

極端紫外大気光による夜間電離層の生成*

等 松 隆 夫**

小 川 利 紘***

The Hydrogen and Helium Ultraviolet Glow as an Origin of the Nighttime Ionosphere

By

Takao TOHMATSU and Toshihiro OGAWA

Abstract: The hydrogen and helium ultraviolet glow in the night sky are considered as a source of the electrons and ions in the nighttime ionosphere between 80 and 200 km. The intensities of HI 1026 Å ($L\beta$), He I 584 Å and He II 304 Å ($L\alpha$) emissions at night are estimated with an assumption that they originate in the geocorona. They, with the observed intensity of HI 1216 Å ($L\alpha$) glow, are used to evaluate the ionization rate at night. Equilibrium values of electron and ion densities are obtained. The decay of the charge densities in the transient time between day and night are numerically calculated at different altitudes. The charge density in 90 through 150 km is found to be maintained above 10^3cm^{-3} all through the night. The maximal electron density is approximately $2.5 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$ at 105 km, if the intensities of the 1216 Å and 1026 Å glow are assumed to be 4 kR and 10 R respectively. It is concluded that currently believed role of the 1216 Å glow for the ionization of nitric oxide is important only below the 100 km level while the 1026 Å glow becomes an important ion source in the altitudes above 100 km. The 584 Å and 304 Å glow may contribute appreciably to the production of O^+ , O^+_{2} and N^+_{2} above 150 km, even though their brightnesses are as small as 10 R and 1 R respectively. The present results are shown to be in fundamental agreement with the average feature of nighttime ionosphere ever been observed.

概 要

高度 80—200 km 領域の夜間電離層における電離源としての水素およびヘリウムの紫外大気光について考察した。水素原子 1026 Å ($L\beta$)、ヘリウム原子 584 Å、ヘリウム・イオン 304 Å ($L\alpha$) の三つの輝線について、これらが地球コロナに起因するものとして、その強度を推定し、同時に観測による水素原子 1216 Å ($L\alpha$) 線強度を用いて電離生成率を計算した。電子およびイオン密度が昼間から夜間にかけて減少する過程を各高度レベルで計算

* Rep. Ionos. Space Res. Japan **20**, 1966 に投稿 (欧文).

** 東大理・付属地球物理研究施設

*** 東大理・地球物理学教室

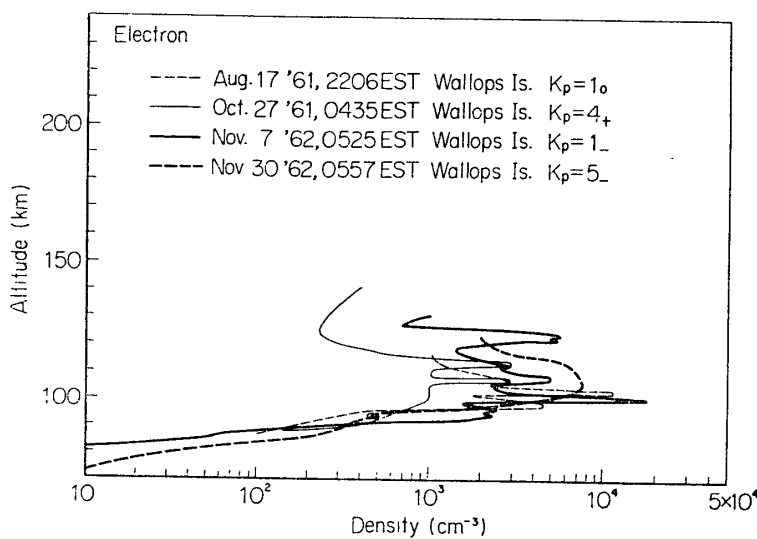
し、あわせて夜間の平衡密度を計算した。もし、 1216 \AA および 1026 \AA の強度がおのおの 4 kR ($=4 \times 10^9 \text{ photons/cm}^2/\text{sec}$), 10 R ($10^7 \text{ photons/cm}^2/\text{sec}$) であれば、夜間でも高度 $90\text{--}150 \text{ km}$ で 10^3 cm^{-3} 以上の電子密度が保たれ、最大平衡電子密度は 105 km で $2.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ となる。 1216 \AA ふく射の酸化窒素の電離過程は高度 100 km 以下で有効であるが、 100 km 以上では 1026 \AA ふく射の方が電離源として重要であることが結論される。また 584 \AA および 304 \AA ふく射は、その強度がおのおの 10 R , 1 R 程度でも O^+ , O_2^+ , N_2^+ の生成に有効である。最後に理論計算の結果と観測結果を比較し、平均の夜間電離層の状態をよく説明できることを示す。

1. 序 論

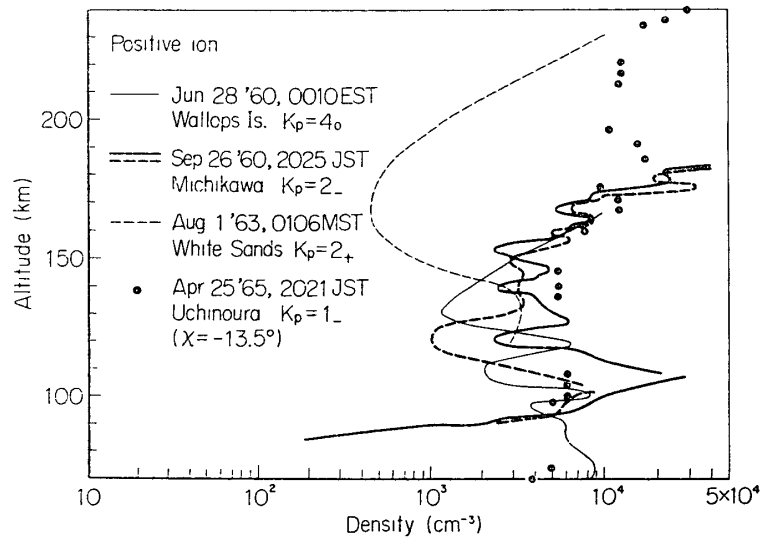
昼間の電離層の主要部分は、波長約 1300 \AA 以下の太陽電磁ふく射の光電離効果によって生成されることは周知の事実である。ヘリウム・イオンのライマン・アルファ (304 \AA) 等の EUV ふく射が F 領域での光電子生成に有効であるのに対し、水素原子のライマン・アルファ (L_α , 1216 \AA) あるいは波長約 100 \AA 以下の X 線は E および D 層を生成すると考えられている。このうち水素 L_α は、酸素分子による吸収の断面積が小さく、酸化窒素の電離にだけ作用するので、下部電離層の電離源となる。最近、太陽ふく射束強度の観測、実験室での吸収・電離断面積あるいは電子・イオンの関与する化学反応の係数の測定が数多くなされ、信頼できるデータが得られるようになったので、これらのデータを基にして、昼間の電離層生成の理論が展開されている (たとえば [1, 2])。

一方夜間の電離層については、最近までは夜間に電離源はないとする向きが強く、電子の消滅過程として取り扱われてきたようである。地上観測によれば、夜間の E および下部 F 領域では電子密度は 10^3 cm^{-3} 以下には減少しないようであり、また時には高度 160 km 以下の領域でも 10^4 cm^{-3} を越えることもある ([3] 参照)。最近の観測ロケットの成果により、この領域の夜間の様相は次第に明らかになってきた。

第1図 (a), (b) は、日本および合衆国で得られた、各種のロケット搭載機器で測定され



第1図(a) ロケット観測で得られた電子密度分布 [4, 5].



第1図(b) ロケット観測で得られた正イオン密度分布 [6,7,8,9]

た電子およびイオン分布の例を示したものである。各観測値の間にはかなりの差異があり、100—120 km の間で複雑に入りくんだ構造を示すものもあるが、一般的傾向として、90 km 付近で密度が 10^2 cm^{-3} 以下から急増し 105 km あたりで 5×10^3 程度になっている。また 120~150 km の高度に深い谷間が存在するように見える。結局、E 層は夜間にも存在し、その電子密度は昼間の数 10 分の 1 程度であるが、E 層の層状構造は昼間よりむしろ顕著に現られているといえる。また E 層と F 層の間でも密度 $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ が保たれている。

各高度レベルにおける電子密度の変化は、よく知られている連続の式で与えられる。すなわち、

$$\frac{\partial n(e)}{\partial t} = Q - L + T \quad (1)$$

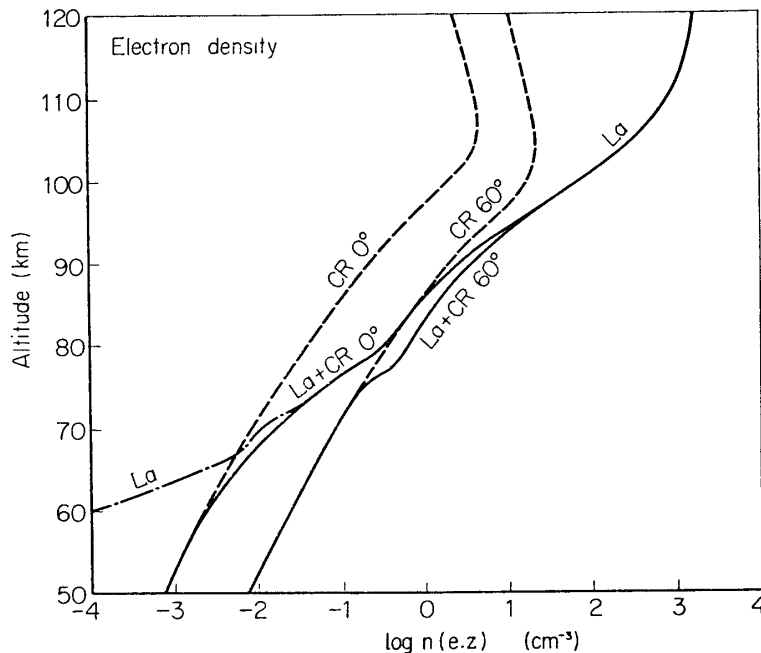
ここで、 Q 、 L 、 T はおのおの電子生成率、再結合による電子消滅率、および力学的効果による電子の輸送を表わす。

E および F 領域においては、電子は第 7 表の反応 (9)~(11) の解離再結合によって消滅する [10]。これらの反応係数は、多くの室内実験で測定されており、 $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 程度の値である。この値を用いて計算すると、夜間 E 領域の電子密度は、電離源が存在しない場合には、数時間以内で 10^2 cm^{-3} 以下になってしまう。したがって、電子密度を 10^3 cm^{-3} 以上に保つには解離再結合係数を $10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 程度の値に採らなくてはならない [11]。これと同程度の大きさの値は日蝕時の密度減少の解析からも導かれている [12]。しかしながら、解離再結合係数を $10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 程度の小さい値に採ると、昼間の電離層の電子密度が非常に大きくなってしまふ（これは、もちろん計算に用いられている太陽ふく射束強度（および大気密度の高度分布、電離・吸収の断面積）が正しく評価されているとしての話である）。したがって夜間の E 層を考えるあたって解離再結合係数は実験値を用い、その代わりに電離源を考えるのがもっともと思われる。

200 km 以下の夜間の電離層を、F 領域から下方に電離を輸送することによって説明しよ

うとした試みもある。確かに約 200 km 以上の高度領域では電子とイオンの双極性 (ambipolar) 拡散が顕著で、この効果による電子・イオンの輸送量が圧倒的に多くなるが [13], この効果によって 200 km 以下の電子を供給しているという証拠は何もない。Holmes 達 [8] は電離の供給を考えない代わりに、解離再結合係数を電子温度の増加関数と仮定している。そうすれば、夜間の方が昼間に比べて電子温度が低いから、夜間には電子はゆっくり消滅し、お望みの電子密度が保たれるというものである。彼らは解離再結合の量子過程を理論的に検討してこの仮定を導いてきているが、このような効果は実験では確かめられていない。実験値の温度依存性はむしろ逆傾向で、 $k \propto T_e^{-1 \pm 0.5}$ のように電子温度が増加すると減少する傾向になっている ([14] 参照)。

ここに至って、我々は夜間電離源の存在可能性を検討してみる必要があると思われる。Swider [15] はこの線に沿って行なわれた研究をまとめ、詳細に検討している。夜間大気光の水素ライマン・アルファ線は NO^+ の電離源として議論されてきたが、その強度が顕著であるにもかかわらず、大部分は O_2 の解離に費されてしまうので電離の効率はよくない。第2図は、 L_α ふく射による電離が存在する場合の夜間の下部電離層における電子密度分布を計算したもので、 L_α ふく射の役割は 80 km 以上で重要になってくることがわかる。しかしながら L_α ふく射による電離は、NO 密度が 105 km 以上で急に減少するので [16, 17], 120 km 以上ではあまり有効ではないものと考えられる。



第2図 電子密度分布の計算値, CR 60°, CR0° とした破線は宇宙線による電離だけが存在する場合の地磁気緯度 60° と磁気赤道での分布に対応する。鎖線はライマン・アルファ大気光だけが存在する場合、実線は両者が同時に存在する場合である。(この計算では第7表の反応(9), (10)の係数を Bates and Nicolet [11] から採ってある, すなわち $k_9 = 3 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{sec}$, $k_{10} = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}$)

ここで採り上げる電離ふく射は上記の水素原子ライマン・アルファ (L_α , 1216 Å) のほか、水素原子ライマン・ベータ (L_β , 1026 Å), ヘリウム原子 304 Å およびヘリウム・イオンのライマン・アルファ (304 Å) である。1026 Å ふく射は O_2 (および NO) を電離できる。その強度は小さくても (3~20 R と推定される) 電離効率は 60% 以上 (第 5 表参照) と測定されているので、100~130 km の領域で 0.5 個/cm³/sec 以上の電子が生成されることになる。したがって L_β ふく射は E 領域の電子密度を支配しているといえる。また Nicolet [18] や Donahue [19] あるいは Ferguson 達 [20] がいっているように、第 7 表の (8) の反応が O_2^+ を急速に消してしまうので、夜間には O_2^+ の電離源が必要であることを考えると、 L_β ふく射が夜間 E 領域の電離源として大きな役割を果しているという見解には好都合である。

さらにまた、584 Å および 304 Å ふく射は、150 km 以上の領域で O, O_2 および N_2 の電離源となることが期待される。

ここではおもにこれら EUV 大気光の電離層に与える効果を定量的に検討することにあるが、他の電離源、たとえば流星・宇宙線・銀河 X 線・磁気圏から侵入する粒子等の可能性についても最後に簡単に議論する。

2. 夜間の電離ふく射強度

水素原子 1216 Å (L_α) 大気光

水素原子の L_α 線は、地球コロナのふく射の中で、その夜間のふく射強度が定量的に観測されている唯一のものである。地球コロナ L_α ふく射は、1957 年に発見されて [21] 以来各種の条件下で 17 回も観測されている [22]。このふく射は太陽の L_α ふく射が、(i) 惑星間空間か [23]、(ii) 地球コーマか [24, 25] かあるいは、(iii) 地球コロナ [26, 27] 中の水素原子によって散乱されたものと考えられているが、このふく射の起源についてはここでは詳論しない。第 1 表には 1957 年以降観測された夜間強度がまとめてある。観測された強度は 1~7kR とばらついているが、この物理的意味は次に掲げる要素が複雑に介入しているからであろう。すなわち (i) 太陽 L_α ふく射束の太陽活動による変化、(ii) 外気圏中の水素原子の量の変化、(iii) 観測時の太陽天頂角の違い (iv) 観測高度の違い。第 1 の点に関しては、第 3 表を見れば 1957 年から 1863 年にかけて L_α 強度は徐々に減少していることがわ

第 1 表 水素 L_α 夜間大気光の観測値

日 付	太陽天頂角 (度)	観測高度 (km)	強度 $4\pi I(L_\alpha)$ (kR)	文 献
Mar. 28 1957	134	130~146 120	2.1~2.8 3	[21]
June 29 1962	120	100 210	2.5 6.5	[28]
Dec. 24 1963	107	200	0.8	[29]
Dec. 1964	170	160	1.35	[22]
Average			1.9	

かる。第2点に関しては、Thomas [26] および Donahue and Thomas [27] によれば、地球の夜半球側の L_α 強度は外気圏中の水素原子の量に大きく依存し、高度 100 km 以上に存在する水素原子の量が 2×10^{12} から 8×10^{12} 原子/cm² に変化すると、120 km における正子の L_α 強度は6倍増加する。外気圏中の水素原子の量は thermopause 温度によって変化することは理論的にも示されている [30]。第3の点に関しては、強度が太陽天頂角によることは観測データからわかるが、理論的にも、薄明りから夜側に移るとき強度が急減することが示されている。最後の点に関しては、熱圏中の水素原子による L_α ふく射の自己吸収を考慮に入れることが必要であろう。

結局、 L_α ふく射の平均強度は電離を起す領域のすぐ上部で 4 kR ということにした。

水素原子 1026 Å (L_β) 大気光

水素原子 L_β 大気光はまだ観測されていないが、夜間大気光 H_α (6563Å) の強度 (第2表

第2表 H_α 夜間大気光の観測値

強度 $4\pi I$ (H_α) (Rayleighs)	観測所	文献
5~20	Zvenigorod	[31]
12~27 (mean 17)	Zvenigorod	[32]
≥ 6	Ås	[33]
2.9~8.1	Alma Ata	[34]
5~20	Haute Provence	[35]
4.2, 6.0 (8.1, 10.8*)	Chacaltaya	[36]
5~48	Alma Ata	[37]
5~25	Abastumani	[38]
Mean 6~20		

* 銀河からの成分を含んだ値。

に観測値がまとめてある) から次のようにして夜間の L_β 強度を推定できる。もし L_β ふく射の自己吸収が無視できるならば、 L_β 対 H_α の強度比は

$$\frac{I(L_\beta)}{I(H_\alpha)} = \begin{cases} A(3p-1s)/A(3p-2s) = 7.6 \quad (\text{RF}), \\ \frac{6}{18}A(3p-1s) \left/ \left[\frac{10}{18}A(3d-2p) + \frac{6}{18}A(3p-2s) + \frac{2}{18}A(3s-2p) \right] \right. = 1.3 \quad (\text{TE}), \end{cases} \quad (2)$$

ここで各線についての自然遷移確率は次のような値を持つ [39],

$$\begin{aligned} A(3s-2p) &= 6.3 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}, & A(3p-2s) &= 2.2 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}, \\ A(3p-1s) &= 1.66 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}, & A(3d-2p) &= 6.4 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

第1の場合 (RF) は L_β 蛍光, 第2の場合は熱励起の場合に対応する。

もし L_β 大気光が地球コロナあるいは惑星間空間に起源を持つならば, RF の場合の比値が妥当であり, 第2表の H_α 強度から, 外気圏の底部で $4\pi I(L_\beta) = 45 - 150 \text{ R}$ となる。熱圏で自己吸収を受けることを考慮に入れると, この値は $1/2 \sim 1/3$ 小さくなって, 電離を起す領域のすぐ上部で $4\pi I(L_\beta) = 15 \sim 50 \text{ R}$ となる。もし L_β 大気光が熱圏に起源を持つならば, 強度

比は TE の場合に近くなる. この場合は自己吸収は無視してよいから, $4\pi I(L_\beta) = 8 \sim 26 R$ となる.

L_β の強度は別の方法からも求めることができる. この方法は L_β ふく射がすべて太陽 L_β の共鳴螢光によって起るという考えに基づいている.

まず惑星間空間における散乱を考察すると, 単一散乱の近似を用いれば, L_α および L_β 強度は,

$$4\pi I(L_\alpha) = \frac{\pi e^2}{mc^2} f_{abs}(1s2p) N F_\nu(L_\alpha), \quad (4)$$

$$4\pi I(L_\beta) = \omega(L_\beta) \frac{\pi e^2}{mc^2} f_{abs}(1s-3p) N F_\nu(L_\beta), \quad (5)$$

と表わされる. ここで $f_{abs}(1s-2p) = 0.4162$, $f_{abs}(1s-3p) = 0.0791$ は吸収の振動子強度, $\pi F_\nu(L_\alpha)$ および $\pi F_\nu(L_\beta)$ は地球付近での太陽の L_α および L_β ふく射束強度, N はふく射の径路に沿った単位面積当りの水素原子の総数, また $\tilde{\omega}(L_\beta) = A(3p-1s)/[A(3p-1s) + A(3p-2s)] = 0.883$ は L_β の原子アルベドである. したがって L_β 対 L_α のふく射強度比は次のように表わせる.

$$\begin{aligned} \frac{I(L_\beta)}{I(L_\alpha)} &= \tilde{\omega}(L_\beta) \frac{f_{abs}(1s-3p)}{f_{abs}(1s-2p)} \cdot \frac{\pi F_\nu(L_\beta)}{\pi F_\nu(L_\alpha)} \\ &= \tilde{\omega}(L_\beta) \frac{f_{abs}(1s-3p)}{f_{abs}(1s-2p)} \left(\frac{\lambda_{L_\beta}}{\lambda_{L_\alpha}} \right)^3 \frac{E_\lambda(L_\beta)}{E_\lambda(L_\alpha)}, \end{aligned} \quad (6)$$

ここで $E_\lambda(L_\alpha)$, $E_\lambda(L_\beta)$ は太陽の L_α および L_β のふく射束強度を $\text{erg/cm}^2/\text{sec}/\text{\AA}$ 単位で表わしたもので, また $\lambda_{L_\alpha} = 1216 \text{\AA}$, $\lambda_{L_\beta} = 1026 \text{\AA}$ である. 第3表中の Tousey 達 [44] の測定した $E_\lambda(L_\alpha)$, $E_\lambda(L_\beta)$ の値を (6) に代入し, 第1表にある $4\pi I(L_\alpha)$ の観測値を用いて計算すると, 外気圏底部での L_β 強度は $4\pi I(L_\beta) = 7 \sim 24 R$. 温度圏における自己吸収を考慮に入れると, 電離を起す領域のすぐ上部での L_β 強度は $4\pi I(L_\beta) = 2 \sim 8 R$ となる.

第3表 大気の上で測定した太陽 L_α , L_β のふく射束

日 付	$\pi F(L_\alpha)$ (phns/cm ² /sec)	$\pi F(L_\beta)$ (phns/cm ² /sec)	比	文 献
July 21 1959	2.9×10^{11}	—	—	[40]
Apr. 19 1960	3.1×10^{11}	3.1×10^9	1.0×10^{-2}	[41]
Aug. 23 1960	2.1×10^{11}	1.5×10^9	7.1×10^{-3}	[42]
Aug. 23 1961	3.1×10^{11}	2.5×10^9	8.1×10^{-3}	[43]
Aug. 22 1962	1×10^{11} *	3.9×10^9 *	3.9×10^{-2} **	[44]
July 10 1963	2.7×10^{11}	2.3×10^9	8.5×10^{-3}	[42]
Dec. 12 1963	2.7×10^{11}	1.3×10^9	6.7×10^{-3}	[43]

* line center での値. phns./cm²/sec/Å 単位.

** line center での強度比.

次にこれらのふく射が地球コロナの散乱によるものであるとすると, 地球の夜側での L_β ふく射は多重散乱を受けてきた公算が大きい. $\tilde{\omega} = 1$ の場合のふく射輸送方程式は Thomas

[26] や最近 Kaplan and Kurt [45] によって解かれているが $\tilde{\omega} \neq 1$ の場合は explicit に解かれていない. しかし地球コロナは L_β ふく射に対して光学的に薄いことと, $\tilde{\omega}(L_\beta) = 0.883$ であるからふく射保存の場合 ($\tilde{\omega} = 1$) からのずれは小さいことを考慮すると, ふく射輸送方程式のふく射保存の場合の解から L_β ふく射強度を大ざっぱに見積ることができる. Donahue [22] の論文の第8図から, L_α と L_β ふく射の単位入射量に対して, 地球の夜側での両ふく射の強度比は 1/10 程度であると推定される. この比値と第3表に与えられている観測値の比 $\pi F_\nu(L_\beta)/\pi F_\nu(L_\alpha)$, および第1表の L_α 強度の観測値を用いて, 夜間の L_β ふく射強度は, $4\pi I(L_\beta) = 2-10 R$ となる.

結局, H_α ふく射から得た L_β ふく射強度と L_α ふく射から得たそれとの間には約5倍位の差があることになる. この差は大気光自身の研究においては重要であるが, この問題に関して詳論はしないことにする. ここでは L_β ふく射強度としては中間の値 $4\pi I(L_\beta) = 10 R$ を夜間の強度を表わしているものとして採用する.

ヘリウム原子 584 Å およびヘリウム・イオン 304 Å 大気光

584 Å および 304 Å 大気光の存在はまだ観測によって確認されてはいない. Byram 達 [46] は観測から, 583 Å および 304 Å の夜間強度はおのおの 130 R, 50 R 以下, と推定している. ヘリウム紫外ふく射の昼間の地球のアルベドは Brandt [47] による計算があるが, Tohmatsu and Fujita [48] の新しい計算によれば, 昼間の下向き強度は太陽活動極大期で, 584 Å が 500 R, 304 Å が 30 R となる. ヘリウム大気光は, 強度は小さいかも知れないが, とにかく地球の夜側にも存在する可能性は十分ある. ヘリウムふく射の夜側での共鳴散乱の理論計算はまだ行なわれていないが, 外気圏中のヘリウム原子および同イオンの量からして, 夜半球へ散乱される効率はあまりよくないと思われる. ここでは強度を $4\pi I(584 \text{ Å}) = 10 R$, $4\pi I(304 \text{ Å}) = 1 R$ と仮定する. これは夜半球へ散乱される効率を L_α の場合の約 1/10 としたことに相当する. ここで仮定した強度は Byram 達 [46] の与えた上限値の 1/10 以下であるが, 高度約 150 km 以上では有効再結合係数が小さくなるので, 相当量の電子・イオン (O^+ , O_2^+ , N_2^+) を供給することになる.

第4表 紫外大気光の平均強度

輝線	強度	生成するイオン	最大電離の起こる高度 (km)
HI L_α , 1216 Å	4 kR	NO^+	80—110
HI L_β , 1026 Å	10 R	O_2^+ , (NO^+)	100—130
He I, 584 Å	10 R	O^+ , O_2^+ , (NO^+), N_2^+	130—220
He II L_α , 304 Å	1 R	O^+ , O_2^+ , (NO^+), N_2^+	140—200

3. 電子およびイオン生成率

多種の電離または吸収物質 (X) よりなる面平行な大気が表面ふく射源 ($I_\lambda(\theta, \phi)$) によって照射されている場合, 立体角 $d\Omega$ からくる波長 λ のふく射によって, 高度 z と $z+dz$ 間の単位大気柱に X より生じるイオン数は毎秒

$$I_\lambda(\theta, \phi) d\Omega \sigma_{ion}(X, \lambda) n(X, z) dz \exp[-\tau(\lambda, z) \sec \theta] \quad (7)$$

ここで

$$\tau(\lambda, z) = \sum_X \sigma_{\text{abs}}(X, \lambda) \int_z^{\infty} n(X, z) dz \quad (8)$$

は波長 λ のふく射に対する高度 z での大気の光学的深さである。(7) および (8) 式に表われた記号の意味は次の通り。

$I_\lambda(\theta, \phi)$: 方向 (θ, ϕ) からくるふく射強度。ここで θ は天頂角, ϕ は方位角。

$\sigma_{\text{ion}}(X, \lambda)$: X 種大気成分の電離断面積。

$\sigma_{\text{abs}}(X, \lambda)$: 同上全吸収断面積。

$n(X, z)$: 高度での X 種大気成分の数密度。

したがって波長 λ のふく射による高度 z での X 種の体積電離生成率は次式で与えられる。

$$q(X, \lambda, z) = \sigma_{\text{ion}}(X, \lambda) n(X, z) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin \theta d\theta I_\lambda(\theta, \phi) \exp[-\tau(\lambda, z) \sec \theta] \quad (9)$$

ここでふく射は下向きに等方的であるとすると,

$$I_\lambda(\theta, \phi) = I_\lambda(0) \quad (10)$$

(9) 式より

$$q(X, \lambda, z) = 2\pi I_\lambda(0) \sigma_{\text{ion}}(X, \lambda) n(X, z) K_2[\tau(\lambda, z)] \quad (11)$$

ここで,

$$K_2(x) = \int_1^\infty \exp(-xy) dy / y^2 \quad (12)$$

ふく射強度を Rayleigh ($=10^6$ photons/cm²/sec) 単位で表わしたものを R_λ と書くことにすると, (11) は次式に書き直すことができる。

$$q(X, \lambda, z) = 0.5 \times 10^6 R_\lambda \sigma_{\text{ion}}(X, \lambda) n(X, z) K_2[\tau(\lambda, z)] \quad (13)$$

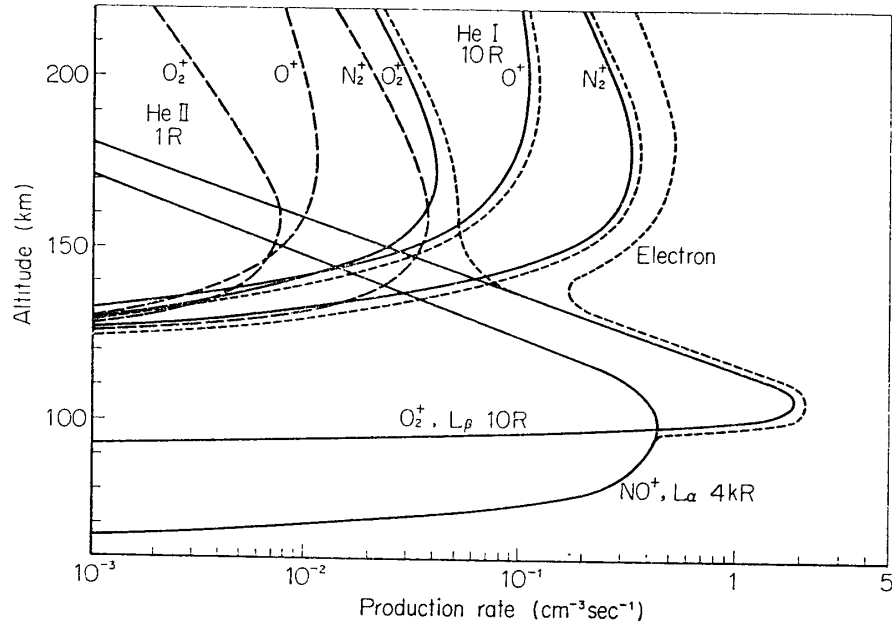
σ_{ion} および σ_{abs} の値は第5表に掲げてある。なお (11) および (13) 式を導く際に, 電離の起る領域でのふく射の散乱は無視してある。

第3図は第4表のふく射源に対する各種イオンの $q(X, \lambda, z)$ を示したものである。大気成

第5表 H, He ふく射に対する大気の吸収・電離断面積

輝線	電離される 大気粒子	断面積 (10^{-18} cm ²)		文献
		吸 収	電 離	
HI L_α 1216 Å	NO	2.42	2.02	[49]
HI L_β 1026 Å	O ₂	1.52	0.97	[50]
He I 584 Å	O	10.1	10.1	[51]
	O ₂	22.7	22.7	[50]
	N ₂	23.1	23.1	[50]
He II L_α 304 Å	O	6.3	6.3	[51]
	O ₂	16.6	16.6	[50]
	N ₂	12.1	12.1	[50]

分の O, O₂, N₂ の高度分布は CIRA 1965 [52] の平均モデルを, NO の分布は Barth の測定値 [16, 17] を採用した. これらの値は第6表に与えてある.



第3図 紫外大気光の平均強度に対して計算した電離生成率. 細い3本の実線は HeI, 584 Å によるもの, 3本の鎖線は HeII, 304 Å によるものを示す. 点線は全部の合計を示す.

第6表 大気モデル (CIRA 1965 の平均モデル [51], NO 密度は Barth [15, 16] の測定値)

高度 z (km)	T (°K)	$n(\text{O}, z)$	$n(\text{O}_2, z)$	$n(\text{N}_2, z)$	$n(\text{NO}, z)$
80	186	8.5+10	8.0+13	3.0+14	6.2+7
90	186	1.3+11	1.3+13	5.0+13	6.1+7
100	208	5.0+11	2.0+12	8.2+12	5.7+7
110	251	2.0+11	3.5+11	1.6+12	3.6+7
120	355	7.6+10	7.5+10	4.0+11	1.5+7
130	482	3.6+10	2.3+10	1.4+11	
140	587	2.1+10	9.6+9	6.2+10	
150	682	1.4+10	4.7+9	3.3+10	
160	770	9.5+9	2.5+9	1.9+10	
170	848	6.9+9	1.5+9	1.2+10	
180	918	5.2+9	9.1+8	7.5+9	
190	979	4.1+9	5.9+8	5.1+9	
200	1030	3.2+9	3.9+8	3.5+9	

第3図によく示されているように, L_β は電子・イオン生成に大きな寄与をする. 最大電子生成率は高度 110 km で 2 個/cm³/sec に達することがわかる. ここで仮定した L_β ふく射の強度は平均的な値であるが, 最好条件では 10 個/cm³/sec を越す電離生成率が期待される

また水素 L_α による電離はむしろ 90 km 以下で重要であること、電離生成率の極小値が 140 km 付近に存在することも第 3 図からわかる。

4. 電子・イオン分布の計算

夜間電離層で電子およびイオンの生成・消滅に関与する化学反応を第 7 表として示した。同表には反応係数もあわせて与えられているが、この値は主として実験室内で測定されたものである。これらの反応係数値を、太陽 EUV ふく射の観測値と共に用いて昼間の電子およ

第 7 表 電離層内の化学反応とその係数

反 応	係 数 (cm ³ /sec)	文 献
イオン・分子反応		
1. $O^+ + N_2 \longrightarrow NO^+ + N$	$k_1 = 3 \times 10^{-12}$	[20]
2. $O^+ + O_2 \longrightarrow O_2^+ + O$	$k_2 = 3 \times 10^{-11}$	[20]
3. $N_2^+ + O \longrightarrow NO^+ + N$	$k_3 = 2.5 \times 10^{-10}$	[20]
4. $N_2^+ + O_2 \longrightarrow NO^+ + NO$	$k_4 \leq 2 \times 10^{-13}$	[20]
5. $N_2^+ + O \longrightarrow O^+ + N_2$	$k_5 \leq 1 \times 10^{-11}$	[20]
6. $N_2^+ + O_2 \longrightarrow O_2^+ + N_2$	$k_6 = 1 \times 10^{-10}$	[20]
7. $O_2^+ + N_2 \longrightarrow NO^+ + NO$	$k_7 \leq 1 \times 10^{-15}$	[20]
8. $O_2^+ + NO \longrightarrow NO^+ + C_2$	$k_8 = 8 \times 10^{-10}$	[20]
解離再結合		
9. $NO^+ + e \longrightarrow N + O$	$k_9 = 3.2 \times 10^{-7} (300/T_e)$	[53, 54]
10. $O_2^+ + e \longrightarrow O + O$	$k_{10} = 1.7 \times 10^{-7} \times (300/T_e)$	[14]
11. $N_2^+ + e \longrightarrow N + N$	$k_{11} = 2.8 \times 10^{-7} (300/T_e)$	[14, 15]
負イオンを含む反応		
12. $O_2 + e + O_2 \longrightarrow O_2^- + O_2$	$k_{12} = 1.4 \times 10^{-30} * (T_e = 250^\circ K)$	[56]
13. $O_2 + e \longrightarrow O_2^- + h\nu$	$k_{13} \ll 1 \times 10^{-18}$	[57]
14. $O_2^- + O_2 \longrightarrow O_2^+e + O_2$	$k_{14} = 1.7 \times 10^{-10} \exp(-5100/T)$	[58]
15. $O_2^- + O_2 \longrightarrow O_2 + NO$	$k_{15} = 2 \times 10^{-7} (300/T)$	[14, 18]
16. $O_2^- + O_2^+ \longrightarrow O_2 + O_2$	$k_{16} = 2 \times 10^{-7} (300/T)$	[14, 18]

* cm⁶/sec 単位

T_e, T はおのおの電子、イオン（または中性ガス）の温度を表わす。
夜間電離層では $T_e \approx T$

びイオン密度を計算すると、観測された電子およびイオン密度とよく合うことが示されている（たとえば [1, 2]）。負イオンの関与する反応は約 100 km 以下で重要である。おもに生成される負イオンは O_2^- と考えられる。 O^- の関与する反応は無視した。 O_2^- イオンは交換反応 [14]



によってすみやかに NO_2^- イオンに変化することを考えると観測可能な負イオンは NO_2^- イオンとなる。こうなってくると負イオン間相互の反応を考慮に入れると複雑になるので、こ

ここでは負イオンをすべて O_2^- で代表させ、電離層中の負イオンはすべて O_2^- イオンと全く同様なふるまいをすることを仮定する。この仮定が問題となるのは 100 km 以下の領域だけである。

もし力学的な輸送の項を無視すれば、電離密度を支配する連続の式は次のように表わされる。

$$\frac{\partial n(e)}{\partial t} = q(e) - k_{14}n(O_2)n(M^-) - \{k_9n(NO^+) + k_{10}n(NO^+) + k_{11}n(N_2^+)\}n(e) - \{k_{12}n^2(O_2) + k_{13}n(O_2)\}n(e), \quad (14)$$

$$\frac{\partial n(NO^+)}{\partial t} = q(NO^+) + k_1n(N_2)n(O^+) + \{k_3n(O) + k_4n(O_2)\}n(N_2^+) - \{k_7n(N_2) + k_8n(NO)\}n(O_2^+) - \{k_9n(e) + k_{15}n(M^-)\}n(NO^+), \quad (15)$$

$$\frac{\partial n(O_2^+)}{\partial t} = q(O_2^+) + k_2n(O_2)n(O^+) + k_6n(O_2)n(N_2^+) - \{k_7n(N_2) + k_8n(NO)\}n(O_2^+) - \{k_{10}n(e) + k_{16}n(M^-)\}n(O_2^+), \quad (16)$$

$$\frac{\partial n(N_2^+)}{\partial t} = q(N_2^+) - \{(k_3 + k_5)n(O) + (k_4 + k_6)n(O_2)\}n(N_2^+) - k_{11}n(e)n(N_2^+), \quad (17)$$

$$\frac{\partial n(M^-)}{\partial t} = \{k_{12}n^2(O_2) + k_{13}n(O_2)\}n(e) - k_{14}n(O_2)n(M^-) - \{k_{15}n(NO^+) + k_{16}n(O_2^+)\}n(M^-). \quad (18)$$

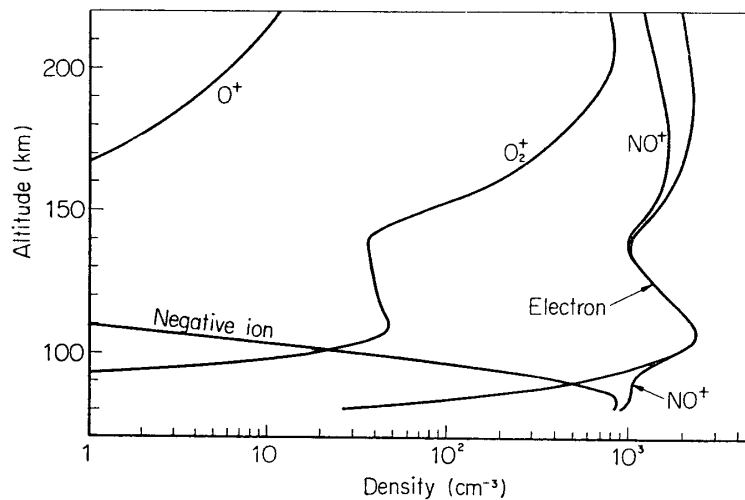
さらに電荷は全体として中性であることから

$$n(e) + n(M^-) = n(NO^+) + n(O_2^+) + n(O^+) + n(N_2^+). \quad (19)$$

また、

$$n(M^-) = n(O_2^-) + n(NO_2^-) \approx n(NO_2^-). \quad (20)$$

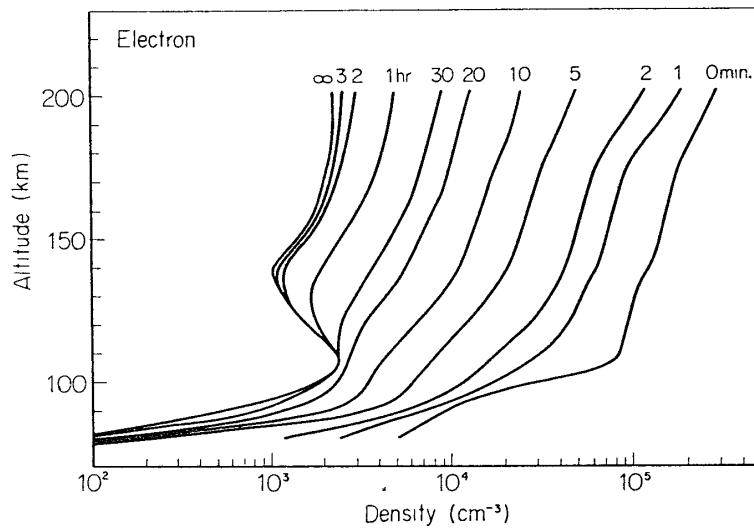
まず第6表のモデル大気に対して、第3図の電離源を与えて (14)~(20) 式の $\partial/\partial t$ を無視した場合の解を計算することによって、e, NO^+ , O_2^+ , O^+ , N_2^+ , M^- の夜間の平衡分布を



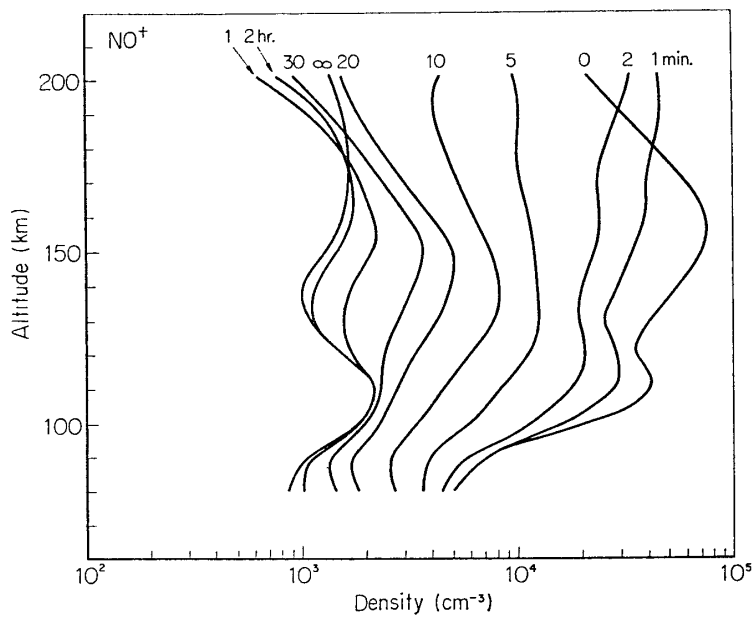
第4図 紫外大気光による電離源が存在する場合の、荷電粒子密度の平衡分布

求めた。その結果は第4図に図示した。第3図からわかるようにふく射電離による NO^+ の生成は 100 km 以下だけで顕著であるのに対し、全領域にわたって NO^+ がおもなイオン成分となっていることを第4図は示している。これは第7表の反応 (1), (3), (4), (7), (8) を通じて、 O^+ , N_2^+ , O_2^+ が NO^+ に変わるためである。また O^+ , N_2^+ の平衡密度は全イオン密度の 1/100 以下となるので第4図から省いてある。

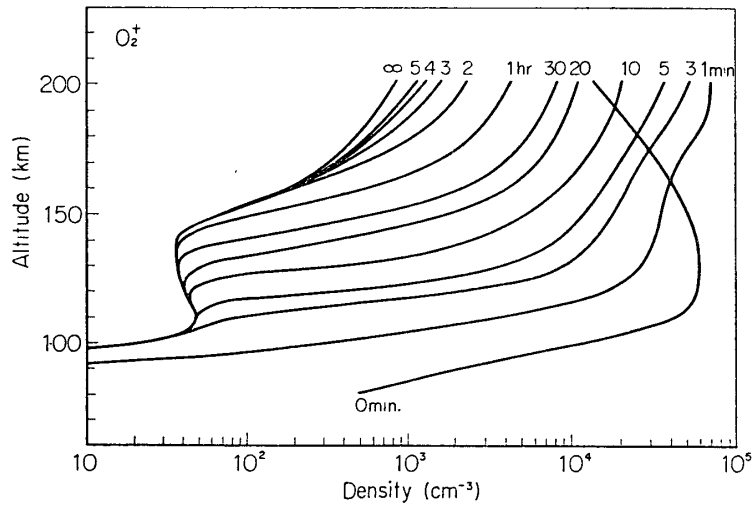
平衡に達するまでの時間を定めることは夜間電離層における紫外大気光の影響を見るのに重要と思われるので、電離密度の時間変化を、(14)~(18) 数値積分して求めた。この計算では、 $t=0$ で電離密度は昼間の状態とし、紫外大気光による電離源が存在する場合の電離密度の減少を数値的に追跡した。第5図 (a), (b), (c) は日没後の密度分布の時間的変化を示



第5図(a) 日没後の電子の減少



第5図(b) 日没後の NO^+ の減少

第5図(c) 日没後の O_2^+ の減少

したもので、「0」として示したイオンの初期分布は Johnson [59]がモデル的に与えている昼間の分布から採った。 O^+ 、 N_2^+ については、日没後直ちに 10^2 cm^{-3} 以下に減少してしまうので図には示さなかった。第5図を見ればわかるように、高度 150 km 以下では 1, 2 時間以内で電離密度は平衡になる。また O^+ 、 N_2^+ は数分以内で、負イオンは、1, 2 時間以内で平衡に達することがわかった。したがって、夜間の電離密度は、大体正子より後であれば平衡に近いと考えてもよいということになる。

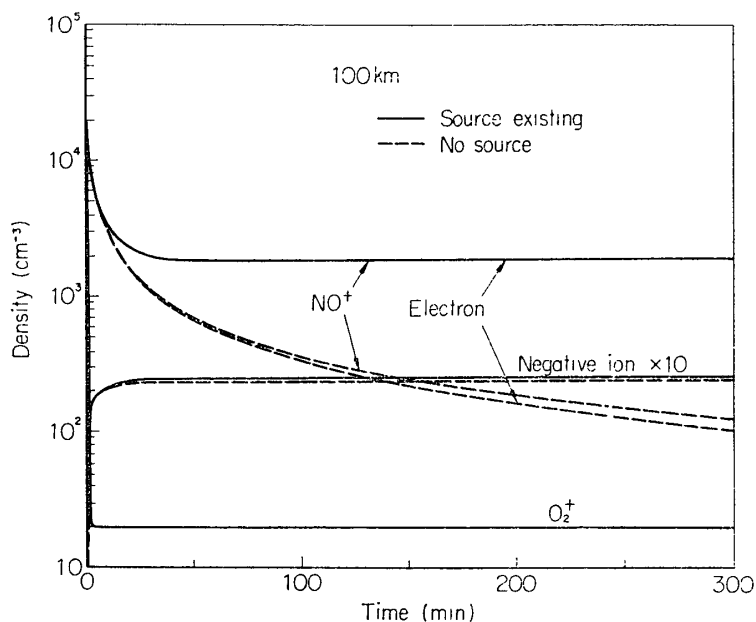
5. 討 論

(A) 観測結果との比較

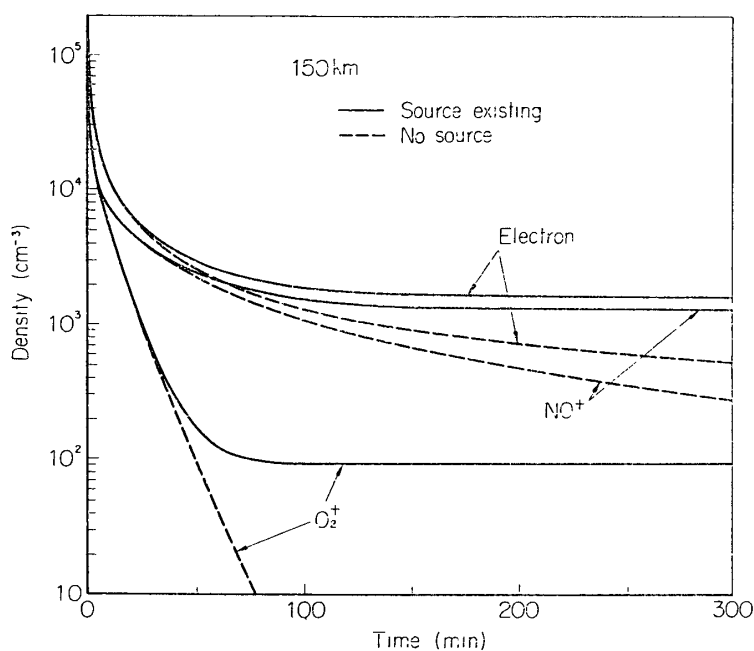
次に計算結果と夜間電離層の観測結果とを比較する。

(i) 地上観測 200 km 以下の夜間電離層は 1 Mc/s 以下の周波数を用いてアイオノゾンドで観測することができる。夜間の低部の層からの臨界周波数は時々刻々と大きく変化することがわかっているが、これは夜間電離のスボラディックな性格を示している [60, 61]。しかし、見かけ上の高度 120 km 付近の密度が 10^3 cm^{-3} 程度になることは注目に値する。第6図 (a), (b), (c) に示されるように、もし電離源が全く存在しなければ、150 km 以下の電子密度は日没後 2, 3 時間以内に 10^3 cm^{-3} 以下に減少してしまう。第6図は紫外大気光によって夜間を通じて $10^3 \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ の電子密度を十分保つことができることを示している。

(ii) ロケット観測による電子および正イオン 第7図はロケット観測から得た電離分布と計算した分布とを比較したもので、図中 OBS-1, OBS-2 の曲線は第1図の分布を夜の前半、後半の観測に分けて平均したものである。 $4\pi I(L_\beta) = 0 R$ に対して計算した曲線では、電子密度が小さくなりすぎる。 $4\pi I(L_\beta) = 10 R$ または $30 R$ に対する曲線が夜後半の平均 (OBS-2) によく合っている。夜前半の平均が夜後半の平均に比べて2倍くらい大きいのは、昼間の電離がまだ残存するためであると思われる。これは夜半前の観測がほとんど日没後3時間以内に行なわれているため第4節で論じた電離消滅の緩和時間内に入っていることから肯首される。また薄明り時の紫外大気光の増強により太陽ふく射の陰影線が高度 1000 km 以下



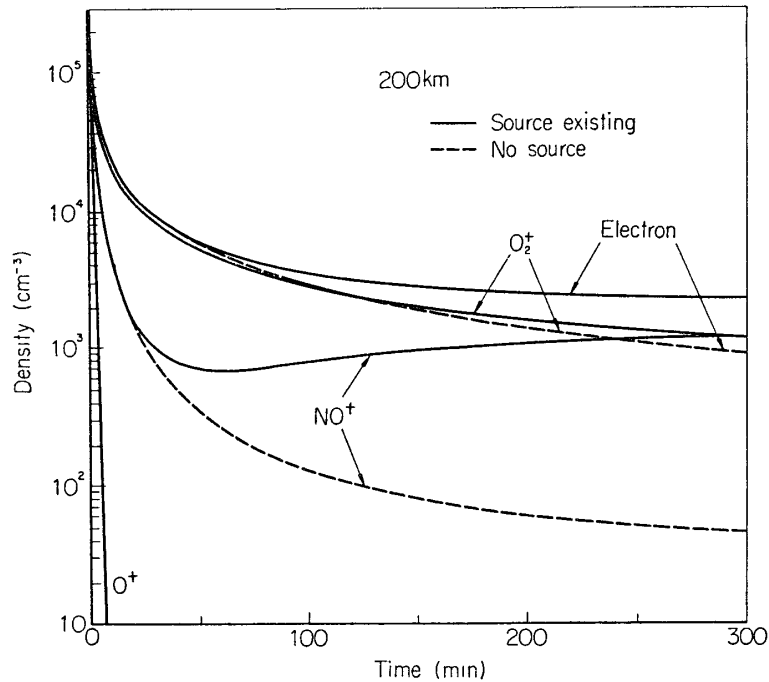
第 6 図 (a) 高度 100 km での荷電粒子密度の日没後の変化. 実線は紫外大気光による電離が存在する場合, 破線は電離源のない場合.



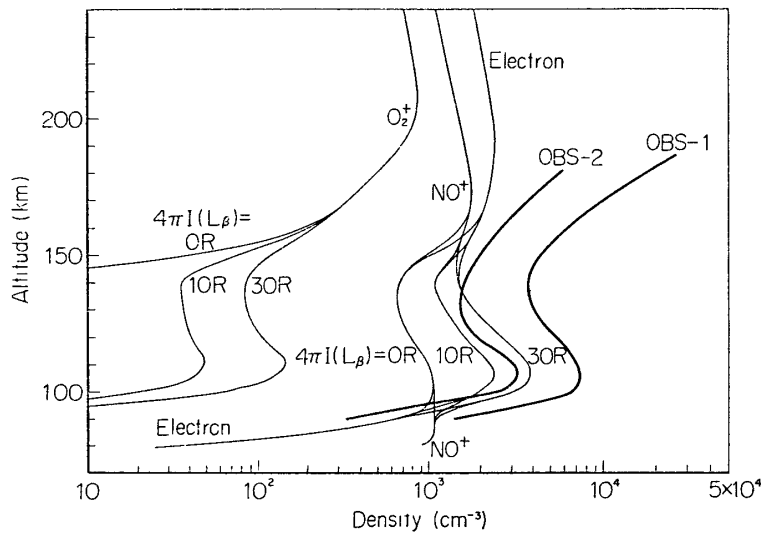
第 6 図 (b) 高度 150 km での荷電粒子密度の日没後の変化. 実線は紫外大気光による電離が存在する場合, 破線は電離源のない場合.

であれば電離生成率は大きくなる. こういった夜半前の状態に対して, 夜の後半では昼間の影響は完全になくなり, また朝方の薄明り効果は電離生成の緩和時間が長いためにまだ現われないので平衡状態に近い分布を示すものと考えられる.

(iii) **イオン組成** 計算したイオンの平衡密度は Holmes 達 [8] の観測と基本的には合致している. 計算によれば, $n(\text{O}_2^+)/n(\text{NO}^+)$ の比值は 150 km 以下では大体 10% 未満であり,



第6図(c) 高度 200 km での荷電粒子密度の日没後の変化. 実線は紫外大気光による電離が存在する場合, 破線は電離源のない場合.



第7図 電子(正イオン)密度の計算値と観測値の比較(本文参照).

この比値は高さとともに増加する. また $n(\text{O}^+)$ は 200 km 以下では全イオン量の 1% 以下になり非常に小さいことも示される. しかしながら, 他の観測例と比べると必ずしも満足に一致しない. 第一に $n(\text{O}_2^+)$ の計算値は Johnson 達 [62] の測定値の約 1/3 にしかならない. 第二に, $n(\text{O}^+)$ の測定値は Holmes 達 [8] のものを除けば, 計算値よりはるかに大きくなっている. 第1の点については次のようなことを考慮すれば計算値と測定値は一致する. すなわち, (a) 反応係数 k_8 を $1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{sec}$ に減らすか, (b) 100 km 以上の NO 密度を 1/2 ~ 1/3 に減らすか, (c) 1216 Å 強度をこの計算に用いた値の約 1/3 にするか, (d) 1026 Å 強

度を3倍にするか、である。このうちのどれか一つを考慮に入れば観測と計算の不一致はなくなるであろう。中でも (a) と (b) の可能性が大きい。これは夜間の NO 密度、1026 Å 強度の観測を待たなければ決め手になりそうもない。

第2の点については、もし測定が間違っていなければ、測定値と計算値の違いは重大な問題である*。紫外大気光だけを電離源として仮定すれば、ここで採用した強度の100倍以上の強度になしければならない。そんな大きな強度は Byram 達 [46] の観測結果を考えると存在しそうもない。また夜間 F 層では重要だとみなされている双極性拡散によって O⁺ の下方への輸送が考えられるが、 $n(\text{O}^+, 200 \text{ km}) \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ を満足させるにはイオンの下向きの速度は 250 m/sec と熱圏下部では起りそうもない大きな値仮定しなければならないさらにを多量に供給すると、第7表の反応係数が正しければ、反応 (1), (2) を通じて O⁺ から NO⁺, O₂⁺ が生じ、NO⁺, O₂ の密度が大きくなり、それに応じて電子密度も大きくなってしまふ。

(B) 他の電離源の可能性

(i) 流星 Nicolet [63] は電離層における sporadic な電離の原因として流星物質の侵入に関して議論している。流星は Ca⁺, Mg, Na⁺ などの金属イオンを下部電離層に供給する可能性がある。これら金属イオンは電子とのふく射的再結合によって消滅すると一般に考えられ、その反応係数は $10^{-12} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 程度とされている [64]。したがって、金属イオンは生存時間が大きいことになり、スポラディック E 層 (垂直方向の wind shear によって生じられた電磁氣的収束力の結果生じると考えられている [5]) のごとき密度の濃い層では、金属イオンは主要なイオン成分になる可能性がある。しかしながら、夜間 E 層のイオン成分が、全体として金属イオンが占めていることを示す観測からの証拠はないようである。

(ii) 宇宙線 宇宙線は D 層の電離に多少寄与している [66]。宇宙線は太陽電磁ふく射がない場合の電離の最小値を与えるものと考えられる。しかし、その電離効果は 80 km 以上では問題にならない (第2図参照)。

(iii) 銀河 X 線 Giacconi and Gursky [67] によれば、天体の X 線源のうちで最強のものは Scorpius X-1 で、地球の近傍で測定した X 線強度は、2 Å~8 Å の波長域で 20 quanta/cm²/sec である。一方天空の等方的な成分は、同じ波長域で 80 quanta/cm²/sec の強度になるという [67, 68]。したがって、夜間の X 線ふく射の総量は $10^2 \text{ quanta/cm}^2/\text{sec}$ または $10^{-7} \text{ ergs/cm}^2/\text{sec}$ の程度であると考え、この X 線によって単位大気柱に生成される電子数は 200 個/cm³/cm²-Column 以下、あるいは下部電離層で 10^{-3} 個/cm³/sec の電子生成率を与える。これは少量で問題にならない。

(iv) 粒子の侵入 O'Brien 達 [69] は電離層中で侵入荷電粒子と N₂⁺ first negative system の 3914 Å バンドを測定して、粒子の侵入量は 40 個/cm²/sm²/sec あるいは $2 \times 10^{-2} \text{ ergs/cm}^2/\text{sec}$ と推定している。彼らの測定した侵入粒子は、粒子の個々の運動エネルギーが数 100 keV の電子と推定されるので、80 km 以下の電離に有効である。Hikosaka and Yano [70] は、3914 Å バンドの地上観測から、地磁気低緯度でも荷電粒子の侵入があることを示唆している。侵入粒子がエネルギー 10 keV 以下の電子、もしくはエネルギー 1 MeV 以下

* 36 頁付記参照

の陽子であれば、侵入粒子エネルギー束が 10^{-3} ergs/cm²/sec 程度でも、E および F 領域の電離に対する影響は無視できない。しかし第 1 図に示したデータから言えることは、電子密度と地磁気活動との間に著しい相関はなさそうである。したがって、粒子の侵入があったとしても、極光と関連を持つようなものとは本質的に異なっていて、それだけで夜間の E 領域の電離源となる可能性は少ないものと思われる。

この研究にあたって京都大学工学部前田憲一教授のご指摘に負うところが多い。また東京大学理学部永田 武教授からはいろいろご示唆を受けた。東京大学宇宙航空研究所平尾邦雄教授にはロケット観測のデータに関してご教示いただいた。なお東京大学地球物理学教室の鶴田治雄氏には数値計算上の助力を得た。ここに感謝の意を表したい。

1966 年 11 月 7 日

参 考 文 献

- [1] R. B. Norton, T. E. van Zandt and J. S. Denison: *Proc. Intern. Conf. Inosph.*, London, p. 26, (1963)
- [2] T. Tohmatsu, T. Ogawa and H. Tsuruta: *Rep. Ionos Space Res. Japan*, **19**, 482, (1965)
- [3] J. A. Ratcliffe and K. Weeks: *The ionosphere, Physics of the Upper Atmosphere* (J. A. Ratcliffe ed.), p. 418, (1966) (Academic Press)
- [4] R. E. Bourdeau: *Space Sci. Rev.*, **1**, 683, (1963)
- [5] L. G. Smith: *COSPAR Inf. Bull.*, **17**, 37, (1964)
- [6] K. Maeda and K. Hirao: *Planet. Space Sci.*, **9**, 355, (1962)
- [7] R. C. Sagalyn and M. Smiddy: *Space Research IV*, 371, (1964)
- [8] J. C. Holmes, C. Y. Johnson and J. M. Young: *Space Research V*, 756, (1965)
- [9] K. Hirao: private communication
- [10] D. R. Bates and H. S. W. Massey: *Proc. Roy. Soc.*, **A187**, 261, (1946), *ibid*, **A192**, 1, (1947)
- [11] D. R. Bates and M. Nicolet: *J. Atm. Terr. Phys.*, **18**, 65, (1960)
- [12] C. M. Minnis: *Solar Eclipse, and the Ionosphere* *J. Atm. Terr. Phys. Special Suppl.*, **6**, 204, (1956)
- [13] T. Yonezawa: *J. Radio Res. Lab.*, **5**, 165, (1958)
- [14] M. A. Biondi: *Ann. Géophys.*, **20**, 34, (1964)
- [15] W. Swider: *J. Geophys. Res.*, **70**, 4859, (1965)
- [16] C. A. Barth: *Space Research V*, 767, 1965; *Planet Space Sci.*, **14**, 623, (1966)
- [17] C. A. Barth: *Ann. Géophys.*, **22**, 198, (1966)
- [18] M. Nicolet, *J. Geophys. Res.*, **70**, 691, (1965)
- [19] T. M. Donahue: *Planet. Space Sci.*, **14**, 33, (1966)
- [20] E. E. Ferguson: F. C. Fehsenfeld, P. D. Goldan and A. L. Schmeltekopf: *J. Geophys. Res.*, **70**, 4323, (1965)
- [21] J. E. Kupperian, E. T. Byram, T. A. Chubb and H. Friedman: *Planet. Space Sci.*, **1**, 3, (1959)
- [22] T. M. Donahue: *Ann. Géophys.*, **22**, 175, (1966)

- [23] F. S. Johnson and R. A. Fish: Ap. J., **131** 502, (1960)
- [24] J. C. Brandt: Ap. J., **134**, 394, (1961)
- [25] J. C. Brandt: Nature, **195**, 894, (1962)
- [26] G. E. Thomas: J. Geophys. Res., **68**, 2639, (1963)
- [27] T. M. Donahue and G. E. Thomas: J. Geophys. Res., **68**, 2661, (1963)
- [28] W. G. Fastie, H. M. Crosswhite and D. F. Heath: J. Geophys. Res., **69**, 4129, (1964)
- [29] V. V. Katyushina and V. G. Kurt: Kosmicheskie Issledovaniya, **3**, 243, (1965)
- [30] P. Mange: Ann. Géophys., **17**, 277, (1961)
- [31] I. S. Shklovsky: Planet. Space Sci., **1**, 63, (1969)
- [32] N. N. Shefov: *Spectral, Electro photometrical and Radar Researches of Aurorae and Airglow*, No. 1, 25, (1959)
- [33] G. Kvifte, J. Atm. Terr. Phys., **16**, 252, (1959)
- [34] R. X. Haynoullina and Z. V. Kariahina: Izv. Astrofiz. Institute Kazakh, No. 10, 52, (1959)
- [35] J. Dufay: M. Dufay and Nguygen Huu-Doan, C. R. Acad. Sci, Paris, **253**, 974, (1961)
- [36] M. F. Ingham: M. N. Roy. Astro. Sco., **124**, 523, (1962)
- [37] P. V. Sheglov: Nature, **199**, 990, (1963)
- [38] L. M. Fishkova: *Aurorae and Airglow, Result of the IGY*, No. 10, 35, (1963)
- [39] C. W. Allen: *Astrophysical Quantities*, (1955) (the Athlone Press)
- [40] J. D. Purcell and R. Tousey: *Space Research I*, 590, (1960)
- [41] C. R. Detwiler, D. L. Garrett, J. D. Purcell and R. Tousey: Ann. Géophys., **17**, 263, (1961)
- [42] H. E. Hinteregger: Space Sci. Rev., **4**, 461, 1965; H. E. Hinteregger, L. A. Hall and G. Schmidke, *Space Research V*, 1175, (1965)
- [43] L. A. Hall, W. Schweizer and H. E. Hinteregger: J. Geophys. Res. **70**, 2241, (1965)
- [44] R. Tousey: J. D. Purcell, W. E. Austin, D. L. Garrett and K. G. Widing, Space Research IV, 703, (1964)
- [45] S. A. Kaplan and B. G. Kurt: Kosmicheskie Issledovaniya, **3**, 251, (1965)
- [46] E. T. Byram, T. A. Chubb and H. Fried: J. Geophys. Res., **66**, 2095, (1961)
- [47] J. C. Brandt: Ap. J., **134**, 975, (1961)
- [48] T. Tohmatsu and C. Fujita: Rep. Ionos. Space Res. Japan, **18**, 410, (1964)
- [49] K. Watanabe: Ultraviolet absorption process in the upper atmosphere, *Advances in Geophysics*, **5**, 153, (1958)
- [50] J. A. R. Samson and R. B. Cairns: J. Geophys. Res., **69**, 4583, (1964)
- [51] A. Dalgarno, R. J. W. Henry and A. L. Stewart: Planet. Space Sci., **12**, 235, (1964)
- [52] *CIRA 1965* (COSPAR International Reference Atmosphere 1965), (1965) (North-Holland Publishing Company)
- [53] J. P. Doering and B. H. Mahan: J. Chem. Phys., **36**, 669, (1962)
- [54] R. C. Gunton and T. M. Shaw: Phys. Rev., **140**, A 756, (1965)
- [55] W. H. Kasner and M. A. Biondi: Phys. Rev., **137**, A 317, (1965)
- [56] L. M. Chanin, A. V. Phelps and M. A. Biondi: Phys. Rev., **128**, 219, (1962)
- [57] L. M. Branscomb: Ann. Géophys., **20**, 88, (1964)
- [58] A. V. Phelps and J. L. Pack: Phys. Rev., Letters, **6**, 111, (1961)

- [59] C. Y. Johnson, *J. Geophys. Res.*, **71** 330, (1966)
- [60] J. M. Watts and J. N. Brown, *J. Geophys. Res.*, **59**, 71, (1954)
- [61] J. M. Watts, *J. Geophys. Res.*, **62**, 484, (1957)
- [62] C. Y. Johnson, E. B. Meadows and J. C. Holmes, *J. Geophys. Res.*, **63**, 443, (1958)
- [63] M. Nicolet, Meteor ionization and the nighttime E layer, *Meters* (T. R. Kaiser ed.) *J. Atm. Terr. Phys. Special Suppl.*, **2**, 99, (1955)
- [64] D. R. Bates and A. Dalgarno, Electronic recombination, *Atomic and Molecular Processes*: (D. R. Bates ed.), p. 245, (1962) (Academic Press)
- [65] S. Kato, *Radio Sci.*, **1**, 226, (1966)
- [66] M. Nicolet and A. C. Aikin, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1469, (1960)
- [67] R. Giacconi and H. Fursky, *Space Sci. Rev.*, **4**, 151, (1965)
- [68] S. Hayakawa, M. Matsuoka and D. Sugimoto: *Space Sci. Rev.*, **5**, 109, (1966)
- [69] B. J. O'Brien, F. R. Allum and H. C. Goldwire: *J. Geophys. Res.*, **70**, 161, (1965)
- [70] K. Hirao, N. Wakai, K. Sawada, T. Hikosaka, K. Yano and K. Maeda: *Space Research V*, 1058, (1965)

[付 記]

ロケット直接測定による O^+ 密度について、Johnson氏より意見がよせられた。それによると本文で紹介したJohnson達[62]の観測は極光粒子の侵入による電離の影響をふくんでいるので、典型的な夜間状態を代表しないというしたがって33頁に述べた O^+ 密度に関する理論と実測との食い違いは解消することになる。