassin du Congo (Publ. Inst. Nat. Étude Agron. Congo, Bruxelles, 168 p., 1952).

- : Les stades de récession du glacier Stanley occidental (Ruwendzori, Congo belge) (Publ. des Parcs Nationaux du Congo belge, Exploration du Parc National Albert. Deuxième série, Fascicule 1, p. 25, Bruxelles, 1953).
- : Les fouilles d'Ishango. Institut des Parcs Nationaux du Congo belge, Exploration du Parc National Albert, Mission J. DE HEINZELIN (1950), fasc. 2, 128 p., 1957.
- HOUGHTON, D. M. : Heat sources and sinks at the earth's surface (*The Meteorological Magazine*, vol. 87, n° 1031, pp. 132-143, 1958).
- HOUGHTON, H. G. : On the annual heat balance of the northern hemisphere (*Journal of Meteor.*, vol. II, n° 1, pp. 1-9, 1954).
- JACOBS, W. C. : Large-scale aspects of energy transformation over the oceans, in *Compendium of Meteorology* (ed. by T. F. MALONE, pp. 1057-1070, 1951).
- JANMART, J. : The Kalahari sands of the Lunda (NE Angola), their earlier redistributions and the Sangoan culture (Comp. Diamang de Angola, Publicações Culturais n° 20, Lisbonne, p. 62, 1953).
- JUNGE, Ch. E. : Air chemistry (*Bull. Amer. Meteor. Soc.*, vol. 40, n° 10, pp. 493-498, 1959).
- KÖPPEN, W. : Das geographische System der Klimate (in : KÖPPEN, W. and GEIGER, R. *Handbuch der Klimatologie*, Bd. I, Teil C, p. 44, Berlin, 1936).
- KORN, H. : Schichtung und absolute Zeit. Bewegungen, Schichtenaufbau und Sedimentationsgeschwindigkeiten in einer varistischen Mulde nach Studien im thüringisch-fränkischen Unterkarbon und Oberdevon. (*Neues Jahrb. für Mineralogie, Geologie und Paläontologie*, Stuttgart, Beilage Bände, Bd. 74, Heft 1, pp. 50-188, 1938).
- LEAKEY, L. S. B. : The Stone Age cultures of Kenya Colony (Cambridge Univ. Press, 287 p., 1931).
- : Tentative Study of the Pleistocene climatic Changes and Stone Age Culture Sequence in North Eastern Angola (Comp. Diamang de Angola, Publicações Culturais n° 4, Lisbonne 82 p., 1949).
- LEBRUN, J. : La végétation de la plaine alluviale au sud du lac Édouard. Fascicule 1, Deuxième Partie, Essai sur l'origine et le développement de la flore, p. 115-397 (Inst. des Parcs Nationaux du Congo belge, Mission J. LEBRUN, Fascicules 1 et 2, Bruxelles 1947).
- LEPERSONNE, J. : Sur une étude de M. E. J. Wayland, intitulée : « Les industries préhistoriques et la climatologie du Pléistocène au Bechuana-land » (*Bull. Séances Inst. Roy. Col. Belge*, XXV-3, pp. 1189-1196, 1954).
- MARTONNE (E. de) : *Traité de Géographie physique*, Tome I, notions générales, climat-hydrographie (5<sup>e</sup> éd., 496 p., 1934).
- MILANKOVITCH, M. : *Théorie mathématique des phénomènes thermiques produits par la radiation solaire* (Paris, 339 p., 1920).
- : *Mathematische Klimalehre und Astronomische Theorie der Klimaschwankungen* (in : KÖPPEN, W. und GEIGER, R. *Handbuch der Klimatologie*, Bd I, Teil A, Berlin, p. 176, 1940).

- : Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitenproblem (*Acad. Royale Serbe, Éd. Spéciales*, T. CXXXIII, sect. des sc. math. et nat., T. 33, Belgrade, p. 633, 1941).
- MORTELMANS, G. : Le Quaternaire de l'Afrique Sud-Équatoriale, Essai de Corrélation (III<sup>e</sup> Congrès National des Sciences Bruxelles, pp. 62-64, 1950).
- : Le Pléistocène africain et sa Stratigraphie au Troisième Congrès Pan-Africain de Préhistoire (Livingstone, juillet 1955) (*Bull. Soc. belge. Géologie*, Tome LXV, fasc. 1, pp. 58-73, 1956a).
- : Le troisième congrès pan-africain de préhistoire (Livingstone, juillet 1955) (*Acad. Roy. Sc. Col., Sc. Nat. et Méd., Mém. in 8<sup>o</sup>, Nouvelle série*, Tome IV, fasc. 3, p. 128, 1956b).
- MURRAY, G. W. : The egyptian climate : an historical outline (*The Geographical journal*, vol. CXVII, Part 4, pp. 422-434, 1951).
- NILSSON, E. : Quaternary glaciations and pluvial lakes in British East Africa (*Geografiska Annaler*, XIII, n<sup>o</sup> 4, pp. 249-348, 1931).
- : Ancient changes of climate in British East Africa and Abyssinia. A study of ancient lakes and glaciers. (*Geografiska Annaler*, XXII, n<sup>o</sup> 1-2, pp. 1-94, 1940).
- : The pluvials of East Africa. An attempt to correlate pleistocene changes of climate (in : *Glaciers and climate, Geografiska Annaler*, vol. XXXI, n<sup>o</sup> 1-4, pp. 204-211, 1949).
- OLSON, E. A. and BROECKER W. S. : Lamont natural Radiocarbon measurements V (*American Journal of Science*, vol. 257, pp. 1-28, Jan. 1959).
- OPIK, E. J. : A climatological and astronomical interpretation of the ice ages and of the past variations of terrestrial climate (*Contributions from the Armagh Observatory*, n<sup>o</sup> 9, p. 79, 1953).
- PETTERSSSEN, S. : Introduction to Meteorology, 2<sup>e</sup> éd. (Mc Graw. Hill, 327 p., 1958).
- PILGRIM, L. : Versuch einer rechnerischen Behandlung der Eiszeit (*Jahreshefte des Vereins für vaterl. Naturkunde in Württemberg*. Bd. 60. Stuttgart, 1904).
- PISHAROTY, P. R. : A standard atmosphere for the Tropics (m. s. l. to 20 km) (*Indian Journal of Meteorology and Geophysics*, vol. 10, n<sup>o</sup> 3, pp. 243-254, 1959).
- PLASS, G. N. : The carbon dioxide theory of climatic change (*Tellus*, vol. 8, n<sup>o</sup> 2, pp. 140-154, 1956).
- RAMSAY, W. : The probable solution of the climate problem in Geology (*Geological Magazine*, vol. 61, pp. 152-163, 1924).
- REUTER, H. : Zur Theorie der nächtlichen Abkühlung der bodennahen Luftschicht und Ausbildung der Bodeninversion. (*Sitz. Ber. Akad. Wiss.*, Wien, IIa, 155, pp. 334-358, 1947).
- : Forecasting Minimum Temperatures (*Tellus*, vol. 3, n<sup>o</sup> 3, pp. 141-147, 1951).
- SAUER, C. O. : The end of the ice age and its witnesses (*Geogr. Review*, vol. XLVII, n<sup>o</sup> 1, pp. 29-33, 1957).

- SHAW, N. : *Manual of Meteorology*, vol. 2 (2<sup>nd</sup> Ed., Cambridge Univ Press, 1936).
- SIMPSON (Sir George C) : Past climates (*Mem. Manch. Lit. Phil Soc.*, 74, pp. 1-34, 1929).
- : World climate during the quaternary period (*Quarterly Journ. Roy. Meteor. Soc.*, vol. 60, n° 257, pp. 425-471, 1934).
- : Possible causes of change in climate and their limitations (*Proceedings of the Linnean Society of London*, 152<sup>nd</sup> Session, Part 2, pp. 190-219, 1940).
- : Further studies in World climate (*Quarterly Journ. Royal Meteor. Soc.*, vol. 83, n° 358, pp. 459-485, 1957).
- : World temperatures during the Pleistocene (*Quarterly Journ. Roy. Meteor. Soc.*, vol. 85, n° 366, pp. 332-349, 1959).
- STROMGREN, B. : The sun as a star, chap. 2, pp. 36-87 (in : *The Sun*, ed. by GP. KUIPER, Chicago Univ. Press, 745 p., 1952).
- SUESS, M. E. : Absolute Chronology of the Last Glaciation (*Science*, vol. 123, n° 3192, pp. 355-357, 1956).
- SUTTON, O. G. : Micrometeorology, a study of the physical processes in the lowest layers of the earth's atmosphere (Mc Graw Hill, New York, 333 p., 1953).
- SVERDRUP, H. U. : Evaporation from the Oceans, (in : *Compendium of Meteorology* ed. by T. F. MALONE, pp. 1071-1081, 1951).
- TUNNELL, C. A. : Reduction of averages of vapour pressure to sea level (*The Meteor. Magazine*, vol. 82, n° 970, pp. 103-112, 1953).
- UREY, H. C. : Oxygen Isotopes in Nature and in the Laboratory (*Science*, vol. 108, n° 2810, pp. 489-496, 1948).
- VAN WOERKOM : The astronomical theory of climate changes. Chapter 11, pp. 147-157 (in : SHAPLEY, H. Climatic change, evidence, causes and effects, Harvard Univ. Press, Cambridge, 318 p., 1953).
- VRIES H. (de) and WATERBOLK, H. T. : Groningen Radiocarbon Dates III (*Science*, vol. 128, n° 3338, pp. 1550-1556, 1958).
- WAYLAND, E. J. : Pleistocene pluvial periods in Uganda (*The Journal of the Royal Anthropological Institute of Great Britain and Ireland*, vol. LX, pp. 467-475, 1930).
- : Rifts, rivers, rains and early man in Uganda (*The Journal of the Royal Anthropological Institute of Great Britain and Ireland*, vol. LXIV, pp. 333-352, 1954).
- : Outlines of Prehistory and Stone age Climatology in the Bechuanaland Protectorate (*Section sc. nat. et méd. de l'Acad. roy. Sc. Col., mémoires*, coll. in 8°, T. XXV, fasc. 4, 46 p., 1954b).
- WILLETT, H. C. : Long-period fluctuations of the general circulation of the atmosphere (*Journal of Meteor.*, vol. 6, n° 1, pp. 34-50, 1949).
- : Atmospheric and oceanic circulation as factors in glacial-interglacial changes of climate, Chapter 4, pp. 51-71, (in : SHAPLEY, H. Climatic change, evidence, causes and effects, Harvard Univ. Press, Cambridge, 318 p., 1953).



WOLBACH, J. : The insufficiency of geographical causes of climatic change. Chapter 6 (*in* SHAPLEY, H. Climatic change evidence, causes and effects, Harvard Univ. Press, Cambridge, 318 p., 1953).

ZEUNER, F. E. : Dating the Past. An Introduction to Geochronology, (Methuen London, 474 p., 1950).

## LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU I. — Caractéristiques des variations séculaires des éléments $\epsilon$ , $\Pi$ et $e$ au cours du dernier million d'années .....	7
TABLEAU II. — Valeurs des quantités, bases du calcul des insolation $J$ et des variations $\Delta J$ pour diverses latitudes .....	20
TABLEAU III. — Valeurs des coefficients des équations (42) pour les diverses latitudes .....	23
TABLEAU IV. — Données astronomiques de base pour le calcul des régimes d'insolation des Tableaux V et VI .	39
TABLEAU V. — Exemple d'évolution séculaire de régimes d'insolation en zone tropicale lorsque l'excentricité est élevée .....	44
TABLEAU VI. — Exemple d'évolution séculaire de régimes d'insolation en zone tropicale lorsque l'excentricité est faible .....	46
TABLEAU VII. — Variations relatives à l'époque actuelle de l'insolation journalière des solstices et équinoxes, en % de la moyenne annuelle $\bar{J}_0$ de l'insolation journalière .....	56
TABLEAU VIII. — Variations de l'insolation journalière moyenne $\bar{J}_x$ et $\bar{J}_x$ des semestres astronomiques, à l'époque — 599 400 ans, en % des valeurs actuelles $\bar{J}_{x,0}$ et $\bar{J}_{x,0}$ .....	58
TABLEAU IX. — États climatiques extrêmes du Globe dans la théorie astronomique des glaciations .....	67
TABLEAU X. — Époques des dernières extensions maximales de glaciers africains à la fin du Quaternaire ..	126
TABLEAU XI. — Variations des éléments astronomiques depuis la fin de la dernière glaciation WÜRME III ....	149
TABLEAU XII. — Distribution en latitude du régime d'insolation à la dernière époque $\Pi = 270^\circ$ (— 11 200 ans), comparée à la distribution actuelle .....	152

TABLEAU XIII.—Températures comparées des Océans $T_w$ et des Continents $T_s$ .....	166
TABLEAU XIV.—Éléments comparés du bilan énergétique des Continents et des Océans .....	167
TABLEAU XV.—Valeurs comparées pour les Continents et les Océans de divers coefficients de l'équation (127). .....	169
TABLEAU XVI.—Insolation moyenne annuelle en cal/cm <sup>2</sup> min des Continents et des Océans .....	170
TABLEAU XVII.—Chronologie, définition et symbole des principaux événements climatiques quaternaires en zone intertropicale. ....	<i>in fine</i>

## INDEX DES FIGURES

FIG. 1. — Principaux éléments de l'orbite terrestre intervenant dans la théorie astronomique des climats quaternaires (D'après MILANKOVITCH 1930, fig. 9) .....	13
FIG. 2. — Position des équinoxes et des solstices dans l'année $\Pi = 90^\circ$ ou $270^\circ$ ) .....	26
FIG. 3. — Régimes comparés de l'insolation des latitudes $20^\circ\text{N}$ , $10^\circ\text{N}$ , $0^\circ$ , $10^\circ\text{S}$ , et $20^\circ\text{S}$ , aux époques — 599 400 ans (courbes I) et actuelle (courbes $I_0$ ) .....	43
FIG. 4. — Schéma expliquant la distribution en latitude, à la surface du Globe, des principaux types du régime des précipitations (D'après S. PETTERSEN, 1958, p. 226) .....	53
FIG. 5. — Structure du complexe des causes et des effets provoquant un displyuvial aux latitudes tropicales nord ..	93
FIG. 6. — Dépliant <i>in fine</i> . Variations séculaires des éléments $e$ , $\Pi$ , $\epsilon$ au cours du dernier million d'années et séquences des événements climatiques du Quaternaire africain dans les diverses zones du Continent	

## LISTE DES SYMBOLES UTILISES

### I. LETTRES MAJUSCULES.

- $A_i$  Amplitude annuelle de l'insolation  $I$  du lieu en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$  (équation 102).
- $A_s$  Amplitude annuelle de la température  $T_s$  à la surface du substrat continental (équations 106 et 107).
- $B_s$  Bilan de rayonnement de la surface des Continents en moyenne annuelle et en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$  (équation 187).
- $B_w$  Bilan de rayonnement de la surface des Océans en moyenne annuelle et en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$  (équation 188).
- $C$  Coefficient intervenant dans l'équation 79 qui exprime  $dT_s$  et valant  $1/0,503 (1 - n)4\sigma T_s^3$  (équations 84 et 85).
- $E$  Evaporation en mm distinguée de la transpiration  $T$  dans le bilan hydrologique (équation 154).
- $E_w$  Pression maxima en mb de la vapeur d'eau au-dessus de l'eau pure, à la température superficielle  $T_w$  de l'Océan (équation 92).
- $F_o$  Fonction de  $\phi$  et de  $\epsilon$  intervenant dans l'expression de  $J_o$  (équations 12b et 14).
- $F_h$  Fonction de  $\phi$  et de  $\epsilon$  intervenant dans l'expression de  $J_h$  (équations 12d et 15).
- $G$  Rayonnement global en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$  incident en un lieu sur la surface du substrat terrestre (équations 93 et 94).
- $I$  Insolation du lieu ou du parallèle considéré en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$  (définition page 5).
- $I_o$  Constante solaire =  $2 \text{ cal/cm}^2 \text{ min}$  (équations 4 et 11). Dans la fig. 3,  $I_o$  désigne aussi l'insolation à l'époque-origine.
- $I_o$  Insolation en un lieu  $\phi$  du semestre calorifique d'été en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$ , à une époque quaternaire donnée (équations 148 et 182).
- $I_h$  Insolation en un lieu  $\phi$  du semestre calorifique d'hiver en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$ , à une époque quaternaire donnée (équations 182).
- $\bar{I}$  Insolation moyenne annuelle en un lieu  $\phi$ , en  $\text{cal/cm}^2 \text{ min}$ , à une époque quaternaire donnée (équation 102 et 113).

- $I_s$  Insolation moyenne annuelle des Continents en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ min}$ , à une époque géologique donnée (*équation 187*).
- $I_w$  Insolation moyenne annuelle des Océans en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ min}$ , à une époque géologique donnée (*équation 188*).
- $J$  Insolation d'un jour donné en un lieu  $\varphi$ , en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ jour}$  et à une époque quaternaire quelconque (*équation 4*).
- $J_o$  Insolation d'un jour donné en un lieu  $\varphi$ , en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ jour}$  et à l'époque-origine (*équation 23*).
- L'insolation journalière en un lieu  $\varphi$ , à une époque quaternaire quelconque et en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ jour}$  (*équations 12*), est désignée par...
- $J_p$  à l'équinoxe de printemps,  
 $J_e$  au solstice d'été,  
 $J_a$  à l'équinoxe d'automne,  
 $J_h$  au solstice d'hiver,  
 $\bar{J}$  en moyenne annuelle.
- $K$  Coefficient de diffusivité turbulente de la chaleur dans l'air en  $\text{cm}^2/\text{min}$  (*équations 101 et 104a*).
- $K'$  Coefficient de diffusivité de la chaleur dans le substrat continental en  $\text{cm}^2/\text{min}$  (*équation 104b*).
- $N$  Rayonnement thermique effectif en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ min}$ , par la surface du substrat continental et compte tenu de la nébulosité (*équations 93 et 98*).
- $N_o$  Rayonnement thermique effectif en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ min}$  par la surface du substrat continental lorsque le ciel est serein (*équation 120*).
- $N_A$  Contre-rayonnement thermique de l'atmosphère (indice  $A$ ) en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ min}$  et compte tenu de la nébulosité (*équation 97*).
- $N_{A,o}$  Contre-rayonnement atmosphérique en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ min}$  par ciel serein (*équation 119*).
- $N^*$  Rayonnement thermique planétaire vers l'espace du système substrat terrestre-atmosphère, en  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ min}$  (*équations 80 et 81*).
- $P$  Précipitations en mm dans l'équation hydrologique (*équation 158*).
- $Q$  Dans la théorie astronomique de MILANKOVITCH, l'insolation en un lieu  $\varphi$ , à une époque quaternaire donnée et en unités canoniques ( $I_o = 1$ ,  $\Theta = 100.000$ ) du semestre calorifique (*équations 87, 88 et 89*) se désigne par...

- $Q_n$  pour l'été de l'hémisphère nord,  
 $Q_h$  pour l'hiver de l'hémisphère nord,  
 $\overline{Q}_n$  pour l'été de l'hémisphère sud,  
 $\overline{Q}_h$  pour l'hiver de l'hémisphère sud.

Dans l'équation du bilan énergétique d'un lieu de la surface terrestre, on désigne en cal/cm<sup>2</sup> min par...

- $Q$  la chaleur échangée avec l'air par diffusion turbulente (*équations 93 et 101*),  
 $Q'$  la chaleur évacuée dans le substrat par conduction (*équations 93 et 100*).  
 $Q^*$  la chaleur accumulée par le système substrat-atmosphère (*équation 80*),  
 $Q_a$  la chaleur d'advection due aux courants atmosphériques et marins (*équation 80*)  
 $Q_L$  la chaleur latente consommée dans les changements d'état de l'eau (*équations 165, 167*),  
 $Q_p$  la chaleur échangée par une surface avec les précipitations,  
 $Q_i$  la chaleur accumulée par un glacier comme bilan calorifique des gains et des pertes au cours d'une période donnée (*équation 165*).

Dans l'équation du bilan énergétique des surfaces terrestres, en moyenne annuelle, en cal/cm<sup>2</sup> min et à une époque géologique quelconque (*équations 187 et 188*), on désigne par...

- $Q_s$  la chaleur échangée avec l'air par diffusion turbulente au-dessus des Continents,  
 $Q_w$  la chaleur échangée avec l'air par diffusion turbulente au-dessus des Océans,  
 $Q_{Ls}$  la chaleur latente consommée dans les changements d'état de l'eau à la surface des Continents,  
 $Q_{Lw}$  la chaleur latente consommée dans les changements d'état de l'eau à la surface des Océans.

T Dans la théorie du régime thermique en un lieu continental donné, la température absolue...

- $T$  est celle de l'air à une hauteur  $z$  au-dessus de la surface du sol, à une époque quelconque de l'année (*équations 101 et 104a*),  
 $T'$  est celle du substrat à une profondeur  $z$ , à une époque quelconque de l'année (*équations 100 et 104b*),

$T_s$  est celle de la surface du substrat continental, à une époque quelconque de l'année (*équations 79, 103 et 106*),

$\overline{T}_s$  est celle de cette surface en moyenne annuelle (*équation 106*).

Dans la théorie astronomique, la température absolue moyenne à une époque quaternaire donnée (*équations 182*)...

$T_e$  est celle du semestre calorifique d'été,

$T_h$  est celle du semestre calorifique d'hiver,

$T_j$  est celle du mois le plus chaud,

$T_f$  est celle du mois le plus froid.

Dans la théorie d'un âge glaciaire, la température absolue en moyenne annuelle, à une époque géologique donnée (*équation 186*)...

$T_s$  est celle de la surface des Continents,

$T_w$  est celle de la surface des Océans,

$T$  est celle de la surface terrestre entière.

$T$  Dans l'équation du bilan hydrologique, désigne la transpiration en mm distinguée de l'évaporation purement physique  $E$  (*équation 154*).

$V$  Dans la théorie du bilan hydrologique d'un lac ou d'un glacier, désigne un volume d'eau (*équation 153*).

$V_L$  Dans la théorie du bilan énergétique, désigne la chaleur latente d'évapotranspiration en cal/cm<sup>2</sup> min (*équation 103*).

$W$  Dans la théorie astronomique, l'insolation en unités cano- niques d'une latitude  $\varphi$ , à une époque quelconque, est désignée par...

$W_e$  pour le semestre astronomique d'été de l'hémis- phère nord (*équation 87a*),

$W_h$  pour le semestre astronomique d'hiver de l'hémis- phère nord (*équation 87b*)

## II. LETTRES MINUSCULES.

$a$  Albédo ou pouvoir réflecteur de la surface entière du substrat terrestre.

$a_s$  Albédo de la surface des Continents (*équations 103, 187*).

$a_w$  Albédo de la surface des Océans (*équation 188*).

$a_i$  Albédo de la surface d'un glacier (*équation 165*).

$a^*$  Albédo planétaire du système substrat terrestre — atmosphère compte tenu de la nébulosité (*équation 82*).



- $a_0$  Albédo planétaire du système substrat terrestre—atmosphère par ciel serein (*équation 83*).
- $a_1$  Albédo planétaire du système substrat terrestre—atmosphère par ciel complètement couvert (*équation 83*).
- $b$  Coefficient de  $\sqrt{e}$  dans l'équation de BRUNT (*équations 119 et 127*).
- $b_i(\varphi, \epsilon)$  Coefficients exprimés sous forme de série et intervenant dans le calcul de  $J$  (*équation 4, Tableau II*).
- $b_c$  Paramètre intermédiaire dépendant de  $\beta + \beta'$  et nombre pur (*équation 110*).
- $c_p$  Chaleur spécifique de l'air à pression constante ( $c_p = 0,240$ ) (*équation 111*).
- $c'$  Chaleur spécifique du substrat continental (*équation 111*).
- $dx$  Différentielle ou variation de l'élément  $x$  (p. 58).
- $(dT)_x$  Effet thermique propre sur la température climatique, exercé par une variation  $dx$  de l'élément  $x$  (p. 58).
- $e$  Dans la théorie astronomique,  $e$  désigne l'excentricité de l'orbite terrestre (fig. 1).  
Dans les exposés climatologiques,  $e$  désigne la pression de vapeur en  $mb$  (*équation 119*).
- $e_w$  Pression de vapeur en  $mb$  à la surface de l'Océan (*équation 91*).
- $e_a$  Pression de vapeur en  $mb$  à un niveau  $z$  dans l'air (*équation 91*).
- $g$  Coefficient de transmission de l'atmosphère ( $G = gI$ ) pour le rayonnement global, compte tenu de la nébulosité moyenne (*équations 94 et 115*).
- $g_0$  Coefficient de transmission de l'atmosphère par ciel serein (*équation 115*).
- $g_1$  Coefficient de transmission de l'atmosphère par ciel complètement couvert (*équation 115*).
- $h$  Paramètre intermédiaire  $= 4\sigma T^3$  résultant de la différentiation de la fonction de STEFAN  $\sigma T^4$  du rayonnement thermique ( $4\sigma T^3 dT$ ). Dimensions :  $\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ min}^\circ\text{K}$ .
- $h_s$   $= 4\sigma T^3$  (*équation 124*).
- $h_i$   $= 4\sigma T_i^3$  (*équation 171*).
- $k$  Coefficient de la nébulosité dans l'expression du rayonnement thermique effectif (*équation 121*).
- $k'$  Coefficient de conductivité thermique du substrat continental en  $\text{cal}/\text{cm}^3 \text{ min } ^\circ\text{K}$  (*équation 104b*).

- $m$  Coefficient, fonction de  $\varphi$ , intervenant dans les équations 87 à 89 de la théorie astronomique (équation 90).
- $m_i^+$  Équivalent en eau en  $g/cm^2$  de la chaleur latente totale  $Q_i^+$  dégagée à la surface d'un glacier dans les divers changements d'état de l'eau (équation 169).
- $m_i^-$  Équivalent en eau en  $g/cm^2$  de la chaleur latente totale  $Q_i^-$  consommée à la surface d'un glacier dans les divers changements d'état de l'eau (équation 169).
- $m_i$  Bilan massique net d'un glacier en  $g/cm^2$  (équation 170).
- $n$  Nébulosité, l'unité représentant la nébulosité par ciel complètement couvert (équations 115 et 121).
- $s_s$  Superficie relative des Continents à une époque géologique donnée, la superficie terrestre étant 1 (équation 186).
- $s_w$  Superficie relative des Océans à une époque géologique donnée, la superficie terrestre étant 1 (équation 186).
- $t$  Temps (équations 3 et 102).
- $u_a$  Vitesse du vent en  $m/sec$  au niveau  $a$  dans l'air (équation 92).
- $z$  Distance comptée à partir de la surface du substrat terrestre, l'axe  $oz$  étant positif vers le ciel (équations 101, 103 et 104).
- $z_s$  Altitude moyenne des Continents à une époque géologique donnée (équations 202 et 206).

# Indices

- $a$  Relatif à l'air.
- $s$  Relatif à la surface du substrat continental (sol).
- $w$  Relatif à la surface de l'Océan (water).
- $i$  Relatif à la surface d'un glacier (ice).
- $e$  Relatif au semestre calorifique d'été.
- $h$  Relatif au semestre calorifique d'hiver.
- $\omega$  Relatif à l'époque de référence actuelle, prise pour origine (année + 1800) dans la théorie astronomique.

## III. LETTRES GRECQUES.

- $\alpha_c$  Facteur d'amortissement de l'onde thermique annuelle à la surface des Continents ; nombre sans dimension (équations 107 et 109).
- $\beta$  Propriété thermique ou capacité conductive de l'air à la surface des Continents en  $cal/cm^2 \min^{1/2} \text{ } ^\circ K$  (équation 110)
- $\beta'$  Propriété thermique ou capacité conductive du substrat à la surface des Continents en  $cal/cm^2 \min^{1/2} \text{ } ^\circ K$  (équation 110)

- $\gamma$  Gradient de la température en atmosphère libre à partir de l'altitude où l'oscillation thermique annuelle est complètement amortie ( $\gamma \simeq -0,65^\circ/100$  m, *équations 113 et 114*).
- $\gamma'$  Gradient de la température du substrat continental à partir de la profondeur où l'oscillation thermique annuelle est complètement amortie ( $\gamma' \simeq -3^\circ/100$  m, *équations 113 et 114*).
- $\Delta x dx$  Variation  $x - x_0$  de l'élément  $x$  à une époque quaternaire donnée, par rapport à sa valeur  $x_0$  à l'époque-origine (*équation 23*).
- $\Delta b_i$  Accroissement du coefficient  $b_i$  de MILANKOVITCH lorsque l'obliquité  $\epsilon$  augmente de  $1^\circ$  (*équation 33*).
- $\Delta W_e$  Variation de la quantité  $W_e$  lorsque l'obliquité  $\epsilon$  augmente de  $1^\circ$  (*équations 87 et 88*).
- $\Delta W_h$  Variation de la quantité  $W_h$  lorsque l'obliquité  $\epsilon$  augmente de  $1^\circ$  (*équations 87 et 88*).
- $\delta_s$  Angle de déphasage de l'onde sinusoïdale du régime thermique à la surface des Continents par rapport à l'onde sinusoïdale de l'insolation (*équations 106 et 108*).
- $\epsilon$  Dans la théorie astronomique, désigne l'obliquité ou l'inclinaison de l'axe terrestre en degrés et à une époque quaternaire quelconque (*fig. 1*).
- Dans le bilan énergétique, nombre pur désignant le pouvoir émissif d'un corps et notamment le pouvoir émissif effectif du substrat continental en un lieu donné, compte tenu de la nébulosité (*équation 99*).
- $\epsilon_0$  Pouvoir émissif effectif de ce substrat par ciel serein (*équation 120*).
- $\epsilon_A$  Pouvoir émissif de l'atmosphère compte tenu de la nébulosité (*équation 97*).
- $\epsilon_{A,0}$  Pouvoir émissif de l'atmosphère par ciel serein (*équation 119* de BRUNT,  $\epsilon_{A,0} = a + b \sqrt{e}$ ).
- $\epsilon_s$  Pouvoir émissif du substrat continental (*équation 95a*).
- $\epsilon_w$  Pouvoir émissif de la surface des Océans.
- $\epsilon_i$  Pouvoir émissif de la surface d'un glacier (*équation 166*).
- $\epsilon'_s$  Pouvoir émissif effectif des Continents (*équation 187*).
- $\epsilon'_w$  Pouvoir émissif effectif des Océans (*équation 188*).
- $\varphi$  Latitude du lieu ou du parallèle considéré (*équation 4*).
- $\varphi_0$  Latitude de l'équateur calorifique à une époque quaternaire donnée (*équation 62*).

$\varphi_i$	Latitude de l'équateur d'insolation à une époque quaternaire donnée ( <i>équation 65</i> ).
$\lambda$	Longitude du Soleil ( <i>équation 4</i> ).
$\Pi$	Position ou longitude du périhélie par rapport au point vernal correspondant à une époque quaternaire quelconque ( <i>fig. 1</i> ).
$\pi$	Rapport circonférence / diamètre = 3,14159.
$\rho$	Dans la théorie astronomique, désigne le rayon vecteur Terre-Soleil, lorsque le demi-grand axe de l'orbite terrestre est l'unité ( <i>fig. 1</i> et <i>équation 8</i> ).  Dans les lois météorologiques, désigne la masse spécifique de l'air en g/cm <sup>3</sup> ( <i>équation 101</i> ).
$\rho'$	Masse spécifique apparente du substrat continental au voisinage de la surface ( <i>équation 104b</i> ).
$\sigma$	Constante de STEFAN = 0,8132 10 <sup>-10</sup> cal/cm <sup>2</sup> K <sup>4</sup> ( <i>équation 95a</i> ).
$\Sigma b$	Somme des quantités $b$ à une époque quaternaire donnée ( <i>équations 14</i> et <i>15</i> ).
$\Sigma_o b$	Somme des quantités $b$ à l'époque-origine ( <i>Tableau II</i> , <i>équation 32</i> ).
$\Theta$	Durée du jour en minutes = 1440 minutes ( <i>équation 4</i> )
$\Theta$	Durée de l'année = 365,24 jours = 526.946 minutes ( <i>équation 3</i> ).
$\Theta_e$	Durée du semestre astronomique d'été à une époque quaternaire donnée ( <i>équation 57a</i> ).
$\Theta_h$	Durée du semestre astronomique d'hiver à une époque quaternaire donnée ( <i>équation 57b</i> ).

## TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ .....	I
SAMENVATTING .....	II
SUMMARY .....	IV
AVANT-PROPOS .....	3
INTRODUCTION. La théorie astronomique des climats quaternaires comme cadre de cette étude.....	5
CHAPITRE I. — <i>Partie astronomique</i> .....	10
1. Expressions générales de l'insolation journalière d'une lati- tude aux solstices et aux équinoxes .....	10
2. Valeurs caractéristiques de $\Pi$ et expressions correspondantes de l'insolation journalière aux solstices et aux équinoxes ..	15
3. Expressions générales des variations séculaires de l'insolation journalière aux solstices et aux équinoxes .....	18
4. Variations séculaires d'autres caractéristiques définissant le régime d'insolation .....	26
5. Équateur calorifique et équateur d'insolation. Leur balan- cement séculaire autour de l'équateur géographique ....	29
<i>Résumé du chapitre I</i> .....	33
CHAPITRE II. — <i>Partie climatologique</i> .....	37
1. Exemples de régimes extrêmes d'insolation en zone tropicale au cours du Quaternaire .....	37
a. L'excentricité est élevée (TABLEAU V) .....	39
b. L'excentricité est voisine de zéro (TABLEAU VI) ..	48
c. Conclusions. Le balancement séculaire du climat d'in- solation .....	49
2. Les régimes pluviométriques tropicaux et leur étroite dé- pendance des régimes d'insolation .....	51
3. L'effet des variations séculaires des éléments $\Pi$ et $e$ sur la température de l'air (exemple : $\Pi = 270^\circ$ , $e$ élevé) .....	57
4. L'effet des variations séculaires de l'obliquité $\epsilon$ sur la tem- pérature et l'évaporation des océans tropicaux .....	63
a. Le rôle de l'obliquité dans la théorie astronomique	63
b. Obliquité, température et évaporation des océans tropicaux.....	67

5. Dédutions théoriques sur les variations quaternaires de la température de l'air en Afrique .....	71
<i>a.</i> Théorie du régime thermique d'un lieu continental .....	71
<i>b.</i> Expressions de $g$ et de $\epsilon$ . Rôle de la nébulosité ....	79
<i>c.</i> Variations séculaires des régimes thermiques continentaux (théorie) .....	81
<i>d.</i> Exemple numérique pour la latitude 20°N de l'Afrique .....	83
6. Interprétation d'une période pluviale du Quaternaire africain en régions tropicales (de 10 à 30°N ou S) .....	90
7. Interprétation d'une période pluviale en zone équatoriale (de 10°N à 10°S) .....	96
8. Displuviaux et isopluviaux astronomiques comme phases d'un pluvial géologique .....	97
9. Interprétation d'une période pluviale en zone extratropicale .....	100
10. Interprétation des périodes interpluviales et de désertification .....	101
11. Les systèmes $\epsilon$ , $II$ , $e$ des valeurs intermédiaires .....	106
CHAPITRE III. — <i>Application à divers problèmes du Quaternaire Africain</i> .....	109
1. Oscillations des niveaux lacustres .....	109
<i>a.</i> Oscillation annuelle d'un niveau lacustre déduite de l'équation du bilan hydrologique .....	109
<i>b.</i> Discussion. La thèse : maximum de niveau corrélatif d'un displuvial .....	111
2. Fluctuations des glaciers de montagne .....	115
<i>a.</i> La thèse : extension glaciaire en isopluvial, récession en displuvial .....	115
<i>b.</i> Argumentation quantitative et supputations numériques. Haute sensibilité des glaciers au réchauffement atmosphérique .....	117
<i>c.</i> Latitude et développement des glaciers intertropicaux. Calcul des époques d'extension maxima ....	124
3. L'évolution phytogéographique .....	127
<i>a.</i> L'étroite dépendance entre les climats et les types de végétation .....	127
<i>b.</i> Distributions phytogéographiques extrêmes du Quaternaire africain .....	130
<i>c.</i> Rapidité des fluctuations climatiques et mobilité limitée des formations végétales .....	133
<i>d.</i> La mise en place des formations phytogéographiques actuelles .....	136

CHAPITRE IV. — <i>Discussion, objections et preuves</i> .....	139
1. Les thèses opposées .....	139
<i>a.</i> Périodes pluviales et interpluviales. Théorie de SIMPSON .....	139
<i>b.</i> Glaciations tropicales et niveaux lacustres .....	148
2. Preuves de la théorie astronomique des pluviaux et inter- pluviaux .....	149
<i>a.</i> Évolution des climats africains depuis la dernière glaciation .....	149
<i>b.</i> Autres preuves de la théorie .....	158
3. Validation quantitative de la théorie topographique d'un âge glaciaire .....	163
<i>a.</i> Économie thermique déficitaire des Continents et ses causes .....	163
<i>b.</i> Causes provoquant un refroidissement du Globe ..	168
<i>c.</i> Justification de la théorie topographique d'un âge glaciaire .....	173
CHAPITRE V. — <i>Chronologie absolue des événements climatiques du     Quaternaire africain</i> .....	175
1. Base et durée du Quaternaire africain .....	175
2. Recherche des événements climatiques dans l'échelle chro- nologique astronomique .....	176
3. Commentaires .....	181
4. Conclusions .....	190
RÉSUMÉ .....	198
BIBLIOGRAPHIE .....	212
LISTE DES TABLEAUX .....	219
INDEX DES FIGURES .....	221
LISTE DES SYMBOLES UTILISÉS .....	222







Tableau XVII. — Chronologie, définition et symbole des principaux événements climatiques quaternaires en zone intertropicale (cf. texte et fig. 6). (PC = pluvial cyclonique, PD = displuvial, PI = isopluvial, A = aridification)

Valeurs caractéristiques de II				Symboles des pluviaux et des interpluviaux dans les zones intertropicales.							Remarques (identification)
N° d'ordre		Époque en milliers d'années									
90° (1)	270° (1')	90° (2)	270° (2')	IV	III	II	I	II'	III'	IV'	
0		0.6									MAKALIEN WÜRM III
	0'		11.2	A	PD 0' $\epsilon_0(1)$	PD	PD	PI			
1		22.1		PC 1 $\epsilon'_0(3)$	A	A	A	A	A	PC 1' $\epsilon'_0(1)$	
2	1'	47.5	33.2				PI	PD	PD 2 $\epsilon_1(1)$	A	WÜRM II
	2'		60.1				A	A	A	PC 2' $\epsilon'_1(2)$	
3		71.2		PC 3 $\epsilon'_1(1)$	A	A					
4	3'	82.4			PD 3' $\epsilon_2(1)$	PD	PD	PI	PD 4 $\epsilon_2(2)$	A	WÜRM I
	4'	94.1	105.9			PI	PD	PD	A	PC 4' $\epsilon'_2(2)$	
5		116.1		PC 5 $\epsilon'_2(3)$	A	A	A	A			
6	5'	126.9			PD 5' $\epsilon_3(2)$	PD	PD	PI	PD 6 $\epsilon_3(1)$	A	Riss II
	6'	138.8	151.0			PI	PD	PD	A	PC 6' $\epsilon'_3(2)$	
7		163.6		PC 8 $\epsilon'_3(2)$	A	A		PD	PD 7 $\epsilon_4(1)$	A	
8	7'	175.7			PD 7' $\epsilon_4(2)$	PD	PD	PI			Riss I
	8'	186.9	197.7								
9		208.8			PD 9' $\epsilon_5(3)$	PI	PD	PD	PC 9 $\epsilon_5(3)$	A	
10	9'	220.3				PD	PD	PI			
10		231.1		PC 10 $\epsilon'_5(3)$	A	A					
11	10'	242.0				PI	PD	PD	PD 11 $\epsilon_6(1)$	A	
12		253.9					A	A	A	PC 10' $\epsilon'_5(1)$	
11	11'	268.1								PC 11' $\epsilon'_6(2)$	
12		280.2			PD 12' $\epsilon_7(3)$	PD	PD	PI	PD 13 $\epsilon_7(3)$	A	
13	12'	291.0		A		PI		PD			
14		302.2					A	A	A	PC 13' $\epsilon'_7(3)$	
14	13'	313.2			PC 14 $\epsilon'_7(1)$	A					
15	14'	323.4		A	PD 14' $\epsilon_8(2)$	PD	PD	PI			
16		345.2						A	A	PC 15' $\epsilon'_8(1)$	
15	15'	355.6									
16		364.7			PD 16' $\epsilon_9(1)$	PD	PD	PI			
17	16'	369.5		A						PC 17' $\epsilon'_9(2)$	
17		377.9					A	A	A		
18	17'	388.2									MINDEL II ?
18		397.8		PC 18 $\epsilon'_9(2)$	A	A					
19	18'	407.7				PI	PD	PD	PD 19 $\epsilon_{10}(1)$	A	
20	19'	427.4									MINDEL I ?
20		436.2		PC 20 $\epsilon'_{10}(2)$	A	A			A	PC 20' $\epsilon'_{10}(1)$	
21	20'	444.4					PI	PD	PD 21 $\epsilon_{11}(1)$	A	
22		453.7									GÜNZ II ?
22	21'	464.2					A				
23	22'	484.3		PC 22 $\epsilon'_{11}(2)$	A						
24		494.7			PD 23' $\epsilon_{12}(2)$	PI	PD	PD	PD 23 $\epsilon_{12}(2)$		GÜNZ I ?
25	23'	505.4				PD	PD	PI			
24		516.0		PC 24 $\epsilon'_{12}(2)$	A	A					
26	24'	525.9									
25		535.9									
26	25'	535.9									
27		546.8								PC 26' $\epsilon'_{13}(2)$	
27	26'	556.9					A	A	A		
28		567.3			PD 27' $\epsilon_{14}(4)$	PD	PD	PI	PD 28 $\epsilon_{14}(4)$	A	
29	27'	577.9		A		PI		PD			
28		588.8					A	A	A	PC 28' $\epsilon'_{14}(3)$	
29	28'	599.4									
30		610.0			PD 29' $\epsilon_{15}(2)$	PD	PD	PI			
31	29'	621.1		A				A	A	PC 30' $\epsilon'_{15}(2)$	
32	30'	649.6				PI	PD	PD	PD 31 $\epsilon_{16}(1)$	A	
33		661.2			PD 31' $\epsilon'_{16}(3)$	PI	PD	PD			DONAU III ?
32	31'	672.3				PD					
34		682.4		PC 32 $\epsilon'_{16}(1)$	A	A					
35	32'	692.6									
36		703.1			PD 33' $\epsilon_{17}(3)$	PI	PD	PD	PD 33 $\epsilon_{17}(3)$	A	
37	33'	713.8				PD					
38		724.3		PC 34 $\epsilon'_{17}(1)$	A	A					DONAU II ?
39	34'	734.4									
40		743.9									
41	35'	751.3									
42		758.6						A	A	PC 36' $\epsilon'_{18}(2)$	
43	36'	767.8									
44		777.4			PD 37' $\epsilon_{19}(2)$	PD	PD	PI			DONAU I ?
45	37'	787.6		A		A				PC 38' $\epsilon'_{19}(3)$	
46		797.9		PC 38 $\epsilon'_{19}(2)$	A			A	A		
47	38'	807.0									
48		816.4			PD 39' $\epsilon_{20}(1)$	PD	PD	PI	PD 40 $\epsilon_{20}(1)$	A	
49	39'	826.1		A		PI		PD	A	PC 40' $\epsilon'_{20}(2)$	
50		835.4					A				
51	40'	845.0									
52		854.7		PC 41 $\epsilon'_{20}(2)$	A	A					
53	41'	864.8									
54		875.7				PI	PD	PD	PD 42 $\epsilon_{21}(1)$	A	
55	42'	885.3					A	A	A	PC 42' $\epsilon'_{21}(2)$	
56		895.1		PC 43 $\epsilon'_{21}(1)$	A	A					
57	43'	904.6									
58		911.8									
59	44'	919.0					A				
60		928.3		PC 45 $\epsilon'_{22}(1)$	A		A				
61	45'	937.9									
62		948.2			PD 46' $\epsilon_{23}(4)$	PI	PD	PD	PD 46 $\epsilon_{23}(3)$	A	
63	46'	958.9		A		PD		PI			
64		969.2		PC 47 $\epsilon'_{23}(2)$	A	A					
65	47'	979.6									
66		990.6				PI	PD	PD	PD 48 $\epsilon_{24}(2)$	A	



# SEQUENCES DES PLUVIAUX ET INTERPLUVIAUX DU QUATERNAIRE AFRICAIN.

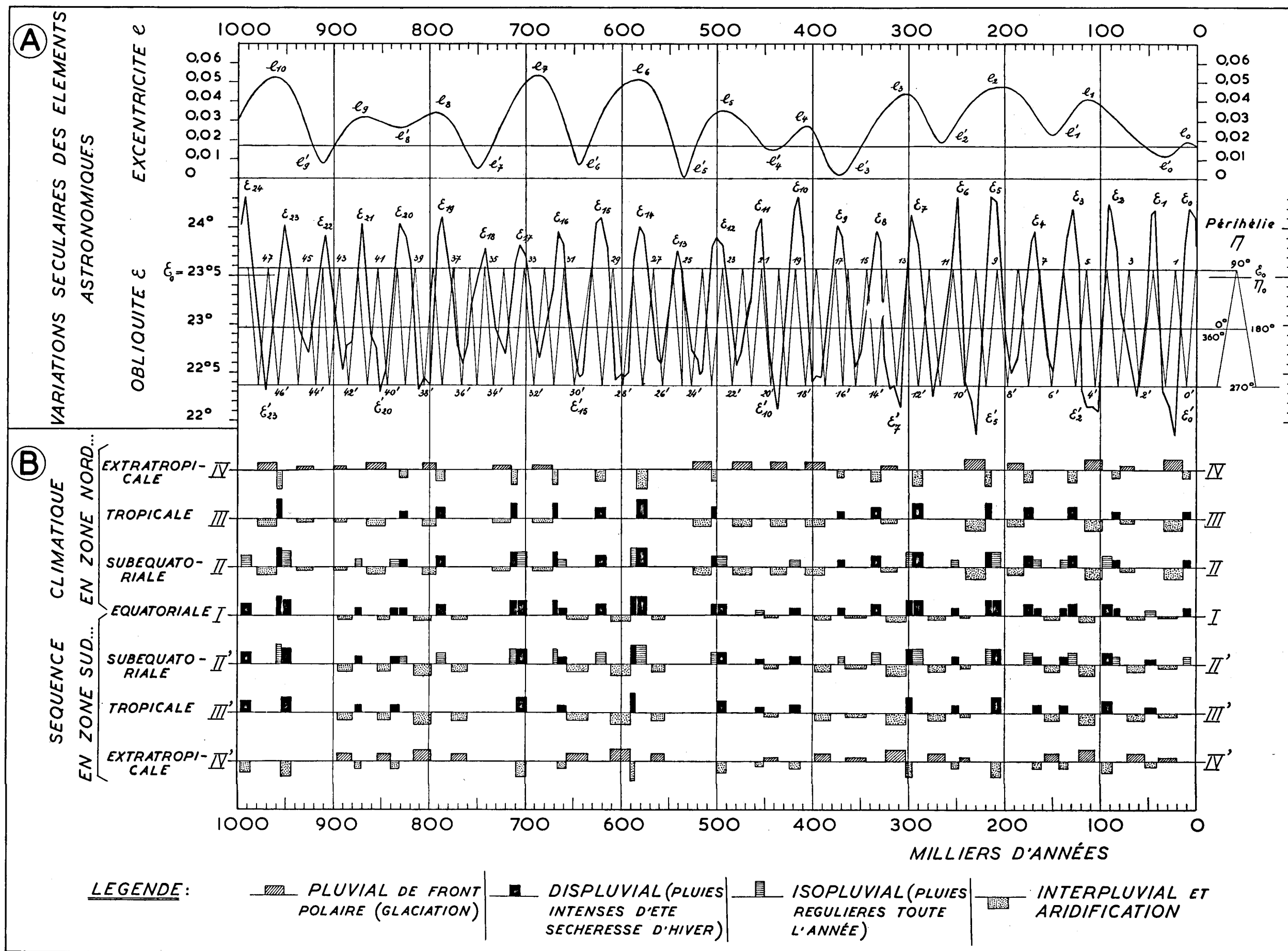


FIG. 6. — Variations séculaires des éléments  $e$ ,  $\varpi$  et  $\epsilon$  au cours du dernier million d'années et séquences des événements climatiques du Quaternaire africain dans les diverses zones du Continent.  
(E.-A. BERNARD, *Théorie astronomique des pluviaux et interpluviaux du Quaternaire africain*, Mém. in-8° de l'A.R.S.O.M., Bruxelles, Tome XII, fasc. 1, 1961)





---

Achevé d'imprimer le 2 mai 1962  
par les Editions J. Duculot, S. A., Gembloux (Belgique)