

沿磁力線電場による局所的高エネルギー電子降下

平島 洋*・山上隆正・宮岡 宏**

奥平清昭*・小玉正弘***

Localized Energetic Electron Precipitations Due to the Field-Aligned Electric Field

By

Y. HIRASIMA, T. YAMAGAMI, H. MIYAOKA, K. OKUDAIRA,
and M. KODAMA

Abstract: Auroral X-ray images with small-scaled structures of the order of 10 km were observed with two-dimensional X-ray imagers at a location of $L=5.2$ in the northern auroral zone on July 6, 1985. At the same time, an active aurora appeared at the geomagnetic conjugate location, Syowa Station, Antarctica. The origin of localized energetic electron precipitations has been examined by estimating quantitatively a possible effect of the field-aligned electric field. It is suggested that the energetic electrons can precipitate sufficiently deep through the trapped electron acceleration due to the field-aligned electric field.

概 要

10 km のオーダーの細部空間構造をもったオーロラ X 線像が、
二次元 X 線像観測装置によって 1985 年 7 月 6 日に北極域オーロラ

* 立教大学理学部

** 国立極地研究所

*** 山梨医科大学

帯の $L=5.2$ の地点で観測された。同時に活発なオーロラが、南極昭和基地付近の地磁気共役な位置に出現した。局所的な高エネルギー電子降下が、沿磁力線電場の効果を定量的に評価することによって調べられた。捕捉電子が沿磁力線電場によって加速されることにより高エネルギー電子降下が十分に起ることが示唆される。

1. 序 論

オーロラ現象で重要な役割を果たしている高エネルギー電子の地球への降下を研究することは磁気圏における粒子加速と伝播機構を調べるのに重要である。高エネルギー降下電子の制動輻射によって生ずるオーロラ X 線の観測で、近年 X 線像の観測が行われ始めた。われわれは新開発の二次元 X 線像観測装置を用いてオーロラ X 線像の観測を行った（平島他, 1986; Hirasima et al. 1987）。それによると、 64°N のオーロラ帯低緯度で真夜中に高エネルギー電子の局所的な降下が観測された。局所的な降下の空間的スケールは 10 km のオーダーであった。この観測より以前に、同様な細部空間構造をもったオーロラ X 線像が観測された例があり（Kodama and Oguti, 1976; Mauk et al., 1981; Goldberg et al., 1982）、10 km 程度の大きさの細部空間構造が観測された。これらのオーロラ X 線像の細部空間構造は、磁気圏からの高エネルギー電子の局所的降下を示唆している。そこで、このような局所的な高エネルギー電子降下の原因が、われわれによって観測されたデータに基づく定量的な検討によって調べられた。

地磁気サブストーム時にはしばしば、磁気圏の地球近傍に沿磁力線電場が発生し、これが可視光オーロラで重要な役割を果たすことがわかってきた。しかし、オーロラ X 線の場合に沿磁力線電場がどのように関与するかということはまだ明らかではない。そこで、このような沿磁力線電場が、オーロラ X 線を発生するような高エネルギー電子に対してどのような効果をもつかということを研究するのは重要なことである。

われわれによって観測されたオーロラ X 線イベントから得られた高エネルギー電子降下のフラックス増加が、二通りの可能な原因について定量的に検討された。その一つは高エネルギー捕捉電子のロス・コーン角増加に依るものであり、もう一つはより低エネルギー電子の降下を生じる沿磁力線電場による電子エネルギー・ゲインの効果に依るものである。

このオーロラ X 線イベントは、南極昭和基地と地磁気共役な地点付近を通過した気球によって観測された。昭和基地において全天カメラによるオーロラの観測がこの時行われていたので、このデータを用いて地磁気共役性が検討された。

2. 細部空間構造をもったオーロラ X 線像

われわれは 1985 年 7 月 6 日の 2330 UT (2334 MLT) に、 $L=5.2$ の地点で 10 km のオーダーの細部空間構造をもったオーロラ X 線像を観測した（Hirasima et al., 1987）。この観測で用いられた Si (Li) 検出器二次元 X 線像観測装置によって得られオーロラ X 線像の 3

秒時間分解能による時間変化を第1図に示した。このX線像は時間と共に形が変化する。また、例えば“*A*”, “*B*”と名付けた二つの明るい領域は約 50 km min^{-1} の速さで地磁気南東の方向に移動した。

上記の観測で用いたX線像観測装置を構成するSi(Li)検出器のうち中心のSSD-33の検出器による37 keV以上のオーロラX線の計数率は、2328:36 UTのX線イベント・ピーク時で $(21 \pm 3) \text{ count s}^{-1}$ であった。この値は検出器幾何学的因子、検出効率および大気による吸収を考慮するとオーロラ発生層で $8.9 \times 10^3 \text{ X-rays cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ に相当する。X線フラックスと高エネルギー降下電子フラックスの間の定量的な関係はKuzmin et al. (1971) (例えばLazutin, 1986)によって研究された。エネルギー E の電子によって作られる $h\nu$ のエネルギーのX線の微分エネルギー・スペクトルは

$$\frac{dN_x(h\nu)}{d(h\nu)} = \int_{h\nu}^{\infty} \frac{dN_x(h\nu, E)}{d(h\nu)} \frac{dN}{dE} dE \quad (1)$$

によって表わされる。ここで $dN_x(h\nu, E)$ はエネルギー E の電子によって作られる $h\nu$ か

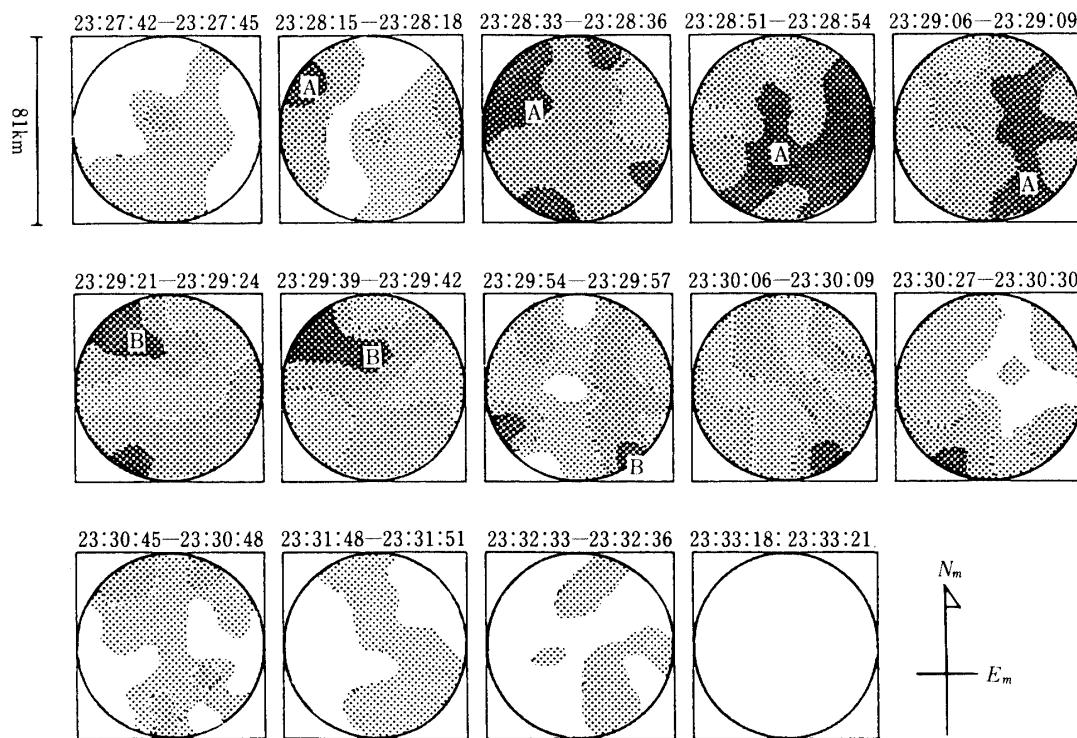


図1 オーロラX線二次元像(平島他, 1986; Hirasima et al., 1987)。濃い部分がX線源の明るい領域を示す。濃淡の一段階は計数率の 3σ 差に対応している。 N_m は地磁気北極を示す。“*A*”, “*B*”で指定した二つの明るい領域(2328:15~2329:57 UTの像について)は約 50 km min^{-1} の速さで地磁気南東方向に移動している。

ら $h\nu + d(h\nu)$ のエネルギーの X 線の数であり, dN/dE は電子の微分エネルギー・スペクトルである. Kuzmin et al. (1971) は $dN_x(h\nu, E)/d(h\nu)$ に対して制動輻射断面積および電子の電離損失を用いて式(1)を計算した. 彼等の計算に基づき, 指数関数型の制動輻射 X 線エネルギー・スペクトルをフィットさせた. e-folding エネルギー $E_0=10$ keV の降下電子スペクトルとそのスペクトルをもった電子から作られる制動輻射 X 線のスペクトルが第2図に示された. 観測から得られたオーロラ X 線の計数率から高エネルギー降下電子のフラックスが求められ, $E_0=10\sim 40$ keV の e-folding エネルギーに対し, 降下電子フラックスは近似的に $8\times 10^6\sim 3\times 10^7$ cm⁻²s⁻¹sr⁻¹ となる.

3. 局所的高エネルギー電子降下の解釈

高エネルギー電子の局所的降下の機構を解釈するために, 二三の可能な過程が考えられた. 高エネルギー捕捉電子のミラー点高度が下がり, ロス・コーン入ることによって降下フラックスは増加する. これには二通り過程が考えられる.

先ず一つの過程は捕捉電子とホイッスラー波のサイクロトロン共鳴のような波動・粒子相互作用で生じるピッチ角散乱によるロス・コーンへの拡散過程である. しかし, 地磁気

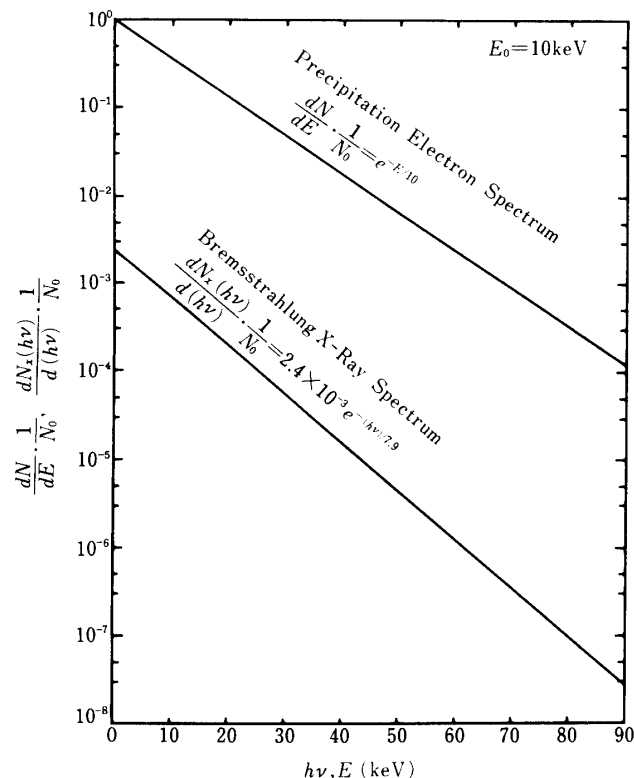


図2 e-folding エネルギーが $E_0=10$ keV の降下電子のエネルギー・スペクトルおよびそれらの電子から得られた制動輻射 X 線エネルギー・スペクトル.

磁力線に沿ってダクト伝播して地球近傍に達してきたホイッスラー波は数 1000 km の高度で屈折によって水平方向に拡がり始める (Yamagishi et al., 1984; Yamagishi, 1989). この水平方向の拡がり 1000 km 程度である. 従って高エネルギー電子の局所的降下がサイクロトン共鳴によって引起されるとしたとき, 降下の局所化はホイッスラー波に起因するのではなくて, 高エネルギー電子の粒子密度の局所的ゆらぎによる.

高エネルギー捕捉電子がロス・コーンに入るもう一つの過程は沿磁力線電場による加速の効果である. サブストーム時に 3000~10000 km の高度にしばしば沿磁力線電場が出現する. この電場の電位差は活発なサブストーム時には約 10 kV に達する (Lin and Hoffman, 1982; Ejiri et al., 1988). Lin and Hoffman (1982) は沿磁力線電場の範囲の緯度方向の大きさは約 20 km であることを指摘した. 最近, サブストームの回復期に逆 V 型電子降下が緯度方向に分裂現象を起していることが観測されている (北山他, 1987). 局所的な高エネルギー電子降下が, 細かい空間構造をもった沿磁力線電場によって説明できるという可能性は検討する価値がある.

4. 沿磁力線電場による高エネルギー電子降下の可能性

4.1. 地磁気磁場に捕捉された電子の不変量とロス・コーン角の増加

捕捉電子のピッチ角, 運動量を α, p , 磁場の強さを B としたとき $p^2 \sin^2 \alpha / B$ は不変量である. 電子の運動エネルギーを E とすれば, 電子が沿磁力線方向にだけ加速を受けるときは $E \sin^2 \alpha / B$ は不変である. 沿磁力線加速後のエネルギー, ピッチ角を E_a, α_a とすれば

$$E \sin^2 \alpha = E_a \sin^2 \alpha_a \quad (2)$$

が成立つ. ロス・コーン角 α_l より大きいピッチ角をもった捕捉電子も沿磁力線加速を受ければ大気中へと降下する. ここで加速後大気へ降下する電子の最大ピッチ角を α_{al} とする. 沿磁力線電場加速がない場合とある場合の電子降下の様子を第 3 図に示した. 式 (2) と同様に

$$E \sin^2 \alpha_{al} = E_a \sin^2 \alpha_l \quad (3)$$

が成立する. 沿磁力線電場加速を受けたとき電子のピッチ角は小さくなるのでミラー点は降下し,

$$E/B_m = E_a/B_{am} \quad (4)$$

が成立つ. ここで B_m, B_{am} は加速がないときとあるときのミラー点での磁場の強さである. 簡単な双極子磁場モデルを仮定したとき, $L=5.2$ の磁力線に捕捉された電子のロス・コーン角は $\alpha_l=3.64^\circ$ である. 加速によるエネルギー・ゲインを $\Delta E_{||}$ とする. 沿磁力線電場加速によるロス・コーン角の増加を $\Delta \alpha_a$ とすれば

$$\alpha_{al} = \alpha_l + \Delta \alpha_a \quad (5)$$

であり, 式 (3), (4) および (5) から, このロス・コーン角増加分は

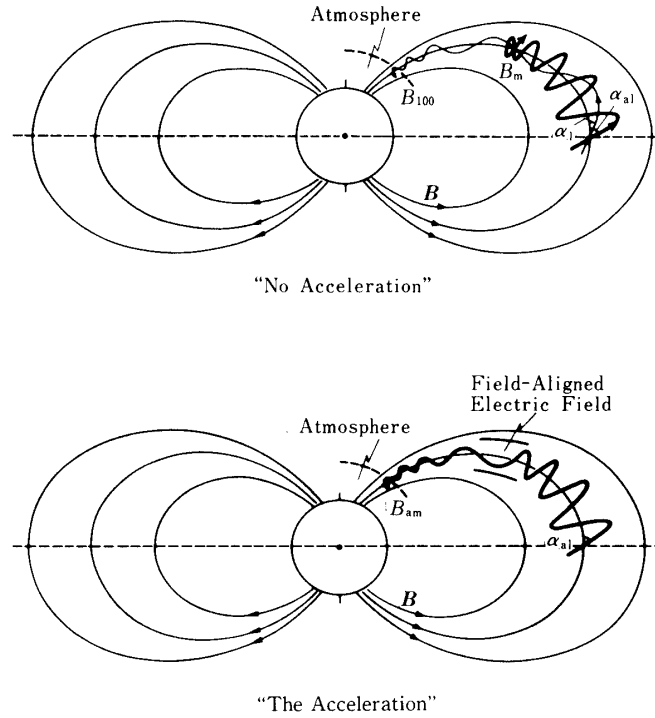


図3 沿磁力線電場加速がない場合とある場合の捕捉電子ミラー点. α_i, α_{ai} はそれぞれ沿磁力線電場加速がない場合とある場合のロス・コーン角である. 加速がない場合, α_{ai} の赤道面上ピッチ角をもった電子のミラー点における磁場の強さを B_m とする. 加速があるときミラー点は大気の方へと下降する. B_{am} は加速後のミラー点の磁場の強さである.

$$\Delta\alpha_a = \sin^{-1} \left\{ \sin\alpha_i \sqrt{\frac{E + \Delta E_{\parallel}}{E}} \right\} - \alpha_i \quad (6)$$

で与えられる. 捕捉電子の微分エネルギー・スペクトルは

$$\frac{dN(E)}{dE} = N_0 e^{-E/E_0} \quad (7)$$

で表わされる. $N(E)$ は $\geq E$ のエネルギーをもった電子の積分フラックスであり, E_0 は殆んどの場合 10~50 keV の範囲にある e-folding エネルギーである. N_0 は定数である. そこでロス・コーン角の増加分の加重平均は

$$\langle \Delta\alpha_a \rangle = \frac{\int_{E_c - \Delta E_{\parallel}}^{\infty} \sin^{-1} \left\{ \sin\alpha_i \sqrt{\frac{E + \Delta E_{\parallel}}{E}} \right\} N_0 e^{-E/E_0} dE}{\int_{E_c - \Delta E_{\parallel}}^{\infty} N_0 e^{-E/E_0} dE} - \alpha_i \quad (8)$$

となる. E_c はエネルギー下限であり, われわれの場合は 37 keV である. ΔE_{\parallel} が 3~13 keV

(Ejiri et al., 1988) の間の 6 通りの値について E_0 に対する $\langle \Delta \alpha_a \rangle$ の値を第 4 図に示した。 $\Delta E_{\parallel} = 13 \text{ keV}$ でエネルギー下限 24 keV の捕捉電子の赤道面上ピッチ角が最大のロス・コーン角を与え、 $(\Delta \alpha_a)_{\max} = 0.88^\circ$ で α_{al} の最大値は 4.52° である。他方、ミラー点の高度が 3000 km (沿磁力線電場領域で最も低い高度) であるような捕捉電子の赤道面上ピッチ角は 6.48° である。このことは 4.52° より小さい赤道面上ピッチ角をもった電子のミラー点高度は 3000 km より低いことを示す。従って、X 線発生層に降下する電子フラックスの増加に寄与する電子は沿磁力線電場領域を通過することを示し、降下電子フラックスの増加分を評価するのに、対応する赤道面上でのフラックス増加で計算することができる。

4.2. 沿磁力線電場加速による高エネルギー降下電子の増加

ロス・コーン角が増加すれば、その中に含まれる電子は増加し、降下電子フラックスは増加する。 L 値が小さいときは捕捉電子の赤道面上ピッチ角は非等方的であるが、 $L \geq 5.0$ に捕捉されている高エネルギー電子ではその赤道面上ピッチ角分布は等方的と近似してよい (Lyons and Williams, 1975; Parks et al., 1977)。活動時でもピッチ角分布の等方性が近似的に成立っているとすれば、高エネルギー降下電子の一部は、沿磁力線電場加速によるロス・コーン角増加に依存している。このロス・コーン角の増加による降下電子フラックスの増加 $J_a(E_c, \Delta E_{\parallel})$ は $\alpha_l < \alpha \leq \alpha_{al}$ のピッチ角をもったもので、

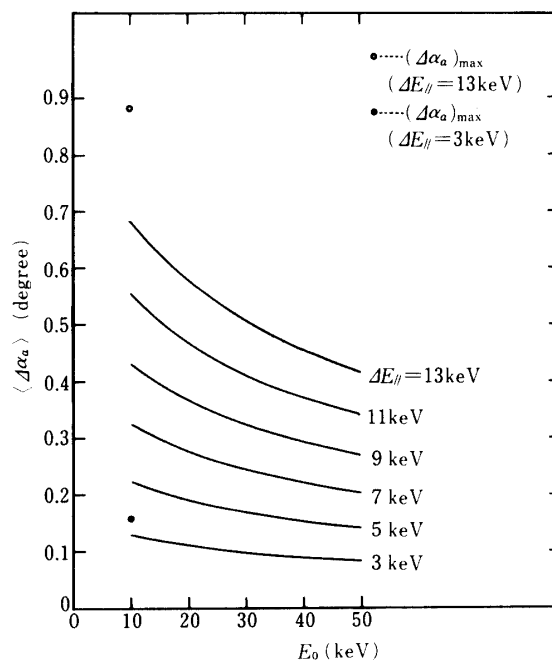


図 4 沿磁力線電場による加速によって引起されたロス・コーン角の増加分の加重平均。 E_0 は捕捉電子微分エネルギー・スペクトルの e-folding エネルギー。エネルギー・ゲイン ΔE_{\parallel} がパラメータとして与えられている。 $\Delta E_{\parallel} = 13 \text{ keV}$ で $E = 24 \text{ keV}$ の場合の $(\alpha_a)_{\max}$ は白丸で示されており、 $\Delta E_{\parallel} = 3 \text{ keV}$, $E = 34 \text{ keV}$ に対する値が黒丸で示されている。

$$J_a(E_c, \Delta E_{\parallel}) = \int_{E_c - \Delta E_{\parallel}}^{\infty} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \pi \frac{\Delta E_{\parallel}}{E} \sin^2 \alpha_l N_0 e^{-E/E_0} dE \quad (9)$$

で与えられる。ここで B_{eq} は同一磁力線上の赤道面における磁場の強さである。また、加速前に $\alpha \leq \alpha_l$ のピッチ角をもったロス・コーン内の降下電子は沿磁力線電場でエネルギー・ゲイン ΔE_{\parallel} を得るので、加速前に $\alpha \leq \alpha_l$ のピッチ角をもった降下電子のフラックスは

$$J_{sl}(E_c, \Delta E_{\parallel}) = \int_{E_c - \Delta E_{\parallel}}^{\infty} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \pi \sin^2 \alpha_l N_0 e^{-E/E_0} dE \quad (10)$$

である。従って、沿磁力線電場が存在するような磁力線でつながっている X 線発生層の領域に降下する高エネルギー電子の全フラックス $J_t(E_c, \Delta E_{\parallel})$ は

$$J_t(E_c, \Delta E_{\parallel}) = J_a(E_c, \Delta E_{\parallel}) + J_{sl}(E_c, \Delta E_{\parallel}) \quad (11)$$

で表わされる。

他方、沿磁力線電場が存在しないような磁力線でつながっている X 線発生層の領域では、降下電子フラックス $J_{bl}(E_c)$ は

$$J_{bl}(E_c) = \int_{E_c}^{\infty} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \pi \sin^2 \alpha_l N_0 e^{-E/E_0} dE \quad (12)$$

である。式(9)、(10)および(12)の導出は付録に示した。

高エネルギー電子降下領域で、沿磁力線電場加速の効果は、ロス・コーン角増加によるフラックス増加とエネルギー・ゲインによるフラックス増加をもたらすが、これらの二通りのフラックス増加の寄与を調べるために、それらの比 $\{J_{sl}(E_c, \Delta E_{\parallel}) - J_{bl}(E_c)\} / J_a(E_c, \Delta E_{\parallel})$ を第5図に示した。一般に、エネルギー・ゲインによるフラックス増加の方が優勢である。このエネルギー・ゲインによる大きな寄与はロス・コーン角増加の効果についての定量的評価によって明らかになったことは注目すべきである。

5. 討論および結論

われわれが観測したオーロラ X 線像のイベントは北極域オーロラ帯の $L=5.2$ に相当する低緯度で真夜中に起った。また、このイベントは活発な多数の onset をもつ連続的なサブストームのうち、二番目のサブストーム拡大期に起っている。可視光オーロラでは、オーロラ帯の真夜中から明け方のセクターの低緯度領域ではパッチ状のパルセイティング・オーロラがしばしば観測される（例えば、Akasofu, 1974; Oguti, 1975; Akasofu, 1979）。拡大期のパッチ状オーロラは真夜中から明け方のセクターでは平均的に約 20 km min^{-1} の速さで低緯度方向かつ東方向に移動する。われわれが観測したイベントでは X 線の強い或る部分は約 50 km min^{-1} で地磁気南東の方向に移動しているが、この移動速度は、より速い移動速度をもったパルセイティング・オーロラが可視光オーロラでも観測されていること (Yamamoto and Oguti, 1982) を考えればもっともな値である。

われわれが観測したイベントが起ったとき、その発生地点と地磁気共役な南半球の地点

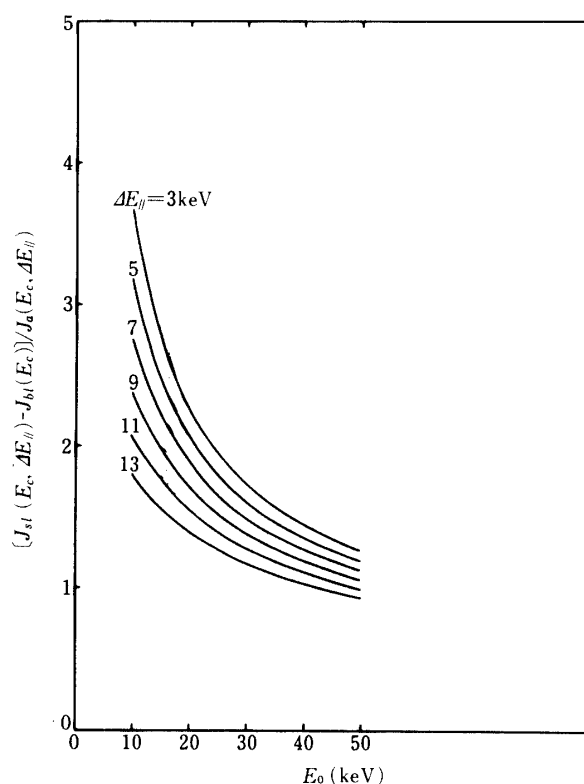


図5 沿磁力線電場によるエネルギー・ゲインによって増加した降下電子フラックスとロス・コーン角増加による降下電子フラックスの比。

に近い南極昭和基地（69.0°S, 39.6°E; $L=6.1$ ）で全天カメラによって同時に、対応する活発なオーロラが観測された。第6図は7月6日の2327:00~2332:00 UT に得られた全天カメラによる写真を示した。活発なオーロラが視野の北西の縁の部分に出現している。この活発な領域は地磁氣的に低緯度にある。視野の縁にあるため細かい構造は不明瞭であるが、活発なオーロラの領域の形は時間と共に激しく変化している。全天カメラのデータから、形を激しく変化させている明るいオーロラの領域を昭和基地周辺の地図に図示したのが第7図である。図から明るいオーロラの領域が $L=5.2$ の辺りにあり、複雑な空間的および時間的变化を示している。このように、北半球のオーロラ帯の低緯度でオーロラ X 線イベントが観測された時、南半球の共役点付近に、対応する活発なオーロラが観測された。このように、このイベントは南半球で非常に活発であった。

観測されたオーロラ X 線像で局所的な高エネルギー電子降下が観測されたことは興味深い。われわれはこのような局所的高エネルギー電子降下が沿磁力線電場によって生ずることを指摘したが、局所的高エネルギー電子降下のフラックスは定量的に検討されなければならない。

高エネルギー降下電子は大気中で多重クーロン散乱を受けて方向を変える。また制動輻射 X 線は電子のエネルギーによっていろいろな方向に放出される。即ち、X 線はその発生

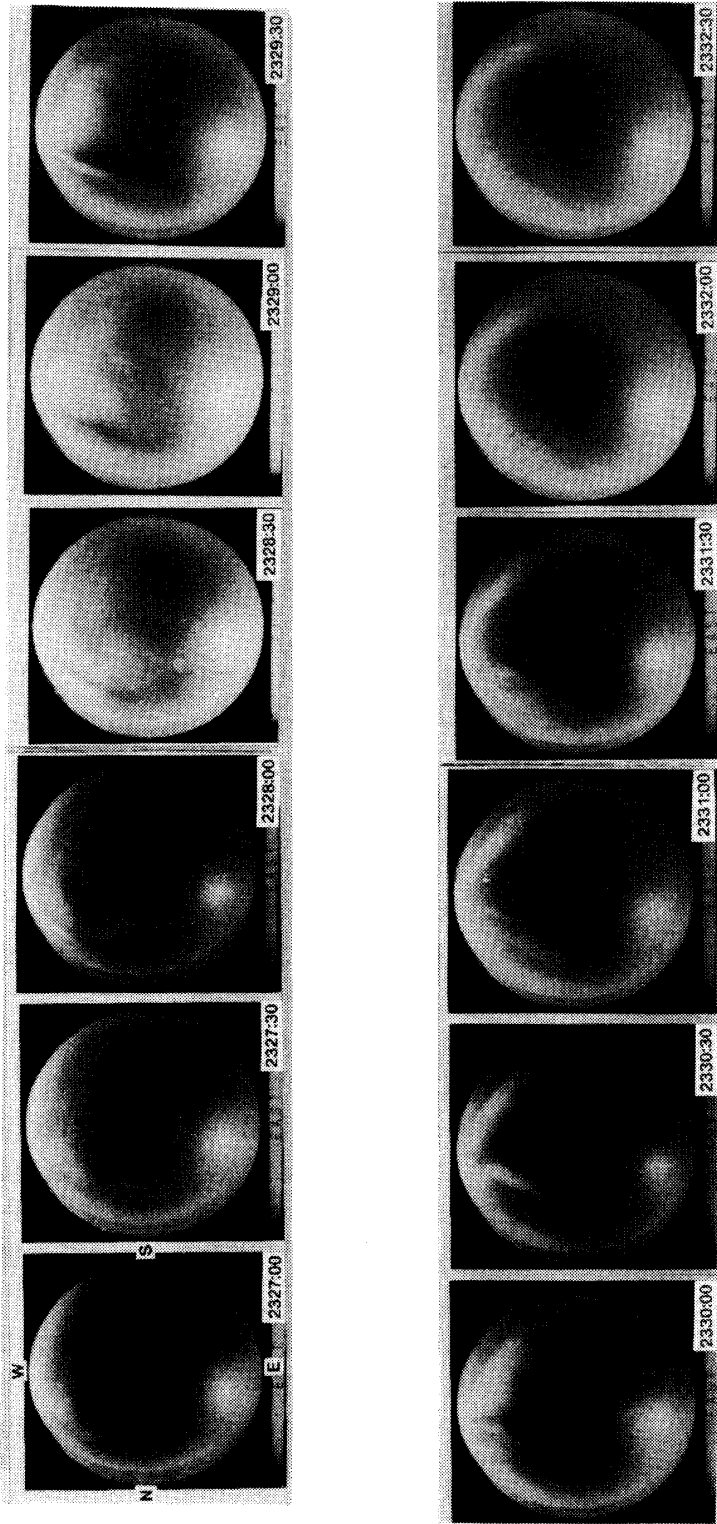


図 6 1985 年 7 月 6 日昭和基地で観測されたオーロラの全天カメラ・データ。
2327：00～2332：30 UT のデータが示されている。

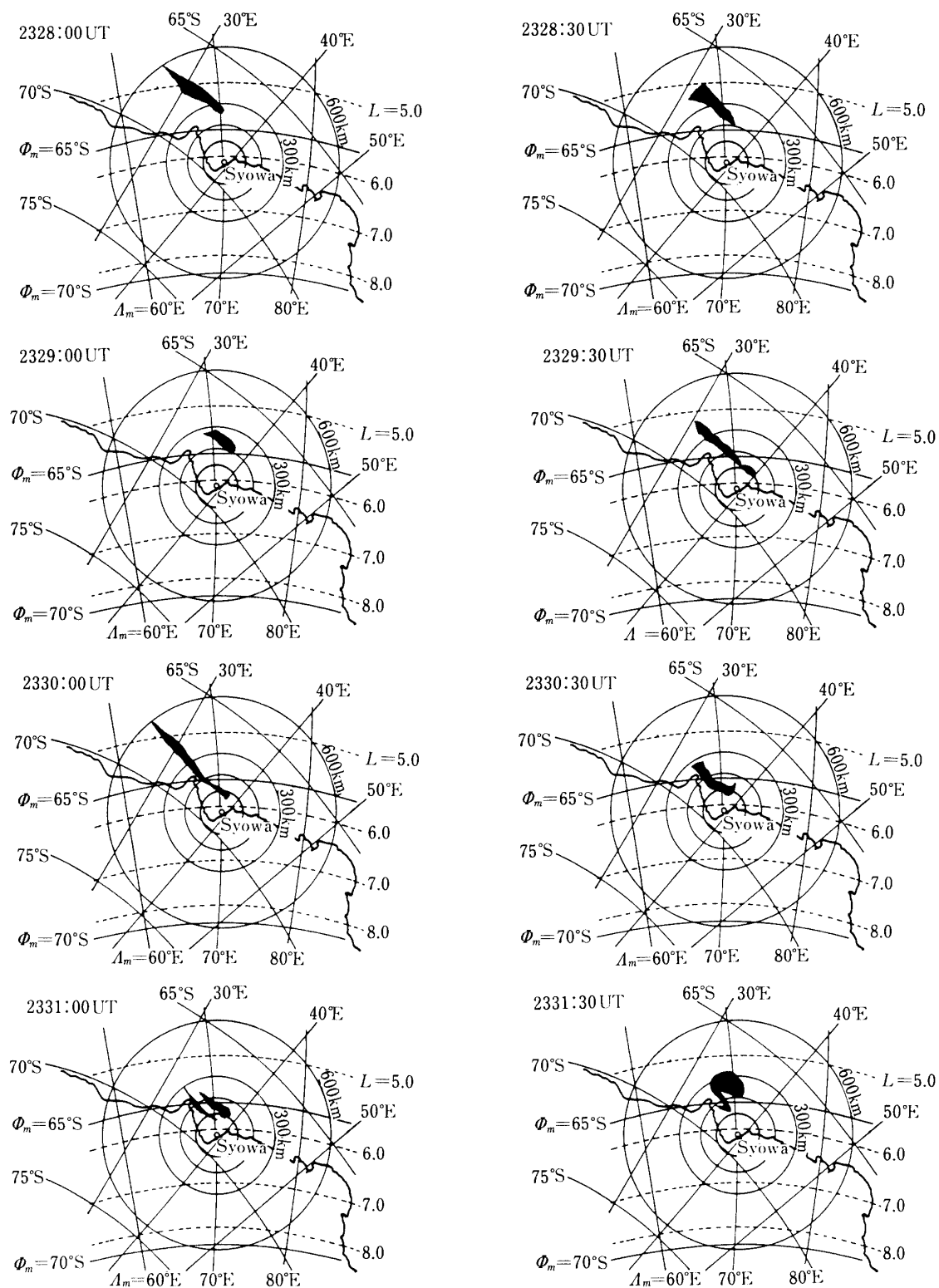


図7 2330 UT 前後の活発で強いオーロラ発光領域。昭和基地付近の黒い部分で示されている (2328:00~2331:30 UT のデータ)。

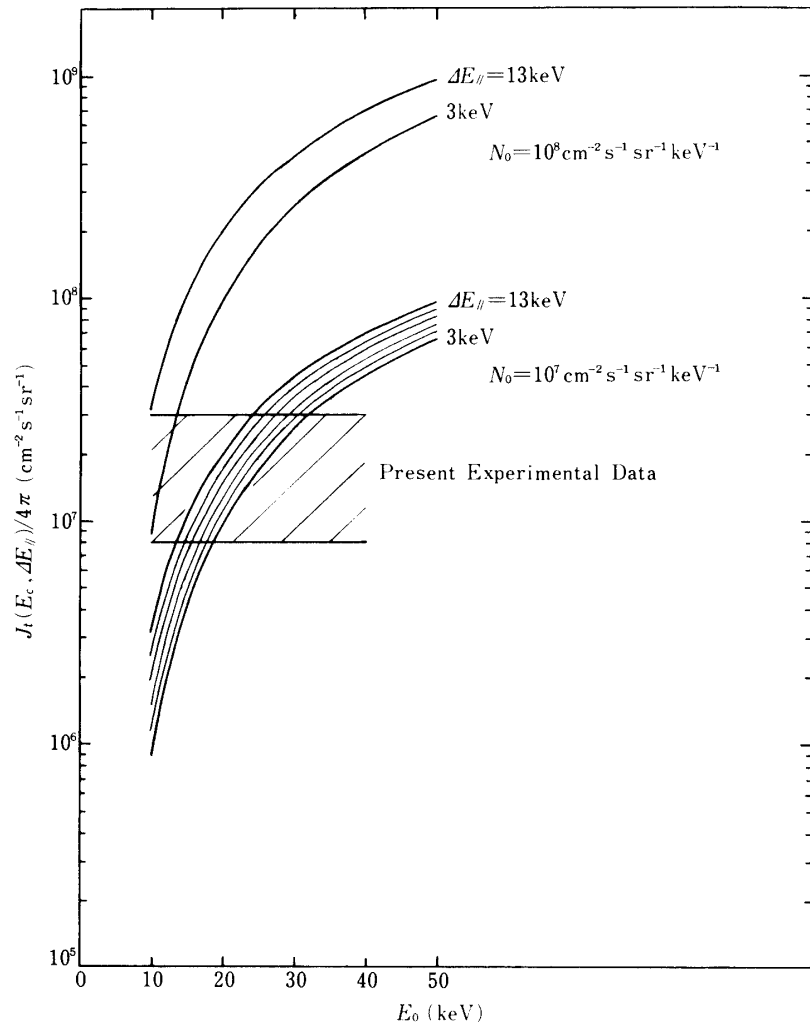


図8 X線像領域で増加した降下電子の全フラックス. $\Delta E_{||}$ が 13 keV と 3 keV の2本の実線の間4本の実線は $\Delta E_{||} = 11, 9, 7, 5 \text{ keV}$ に対する全フラックスを表わす. 斜線部分は観測されたX線の計数率から推定された降下電子のフラックスを示す.

層では等方的に出ると近似することができる. 従って, X線発生層で高エネルギー降下電子の単位立体角当りの増加全フラックス $J_t(E_c, \Delta E_{||})/4\pi$ が問題となり, それを $\Delta E_{||}$, N_0 , E_0 の関数として第8図に示した. 式(9), (10)および(12)で N_0 は捕捉電子エネルギー・スペクトルのパラメータ定数である. 第8図では $N_0 = 10^7, 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$ の場合が示されているが, この N_0 の妥当な値が捕捉電子の直接的な観測データに基づいて決定されなければならない.

赤道面における $\geq 24 \text{ keV}$ のエネルギーの電子の積分フラックスを N_{\max} , $\geq 34 \text{ keV}$ のエネルギーの電子のそれを N_{\min} とし, いろいろな $\Delta E_{||}$, E_0 , N_0 の値に対しての N_{\max} , N_{\min}

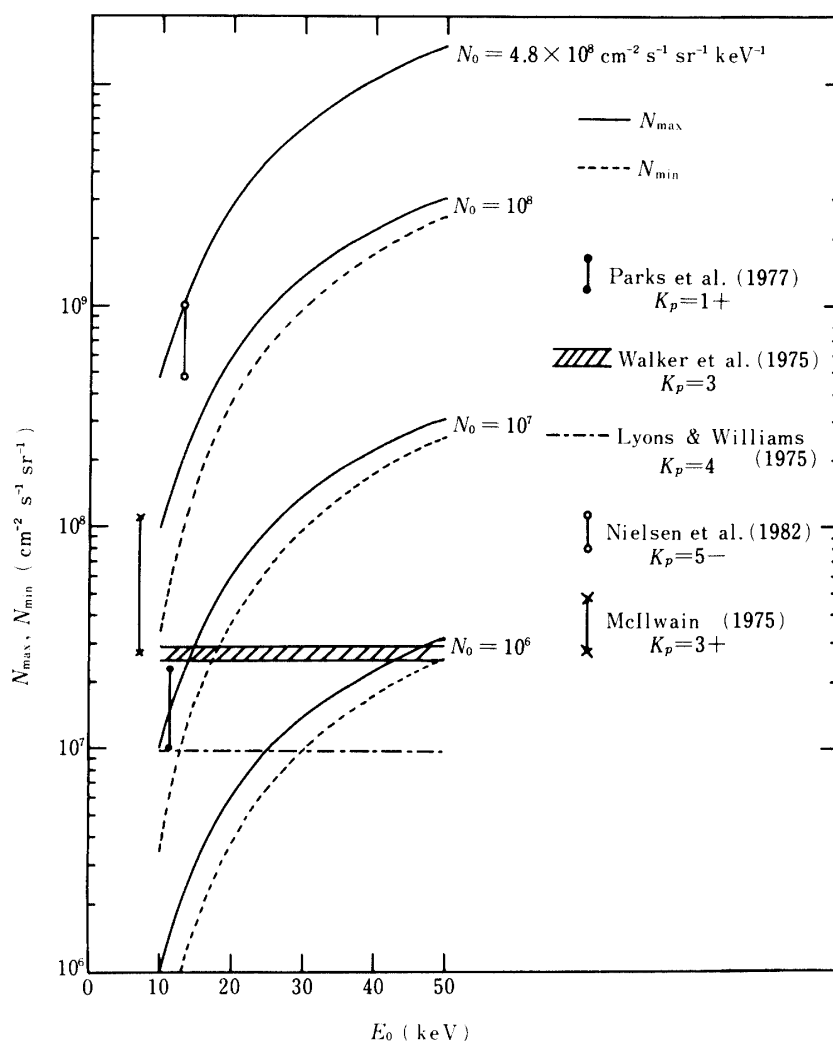


図9 捕捉高エネルギー電子の積分フラックス。 N_{\max} は ≥ 24 keV のエネルギーの電子に対するフラックスであり、 N_{\min} は ≥ 34 keV のエネルギーの電子に対するフラックスである。 N_{\max} , N_{\min} は E_0 , N_0 の関数である。代表的な観測値が図示されている。

を第9図に示した。第9図にはまた同時に、赤道面で観測された捕捉電子フラックスの値を示してある (Lyons and Williams, 1975; McIlwain, 1975; Walker et al., 1975; Parks et al., 1977; Nielsen et al., 1982)。これらの値は $L=5.2$ に対する値である。データの或るものは $L=6.6$ の静止衛星軌道で観測されたので、 $L=5.2$ に対応する値は Parks et al. (1972) によって与えられた L 値依存性から推定した値である。第9図を見れば $N_0 \approx 1 \times 10^6 \sim 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ の値が赤道面での観測値に対応する値である。

われわれは Si (Li) 検出器使用 X 線像観測装置によって得られたピーク値における計数率から高エネルギー降下電子フラックスを評価した。このフラックス値は近似的に 8×10^6

$\sim 3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ の間にある。この値は、第8図に示された沿磁力線電場加速の効果を考慮して計算された値と比較される。 $N_0 \approx 1 \times 10^7 \sim 1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ の値が妥当な値と考えられ、これは赤道面で観測された値と矛盾しない。かくて、沿磁力線電場が、細部空間構造をもったオーロラ X 線像を作る局所的な高エネルギー降下電子フラックスの主要部分に主に寄与するということが結論される。

付録 沿磁力線電場による降下電子フラックス

点1で磁力線に垂直な面積 dA_1 を通るすべての捕捉電子の guiding center (従って効果的にはすべての電子) は、同じ磁力線上の点2で磁力線に垂直な面積 dA_2 を通る。もし磁力線について方位角方向の対称性を仮定すれば、 dt 時間にピッチ角 $\alpha_1 \sim \alpha_1 + d\alpha_1$ または $\alpha_2 \sim \alpha_2 + d\alpha_2$ をもって面積 dA_1 または dA_2 を通るエネルギー $E \sim E + dE$ の電子数は

$$\begin{aligned} dF &= j_1(\alpha_1) dA_1 \cos \alpha_1 2\pi d(-\cos \alpha_1) dE dt \\ &= j_2(\alpha_2) dA_2 \cos \alpha_2 2\pi d(-\cos \alpha_2) dE dt \end{aligned} \quad (\text{A } 1)$$

で与えられる。ここで $j_1(\alpha_1)$ および $j_2(\alpha_2)$ はそれぞれ点1および点2を通る電子の単位立体角当りの微分フラックスである。リューヴィルの定理により、 $j_1(\alpha_1)$ は $j_2(\alpha_2)$ に等しい (Layons and Williams, 1984)。従って

$$dA_1 \cos \alpha_1 d(-\cos \alpha_1) = dA_2 \cos \alpha_2 d(-\cos \alpha_2) \quad (\text{A } 2)$$

である。点1を赤道面上にとり、点2を100 km 高度にとれば100 km 高度での電子の 2π steradian についての全方向強度は式

$$\frac{dF}{dA_2 dt} = \frac{dA_2}{dA_1} j_1(\alpha_1) \cos \alpha_1 2\pi d(-\cos \alpha_1) dE \quad (\text{A } 3)$$

を積分することによって得られる。磁力線束保存から

$$\frac{dA_1}{dA_2} = \frac{B_{am}}{B_{eq}} \quad (\text{A } 4)$$

が与えられる。 $j_1(\alpha_1)$ は近似的に等方的であり、捕捉電子の微分エネルギー・スペクトルは近似的に式(7)の形である。従って、沿磁力線電場加速によるロス・コーン角増加に起因する電子の増加降下フラックス $J_a(E_c, \Delta E_{||})$ は

$$\begin{aligned} J_a(E_c, \Delta E_{||}) &= \int_{E_c - \Delta E_{||}}^{\infty} \int_{\cos \alpha_l}^{\cos \alpha_{al}} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \cos \alpha (-2\pi) d(\cos \alpha) N_0 e^{-E/E_0} dE \\ &= \int_{E_c - \Delta E_{||}}^{\infty} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \pi (\cos^2 \alpha_l - \cos^2 \alpha_{al}) N_0 e^{-E/E_0} dE \end{aligned} \quad (\text{A } 5)$$

で表わされる。 $E_a = E + \Delta E_{||}$ であるから式(3)により

$$\cos^2 \alpha_{at} = 1 - \frac{E + \Delta E_{\parallel}}{E} \sin^2 \alpha_t \quad (\text{A } 6)$$

が得られ、従って $J_a(E_c, \Delta E_{\parallel})$ は

$$J_a(E_c, \Delta E_{\parallel}) = \int_{E_c - \Delta E_{\parallel}}^{\infty} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \pi \frac{\Delta E_{\parallel}}{E} \sin^2 \alpha_t N_0 e^{-E/E_0} dE \quad (\text{A } 7)$$

となる。

沿磁力線電場と磁力線でつながっている電子降下領域では、沿磁力線電場加速がないとき既にロス・コーン内に入っている降下電子の増加フラックス $J_{sl}(E_c, \Delta E_{\parallel})$ は

$$\begin{aligned} J_{sl}(E_c, \Delta E_{\parallel}) &= \int_{E_c - \Delta E_{\parallel}}^{\infty} \int_1^{\cos \alpha_t} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \cos \alpha (-2\pi) d(\cos \alpha) N_0 e^{-E/E_0} dE \\ &= \int_{E_c - \Delta E_{\parallel}}^{\infty} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \pi \sin^2 \alpha_t N_0 e^{-E/E_0} dE \end{aligned} \quad (\text{A } 8)$$

で与えられる。

同じ磁力線上に沿磁力線電場がない電子降下領域での電子フラックス $J_{bl}(E_c)$ は

$$\begin{aligned} J_{bl}(E_c) &= \int_{E_c}^{\infty} \int_1^{\cos \alpha_1} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \cos \alpha (-2\pi) d(\cos \alpha) N_0 e^{-E/E_0} dE \\ &= \int_{E_c}^{\infty} \frac{B_{am}}{B_{eq}} \pi \sin^2 \alpha_t N_0 e^{-E/E_0} dE \end{aligned} \quad (\text{A } 9)$$

である。この場合は沿磁力線電場加速が生じないから電子エネルギー下限は E_c である。

謝 辞

常に励ましをいただいた宇宙科学研究所西村純教授に感謝致します。昭和基地における全天カメラのデータは第 26 次日本南極地域観測越冬隊により親切に提供されたことに謝意を表します。

参 考 文 献

- Akasofu, S. -I., A study of auroral displays photographed from the DMSP-2 satellite and from the Alaska meridian chain of stations, Space Sci. Rev., **16**, 617, 1974.
- Akasofu, S. -I., Physics of Magnetospheric Substorms, Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, p. 7, 1977.
- Ejiri, M., T. Hirasawa, T. Ono, and T. Oguti, Auroral images and particle precipitations observed by S-310JA-8, -9, and -10 at Syowa Station, J. Geomag. Geoelectr., **40**, 799, 1988.
- Goldberg, R. A., J. R. Barcus, and L. A. Treinish, Mapping of auroral X-rays from rocket overflights, J. Geophys. Res., **87**, 2509, 1982.
- 平島洋, 奥平清昭, 中本淳, 村上浩之, 鈴木裕武, 山上隆正, 西村純, 太田茂雄, 並木道義, 宮岡

- 宏, 佐藤夏雄, 藤井良一, 小玉正弘, ノルウェーにおけるオーロラ X 線の観測 (1985 年), 宇宙科学研究所報告, **17**, 115, 1986.
- Hirasima, Y., H. Murakami, A. Nakamoto, K. Okudaira, H. Suzuki, T. Yamagami, S. Ohta, M. Namiki, J. Nishimura, H. Miyaoka, N. Sato, R. Fujii, and M. Kodama, A balloon observation of auroral X-ray images in the northern auroral zone, Mem. Natl. Inst. Polar Res., Special Issue, **47**, 44, 1987.
- 北山正信, 小原隆博, 向井利典, 西田篤弘, 賀谷信幸, EXOS-C ESP による Inverted-V 型電子降下の観測, 宇宙科学研究所報告, **21**, 87, 1988.
- Kodama, M. and T. Oguti, Spatial distributions of auroral zone X-ray as viewed from rocket altitudes, Mem. Natl. Inst. Polar Res., **A14**, 1, 1976.
- Kuzmin, I. A., L. L. Lazutin, V. A. Ageikin, and L. I. Shchur, Modeling of auroral X-rays, in Morphology and Physics of the Polar Ionosphere, in Russian, Nauka, Leningrad, p. 181, 1971.
- Lazutin, L. L., X-ray Emission of Auroral Electrons and Magnetospheric Dynamics (technical editor: Rosenberg, T. J.), Springer-Verlag, Berlin, p. 25 (1979 in Russian), 1986.
- Lin, C. S. and R. A. Hoffman, Observations of inverted-V electron precipitation, Space Sci. Rev., **33**, 415, 1982.
- Lyons, L. R. and D. J. Williams, The quiet time structure of energetic (35~360 keV) radiation belt electrons, J. Geophys. Res., **80**, 943, 1975.
- Lyons, L. R. and D. J. Williams, Quantitative Aspects of Magnetospheric Physics, Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, p. 20, 1984.
- Mauk, B. H., J. Chin, and G. Parks, Auroral X-ray images, J. Geophys. Res., **86**, 6827, 1981.
- McIlwain, C. E., Auroral electron beams near the magnetic equator, in Physics of the Hot Plasma in the Magnetosphere, ed. by B. Hultqvist and L. Stenflo, p. 91, Plenum Press, New York, 1975.
- Nielsen, E., A. Korth, G. Kremser, and F. Mariani, The electron pitch angle distribution at geosynchronous orbit associated with absorption spikes during the substorm expansion phase, J. Geophys. Res., **87**, 887, 1982.
- Oguti, T., Metamorphoses of aurora, Mem. Natl. Inst. Polar Res., **A12**, 1, 1975.
- Parks, G. K., G. Laval, and R. Pellat, Behavior of outer radiation zone and a new model of magnetospheric substorm, Planet. Space Sci., **20**, 1391, 1972.
- Parks, G. K., C. S. Lin, B. Mauk, S. DeForest, and C. E. McIlwain, Characteristics of magnetospheric particle injection deduced from events observed on August 18, 1974, J. Geophys. Res., **82**, 5208, 1977.
- Walker, R. J., K. N. Erickson, R. L. Swanson, and J. R. Winckler, ATS-6 synchronous orbit trapped radiation studies with an electron-proton spectrometer, IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst., **AES-11**, 1131, 1975.
- Yamagishi, H., H. Fukunishi, T. Kojima, T. Yoshino, and R. Gendrin, Conjugate observation of periodic VLF emissions near $L=6$, Mem. Natl. Inst. Polar Res., Special Issue, **31**, 96, 1984.
- Yamagishi, H., ELF emissions in high latitudes—Ray path calculation and ground-satellite observations. Mem. Natl. Inst. Polar Res., **A19**, 1, 1989.
- Yamamoto, T. and T. Oguti, Recurrent fast motions of pulsating auroral patches 1. A case study on optical and quantitative characteristics during a slightly active period. J. Geophys. Res., **87**, 7603, 1982.