

## 大気光波状構造キャンペーン 2000 における 酸素原子密度・大気光放射率のロケット観測

岩上直幹<sup>1</sup>・柴木友和<sup>1</sup>・鈴木利和<sup>1</sup>・関口宏之<sup>2</sup>・竹川暢之<sup>3</sup>

### Rocket Measurement of Atomic Oxygen Density and Airglow Emission Rate in the WAVE2000 Campaign

By

Naomoto IWAGAMI<sup>1</sup>, Tomokazu SHIBAKI<sup>1</sup>, Toshikazu SUZUKI<sup>1</sup>, Hiroyuki SEKIGUCHI<sup>2</sup>

and Nobuyuki TAKEGAWA<sup>3</sup>

**Abstract:** Atomic oxygen density and airglow volume emission rate profiles measured in the rocket experiment S-310-29 carried out as a part of the WAVE2000 campaign (Waves in Airglow Structures Experiment over Kagoshima in 2000) are presented. They show various structures caused by the atmospheric waves, and provide a good data set for discussing not only the formation process of the waves in the airglow structures but also the excitation process of the airglow emissions.

#### 概 要

「大気光波状構造キャンペーン 2000」における S-310-29 号機ロケット実験で得られた酸素原子密度および大気光体積放射率の高度分布について述べる。これらにはいずれも大気波動に起因すると思われる様々な構造がみえており、キャンペーンの主課題である大気光波状構造生成過程の解明のみならず、大気光励起過程の理解にも重要な情報を提供するものと期待される。

**重要語:** 大気光, 波状構造, 酸素原子

---

1 東京大学・理学部

2 立教大学・理学部

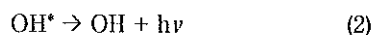
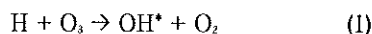
3 名古屋大学・太陽地球環境研究所

## 1. はじめに

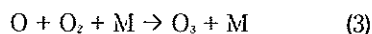
高度 90km 付近の中間圏界面・下部熱圏域には酸素原子 558nm 線, 酸素分子 Atmospheric 帯, OH(水酸分子) Meinel 帯など様々な大気光が生起する。これらの大気光を夜間に全天撮像すると波状構造が見られることは 1970 年代より赤外フィルムによる観測から知られていたが (Peterson と Kieffaber, 1973), 固体撮像素子の進化および画像処理能力の向上により, 近年は大気波動現象を研究する格好の手段として用いられるようになった。これまでの一般的理解では, 「下層大気から自由伝播してきた, あるいは水平方向からダクト伝播してきた準単色の大気重力波が大気光発光層を揺らすことにより波状構造を生成する」とされている (例えば Isler 他, 1997)。

このようなイメージに基づき, 上記の理解を検証しようという試みは Taylor 他 (1995), Takahashi 他 (1999) などによる大気光撮像とレーダーによる風測定を組み合わせた観測キャンペーンおよび Swenson と Gardner (1998) などのシミュレーションによってなされてきた。しかし, これらの観測キャンペーンにおいては発光層高が仮定されており, その仮定が崩れた場合には誤った結論を導いてしまう可能性がある。上記シミュレーションの場合には, 発光層高は仮定された酸素原子密度分布から与えられるが, この場合の最大の不確定要素は酸素原子密度分布にある。酸素原子は光学遠隔測定が困難なうえ, この高度領域では測定にロケットを必要とするため測定例が極めて少ない。

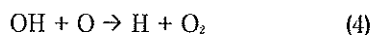
ところが, この中間圏界面・下部熱圏に生起する夜間大気光のエネルギー源は, 日中の太陽紫外光による酸素分子の解離により酸素原子の形で蓄えられた化学エネルギーにある。例えば OH 帯の励起・発光は



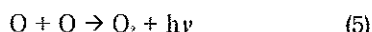
という過程によるとされているが, これらの過程だけでは OH 帯発光は微量成分である H や O<sub>3</sub> をわずかに消費しつづき, 消えてしまうことになる。実際には (1) の前に



という反応があって微量成分の O<sub>3</sub> を主成分の O と O<sub>2</sub> から供給し (M は N<sub>2</sub> など第 3 体), さらに



によって H を再生する過程が続いている。以上の (1)-(4) の和をとれば正味の反応は



となって OH 帯の発光も酸素原子の再結合過程の一例であることがわかる。このような酸素原子の大気光発光過程に対する重要さにもかかわらず, これまでのキャンペーンおよびシミュレーションでは実際の酸素原子密度分布まで考慮にいれたものはなかった。

このキャンペーンはロケット観測で得られる酸素原子密度・大気光放射率・電子密度の鉛直分布情報に地上での全天多色撮像観測で得られる大気光波状構造の水平情報 (波長, 周期, 位相速度, 伝播方向, 大気光ごとの位相差など), さらに山川の中波レーダー・信楽の MU レーダーによる風速の情報を合わせることにより, 大気光波状構造の生成過程を力学・化学の両面から理解することを主目的として行なわれた。この報告では, このうちロケットでの酸素原子密度および大気光放射率の測定について述べる。

## 2. 酸素原子密度測定

### 2.1 測定原理と測器構成

測定原理は共鳴線ランプ法に基づいている。この方法では, 特殊なランプによって周辺大気に酸素原子のみが共鳴する波長 130nm の 3 重線を照射し, 大気中の酸素原子からの共鳴散乱光強度を測定することによりその密度を定量する。これは極めて直裁な方法で, 中間圏界面・下部熱圏域では最適の方法と考えられている。この測定

ではさらにランプを 128Hz で点滅させて背景光成分を分離し、130nm 大気光などの混入を防いでいる。しかし、測定にはロケットが必要なこと、中心部品である共鳴線ランプの供給源が限られていること、真空紫外を使うため扱いが厄介なことなどのため、測定例は少ない。しかも、過去の測定は衝撃波による擾乱やドップラーシフトによる測定誤差に対する配慮が不足したものも多く、熱圏の主要成分である酸素原子の測定法は未だに確立・一般化されていないと言える。

図1左に酸素原子測定器の動作状況を示す。楔型の頭部形状により衝撃波体積を最小に抑え、散乱体積をその外側に設定することにより衝撃波による密度擾乱を回避している。また、ランプ輝線輪郭からの散乱断面積輪郭のドップラーシフトの影響を避けるため、ランプビームをスピン軸と直角方向に出している。高度 100km におけるロケット速度は酸素原子熱速度の 2 倍以上あるため、ランプビーム方向がロケット速度ベクトルの直角方向からはずれると、ドップラーシフトが誤差源になる。測定視野方向が 20 度上方を向いているが、受光部の感度域はシフト量に比べてはるかに広いので、これは測定誤差の原因にはならない。ただし、スピン軸とロケット速度ベクトルの方向は上昇時 90km を過ぎて空気抵抗がなくなるとずれてくるため、最高高度点付近および下降時のデータはロケットの陰・衝撃波およびドップラーシフトの影響を受け、そのままでは酸素原子密度を正しく表わさない。上昇時でもスピン軸と速度ベクトルの方向は正確には同じではないが、今回の上昇時 70km-120km では方向差は 2 度程度で、ドップラーシフトによる誤差は 14 % 程度と推定されるため、補正は行なわなかった。東京大学のグループはカナダの Resonance 社と協同し、1992 年の S-310-21 号機による実験により、この共鳴線ランプ法による酸素原子密度測定技術を確認し (Kita 他, 1996)、1997 年には高度 44km に達した気球上で成層圏での測定にも成功した (Takegawa 他, 2000)。上部成層圏では衝撃波やドップラーシフトによる擾乱はないが、酸素原子密度が  $10^8 \text{cm}^{-3}$  程度で高度 100km に比べ 2 桁半小さい。

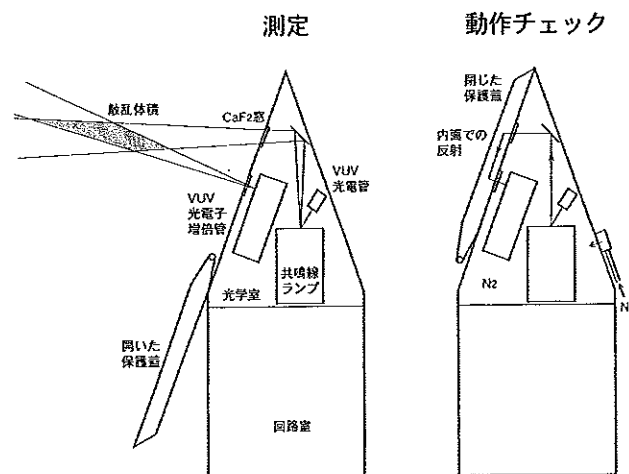


図1 酸素原子測定器の構成と動作状態の模式図。左は保護蓋が開いた測定状態、右は蓋が閉じた動作チェック状態。測定状態ではランプを発した 130nm 光は大気中の酸素原子に散乱されて光電子増倍管に達するのに対し、動作チェック状態では保護蓋の内面で反射されて達する。130nm 光は酸素分子による吸収のため空気中を透過しないので、動作チェック時には光学系全体を  $\text{N}_2$  でパージする。

## 2.2 改良点

1992 年の実験で用いた測器は自己吸収を利用して自己較正が可能なシステムだった。つまり、実験室での較正を行なわなくても酸素原子密度の絶対値を決定でき、汚染に弱い VUV 光学系の感度劣化による不確定さを逃れることができた。この自己較正システムは一応の成功を取めたが (Kita 他, 1996)、自己吸収を利用するためには

機械的に散乱領域を走査することが必要であり、解析には3次元放射輸送計算を要した。また散乱光強度のS/N比の不足から、絶対値決定では期待したほどの精度が得られなかった。このようなコストパフォーマンスの悪さを改良し、かつ測器の扱い易さを増して多くの飛翔体に容易に用いられるような標準形をめざし、今回は以下に述べる改良・簡素化を行なった。

1. 機械的動作を必要とする自己較正システムを廃して光学系を固定し、感度変化のチェックにはこれまでの保護蓋内面での反射を利用した系に加え、ランプ輝度をVUV光電管で直接モニターする系を設けた。
2. これまでのN<sub>2</sub>パージ系に排気系を加え、さらに光学室を回路室から分離することにより、実験室での動作チェックを定量的かつ敏速にした。

図1左は測定時の状況で、ランプを発した130nm光はCaF<sub>2</sub>窓を通過して外に出、大気中の酸素原子に散乱されてCsI光電面の光電子増倍管で検出される。図1右は実験室での動作チェック時の状況で、ランプからの130nm光はN<sub>2</sub>で満たされた光学室中を進み、閉じた保護蓋の内面で反射されて光電子増倍管に達する。この蓋内面反射信号は蓋の反射率という不確定要素を含むため定量性は低い、全光学系の動作(つまり、全ての窓が生きているということ)を確認することができる、あるいは光学系劣化率の上限を与えることができる。ランプの近くに設けたCsI光電面の光電管出力からはランプ輝度の変化に関する定量的な情報を得ることができる。光電管出力は全光学系のモニターになっていないが、こちらは光学系劣化率の下限を与える。VUVランプの輝度低下はVUV光子が大気中の有機物を重合させて窓面上に不透明なフィルムを作ることによるとされており、汚染による光学系の劣化は最もエネルギー束の大きいランプ窓で最も著しいと予想されるため、光電管出力を全光学系のモニターとした。

### 2.3 較正

図2に実験室での較正作業の設定を示す。作業には宇宙科学研究所の内径60cm、奥行き100cmの真空槽を用い、前回のロケット実験の時とほぼ同様の方法で行った。真空槽の床面に搭載用測器を散乱体積が槽中央にくるように置き、酸素原子は酸素分子と希ガスの混合気をRF放電器に通すことにより生成した。槽内の酸素原子密度の均一性は前回(Kita 他, 1996)に確かめられている。酸素原子密度は別の共鳴線ランプとVUV光電管の組により吸収法で定量した。図3は較正の結果で、宇宙科学研究所での我々の測定値を黒丸でResonance社によるも

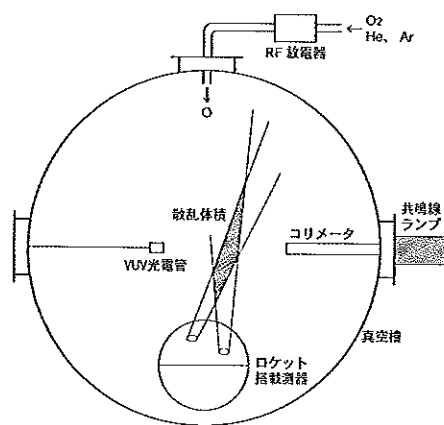


図2 酸素原子測定器の較正。真空槽の床面に散乱体積が槽中央にくるように搭載用測器を設置し、酸素分子と希ガスの混合気をRF放電器に通して酸素原子を生成した。槽内の酸素原子密度は別の共鳴線ランプとVUV光電管の組により吸収法で定量した。

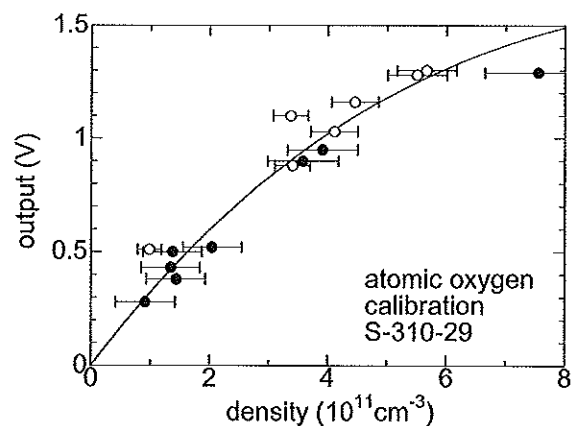


図3 酸素原子密度測定較正結果。黒丸は今回の宇宙科学研究所での測定値、白丸はResonance社での測定値。自己吸収の効果を考慮した予想曲線を測定値にあてはめて感度常数を決定した。

のを白丸で同時にプロットしてある。我々は吸収法、Resonance社は一酸化窒素を使った滴定法と、全く異なる方法で酸素原子密度を定量しており、後者が10%程度大きい系統的差異が見られるが、自己吸収による出力の飽和傾向などは良く一致している。曲線は自己吸収の効果を考慮した予想曲線を測定値にあてはめたもので、この操作によって測器の感度常数を決定した。ここでは我々のものとResonance社によるものと同じ重みで扱った。線心での散乱断面積  $4.5 \times 10^{14} \text{cm}^2$ 、有効光路長 17.5cm より、酸素原子密度  $6 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  の場合、線心での光学厚みは 0.47 となる。

今回は光電管出力と蓋反射出力の2系統で較正後の測器の感度変化を追跡した。較正作業後半におけるそれらの値はそれぞれ  $0.86 \pm 0.03 \text{ V}$  および  $0.55 \pm 0.02 \text{ V}$  だったのに対し、ロケット発射直前ではそれぞれ  $0.84 \text{ V}$  および  $0.56 \text{ V}$  だったため、いずれも有意な変化はなかったと解釈し、感度の補正は行わなかった。

#### 2.4 測定結果

S-310-29号機ロケット実験は「大気光波状構造キャンペーン2000」の一環として、鹿児島宇宙空間観測所において2000年1月10日05:50 JSTに行われた。ロケットは南東方向に仰角77度で発射され、3分30秒後に最高高度179kmに達し、約7分後に約165km南東の海上に落下した。発射時・発射点における太陽天頂角は107.9度、太陽活動度は中程度で10.7cm電波束は155、地磁気活動度は低くApは3だった。図4に上昇時および下降時に測定された酸素原子密度分布を示す。測定は上昇時に最適化されており、下降時のデータはロケットの陰・衝撃波およびドップラーシフトの影響を強く受けているため真の密度を表わしてはいない。しかし、後に述べる大気光のデータより、下降時の酸素原子密度も上昇時と同程度だったと推定される。上昇時・下降時いずれにも高度90kmと100kmとほぼ同高度に大気波動の影響と思われる密度ピークがみえており、上昇時のピーク密度は  $6 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  程度だった。上昇時・下降時いずれにもみられる鉛直波長1km程度の構造はスピン同期で、自然現象を表わしているものではなく、特に下降時の85-110kmにみられる著しいものは主にロケットの陰の影響と考えられる。スピン同期構造は上昇時の110km以上にもみられるが、これは曙光の混入による。打ち上げ時の陰高度は300km以上となるため、曙光による擾乱はないはずだったが、予想外に強い曙光信号が酸素原子密度測定だ

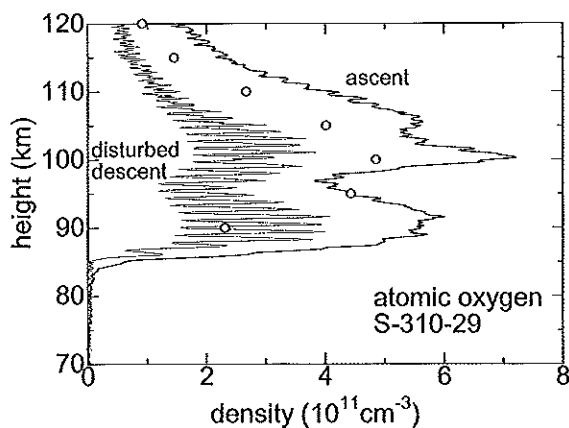


図4 酸素原子密度分布。下降時はロケットの陰・衝撃波およびドップラーシフトの影響を強く受けたため真の密度を表わしてはいない。大気光データより、下降時の密度も上昇時とほぼ同じだったと推定される。白丸はCIRA 1986太陽活動中周期モデル ( $F_{10.7} = 150$ , 冬至,  $45^\circ\text{N}$ , 地方時3時)。

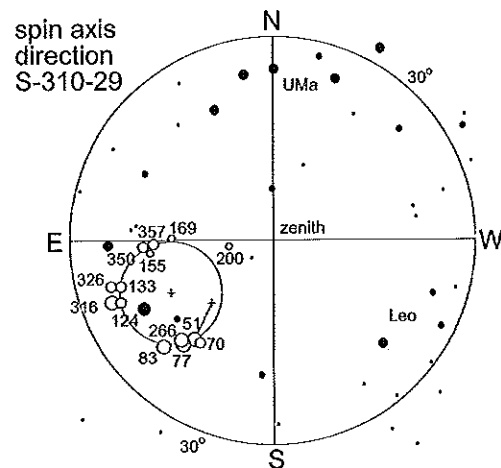


図5 ロケットスピン軸方向。最高高度点(時刻05時53分30秒、緯度30.74度、経度131.69度)における天頂中心・半径30度の星野に投影したもの。白丸は測定値で大きいほど高精度。添数字は打ち上げ後の時間(秒)を表わす。打ち上げ方向(天頂角13度、方位角135度)および定常才差円中心(天頂角17度、方位角117度)を+で示す。

けでなく大気光測定・星姿勢計のデータにも影響を与えてしまった。酸素原子測定の場合には同期検波出力だけでなく非同期検波出力も記録していたため、後者を使って前者から曙光成分の大半を除くことができたが、完全な除去はできず一部が残ってしまった。上昇時のランダム誤差は  $0.2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  程度、系統誤差は主に較正誤差で 20% 程度と推定される。

酸素原子密度分布にみられる鉛直波長 10km の構造は前回のロケット実験の際にも類似のものがみられており、当初はこれが地上での大気光撮像に見られる水平波長 30km 程度の構造に対応する鉛直構造だと予想されていた。しかし、図 4 にみられるように、上昇時・下降時のピーク高度の違いが水平方向の 110km の違いにもかかわらず 1km かそれ以下であることは、この鉛直構造に対応する水平波長が 110km よりはるかに長く、1000km 程度あるいはそれ以上であることを示しているように思われる。もちろん、水平波長の整数倍がたまたま 110km である可能性は残る。600km 北東にある信楽の MU レーダーではこの季節・高度域に、このような鉛直波長 10-20km、周期 5-15 時間、波長 1000-1500km 程度の波がよく見えている(村山 他, 本特集)。前回のロケット実験では酸素原子密度の測定方法の確立に主目的があったため、衝撃波などの擾乱を強く受けた下降時のデータは処理されなかったが、今回を機に略解析をしてみると、やはり上昇時とほぼ同高度の 94km と 104km に密度ピークがあり、今回と類似の状況だったことが解った。冬の鹿児島ではこれが普通であるらしい。ただし、前回は電子密度のピークと酸素原子密度のピークがほぼ反位相だったのに対し(Imamura 他, 1995)、今回は電子密度のピーク高度は 92km, 102km と同位相に近い(吉村 他, 本特集)。今回得られた酸素原子密度分布は通常高度 96km 付近に単独で存在する極大が上下に分かれた形になっている点に特徴がある。絶対値としては前回の実験で得られたピーク値  $4 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  や, Gumbel 他(1998)による  $2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  に比べると大きい。Greer 他(1986)の  $6 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  や図に示した CIRA 1986 の太陽中庸期モデル ( $F_{10.7} = 150$ , 冬至,  $45^\circ \text{N}$ , 地方時 3 時)の  $5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  とは同程度になっている。以上の観測例はいずれも太陽活動中庸期から極大期のもので、全体は整合的ではなく、むしろ酸素原子密度の定量が世界的にも確立されていないことを示しているように思える。なお、CIRA 1986 の全球平均モデルによると、酸素原子密度ピーク値は太陽活動極小期の  $3.6 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  から極大期の  $5.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  まで 1.4 倍変化する。

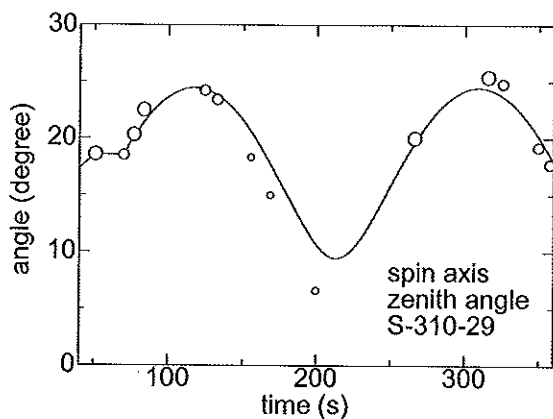


図 6 a スピン軸天頂角。白丸は測定値で大きいほど高精度。77 秒以降の曲線は才差門。77 秒以前は測定値および初期値を直線で結んだもの。

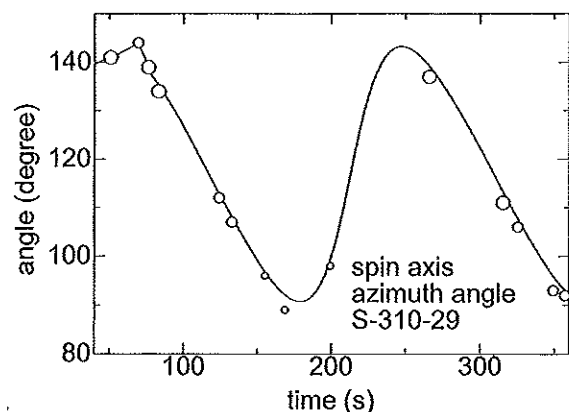


図 6 b スピン軸方位角。白丸は測定値で大きいほど高精度。77 秒以降の曲線は才差門。77 秒以前は測定値および初期値を直線で結んだもの。

### 3. 大気光放射率測定

#### 3.1 測器構成

測器の光学系はいずれも干渉フィルター・集光レンズ・視野絞り・光電子増倍管より成る標準的なもので、表1に特性を示す。視野はすべて全角6度円形。今回は地上での全天撮像(酸素原子 558nm, 酸素分子 Atmospheric(0,1)864nm 帯, OH 帯・広域 680-900nm・864nm にノッチ)にあわせて酸素原子 558nm 線, 酸素分子 Atmospheric(0,0) 762nm 帯, OH(6,2) 836nm 帯および 818nm 背景光を測定した。また、新しい試みとして Atmospheric 帯, 背景光, OH 帯はスピンの軸から 30 度斜め下方を測光した。これは過去のデータを調べた結果、OH 帯の測定精度を決めているものが星野光であることが解ったため、波長 700nm 以上では市街光は弱いという予測に基づいていた。しかし、実際には OH 帯と背景光には市街光が星野光と同程度に見えてしまい、この試みは OH 帯と背景光に関しては不成功だった。Atmospheric(0,0) 帯は自己吸収のため、下方は真っ暗で良いデータが得られたが、この帯はもともと星野光に比べてはるかに強いため、S/N が大幅に改善された訳ではない。558nm 線は従来と同じくスピンの軸から 30 度斜め上方を測光した。このような斜め方向の測光はロケットに測器を搭載する際の空間効率を向上させることが目的のひとつだが、ロケットグローなどの光学的擾乱があった場合に対処できる可能性を残すことも主な目的としている。出力信号はスピン同期の変調をうけるため、解析の手間は増えるが、擾乱を受けた場合にはその部分を除いて解析することができる。実際、今回の予想外の曙光混入にはそのようにして対処することができた。測器感度の較正は国立極地研究所の積分球を用いて行なった。

表 1 大気光測器の光学パラメータ

対 象	フィルタ中心波長	半値全幅	光電子増倍管・光電面
酸素原子 558nm 線	557.7nm	3.3nm	浜松 H6780 マルチアルカリ
酸素分子 Atmospheric(0,0) 帯	762.6nm	6.2nm	浜松 R636 GaAs
背景光	817.6nm	7.1nm	浜松 R636 GaAs
OH(6,2) 帯	835.5nm	9.8nm	浜松 R636 GaAs

#### 3.2 ロケット姿勢決定

大気光データの解析に必要なロケット姿勢は星姿勢計の解析によって決定した。星姿勢計は有効口径 35mm の焦点面に N 字型のスリットを持つ小型放射計で、その構造およびデータ解析法は既に詳述されているので(岩上, 1998)、ここでは結果のみを述べる。図 5 に最高高度点(時刻 05 時 53 分 30 秒, 緯度 30.74 度, 経度 131.69 度)における天頂中心・半径 30 度の星野に投影したロケットスピンの軸の方向を示す。スピン軸は発射後 70 秒(上昇時 90km)頃から半径 7.5 度の定常才差運動を始め、192 秒の才差周期で 1 周半したあと 357 秒(下降時 80km)頃までは定常才差円上にあつたと解釈できる。今回は曙光混入により解析に困難が伴い、地磁気姿勢計からの情報をこれまでより重く用いて解を得たため、解の独立性は低い。図 6a-b にスピン軸方向の天頂角・方位角をそれぞれ示す。方位角は北から東まわりに定義する。

#### 3.3 測定結果

図 7a-c に測定された酸素原子 558nm 線, 酸素原子 Atmospheric (0,0) 帯, OH(6,2) 帯のコラム放射率を示す。曙光混入の影響を最も強く受けた OH 帯の上昇時 105km 以上と下降時 100km 以上は失われた。558nm 線と Atmospheric 帯は全高度域でのデータが得られ、いずれも上昇時のほうが下降時より 10% 程度大きい。地上撮像によれば、上昇時にはロケットは大気光波状構造の明縞部分を通したが、下降時の通過点の状況は縞のコントラストが低いとわからない。これらいずれの大気光においても上昇時と下降時のコラム放射率が同程度なことは酸素原子密度も同程度だったことを示しており、図 4 の下降時の酸素原子密度はロケットの陰・衝撃波および

ドップラーシフトの影響を受けて小さく現われたものと解釈できる。558nm 線下降時の高度 105km 以上はロケット航跡のグローが混入したものと思われる。558nm 線測定は上方 30 度を向いていたため、下降時の 130km-105km でロケット航跡を見やすい姿勢になったと考えられる。上昇時のコラム放射率の値は 558nm 線, Atmospheric (0,0) 帯, OH(6,2) 帯でそれぞれ 90R, 7.5kR, 1.5kR で、前 2 者の値は McDade(1998) に示された典型値 (それぞれ 100R と 7kR) に近く、地上撮像での 558nm 線や Atmospheric(0,1) 帯放射率とも整合している (久保田 他, 本特集)。OH(6,2) 帯放射率は Krassovsky 他 (1962) による値 1.7kR や Takahashi と Batista (1981) の地上観測による 1.1kR に近いが、高野 他 (1986) のロケット観測による 0.7 kR に比べると大きい。OH(6,2) 帯の場合は Krassovsky 他 (1962) による帯間放射率比を使って換算すると広帯域 (680nm-900nm) の放射率は 6kR となり、地上での測定値 3.8kR (久保田 他, 本特集) に比べ 60% 大きくなる。OH 帯は曙光混入を最も強く受けたこともあり、絶対値設定に誤りがある可能性もある。558nm 線と Atmospheric 帯ではコラム放射率に含まれる系統誤差は主に較正誤差で、10% 程度と推定される。

図 8a-c に図 7a-c のコラム放射率から求めた体積放射率を示す。算出方法は単純な差分計算で、特別な技法は用いていない。データの質に応じて 1km 分解能 (Atmospheric 帯) と 3km 分解能 (558nm 線と OH 帯) を使い分けている。特徴的なのは 558nm 線の高度 91km と 100km に見られる双ピーク構造で、上昇時・下降時ともほぼ同高度に見えている。図 4 に示した酸素原子密度の双ピークを見ていなかったらロケットグローなどの混入による誤測定と判断したかもしれないが、これでは間違いはない。酸素原子密度分布の高度 105km にみられる上昇時と下降時の違いも 558nm 体積放射率の形にみえている。酸素原子密度分布の双ピーク構造は図 8b の Atmospheric 帯では 90km の主ピークと 100km の副ピークとして見えている。OH(6,2) 帯は曙光混入を最も強く受けたため、データの質はよくないが、上昇時・下降時ともほぼ典型値である 88km にピークが得られた。Taylor(1995) によれば、体積放射率ピーク高度の典型値は 558nm 線が 96km, Atmospheric 帯が 94km, OH 帯が 87km だが、今回は酸素原子密度分布の通常 96km にあるピークが 90km と 100km と上下に分かれた異常な形になっていた

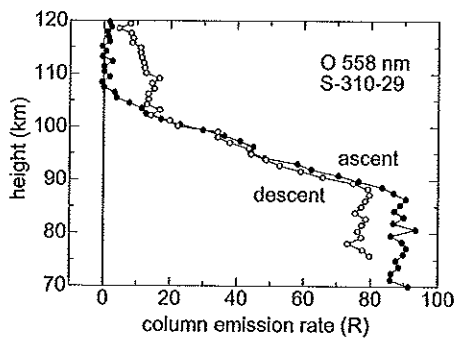


図7a 酸素原子 558nm 線コラム放射率. 各点はスピン毎平均値. 下降時の 105km 以上ではロケットの航跡を見たと思われる。

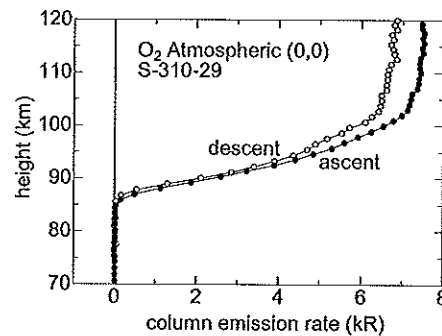


図7b 酸素分子 Atmospheric(0,0) 帯コラム放射率. 各点はスピン毎平均値。

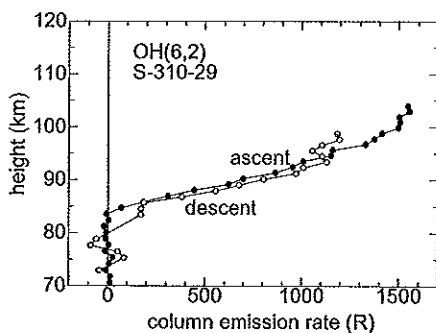


図7c OH(6,2) 帯コラム放射率. 各点はスピン毎平均値. 上昇時 105km 以上・下降時 100km 以上は曙光混入のため失われた。



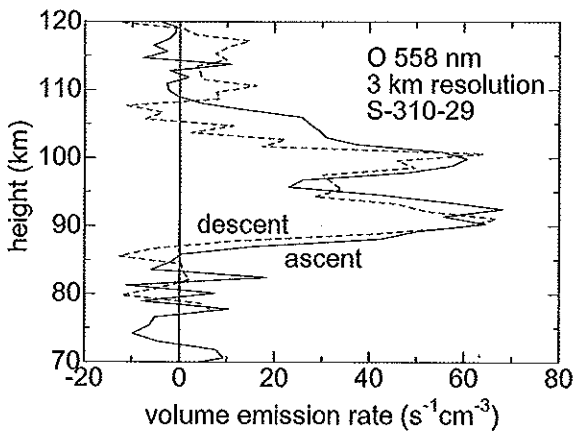


図 8a 酸素原子 558 nm 線体積放射率.

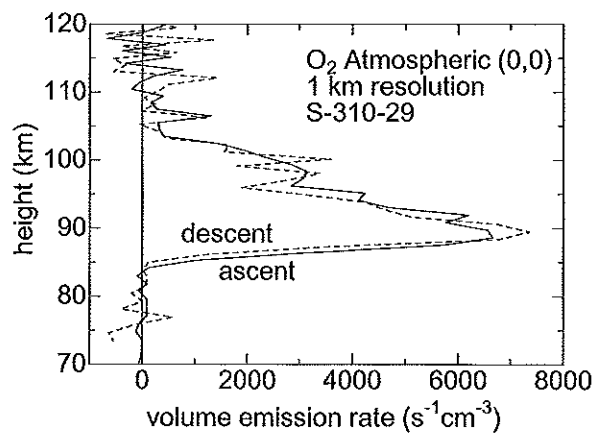


図 8b 酸素分子 Atmospheric(0,0) 帯体積放射率.

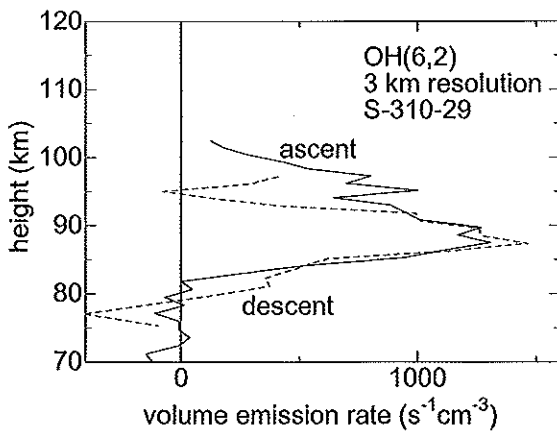


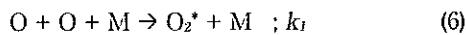
図 8c OH(6,2) 帯体積放射率.

め、大気光体積放射率ピーク高度は 558nm 線が 91km と 100km, Atmospheric 帯が 90km と通常とはかなり異なる高度に出現していた。酸素原子密度分布が典型状態からはずれていた今回の測定は各大気光励起過程を検討するためにも貴重なデータセットを提供していることになる。

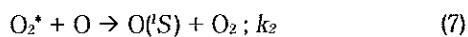
#### 4. 大気光励起過程と大気波動変調

##### 4.1 励起過程

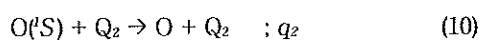
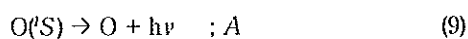
ここでは簡単な化学過程を仮定して、酸素原子密度と大気光体積放射率の関係を検討する。酸素原子 558nm 線は 2 段階励起とされており、第 1 段階の酸素原子の再結合反応



による未同定の中間励起種  $O_2^*$  の生成に始まり、第 2 段階の  $O(^1S)$  への励起伝達あるいは消光



に続いて第 3 段階の自然放出あるいは消光



によって完結する。ここで、 $k_1$ ,  $k_2$ ,  $q_1$ ,  $q_2$  は反応速度常数、 $A$  は  $^1S$ - $^1D$  遷移の自然放出係数、 $M$  は  $N_2$  などの主要成分、 $Q_1$ ,  $Q_2$  は消光反応の相手粒子で  $N_2$ ,  $O_2$  あるいは  $O$  を表わす。上記の反応系で、 $O_2^*$  は分程度  $O(^1S)$

は秒程度の寿命を持ち、大気光波状構造を作っていると思われる大気重力波の特性時間 30 分程度よりはるかに短いため、定常状態仮定が良い近似で成り立つと考えることができる。つまり、(6) による  $O_2^*$  の生成は (7) と (8) による消費とつりあい、(7) による  $O(^1S)$  の生成は (9) と (10) による消費とつりあっている。この時、558nm 大気光の体積放射率  $\varepsilon$  は

$$\begin{aligned} \varepsilon &= A [O(^1S)] \\ &= \frac{A}{1/\tau + q_2[Q_2]} k_2[O_2^*][O] \\ &= \frac{A}{1/\tau + q_2[Q_2]} \frac{k_2 [O]}{k_2[O] + q_1[Q_1]} k_2[O]^2 [M] \end{aligned} \quad (11)$$

と書くことができる。ここで、 $[ ]$  などは数密度、 $\tau$  は  $^1S$  状態の放射寿命を表わす。この式から体積放射率と酸素原子密度  $[O]$  との関係が議論できる。例えば、反応系の第 2 段階 (7), (8) と第 3 段階 (9), (10) の両方で、消光が効かない場合、つまり  $k_2[O] \gg q_1[Q_1]$  かつ  $1/\tau \gg q_2[Q_2]$  の場合には  $\varepsilon$  は (11) から  $[O]^2[M]$  に比例する。これらをまとめると  $\varepsilon$  は

消光が第 2 段階では効かず	第 3 段階でも効かない場合	$[O]^2[M]$ ,
消光が第 2 段階では効かず	第 3 段階では効く場合	$[O]^2[M]/[Q_2]$ ,
消光が第 2 段階では効き	第 3 段階では効かない場合	$[O]^2[M]/[Q_1]$ ,
消光が第 2 段階では効き	第 3 段階でも効く場合	$[O]^2[M]/[Q_1][Q_2]$ ,

に比例する。酸素原子密度は測定値を使い、 $[N_2]$  と  $[O_2]$  には適当な大気モデルを使えば、大気光体積放射率高度分布を計算できるが、 $M$ ,  $Q_1$ ,  $Q_2$  はいずれも  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $O$  いずれもの場合がありうる。 $N_2$  と  $O_2$  は 70-120km の高度域で類似の分布をしているが、 $O$  の分布はこれらと全く異なるため体積放射率高度分布にいくつかのパターンが現われる。McDade (1998) はこのような過程を種々の大気光体積放射率について検討し、次のような結論を得た。

酸素原子 558nm 線	: 低高度で $[O]^2$ ,	高高度で $[O]^2[M]$ に比例する。
酸素分子 Atmospheric 帯	: 低高度で $[O]^2$ ,	高高度で $[O]^2[M]$ に比例する。
OH 帯	: 低高度で $[O][M]$ ,	高高度で $[O][M]^2$ に比例する。

今回上昇時に測定された酸素原子密度分布および CIRA 1986 モデル大気の大気・気圧を用いて求めた  $[O]^2$ ,  $[O]^2[M]$ ,  $[O][M]$ ,  $[O][M]^2$  を図 9 に示す。図 8a に示した 558nm 線体積放射率の高度分布の全体は双ピーク構造をはじめ  $[O]^2$  でよく表わされているが、発光層上面では  $[O]^2$  と  $[O]^2[M]$  の中間にある。図 8b の Atmospheric 帯の場合は主ピーク高度も副ピークを含めた全体の形も  $[O]^2[M]$  で良く表わされている。ここでは Atmospheric 帯励起過程の詳細を示さないが、これも 558nm 線と類似の 2 段階励起とされている。OH 帯の励起は序章に示した 2 段階励起で、実際には (1)-(4) の他に消光反応も考慮する必要がある。図 8c の OH 帯の場合はデータの質が悪いが、88km のピークをはじめ、全体がほぼ  $[O][M]$  で表わされている。このように、酸素原子密度分布が特異だったにもかかわらず、全体としてはこれまで認識されてきた酸素原子密度と大気光体積放射率との関係に整合的と言える。定量的議論には (11) 式の極限だけを用いた上記の扱いでは不十分で、すべての項の高度変化を考慮した検討を必要とする。さらには定常仮定をはずして大気波動変調と共に時間変化を追う扱いも試みたいが、それらは別稿に譲る。

#### 4.2 波動変調

このキャンペーンのひとつの目的は大気波動に変調された発光層中での光化学を理解することにあるが、図 8a-c に示した体積放射率の高度分布は S/N が足らず、10% 程度と予想される変調成分は判然とはしない。そこで、より S/N の良い酸素原子密度分布から波動変調成分を抽出することを試みた。ところが、1992 年の実験では重

力波によると思われる波状構造を直接見ることができた酸素原子密度分布も (Imamura 他, 1995) 今回は曙光混入のため、直接には波状構造を見いだすことはできなかった。そこで、酸素原子密度に関してのみかけの(下降時/上昇時)比を計算したものを図10に示す。つまり、上昇時・下降時の酸素原子密度分布が同じ鉛直波長の波に異なる位相で変調されているとすると、両者の比にその鉛直波長成分が現われてくるであろうと期待した。密度比のピークが90km, 97km, 104kmに現われ、鉛直波長7kmの波が酸素原子層つまり大気光発光層を変調していたかのように見える。鉛直波長7kmの大気重力波は地上の全天撮像で見えていた水平波長30km程度の波状構造と対応する可能性があり(久保田 他, 本特集), 図10はその正体を示した興味ある図とも見えるが、一方では発光層厚程度以下の鉛直波長を持つ波動では層中で相殺が起きて地上撮像では波状構造は見えないというシミュレーション(Swenson と Gardner, 1998)がある。

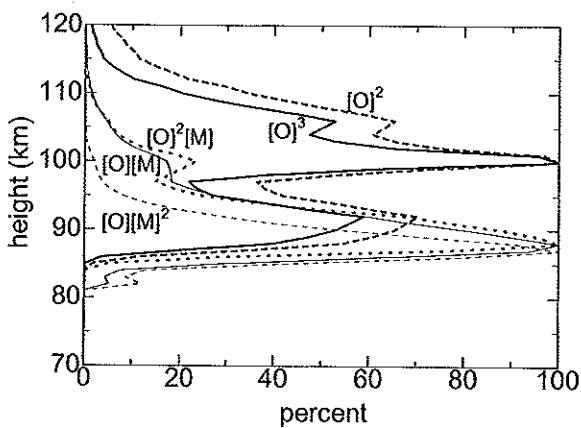


図9 規格化した $[O]^3$ (太実線),  $[O]^2$ (太破線),  $[O]^2[M]$ (太点線),  $[O][M]$ (細実線),  $[O][M]^2$ (細破線),  $[O]$ には上昇時の測定値を用いた。 $[M]$ はここでは $[N_2]$ と $[O_2]$ の和を表わし, CIRA 1986 中層大気 1月 30°N モデルの気圧・気温と $[O]$ の測定値から算出した。

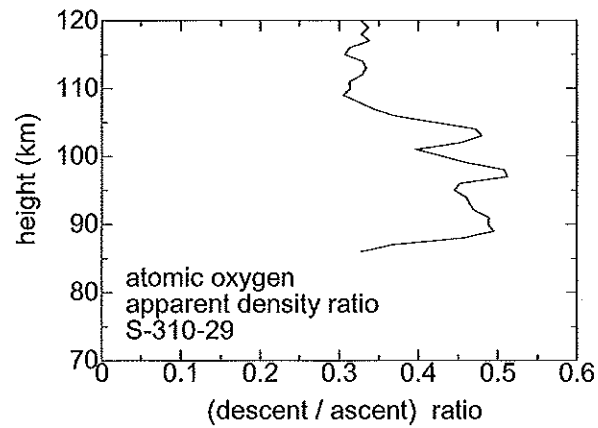


図10 みかけの酸素原子密度比(下降時/上昇時)。

## 5. 結 語

大気光波状構造生成過程の解明を主目的としたキャンペーンにおいて、地上での大気光全天撮像やレーダーによる風測定と呼応してロケット観測を行ない、大気光発光過程の鍵である酸素原子密度をはじめとして大気光体積放射率などの測定に成功し、波動による発光層変調に関する議論に十分な情報を提供し得るデータセットを得ることができた。ここでは主に結果の記述と簡単な考察にとどめ、波動による大気光発光層変調および大気光励起過程の詳細は別稿で議論する。

## 6. 謝 辞

ロケット実験を成功裡に遂行された宇宙科学研究所のロケットチームの皆さん、特に航空局との交渉において実験時間帯の獲得に努力された中島 俊教授に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- [1] CIRA 1986, *COSPAR International Reference Atmosphere:1986, Part 1 Thermosphere Models*, *Adv. Space Res.* 8(5-6), 1988.

- [ 2 ] CIRA 1986, *COSPAR International Reference Atmosphere:1986*, Part 2 Middle Atmosphere Models, *Adv. Space Res.* 10(12), 1990
- [ 3 ] Greer, R.G.H, D.P. Murtagh, I.C. McDade, P.H.G. Dickinson, L. Thomas, D.B. Jenkins, J. Stegman, E.L. Llewellyn, G. Witt, D.J. Mackinnon and E.R. Williams: ETONI: A data base pertinent to the study of energy transfer in the oxygen nightglow, *Planet. Space Sci.*, 34, 771-788, 1986.
- [ 4 ] Gumbel, J., D.P. Murtagh, P.J. Espy and G. Witt: Odd oxygen measurement during the Noctilucent Cloud 93 rocket campaign, *J. Geophys. Res.*, 103, 23399-23414, 1998.
- [ 5 ] Imamura, T., K. Kita, N. Iwagami and T. Ogawa: Gravity wave characteristics derived from structured atomic oxygen profile and multiple Es layers, *J. Geomag. Geoelectr.*, 47, 961-972, 1995.
- [ 6 ] Isler, J.R., M.J. Taylor and D.C. Fritts: Observational evidence of wave and evanescence in the mesosphere, *J. Geophys. Res.*, 102, 26301-26313, 1997.
- [ 7 ] 岩上直幹：星検出によるロケット姿勢決定, 宇宙科学研究所報告 特集 第 38 号 69-74, 1998.
- [ 8 ] Kita, K., T. Imamura, N. Iwagami, W.H. Morrow and T. Ogawa: Rocket observation of atomic oxygen and night airglow: Measurement of concentration with an improved resonance fluorescence technique, *Ann. Geophys.*, 14, 227-237, 1996.
- [ 9 ] Krassovsky, V.I., N.N. Shefov and V.I. Yarin: Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 A, *Planet. Space Sci.*, 9, 883-915, 1962.
- [10] McDade, I.C.: The photochemistry of the MLT oxygen airglow emissions and the expected influences of tidal perturbations, *Adv. Space Res.*, 21(6), 787-794, 1998.
- [11] Peterson, A.W. and L.M. Kieffaber: Infrared photography of OH airglow structure, *Nature*, 242, 321-322, 1973.
- [12] Swenson, G.R. and C.S. Gardner: Analytical models for the mesospheric OH\* and Na layers to atmospheric gravity waves, *J. Geophys. Res.*, 103, 6271-6294, 1998.
- [13] Takahashi, H. and P.P. Batista: Simultaneous measurements of OH(9,4), (8,3), (7,2), (6,2) and (5,1) bands in the airglow, *J. Geophys. Res.*, 86, 5632-5642, 1981.
- [14] Takahashi, H., P.P. Batista, R.A. Buriti, D. Gobbi, T. Nakamura, T. Tsuda and S. Fukao: Response of the airglow OH emission, temperature and mesopause wind to the atmospheric wave propagation over Shigaraki, Japan, *Earth, Planets and Space*, 51, 863-875, 1999.
- [15] 高野元春, 渡辺 隆, 中村正年: 夜間大気光 O<sub>2</sub> Atmospheric (0,0) および OH Meinel band のロケット観測, 宇宙科学研究所報告, 第 65 号, 1989.
- [16] Takegawa, N., N. Iwagami and M. Okabayashi: Balloon-borne resonance fluorescence instrument for in-situ measurement of atomic oxygen: Simultaneous measurement with ozone at 38-44 km, *Earth, Planets and Space*, 52, 595-599 2000.
- [17] Taylor, M.J., M.B. Bishop and V. Taylor: All-sky measurements of short period waves imaged in the OI (557.7 nm), Na (589.2 nm) and near infrared OH and O<sub>2</sub> (0,1) nightglow emission during the ALOHA-93 campaign, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 2833-2836, 1995.