

地上光学観測による降下電子エネルギーパラメータの特性
及び加速機構推定への応用守嶋 圭¹・小野高幸²・林 幹治¹Evaluation of Energy Parameters of Auroral Electrons by Using
Photometric Observations and Its Application to Investigate
a Generation MechanismKei MORISHIMA¹, Takayuki ONO² and Kanji HAYASHI¹

Abstract: The relations between average energy and total energy flux of incident electrons are examined for three types of auroras, namely, type A aurora, pulsating aurora, and discrete aurora in auroral break up. The energy parameters of primary electrons are derived by using measured intensities at 844.6 nm (OI) and 670.5 nm (N₂1PG) from a multi-channel photometer observation at Syowa Station, Antarctica, in 1990. It is shown that each auroral type has its own relationship between energy parameters of precipitating electrons. In a discrete aurora, downward electron energy flux generally varied proportionally with square of average energy. This tendency can be identified as an ohmic-like feature. This special relation is accounted for by a theory in which electrons are accelerated by a field-aligned-potential difference. We also found that in some discrete auroras, precipitating electrons did not show the ohmic-like behavior. These exceptional cases are thought to be caused by two factors. One is a geometric relation between auroral arcs and the field of view of the photometer. The other is the change of the L - E - L constant in the magnetosphere (M. FRIDMAN and J. LEMAIRE; J. Geophys. Res., **85**, 664, 1980) due to temporal variations of plasma parameters, such as electron density and thermal energy in the source region of the auroral particles.

要旨: 1990年第31次南極地域観測隊により昭和基地において観測された多波長フォトメータデータより、844.6 nm (OI) 光、並びに 670.5 nm (N₂1PG) 光強度を用いて推定された降下電子のエネルギーパラメータの関係を、タイプ A オーロラ、パルセーティングオーロラ、ブレイクアップ時のオーロラについて調べた。解析の結果、オーロラのタイプ別に、エネルギーパラメータは異なる関係を示すことがわかった。特にディスクリートオーロラでは、降下電子の全エネルギーフラックス (E_{tot}) は平均エネルギー (E_{av}) の二乗に比例する関係 ($E_{\text{tot}} = K' \cdot E_{\text{av}}^2$) が多く見られた。この関係はディスクリートオーロラを励起する降下電子が沿磁力線電位差で加速されるという理論的予測と一致する。実際の観測例の中には上記の比例関係が見られないディスクリートオーロラも存在するが、その原因として、(1) 通過するオーロラがフォトメータの視野範囲を十分覆っていない場合、及び(2) 磁気圏側の電子密度、温度が時間的に変動している場合があることが示された。

¹ 東京大学理学部. Faculty of Science, University of Tokyo, 3-1, Hongo 7-chome, Bunkyo-ku, Tokyo 113.

² 国立極地研究所. National Institute of Polar Reserch, 9-10, Kaga 1-chome, Itabashi-ku, Tokyo 173.

1. はじめに

オーロラは太陽風と地球磁気圏、及び地球磁気圏と電離圏との相互作用を通じて出現する。磁気圏尾部に蓄えられている太陽風起源、並びに電離圏起源のプラズマは、磁力線に沿って地球に向かう途中で加速され、一部は高緯度電離圏に降下する。この高速プラズマと電離圏大気との衝突の結果、励起された大気原子、分子が発光してオーロラが発生している。このようなオーロラ発生に関わるメカニズムの概要は、近年の地上観測、衛星観測のデータ解析、及び理論研究を通じて明らかにされつつある。しかし、降下粒子の加速メカニズム、大気発光機構など多くの課題が未解決のまま残されている。オーロラ粒子の加速メカニズムは地球磁気圏を知る上で重要なことの一つである。その解明を目的として、オーロラ粒子の観測は、これまで地上から光学観測と飛しょう体による直接観測の二つの方法により行われてきた。

オーロラの地上光学観測では、オーロラの代表的な輝線、輝帯である 630.0 nm 光、557.7 nm 光、427.8 nm 光などのオーロラ光強度観測より、降下電子のエネルギースペクトルを推定する方法が提唱されている。REES and LUCKEY (1974) は、体積放射率の高度プロファイルが輝線ごとに異なることを利用して、観測されたオーロラ輝線の強度比から降下粒子フラックスの特性エネルギーを、さらには特性エネルギーと輝線の絶対強度から全エネルギーフラックスを求める手法を提唱した。彼らの降下粒子のエネルギーの推定法には 630.0 nm (OI) 光強度が用いられている。しかし 630.0 nm (OI) は禁制遷移の光であるため、遷移時間が長く、オーロラの速い変化に対応できないため、激しい動きを伴うオーロラの観測には適さないという欠点がある。近年、844.6 nm (OI) 光は O 原子と電子との直接衝突によって励起される許容遷移の光であり (HECHT *et al.*, 1985), STRICKLAND *et al.* (1989) によると 844.6 nm 光と 427.8 nm 光の強度比は降下粒子フラックスの代表的なエネルギーに依存することが報告されている。また、これまで降下電子のエネルギーの推定法に多用されていた 427.8 nm 光に関しても、波長が短いため、強度の強いオーロラがフォトメータの視野の近くにあると、散乱光が視野に入り、見かけの輝線強度が上がってしまう場合があることが示されている (ONO, 1993)。その点、N₂ の 670.5 nm 光は波長も長いため、散乱光の広がり小さく、明るいオーロラに対しても、空間分解能よくオーロラ輝線強度が測定できると思われる。また、670.5 nm 光は電子の衝突励起による許容遷移の光であり、降下電子フラックスの全エネルギーフラックスの推定に適していると思われる。ONO (1993) は 844.6 nm 光、670.5 nm 光を用いてブレイクアップ時の明るく動きの激しいオーロラに対しても、精度よく降下電子のエネルギーパラメータを求める方法を提案している。これらの二つの輝線 (844.6 nm (OI), 670.5 nm (N₂1PG)) による観測では、オーロラの細かい構造、速い動きと推定された降下電子フラックスのエネルギーの特性を時間、空間分解能よく対応付けることが可能となってい

る。

一方、飛しょう体によるオーロラ降下電子の直接観測から、沿磁力線電位差によって加速された粒子によって励起されると考えられているディスクリートオーロラとその近傍の上空では、沿磁力線電位差 (V) と降下電子の全エネルギーフラックス (E_{tot})、数フラックス (J) の間には ohmic な関係が成り立っていること ($E_{\text{tot}} \propto V \cdot J$) が報告されている (LYONS *et al.*, 1979; SHIOKAWA *et al.*, 1990). このときの $E_i = K \cdot V^2$ の比例定数 K は L - E - L 定数と呼ばれる。これらの観測結果は、オーロラ電子のエネルギーパラメータから磁気圏-電離圏相互作用の様相を明らかにできる可能性を示しており、注目されるものである。この ohmic な関係は、FRIDMAN and LEMAIRE (1980) によって解析的にも導かれた。彼らは無衝突の運動論をもとに、プラズマシートと電離層の間に沿磁力線電位差が存在するとき、沿磁力線方向の全エネルギーフラックス、数フラックスを電位差を用いて表現した。その結果、 $1 \ll eV/E_0 \ll 500$ の範囲で降下電子のエネルギーパラメータの間に $E_{\text{tot}} \propto V^2$, $V \propto J$ という ohmic な関係が成り立つことが示されている。また、この時 L - E - L コンスタントはプラズマシートにおける電子の数密度、温度に関係する量であることも示された。

地上のオーロラ観測より推定された降下電子のエネルギーパラメータを用いてオーロラ加速機構を推定する試みには、CHRISTENSEN *et al.* (1987) による 630.0 nm 光, 427.8 nm 光を用いた例がある。この方法は禁制遷移光を用いたものであるが、その結果は、KNIGHT (1973) の沿磁力線電位差が存在するときの一粒子の運動論から導かれる降下電子のエネルギーパラメータの関係とよく一致することが示されている。

飛しょう体による降下粒子の直接観測では、空間分解能、時間分解能がそれほどよくないため、粒子の加速領域とオーロラの構造は、まだ完全には対応付けられていない。FRANK and ACKERSON (1971) による観測以後、inverted- V 型の電子の降下に関する直接観測による研究は数多く行われている。この inverted- V 構造の幅は 100 km 程度であり、光学観測で見られるアークの幅に比べて 10 から 100 倍大きいことが指摘されている (SWIFT, 1981)。また、飛しょう体による観測の持つ限界として、時空の変化を分離できないこと、ある 1 点における物理量の時間変化を観測できないことなどが指摘されている。このため、地上光学観測によって、高い時間空間分解能でオーロラ粒子の分布やダイナミクスをとらえる必要が生じている。

本研究では時間空間分解能のよい磁気天頂方向を向いたフォトメータを用いたオーロラの光学観測より、844.6 nm (OI), 並びに 670.5 nm (N_2 1PG) 輝線強度を用いたモデル計算から降下電子のエネルギーパラメータを導出した。このエネルギーパラメータの変化の特性とオーロラの形態を対応させながら、オーロラ降下電子の加速メカニズムとその空間的広がり、並びに時間的な発展についての解析を行った。

2. 手 法

2.1. 観測の概要

1990年に、昭和基地において、全天カメラ、SIT-TVカメラ、CCD-TVカメラ、スキャニングフォトメータ、固定三方位フォトメータ、多波長フォトメータ、及びファブリーペロドップラーイメージャー(FPDIS)などを用いたオーロラ観測が行われた(ONO, 1993). 本研究では、その中でも特に多波長フォトメータ、及びSIT-TVカメラのデータを使用して、降下電子のエネルギーパラメータ並びにオーロラの形態に関する解析を行った.

2.2. フォトメータ観測

多波長フォトメータによる観測では、427.8 nm (N_2^+1NG), 557.7 nm (OI), 630.0 nm (OI), 646.9 nm (N_21PG), 670.5 nm (N_21PG), 844.6 nm (OI) の6波長におけるオーロラ光強度が同一の光学系で受光された. 光学系は、視野角 1° を持ち、ONO (1993; 表1) に示した波長特性をもって測光された. また、データはデジタルレコーダにより、10 Hz, あるいは20 Hz という比較的速いサンプリングにて記録されたため、動きの激しいオーロラについても、これまでにない高い時間、空間分解能で測光を行うことができた. また、観測においては、オーロラ電子は磁力線に沿って降下しながら大気を発光させるため、オーロラ観測における光学系は磁気天頂方向に向けられ、昭和基地地磁気の偏角、伏角(-47.5° , 64.5°) 方向に設置された. フォトメータの絶対感度校正は新潟大学理学部の標準光源、及び実験施設を利用して行われた. 昭和基地においては、標準光源との比較較正值が得られている携帯型の2次標準光源を用いて、感度校正が行われた(ONO, 1993).

本研究では多波長フォトメータを用いて得られた6波長におけるオーロラ輝線強度の観測データの中でも、特に844.6 nm 光(酸素原子輝線)、及び670.5 nm 光(窒素分子輝帯)のオーロラ輝線、輝帯を用いて、降下電子のエネルギーパラメータを推定する方法が採用された. 844.6 nm 光は酸素原子の $3p^3P \rightarrow 3s^3S^0$ の許容遷移によって発光する赤外領域の光である. オーロラの光の代表的な酸素原子輝線としては、557.7 nm 光、630.0 nm 光があり、これらは可視域の光であること、並びに強度が比較的強いことから多くの地上観測で測定されてきた. しかし、これらの輝線は励起メカニズムが複雑であり、禁制遷移の光であるため、557.7 nm 光では0.94秒(ONO and HIRASAWA, 1992), 630.0 nm 光では147秒(LINK and COGGER, 1988)と遷移時間が長い. このため脱活性の影響により、オーロラの微細な構造、速い変化を捉えることができないという欠点がある. 一方、今回解析に用いられた844.6 nm 光は主な生成機構が酸素原子と電子との直接衝突であり、励起メカニズムが単純であるという、データ解析上優れた特徴を持っている(HECHT *et al.*, 1985). また、許容遷移の光であるため、オーロラ現象の速い変化にも応答できる. オーロラの代表的窒素分子イオン輝帯である427.8 nm

光は降下電子の全エネルギーフラックスの推定によく用いられているが、波長が短いため、大気による散乱を受け易く、非常に明るいオーロラがフォトメータの視野近くに位置すると、オーロラの散乱光が視野に入ることがある (ONO, 1993). それに比べて、窒素分子の $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ 遷移から放射される 670.5 nm 輝帯は波長が長く、明るいオーロラでも散乱の影響をあまり受けずに測光できるという特徴を持っている。

2.3. モデル計算

本研究では観測から得られたオーロラ輝線強度とその強度比を、モデル計算と比較することにより降下電子のエネルギーパラメータを推定する方法が採られた。この手法では、2波長の観測データを用いるので、独立なエネルギーパラメータが二つ得られることになる。ここではエネルギーパラメータとして平均エネルギー (E_{av})、並びに全エネルギーフラックス (E_{tot}) が求められた。また良く用いられるエネルギーパラメータとして数フラックスもあるが、これは、得られた全エネルギーフラックスを平均エネルギーで割ることにより求められた。

モデル計算においては、あるエネルギーパラメータを持つ降下電子フラックスを仮定し、この電子フラックスが大気と衝突した結果放射されるオーロラ輝線の強度を求めた。モデル計算の手順としては、まず、モデル大気に対する降下電子の振る舞いを、two-stream 近以法により、大気との弾性衝突、非弾性衝突 (イオン化衝突、励起衝突) を考慮し、降下電子の各高度における電子フラックスを計算することによって求める。次いで、各高度におけるオーロラ輝線及び輝帯の体積放射率を電子と大気との反応係数を用いて求める方法が採られている。

本研究では、大気モデルとして MSIS-86 (HEDIN, 1987) を用いた。大気モデルのパラメータは 1990 年 9 月 23 日 2100 UT のものを使用した。大気モデルの時間、並びに季節変動がモデル計算に与える影響は以下では考えないものとする。

電離層へ侵入する直前の降下電子のスペクトルとしては、ガウス分布、マックスウェル分布等、何種類か典型的なものが報告されているが (McEWEN *et al.*, 1981; MENG *et al.*, 1978), ここでは平均エネルギー E_{av} (eV)、スペクトル幅パラメータ W ($W=0.25 E_{av}$ (eV)), 全エネルギーフラックス E_t (erg/cm²·s·sr) のガウス型スペクトルを仮定した。このときエネルギー E (eV) におけるフラックスの強度 $I(E) \cdot dE$ (el/cm²·sr·s) は

$$I(E) \cdot dE = A \cdot (E_t / (\pi^{1/2} \cdot E_{av} W)) \cdot \exp(-(E - E_{av})^2 / W^2) \cdot dE, \quad (1)$$

$$(A = 6.2415 \times 10^{11} \text{ (eV/erg)})$$

と表される。

電子の電離衝突、励起衝突の段面積には、BANKS *et al.* (1974) の近似法、弾性散乱断面積、後方散乱係数は SHIOKAWA (1990) の係数が使用された。

2.4. エネルギーパラメータの決定

モデル計算にて得られた 670.5 nm 輝帯に対する 844.6 nm 光の強度比 ($I(844.6)/I(670.5)$) を○印で図 1 に示す. 横軸に降下電子の平均エネルギー (E_{av}) をとっている. また, 図 1 には降下電子の単位エネルギーフラックス ($1 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$) 当たりの 670.5 nm 光の柱状放射率 ($c(670.5)$) の降下電子の平均エネルギー依存性が△印で示してある. これらの関係を用いて, 観測された輝線の強度比から降下電子の平均エネルギーは

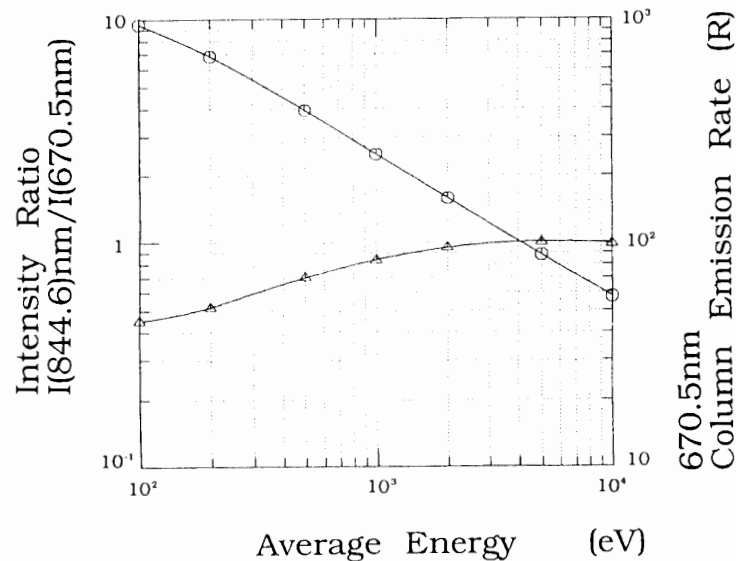


図 1 670.5 nm ($\text{N}_2\text{1PG}$) 光に対する 844.6 nm (OI) 光の強度比 (○), 及び, 入射電子単位エネルギーフラックス ($1 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$) 当たりの 670.5 nm ($\text{N}_2\text{1PG}$) 光の柱状放射率 (△) の入射電子平均エネルギー依存性

Fig. 1. A model calculation to obtain the intensity ratio of 844.6 nm to 670.5 nm versus the average energy of downward Gaussian primary electrons. The intensity ratio is indicated by the symbols ○. The column emission rate for unit energy flux of incoming electrons ($1 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$) is represented by the symbols △.

$$E_{av} = f_1(I(844.6)/I(670.5)), \quad (2)$$

により求められる. ここで, $f_1(x)$ はモデル計算の結果を近似することにより,

$$\begin{aligned} \log_{10}(f_1(x)) &= 3.136 - 0.07581 \times \log_{10} x - 1.108 \times (\log_{10} x)^2 \quad (E_{av} \leq 200 \text{ eV}), \\ \log_{10}(f_1(x)) &= 3.618 - 1.68 \times \log_{10} x + 0.4901 \times (\log_{10} x)^2 - 0.4414 \times (\log_{10} x)^3 \\ &\quad (200 \text{ eV} < E_{av} \leq 1 \text{ keV}), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\log_{10}(f_1(x)) = 3.611 - 1.588 \times \log_{10} x + 0.1276 \times (\log_{10} x)^2 \quad (1 \text{ keV} < E_{av}),$$

のように表される. 次に, 得られた平均エネルギーから, 入射電子フラックス $1 \text{ (erg/cm}^2 \cdot \text{s)}$ 当たりの 670.5 nm 光の発光強度 $c(670.5)$ は,

$$c(670.5) = f_2(E_{av}), \quad (4)$$

によって得られる。ここで $f_2(x)$ は以下のように表される。すなわち、

$$\begin{aligned} \log_{10}(f_2(x)) &= 2.197 - 0.6771 \times \log_{10}x + 0.2027 \times (\log_{10}x)^2 \quad (E_{av} \leq 200 \text{ eV}), \\ \log_{10}(f_2(x)) &= 1.234 - 0.192 \times \log_{10}x + 0.2828 \times (\log_{10}x)^2 - 0.04739 \times (\log_{10}x)^3 \\ &\quad (200 \text{ eV} < E_{av} \leq 1 \text{ keV}), \\ \log_{10}(f_2(x)) &= -0.05915 + 1.105 \times \log_{10}x - 0.148 \times (\log_{10}x)^2 \quad (1 \text{ keV} < E_{av}), \end{aligned} \quad (5)$$

$c(670.5)$ で観測された 670.5 nm 光強度 $I(670.5)$ を割ることにより、降下電子の全エネルギーフラックス ($E_{tot} (\text{erg/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s})$) が求められる。

$$E_{tot} = I(670.5)/c(670.5). \quad (6)$$

図1に示されるように、 844.6 nm 光と 670.5 nm 光の強度比は降下電子の平均エネルギーに対する依存性が大きく、また、 670.5 nm 輝帯の強度は降下電子の平均エネルギーへの依存性は少ない。従って、これらの特徴から 844.6 nm 光、並びに 670.5 nm 輝帯の強度の観測値を用いて、精度よく降下電子の平均エネルギー及び全エネルギーフラックスを求めることができると考えられる。

2.5. データ解析

解析には1990年の昭和基地における多色フォトメータによるオーロラ光学観測データを用いた。フォトメータ観測は3月25日～10月10日のうちの75日で行われた。解析に用いたオーロラのイベントは以下のようにタイプAオーロラ、パルサーティングオーロラ、ブレイクアップ時のディスクリートオーロラの3種類に分類した。タイプAオーロラのイベントは 630.0 nm 光が 10 kR 以上になった例を採用し、6例が観測された。またパルサーティングオーロラは観測された30例の中から6例を抽出した。ブレイクアップのイベントはオーロラブレイクアップ時に 427.8 nm 光が 10 kR 以上になったイベントとし、これは32例あった。

本解析では、以下の三つの方法で磁気天頂を通過したオーロラの降下電子のエネルギーパラメータの変動を考察した。

(1) SIT-TV カメラの全天画像

SIT-TV カメラによる全天画像データを用いてオーロラの形態、運動の様子を考察した。フォトメータの視野範囲 (1°) は磁気天頂方向で、高度 120 km において半径 2.5 km の円とみなすことができる。

(2) 時系列表示

多色フォトメータにより観測された、磁気天頂方向における 844.6 nm 光と 670.5 nm 光の強度と、それらとモデル計算との比較から算出された降下電子の全エネルギーフラックス、平均エネルギー、数フラックスの時間変化を示す表示である。これを用いて、昭和基地を通る磁力線に降下してきた電子フラックスのエネルギーパラメータの時間変動をみる事ができ

きる。

(3) 平均エネルギー，全エネルギーフラックス (E_{av} - E_{tot}) 相関表示

横軸に降下電子の平均エネルギー，縦軸に全エネルギーフラックスをそれぞれ対数でとり，ある時間帯においてエネルギーパラメータの1秒平均値をプロットしたものである。相関表示におけるデータの分布を直線で近似した場合，その傾きを γ とすると，降下電子の平均エネルギー (E_{av})，全エネルギーフラックス (E_{tot}) の間には，

$$E_{tot} = \alpha \cdot E_{av}^{\gamma}, \quad (7)$$

という関係が成り立つことになり，降下電子のエネルギーパラメータの関係が相関表示の傾き γ によって特徴づけられることになる。この傾き γ は後述するように降下電子の特性，ひいてはその発生メカニズムを考察するにあたって重要な要素であると考えられる。以下では，パルセーティングオーロラ，ディスクリートオーロラにおいては対数スケールにおいて最小二乗法によるデータの直線近似を行い，近似直線の傾きから相関表示の傾き γ を求めた。

3. 解析結果

3.1. タイプ A オーロラ

タイプ A オーロラは上部が赤く (630.0 nm, 636.4 nm が主)，下部は緑 (557.7 nm) が主のバンド状や，線状構造を持つオーロラで，630.0 nm 光の強度が特に強いことを特徴とする。a タイプのオーロラとも呼ばれ，エネルギーの低い降下粒子フラックスによって発光すると考えられている (JONES, 1974)。1990 年には 6 例の報告があるがここでは 5 月 18 日の例について調べた。図 2 は 1990 年 5 月 18 日に見られた，線状構造を伴う 630.0 nm 光の強いオーロラの 1536:00~1539:00 UT までの SIT-TV カメラによる観測データを示す。フォトメータによる 630.0 nm 光強度の観測結果によれば，バンドの中心が昭和基地の磁気天頂に近づいた 1537:15~1537:40 UT の間で 630.0 nm 光は 10 kR 以上となっており，630.0 nm 光の強度が非常に強いことを特徴としている。図 3 には 844.6 nm 光，670.5 nm 光の強度と，それらを用いて導出されたエネルギーパラメータの時間変化が示されている。1536:20 UT 以前，1537:40 UT 以降におけるエネルギーパラメータの変動は，844.6 nm 光，670.5 nm 光の強度に見られる数 10 R のノイズレベルでの変動が影響しているものと思われる。図 2 に示されるように，1537:17 UT にオーロラ光強度の強い線状構造の中心が昭和基地の磁気天頂を通過した。このとき，降下粒子の平均エネルギーは 0.077 keV まで減少するのに対し，数フラックスは約 4×10^{10} el/cm²·sr·s と非常に増加することが図 3 に示されている。従って，タイプ A オーロラでは低エネルギー粒子の大量の降り込みにより全エネルギーフラックスの増加が起きていることが考えられる。図 4 にオーロラが通過した 1536:40~1538:40 UT までの降下電子の平均エネルギー-全エネルギーフラックス相関表示 (E_{av} - E_{tot} 相関表示) を示す。オーロラの中心で降

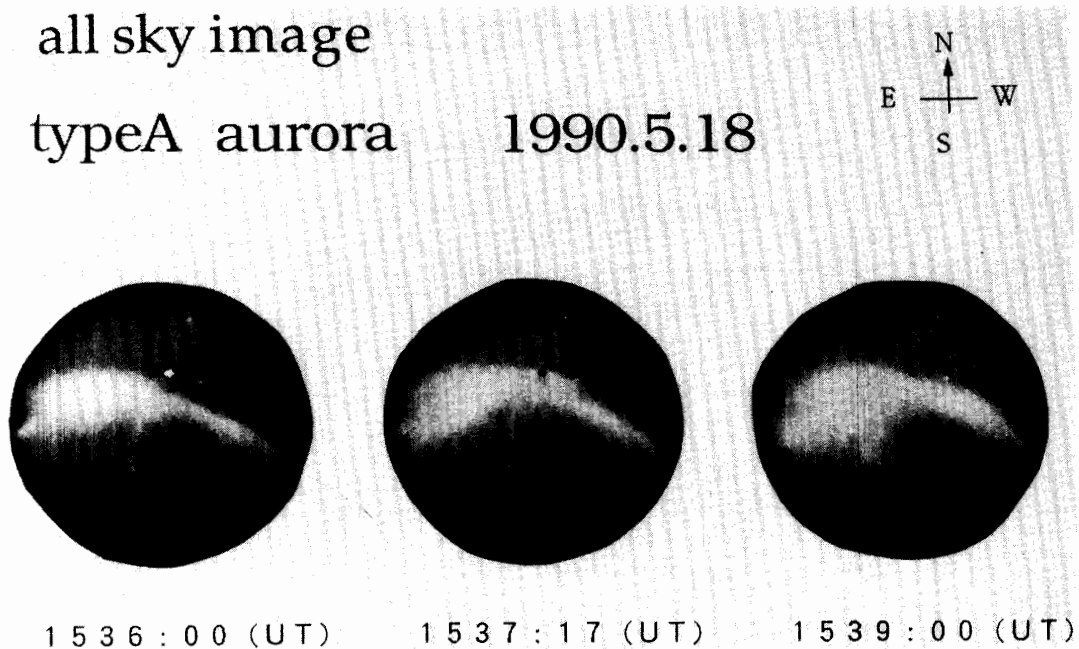


図 2 タイプ A オーロラの SIT-TV カメラによる全天画像

Fig. 2. An image of a type A aurora taken by the SIT-TV camera, 1536-1539 UT on May 18, 1990 at Syowa Station. The symbol “.” stands for magnetic zenith of Syowa Station. Its size can be considered to be the photometer's approximate field of view.

下電子の平均エネルギーは減少しながら、全エネルギーフラックスが増加するため、データは相関表示において、負の傾きを示している。

3.2. パルセーティングオーロラ

図 5 は 4 月 26 日 0101~0102 UT までの SIT-TV カメラによる全天画像である。昭和基地の全天を覆って、557.7 nm 光強度が 20 kR を越す非常に強度の強いパルセーティングオーロラが観測された。このときの 844.6 nm 光、670.5 nm 光の強度、エネルギーパラメータの時間変化を図 6 に示す。pulsation の「on」、「off」に対応したオーロラ光強度、エネルギーパラメータの増減が見られる。on の時に平均エネルギー、数フラックスともに増加する傾向は、McEwen *et al.* (1981) らのロケット実験の結果と一致するものである。しかし、他の 5 例について調べたところ、平均エネルギーの増減は pulsation の on, off とよく対応していたが、数フラックスについては on, off に伴う変化が顕著でないものも多かった。また、on 時に数フラックスが減少するものもあったが (2 例)、これはフォトメータにおける増幅器のオフセットの値のずれが影響していると思われる。図 6 においては on の時の平均エネルギーは 1~6 keV と比較的高いのに対し、数フラックスは 2~8 el/cm²·sr·s と後述のディスクリートオーロラに比べて少なくなっている。そのため、4 月 26 日のパルセーティングオーロラでは全エネ

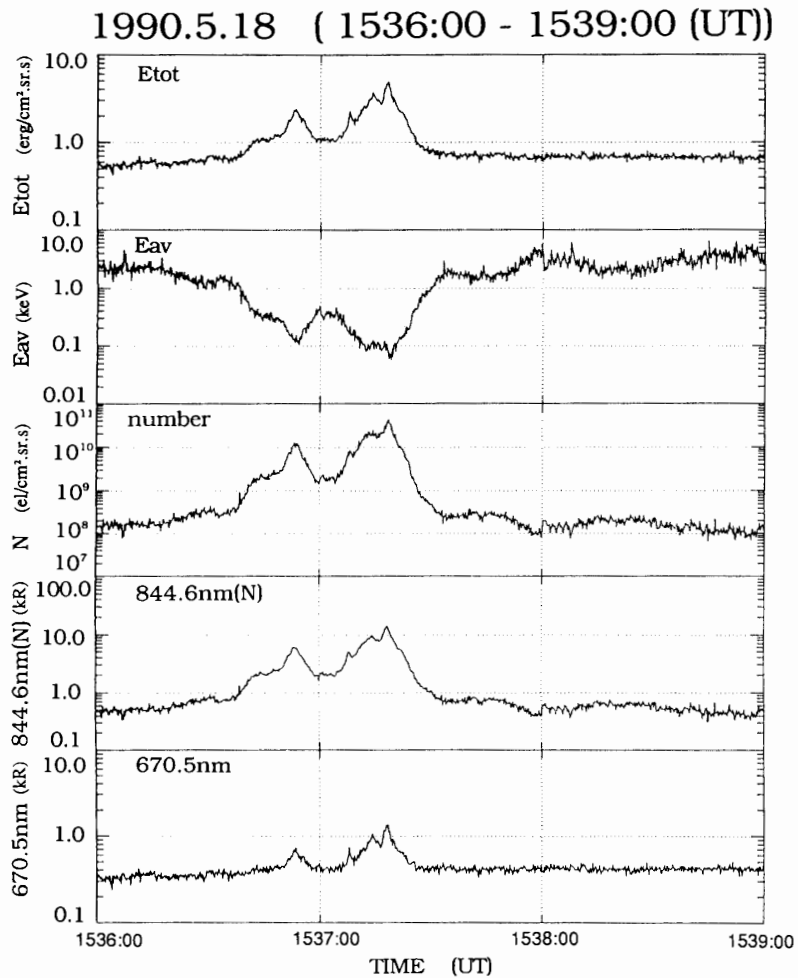


図 3 タイプ A オーロラのオーロラ輝線強度 (844.6nm (OI) 光, 670.5nm (N_2 IPG)), 及びそれらを用いて推定された降下電子のエネルギーパラメータの時系列表示

Fig. 3. Temporal variations of type A auroral intensities (844.6 nm and 670.5 nm) and precipitating electrons' energy parameters (total energy flux, average energy and number flux) derived in the present model calculation (see Fig. 1).

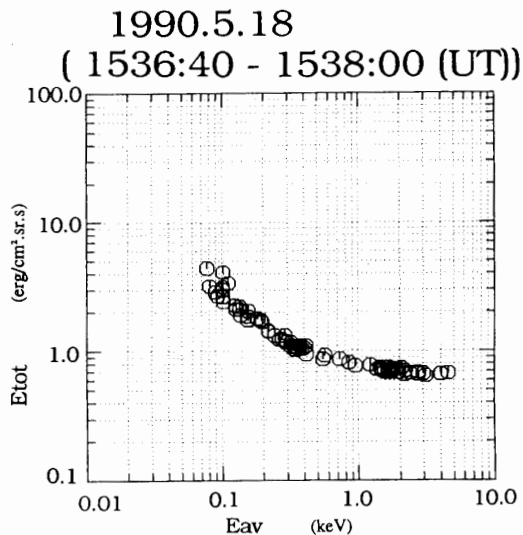


図 4 タイプ A オーロラの E_{av} - E_{tot} 相関表示

Fig. 4. A scatter plot of average energy versus total energy flux (E_{av} - E_{tot} scatter plot) for a type A aurora. This data set shows negative slope.

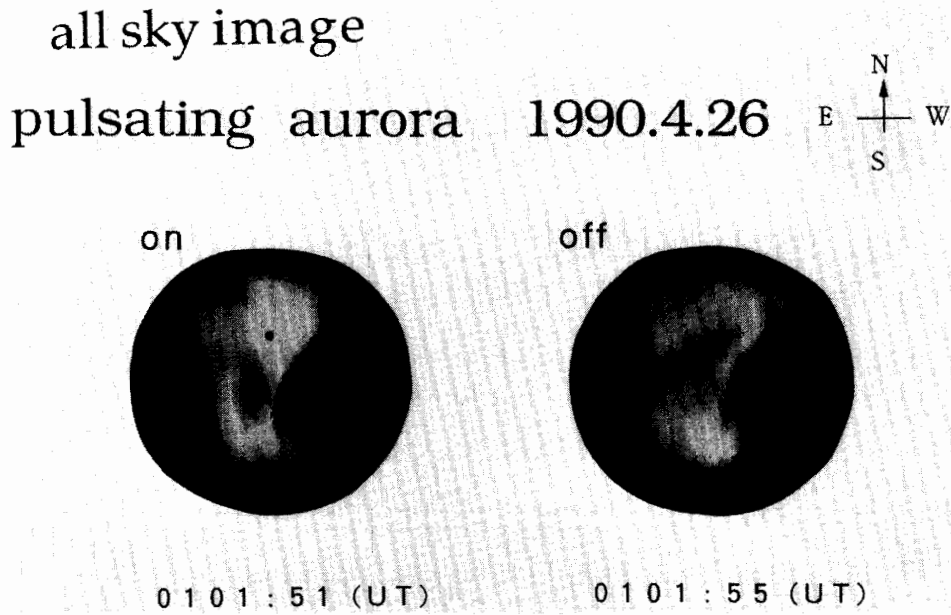


図 5 パルセーティングオーロラの SIT-TV カメラによる全天画像

Fig. 5. SIT-TV images of a pulsating aurora which appeared on April 26, 1990, 0101:51-0101:55 UT.

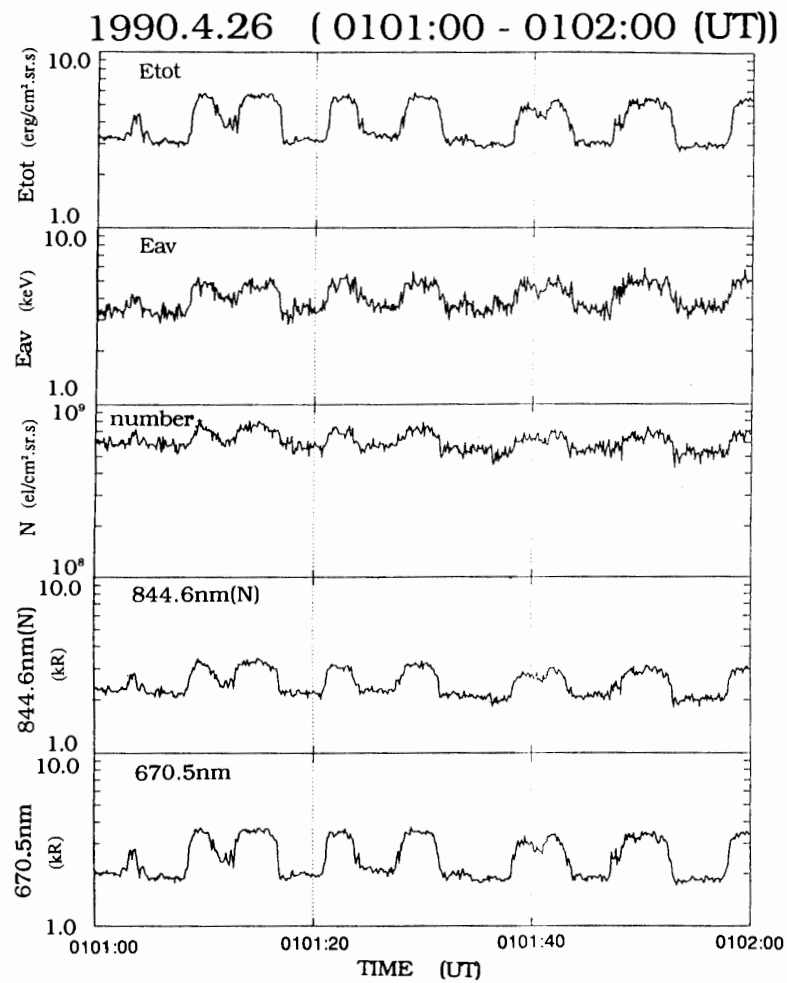


図 6 パルセーティングオーロラのオーロラ輝線強度、及び降下電子のエネルギーパラメータの時系列表示

Fig. 6. Temporal variations of auroral emission intensities and derived energy parameters.

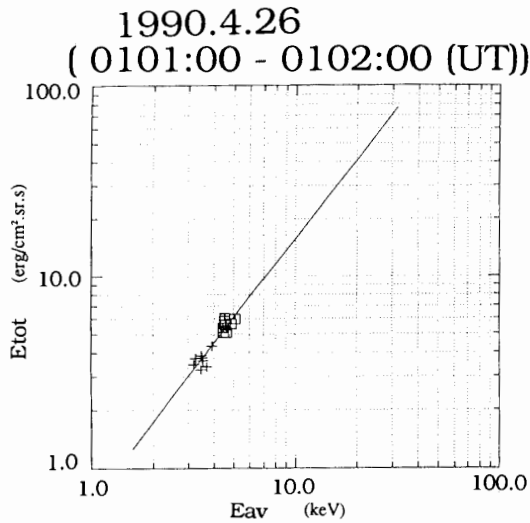


図 7 パルセーティングオーロラの E_{av} - E_{tot} 相関表示. \square , $+$ はそれぞれ on, off 時の値を示す. 相関表示の傾きは直線近似より 1.37 と得られた.

Fig. 7. E_{av} - E_{tot} relation plotted for a pulsating aurora. The symbols \square , $+$ represent data obtained during on and off pulsating periods, respectively. The solid line shows the least square fit to this data set. The slope of the line (γ) is 1.37.

ルギーフラックスは $1\sim 6 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$ 程度である. 図 7 はエネルギーパラメータの on/off 時の値の E_{av} - E_{tot} 相関表示である. 対数スケールにおける直線近似から求めた相関表示の傾きは 1.37 であった. 他の例も含めると, パルセーティングオーロラでは, 相関表示の傾きの値は約 0.82 から 1.4 の間に分布している. このようにパルセーティングオーロラでは, 降下電子の全エネルギーフラックスの増加には, 数フラックスよりも, 平均エネルギーの増加による寄与が大きいことが示される.

3.3. ディスクリートオーロラ

ここでは, オーロラブレイクアップ時に良くみられる強度の強いディスクリートオーロラ (オーロラの通過時に 427.8 nm 光強度の最大値が 10 kR 以上であったもの) について調べた. 特に, 強度の強いディスクリートオーロラについては E_{av} - E_{tot} 相関表示で重要な特徴が現れることが判明した. すなわち, 多くのオーロラの磁気天頂の通過に対して, 降下電子の平均エネルギー, 全エネルギーフラックスの相関表示は対数スケールにおいて 2 に近い傾きを示す傾向があることがわかった. ここでは特に, E_{av} - E_{tot} 相関表示において, データが傾き 2 の直線上に並ぶことが注目される. 以下では, E_{av} - E_{tot} 相関表示で傾きが 2 に近かったオーロラの例, また少数ではあるがそうでない例について述べる.

3.3.1. E_{av} - E_{tot} 相関表示の傾きが 2 に近い例

図 8 は 9 月 13 日 2301:40~2302:15 UT までの SIT-TV カメラによる全天画像である. 東西方向に伸びた明るいディスクリートオーロラが昭和基地の磁気天頂を高緯度側に横切って通過した. このとき 844.6 nm 光, 670.5 nm 光の強度とそれらから求められたエネルギーパラメータの時間変化を図 9 に示す. アークの中心 (2302:04 UT) において, 降下電子の平均エネルギー, 数フラックスの両方が増加して, 全エネルギーフラックスの増加に寄与しているこ

all sky image

Break Up

1990.9.13

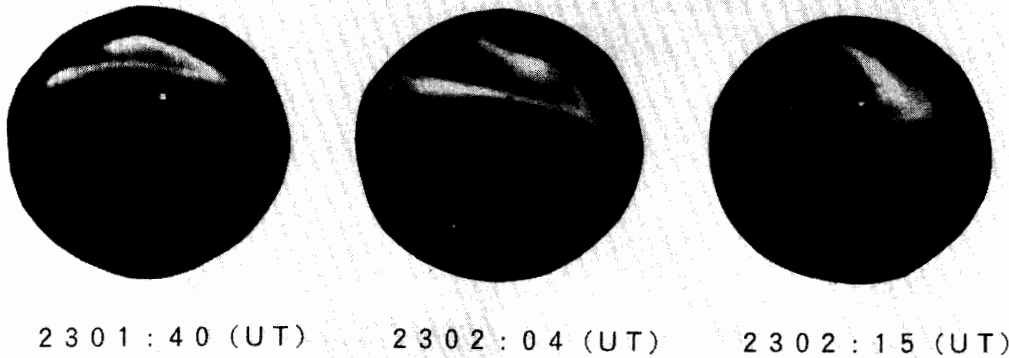
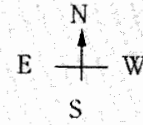


図 8 ブレイクアップ時のディスクリートオーロラの SIT-TV カメラによる全天画像

Fig. 8. Discrete auroral images taken by SIT-TV camera during auroral break up on September 13, 1990, 2301:40–2302:15 UT.

とがわかる。これらのエネルギーパラメータの変動における相関関係について図 10 に示す。この $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示において、対数スケールで最小二乗法による直線近似を行うと、その傾きは 2.07 であり、ディスクリートオーロラの $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示における傾きが約 2 であるという特徴が示されている。従って、この例ではオーロラブレイクアップ時のディスクリートオーロラの磁気天頂を通過する際のエネルギーパラメータの変動について、降下電子の全エネルギーフラックス (E_{tot}) は平均エネルギー (E_{av}) の 2 乗に比例するという

$$E_{tot} \propto E_{av}^2, \quad (8)$$

の関係が成り立つことが示される。また、エネルギーパラメータの間には、数フラックスを N とすると、

$$E_{tot} = E_{av} \cdot N, \quad (9)$$

であるので、式 (8)、式 (9) より、

$$E_{av} \propto N, \quad (10)$$

という関係が成り立っていることになる。従って、ディスクリートオーロラでは、降下電子の平均エネルギーは数フラックスと比例関係にあり、両方の増加が全エネルギーパラメータの増加に寄与している。

このように、ディスクリートオーロラの磁気天頂の通過の際、多くの場合 $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示の傾きは 2 になった。

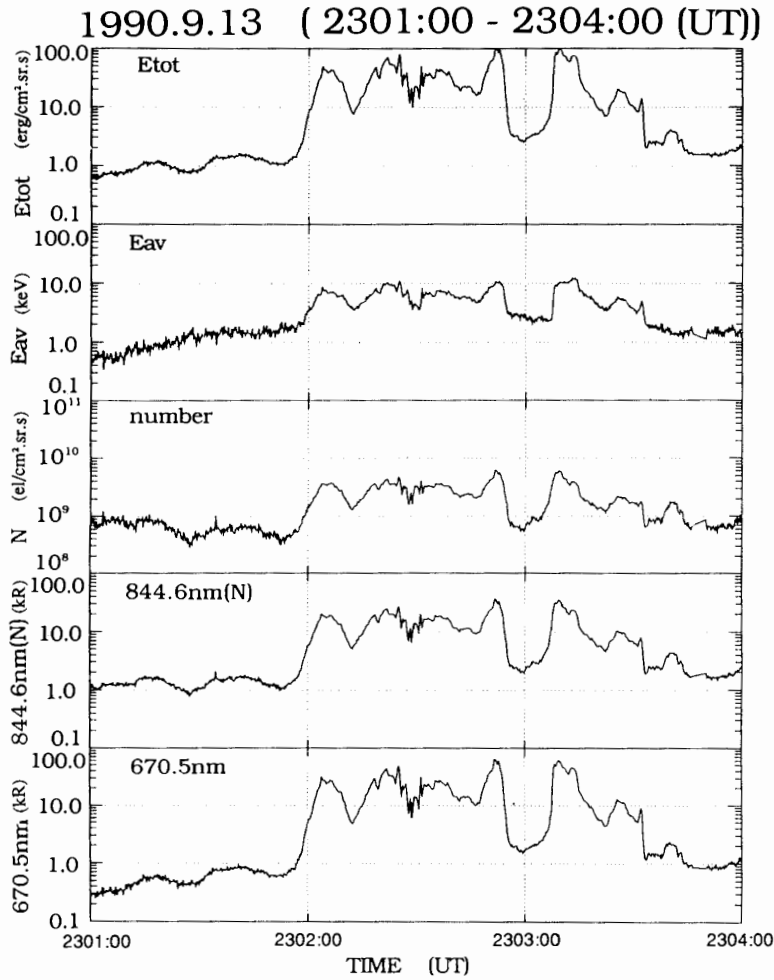


図 9 ブレイクアップ時のディスクリートオーロラのオーロラ輝線強度, 降下電子のエネルギーパラメータの時系列表示
 Fig. 9. Temporal variations of auroral intensities and energy parameters in auroral break up.

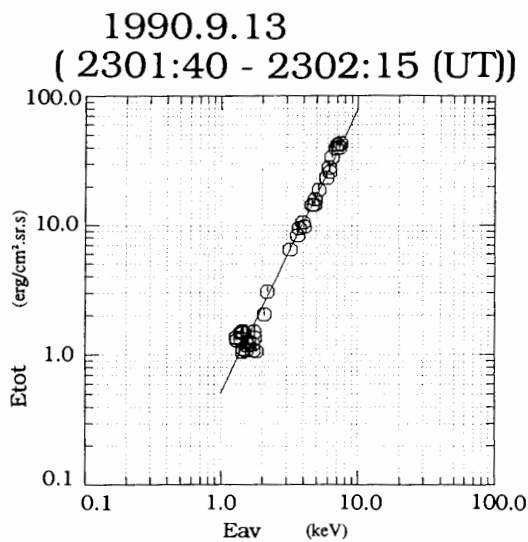


図 10 ブレイクアップ時のディスクリートオーロラの E_{av} - E_{tot} 相関表示. 相関表示を近似した直線の傾きは 2.07 であった.
 Fig. 10. An E_{av} - E_{tot} relation for discrete aurora during auroral break up. The slope of the best fit line (γ) is 2.07. In this discrete aurora, energy parameters of precipitating electrons show ohmic-like behavior, $E_{tot} \approx E_{av}^2$.

3.3.2. E_{av} - E_{tot} 相関表示の傾きが 2 にならない例

4 月 20 日の 2026:40~2028:45 UT にかけて, 東西方向に伸びた非常に明るいディスクリートオーロラが昭和基地の上空を西方へ通過した. 図 11 の SIT-TV カメラによる全天画像に

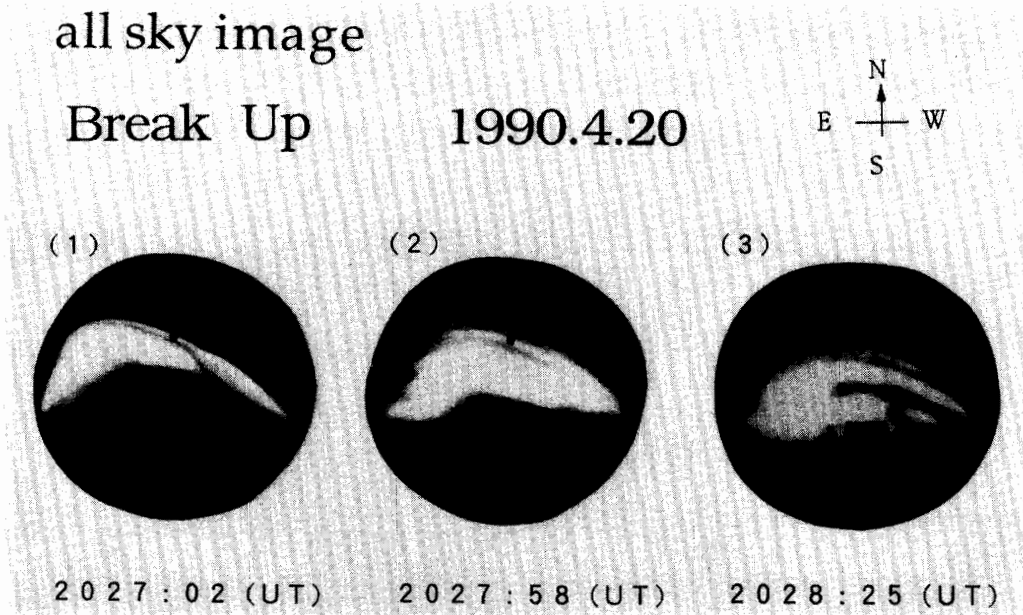


図 11 1990年4月20日 2026:40~2028:30 UTにおけるウェストワードトラベリングサージの SIT-TV カメラによる全天画像。サージの通過は主に以下の3段階に分けられる。(1) 多重アークの最初の磁気天頂通過 (2026:56~2027:06 UT)。(2) 多重アーク内部の磁気天頂通過 (2027:07~2028:03 UT)。(3) サージの本体の低緯度側のアークの磁気天頂通過 (2028:04~2028:30 UT)

Fig. 11. The SIT-TV image of a westward traveling surge observed on April 20, 1990. This surge event included three stages of auroral activity. (1) The first multiple arc's crossing of the magnetic zenith of Syowa Station (2026:56~2027:06 UT). (2) The magnetic zenith is covered with the multiple arc (2027:07~2028:03 UT). (3) The pass of the center of the surge poleward of the magnetic zenith (2028:04~2028:30 UT).

は、このイベントにおけるオーロラの主な通過の様子が示されている。これは東西方向に延びたディスクリートオーロラの東方にバルジ状のオーロラが位置している構造や、オーロラの画像データから導かれたドリフト速度が約 540 m/s であること、また他の地上観測のデータも併せて検討した結果、ウェストワードトラベリングサージであると思われる (AKASOFU *et al.*, 1965)。このサージの通過の様子は次の三つのステージに分けて考えることができる。

(1) 2026:56~2027:06 UT にかけてサージの西側の東西方向に延びた多重アークがはじめて磁気天頂を赤道側から極側へ通過した。

(2) その後 2027:07~2028:03 UT にかけて多重アーク内部の東西方向に延びたアークとその近傍が磁気天頂を西方に通過した。

(3) また 2028:04~2028:30 UT にかけてサージの本体が昭和基地の磁気天頂よりも極側を通過した。その間の 2028:07~2028:13 UT, 2028:22~2028:30 UT にかけてサージの本体の赤道側にあるディスクリートオーロラが磁気天頂を2度通過している。図 11(3) からわかるように、このディスクリートオーロラはあまりはっきりした構造は持たず、ディスクリート

オーロラの周りを明るいディフューズオーロラが取り巻くような構造になっていた。

2026:20~2029:20 UT までの 844.6 nm 光, 670.5 nm 光の絶対強度と, それらを用いて導出したエネルギーパラメータの時系列表示を図 12 に示す. 多重アークが西進しながら磁気天頂を低緯度方向に通過するとき (図 12(1), (2)), アークまたはアークの縁が磁気天頂を通過しているときは平均エネルギーは 6 (keV) 以上, 全エネルギーフラックスは 30 ($\text{erg/cm}^2\cdot\text{sr}\cdot\text{s}$) 以上と降下電子の平均エネルギー, 数フラックスとも非常に大きくなっており, 高エネルギー

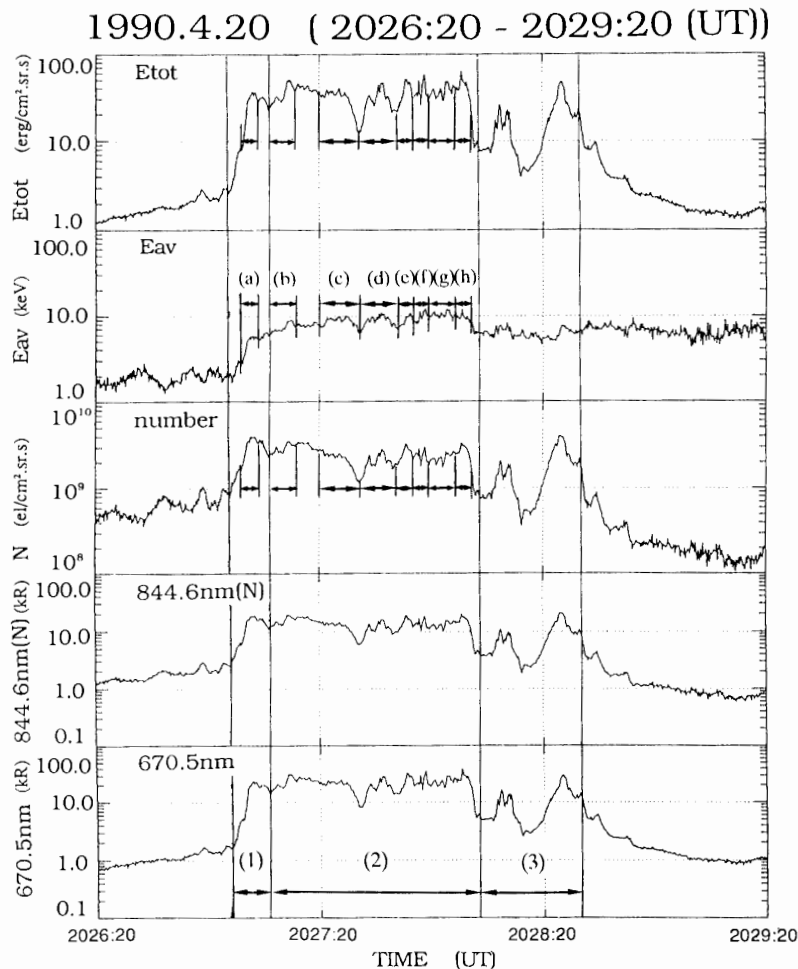


図 12 ウェストワードトラベリングサージのオーロラ輝線強度, 降下電子のエネルギーパラメータの時系列表示. 以下の時間帯において, 個々のオーロラの磁気天頂通過に対応する平均エネルギーの増減がみられる. すなわち, (a) 2026:59~2027:03 UT, (b) 2027:07~2027:13 UT, (c) 2027:20~2027:30 UT, (d) 2027:31~2027:41 UT, (e) 2027:41~2027:45 UT, (f) 2027:45~2027:49 UT, (g) 2027:49~2027:57 UT, (h) 2027:57~2028:01 UT

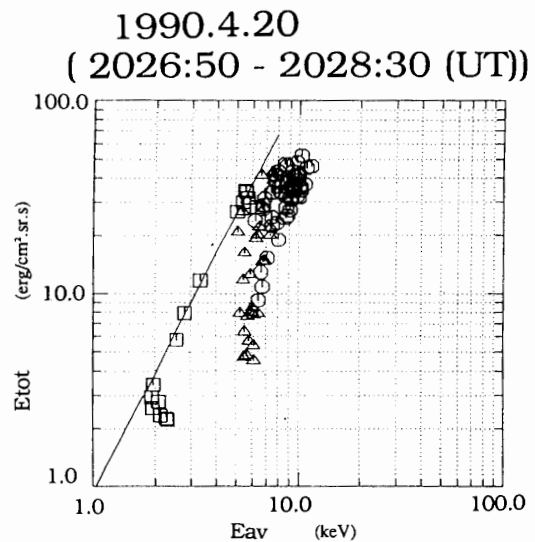
Fig. 12. Temporal variations of auroral intensities and derived energy parameters for a westward traveling surge. In the following intervals, short time variations are found in the average energy at each auroral crossing of the magnetic zenith, namely, (a) 2026:59~2027:03 UT, (b) 2027:07~2027:13 UT, (c) 2027:20~2027:30 UT, (d) 2027:31~2027:41 UT, (e) 2027:41~2027:45 UT, (f) 2027:45~2027:49 UT, (g) 2027:49~2027:57 UT, (h) 2027:57~2028:01 UT.

ギー粒子の大量の降下が見られる。降下電子の平均エネルギーパラメータには、各アークの通過に対応する細かい変動が見られる（図 12 の各 a から h に相当）。多重アークの通過に伴い、平均エネルギーには緩やかな増加が見られるのに対し（図 12(a)~(h) 全体に相当）、数フラックスは多重アークの低緯度側境界で最大となっている（図 12(a)）。

2026:50~2028:30 UT の間の降下電子の平均エネルギー、全エネルギーフラックスの相関表示を図 13 に示す。図 11(1), (2), (3) の時間帯におけるデータをそれぞれ □, ○, △ で示す。このサージの通過に伴って、 E_{av} - E_{tot} 相関表示の傾きは、以下のように時間的に変化している。多重アークが磁気天頂を通過し始めた 2026:57~2027:06 UT にかけて相関表示の傾きは 2 に近くなっており、平均エネルギー、全エネルギーフラックスの間には上記のディスクリットオーロラと類似した相関関係が見られる。多重アークの内部においてはエネルギーパラメータは複雑に変化しており、傾きの変動はこの図では不明瞭である。多重アークが磁気天頂をぬける 2027:58~2028:03 UT, また、多重アークがぬけ、サージの中心が磁気天頂の極側を通過する 2028:04~2028:30 UT ではアークが磁気天頂を通過しているにも関わらず、相関表示の傾きは 2 よりも大きくなっており、平均エネルギーと、全エネルギーフラックスの間には上述の傾き 2 の相関関係は見られない。

図 13 ウェストワードトラベリングサージの E_{av} - E_{tot} 相関表示。図 11 の (1), (2), (3) の時間帯におけるデータをそれぞれ □, ○, △ で表す。(1) の時間帯の中で 2026:57~2027:06 UT における直線近似より求めた相関表示の傾きは 1.97 である

Fig. 13. E_{av} - E_{tot} scatter plot of a westward traveling surge. Each data set of the intervals in Fig. 11(1), (2), (3) is represented by the symbols, □, ○, △, respectively. During the first period (2026:57 to 2027:06 UT), the slope of the best fit line, γ , is 1.97.



4. 考 察

4.1. エネルギーパラメータの間の ohmic な関係

ディスクリットオーロラについて、LYONS *et al.* (1979) は降下電子のロケット観測により、降下電子のエネルギーフラックス (E_{tot}) と沿磁力線電位差 (V) の間に、以下のような関係が成り立つことを発見した。すなわち、

$$E_{tot} = K \cdot V^2, \quad (11)$$

また、降下電子の全エネルギーフラックス E_{tot} , 数フラックス (J), 沿磁力線電位差の間には,

$$E_{\text{tot}} \approx J \cdot |eV|, \quad (12)$$

の近似が成り立っていることを確認した. 従って, 式 (11), 式 (12) より降下電子の数フラックス, 沿磁力線電位差の間には,

$$J \propto V, \quad (13)$$

という比例関係が成り立つことになる. つまり, ディスクリートオーロラとその近傍において, 降下電子の全エネルギーフラックス, 数フラックス, 沿磁力線電位差の間には, 式 (11), 式 (12) のように, ohmic な関係が成り立っていることが観測された. ここで, 式 (11) の K はコンダクタンスのようなもので, 磁力線に沿った電子の移動し易さを表す定数で, L - E - L 定数と呼ばれる.

FRIDMAN and LEMAIRE (1980) は無衝突の運動論のモデルを用いて, 1次電子の分布は bi-Maxwellian であるという仮定のもとに, 沿磁力線電流と沿磁力線電位差の間の ohmic な関係式 (11), 式 (13) を解析的に導いた. このとき, L - E - L 定数は降下電子の発生領域 (プラズマシート) での数密度 (N_e), 磁力線に平行な熱エネルギー ($E_{0\parallel}$), 垂直な熱エネルギー ($E_{0\perp}$) を用いて,

$$\begin{aligned} K &= N_e \cdot e^2 (2\pi m_e)^{-1/2} (E_{0\parallel})^{1/2} / E_{0\perp} \\ &= 0.846 \cdot N_e \cdot (E_{0\parallel})^{1/2} / E_{0\perp}, \end{aligned} \quad (14)$$

と表される. 従って, 式 (14) より, L - E - L 定数は磁気圏の降下電子の発生領域の状態を反映するパラメータであるとみなすことができる. L - E - L 定数は磁気圏の同じ領域から粒子が降下してきていると考えられる1本のアークでは, 大体一定の値をとることが推定される.

ここで, 電離層において, 大気侵入直前の降下電子の平均エネルギーは, 発生領域におけるエネルギー (E_0) に, 沿磁力線電位差による加速によって得られたエネルギー (eV) を加えたものと考えられる. すなわち,

$$E_{\text{av}} = E_0 + eV. \quad (15)$$

発生領域でもっていたエネルギーが, 加速によって得られるエネルギーに比べて, 十分小さいという仮定が成り立つとすると,

$$E_0 \ll eV, \quad (16)$$

平均エネルギーは加速によって得られたエネルギーにほぼ等しいと見なせるので,

$$E_{\text{av}} \approx eV, \quad (17)$$

式 (15) は,

$$E_{\text{tot}} \approx K' \cdot E_{\text{av}}^2, \quad (18)$$

と書き直せる.

式 (18) を先ほどの式 (2) と比較すると, オーロラブレイクアップ時のディスクリートオーロラの降下電子のエネルギーパラメータの全エネルギーフラックスが平均エネルギーの

2乗に比例するという関係は、降下電子に沿磁力線電位差による加速機構が働いていると仮定したとき、発生領域におけるエネルギーが加速によってえられるエネルギーより十分小さい場合の ohmic な関係を表していると考えられる。従って、オーロラブレイクアップ時のディスクリートオーロラにおいて、推定されたエネルギーパラメータの関係より、降下電子には沿磁力線電位差による加速機構が働いていると考えられる。

4.2. オーロラのタイプ別に見たエネルギーパラメータの関係

オーロラ電子の特性を表すものとして、平均エネルギー、全エネルギーフラックスといったエネルギーパラメータのほかに、そのスペクトルの形状も挙げられる。特に、オーロラのタイプによって、降下電子はガウス分布、マックスウェル分布等、異なるスペクトル分布を呈することが知られている。本論文における解析で得られたエネルギーパラメータは、入射電子スペクトルにガウス分布のみを仮定したモデル計算によるものである。このためスペクトル分布の違いによる解析結果の誤差について検討を加えた。図10のディスクリートオーロラの解析、及び図7のパルセーティングオーロラに対する解析について、入射電子のスペクトルにマックスウェル分布を仮定して行った場合、相関表示の傾き (γ) はそれぞれ 2.03、及び 1.34 と得られている。これらの値はガウス分布を仮定して得られた既出の値（それぞれ 2.07、及び 1.37）と良い一致を示している。これらの一致により、本論文における解析結果において電子のスペクトルによる誤差は無視し得るものと考えられる。オーロラ電子のスペクトルの形状はその加速機構を議論する上で重要な要素ではあるが、本論文では相関表示の傾き (γ) にのみ注目し、スペクトルの形状を含めての議論は別の論文に譲りたい。

$E_{av}-E_{tot}$ 相関表示において、オーロラのタイプ別に、フォトメータデータより導出された降下電子のエネルギーパラメータの特徴を見てみる。まず、ディスクリートオーロラでは、降下電子の全エネルギーフラックスが平均エネルギーの2乗に比例するという関係がみられた。これは降下電子が沿磁力線電位差によって加速されているという理論で説明できるのは上記のとおりである。タイプAオーロラについては、アークの中心で平均エネルギーが減少し、数フラックスが増加するため、 $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示において、降下電子の全エネルギーフラックスは平均エネルギーと負の相関を示した。また、パルセーティングオーロラでは on, off の傾きは約 0.8 から 1.4 であり、on の時と、off の時（バックグラウンド）の全エネルギーフラックス、平均エネルギーの差はほかのタイプのオーロラと比べて小さい。このように、平均エネルギーと全エネルギーフラックスの相関は、オーロラのタイプ別に異なる特徴を示した。これは、フォトメータデータより推定された降下電子のエネルギーパラメータにはオーロラのタイプ別に異なる特徴が反映されているためであると思われる。

また、以上のように、ディスクリートオーロラについてオーロラ輝線強度比より導かれるエネルギーパラメータにオーロラ電子加速機構が反映されることが示された。このことよ

り、観測から導かれたエネルギーパラメータを用いてオーロラ降下電子の生成機構を議論することは可能であると思われる。従って、タイプ A オーロラ、パルセーティングオーロラについてはエネルギーパラメータの関係がディスクリートオーロラとは異なる関係を示していることより、沿磁力線電位差とは異なる加速機構が存在することが考えられる。

4.3. ディスクリートオーロラで ohmic な関係が反映されない例

ディスクリートオーロラの磁気天頂の通過に伴う降下電子のエネルギーパラメータの中には ohmic な関係を示さないものもあった。ここでは、その原因として、観測器の制約によるものとオーロラ電子そのものの性質によるものの二通りの原因について以下に述べる。

4.3.1. フォトメータの視野範囲に対する通過するオーロラのスケールの問題

いくつかのオーロラブレイクアップ時のディスクリートオーロラにおいて、エネルギーパラメータの $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示を行ったところ、対数スケールにおける近似の直線の傾きが 2 からはずれるものもあった (図 13)。ディスクリートオーロラのエネルギーパラメータに ohmic な関係が反映されないものについて、その原因の一つとして、フォトメータの視野範囲におけるバックグラウンドの影響を考え、その評価をモデル計算により行った。

アーク内部における全エネルギーフラックスをガウス分布で与え、アークの中でのみエネルギーパラメータの間に ohmic な関係が成り立っているものとする ($E_{av} \propto E_{tot}^{1/2}$)。アークの周りにおいては適当なエネルギーパラメータの値を与える。アークの幅、エネルギーパラメータの値を変えて、フォトメータの視野範囲を沿磁力線電位差による加速領域が通過したときの $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示におけるエネルギーパラメータの振る舞いを調べた。その結果、フォトメータの視野範囲に対して、通過するアークのスケールが小さいときは、バックグラウンドの影響が強くなるため、エネルギーパラメータに ohmic な関係は反映されないことがわかった。また、アークの中心とバックグラウンドでの降下電子の平均エネルギーと、全エネルギーフラックスの差が傾きの大小に影響を与えることもわかった。

オーロラと観測視野との関係が、導出される降下電子のエネルギーパラメータの関係に影響を与えることがわかった。そこで、アークの磁気天頂の通過の仕方もふまえてエネルギーパラメータの変化を見る必要がある。

図 8 のように 9 月 13 日のディスクリートオーロラのイベントでは、オーロラが磁気天頂を横切って通過しており、エネルギーパラメータには ohmic な関係が現れている。それに対して、8 月 13 日のイベントでは、図 14 のようにオーロラは磁気天頂をかすめるように通過している。それゆえ、ディスクリートオーロラの通過にも関わらず、図 15 の $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示においてエネルギーパラメータに ohmic な関係がみられないものと考えられる。

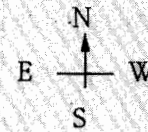
4.3.2. 加速域の性質上 ohmic な関係が見られない例 (ウェストワードトラベリングサージ)

4 月 20 日 2026:40~2030 UT にかけて昭和基地で見られたウェストワードトラベリング

all sky image

Break Up

1990.8.13



2 3 3 1 : 0 0 (U T)

2 3 3 1 : 1 3 (U T)

2 3 3 1 : 3 0 (U T)

図 14 1990年8月13日2330 UT頃に見られたウェストワードトラベリングサージのSIT-TVカメラによる全天画像

Fig. 14. SIT-TV images for a westward traveling surge which appeared on August 13, 1990, 2330–2331:30 UT.

1990.8.13
(2330:00 - 2331:30 (UT))

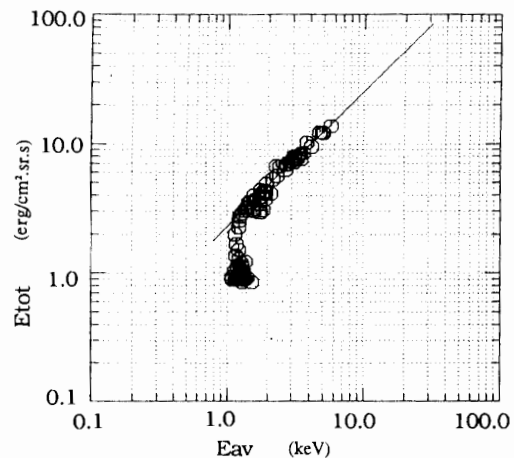


図 15 1990年8月13日のサージの E_{av} - E_{tot} 相関表示。2331 から 2331:30 UT における相関表示の傾きは 1.05 であった。

Fig. 15. E_{av} - E_{tot} scatter plot for a surge event which appeared on August 13, 1990. The measured slope γ shows significantly lower value ($\gamma=1.05$) than other discrete auroral events.

サージにおいて、多重アークの通過の際、降下電子の平均エネルギーについては各アークの通過に対応する約 10 秒のスケールでの増減と、多重アーク全体の通過に伴う約 50 秒間での緩やかな増加が見られた(図 12)。これは、各アークに対応して小さいスケールでの加速領域が存在し、それらが集まって大きいスケールの加速領域を形成しているためであると思われる。MENG *et al.* (1978) のサージの本体の西側のディスクリートオーロラで inverted-V の構

造が見られるという報告と併せて考えると、この大きいスケールの加速領域は *inverted-V* (FRANK and ACKERSON, 1971) に対応すると思われる。

図 13 の $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示において、降下電子のエネルギーパラメータの性質を見てみると、多重アークの西端では、相関表示の傾きは 2 に近く、降下電子のエネルギーパラメータに *ohmic* な関係が見られる。一方、多重アークの東端、サージの中心の低緯度側ではアークが磁気天頂を通過しているにも関わらず相関表示の傾きは 2 から外れ、降下電子のエネルギーパラメータに *ohmic* な関係が見られないことが判明した。この原因として、降下電子のエネルギーパラメータの関係の時間変動を考え、以下のように解析を進めた。

直線近似から求めた相関表示の傾き ($\gamma_{(line, 2s)}$) と、 $L-E-L$ 定数の時系列表示を図 16 の①、④に示す。 $\gamma_{(line, 2s)}$ は、図 10, 図 13 と同様に、 $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示における 2 秒間のデータの分布を対数スケールで直線近似したときの近似直線の傾きを採っている。ここで、 $L-E-L$ 定数は式 (18) より、全エネルギーフラックスを平均エネルギーの 2 乗で割って求めた。また、磁気天頂を通過したオーロラの強度のモニターとして、降下電子の全エネルギーフラックスを図 16⑤に示してある。

ここで、図 16 に示された多重アークの中のアークが磁気天頂を通過した 27 分 23 秒付近 (1)、多重アークが西方にぬけた 28 分付近 (2)、バルジ状のオーロラの赤道側のアークが通過した 28 分 25 秒付近 (3) の時間帯では、オーロラがフォトメータの視野を十分覆って通過しているにも関わらず、近似直線の傾きは 2 からのずれが大きくなっていることが注目される。この直線近似から求めた相関表示の傾きは、2 秒間の平均的な降下電子のエネルギーパラメータの変動を示すと考えられる。しかし、これらの時間帯において、 $L-E-L$ 定数は時間的に変動しているため、*ohmic* な関係も速い時間で変動することが考えられる。そこで、*ohmic* な関係が見られない原因として相関表示の傾きを計算する時間スケールを考え、短い時間スケールにおけるエネルギーパラメータの時間変化を見るために 0.1 秒ごとの $E_{av}-E_{tot}$ 相関表示の傾きの時間平均 (2 秒間 ($\gamma_{(0.1s, 2s)}$), 及び 3 秒間平均 ($\gamma_{(0.1s, 3s)}$))

$$\gamma_{(0.1s, \tau)} = \frac{1}{N} \sum_{\tau} \frac{\Delta E_{tot}}{\Delta E_{av}} = \frac{1}{N} \sum_{\tau} \frac{E_{tot}(i+1) - E_{tot}(i)}{E_{av}(i+1) - E_{av}(i)}, \quad (19)$$

(N は平均時間が 2 秒間の場合は 20, 3 秒間の場合は 30)

の時系列表示を図 16②, 及び③に示す。上記の (1)-(3) の時間帯においても、 $\gamma_{(0.1s, 2s)}$, $\gamma_{(0.1s, 3s)}$ のいずれかの表示では傾きが 2 に近くなる時間帯が存在しており、0.1 秒スケールでのエネルギーパラメータの変動には *ohmic* な関係が反映されている。これは $L-E-L$ 定数が一定とみなせる短い時間スケールでは *ohmic* な関係が成り立つが、 $L-E-L$ 定数の変動が影響する長い時間スケールでは、エネルギーパラメータに *ohmic* な関係が表れないものと考えられる。また、直線近似、0.1 秒ごとの傾きの平均のどちらのやり方についても *ohmic* な関係が見られないものについては、オーロラ光強度が観測の時間分解能を超える速い時間変動をすること

1990.4.20 (2026:40 - 2028:40 (UT))

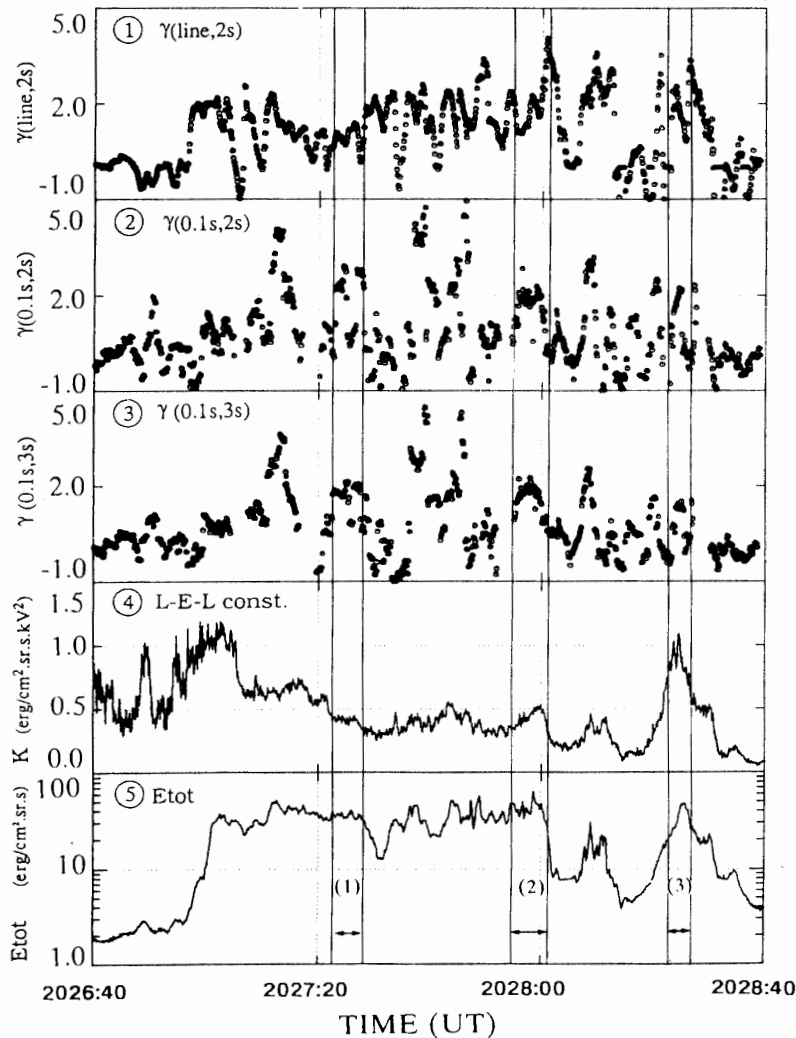


図 16 1990年4月20日 2026:40~2028:40 UT における E_{av} - E_{tot} 相関表示の傾き ①-③, L - E - L 定数④, 全エネルギーフラックス⑤の時系列表示. 10 Hz データを使用し, 相関表示の傾きについては, 以下のように3種類表示している. 上から順に, 直接近似から求めた相関表示の傾き① ($\gamma(\text{line}, 2s)$), 0.1秒ごとの傾きの2秒平均②, 3秒平均から求めた相関表示の傾き③ ($\gamma(0.1s, 2s)$, $\gamma(0.1s, 3s)$) を示す. ①において, 以下の時間帯においてはアークがフォトメータの視野を覆っているにもかかわらず, ohmic な関係が成り立っていない点が注目される. 即ち, (1) 2027:32-2027:28 UT, (2) 2027:55-2028:01 UT, (3) 2028:23-2028:27 UT.

Fig. 16. Temporal variations of γ evaluated by three methods ①-③, L - E - L constant ④, and total energy flux ⑤ derived by using 10 Hz data samples, from 2026:40 to 2028:40 UT, on April 20, 1990. The top panel, ①, shows the slope of the best fit linearization. In the second and third panels (②, ③), the slope was determined by using the time derivatives of the data at 0.1 s intervals, and they were averaged within 2 s and 3 s, respectively. For the panel ①, although an arc covers the field of view of the photometer, it is noted that energy parameters do not have ohmic-like relations in the following intervals. Namely, they are (1) 2027:32-2027:28 UT, (2) 2027:55-2028:01 UT, and (3) 2028:23-2028:27 UT.

によるもの、あるいは降下電子のエネルギーパラメータの間に ohmic な関係が成り立っていないことによるものと考えられる。

Ohmic な関係の継続時間を見てみると、サージの通過のはじめは5~7秒の時間スケールで ohmic な関係が見られるのに対して、サージの通過の途中、通過後には2秒以下の短い時間スケールでしか成り立っておらず、次第に ohmic な関係が不安定になる傾向が見られた。これは、沿磁力線電位差による加速領域は、オーロラの通過初期は安定に存在しているが、通過に伴って不安定な存在となる傾向があることが考えられる。

5. 結 論

1990年の4月から10月において、多色フォトメータで測定された844.6 nm (OI) 光、670.5 nm (N₂1PG) 光の強度を用いて、モデル計算との比較から降下電子のエネルギーパラメータとして全エネルギーフラックス (E_{tot}), 平均エネルギー (E_{av}) を推定し、三つのタイプのオーロラ (タイプ A オーロラ, パルセーティングオーロラ, ブレイクアップ時のディスクリートオーロラ) について、降下電子のエネルギーパラメータの関係を考察した。その結果、オーロラのタイプごとに推定された降下電子のエネルギーパラメータは異なる関係を示すことがわかった。特にディスクリートオーロラにおいて、降下電子の全エネルギーフラックスが平均エネルギーの2乗に比例する関係 ($E_{\text{tot}} \propto E_{\text{av}}^2$) が多くみられた。ディスクリートオーロラについて、沿磁力線電位差による降下電子の加速機構を考えた場合、無衝突の運動論から、降下電子の全エネルギーフラックスが加速電圧 (V) の2乗に比例する ($E_{\text{tot}} = K \cdot V^2$) という ohmic な関係が導かれる。従って、観測によって得られた降下電子のエネルギーパラメータの関係は、ohmic な関係を表しており、降下電子が沿磁力線電位差で加速されることで説明される。また、ディスクリートオーロラにおいて降下電子のエネルギーパラメータに ohmic な関係が反映されない場合はその原因として、(1) フォトメータの視野範囲を通過するオーロラのスケールが小さいこと、(2) L - E - L 定数が時間変動することが考えられる。また、特に(2)の場合に関して、沿磁力線電位差による加速を反映している ohmic な関係は、オーロラの通過と共に崩れていく傾向がみられた。この原因として、磁気圏側で粒子の分布が不安定になることなどが考えられる。このようにディスクリートオーロラにおいて、輝線強度比から推定された降下電子のエネルギーパラメータに加速メカニズムが反映されたことより、この手法を用いて降下電子の発生メカニズムを議論することが可能と思われる。従って、オーロラのタイプごとにエネルギーパラメータの関係が異なることは、それぞれが異なる加速機構を持つことを示しているものと考えられる。今回用いた手法では、オーロラの形態、動態と降下電子のエネルギーパラメータの変動が対応づけられることがわかった。また、昭和基地を通る磁力線上の降下電子のエネルギーパラメータの時間発展も観測することが可能である。このようなある1点における降下粒子の時間変化の観測は、飛しょう体では観測

されていない新しいオーロラ粒子の性質をとらえることが可能であるため、たいへん興味深い観測であると思われる。今後、衛星など、飛しょう体との同時観測により、エネルギーパラメータの直接観測と本手法による結果を直接比較することにより、さらに精度の高い観測手段として確立されていくことが望まれる。

謝 辞

南極昭和基地において、オーロラ観測を行った第31次南極越冬隊員の方々に感謝いたします。本研究を進めるにあたり、国立極地研究所の平澤威男教授、名古屋大学太陽地球環境研究所の國分征教授には有益なご助言を頂いた。また、データ処理には、国立極地研究所のオーロラデータセンター、並びに情報科学センターの設備を利用させて頂いた。この場を借りて、お礼申し上げます。本研究の一部は科学研究費補助金国際学術研究学術調査(04044165)の補助を得て行われた。

文 献

- AKASOFU, S.-I., KIMBALL, D. S. and MENG, C.-I. (1965): The dynamics of the aurora, II, Westward traveling surges. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **27**, 173-187.
- BANKS, P. M., CHAPPELL, C. R. and NAGY, A. F. (1974): A new model for the interaction of auroral electrons with the atmosphere: Spectral degradation, backscatter, optical emission, and ionization. *J. Geophys. Res.*, **79**, 1459-1470.
- CHRISTENSEN, A. B., LYONS, L. R., HECHT, J. H. and SIVJEE, G. G. (1987): Magnetic field-aligned electric field acceleration and the characteristics of the optical aurora. *J. Geophys. Res.*, **92**, 6163-6167.
- FRANK, L. A. and ACKERSON, K. L. (1971): Observations of charged particle precipitation into the auroral zone. *J. Geophys. Res.*, **76**, 3612-3643.
- FRIDMAN, M. and LEMAIRE, J. (1980): Relationship between auroral electrons fluxes and field aligned electric potential difference. *J. Geophys. Res.*, **85**, 664-670.
- HECHT, J. H., CHRISTENSEN, A. B. and PRANKE, J. B. (1985): High-resolution auroral observations of the OI (7774) and OI (8446) multiplets. *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 605-608.
- HEDIN, A. E. (1987): MSIS-86 thermospheric model. *J. Geophys. Res.*, **92**, 4649-4662.
- JONES, A. V. (1974): Aurora. Dordrecht, D. Reidel. 48-49 (Geophysics and Astrophysics Monographs, Vol. 9).
- KNIGHT, S. (1973): Parallel electric fields. *Planet. Space. Sci.*, **21**, 741-750.
- LINK, R. and COGGER, L. L. (1988): A reexamination of the OI 6300-Å nightglow. *J. Geophys. Res.*, **93**, 9883-9892.
- LYONS, L. R., EVANS, D. S. and LUNDIN, R. (1979): An observed relation between magnetic field aligned electric fields and downward electron energy fluxes in the vicinity of auroral forms. *J. Geophys. Res.*, **84**, 457-461.
- MC EWEN, D. J., YEE, E., WHALEN, B. A. and YAU, A. W. (1981): Electron energy measurements in pulsating auroras. *Can. J. Phys.*, **59**, 1106-1115.
- MENG, C.-I., SNYDER, A. L., Jr. and KROEHL, H. W. (1978): Observations of auroral westward traveling surges and electron precipitations. *J. Geophys. Res.*, **83**, 575-585.
- ONO, T. (1993): Derivation of energy parameters of precipitating auroral electrons by using the intensity ratios of auroral emissions. *J. Geomagn. Geoelectr.*, **45**, 455-472.
- ONO, T. and HIRASAWA, T. (1992): An apparent lifetime of auroral 630.0 nm (OI) emissions. *J. Geomagn. Geoelectr.*, **44**, 91-108.
- REES, M. H. and LUCKEY, D. (1974): Auroral electron energy derived from ratio of spectroscopic emissions 1. Model computations. *J. Geophys. Res.*, **79**, 5181-5186.

- SHIOKAWA, K. (1990): Magnetosphere-ionosphere coupling process observed by the Antarctic rockets and DMSP satellites. Master Thesis, Tohoku Univ.
- SHIOKAWA, K., FUKUNISHI, H., YAMAGISHI, H., MIYAOKA, H., FUJII, R. and TOHYAMA, F. (1990): Rocket observation of the magnetosphere-ionosphere coupling process in quiet and active arcs. *J. Geophys. Res.*, **95**, 10679–10686.
- STRICKLAND, D. J., MEIER, R. R., HECHT, J. H. and CHRISTENSEN, A. B. (1989): Deducing composition and incident electron spectra from ground-based auroral optical measurements: Theory and model results. *J. Geophys. Res.*, **94**, 13527–13539.
- SWIFT, D. W. (1981): Mechanisms for auroral precipitation: A Review. *Res. Geophys. Space Phys.*, **19**, 185–211.

(1993年9月9日受付; 1993年10月5日改訂稿受理)