Scherer Marc
2/01/69

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

AERONOMICA ACTA

A - N° 10 - 1961

Introduction à l'étude de l'aéronomie (2ème partie)

par M. NICOLET

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

AVANT-PROPOS

Cette deuxième partie de l'Introduction à l'Etude de l'Aéronomie (Aeronomica Acta, A 10) est la suite de l'exposé (Aeronomica Acta, A 7). Après avoir étudié les conditions de l'homosphère dans Aeronomica Acta A-7 la photoionisation (chapitre VI), la photodissociation (chapitre VII) et le rayonnement solaire et ses effets (chapitre VIII) sont analysés dans Aeronomica Acta A-10. Ensuite, paraîtront deux autres Aeronomica Acta A-11 et A-12 où le problème des collisions et réactions et celui de l'ionosphère seront étudiés. Ces divers exposés sont extraits d'un volume du Handbuch der Physik que je publie en anglais. La traduction française est de G. Kockarts.

M. NICOLET.

VOORWOORD

Deze tekst stelt het tweede deel voor van de Introduction à l'Etude de l'Aéronomie (Aeronomica Acta, A 10) en is het vervolg van Aeronomica Acta, A-7. Na de toestand in de homosfeer bestudeerd te hebben in Aeronomica Acta A-7, zullen achtereenvolgens de fotoïonisatie (hoofdstuk VI), de fotodissociatie (hoofdstuk VII) evenals de zonnestraling en haar invloed (hoofdstuk VIII) ontleed worden in deze Aeronomica Acta. Vervolgens zullen twee andere Aeronomica Acta, A-11 en A-12 verschijnen, één gewijd aan de studie der botsingen en reacties, de andere aan de ionosfeer. Deze onderscheidene uiteenzettingen zijn uittreksels van een boekdeel van het "Handbuch der Physik" welke ik in het engels uitgeef. De franse vertaling is van G. Kockarts.

M. NICOLET.

FOREWORD

This second part of the "Introduction à l'Etude de l'Aéronomie" (Aeronomica Acta, A-10) is the continuation of the Aeronomica Acta, A-7. After studying the conditions in the homosphere in Aeronomica Acta A-7, the photoionisation (chapter VI), the photodissociation (chapter VII) and the solar radiation and its effects (chapter VIII) are analyzed in Aeronomica Acta A-10. Two other Aeronomica Acta A-11 and A-12 will be published in which the collision and reaction problems as well as the ionospheric problem will be studied. These reports are taken from a paper to be published in English in the Handbook of Physics. The French translation is from G. Kockarts.

M. NICOLET.

VORWORT

Der zweite Teil aus "Introduction à l'Etude de l'Aeronomie" (Aeronomica Acta A-10) ist die Folge des Aeronomica Acta A-7. Nach dem Studium der Eigenschaften der Homosphäre im Aeronomica Acta A-7, werden die Photoionisation (Kapitel VI), die Photodissoziation (Kapitel VII) und die Sonnenaustrahlung and ihre Wirkungen analysiert im Aeronomica Acta A-10. Dann werden zwei andere Aeronomica Acta A-11 und A-12 herausgegeben werden worin das Problem der Stösse und der Reaktionen sowie die Ionosphäre studiert werden. Diese verschiedene Aufträge sind Auszüge eines englischen Text aus einem Band des Handbuches der Physik. Die französische Übersetzung ist von G. Kockarts.

M. NICOLET.

INTRODUCTION A L'ETUDE DE L'AERONOMIE

par

Marcel NICOLET

TABLE DES MATIERES

Première partie : Aeronomica Acta A - n° 7

I. Introduction générale

1. Etat de la question
2. La densité atmosphérique
3. La température
4. La masse moléculaire
5. L'ionosphère
6. Les régions de l'atmosphère

II. La composition de l'homosphère

1. Introduction
2. Les constituants permanents principaux
3. Les gaz nobles
4. La composition moléculaire
5. La composition isotopique

III. Les conditions physiques normales de l'homosphère

1. Introduction
2. Valeurs numériques entre 30 km et 100 km.
3. La thermosphère inférieure

IV. La dissociation de l'oxygène

1. Introduction
2. Le problème théorique
3. La formation de l'ozone
4. La durée de vie de l'oxygène atomique
5. L'atome d'oxygène à 100 km

V. Le gradient de température dans la thermosphère

1. Introduction
2. Les conditions à 150 km et à 200 km
3. Les diverses énergies dans la thermosphère
4. Les conditions aux très hautes altitudes

Deuxième partie : Aeronomica Acta A - n° 10

VI. La photoionisation

1. Introduction
2. Absorption des rayons X entre 1 A et 10 A
3. Absorption des rayons X entre 10 A et 100 A
4. Absorption des radiations ultraviolettes de longueur d'onde inférieure à 1000 A
5. Ionisation par l'ultraviolet de longueur d'onde supérieure à 1000 A

VII. La photodissociation

1. Introduction
2. L'oxygène moléculaire
3. L'ozone
4. La vapeur d'eau
5. L'anhydride carbonique
6. Autres constituants

VIII. Le rayonnement solaire et ses effets

1. Introduction
2. Emissions du corps noir et du Soleil
3. Lyman-α et Lyman-β
4. Les rayons X
5. Le rayonnement ultraviolet de longueur d'onde inférieure à 1050 A
6. Les variations de l'émission solaire

Troisième partie : Aeronomica Acta A - n° 11

IX. Collisions et réactions

1. Introduction
2. Collisions entre sphères élastiques
3. Collisions élastiques entre électrons et particules neutres
4. Collisions élastiques entre ions et particules neutres
5. Recombinaison radiative
6. Recombinaison par collision triple
7. Déplacement d'atomes dans les formations moléculaires
8. Ions positifs et électrons
9. Ions négatifs
10. Echange de charge entre ions et atomes

X. Réactions aéronomiques

1. Introduction
2. Dissociation de l'oxygène
3. Dissociation de l'azote
4. Formation de la molécule NO
5. Production ionosphérique de N et NO
6. La molécule NO dans la mésosphère
7. Les composés de l'hydrogène

Quatrième partie : Aeronomica Acta A - n° 12

XI. L'ionosphère

1. Introduction
2. Les processus ionosphériques
3. La production de l'ionisation normale
   3.1. L'absorption dans l'atmosphère
   3.2. Lois de la distribution verticale de l'absorption
   3.3. Lois de la distribution verticale des électrons
4. La concentration électronique en présence d'ions négatifs
5. La concentration électronique en présence d'échange de charges
6. L'origine de l'ionisation de la région D
7. L'origine de l'ionisation de la région E.
8. L'origine de l'ionisation de la région F

INTRODUCTION A L'ETUDE DE L'AERONOMIE

(deuxième partie)

par

Marcel NICOLET.

VI. LA PHOTOIONISATION.

1. Introduction.

L'absorption des radiations solaires conduit à la dissociation et à l'ionisation des constituants atmosphériques. Si l'énergie rayonnée est suffisamment élevée, elle peut produire un échauffement de l'atmosphère. Il est nécessaire de déterminer les propriétés absorbantes des constituants principaux de même que celles des constituants secondaires car ces derniers peuvent provoquer d'importantes réactions aéronomiques. Ainsi, dans la lueur nocturne, l'émission prépondérante est due au radical OH, bien que sa concentration soit négligeable par rapport à celle de l'oxygène atomique. De même la concentration de l'ion NO^+ est supérieure à celle de N_2^+, alors que celle de la molécule NO n'est qu'une faible fraction de la concentration en N_2. D'autre part, les réactions aéronomiques des constituants secondaires de l'atmosphère terrestre présentent un intérêt particulier pour l'étude des autres planètes ayant une composition chimique différente.

2. Absorption des rayons X entre 1 A et 10 A[1]

Lorsque les masses atomiques ne sont pas trop différentes, l'absorption des rayons X dépend plus de la concentration que de la nature des éléments. C'est pourquoi, dans l'homosphère, il faut tenir compte surtout de l'absorption par les constituants principaux. A la fig. 8, nous avons représenté les sections efficaces d'absorption entre 0,01 A et 1 A et à la fig. 9, celles de l'absorption entre 1 et 10 A. Les sections efficaces varient de 3×10^{-23} cm^2 à 10^{-19} cm^2 entre 0,01 A et 10 A.

---

(1) Nicolet and Aikin, J. Geophys. Res., 65, 1469, 1960.

Le tableau XI donne les valeurs numériques des sections efficaces d'absorption entre 0,01 A et 10 A, ainsi que l'altitude correspondante de l'épaisseur optique unitaire. On voit que l'absorption maximum entre 0,01 et 0,7 A a lieu dans la stratosphère de 27,5 à 50 km. L'absorption dans la mésosphère apparaît dans le domaine spectral allant de 0,7 A à 7 A. La fig. 10 présente l'altitude de l'épaisseur optique unitaire en fonction de la longueur d'onde et permet ainsi de suivre l'absorption des rayons X en fonction de l'altitude.

Il s'agit de voir maintenant le résultat de l'absorption des rayons X par les constituants atmosphériques. Les radiations de courte longueur d'onde sont d'abord soumises à une absorption conduisant à la photoionisation. Les limites d'ionisation de l'oxygène et de l'azote sont situées respectivement vers 23 A et 31 A; dès lors, les électrons photoélectriques pourront produire d'autres ionisations lorsque leur énergie sera suffisamment élevée. Pour les longueurs d'onde inférieures à 0,5 A, la diffusion Compton s'ajoute à l'effet photoélectrique, réduisant ainsi la diminution de la section efficace avec la longueur d'onde (voir fig. 8). Néanmoins, le résultat final de tout processus d'absorption est l'ionisation de l'oxygène et de l'azote. En général, le nombre d'électrons produits correspond à l'utilisation de 35 eV par paire d'ions[1]. Il est donc possible de déterminer le nombre d'électrons produits par photon solaire. On obtient les valeurs approximatives suivantes pour $\lambda > 1A$:

λ	6 A	4 A	2 A	
Efficacité	45	75	165	électrons

Pour les longueurs d'onde très courtes, l'efficacité est très élevée :

λ	0,62 A (20 keV)	0,31 A (40 keV)	0,124 (100 keV)	
Efficacité	570	1140	2860	électrons

Il est possible de conclure (tableau XI) que l'ionisation par les rayons X de longueur d'onde inférieure à 10 A aura lieu dans la région D de l'ionosphère. Mais l'effet de cette ionisation ne peut être déterminé sans tenir compte du

---

(1) Valentine and Curran, Rep. Prog. in Physics, 21, 1, 1958.

TABLEAU XI.- Sections efficaces d'absorption et altitude de l'épaisseur optique unitaire pour les rayons X entre 0,01 A et 10 A.

λ (A)	$K(N_2)$ (cm^2)	$K(O_2)$ (cm^2)	K(A) (cm^2)	K(Air) (cm^2)	Altitude $\tau_{air}=1$ (km)
0,01	$2,66 \times 10^{-24}$	$3,03 \times 10^{-24}$	$3,42 \times 10^{-24}$	$2,74 \times 10^{-24}$	27
0,02	$3,69 \times 10^{-24}$	$4,22 \times 10^{-24}$	$4,77 \times 10^{-24}$	$3,81 \times 10^{-24}$	30
0,05	$5,28 \times 10^{-24}$	$6,05 \times 10^{-24}$	$7,11 \times 10^{-24}$	$5,46 \times 10^{-24}$	32
0,10	$6,64 \times 10^{-24}$	$7,65 \times 10^{-24}$	$1,09 \times 10^{-23}$	$6,89 \times 10^{-24}$	34
0,20	$8,40 \times 10^{-24}$	$1,01 \times 10^{-23}$	$2,96 \times 10^{-23}$	$8,95 \times 10^{-24}$	36
0,40	$1,45 \times 10^{-23}$	$2,03 \times 10^{-23}$	$1,66 \times 10^{-22}$	$1,71 \times 10^{-23}$	41
0,60	$2,91 \times 10^{-23}$	$4,59 \times 10^{-23}$	$5,23 \times 10^{-22}$	$3,72 \times 10^{-23}$	47
0,80	$5,71 \times 10^{-23}$	$9,51 \times 10^{-23}$	$1,20 \times 10^{-21}$	$7,56 \times 10^{-23}$	53
1,00	$1,03 \times 10^{-22}$	$1,76 \times 10^{-22}$	$2,27 \times 10^{-21}$	$1,38 \times 10^{-22}$	58
1,20	$1,71 \times 10^{-22}$	$2,95 \times 10^{-22}$	$3,83 \times 10^{-21}$	$2,31 \times 10^{-22}$	62
1,50	$3,23 \times 10^{-22}$	$5,63 \times 10^{-22}$	$7,18 \times 10^{-21}$	$4,37 \times 10^{-22}$	66
2,00	$7,47 \times 10^{-22}$	$1,31 \times 10^{-21}$	$1,59 \times 10^{-20}$	$1,01 \times 10^{-21}$	72
2,50	$1,44 \times 10^{-21}$	$2,57 \times 10^{-21}$	$2,90 \times 10^{-20}$	$1,92 \times 10^{-21}$	76
3,00	$2,46 \times 10^{-21}$	$4,29 \times 10^{-21}$	$4,67 \times 10^{-20}$	$3,26 \times 10^{-21}$	79
4,00	$5,73 \times 10^{-21}$	$9,93 \times 10^{-21}$	$1,10 \times 10^{-20}$	$6,55 \times 10^{-21}$	83
5,00	$1,10 \times 10^{-20}$	$1,90 \times 10^{-20}$	$1,93 \times 10^{-20}$	$1,26 \times 10^{-20}$	87
6,00	$1,87 \times 10^{-20}$	$3,20 \times 10^{-20}$	$3,09 \times 10^{-20}$	$2,13 \times 10^{-20}$	90
8,00	$4,27 \times 10^{-20}$	$7,22 \times 10^{-20}$	$6,23 \times 10^{-20}$	$4,85 \times 10^{-20}$	95
10,00	$8,05 \times 10^{-20}$	$1,34 \times 10^{-19}$	$1,05 \times 10^{-19}$	$9,09 \times 10^{-20}$	99

rayonnement solaire émis dans ce domaine spectral ainsi que d'autres processus d'ionisation dont nous parlerons plus loin. Il faut signaler que l'argon a une importante section efficace d'absorption dans le domaine spectral considéré, mais son ionisation n'est pas importante dans le bilan final. La fig. 9 montre la discontinuité due à la limite K de l'argon, vers 3,65 A.

3. Absorption des rayons X entre 10 A et 100 A

Les limites K du carbone, de l'azote et de l'oxygène appartiennent au domaine spectral entre 10 A et 100 A. La fig. 11 donnent les sections efficaces d'absorption pour ces trois éléments; la section efficace de l'air varie entre 10^{-19} et 10^{-18} cm^2. L'épaisseur optique unitaire pour tout ce domaine spectral se trouve dans une couche de l'ordre de 20 km centrée vers 110 km. Ainsi, on peut faire un rapprochement immédiat avec la couche E de l'ionosphère. Deux domaines spectraux sont à considérer suivant que l'absorption a lieu pour des longueurs d'onde supérieures ou inférieures à 31 A. Pour $\lambda > 31$ A, l'ionisation a lieu dans le continuum L, tandis que pour $\lambda < 31$ A, elle correspond au continuum K. Le premier domaine spectral est plus efficace pour l'ionisation des constituants atmosphériques, car l'énergie solaire pour $\lambda > 31$ A est supérieure à celle pour $\lambda < 31$ A. Toutefois, il faut envisager d'autres possibilités, telles que l'ionisation par le rayonnement ultraviolet et divers effets de recombinaison avant de pouvoir étudier l'état d'ionisation de la région E.

Afin de simplifier les calculs d'ionisation par rayons X, on peut diviser les domaines spectraux de 100 A à 31 A et de 31 A à 10 A, en trois parties. Le tableau XII donne les sections efficaces à utiliser dans tout le domaine spectral de 100 A à 10 A.

4. Absorption des radiations ultraviolettes de longueur d'onde inférieure à 1000 A.

L'étude de l'absorption ultraviolette est plus compliquée que celle des rayons X, car une analyse est nécessaire pour chaque constituant. Les atomes et les molécules ont des sections efficaces très différentes, même dans des domaines spectraux identiques. Cependant, il est possible de tirer certaines conclusions d'ordre général. Comme les potentiels d'ionisation de beaucoup d'atomes et molécules de l'atmosphère terrestre, sont supérieurs au potentiel

TABLEAU XII.- Sections efficaces d'absorption pour les rayons X entre 10 A et 100 A.

Longueur d'onde	70 A	50 A	35 A
Domaine spectral	90 - 55 A	55 - 40 A	40 - 31 A
Section efficace			
Totale (cm^2)	$6,2 \times 10^{-19}$	$3,0 \times 10^{-19}$	$1,3 \times 10^{-19}$
N_2 (cm^2)	$5,5 \times 10^{-19}$	$2,4 \times 10^{-19}$	$9,7 \times 10^{-20}$
O_2 (cm^2)	$9,3 \times 10^{-19}$	$4,0 \times 10^{-19}$	$1,6 \times 10^{-19}$
λ	20,5 A	15,5 A	11,5 A
Domaine spectral	31 - 16,5 A	16,5 - 12,8 A	12,8 - 10,3 A.

d'ionisation de l'oxygène moléculaire (voir tableau XIII), il est évident que l'absorption par O_2 limite la pénétration du rayonnement solaire capable d'ioniser les molécules polyatomiques entre 1010 A et 940 A. Ainsi l'ionisation de CH_4, O_3, H_2O, NO_2 et N_2O n'est pas à envisager pratiquement, car l'énergie solaire nécessaire à cette ionisation sera absorbée par O_2 avant de pénétrer dans les couches inférieures où les molécules ci-dessus existent en concentration suffisante .

Pour la même raison, CO, CO_2 et les gaz rares A, Ne, He ne participeront pas efficacement à l'ionisation atmosphérique car l'atome d'oxygène est photo-ionisé à partir de 910 A et la molécule d'azote à partir de 796 A. Ainsi, les constituants les plus abondants (O_2, O, N_2) limiteront l'ionisation des autres constituants atmosphériques.

L'oxygène moléculaire a plusieurs limites d'ionisation correspondant aux divers états électroniques de la molécule ionisée :

	$^2\Pi_g$	$^4\Pi_u$	$^2\Pi_u$	$^4\Sigma_g^-$
λ (en A)	1026,5	770	737	682
Energie (eV)	12,08	16,10	16,85	18,17

La section efficace d'ionisation, dans le continuum correspondant au premier potentiel d'ionisation (1026 A $\leq \lambda \leq$ 910 A), est toujours inférieure à 4×10^{-18} cm^2 (fig. 12).

On peut voir toutefois, que la section efficace réelle ne suit pas la distribution du continuum, mais dépend de la structure des bandes d'absorption dont la plupart sont des bandes de préionisation[1]. Dès lors, la section efficace d'ionisation varie énormément dans tout le domaine spectral et on peut se rendre compte immédiatement par la position des raies de la série de Lyman de l'hydrogène, combien l'efficacité de l'ionisation dépend de la

---

(1) P. Lee, J. Opt. Soc. Amer., 45, 703, 1955; Watanabe and Marmo, J. Chem. Phys., 25, 965, 1956.

TABLEAU XIII.- Limites d'ionisation des atomes et des molécules pour $\lambda \leq 1026$ A.

Constituant	λ	Constituant	λ
O_2	1026	O	910
NO_2	1008	CO_2	899
H_2O	985	CO	885
O_3	969	N	852
N_2O	961	N_2	796
CH_4	954	A	787
OH	940	Ne	575
H	911	He	504

structure du spectre. Il est très difficile d'obtenir des valeurs exactes des coefficients d'ionisation lorsque le spectre de l'oxygène, avec ses bandes superposées, est associé au spectre solaire dont la structure est aussi compliquée dans ce domaine spectral.

De plus, lorsque l'absorption a lieu dans une bande, une certaine fraction correspond seulement à l'ionisation. Lyman-β à 1025,7 A est un exemple typique : la section efficace d'ionisation est égale à 9×10^{-19} cm^2 tandis que la section efficace d'absorption est de $1,55 \times 10^{-18}$ cm^2. Ces valeurs de l'absorption de Lyman-β montrent que l'absorption maximum a lieu dans la thermosphère au niveau de la région E (voir tableau VI, 1ère partie) où les rayons X de longueur d'onde inférieure à 10 A sont aussi absorbés.

Les mesures expérimentales, basées sur l'absorption de radiations monochromatiques au sein des bandes, peuvent différer, car la structure de rotation est liée à la température. C'est pourquoi, dans les problèmes aéronomiques, il faut utiliser avec prudence les données expérimentales. Lorsqu'il s'agit de mesures effectuées dans un continuum avec suffisamment de résolution pour éviter des superpositions, les résultats peuvent être appliqués à l'atmosphère. Mais lorsqu'il s'agit de bandes, on doit, dans la plupart des cas, considérer les résultats comme semi-quantitatifs. Cette remarque prend une importance spéciale dans l'étude de la thermosphère où existent des températures supérieures à 1000°K. A ces températures, les structures de rotation et de vibration peuvent modifier les valeurs expérimentales obtenues à des températures plus basses.

La fig. 12 montre le début du continuum d'ionisation de l'oxygène atomique afin de rappeler que l'absorption simultanée de plusieurs éléments intervient dans l'atmosphère. L'absorption dans les bandes de N_2 doit également être introduite dans cette région du spectre. En fait, tout le spectre allant de 1030 A à 850 A comprend des bandes de l'azote extrêmement compliquées. A l'heure actuelle, on connaît la position de ces bandes sans pouvoir donner des limites aux coefficients d'absorption. Les déterminations expérimentales, à trop faible dispersion, ne peuvent être utilisées tant qu'on ne connaît pas la distribution des raies de rotation. On sait que de fortes variations existent dans les coefficients d'absorption même pour de petits intervalles spectraux.

En d'autres termes, deux radiations solaires relativement voisines peuvent se trouver l'une dans une région très absorbante, l'autre dans une fenêtre permettant une pénétration profonde dans l'atmosphère. A titre d'exemple [1], Lyman-γ à 972,5 A et Lyman-δ à 949,7 A ont des sections efficaces d'absorption qui diffèrent d'un facteur 10 pour l'oxygène moléculaire (voir fig. 12). Cependant les valeurs exactes dépendent de la température du gaz absorbant. La figure 13 présente les sections efficaces d'ionisation de l'atome et de la molécule d'oxygène de 910 A à 100 A. Les sections efficaces de l'oxygène atomique sont des valeurs théoriques[2]; à partir de 100 A, on peut extrapoler pour les longueurs d'onde plus courtes. Les diverses limites d'ionisation indiquées à la figure 13 correspondent aux différents potentiels d'ionisation suivants :

O^+	$2p^3\ {}^4S^\circ_{3/2}$	${}^2D^\circ_{5/2,\ 3/2}$	${}^2P^\circ_{3/2,\ 1/2}$	$2p^4\ {}^4P$	${}^2P$
λ	910,4	731,8	665,3	435	310
eV	13,6	16,9	18,6	28,5	40,0

Le caractère essentiel du spectre d'absorption est que la section efficace varie d'un facteur 5 dans le domaine spectral compris entre 910 et 150 A et d'environ un facteur 2 entre 730 A et 250 A. Une valeur de $(1 \pm 0{,}25) \times 10^{-17}$ cm^2 peut être utilisée comme valeur moyenne entre 730 et 250 A. Une valeur de l'ordre de 3×10^{-18} cm^2 peut être appliquée entre 910 A et 732 A et également à une partie du spectre entre 200 et 150 A.

La section efficace d'ionisation de O_2 présentée à la figure 14 correspond environ à deux fois celle de l'atome. Néanmoins, la représentation plus détaillée de la figure 13 montre que le problème de la molécule est nettement plus compliqué par suite de la présence des bandes. Encore une fois, il y a des divergences entre les données expérimentales, et la section efficace d'absorption est souvent nettement

---

(1) K. C. Clark, Phys. Rev., 87, 271, 1952.

(2) Bates and Seaton, Monthly Notices, 109, 698, 1949; Dalgarno and Parkinson, J. Atm. Terr. Phys., 18, 335, 1960.

supérieure à la section efficace d'ionisation. Ainsi, à 797 A, l'absorption totale correspond à 3,5 x 10^{-17} cm^2, alors que l'ionisation est nettement plus faible, 0,8 x 10^{-17} cm^2. Comme il est difficile d'obtenir des valeurs suffisamment précises, on peut adopter entre 750 A et 400 A, une valeur moyenne de l'ordre de (2,5 $\pm$ 0,5) x 10^{-17} cm^2 et 2 x 10^{-17} cm^2 peut être considéré comme une valeur minimum. Dans le domaine des longueurs d'onde inférieures à 400 A, la section efficace d'ionisation est néanmoins supérieure à 10^{-17} cm^2.

La molécule d'azote, dont l'étude du spectre d'absorption a été effectuée par plusieurs auteurs(1), présente un spectre dont l'analyse est moins précise que celle du spectre de l'oxygène. S'il est clair (fig. 15) que la section efficace d'ionisation due au continuum est supérieure à 10^{-17} cm^2 depuis le premier potentiel d'ionisation à λ = 795,8 A jusqu'à 500 A, il est difficile de se prononcer sur les valeurs possibles entre 500 A et 200 A. L'incertitude existe d'ailleurs dans tout le domaine spectral et il n'y a qu'une possibilité à l'heure actuelle, c'est d'adopter (voir fig. 16) une valeur moyenne entre 795 A et 350 A correspondant à (1,5 $\pm$ 0,5) x 10^{-17} cm^2. Il est évidemment difficile de donner des valeurs précises correspondant à des longueurs d'onde déterminées. Il y a peut-être une exeption pour la radiation λ = 584 A, correspondant à la raie de résonnance de l'hélium neutre, où la section efficace d'absorption par l'azote moléculaire est égale à (1,8 $\pm$ 0,2) x 10^{-17} cm^2.

En conclusion, on voit donc que les sections efficaces d'absorption des constituants principaux ne sont pas connues avec suffisamment de précision pour permettre une analyse complète des processus d'ionisation. Comme il faut utiliser certaines données dans les problèmes aéronomiques, on retiendra que le sepctre ultraviolet est plutôt caractérisé par des sections efficaces d'absorption de l'ordre de 10^{-17} cm^2 tandis que pour le spectre des rayons X de longueurs d'onde comprises entre 100 A et 10 A les sections efficaces d'ionisation sont comprises entre 10^{-18} cm^2 et 10^{-19} cm^2. Les absorptions des radiations solaires apparaîtront dans des régions atmosphériques différentes suivant la longueur d'onde. Les rayons X caractérisent la région E de l'ionosphère tandis que l'absorption ultraviolette est importante dans la région F.

---

(1) Weissler, Lee and Mohr, J. Opt. Soc. Amer., 42, 84, 1952; J.P. Curtiss, Phys. Rev., 94, 908, 1954; Astoin et Granier, C. R. Paris, 244, 1350, 1957.

5. Ionisation par l'ultraviolet de longueur d'onde supérieure à 1000 A.

Il convient de donner quelques indications sur la possibilité d'ioniser les éléments dont le potentiel d'ionisation se trouve dans le domaine spectral $\lambda > 1026,5$ A, cette longueur d'onde correspondant au premier potentiel d'ionisation de l'oxygène moléculaire. Ces atomes et molécules sont présentés au tableau XIV. On ne connait rien au sujet des sections efficaces de CH_3 et de CH. Des mesures précises ont été effectuées pour NO[1]. La section efficace d'absorption est $2,42 \times 10^{-18}$ cm^2 à Lyman-α, tandis que la section efficace d'ionisation vaut $2,02 \times 10^{-18}$ cm^2.

Les atomes de sodium et de calcium doivent être retenus, car leurs limites d'ionisation apparaissent à des longueurs d'onde pour lesquelles la radiation solaire est importante. Leurs coefficients d'ionisation peuvent être respectivement de l'ordre de 10^{-5} sec^{-1} et de 10^{-6} sec^{-1} [2]. D'autres atomes tels que le magnésium et le silicium ont leur potentiel d'ionisation dans le continuum de Schumann-Runge.

---

(1) K. Watanabe, J. Chem. Phys., 22, 1564, 1954.

(2) M. Nicolet, Meteors, p 99, ed. T. R. Kaiser, Pergamon Press, 1955.

TABLEAU XIV.- Limites d'ionisation des atomes et des molécules pour $\lambda > 1026$ A.

Atome	λ	Molécule	λ
Na	2412	NO	1340
Al	2071	CH_3	1260
Ca	2028	NH_3	1221
Mg	1622	CH	1117
Si	1521		
C	1100		

LEGENDES DES FIGURES

Fig. 8.- Absorption entre 0,01 A et 1 A par le carbone, l'azote, l'oxygène et l'argon. La section efficace totale d'absorption par l'air est également indiquée.

Fig. 9.- Section efficace d'absorption des principaux constituants de l'air entre 1 A et 15 A

Fig. 10.- Altitude de la profondeur optique unitaire pour $0,01 \leq \lambda \leq 10$ A.

Fig. 11.- Absorption des rayons X entre 10 A et 100 A. La limite K conduit à 2 domaines spectraux, de 100 à 31 A et de 31 à 10 A, ayant les mêmes sections efficaces.

Fig. 12.- Sections efficaces d'absorption et d'ionisation pour l'oxygène moléculaire entre 1030 A et 850 A. L'oxygène atomique a sa limite d'ionisation vers 910 A.

Fig. 13.- Section efficace d'ionisation de l'oxygène atomique et moléculaire pour les longueurs d'onde inférieures à 910 A.

Fig. 14.- Absorption de l'oxygène atomique et moléculaire dans le domaine spectral où la section efficace d'ionisation est supérieure à 10^{-17} cm^2.

Fig. 15.- Section efficace d'ionisation de l'azote atomique et moléculaire. Valeurs théoriques et expérimentales.

Fig. 16.- Absorption de l'azote atomique et moléculaire montrant l'incertitude des sections efficaces expérimentales.

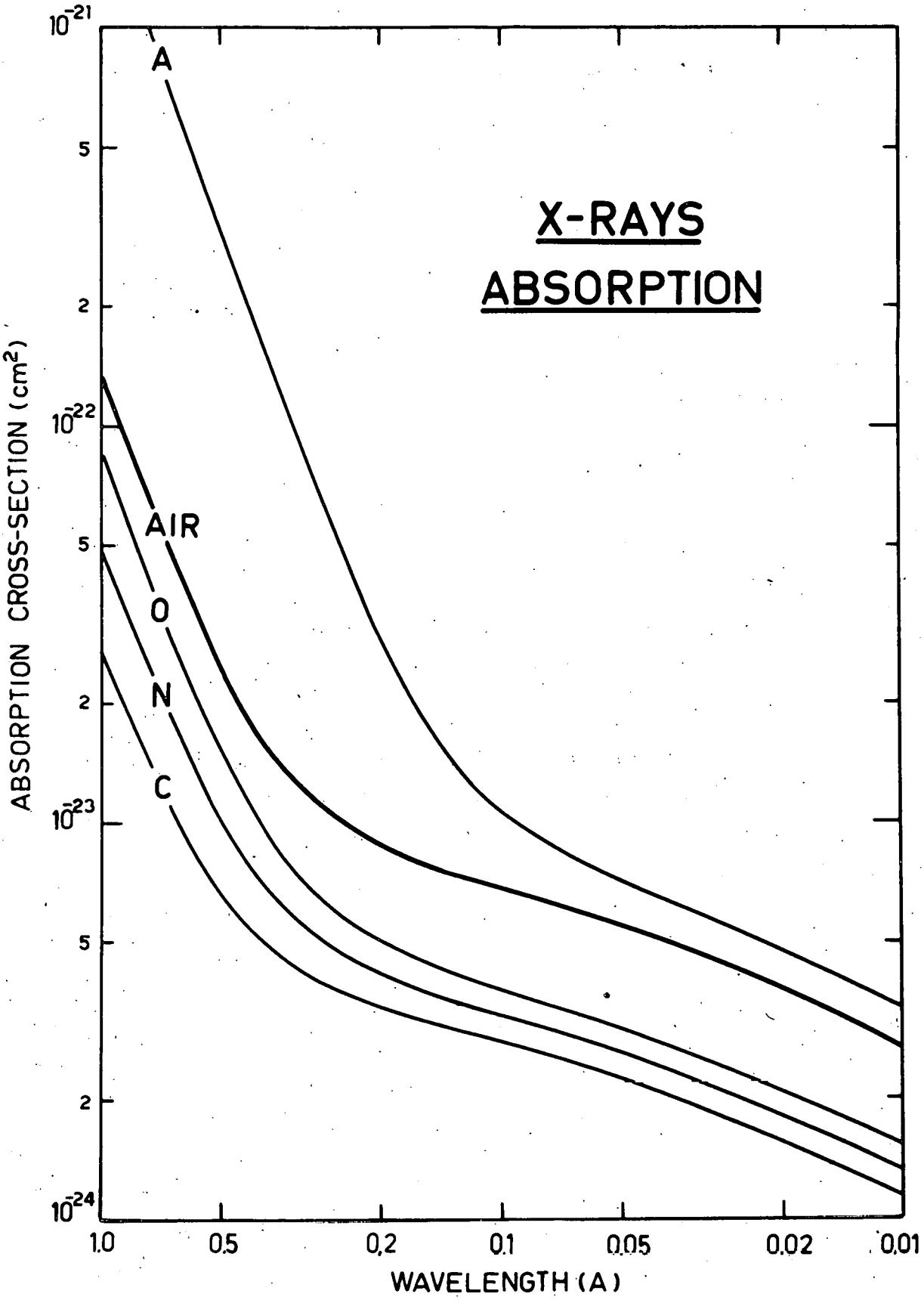

X-RAYS
ABSORPTION
A
AIR
O
N
C
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
10⁻²¹
5
2
10⁻²²
5
2
10⁻²³
5
2
10⁻²⁴
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
0.02
0.01
WAVELENGTH (A)

Figure 8

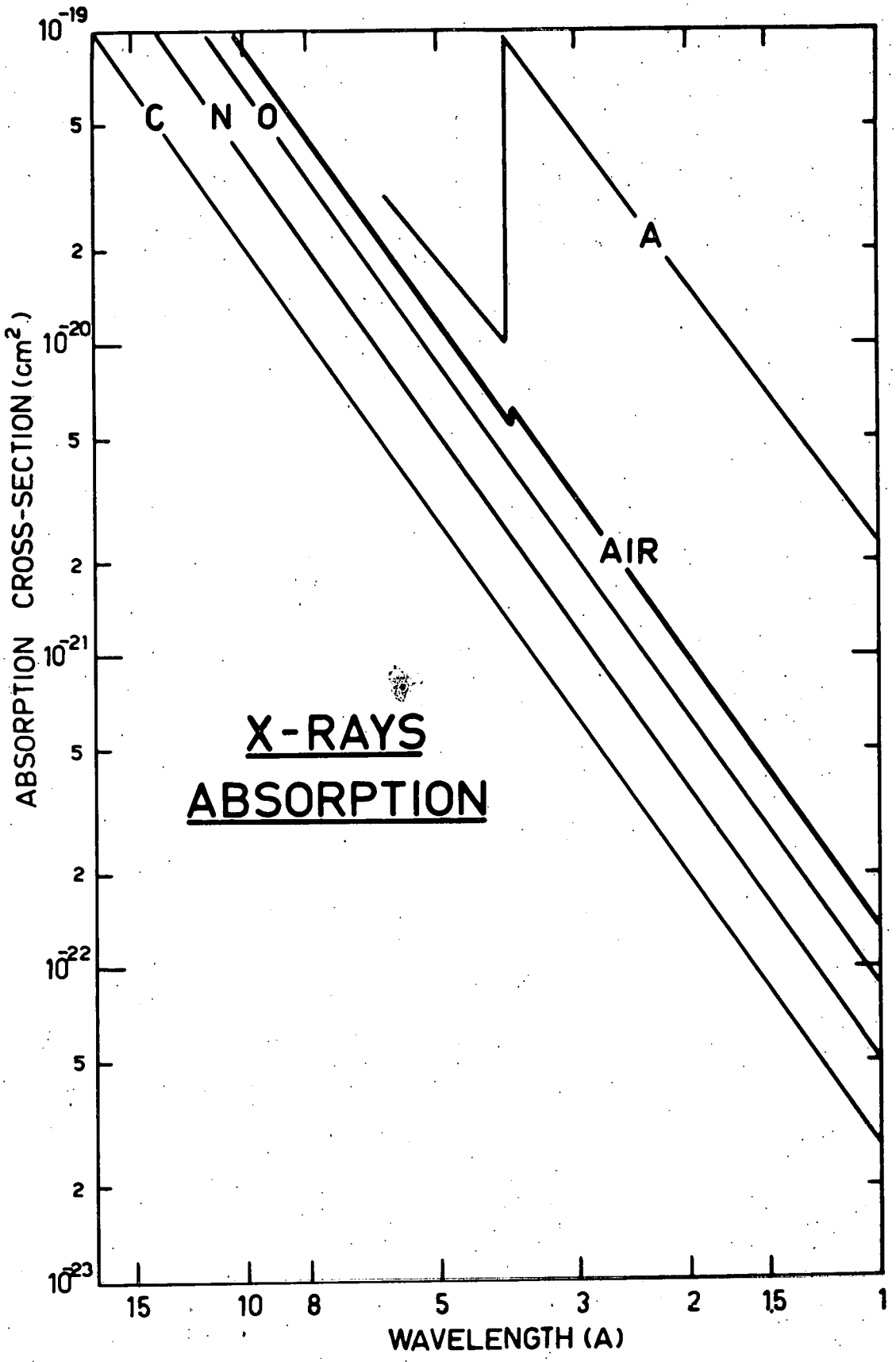

X-RAYS
ABSORPTION
C
N
O
A
AIR
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
WAVELENGTH (A)
10⁻¹⁹
10⁻²⁰
10⁻²¹
10⁻²²
10⁻²³
15
10
8
5
3
2
1.5
1

Figure 9

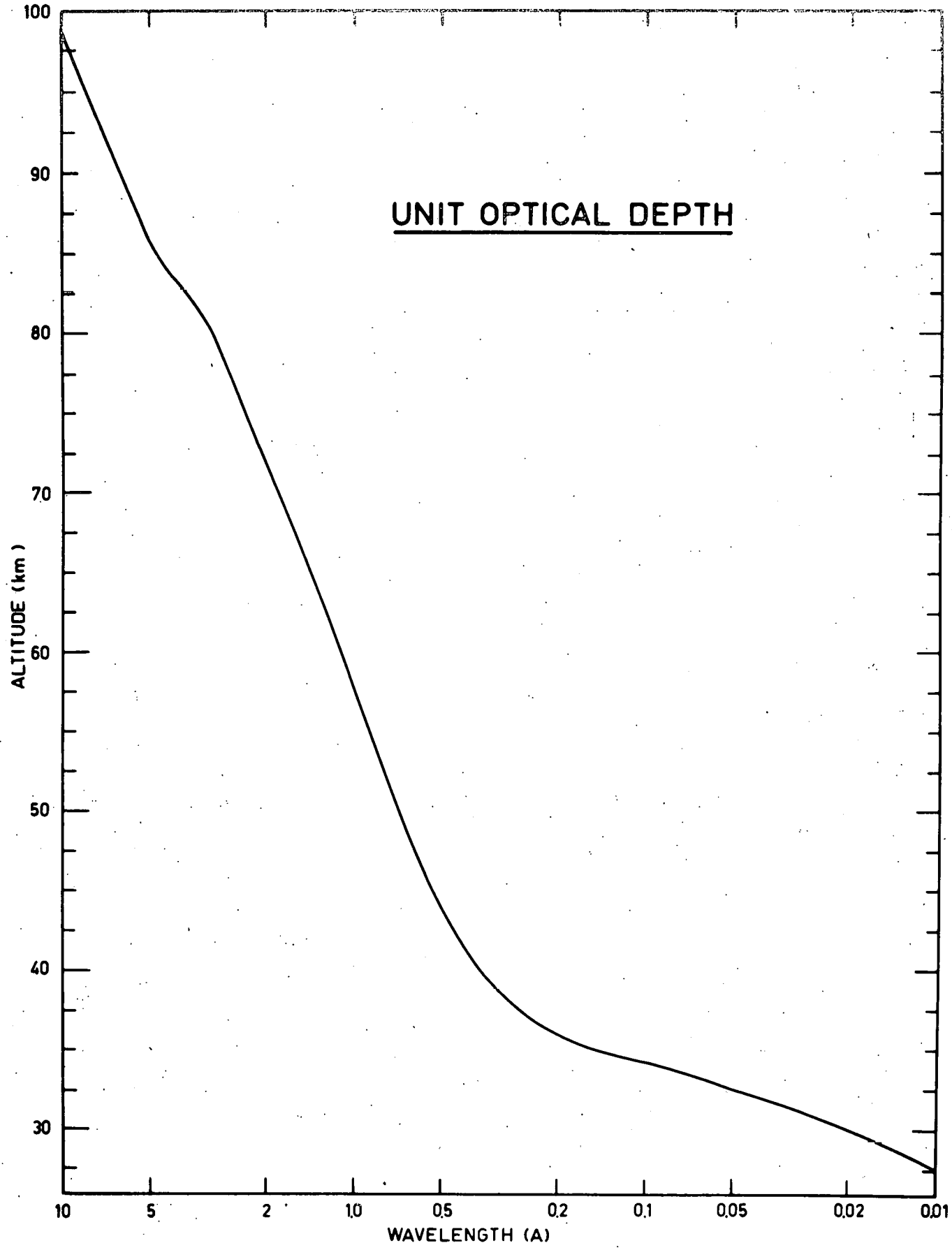

UNIT OPTICAL DEPTH
ALTITUDE (km)
100
90
80
70
60
50
40
30
10
5
2
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
0.02
0.01
WAVELENGTH (A)

Figure 10

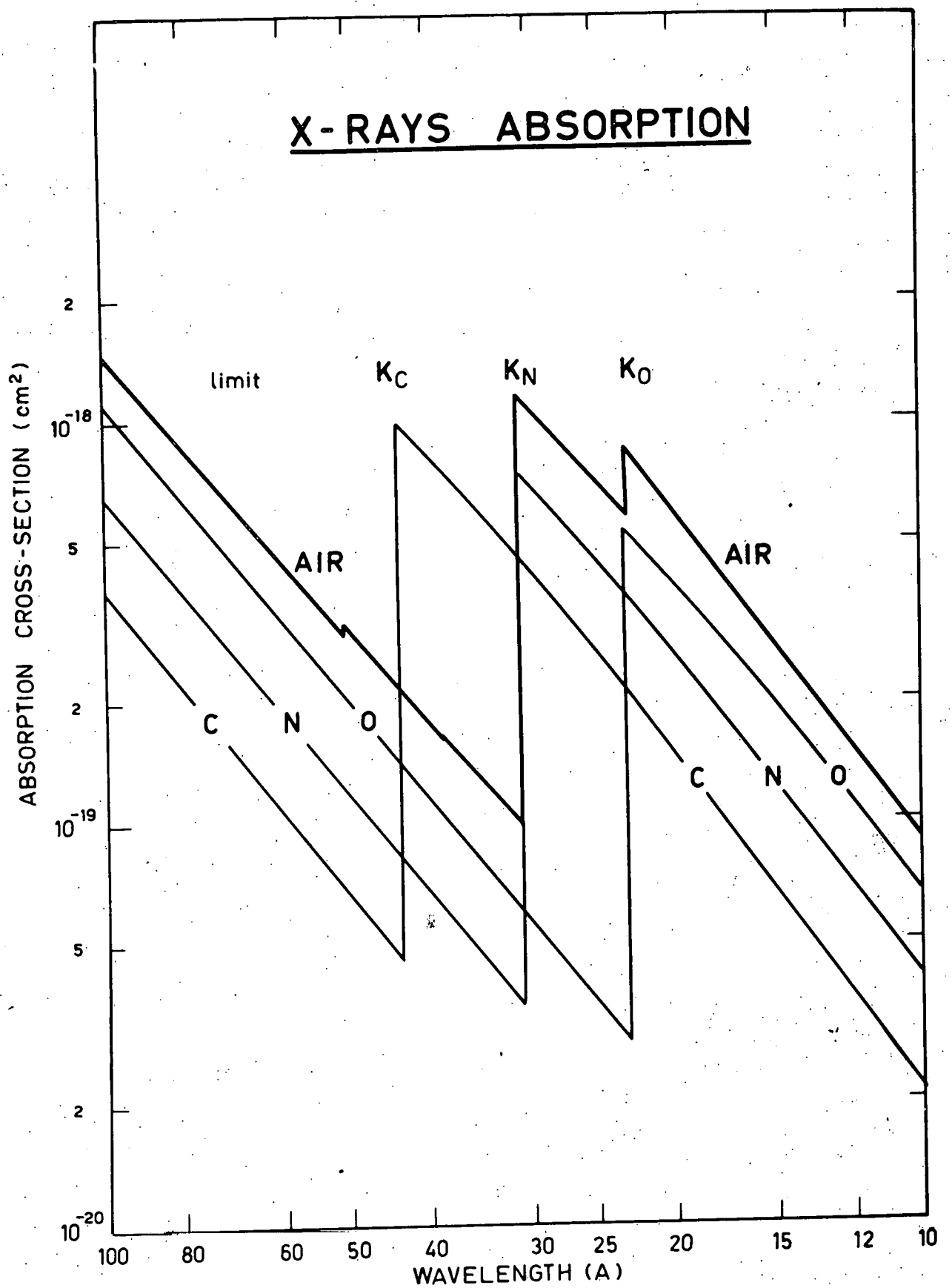

X-RAYS ABSORPTION
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
2
10⁻¹⁸
5
2
10⁻¹⁹
5
2
10⁻²⁰
limit
K_C
K_N
K_O
AIR
AIR
C
N
O
C
N
O
100
80
60
50
40
30
25
20
15
12
10
WAVELENGTH (A)

Figure 11

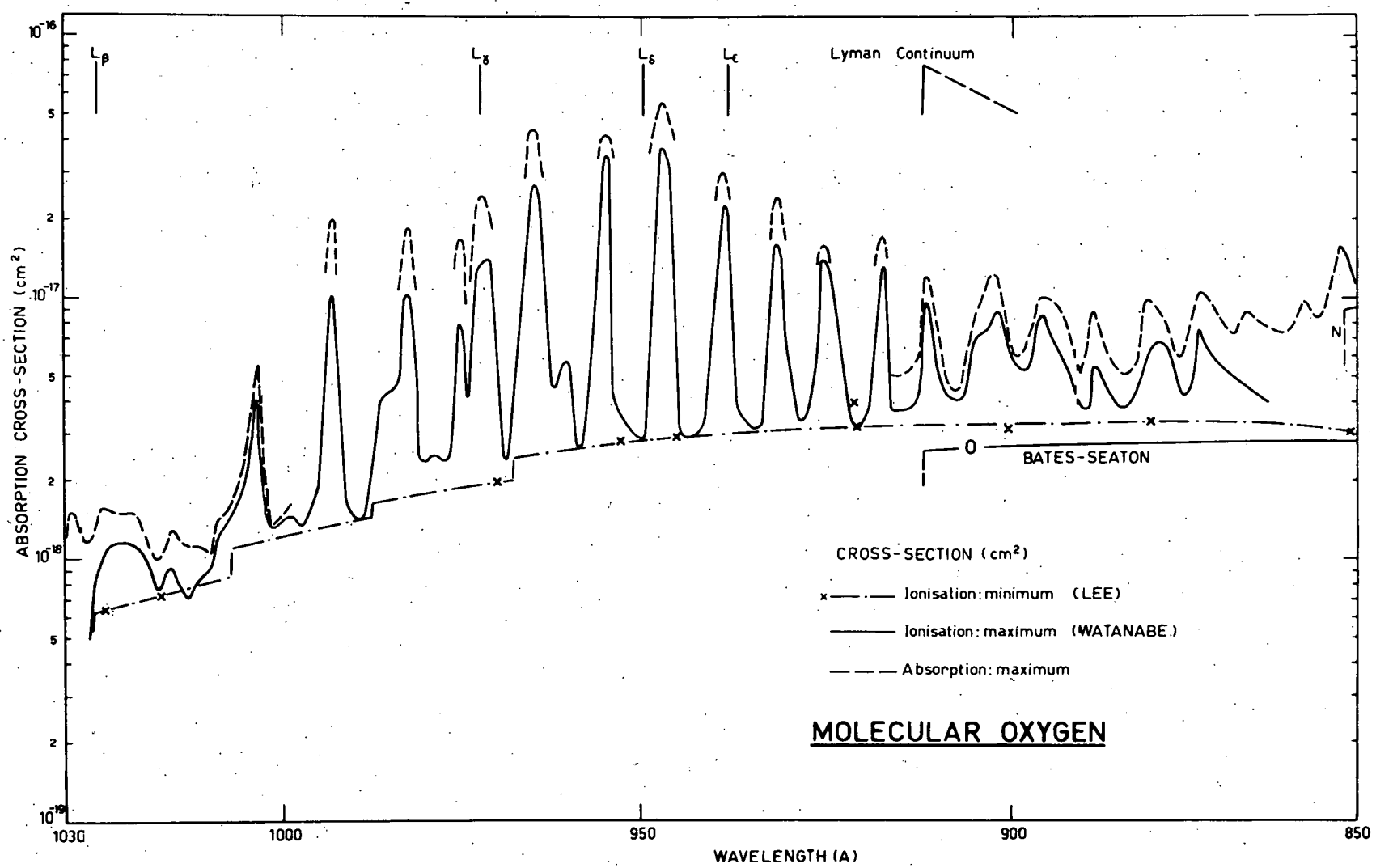

Lβ
Lγ
Lδ
Lε
Lyman Continuum
N
O
BATES-SEATON
CROSS-SECTION (cm²)
Ionisation: minimum (LEE)
Ionisation: maximum (WATANABE)
Absorption: maximum
MOLECULAR OXYGEN
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
WAVELENGTH (A)
1030
1000
950
900
850

Figure 12

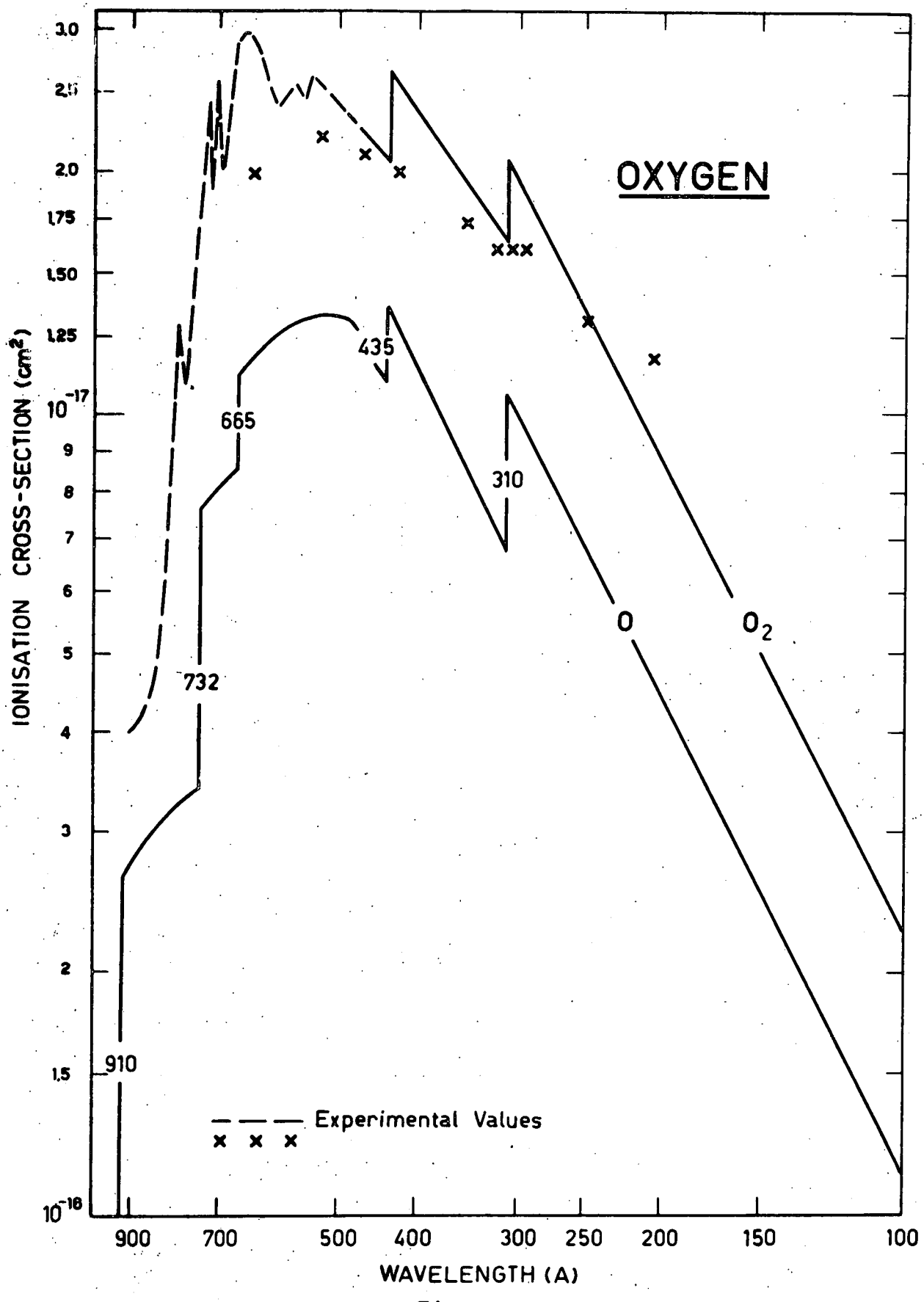

OXYGEN
IONISATION CROSS-SECTION (cm²)
3.0
2.5
2.0
1.75
1.50
1.25
10⁻¹⁷
9
8
7
6
5
4
3
2
1.5
10⁻¹⁸
910
732
665
435
310
O
O₂
Experimental Values
900
700
500
400
300
250
200
150
100
WAVELENGTH (A)

Figure 13

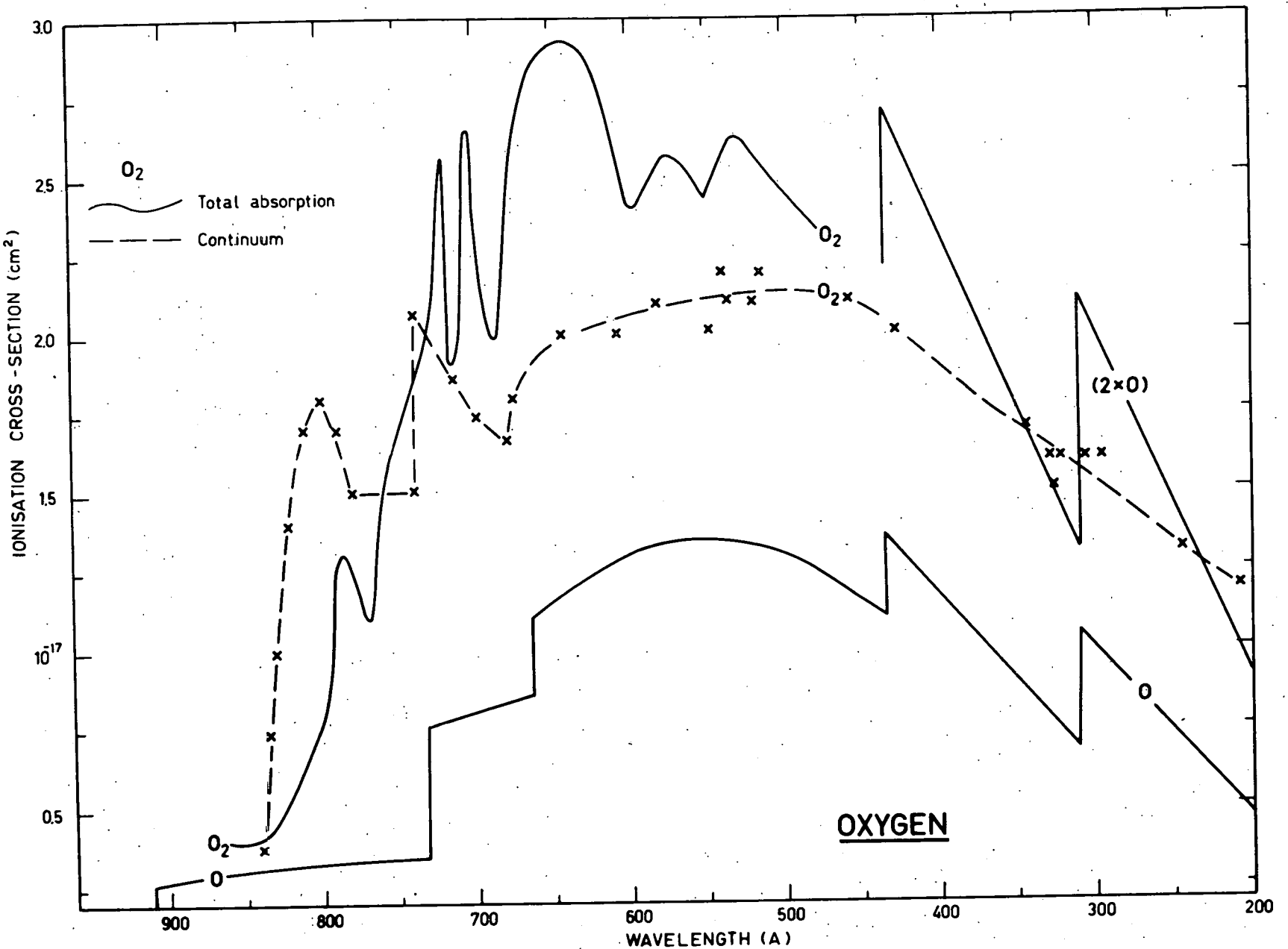

3.0
2.5
2.0
1.5
10^{-17}
0.5
IONISATION CROSS-SECTION (cm²)
O_2
Total absorption
Continuum
O_2
O_2
(2×O)
O
O_2
O
OXYGEN
900
800
700
600
500
400
300
200
WAVELENGTH (A)

Figure 14

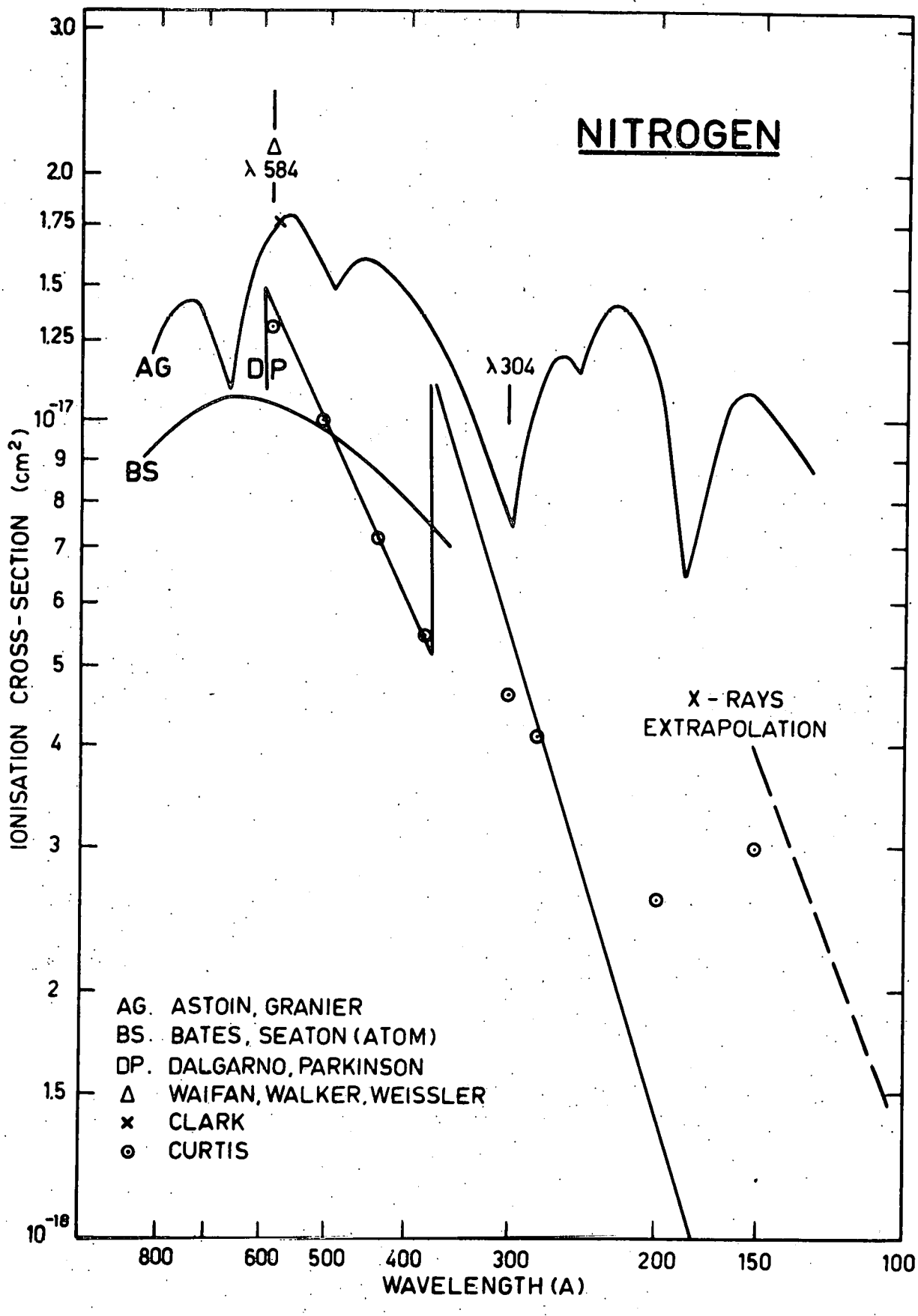

NITROGEN
IONISATION CROSS-SECTION (cm²)
WAVELENGTH (A)
λ 584
λ 304
AG
BS
DP
X - RAYS
EXTRAPOLATION
AG. ASTOIN, GRANIER
BS. BATES, SEATON (ATOM)
DP. DALGARNO, PARKINSON
Δ WAIFAN, WALKER, WEISSLER
× CLARK
⊙ CURTIS
3.0
2.0
1.75
1.5
1.25
10⁻¹⁷
9
8
7
6
5
4
3
2
1.5
10⁻¹⁸
800
600
500
400
300
200
150
100

Figure 15

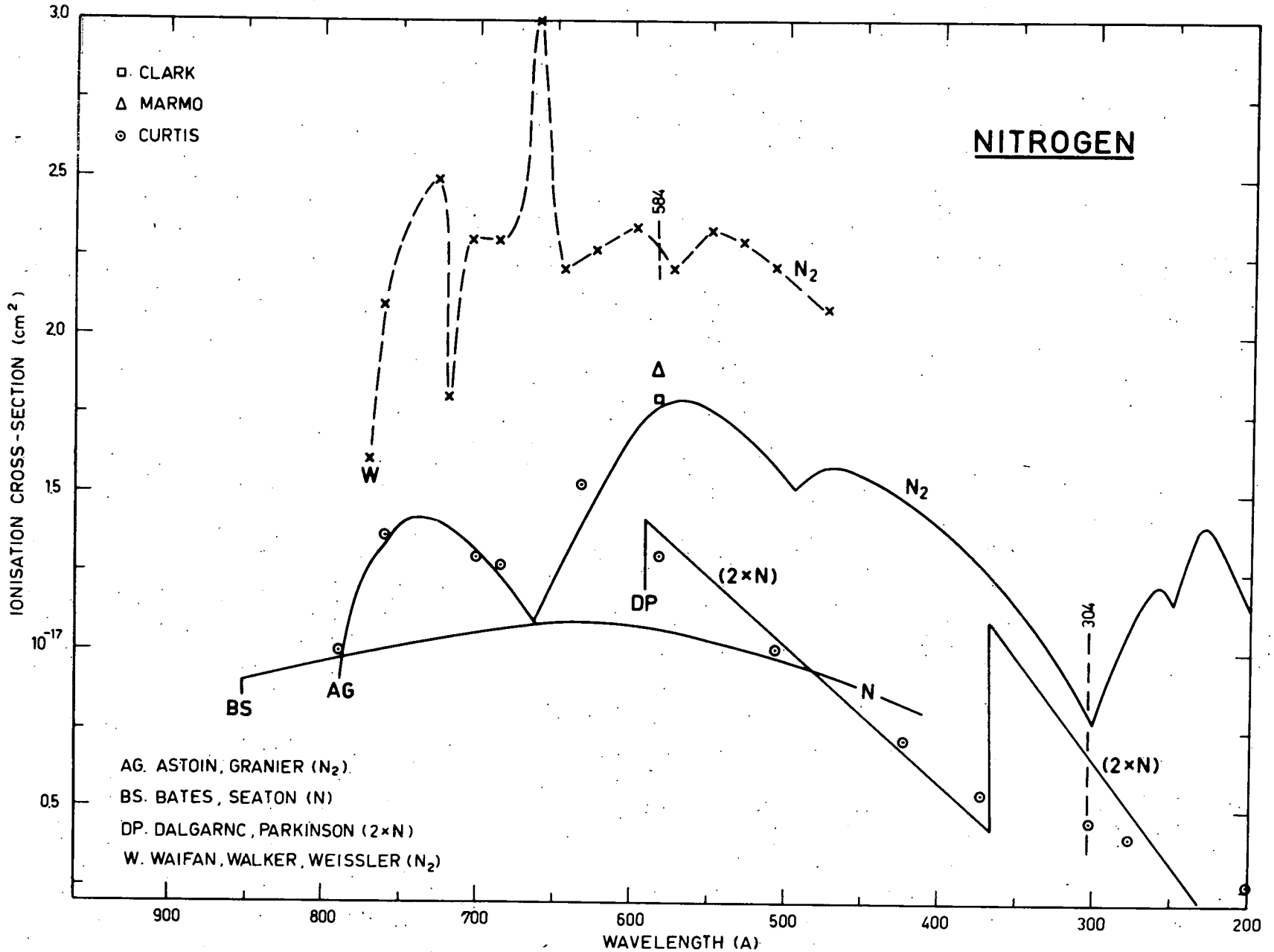

NITROGEN
CLARK
MARMO
CURTIS
IONISATION CROSS-SECTION (cm²)
WAVELENGTH (A)
3.0
2.5
2.0
1.5
10⁻¹⁷
0.5
900
800
700
600
500
400
300
200
584
304
N₂
W
Δ
(2×N)
DP
BS
AG
N
AG. ASTOIN, GRANIER (N₂)
BS. BATES, SEATON (N)
DP. DALGARNC, PARKINSON (2×N)
W. WAIFAN, WALKER, WEISSLER (N₂)

Figure 16

VII. LA PHOTODISSOCIATION.

1. Introduction.

La molécule d'azote ne subit pas de photodissociation directe sauf pour un processus assez lent de prédissociation. Par contre, la molécule d'oxygène doit être étudiée en détail. Comme la photodissociation de O_2 débute à 2424 A, un grand domaine spectral de quelque 1400 A est couvert depuis le début de la photodissociation jusqu'à la photoionisation à 1026 A. L'analyse de l'absorption par la molécule d'oxygène est donc essentielle avant de déterminer les propriétés d'absorption des autres molécules.

2. L'oxygène moléculaire.

L'énergie de dissociation de O_2 correspond à 5,11 eV c'est-à-dire à un début de continuum vers 2424 A, suivant le processus

$$O_2 + h\nu \ (\lambda \leq 2424 \text{ A}) \rightarrow O(^3P) + O(^3P) \qquad (7.1)$$

Plusieurs transitions électroniques donnent lieu à la dissociation en deux atomes à l'état normal[1]. Ce sont successivement :

(i) Le système des bandes infrarouges atmosphériques a $^1\Delta_g - X^3\Sigma_g^-$ correspondant à une transition d'interaction magnétique dipolaire, caractérisée par l'importante bande (0-0). La probabilité d'émission de ce système est de l'ordre de 10^{-4} sec^{-1}.

(ii) Le système des bandes rouges atmosphériques $b^1\Sigma_g^+ - {}^3\Sigma_g^-$ dont la probabilité de transition est de l'ordre de 10^{-1} sec^{-1}. La bande (0-0) est également la bande principale du système.

(iii) Le premier système de Herzberg A $^3\Sigma_u^+ - {}^3\Sigma_g^-$ dont l'absorption observée au laboratoire exige quelque 25 m. Ce système interdit aurait une probabilité d'émission de l'ordre de $10^{-2}sec^{-1}$ et est observé dans la lueur nocturne. Les bandes d'absorption conduisent au continuum de dissociation de l'oxygène à 2424 A.

---

(1) G. Herzberg, Canadian J. Phys., 30, 185, 1952 et 31, 657, 1953.

(iv) Le second système de Herzberg $^1\Sigma_u^- - {}^3\Sigma_g^-$ aurait une probabilité d'émission de l'ordre de 10^{-4} sec^{-1}.

(v) Le nouveau système de Herzberg $^3\Delta_u - {}^3\Sigma_g^-$ ne suit pas la règle $\Delta\lambda = 0 \pm 1$ et sa probabilité ne peut être supérieure à 10^{-5} sec^{-1}.

(vi) Les autres 12 états $^1\Pi$, $^3\Pi$, $^5\Sigma$, $^5\Pi$ ou $^5\Delta$ conduisant à deux atomes normaux, doivent correspondre à des états excités d'énergie supérieure à ceux précédemment cités et sont probablement instables.

Le système de Herzberg est probablement le plus important et la section efficace d'absorption doit être comprise entre 10^{-24} et 10^{-23} cm^2. En fait, les diverses mesures expérimentales donnent des sections efficaces de dissociation de 3×10^{-24} cm^2 à 2423,65 A jusqu'à 3×10^{-23} cm^2 au début du système des bandes de Schumann-Runge vers 2000 A. Ainsi, on peut adopter[1] en tenant compte de la distribution du spectre ultraviolet solaire, une valeur du coefficient de photodissociation dans le continuum de Herzberg, $J_\infty(H)$, de l'ordre de

$$J_\infty(H) = (1,5 \pm 0,5) \times 10^{-9} \ sec^{-1} \qquad (7.2\ a)$$

en considérant que la valeur supérieure correspond à un coefficient d'ionisation résultant de l'émission d'un corps noir de 5000°K. Cependant, au-dessous de 2000 A, le problème de la photodissociation se complique par suite de la présence des bandes du système de Schumann-Runge. Il est certain que le continuum augmente en intensité vers les courtes longueurs d'onde et que la section efficace d'absorption pourrait atteindre 10^{-20} cm^2 vers 1800 A [2].

L'imprécision est toutefois grande, mais il faut indiquer que les valeurs suivantes de J_∞ ($\lambda < 2000$ A) ne sont pas exclues :

$$J_\infty\ (1900\ A < \lambda < 2000\ A) = 10^{-9}\ sec^{-1} \qquad (7.2\ b)$$

$$J_\infty\ (1850 - 1750\ A) = 10^{-8}\ sec^{-1} \qquad (7.2\ c)$$

---

(1) Nicolet and Mange, J. Geophys. Res., 59, 15, 1954.

(2) Wilkinson and Mulliken, Astrophys. J., 125, 594, 1957.

Les coefficients de dissociation correspondant à Lyman-α (1216 A) sont les suivants :

$$J_\infty\ (L\alpha,\ 6000°K) = 4 \times 10^{-19}\ sec^{-1} \qquad (7.3\ a)$$

$$J_\infty\ (L\alpha,\ 5500°K) = 6 \times 10^{-10}\ sec^{-1} \qquad (7.3\ b)$$

Dans le continuum de Herzberg ($\lambda \sim 2000$ A), l'absorption maximum a lieu pour environ 10^{23} molécules de O_2 par cm^2, tandis que dans le continuum $^3\Sigma_g^- \rightarrow {}^3\Sigma_u$ ($\lambda \sim 1800$ A), 10^{20} molécules par cm^2 suffisent; aussi, pour avoir une idée claire de la dissociation de O_2, il faut étudier la distribution verticale de l'absorption en se rappelant que l'ozone absorbe dans le domaine de 2400 A à 1800 A, en plus de l'absorption monochromatique dans les bandes de Schumann-Runge. En d'autres termes, il convient de faire une analyse prudente de l'absorption dans la mésosphère (voir tableaux VI et VII), car la production d'oxygène atomique dépend étroitement de l'absorption du rayonnement solaire entre 2000 A et 1750 A. Les coefficients de dissociation donnés par (7.2), fournissent seulement une indication de l'importance du continuum car la section efficace d'absorption croît de 2×10^{-23} cm^2 à 2000 A jusqu'à 2×10^{-19} cm^2 à 1750 A. Toutefois, la structure de rotation des bandes du système de Schumann-Runge doit être introduite en tenant compte de l'accroissement des coefficients d'absorption intégrés lorsque la longueur d'onde décroît [1].

La seconde limite de dissociation correspond à des transitions électroniques où un des atomes d'oxygène est dans l'état excité ^1D. Ces divers triplets $^3\Sigma^+$, $2 \times {}^3\Sigma^-$, $3 \times {}^3\Pi$, $2 \times {}^3\Delta$ et $^3\Phi$ et les singulets $^1\Sigma_u^+$ et $^1\Delta_u$ correspondent à la dissociation

$$O_2 + h\nu\ (\lambda \leq 1750) \rightarrow O(^3P) + O(^1D) \qquad (7.4)$$

La progression ($v' = 0$) du système de Schumann-Runge, est bien observée et l'intensité absolue du continuum a été mesurée [2]. La figure 17 présente la

---

(1) G. W. Bethke, J. Chem. Phys., 31, 669, 1959; Treanor and Wurster, J. Chem. Phys., 32, 758, 1960.

(2) Ditchburn and Heddle, Proc. Roy. Soc., A 220, 61, 1953 et A 226, 509, 1954. Watanabe, Mottl, Sakai, J. Chem. Phys., , , 19

distribution spectrale de l'absorption à partir de 1750 A jusqu'aux plus courtes longueurs d'onde. On note que la structure est simple jusqu'à environ 1350 A et qu'à partir de 1250 A se superposent des bandes indiquant combien le spectre est compliqué. Il faut, en effet, tenir compte qu'à partir de 1370 A, la dissociation correspond à deux atomes excités ^1D et que 15 singulets de $^1\Sigma$ à $^1\Gamma$ peuvent exister. En-dessous de 1332 A, la dissociation donne les atomes $O(^3P)$ et $O(^1S)$ correspondant aux états $^3\Sigma^-$ et $^3\Pi$ et en-dessous de 1100 A, elle donne les atomes $O(^1S)$ et $O(^1D)$ correspondant aux singulets $^1\Sigma^+$, $^1\Pi$ et $^1\Delta$. Enfin, le continuum associé à 2 atomes ^1S est inclus dans le continuum d'ionisation. Parmi tous ces états électroniques, la plupart sont des états instables, mais certains donnent lieu à des bandes non encore identifiées.

Le continuum du système de Schumann-Runge (fig. 17) présente une absorption variant de quelque 2×10^{-19} cm^2 à 1750 A, passant par un maximum supérieur à 10^{-17} cm^2 entre 1500 et 1370 A, et atteignant 3×10^{-19} cm^2 vers 1220 A. La pénétration de radiations solaires à des profondeurs plus grandes que 10^{19} molécules cm^{-2} n'a lieu que dans des fenêtres centrées à 1216, 1187, 1167, 1157, 1143 et 1108 A où l'épaisseur optique unitaire correspond à des sections efficaces de l'ordre de 10^{-20} cm^2. On peut donc dire que l'essentiel de la photodissociation de la molécule O_2 résulte du continuum de longueurs d'onde supérieures à 1300 A.

Un calcul effectué pour un corps noir de 5000°K, donne la valeur suivante pour le coefficient de dissociation :

$$J_\infty\ (5000°K) = 2{,}8 \times 10^{-5}\ sec^{-1} \qquad (7.5)$$

La valeur minimum de l'émission solaire ne peut être inférieure à 4500°K et dans ce cas J_∞ (4500°K) est donné par

$$J_\infty\ (4500°K) = 1{,}6 \times 10^{-6}\ sec^{-1} \qquad (7.6)$$

Des valeurs intermédiaires pour 4900°K, 4800°K et 4750°K donnent respectivement

$$J_\infty = 9 \times 10^{6},\ 6 \times 10^{-6} \text{ et } 5 \times 10^{-6}\ sec^{-1}.$$

De telles valeurs correspondant à une photodissociation sans absorption préalable

par d'autres constituants indiquent donc que le temps nécessaire pour réduire la concentration de O_2 à 50 °/₀ de sa concentration initiale est de 4 jours ou 34 jours suivant que l'énergie solaire correspond à 5000°K ou 4500°K. En fait, on montrera que la température de radiation du soleil dans le continuum de Schumann-Runge est probablement plus proche de 5000°K que de 4500°K. Dans ce cas, on peut admettre que la concentration de l'oxygène moléculaire, même pour des épaisseurs optiques très faibles ($n(O_2)\ H(O_2) \leq 10^{15}$ molécules cm^{-2}) ne pourrait être réduite à 1/10 de sa concentration initiale qu'après plusieurs jours. Il est bien entendu qu'au cours d'une telle période de temps, les molécules dissociées pourront être remplacées par des molécules venant des régions inférieures. Aux altitudes inférieures où une absorption préalable existe, le coefficient de photodissociation diminue comme on peut s'en rendre compte d'après les données du tableau XV et la durée de vie de O_2 augmente.
Par exemple, à 100 km, où le nombre total de molécules O_2 est compris entre 10^{18} et 2×10^{18} cm^{-2}, le temps nécessaire pour réduire la concentration à 1/10 de sa valeur exigerait plus d'un mois de radiation solaire permanente. En fait, une réduction de 50 °/₀ de la concentration initiale de O_2 à 100 km exigerait encore plus de 10 jours. Ainsi, bien que le nombre de molécules d'oxygène dissociées par la radiation solaire est de l'ordre de $(3 \pm 1) \times 10^{12}$ cm^{-2} sec^{-1}, l'oxygène moléculaire est maintenu dans la thermosphère parce que les temps requis pour arriver à l'équilibre de photodissociation sont trop longs comparativement aux temps qu'exige le transport par diffusion.

3. L'ozone.

Comme de nombreux travaux ont été consacrés à l'équilibre photochimique de l'ozone, notre but n'est pas ici de reprendre la question. Néanmoins, comme l'ozone intervient dans diverses réactions chimiques dans la stratosphère et la mésosphère, il est nécessaire de fournir quelques valeurs numériques. Bien que les sections efficaces d'absorption aient été déterminées encore récemment au laboratoire, on ne peut pas être certain de la proportion de l'absorption donnant lieu à la photodissociation; la variation des coefficients d'absorption avec la température dans certains domaines spectraux indique clairement que l'efficacité de l'absorption pour la dissociation ne peut pas être déterminée.

TABLEAU XV.- Coefficients de photodissociation de O_2 en fonction du nombre total de molécules par cm^2.

Molécules (cm^{-2})	T = 4500° K	T = 5000° K
10^{15}	$1,57 \times 10^{-6}$	$2,79 \times 10^{-5}$
2×10^{15}	1,55	1,22
5×10^{15}	1,52	1,19
10^{16}	1,47	1,15
2×10^{16}	1,38	1,07
5×10^{16}	1,14	$8,69 \times 10^{-6}$
10^{17}	$8,63 \times 10^{-7}$	6,43
2×10^{17}	5,56	3,98
5×10^{17}	2,58	1,74
10^{18}	1,33	$8,62 \times 10^{-7}$
2×10^{18}	$5,91 \times 10^{-8}$	$3,74 \times 10^{-7}$

Néanmoins, en comparant le spectre d'absorption de O_3 et le spectre d'émission solaire, on peut dire que la dissociation a lieu entre 2900 A et 2400 A, couvrant environ 80 °/₀ du domaine dans lequel la photodissociation est possible sans que le coefficient d'absorption ne varie avec la température.

Le calcul pour l'ultraviolet donne pour le coefficient de photodissociation :

$$J_{O_3}\ (UV) = 9{,}35 \times 10^{-3}\ sec^{-1} \qquad (7.7)$$

Si les bandes de Huggins dans le visible donnent lieu à une photodissociation complète, on aura

$$J_{O_3}\ (visible) = 3{,}7 \times 10^{-4}\ sec^{-1} \qquad (7.8)$$

Ainsi, pour tout le domaine spectral,

$$J_{\infty}(O_3) = 9{,}7 \times 10^{-3}\ sec^{-1} \qquad (7.9)$$

En aéronomie, l'absorption de l'ozone est importante parce qu'elle limite la pénétration de la radiation solaire de longueur d'onde inférieure à 2400 A dissociant la molécule d'oxygène. La section efficace d'absorption de O_3 à 2420 A vaut $8{,}3 \times 10^{-18}\ cm^2$ et atteint un minimum de l'ordre de $3 \times 10^{-19}\ cm^2$ vers 2000 A.(1)

Dans la mésosphère où le nombre total de molécules d'ozone n'atteint pas 10^{17} molécules cm^{-2}, il est clair que la dissociation de l'oxygène n'est pas influencée par l'absorption de l'ozone. On peut donc admettre qu'au-dessus de 50 à 55 km, le coefficient de dissociation de O_2 ne dépend que de l'absorption par l'oxygène moléculaire. C'est d'ailleurs vers 55 ± 5 km que les concentrations de l'ozone et de l'oxygène atomique deviennent du même ordre de grandeur, $(4 \pm 2) \times 10^{10}\ cm^{-3}$, dans une atmosphère éclairée par le Soleil.

Dans la stratosphère, la photodissociation de l'oxygène est limitée par l'absorption de l'ozone. Malgré l'augmentation du nombre de molécule O_2 susceptibles d'être dissociées, la photodissociation est limitée car la diminution

---

(1) Tanaka, Inn, Watanabe, J. Chem. Phys., 21, 1651, 1953.

de son coefficient de dissociation résultant de l'absorption par l'ozone donne approximativement :

J_∞ (O_2)	J (45 km)	J (30 km)	J (25 km)
$1,5 \times 10^{-9}$	10^{-9}	10^{-10}	10^{-11} sec^{-1}

correspondant à un nombre d'atomes d'oxygène de 10^{10} à 10^{9} cm^{-3} entre 45 et 30 km dans une atmosphère éclairée par le Soleil.

Dans la mésosphère, le nombre d'atomes d'oxygène augmente avec l'altitude de 10^{11} à 10^{12} cm^{-3} tandis que l'ozone diminue rapidement avec l'altitude.

4. La vapeur d'eau.

La photodissociation de la vapeur d'eau[1] apparaît sous la forme

$$H_2O + h\nu \rightarrow OH\ (X^2\Pi) + H(^2S) \qquad (7.10)$$

et débute vers 2400 A. Cependant, la section efficace d'absorption (voir fig. 17) est seulement de l'ordre de 10^{-20} cm^2 vers 1880 A, atteint 10^{-19} cm^2 vers 1850 A et 10^{-18} cm^2 vers 1795 A [2]. Au début du continuum de Schumann-Runge de O_2, la valeur est $2,5 \times 10^{-18}$ cm^2. Ainsi, la photodissociation de la vapeur d'eau dans la mésosphère dépend fortement de la structure des bandes du système de Schumann-Runge modifiant la distribution spectrale de l'énergie solaire disponible. Les valeurs du tableau VI indiquent que la radiation solaire peut pénétrer jusqu'à des altitudes de 65 - 75 km et dissocier H_2O. Afin d'obtenir des ordres de grandeur des coefficients de dissociation pour une épaisseur optique nulle, on peut utiliser de petits intervalles spectraux. En acceptant, à 1800 A et 1850 A pour $\Delta\lambda = 50$ A les nombres respectifs de photons solaires de 2×10^{12} cm^{-2} sec^{-1} et 3×10^{12} cm^{-2} sec^{-1}, les coefficients de photodissociation

(1) Bates and Nicolet, J. Geophys. Res., 55, 301, 1950.

(2) Watanabe and Zelikoff, J. Opt. Soc. Amer., 43, 753, 1953.

seraient $J_{H_2O}(1850 \pm 25\ A) = 5 \times 10^{-20} \times 3 \times 10^{12} = 1{,}5 \times 10^{-7}\ sec^{-1}$ (7.11)

et $J_{H_2O}(1800 \pm 25\ A) = 5 \times 10^{-19} \times 2 \times 10^{12} = 10^{-6}\ sec^{-1}$ (7.12)

Le coefficient total en photodissociation pour une épaisseur optique nulle serait égal à

$$J_{\infty}\ (H_2O) = 10^{-5}\ sec^{-1} \qquad (7.13)$$

Par suite de l'absorption dans le continuum de Schumann-Runge le coefficient de photodissociation de H_2O doit être de l'ordre de $10^{-6}\ sec^{-1}$ à la mésopause et tendre vers $10^{-7}\ sec^{-1}$ au milieu de la mésosphère. Toutefois, la dissociation par Lyman-α est très importante et donne un coefficient

$$J_{H_2O}\ (L\alpha) = 5 \times 10^{-6}\ sec^{-1} \qquad (7.14)$$

Néanmoins la section efficace de dissociation peut être 5 fois inférieure à $1{,}4 \times 10^{-17}\ cm^2$. Malgré cela, Lyman-$\alpha$ est un facteur important pour la dissociation de la vapeur d'eau dans la mésosphère, puisque $J_{H_2O}\ (L\alpha)$ vaut au moins $10^{-6}\ sec^{-1}$.

5. L'anhydride carbonique?

L'absorption de CO_2 débute pratiquement dans le continuum de Schumann-Runge et dès lors sa photodissociation est liée à l'absorption de l'oxygène moléculaire et doit avoir lieu dans la thermosphère inférieure. Sans aucune absorption préalable, Lyman-α donne, dans la mésosphère,

$$J_{CO_2}\ (L\alpha) = 2{,}7 \times 10^{-8}\ sec^{-1} \qquad (7.15)$$

6. Autres constituants.

Le méthane ne subit pas de photodissociation dans la mésosphère par les radiations telles que $\lambda \leq 1450$ A, parce que O_2 absorbe ces radiations. Toutefois, la section efficace pour Lyman-α est d'environ $1{,}4 \times 10^{-17}\ cm^2$ (1) et le coefficient de dissociation $J_{CH_4}(L\alpha)$ vaut, pour une profondeur optique

---

(1) R. W. Ditchburn, Proc. Roy. Soc., A 229, 44, 1955.

nulle,

$$J_{CH_4}(L\alpha) = 5{,}5 \times 10^{-6}\ sec^{-1} \qquad (7.16)$$

La concentration en méthane au-dessus de 75 km peut être réduite à 50 °/₀ de sa valeur initiale, par Lyman-α , en 3 jours de 12 heures. Toutefois, les processus de collision faisant intervenir l'oxygène atomique[1], peuvent produire la dissociation du méthane dans la mésosphère.

Les molécules telles que CH_3 et CH_2 peuvent être dissociées à 2160 A et pour $\lambda <$ 1950 A; mais on ne connait pas l'intensité de leur spectre d'absorption.

Pour les oxydes d'azote[2], les données expérimentales montrent que NO_2 est rapidement photodissocié. Son coefficient de dissociation est de l'ordre de $5 \times 10^{-3}\ sec^{-1}$, tandis qu'une valeur de l'ordre de $10^{-7}\ sec^{-1}$ a été suggérée pour NO.

---

(1) Bates and Witherspon, Monthly Notices, 112, 101, 1952.

(2) Bates, Ann. Géophys., 8, 194, 1952.

LEGENDE DE LA FIGURE.

Fig. 17.- Sections efficaces d'absorption de O_2, H_2O et CO_2 conduisant à la photodissociation de l'oxygène moléculaire depuis environ 1800 A à 1000 A, de la vapeur d'eau depuis environ 1875 A à 1000 A et de l'anhydride carbonique depuis environ 1725 A à 1000 A.

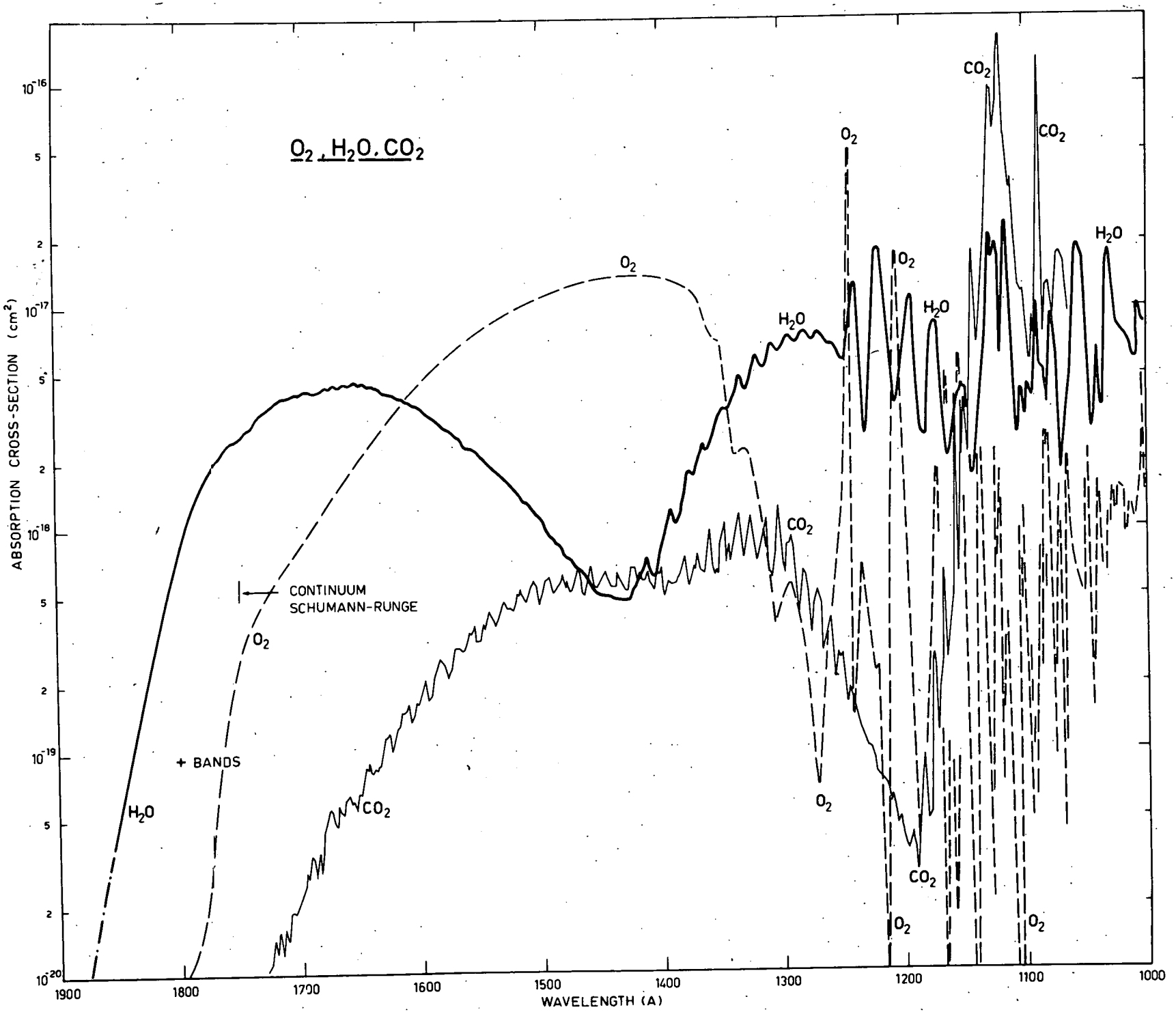

O_2, H_2O, CO_2
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
WAVELENGTH (A)
CONTINUUM
SCHUMANN-RUNGE
+ BANDS
H_2O
O_2
CO_2
1900
1800
1700
1600
1500
1400
1300
1200
1100
1000

Figure 17

VIII. LE RAYONNEMENT SOLAIRE ET SES EFFETS.

1. Introduction.

L'émission solaire dans l'ultraviolet et dans le domaine des rayons X est connue par les données obtenues grâce aux fusées lancées aux Etats-Unis. Le premier spectre enregistré au-dessus de la couche d'ozone a été obtenu en 1946[1] (fig. 18) et fut étendu au-dessus de 100 km en 1949[2] (fig. 19). Pour les longueurs d'onde supérieures à 2900 A, la température de la radiation solaire est supérieure à 5500°K mais inférieure à 6000°K. Si nous passons de 2900 A à 2500 A, la température effective de radiation décroît et atteint environ 5000°K. En-dessous de 2400 A, l'oxygène moléculaire commence à absorber dans son premier continuum et le spectre solaire donne une énergie supérieure à 50 ergs $cm^{-2} sec^{-1}$ pour $\Delta \lambda = 10$ A. L'énergie décroît lentement et est de l'ordre de 20 ergs cm^{-2} sec^{-1} pour $\Delta \lambda = 10$ A vers 2100 A (voir fig. 20 [3]). En fait, le spectre moyen suit la distribution spectrale d'un corps noir à 5000°K jusque 1300 A. La structure du spectre d'absorption modifie toutefois la distribution uniforme du continuum.

Puisque le spectre de Fraunhofer devient moins important en-dessous de 1300 A, les radiations monochromatiques deviennent de plus en plus importantes et le continuum solaire a tendance à devenir moins important. Pour $\lambda <$ 1220 A les radiations monochromatiques représentent la partie essentielle du spectre solaire. La fig. 21 montre le spectre solaire entre 1800 A et 500 A, dans lequel on reconnait aisément l'importance des raies d'émission. La fig. 22[4] montre que le spectre ultraviolet n'est pas uniforme sur tout le disque. Dans le continuum de Lyman vers 900 A, la température de radiation est de l'ordre de 6000°K et atteint environ 7000°K vers 800 A. Pour cette raison, il faut étudier la distribution de l'énergie solaire en rapport avec l'absorption dans l'atmosphère

---

(1) Baum, Johnson, Oberly, Rockwood, Strain and Tousey, Phys. Rev., 70, 781, 1946.
(2) Johnson, Purcell, Tousey and Watanabe, J. Geophys. Res., 57, 157, 1952.
(3) Malitson, Purcell, and Tousey, Astrophys. J., 132, 746, 1960.
(4) Detwiler, Purcell and Tousey, Mémoires Soc. Roy. Sc. Liége, 5e série, 4, 253-264, 1961.

terrestre.

2. Emissions du corps noir et du Soleil.

Pour suivre la distribution du rayonnement solaire avec la longueur d'onde, il est utile de savoir comment l'émission varie en fonction de la température de radiation supposée.

On considère que la densité $\rho(\nu)$ du rayonnement d'un corps noir s'écrit

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \qquad (8.1)$$

où $h = 6,62 \times 10^{-27}$ erg sec est la constante de Planck,
$k = 1,38 \times 10^{-16}$ erg deg^{-1} est la constante de Boltzmann,
$c = 2,998 \times 10^{10}$ cm sec^{-1} est la vitesse de la lumière et ν la fréquence.

Au sommet de l'atmosphère, la densité $\rho(\nu)$ est réduite par le facteur de dilution β_S.

$$\beta_S = \frac{R^2}{4r^2} = 5,4 \times 10^{-6} \qquad (8.2)$$

où R est le rayon solaire et r la distance moyenne Terre-Soleil.

Le nombre de photons $q(\nu)$ de fréquence ν, disponibles au sommet de l'atmosphère par cm^2 et par sec est alors

$$q(\nu) = \frac{8\pi\beta_S\nu^2}{c^2} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \qquad (8.3)$$

et le nombre total de photons, Q de fréquences supérieures à ν_1, s'obtient par intégration de (8.3)

$$Q = \int_{\nu_1}^{\infty} q(\nu)\, d\nu = \frac{8\pi\beta_S}{c^2}\left(\frac{kT}{h}\right)^3 \int_{x_1}^{\infty} x^2 e^{-x}(1 + e^{-x} + e^{-2x} + \ldots)\, dx \qquad (8.4)$$

où $x = h\nu/kT$.
Lorsque $e^{-x} < 1$, (8.4) s'écrit

$$Q = \frac{8\pi\beta_S}{c^2}\left(\frac{kT}{h}\right)^3 e^{-h\nu/kT}\left[\left(\frac{h\nu}{kT}+1\right)^2+1\right] \qquad (8.5)$$

La figure 23 présente les valeurs de Q pour diverses températures de 6000°K à 4000°K entre 2500 A et 1000 A. Les valeurs numériques sont indiquées au tableau XVI. Sur la même figure, les résultats de fusées transformés en nombre de photons cm^{-2} sec^{-1} sont représentés par des tirets pour le continuum et par des cercles pour les radiations monochromatiques; ces données montrent que le rayonnement solaire suit la distribution spectrale d'un corps noir de 5000°K dans la région où absorbent l'oxygène moléculaire et l'ozone. Cependant, vers 1400 A l'émission solaire est analogue à celle d'un corps noir à 5250°K pour atteindre rapidement 5500°K vers 1250 A. Pour les longueurs d'onde plus courtes, les radiations monochromatiques, telles que Lyman-α et Lyman-β deviennent très importantes et le continuum est représenté par des températures de radiation plus élevées. Lyman-α correspond à 5 erg cm^{-2} sec^{-1} c'est-à-dire à environ 3×10^{11} photons cm^{-2} sec^{-1} au sommet de l'atmosphère terrestre; cette intensité de flux correspond à l'énergie émise par un corps noir à 6000°K pour $\lambda < 1216$ A. Les radiations chromosphériques peuvent jouer un rôle important dans le domaine des longueurs d'onde inférieures à celle de Lyman-α. Par exemple, OVI vers 1035 A et surtout Lyman-β ionisant O_2, sont des radiations chromosphériques importantes qui se superposent au continuum solaire et donnent plus de 2×10^9 photons $cm^{-2}sec^{-1}$.

Si des observations précises de la distribution spectrale de l'énergie, sont nécessaires entre 2500 A et 1300 A, afin d'étudier la dissociation de l'oxygène, il faut noter que les mesures des sections efficaces d'absorption et de dissociation sont utiles entre 2400 A et 1750 A pour obtenir des coefficients de dissociation corrects. Le tableau XVI montre comment le nombre de photons dépend de la température d'émission supposée. En fait, avant l'usage des fusées dans ce domaine de la recherche, on supposait en général que le rayonnement était caractérisé par un corps noir de 6000°K, sauf dans quelques cas où une température de 5000°K fut adoptée[1]. En comparant les courbes des corps noirs et les données observées (fig. 23) il est aisé d'admettre une température de radiation

---

(1) Par exemple, Bates and Nicolet, J. Geophys. Res., 55, 301, 1950.

TABLEAU XVI.- Nombre de photons $Q(\nu_1)$ cm^{-2} sec^{-1} au sommet de l'atmosphère terrestre.

cm^{-1}	T = 4000°K	T = 4500°K	T = 4900°K	T = 5000°K	T = 5250°K	T = 5500°K	T = 6000°K
$5,0x10^{4}$	$4,9x10^{11}$	$4,1x10^{12}$	$1,7x10^{13}$	$2,3x10^{13}$	$4,9x10^{13}$	$9,5x10^{13}$	$3,1x10^{14}$
5,5	$9,8x10^{10}$	$1,0x10^{12}$	$4,7x10^{12}$	$6,5x10^{12}$	$1,5x10^{13}$	$3,1x10^{13}$	$1,1x10^{14}$
6,0	$1,9x10^{10}$	$2,4x10^{11}$	$1,3x10^{12}$	$1,8x10^{12}$	$4,4x10^{12}$	$9,7x10^{12}$	$4,0x10^{13}$
6,5	$3,7x10^{9}$	$5,6x10^{10}$	$3,3x10^{11}$	$5,0x10^{11}$	$1,3x10^{12}$	$3,1x10^{12}$	$1,4x10^{13}$
7,0	$7,0x10^{8}$	$1,3x10^{10}$	$8,9x10^{10}$	$1,4x10^{11}$	$3,8x10^{12}$	$9,5x10^{11}$	$4,8x10^{12}$
7,5	$1,3x10^{8}$	$3,0x10^{9}$	$2,3x10^{10}$	$3,7x10^{10}$	$1,1x10^{11}$	$2,9x10^{11}$	$1,7x10^{12}$
8,0	$2,5x10^{7}$	$6,9x10^{8}$	$6,1x10^{9}$	$1,0x10^{10}$	$3,1x10^{10}$	$8,9x10^{10}$	$5,7x10^{11}$
8,5	$4,6x10^{6}$	$1,6x10^{8}$	$1,6x10^{9}$	$2,7x10^{9}$	$9,0x10^{9}$	$2,7x10^{10}$	$1,9x10^{11}$
9,0	$8,6x10^{5}$	$3,5x10^{7}$	$4,1x10^{8}$	$7,1x10^{8}$	$2,6x10^{9}$	$8,3x10^{9}$	$6,4x10^{10}$
9,5	$1,6x10^{5}$	$8,0x10^{6}$	$1,0x10^{8}$	$1,9x10^{8}$	$7,2x10^{8}$	$2,5x10^{9}$	$2,7x10^{10}$
10,0	$2,9x10^{4}$	$1,8x10^{6}$	$2,6x10^{7}$	$4,9x10^{7}$	$2,0x10^{8}$	$7,4x10^{8}$	$7,1x10^{9}$

de l'ordre de 4900°K dans le domaine spectral de 2400 A à 1400 A. Le coefficient de dissociation dans le continuum de Schumann-Runge peut être calculé avec une température d'émission de 5000°K puisque, plus de 70 °/₀ de la dissociation résultent de l'émission entre 1750 A et 1500 A. Ainsi, le coefficient de photodissociation donné par (7.5) peut être utilisé, car il est adapté aux récentes données solaires. Pour la même raison, les données du tableau XV pour T = 5000°K doivent être adoptées au lieu de celles pour T = 4500°K.

Si la constante solaire correspond à 2 cal $cm^{-2} min^{-1}$, la distribution de l'intensité du rayonnement solaire est maintenant bien connue. Les courbes spectrales obtenues après réduction des résultats observés [1], sont données par les fig. 24 (a-d). Les nombres de photons cm^{-2} sec^{-1}, au sommet de l'atmosphère terrestre, sont donnés pour $\Delta \lambda = 50$ A.

3. Lyman-α et Lyman-β

La première raie de la série de Lyman de l'hydrogène à 1215, 7 A peut produire environ 3×10^{11} photons cm^{-2} sec^{-1} au sommet de l'atmosphère terrestre et son absorption dans la mésosphère dépend surtout de l'absorption par O_2, même si les sections efficaces d'absorption (voir VII 4 et 6) par H_2O et CH_4 sont très élevées. L'absorption par CO_2 est moins importante (voir VII 5), et celle par CH_3 et CH_2 est inconnue.

La pénétration de Lyman-α dans la mésosphère permet l'ionisation de l'oxyde nitrique NO dans la région D. Cependant, on doit tenir compte du fait que l'émission de Lyman-α n'est pas distribuée uniformément sur le disque solaire [2]. En fait, les observations montrent que l'émission au sein des plages faculaires constitue le caractère essentiel. Il faut donc s'attendre à une variation au cours d'un cycle d'activité solaire. Le coefficient d'ionisation de NO, I_{NO} (Lα), peut donc atteindre des hautes valeurs (voir VI 5) de

(1) D'après les données de Johnson, Hinteregger, Nicolet et Tousey.

(2) Purcell, Packer and Tousey, p 594 in : Space Research, Proc. Space Symposium Nice, (ed. Kallmann-Bijl), North Holland Pub. Cy., Amsterdam, 1960.

l'ordre de

$$I_{NO}(L\alpha) = 7 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \qquad (8.6)$$

pour une profondeur optique nulle. Pour un soleil au zénith la profondeur optique unitaire se trouve vers 75 km (tableau XVII). En-dessous de cette altitude le coefficient d'ionisation décroît rapidement et une ionisation exceptionnelle à 60 km ne peut être due à Lyman- α. Lyman- β, dont l'émission à 1025,7 A est au moins de 2×10^9 photons cm^{-2} sec^{-1} durant un maximum d'activité solaire, donne comme coefficient d'ionisation pour O_2

$$I_{O_2}(L\beta) \geq 2 \times 10^{-9} \text{ sec}^{-1} \qquad (8.7)$$

pour une épaisseur optique nulle. Comme la section efficace d'absorption n'est que de $1{,}55 \times 10^{-18}$ cm^2, la pénétration de cette radiation (voir tableau IX) dans la région E est relativement aisée, car l'épaisseur optique unitaire est atteinte vers 105 km.

Si nous considérons C III (λ = 977 A), le coefficient d'ionisation est

$$I_{O_2}(C\ III) \geq 6 \times 10^{-9} \text{ sec}^{-1} \qquad (8.8)$$

La profondeur optique de la raie 977 A étant environ le double de celle de L β, l'effet de cette raie sera moins important dans la partie inférieure de la couche E que celui de L β à 1025,7 A.

4. Les rayons X.

Les observations directes, par le US Naval Research Laboratory, des rayons X de longueurs d'onde inférieures à 10 A montrent combien ce rayonnement est variable suivant les conditions d'activité solaire[1]. Afin de rattacher l'émission aux conditions d'absorption définies dans VI 2, nous adoptons la distribution spectrale du tableau XVIII. Ainsi, il est possible de suivre les principaux résultats d'observation. La définition du Soleil complètement calme correspond au minimum d'activité solaire undécennale.

(1) Kreplin, Annales Géophys., 17, , 1961.

TABLEAU XVII.- Coefficient d'ionisation de NO par Lyman-alpha.

Altitude (km)	$I_{NO}(L\alpha)$ (sec^{-1})	Altitude (km)	$I_{NO}(L\alpha)$ (sec^{-1})	Altitude (km)	$I_{NO}(L\alpha)$ (sec^{-1})
100	$7,0 \times 10^{-7}$	77,5	$3,5 \times 10^{-7}$	67,5	$1,3 \times 10^{-8}$
85	$6,0 \times 10^{-7}$	75	$2,3 \times 10^{-7}$	65	$2,1 \times 10^{-9}$
82,5	$5,4 \times 10^{-7}$	72,5	$1,2 \times 10^{-7}$	62,5	$1,8 \times 10^{-10}$
80	$4,6 \times 10^{-7}$	70	$4,9 \times 10^{-8}$	60	$6,7 \times 10^{-11}$

TABLEAU XVIII.- Energie (erg cm^{-2} sec^{-1}) du rayonnement solaire de 2, 4 et 6A.

Conditions solaires	2 A	4 A	6 A
Complètement calme	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}
Calme	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}
Légèrement perturbé	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
Perturbé	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}
Evénements spéciaux (éruptions)	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}
Fortes éruptions	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}

Le Soleil légèrement perturbé et perturbé s'adapte aux conditions du maximum du cycle solaire. Les flambes solaires sont représentées par les deux derniers cas où l'énergie est 10^4 à 10^5 fois plus élevée que pour le Soleil le plus calme.

En introduisant les efficacités d'ionisation par les rayons X de 2, 4 et 6 A, on détermine les coefficients d'ionisation par molécule et par seconde[1] du tableau XIX. Ces résultats indiquent des valeurs relatives par unité d'énergie de 1, $2,5 \times 10^2$ et 10^4 respectivement dans les domaines spectraux de 1,5 à 3,3 A, 3,3 à 5 A et de 5 à 8 A.

Lorsqu'on considère des rayons X d'énergie supérieure à 10 keV ($\lambda < 1,2$ A), il faut tenir compte de l'ionisation produite par le rayonnement cosmique primaire[1]. En fait, il faut des conditions extraordinaires pour modifier l'ionisation normale due aux rayons cosmiques.

Un autre domaine important du spectre des rayons X correspond aux longueurs d'onde supérieures à 31 A. Les énergies dans le domaine spectral centré vers 60 A varient à peu près entre 0,1 et 0,5 erg cm^{-2} sec^{-1} au cours d'un cycle d'activité solaire et il est possible que des valeurs de l'ordre de 1 erg cm^{-2} sec^{-1} soient dépassées lors de certaines flambes solaires[2]. Encore une fois, il faut diviser le domaine spectral en au moins trois groupes par suite de la variation du coefficient d'absorption avec la longueur d'onde. Le tableau XX indique que les longueurs d'onde de 70 A, 50 A et 35 A permettent de représenter respectivement les domaines spectraux de 90-55 A et 31-16,5 A, de 55-40 A et 16,5-12,8 A, de 40-31 A et 12,8-10,3 A.

Malheureusement, la distribution spectrale de l'émission solaire n'est pas connue dans ces divers domaines et il est impossible de déterminer des coefficients d'ionisation totale. La distribution verticale de l'ionisation

---

(1) Nicolet and Aikin, J. Geophys. Res., 65, 1649, 1960.

(2) Chubb, Friedman and Kreplin, p 695 in : Space Research, Proc. Space Symposium Nice, (ed. Kalmann-Bijl), North Holland Pub. Cy., Amsterdam, 1960.

TABLEAU XIX.- Coefficients d'ionisation (sec^{-1}) à 2, 4 et 6 A.

Conditions solaires	2 A	4 A	6 A
Complètement calme	$1,6 \times 10^{-19}$	$9,8 \times 10^{-18}$	$2,8 \times 10^{-16}$
Calme	$1,6 \times 10^{-18}$	$9,8 \times 10^{-17}$	$2,8 \times 10^{-15}$
Légèrement perturbé	$1,6 \times 10^{-17}$	$9,8 \times 10^{-16}$	$2,8 \times 10^{-14}$
Perturbé	$1,6 \times 10^{-16}$	$9,8 \times 10^{-15}$	$2,8 \times 10^{-13}$
Evénements spéciaux (éruptions)	$1,6 \times 10^{-15}$	$9,8 \times 10^{-14}$	$2,8 \times 10^{-12}$
Fortes éruptions	$1,6 \times 10^{-14}$	$9,8 \times 10^{-13}$	$2,8 \times 10^{-11}$

TABLEAU XX.- Coefficients d'ionisation (sec^{-1}) pour les rayons X si $I(O_2)$ vaut 2×10^{-10} sec^{-1} à 50 A.

	70 A	50 A	35 A	$\lambda \leq 90$ A
$I(O_2)$	$1,3 \times 10^{-10}$	$2,0 \times 10^{-10}$	$0,3 \times 10^{-10}$	$1,5 \times 10^{-9}$
$I(N_2)$	$6,8 \times 10^{-10}$	$1,2 \times 10^{-10}$	$0,1 \times 10^{-10}$	$8,1 \times 10^{-10}$
I(air)	$8,7 \times 10^{-10}$	$1,5 \times 10^{-10}$	$0,2 \times 10^{-10}$	$1,0 \times 10^{-9}$

dans la région E dépend de l'efficacité relative de ces 3 groupes. Pour les mêmes énergies, le rapport des coefficients d'ionisation de O_2 sont 1 : 2,5 : 5 respectivement à 35 A, 50 A et 70 A et pour une valeur I_{O_2} (λ = 50 A) = 2×10^{-10} sec^{-1}. Ces conditions, qui peuvent varier avec l'activité solaire, ont été prises comme exemple afin de montrer les possibilités d'ionisation par rayons X dans la couche E. Le tableau XX donne les coefficients d'ionisation pour les diverses molécules dans les domaines spectraux définis ci-dessus. Ces résultats montrent que les rayons X prolongent la couche E au-dessus de la zone d'ionisation de O_2 par Lyman-β . Toute variation de l'émission solaire entre 31 A et 100 A, modifiera la structure verticale de la couche E.

5. Le rayonnement ultraviolet de longueur d'onde inférieure à 1050 A.

Les résultats récents obtenus à l'aide de fusées (fig. 25), donnent une idée claire du spectre solaire en-dessous de 1050 A.

Les raies de la série de Lyman de l'hydrogène sont bien observées, de même que le continuum. Les valeurs des énergies ne sont pas bien fixées, car elles varient en fonction del'activité solaire. Pour des longueurs d'onde supérieures à 1400 A, les données du US Naval Research Laboratory(1), ont une précision supérieure à $\pm$ 20 °/₀ et les résultats du tableau XXI sont corrects à $\pm$ 20 °/₀ près. En-dessous de 1300 A, une erreur d'un facteur 2 est possible et les valeurs du tableau XXIIa sont seulement approximatives. Puisque de telles erreurs sont possibles pour les radiations monochromatiques, le coefficient d'ionisation de O_2 entre 1026 A et 950 A est soumis aux variations de l'activité solaire. De nombreuses raies atomiques sont observées dans le spectre solaire; elles peuvent être identifiées lorsque leur intensité est supérieure à 10^8 photons cm^{-2} sec^{-1}. Parmi ces raies, nombreuses sont celles qui ont une intensité voisine de 10^8 photons cm^{-2} sec^{-1} et il sera possible de les identifier dans un proche avenir. La fig. 26 montre un spectre entre 550 A et 250 A dans lequel apparaissent de nombreuses raies(2); leur contribution est telle qu'elle ne peut

---

(1) Detwiler, Garret, Purcell and Tousey, Annales de Géophys., 17, , 1961.

(2) H. E. Hinteregger, Astrophys. J., 132, 801, 1960 et COSPAR Symposium, Florence, Avril 1961.

TABLEAU XXI.- Nombre de photons solaires par cm^2 et par sec entre 3000 A et 1450 A.

λ	Δ λ = 50 A	Total	λ	Δ λ = 50 A	Total
3000	$4,58 \times 10^{14}$	$2,69 \times 10^{15}$	2200	$3,41 \times 10^{13}$	$1,08 \times 10^{14}$
2950	$4,65 \times 10^{14}$	$2,23 \times 10^{15}$	2150	$2,58 \times 10^{13}$	$7,34 \times 10^{13}$
2900	$3,77 \times 10^{14}$	$1,76 \times 10^{15}$	2100	$1,52 \times 10^{13}$	$4,76 \times 10^{13}$
2850	$2,42 \times 10^{14}$	$1,39 \times 10^{15}$	2050	$9,23 \times 10^{12}$	$3,24 \times 10^{13}$
2800	$1,68 \times 10^{14}$	$1,14 \times 10^{15}$	2000	$7,00 \times 10^{12}$	$2,32 \times 10^{13}$
2750	$1,51 \times 10^{14}$	$9,77 \times 10^{14}$	1950	$5,36 \times 10^{12}$	$1,63 \times 10^{13}$
2700	$1,69 \times 10^{14}$	$8,26 \times 10^{14}$	1900	$3,90 \times 10^{12}$	$1,09 \times 10^{13}$
2650	$1,33 \times 10^{14}$	$6,57 \times 10^{14}$	1850	$2,59 \times 10^{12}$	$7,01 \times 10^{12}$
2600	$9,10 \times 10^{13}$	$5,24 \times 10^{14}$	1800	$1,71 \times 10^{12}$	$4,42 \times 10^{12}$
2550	$7,14 \times 10^{13}$	$4,33 \times 10^{14}$	1750	$1,05 \times 10^{12}$	$2,71 \times 10^{12}$
2500	$4,75 \times 10^{13}$	$3,62 \times 10^{14}$	1700	$6,97 \times 10^{11}$	$1,66 \times 10^{12}$
2450	$4,78 \times 10^{13}$	$3,15 \times 10^{14}$	1650	$4,13 \times 10^{11}$	$9,65 \times 10^{11}$
2400	$4,08 \times 10^{13}$	$2,67 \times 10^{14}$	1600	$2,56 \times 10^{11}$	$5,52 \times 10^{11}$
2350	$3,76 \times 10^{13}$	$2,26 \times 10^{14}$	1550	$1,32 \times 10^{11}$	$2,96 \times 10^{11}$
2300	$4,14 \times 10^{13}$	$1,88 \times 10^{14}$	1500	$7,13 \times 10^{10}$	$1,65 \times 10^{11}$
2250	$3,94 \times 10^{13}$	$1,47 \times 10^{14}$	1450	$3,63 \times 10^{10}$	$9,32 \times 10^{10}$

TABLEAU XXII a.- Nombre de photons solaires par cm^2 et par sec entre 1400 A et 850 A ($\Delta \lambda$ = 50 A)

λ	Continuum	Raies	Total
1400	$1,8 \times 10^{10}$	$3 - 5 \times 10^{9}$	2×10^{10}
1350	$1,8 \times 10^{10}$	$7 - 10 \times 10^{9}$	3×10^{10}
1300	$1,2 \times 10^{10}$	$5 - 10 \times 10^{9}$	2×10^{10}
1250	$9,4 \times 10^{9}$	$2 - 3 \times 10^{9}$	1×10^{10}
1200	$6,4 \times 10^{9}$	3×10^{11}	4×10^{11}
1150	$4,4 \times 10^{9}$	2×10^{8}	5×10^{9}
1100	$3,0 \times 10^{9}$	3×10^{8}	3×10^{9}
1050	$2,0 \times 10^{9}$	5×10^{9}	7×10^{9}
1000	$5,8 \times 10^{9}$	3×10^{9}	9×10^{9}
950	$6,4 \times 10^{9}$	7×10^{8}	7×10^{9}
900	$1,1 \times 10^{10}$		1×10^{10}
850	$4,3 \times 10^{9}$	4×10^{8}	5×10^{9}

être négligée si on ajoute l'énergie disponible dans le domaine spectral de 100 à 200 A.

Bien que la précision requise dans la détermination des coefficients d'ionisation n'ait pas encore été atteinte, on peut tenter de représenter l'énergie du spectre ultraviolet solaire en tenant compte à la fois des divers résultats fournis par l'observation et des domaines spectraux correspondant aux absorptions de la molécule d'oxygène, de la molécule d'azote et de l'atome d'oxygène.

Tout d'abord, le nombre total de photons de longueurs d'onde inférieures à 1000 A doit être compris, pour le maximum du cycle d'activité solaire, entre 2×10^{10} et 2×10^{11} photons cm^{-2} sec^{-1}, tandis que pour $\lambda \leq 800$ A, la valeur est comprise entre 5×10^{10} et 10^{11} photons cm^{-2} sec^{-1}. Ces ordres de grandeur indiquent combien les valeurs du coefficient d'ionisation peuvent être élevées. Lorsque la section efficace d'ionisation est de l'ordre de 10^{-17} cm^2, le coefficient d'ionisation atteint 10^{-6} sec^{-1} pour $Q = 10^{11}$ photons $cm^{-2} sec^{-1}$. En se rappelant que la photoionisation de N_2 apparait à $\lambda \leq 795,8$ A, celle de O à $\lambda \leq 910,4$ A et celle de O_2 à $\lambda \leq 1026,5$ A, nous divisons le spectre ultraviolet en-dessous de 1050 A en domaines spectraux allant de 1020 à 910 A, de 910 à 800 A, de 800 à 500 A, de 500 à 250 A et de 250 A à 150 A. Les nombres approximatifs de photons fournis par le Soleil sont indiqués au tableau XXII b afin de fournir des indications valables pour des calculs de coefficients d'ionisation.

Ainsi, le coefficient d'ionisation de l'atome d'oxygène dans le premier continuum d'ionisation (voir fig. 13) en dehors de toute absorption préalable entre 910 A et 800 A, sera

$$I_{910-800}(O) = (5 \pm 3) \times 10^{-8} \ sec^{-1} \qquad (8.9)$$

Cette valeur approchée montre toutefois que le coefficient d'ionisation est supérieur à celui des rayons X tels que $\lambda <$ 100 A. Dans le même domaine spectral la molécule d'oxygène est certainement plus rapidement ionisée (voir fig. 13) et on peut écrire

$$I_{910-800}(O_2) = (1 \pm 0,5) \times 10^{-7} \ sec^{-1} \qquad (8.10)$$

TABLEAU XXII b.- Nombre de photons solaires au sommet de l'atmosphère terrestre.

Domaine spectral	$Q^{(+)}$ cm^{-2} sec^{-1}
$\lambda < 1026$ A	$(6 \pm 4) \times 10^{10}$
$\lambda < 800$ A	$(4 \pm 3) \times 10^{10}$
$910 < \lambda < 1026$ A	$(1,5 \pm 1,0) \times 10^{10}$
$800 < \lambda < 910$ A	$(1,5 \pm 1,0) \times 10^{10}$
$500 < \lambda < 800$ A	$(1,5 \pm 1,0) \times 10^{10}$
$250 < \lambda < 500$ A	$(1,0 \pm 0,5) \times 10^{10}$
$100 < \lambda < 250$ A	$(7,5 \pm 5,0) \times 10^{9}$

(+) Ces valeurs impliquent une variation durant un cycle solaire et une erreur d'un facteur 2 est possible.

alors que déjà entre 1000 A et 910 A, une valeur de même ordre de grandeur doit être adoptée.

Dans le domaine spectral entre 800 et 500 A, on obtient seulement des valeurs très approximatives, car on ne connait avec précision ni le nombre de photons, ni la section efficace d'ionisation.

Néanmoins, pour la molécule d'azote (voir fig. 15), le coefficient d'ionisation pour $500 < \lambda < 800$ A, est de l'ordre de

$$I_{800-500}(N_2) = (2,5 \pm 2) \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \tag{8.11}$$

tandis que pour O et O_2 les valeurs approximatives seraient

$$I_{800-500}(O) = (1,5 \pm 1,0) \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \tag{8.12}$$

et

$$I_{800-500}(O_2) = (4,0 \pm 3,0) \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \tag{8.13}$$

Le domaine spectral de longueurs d'onde inférieures à 500 A est beaucoup plus difficile à analyser à l'heure actuelle, car les observations de la radiation solaire sont moins nombreuses et les études expérimentales des coefficients d'absorption sont moins précises. Néanmoins, il apparaît que, le nombre de photons est plus petit pour $\lambda < 500$ A que pour $\lambda > 500$ A; l'effet d'ionisation sera moins prononcé pour $\lambda <$ 500 A.

En d'autres termes, les coefficients d'ionisation pour une profondeur optique nulle, sont de l'ordre de

$$I_{500-250}(N_2) = (7,5 \pm 5) \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1} \tag{8.14}$$

$$I_{500-250}(O_2) = (1,5 \pm 0,75) \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \tag{8.15}$$

$$I_{500-250}(O) = (1,0 \pm 0,5) \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \tag{8.16}$$

Entre 250 A et 100 A, l'incertitude est pratiquement complète. Toutefois, l'ionisation due à ce domaine spectral caractérise la thermosphère entre la couche E, où les rayons X et Lyman-β sont les radiations essentielles, et la couche F, où les radiations entre 800 A et 400 A sont très efficaces.

En conclusion, il y a une incertitude due à une connaissance incomplète des sections efficaces d'absorption et d'ionisation. D'autre part, l'énergie solaire dépend de l'activité solaire et il peut y avoir une imprécision dans les valeurs observées. Dès lors, les valeurs des coefficients d'ionisation totale sont les suivantes :

$$I_\infty\ (O_2) = (6 \pm 5) \times 10^{-7}\ sec^{-1} \tag{8.17}$$

$$I_\infty\ (O) = (3{,}0 \pm 2{,}5) \times 10^{-7}\ sec^{-1} \tag{8.18}$$

$$I_\infty\ (N_2) = (3{,}5 \pm 3{,}0) \times 10^{-7}\ sec^{-1} \tag{8.19}$$

Finalement, il faut remarquer que la section efficace d'absorption est très variable avec la longueur d'onde et que les coefficients d'ionisation sont sujets à de fortes variations dans la thermosphère où la profondeur optique n'est pas négligeable. Les valeurs du tableau XXIII donnent seulement des ordres de grandeur pour une profondeur optique nulle et une analyse détaillée est nécessaire pour obtenir la distribution verticale des produits d'ionisation.

6. Les variations de l'émission solaire.

Si la variation de l'émission dans le domaine spectral des rayons X a été étudiée par le U.S. Naval Research Laboratory, il faut souligner que l'étude du spectre ultraviolet est encore à ses débuts. Des observations au cours d'un cycle complet d'activité solaire seront nécessaires avant d'obtenir une idée de l'ordre de grandeur des variations des intensités des diverses radiations. On sait par les études optiques que la chromosphère et la couronne sont soumises à une variation undécennale assez prononcée. Mais, les observations radioélectriques les plus récentes indiquent combien les émissions chromosphériques subissent des fluctuations étroitement associées à l'activité solaire. Il ne peut être question d'entrer ici dans les détails des observations. Nous rappelons cependant quelques éléments destinés à clarifier la question des indices caractérisant l'activité solaire.

Une comparaison entre les données expérimentales et les émissions de corps noirs, indique que la température de radiation augmente lorsque la longueur d'onde décroît. La fig. 27 montre que le nombre total de photons $cm^{-2}\ sec^{-1}$

TABLEAU XXIII.- Coefficients d'ionisation (sec^{-1}) par le rayonnement ultraviolet.

Domaine spectral	O_2	O	N_2
1026 - 1000 A	$(5\pm3) \times 10^{-9}$		
1000 - 910 A	$(4\pm2) \times 10^{-8}$		
910 - 800 A	$(1\pm0,5) \times 10^{-7}$	$(5\pm3) \times 10^{-8}$	
800 - 500 A	$(4\pm3) \times 10^{-7}$	$(1,5\pm1,0) \times 10^{-7}$	$(2,5\pm2,0) \times 10^{-7}$
500 - 250 A	$(1,5\pm0,8) \times 10^{-7}$	$(1,0\pm0,5) \times 10^{-7}$	$(7,5\pm5,0) \times 10^{-8}$
Total	$(6\pm5) \times 10^{-7}$	$(3,0\pm2,5) \times 10^{-7}$	$(3,5\pm3,0) \times 10^{-7}$

pour $\lambda < 1000$ A, disponibles au sommet de l'atmosphère est équivalent à l'émission d'un corps noir entre 6000°K et 7000°K. Pour $\lambda \leq 800$ A, l'émission correspond à un corps noir entre 7000°K et 8000°K. Aux plus courtes longueurs d'onde, l'émission ne décroît pas suivant la loi du corps noir. A 584 A, la raie HeI est équivalente à une émission d'un corps noir entre 9000°K et 10000°K. Finallement pour $\lambda < 500$ A, l'émission est supérieure à celle d'un corps noir de 10000°K. Ces exemples montrent le besoin de précision pour calculer théoriquement l'émission solaire dans divers domaines spectraux et il est difficile de déterminer à priori, l'effet des conditions solaires variables. L'incertitude augmente encore dans le domaine spectral $\lambda \leq 200$ A et dans la région des rayons X, où la profondeur optique dans l'atmosphère solaire devient faible. Seuls des observations directes du spectre clarifieront le problème de la distribution spectrale. Actuellement, on se sert des indices solaires basés sur des observations radioélectriques. La radiation émise dans les domaines centimétrique et décimétrique se rattache à la chromosphère et la couronne inférieure. Les observations effectuées aux divers endroits entre 3 cm et 30 cm[1] démontrent que l'activité solaire présente un comportement analogue dans tout le domaine spectral, (fig. 28). Tout d'abord, les maxima et les minima d'intensité apparaissent au même moment. Ensuite, les valeurs moyennes journalières des flux radioélectriques entre 8 et 15 cm présentent des variations à peu près identiques. En outre, les variations extrêmes entre les minima et les maxima apparaissent vers 10 cm tandis qu'aux limites du domaine spectral considéré, c'est-à-dire à 3 cm et à 30 cm, l'amplitude des variations est beaucoup plus faible.
Enfin, lorsque des déviations prononcées apparaissent dans les observations d'une station, on peut constater qu'elles sont uniquement dues à des défauts d'étalonnage de l'instrument d'observation et non à un effet solaire. Il résulte des considérations précédentes que les observations effectuées à 10 cm peuvent être utilisées comme critère d'indice d'activité solaire donnant l'amplitude maximum des variations dans le domaine spectral de 3 à 30 cm. Ainsi, les observations effectuées à Ottawa au cours d'un cycle d'activité solaire constituent la base

---

(1) Nicolet, p 46 in : Space Research, Proc. Space Science Symposium Nice, (ed. Kalmann-Bijl), North Holland Pub. Cy., Amsterdam, 1960.

la plus complète pour des comparaisons détaillées. La fig. 29 montrent les valeurs mensuelles de la variation du flux solaire à 10,7 cm avec le cycle solaire entre 1947 et 1960. On voit par exemple à la fig. 30 que la radiation à 10,7 cm a varié au cours de 1958 d'un facteur de l'ordre de 2. De même, le flux minimum qui, au cours de la période de juillet à novembre 1958 n'a jamais été inférieur à 220 unités $\left[\text{watts m}^{-2}\ (\text{cycle-sec}^{-1}) \times 10^{-22}\right]$ diminue jusqu'à 150 au début d'octobre 1959 (voir fig. 31) et est inférieur à 150 en mars 1960 (voir fig. 32). Une telle diminution indique que la radiation solaire correspondante dans le domaine ultraviolet et des rayons X a diminué certainement de fin 1958 à 1960. Il convient de souligner que l'amplitude de la variation de l'émission radioélectrique ne peut être directement proportionnelle à celle de tout le domaine spectral ultraviolet. Il faut en effet, retenir que les radiations ultraviolettes proviennent d'une région de l'atmosphère solaire s'étendant de la photosphère à la couronne. Ainsi, en suivant les variations des émissions radioélectriques entre 3 et 30 cm et en particulier celle de 10,7 cm, on peut reconnaître la variation undécennale, la variation de 27 jours et même des variations d'un jour à l'autre. Ces diverses variations se manifestent donc dans les phénomènes d'ionisation et de chauffage de l'atmosphère. Mais il faut rappeler que les réactions dans l'ultraviolet diffèrent avec le domaine spectral considéré.

Quant aux perturbations, elles se manifestent d'abord au cours des flambes solaires observées optiquement en lumière Hα et sont observées à l'aide des fusées par l'émission anormale de rayons X. Les sursauts (bursts) à 10 cm sont pratiquement toujours associés à des flambes observées en lumière Hα. Il n'y a là rien d'étonnant puisque la variation de la composante lentement variable, dans le flux total est attribuée à une émission thermique qui est maximum vers 10 cm. Mais la faible sensibilité de Lyman-α aux conditions des flambes, montre aussi que le comportement du spectre solaire varie avec le domaine spectral.

Les perturbations que l'on identifie généralement à des émissions dites corpusculaires, peuvent être associées aux perturbations magnétiques. C'est pourquoi l'indice K géomagnétique est utilisé pour leur identification, (voir fig. 30, 31 et 32). On retrouve généralement ces effets dans les divers types de sursauts (burst) radioélectriques des ondes métriques.

LEGENDES DES FIGURES.

Fig. 18.- Premier spectre solaire enregistré au-dessus de la couche d'ozone par le Naval Research Laboratory, le 10 octobre 1946. A 55 km le spectre est photographié au travers de la bande de Hartley.

Fig. 19.- Spectre solaire en fonction de l'altitude, vers le coucher du soleil, le 14 juin 1949. Enregistrement par le US Naval Research Laboratory.

Fig. 20a.- Distribution de l'énergie solaire au sommet de l'atmosphère terrestre entre 2450 A et 2260 A. Résultats du Naval Research Laboratory.

Fig. 20b.- Distribution de l'énergie solaire au sommet de l'atmosphère terrestre entre 2260 A et 2060 A. Résultats du Naval Research Laboratory.

Fig. 21.- Spectre solaire, avec les principales raies entre 1800 A et 500 A, photographié par le Naval Research Laboratory à 198 km, le 13 mars 1959.

Fig. 22.- Spectre solaire entre 200 et 220 km obtenu par le US Naval Research Laboratory, le 19 avril 1960.

Fig. 23.- Nombre de photons disponibles au sommet de l'atmosphère terrestre entre ν_1 et ∞. Corps noirs entre 4000°K et 6000°K. Valeurs solaires obtenues d'après les données du Naval Research Laboratory.

Fig. 24a.- Nombre de photons cm^{-2} sec^{-1}, pour $\Delta \lambda = 50$ A, disponibles au sommet de l'atmosphère terrestre, entre 0,7 μ et 7 μ.

Fig. 24b.- Nombre de photons cm^{-2} sec^{-1}, pour $\Delta \lambda = 50$ A, disponibles au sommet de l'atmosphère terrestre, entre 3500 A et 6500 A.

Fig. 24c.- Nombre de photons cm^{-2} sec^{-1}, pour $\Delta \lambda = 50$ A, disponibles au sommet de l'atmosphère terrestre, entre 2050 A et 3450 A.

Fig. 24d.- Nombre de photons cm^{-2} sec^{-1}, pour $\Delta \lambda = 50$ A, disponibles au sommet de l'atmosphère terrestre, entre 1300 A et 2050 A.

Fig. 25.- Principales raies solaires entre 1000 A et 500 A, obtenues par un spectre du Naval Research Laboratory, le 13 mars 1959.

Fig. 26.- Principales raies solaires entre 550 A et 250 A. Résultats obtenus par Hinteregger.

Fig. 27.- L'émission solaire, entre 1000 A et 500 A, correspond à des émissions de corps noirs de 6000°K à 10000°K.

Fig. 28a.- Rapport de l'émission radioélectrique solaire à 3,2 cm, 8 cm, 10 cm, 15 cm, 20 cm, 21 cm et 30 cm, à l'émission radioélectrique solaire à Ottawa en 1958, lorsque la moyenne annuelle est 1.

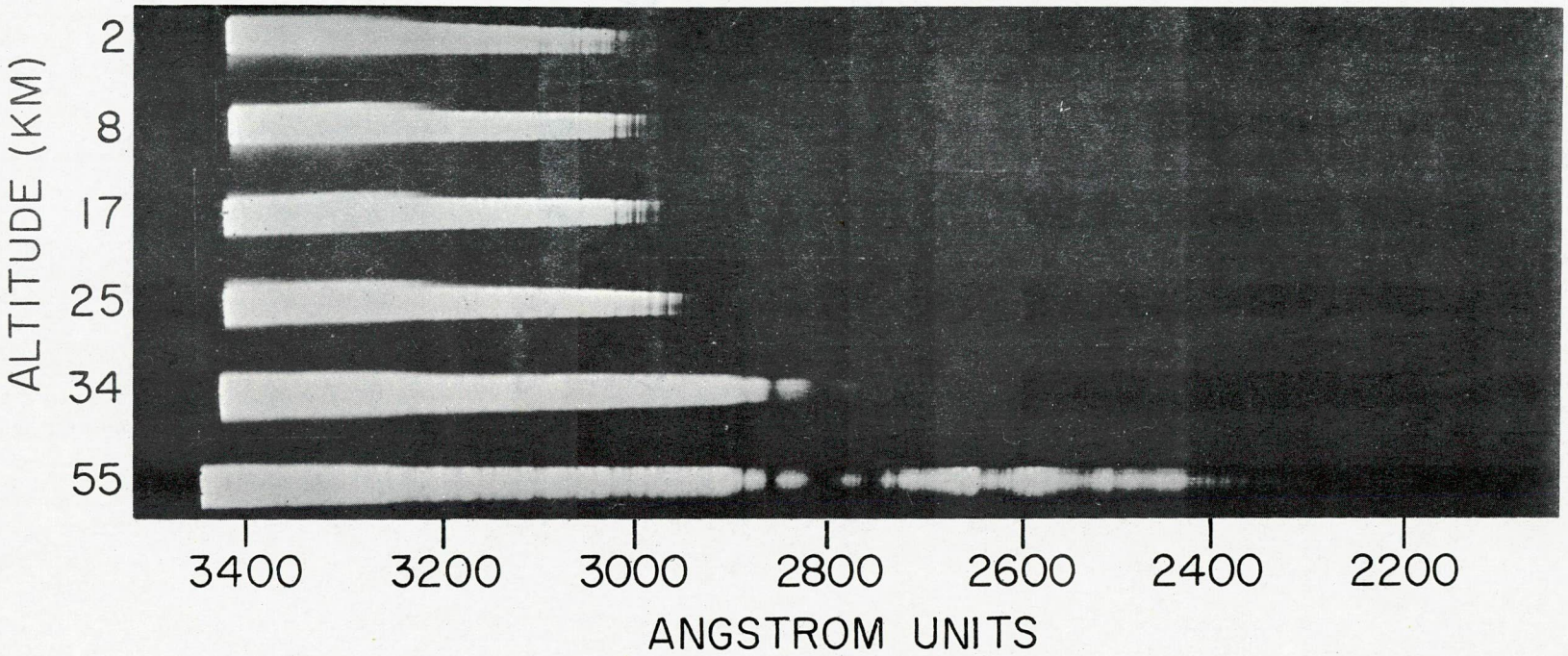
Fig. 28b.- Rapport de l'émission radioélectrique solaire à 3,2 cm, 8 cm, 10 cm, 15 cm, 20 cm et 30 cm, à l'émission radioélectrique solaire à Ottawa en 1959, lorsque la moyenne annuelle est 1.

Fig. 29.- Variation de l'émission radioélectrique solaire à 10, 7 cm entre 1946 et 1960, d'après Covington, Naval Research Council, Ottawa.

Fig. 30.- Variation journalière de l'émission radioélectrique solaire sur 10,7 cm en 1958. Données de Covington. Indices K de Bartels.

Fig. 31.- Variation journalière de l'émission radioélectrique solaire sur 10,7 cm en 1959. Données de Covington. Indices K de Bartels.

Fig. 32.- Variation journalière de l'émission radioélectrique solaire sur 10,7 cm en 1960. Données de Covington. Indices K de Bartels.



THE FIRST SOLAR ULTRA-VIOLET SPECTRA RECORDED ABOVE THE OZONE LAYER
PHOTOGRAPHED FROM A V-2 ROCKET ON OCTOBER 10, 1946
BY THE
US NAVAL RESEARCH LABORATORY

Figure 18

EXTENSION OF SOLAR SPECTRUM WITH ALTITUDE NEAR SUNSET, JUNE 14, 1949

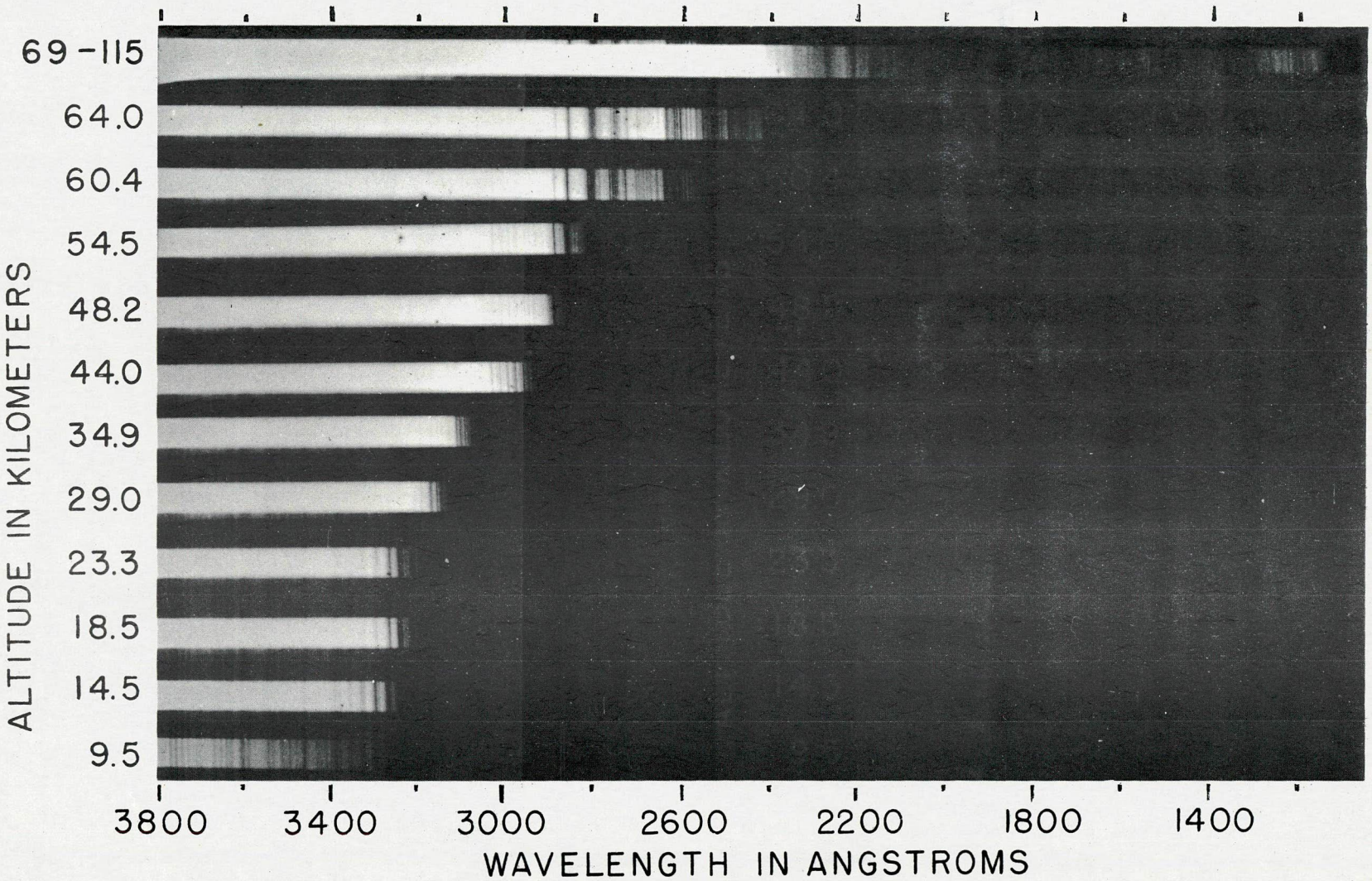


Figure 19

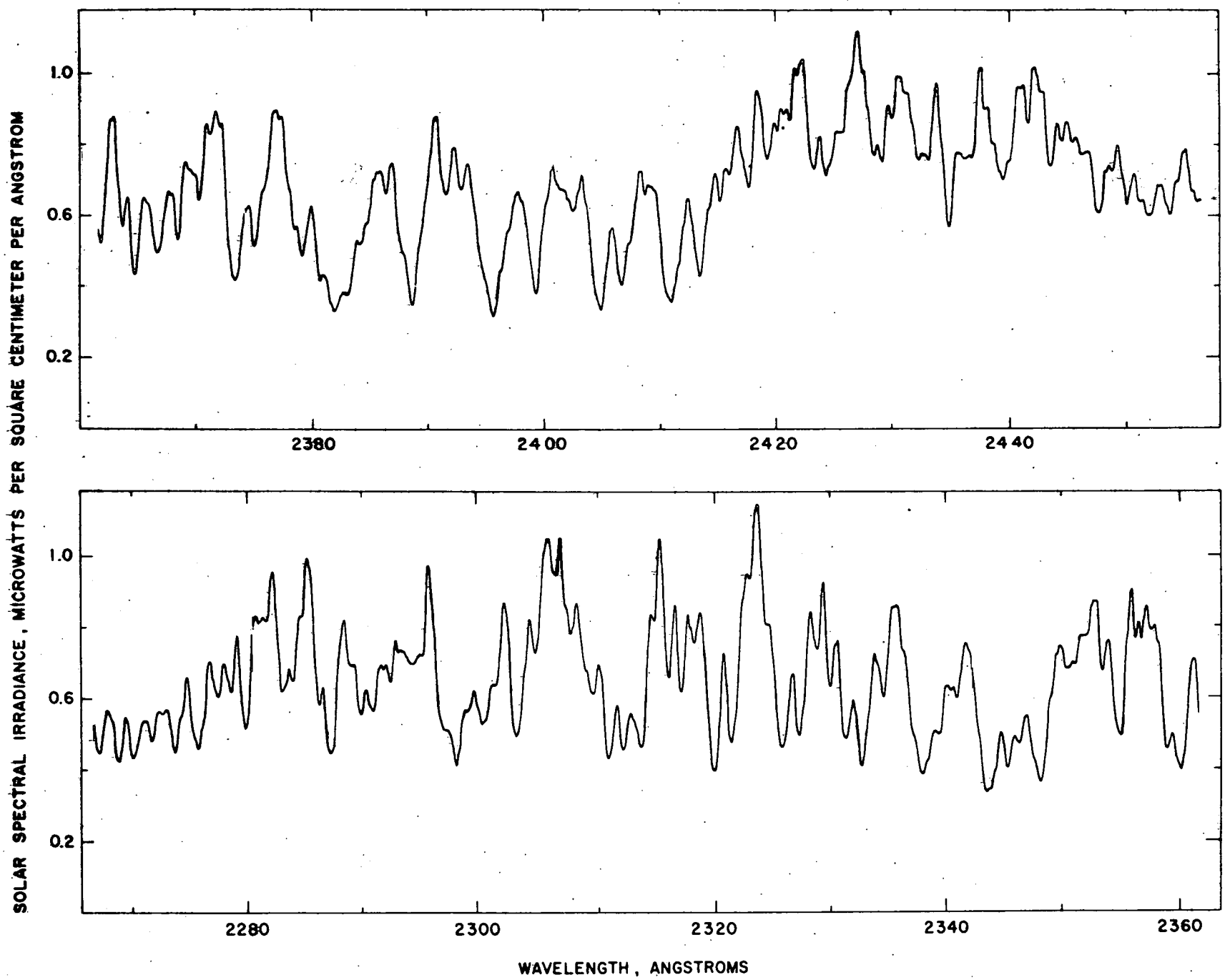

SOLAR SPECTRAL IRRADIANCE, MICROWATTS PER SQUARE CENTIMETER PER ANGSTROM
1.0
0.6
0.2
2380
2400
2420
2440
1.0
0.6
0.2
2280
2300
2320
2340
2360
WAVELENGTH, ANGSTROMS

Figure 20 a

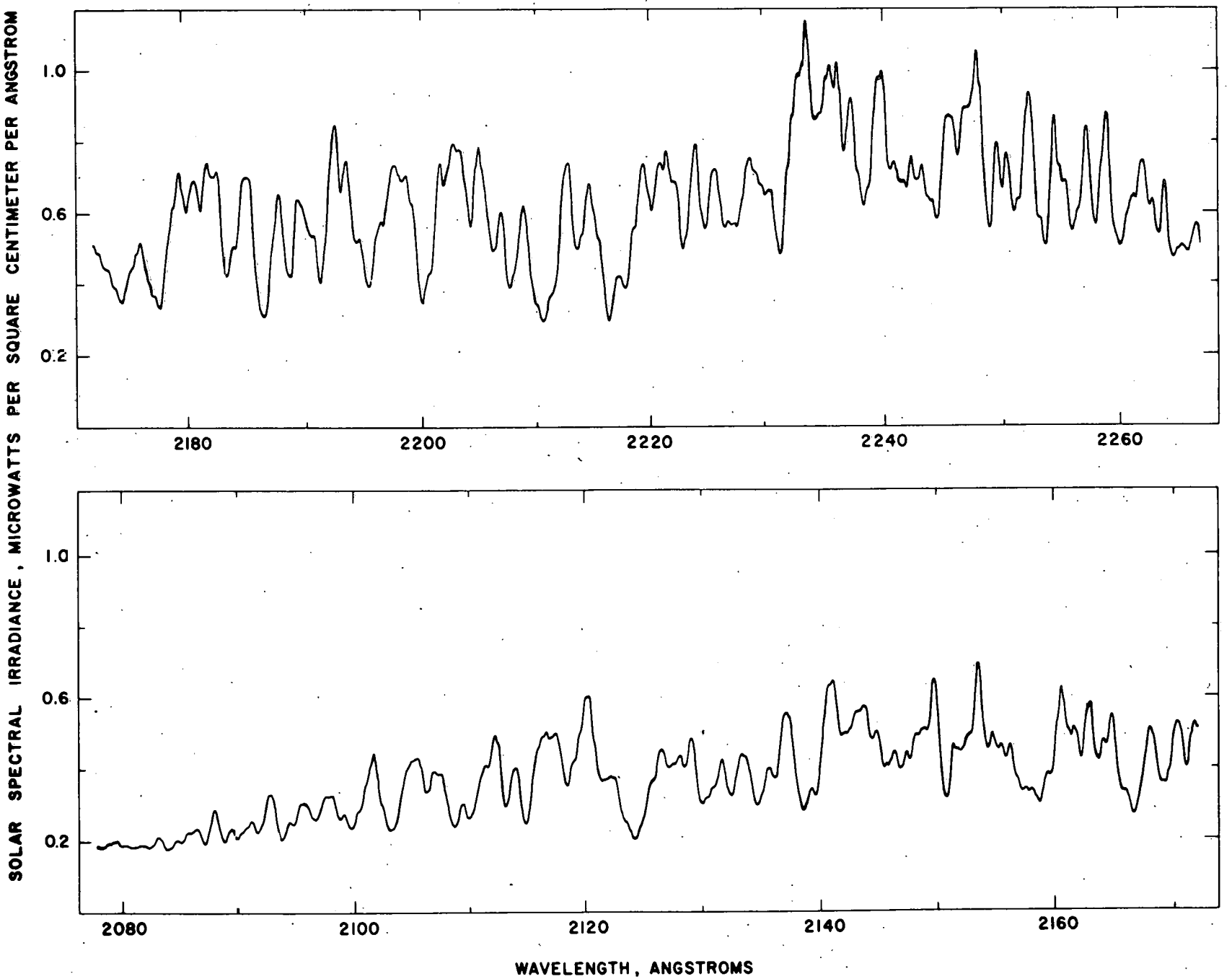

SOLAR SPECTRAL IRRADIANCE, MICROWATTS PER SQUARE CENTIMETER PER ANGSTROM
1.0
0.6
0.2
2180
2200
2220
2240
2260
1.0
0.6
0.2
2080
2100
2120
2140
2160
WAVELENGTH, ANGSTROMS

Figure 20 b

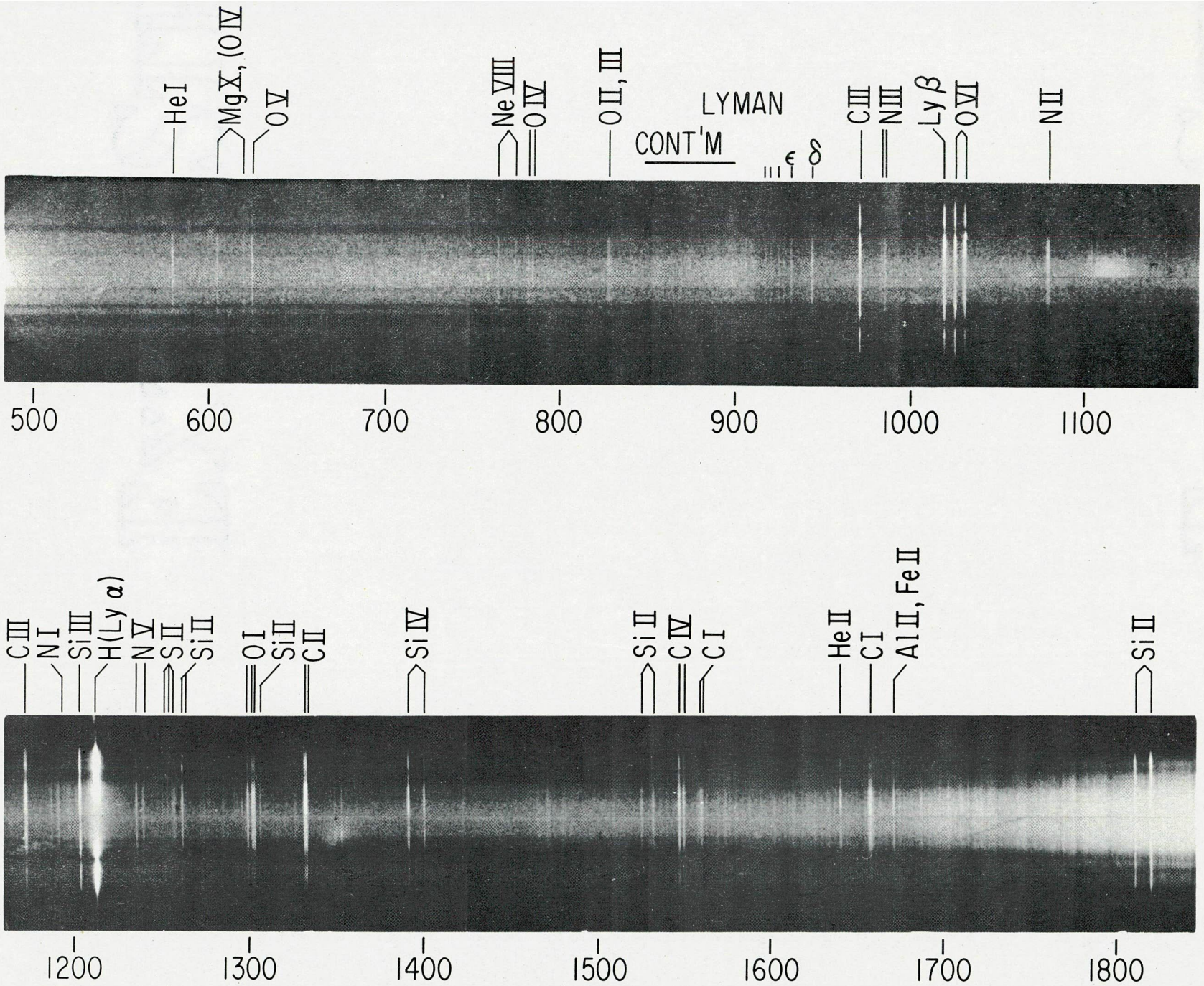
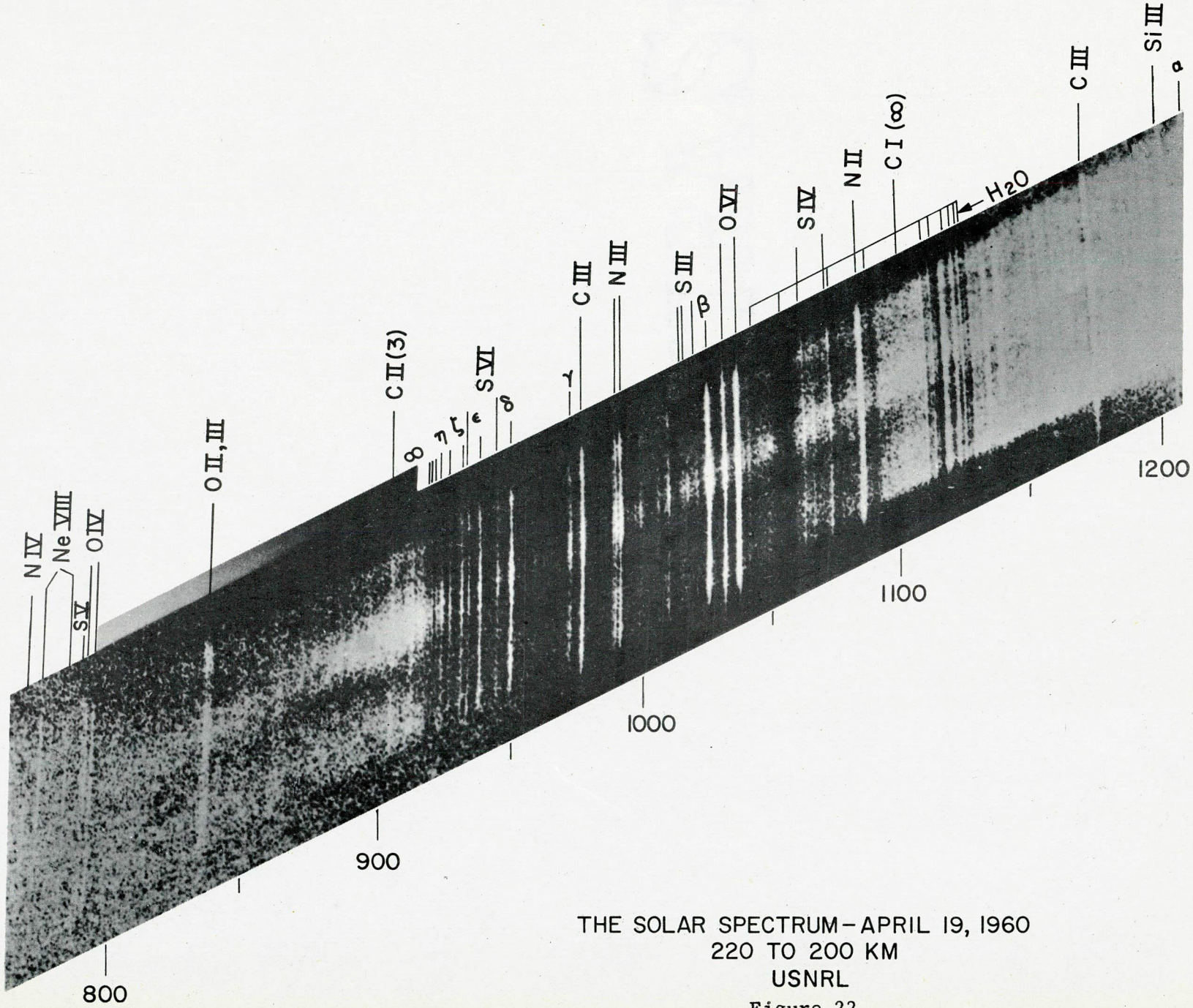

He I
Mg X, (O IV)
O V
Ne VIII
O IV
O II, III
CONT'M
LYMAN
ε
δ
C III
N III
Ly β
O VI
N II
500
600
700
800
900
1000
1100
C III
N I
Si III
H(Ly α)
N V
S II
Si II
O I
Si II
C II
Si IV
Si II
C IV
C I
He II
C I
Al II, Fe II
Si II
1200
1300
1400
1500
1600
1700
1800

Figure 21



THE SOLAR SPECTRUM – APRIL 19, 1960
220 TO 200 KM
USNRL

Figure 22

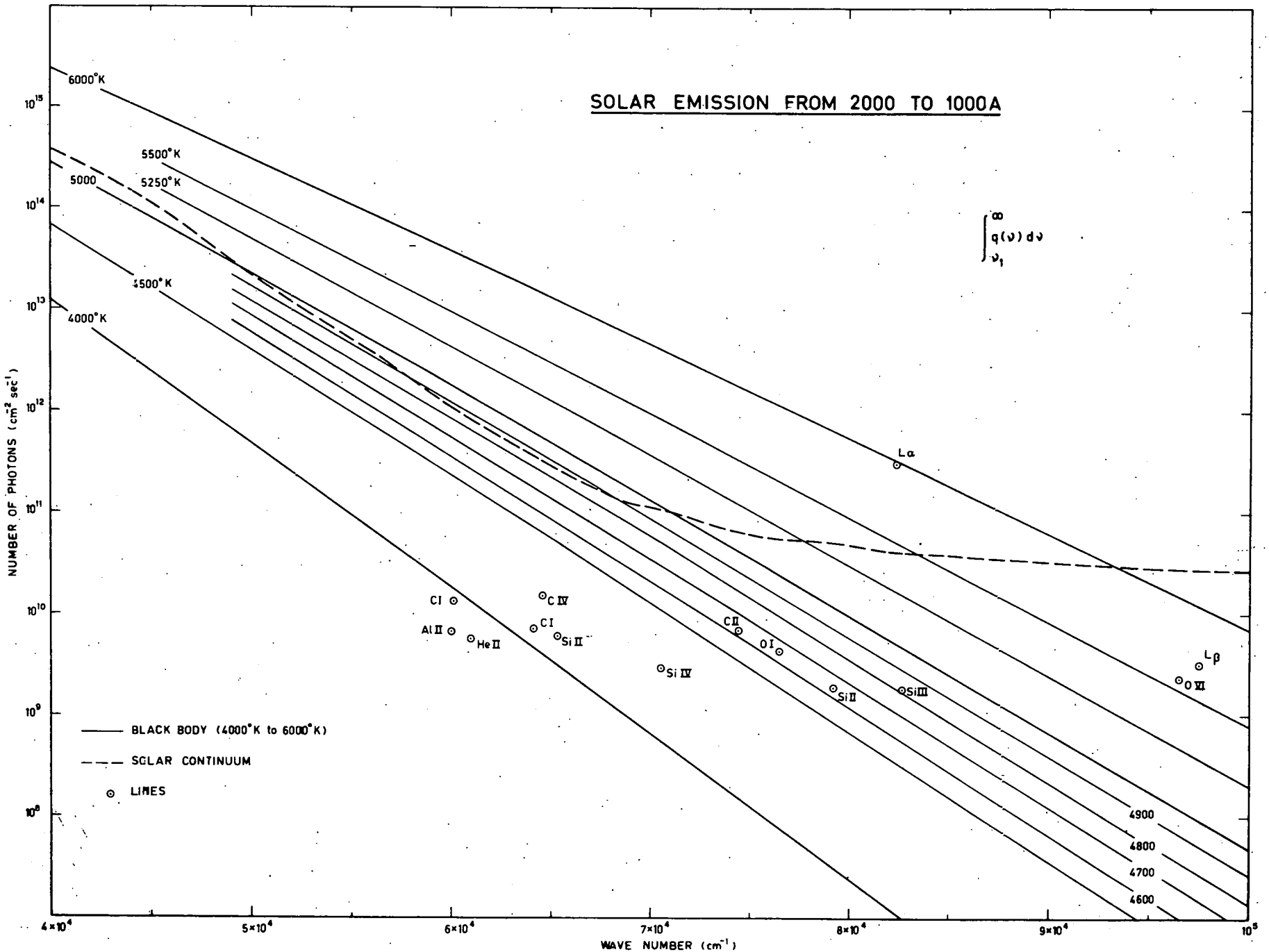

SOLAR EMISSION FROM 2000 TO 1000A
$\int_{\nu_1}^{\infty} q(\nu)\,d\nu$
6000°K
5500°K
5250°K
5000
4500°K
4000°K
4900
4800
4700
4600
Lα
Lβ
O VI
Si III
Si II
O I
C II
Si IV
Si II
C I
C IV
He II
Al II
C I
BLACK BODY (4000°K to 6000°K)
SOLAR CONTINUUM
LINES
NUMBER OF PHOTONS (cm⁻² sec⁻¹)
WAVE NUMBER (cm⁻¹)
10¹⁵
10¹⁴
10¹³
10¹²
10¹¹
10¹⁰
10⁹
10⁸
4×10⁴
5×10⁴
6×10⁴
7×10⁴
8×10⁴
9×10⁴
10⁵

Figure 23

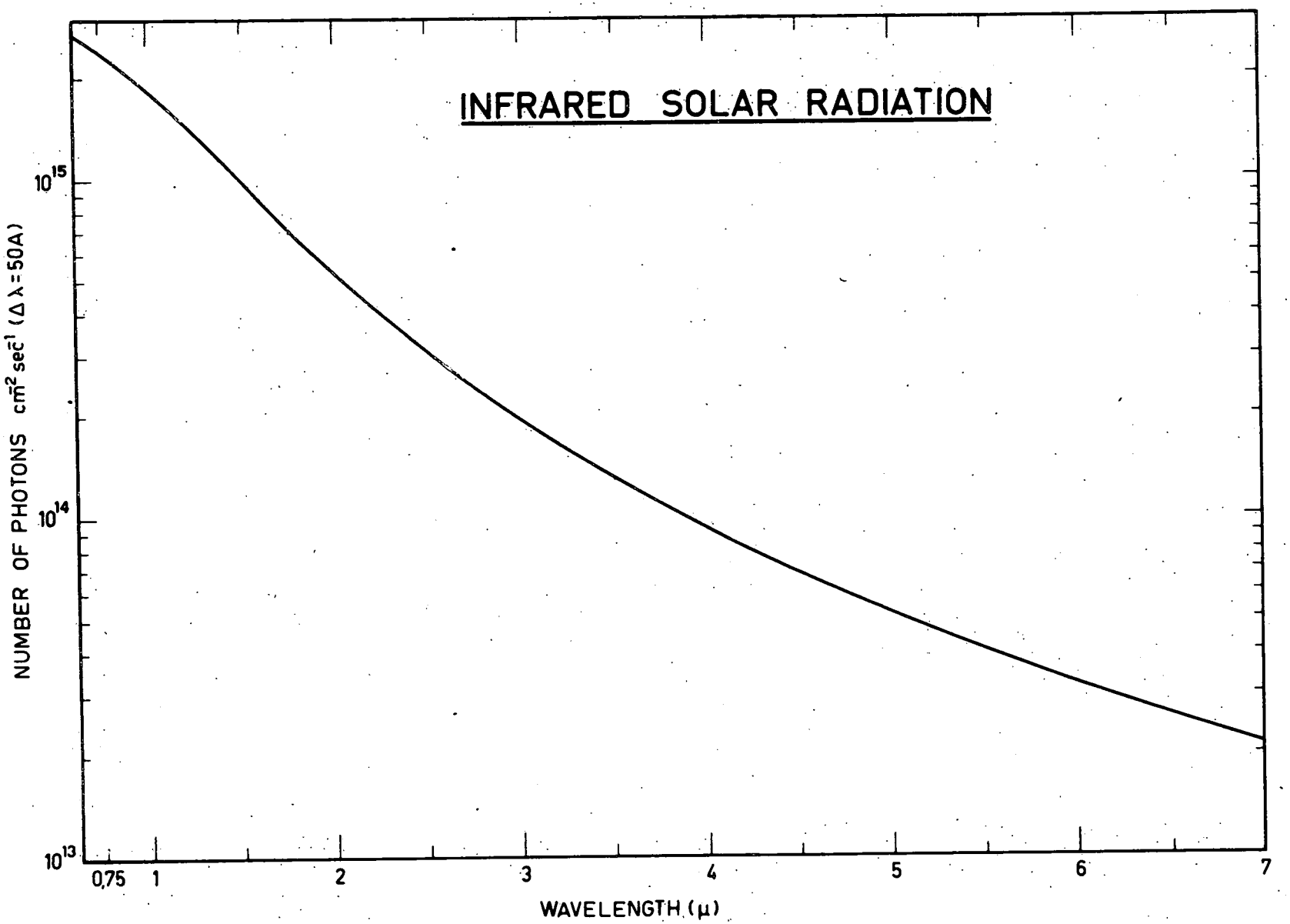

INFRARED SOLAR RADIATION
NUMBER OF PHOTONS cm⁻² sec⁻¹ (Δλ=50A)
10^15
10^14
10^13
0,75
1
2
3
4
5
6
7
WAVELENGTH (μ)

Figure 24a

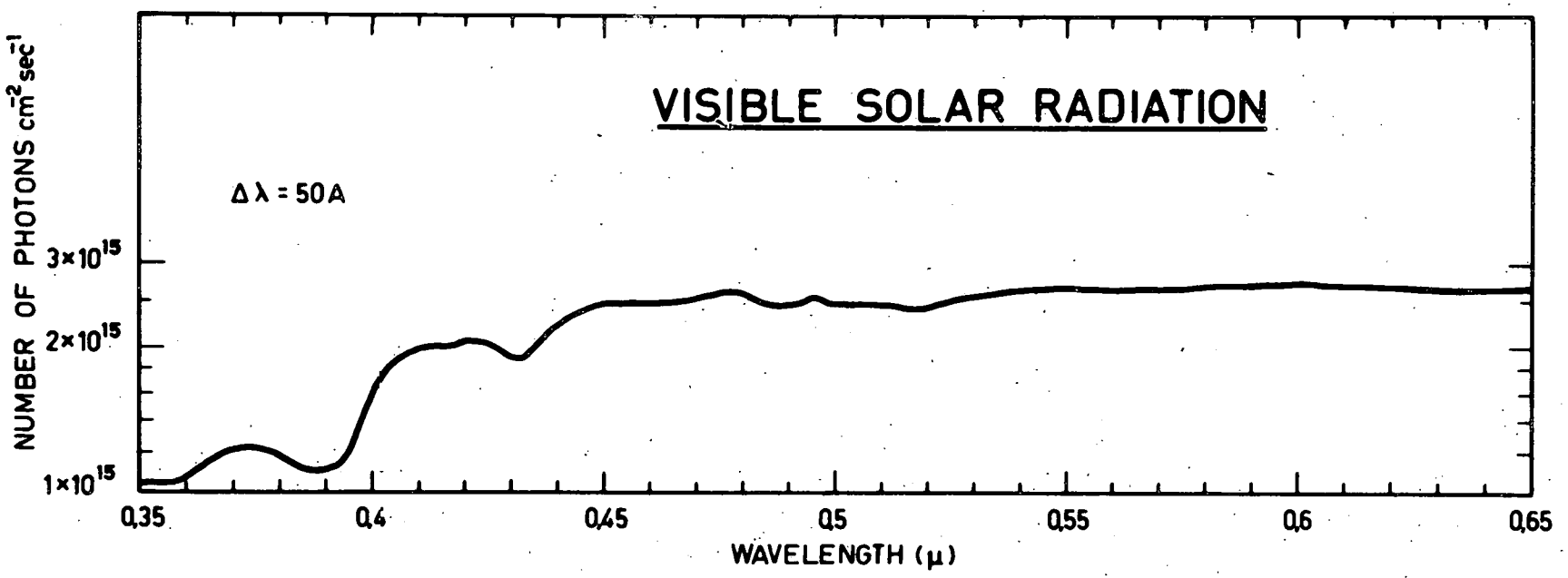

VISIBLE SOLAR RADIATION
Δλ = 50A
NUMBER OF PHOTONS cm⁻² sec⁻¹
3×10¹⁵
2×10¹⁵
1×10¹⁵
0,35
0,4
0,45
0,5
0,55
0,6
0,65
WAVELENGTH (μ)

Figure 24b

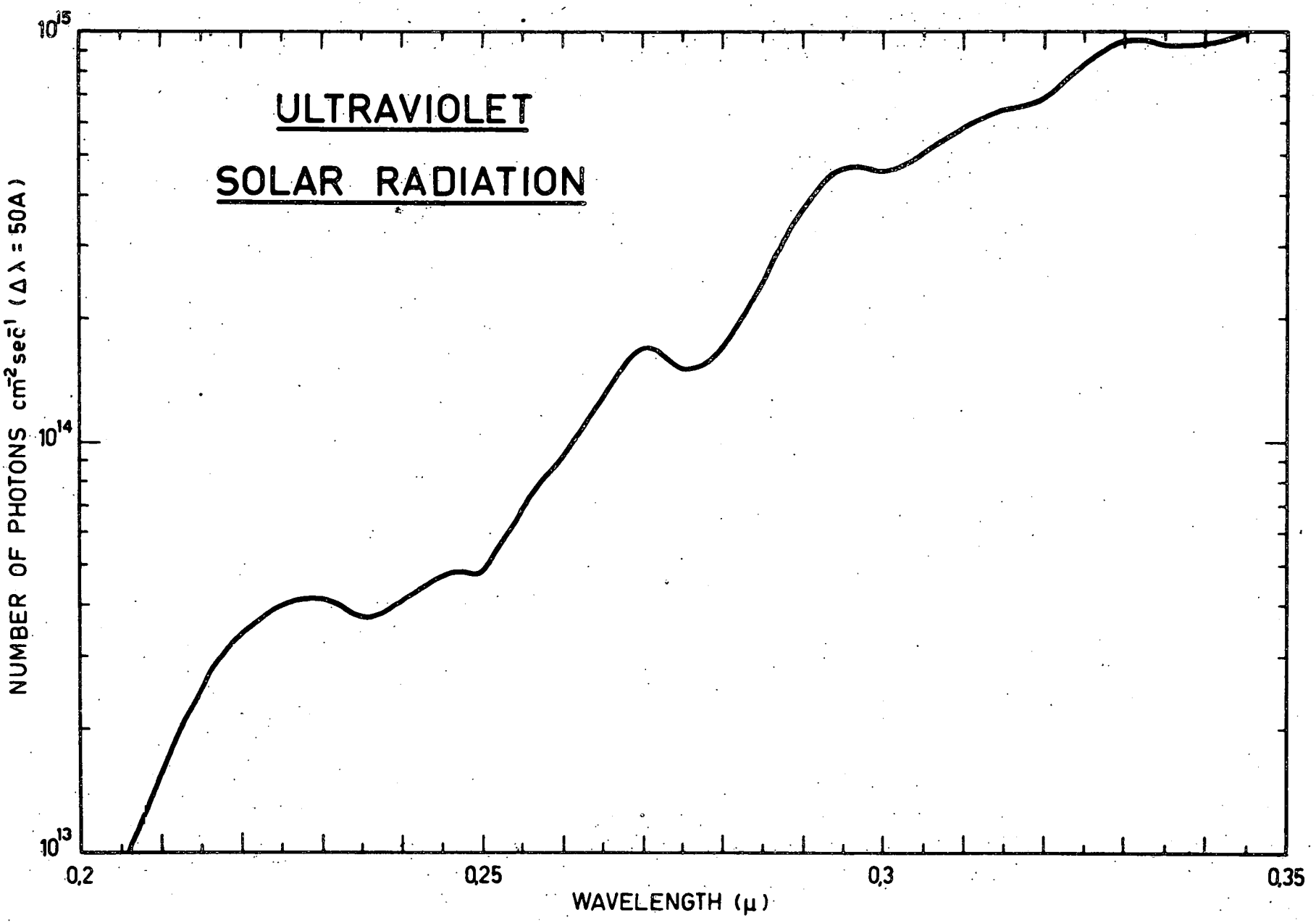

ULTRAVIOLET
SOLAR RADIATION
NUMBER OF PHOTONS cm⁻²sec⁻¹ (Δλ = 50A)
10^15
10^14
10^13
0,2
0,25
0,3
0,35
WAVELENGTH (μ)

Figure 24c

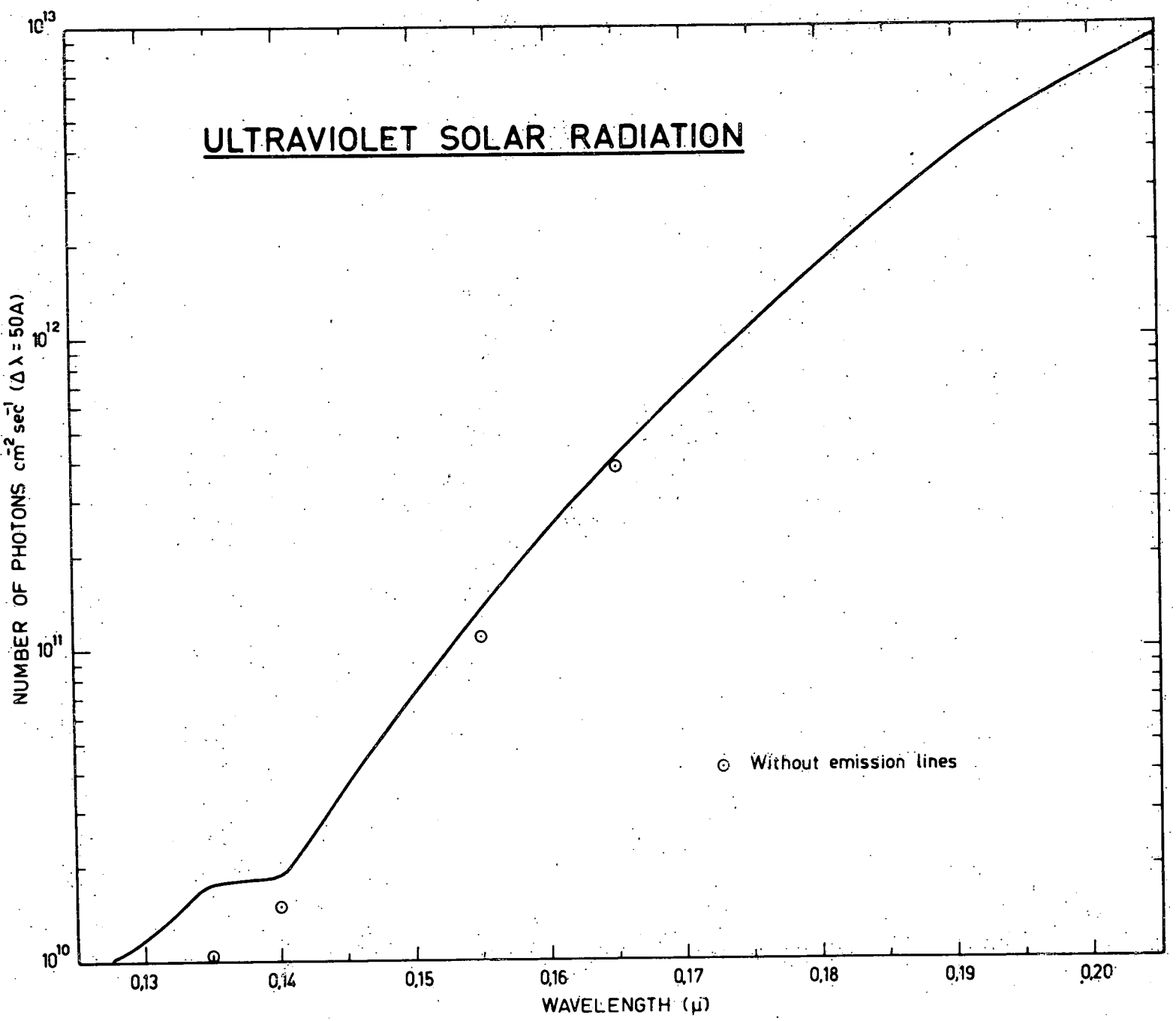

ULTRAVIOLET SOLAR RADIATION
NUMBER OF PHOTONS cm⁻² sec⁻¹ (Δ λ = 50A)
10¹³
10¹²
10¹¹
10¹⁰
0,13
0,14
0,15
0,16
0,17
0,18
0,19
0,20
WAVELENGTH (μ)
Without emission lines

Figure 24d

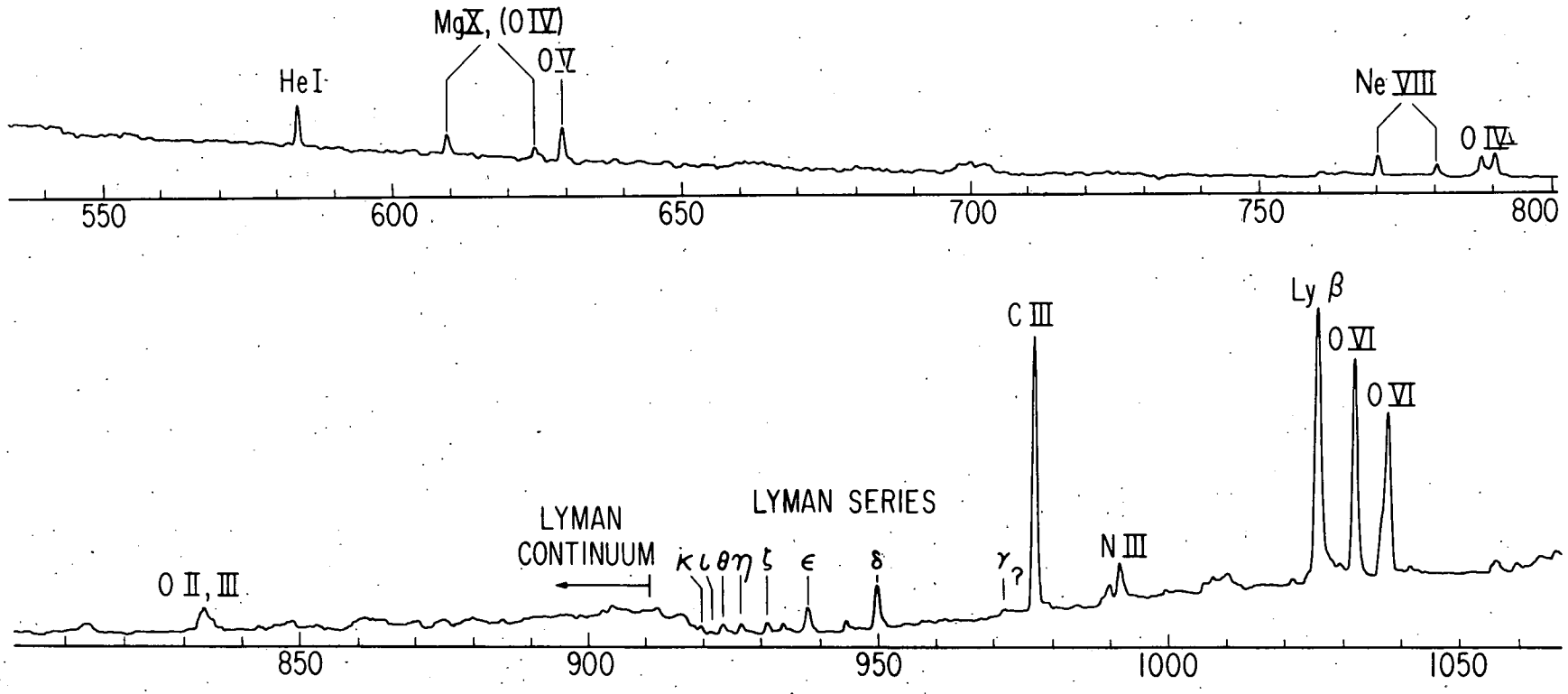

He I
Mg X, (O IV)
O V
Ne VIII
O IV
550
600
650
700
750
800
O II, III
LYMAN CONTINUUM
κ ι θ η ζ ε δ
LYMAN SERIES
γ ?
C III
N III
Ly β
O VI
O VI
850
900
950
1000
1050

Figure 25

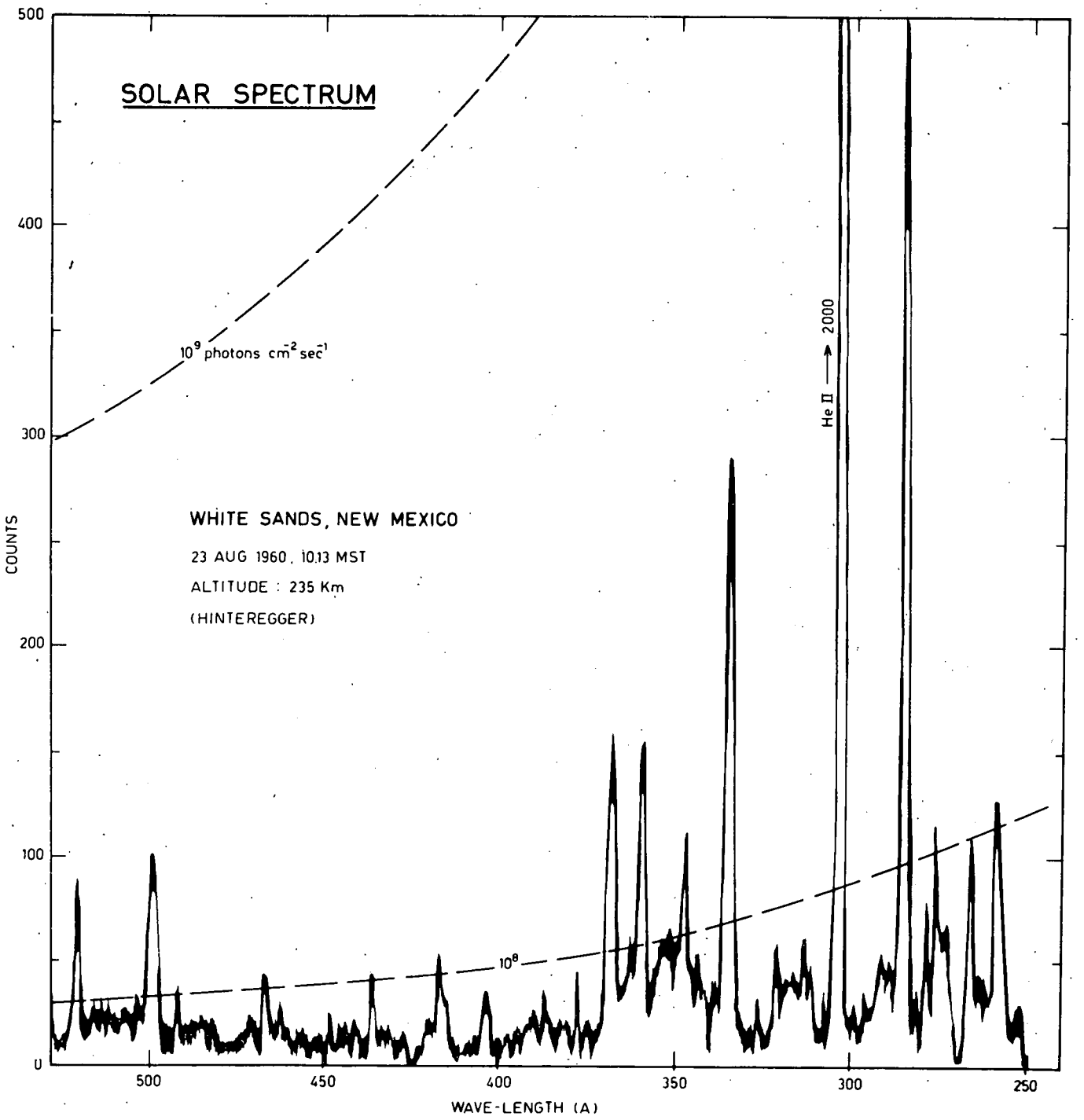

SOLAR SPECTRUM
10^9 photons $cm^{-2} sec^{-1}$
He II → 2000
WHITE SANDS, NEW MEXICO
23 AUG 1960, 10.13 MST
ALTITUDE : 235 Km
(HINTEREGGER)
10^8
COUNTS
500
400
300
200
100
0
500
450
400
350
300
250
WAVE-LENGTH (A)

Figure 26

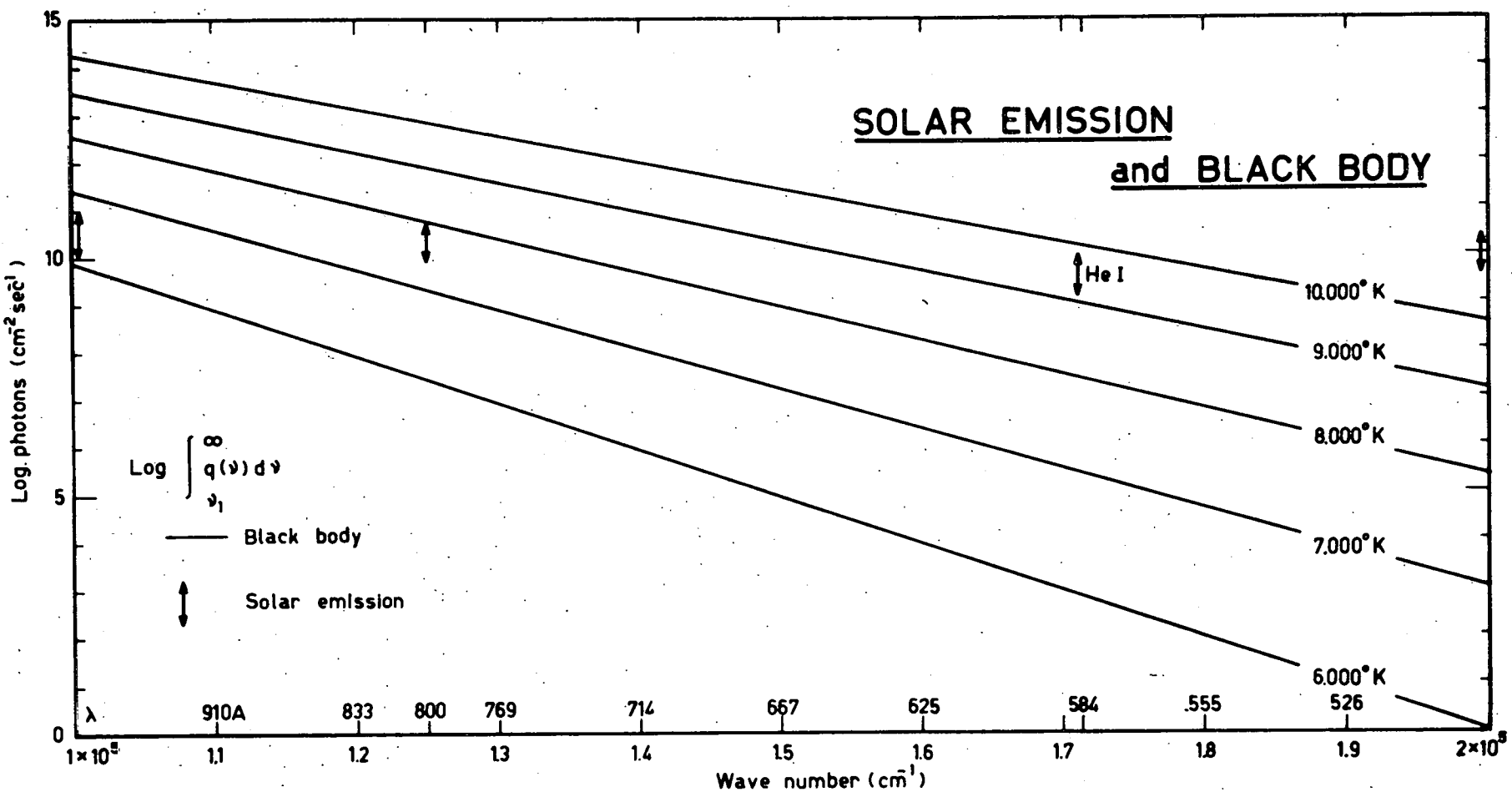

SOLAR EMISSION
and BLACK BODY
He I
10.000° K
9.000° K
8.000° K
7.000° K
6.000° K
Log ∫ q(ν) dν
Black body
Solar emission
Log. photons (cm⁻² sec⁻¹)
Wave number (cm⁻¹)
λ
910A
833
800
769
714
667
625
584
555
526
15
10
5
0
1×10⁵
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6
1.7
1.8
1.9
2×10⁵

Figure 27

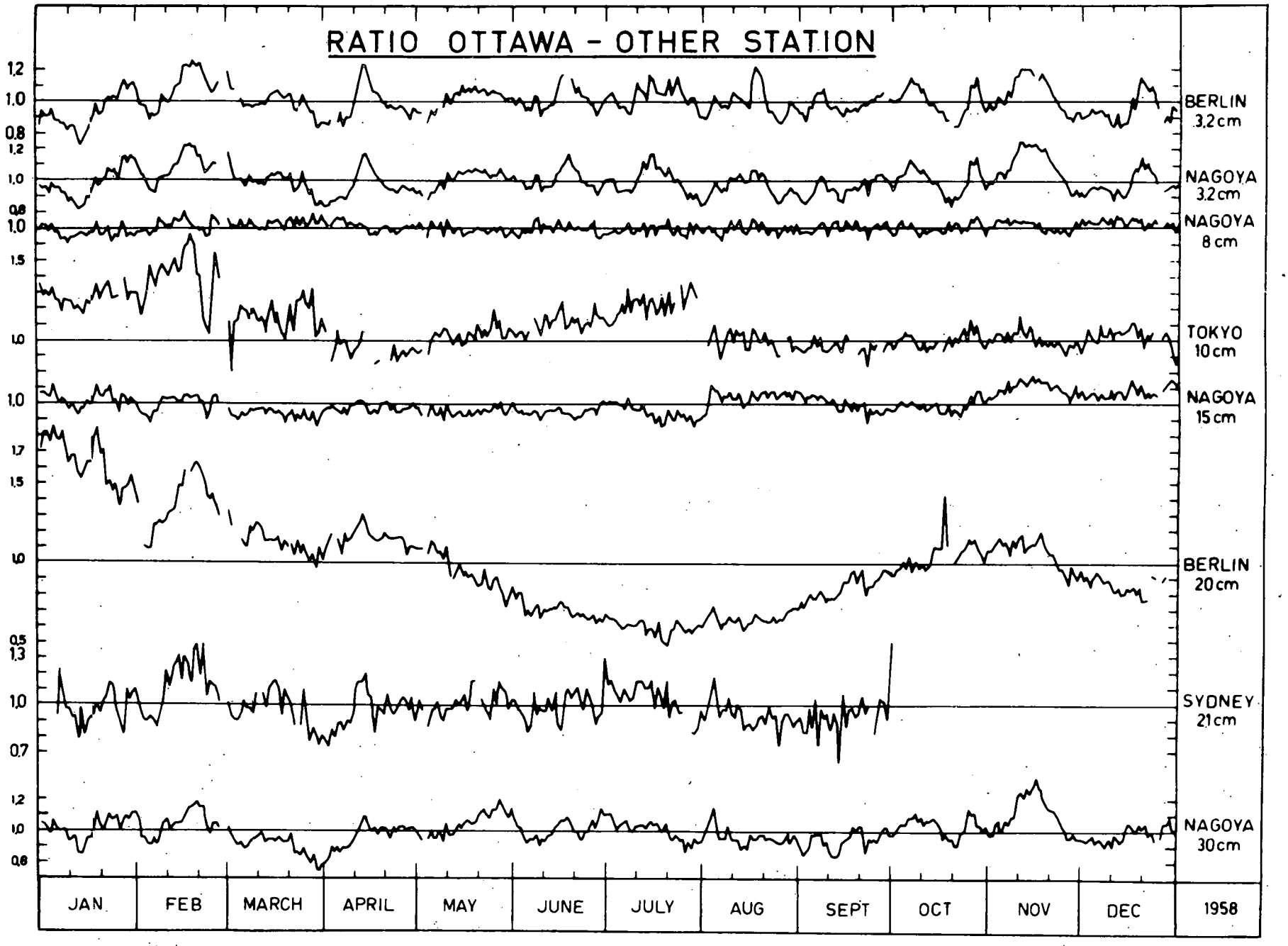

RATIO OTTAWA - OTHER STATION
BERLIN 3.2cm
NAGOYA 3.2cm
NAGOYA 8 cm
TOKYO 10cm
NAGOYA 15cm
BERLIN 20cm
SYDNEY 21cm
NAGOYA 30cm
JAN
FEB
MARCH
APRIL
MAY
JUNE
JULY
AUG
SEPT
OCT
NOV
DEC
1958

Figure 28a

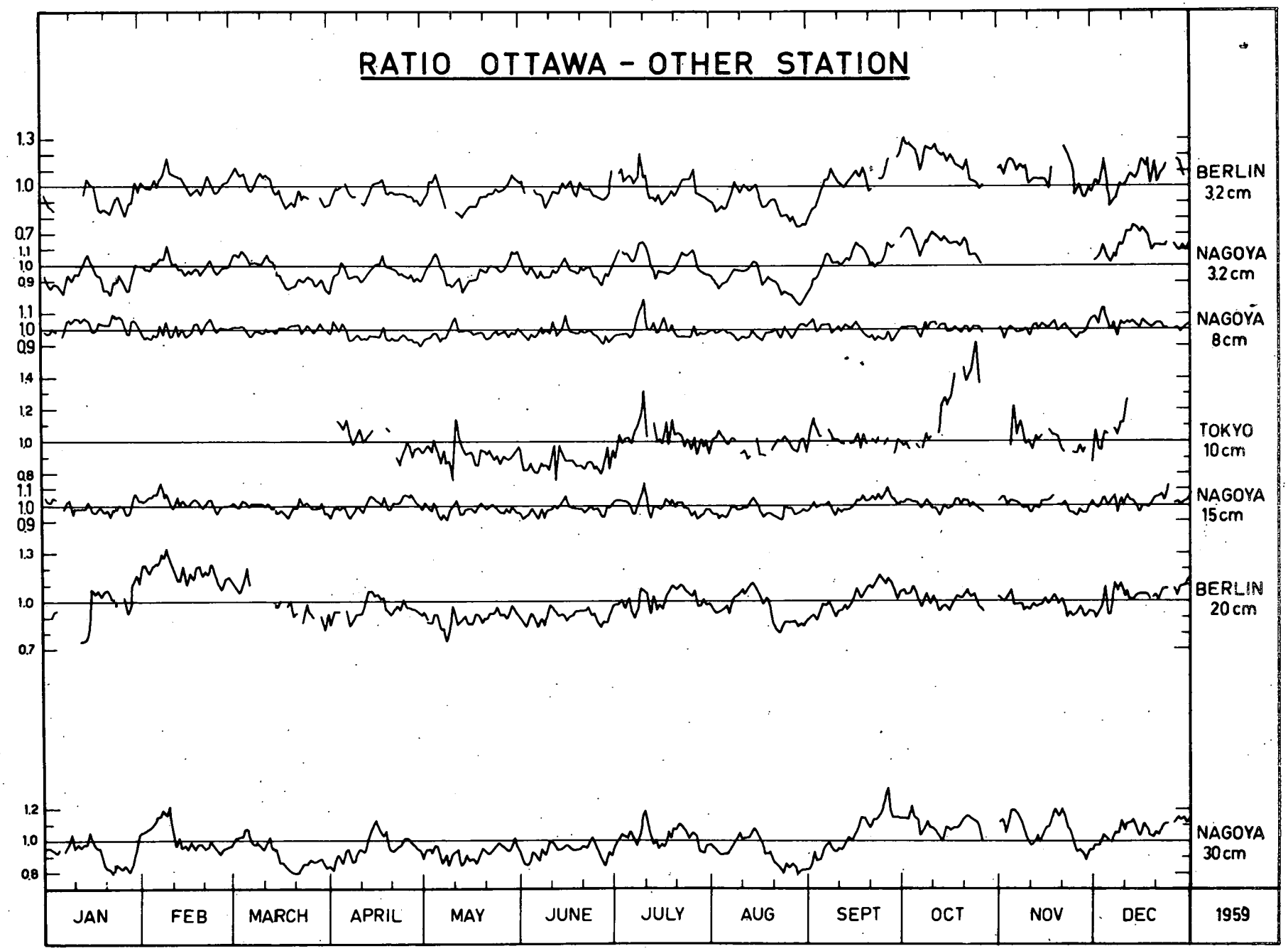

RATIO OTTAWA - OTHER STATION
1.3
1.0
0.7
BERLIN 3.2 cm
1.1
1.0
0.9
NAGOYA 3.2 cm
1.1
1.0
0.9
NAGOYA 8 cm
1.4
1.2
1.0
0.8
TOKYO 10 cm
1.1
1.0
0.9
NAGOYA 15 cm
1.3
1.0
0.7
BERLIN 20 cm
1.2
1.0
0.8
NAGOYA 30 cm
JAN
FEB
MARCH
APRIL
MAY
JUNE
JULY
AUG
SEPT
OCT
NOV
DEC
1959

Figure 28b

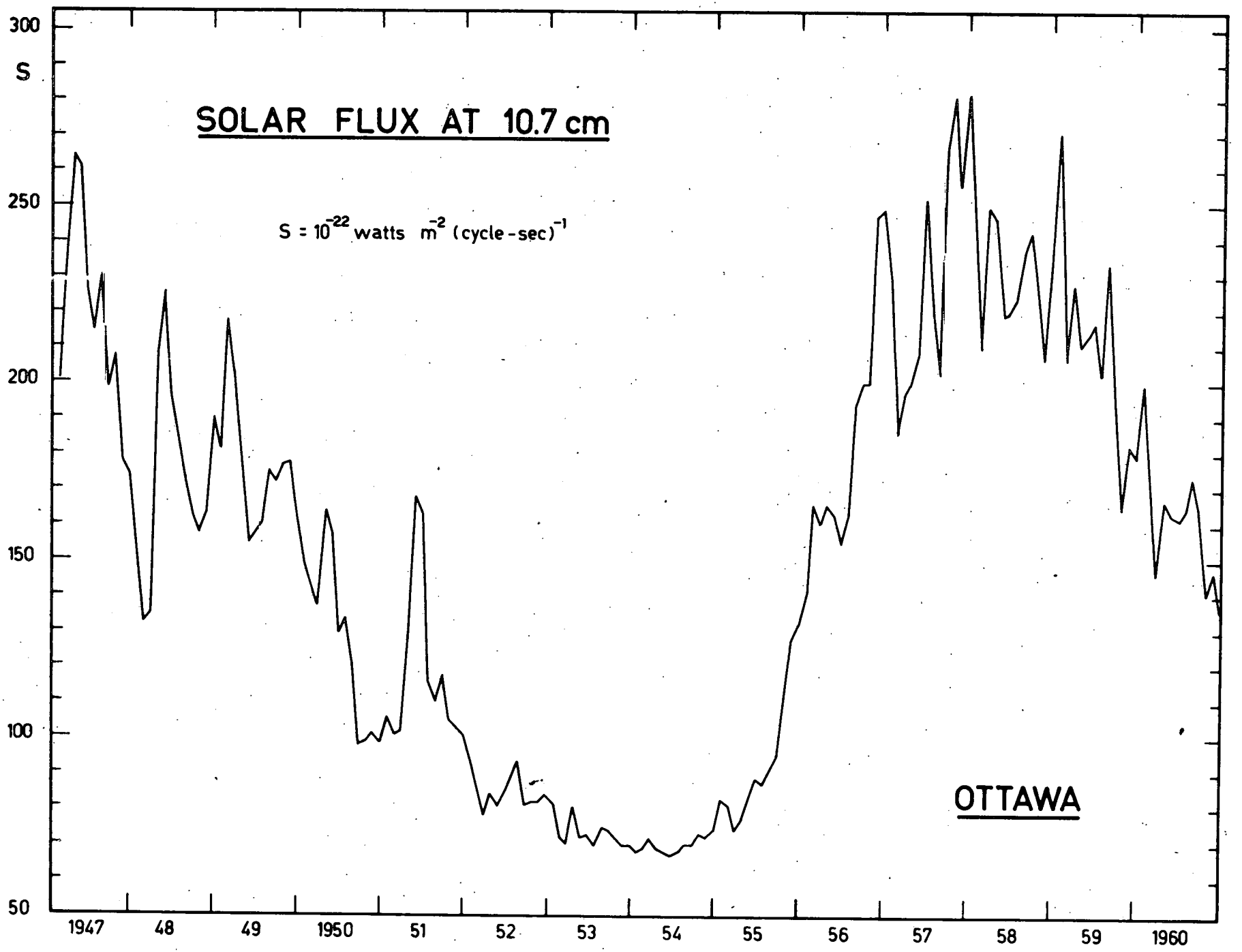

SOLAR FLUX AT 10.7 cm
S = 10^-22 watts m^-2 (cycle-sec)^-1
OTTAWA
S
300
250
200
150
100
50
1947
48
49
1950
51
52
53
54
55
56
57
58
59
1960

Figure 29

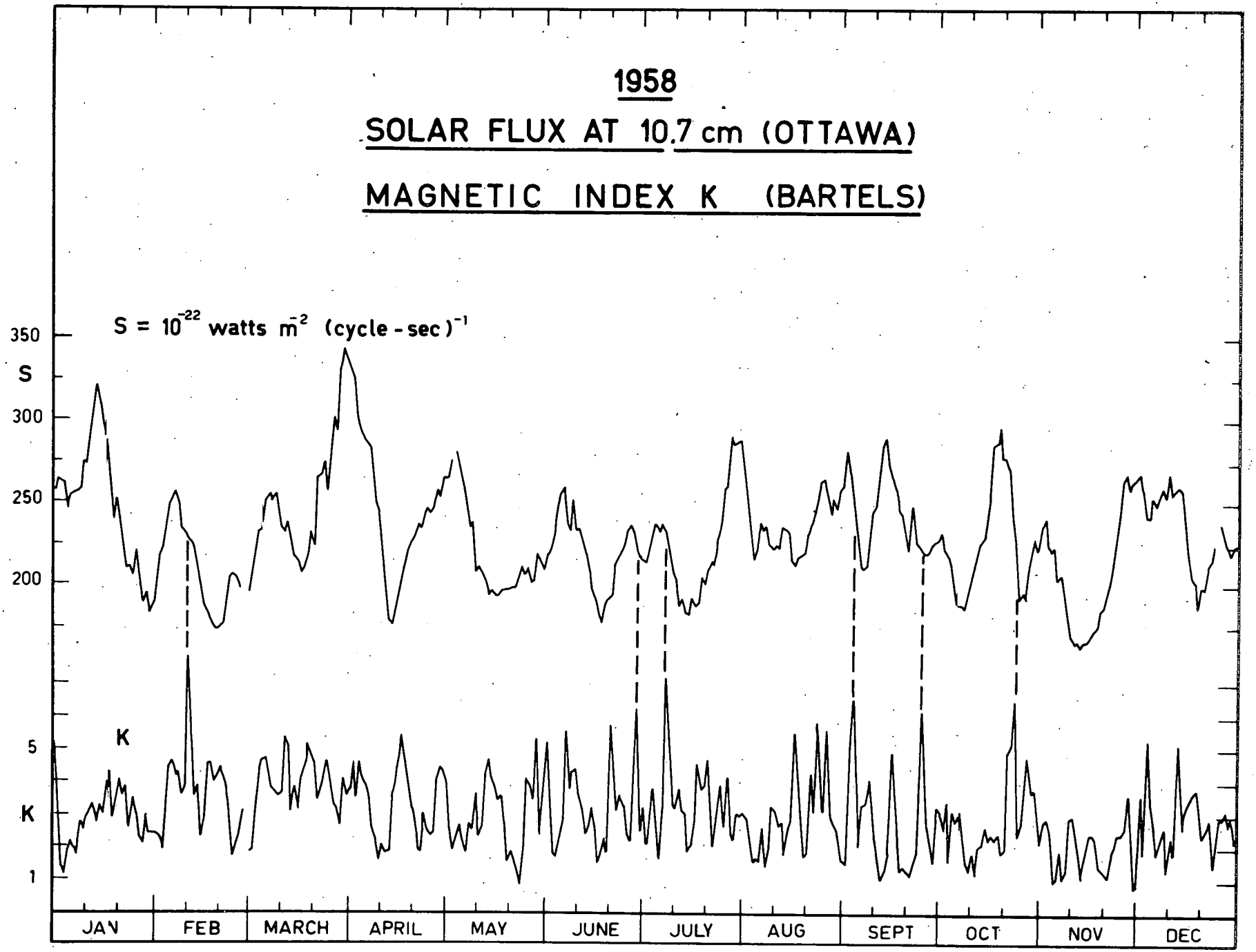

1958
SOLAR FLUX AT 10.7 cm (OTTAWA)
MAGNETIC INDEX K (BARTELS)
S = 10^-22 watts m^-2 (cycle-sec)^-1
350
S
300
250
200
5
K
1
JAN
FEB
MARCH
APRIL
MAY
JUNE
JULY
AUG
SEPT
OCT
NOV
DEC

Figure 30

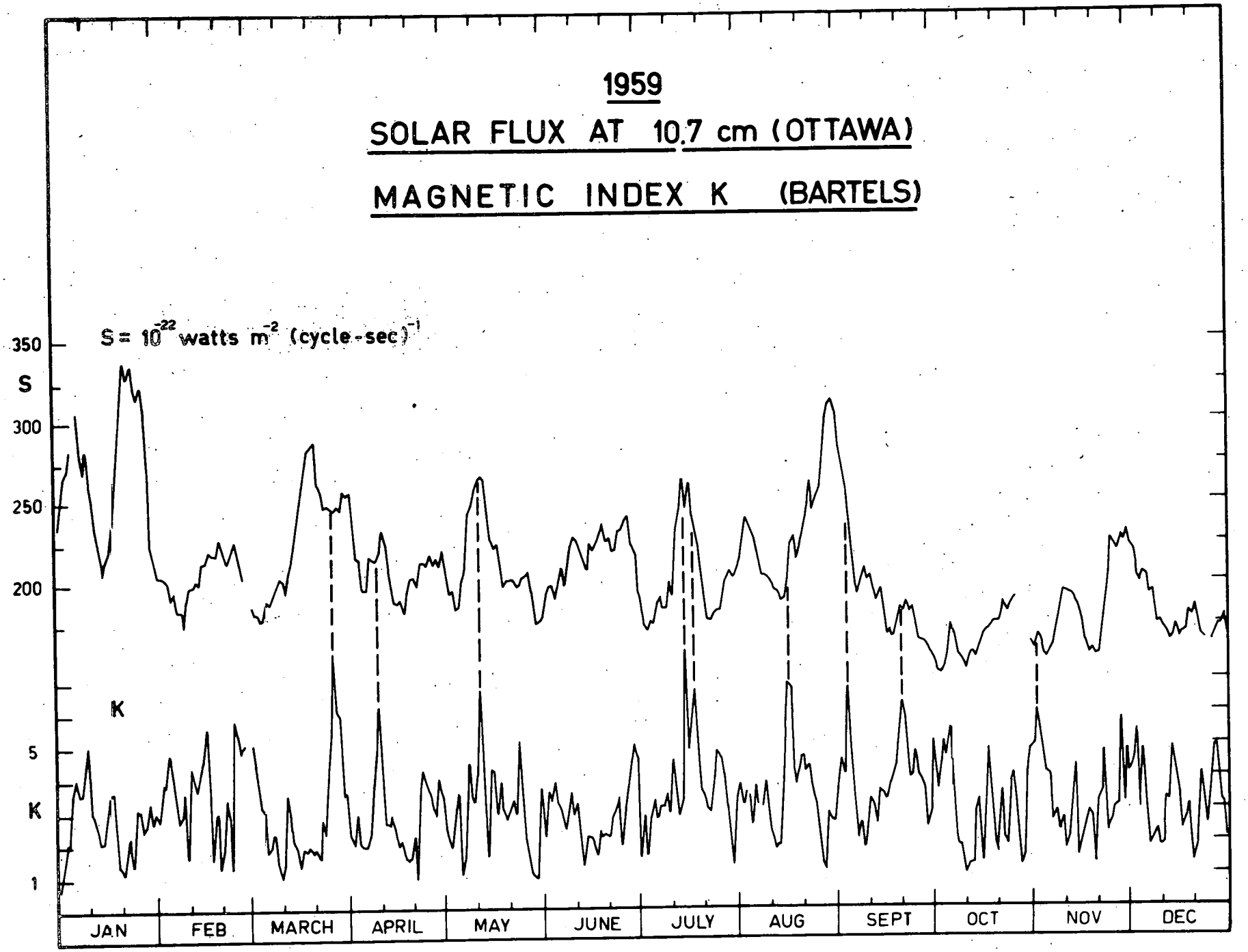

1959
SOLAR FLUX AT 10.7 cm (OTTAWA)
MAGNETIC INDEX K (BARTELS)
S = 10^-22 watts m^-2 (cycle-sec)^-1
350
S
300
250
200
K
5
K
1
JAN
FEB
MARCH
APRIL
MAY
JUNE
JULY
AUG
SEPT
OCT
NOV
DEC

Figure 31

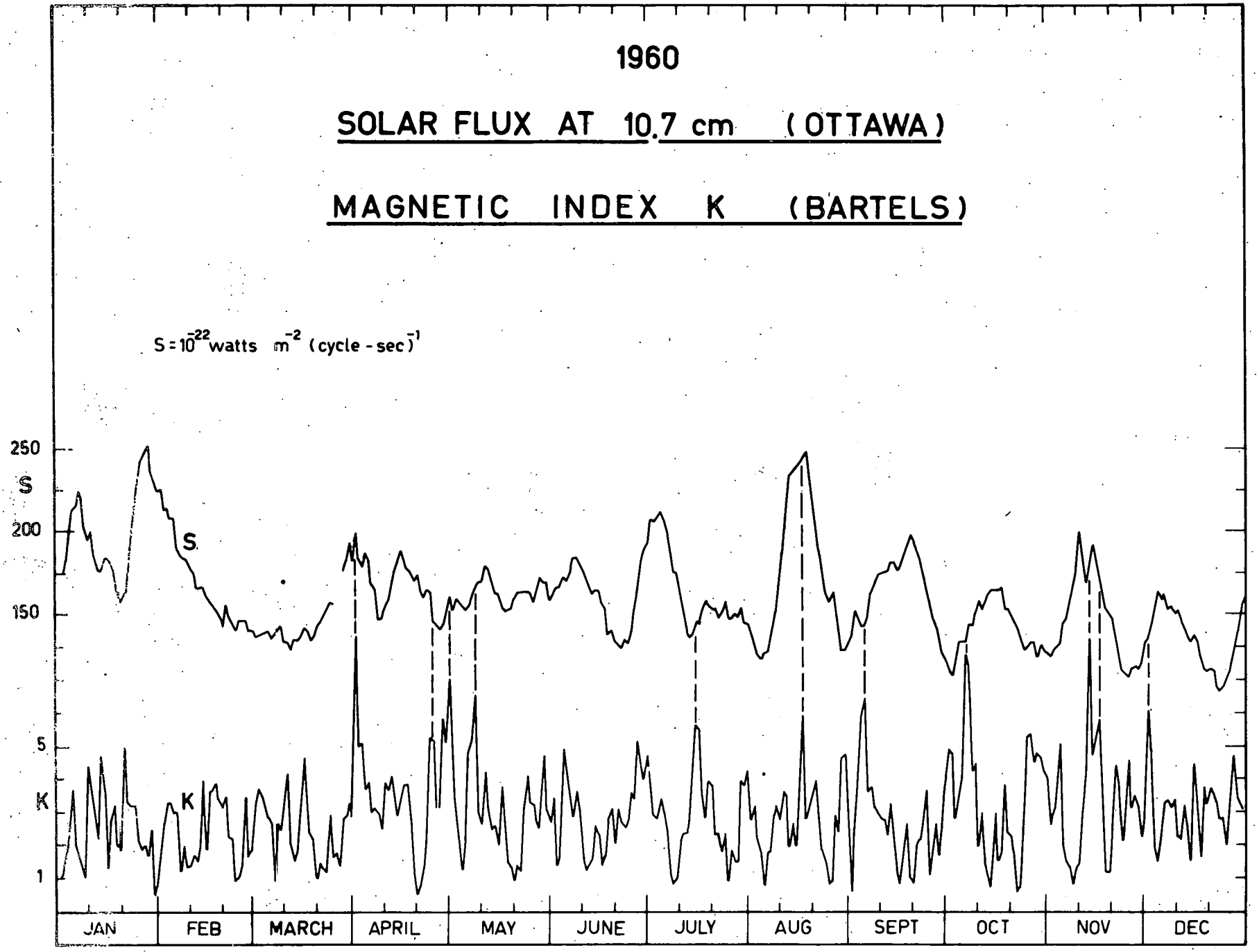

1960
SOLAR FLUX AT 10.7 cm (OTTAWA)
MAGNETIC INDEX K (BARTELS)
S = 10^-22 watts m^-2 (cycle - sec)^-1
250
S
200
150
S
5
K
1
K
JAN
FEB
MARCH
APRIL
MAY
JUNE
JULY
AUG
SEPT
OCT
NOV
DEC

Figure 32