

NCAR-TIEGCM을 이용한 이온권과 열권의 상호작용 연구: 행성간 자기장(IMF)에 따른 고위도 하부 열권의 운동량 강제에 대한 연구

곽영실^{1†}, Arthur D. Richmond², 안병호³, 원영인⁴

¹경북대학교 천문대기과학과

²High Altitude Observatory, NCAR, USA

³경북대학교 지구과학교육과

⁴한국해양연구원 극지연구본부

A STUDY ON THE IONOSPHERE AND THERMOSPHERE INTERACTION BASED ON NCAR-TIEGCM: DEPENDENCE OF THE INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD (IMF) ON THE MOMENTUM FORCING IN THE HIGH-LATITUDE LOWER THERMOSPHERE

Young-Sil Kwak^{1†}, Arthur D. Richmond², Byung-Ho Ahn³, and Young-In Won⁴

¹Department of Astronomy and Atmospheric Science, Kyungpook National University, Daegu 702-701, Korea

²High Altitude Observatory, NCAR, 3450 Mitchell Lane, Boulder, CO 80301, USA

³Department of Earth Science, Kyungpook National University, Daegu 702-701, Korea

⁴Polar Science Laboratory, Korea Ocean R&D Institute, Ansan, P.O. Box 29, 425-600, Korea

E-mail: ys-kwak@hanmail.net

(Received February 5, 2005; Accepted March 18, 2005)

요 약

본 연구에서는 미 국립대기연구소(NCAR)의 열권-이온권 전기역학적 대순환 모델(TIEGCM)을 이용하여 행성간 자기장(IMF)의 방향과 세기 그리고 고도에 따라 여름철 남반구 고위도 하부 열권의 바람에 작용하는 운동량 강제력을 정량적으로 구하였다. 그리고 이들을 서로 비교 분석함으로써 IMF 조건과 고도에 따른 고위도 하부 열권의 풍계(wind system)를 유지시켜주는 주된 물리적인 과정을 살펴보았다. 고위도 하부 열권(<180km)에서 양($B_y > 0.8|\bar{B}_z|$) 또는 음($B_y < -0.8|\bar{B}_z|$)의 IMF B_y 조건인 경우에 운동량 강제력 차이, 즉 IMF 기준치 $\neq 0$ 일 때와 IMF 기준치=0 일 때의 운동량 강제력 차이(difference momentum force)는 자기위도 -80° 에서 최대값을 가지면서 극관과 오로라 영역에 국한된 단순한 형태의 분포를 보인다. 그리고 IMF B_y 성분이 양과 음일 때 강제력 차이의 세기는 비슷하지만 분포양상은 반대방향을 취한다. 한편 IMF B_z 가 양($B_z > 0.3125|\bar{B}_y|$) 또는 음($B_z < -0.3125|\bar{B}_y|$)인 조건인 경우에는 강제력 차이가 아오로라(subauroral) 위도까지 분포하며 IMF B_y 가 양 또는 음의 조건일 때 보다 복잡한 구조를 보인다. 그리고 IMF B_z 가 음인 경우의 강제력 차이가 양인 경우보다 더 크며 반대방향으로 작용한다. 125km 보다 더 높은 고도(>125km)에서 바람차이를 결정하는 주된 강제력은 기압경도력, 전향력, 수평이류 그리고 비발산 성분이 강한 Pedersen 이온항력인 것으로 확인되었다. 고도 약 125km에서는 이 네 가지 힘에 더불어 비회전 성분이 강한 Hall 이온항력과 극관내의 연직 이류가 지역과 시간에 따라 바람차이의 형성에 작용한다. 한편 고도 108-125km에서는 IMF B_z 조건일 경우의 극관영역을 제외하고는 기압경도력, 전향력 그리고 Hall 이온항력이 이 고도에서의 바람차이를 유발시키는 주된 강제력으로 작용한다. 고도 108km 이하에서는 기압경도력과 전향력이 균형을 이루어 지균 운동을 유지시킨다. IMF- \bar{B}_y 의존 MLT 평균 운동량 강제력들은 이온항력을 제외한 다른 모든 남북성분이 동서성분에 비해 더 강하게 중성대기에 작용하

[†]corresponding author

는 것으로 확인되었다. 108-125km의 고도에서 IMF B_y 가 음인 경우에 이온항력은 하강운동 및 단열압축가열과 관련된 시계방향의 온난순환(warm circulation)을 극관 내에 형성시킨다. 반면 IMF B_y 가 양인 경우에는 극관 내에 상승운동 및 단열팽창냉각과 관련된 반시계방향의 한랭순환(cold circulation)을 형성시킨다. 이온항력은 IMF B_z 가 음인 경우에는 새벽영역에 상승운동과 관련된 반시계방향의 한랭순환을, 반면에 IMF B_z 가 양인 경우에는 새벽영역에 하강운동과 관련된 시계방향의 온난순환을 형성시킨다.

ABSTRACT

To understand the physical processes that control the high-latitude lower thermospheric dynamics, we quantify the forces that are mainly responsible for maintaining the high-latitude lower thermospheric wind system with the aid of the National Center for Atmospheric Research Thermosphere-Ionosphere Electrodynamics General Circulation Model (NCAR-TIEGCM). Momentum forcing is statistically analyzed in magnetic coordinates, and its behavior with respect to the magnitude and orientation of the interplanetary magnetic field (IMF) is further examined. By subtracting the values with zero IMF from those with non-zero IMF, we obtained the difference winds and forces in the high-latitude lower thermosphere (<180 km). They show a simple structure over the polar cap and auroral regions for positive ($B_y > 0.8|\bar{B}_z|$) or negative ($B_y < -0.8|\bar{B}_z|$) IMF- \bar{B}_y conditions, with maximum values appearing around -80° magnetic latitude. Difference winds and difference forces for negative and positive \bar{B}_y have an opposite sign and similar strength each other. For positive ($B_z > 0.3125|\bar{B}_y|$) or negative ($B_z < -0.3125|\bar{B}_y|$) IMF- \bar{B}_z conditions the difference winds and difference forces are noted to subauroral latitudes. Difference winds and difference forces for negative \bar{B}_z have an opposite sign to positive \bar{B}_z condition. Those for negative \bar{B}_z are stronger than those for positive indicating that negative \bar{B}_z has a stronger effect on the winds and momentum forces than does positive \bar{B}_z . At higher altitudes (>125 km) the primary forces that determine the variations of the neutral winds are the pressure gradient, Coriolis and rotational Pedersen ion drag forces; however, at various locations and times significant contributions can be made by the horizontal advection force. On the other hand, at lower altitudes (108-125 km) the pressure gradient, Coriolis and non-rotational Hall ion drag forces determine the variations of the neutral winds. At lower altitudes (<108 km) it tends to generate a geostrophic motion with the balance between the pressure gradient and Coriolis forces. The northward component of IMF \bar{B}_y -dependent average momentum forces act more significantly on the neutral motion except for the ion drag. At lower altitudes (108-125 km) for negative IMF- \bar{B}_y condition the ion drag force tends to generate a warm clockwise circulation with downward vertical motion associated with the adiabatic compress heating in the polar cap region. For positive IMF- \bar{B}_y condition it tends to generate a cold anticlockwise circulation with upward vertical

motion associated with the adiabatic expansion cooling in the polar cap region. For negative IMF- \bar{B}_z the ion drag force tends to generate a cold anticlockwise circulation with upward vertical motion in the dawn sector. For positive IMF- \bar{B}_z it tends to generate a warm clockwise circulation with downward vertical motion in the dawn sector.

Keywords: momentum forcing, high-latitude lower thermosphere, IMF

1. 서 론

지구의 초고층대기는 하층대기와는 달리 에너지원이 태양의 극 자외선과 플라즈마 형태의 태양풍으로 태양활동에 따라 그 상태가 급격히 변한다. 또한 지구의 초고층은 열권과 이온권이 공존하는 영역으로서 중성대기와 플라즈마 사이에 매우 복잡한 상호작용이 일어나고 있다. 특히 태양활동이 활발해지는 기간에는, 태양풍과 지구 자기장의 상호작용에 의해 자기권으로부터 강한 전기장과 고에너지 오로라 입자의 유입이 증대된다. 그 결과 고위도 이온권에는 빠른 플라즈마 대류와 강한 전류가 발생된다. 이러한 자기권-이온권의 결합과 관련된 운동량과 에너지 강제력에 의해 고위도 열권은 아주 크게 영향을 받는다. 전기장과 자기장 속에서 빠르게 표류하는 양이온은 중성대기와 충돌하여 운동량을 열권 대기에 전달함으로써 양이온의 운동방향으로 대기를 가속시키려고 한다. 오로라 지역으로의 고에너지 입자의 하강은 열권 대기를 직접 가열시킬 뿐만 아니라, 이온권의 전기 전도도를 강화시켜 수평 전류의 흐름을 용이하게 한다. 이러한 이온권의 수평 전류는 공기와의 마찰에 의해 출가열 과정을 통하여 에너지를 전달함으로써 고위도 열권의 에너지 균형에 큰 영향을 준다(e.g., Thayer et al. 1987, Rees & Fuller-Rowell 1989, Killeen et al. 1995). 특히 자기폭풍기간 동안 출가열은 국지적인 가열뿐만 아니라 전지구적인 평균 대기대순환을 변화시킨다. 그리고 고위도 이온권의 전기장이 저위도로 전파됨에 따라 전지구적인 열권과 이온권의 성분, 밀도, 역학 및 구조에도 큰 변화가 일어난다(Richmond & Matsushita 1975, Fuller-Rowell et al. 1994, 1996, Fejer & Scherliess 1995, Forbes et al. 1995).

하부 열권의 바람은 앞서 언급한 바와 같이 태양 극자외선(EUV) 및 자외선(UV) 복사에너지와 고위도의 자기권-이온권 결합과 관련된 에너지 및 운동량 뿐 만 아니라 하층으로부터 상향으로 전파되어오는 대기조석과 여러 교란에 의해서도 유발된다. 열권 순환의 강제(forcing)에 대한 역학적인 분석과정을 통해 열권의 운동량 수지(budget)와 관련된 주된 힘들을 알아낼 수 있다. 그리고 이 힘들들의 상대적인 중요도를 정량적으로 비교함으로써 열권의 바람을 유발시키는 주된 물리적인 과정을 이해할 수 있다. 이러한 분석을 위해서는 여러 지점에서의 공기덩어리의 시간적인 진화에 대한 정보가 필수적이다. 그런데 이러한 정보를 관측으로부터 직접 얻기란 쉽지 않다. 따라서 경험모델이나 이론적인 모델을 이용하여 열권의 역학적인 양상이나 물리과정을 분석하려는 많은 연구가 수행되어 왔다(e.g., Dickinson & Geisler 1968, Larsen & Mikkelsen 1983, Killeen & Roble 1984, 1986).

중성대기의 수평운동을 기술하기 위하여 Geisler(1967)과 Kohl & King(1967) 그리고 Dickinson et al.(1968)은 전 지구 중성대기의 온도와 밀도에 대한 경험모델을 토대로 한 2차원 열권모델을 소개하였다. 그런데 이 모델들에서는 고위도로부터의 운동량과 에너지원이 고려되지 않았고 운동량방정식에 비선형 항이 포함되지 않았으며 오로지 태양 극자외선 및 자외선 복사만이 고려되었다. 그 결

과 열권 바람은 주로 기압경도력에 의해 유발되는 것으로 해석되었다. Dickinson & Geisler(1968)는 관측으로부터 유도된 온도 및 성분 경험모델을 이용하여 자오면 평균 열적 구조를 구하였다. 그들은 그들의 결과가 태양 복사에너지만을 고려하여 계산한 결과와 반대임을 밝히고 고위도의 열원(heat source)이 고려되어야 함을 제시하였다. 또한 로켓 수증기 궤적(rocket vapor trails)(Rees 1971a,b, Meriwether *et al.* 1973, Kelly *et al.* 1977, Heppner & Miller 1982)과 지상의 페브리-페로 간섭계(Fabry-Perot interferometers)(Nagy *et al.* 1974, Hays *et al.* 1979, Smith & Sweeney 1980, Rees *et al.* 1980)로부터의 실험적인 자료를 이용한 연구들은 고위도 열권 반응은 태양으로부터의 열원만을 고려했을 때 예상되는 결과와는 상당히 다름을 밝혔다.

이러한 연구결과를 바탕으로 개선된 분석적인 모델(Cole 1971, Fedder & Banks 1972, Dickinson *et al.* 1971, Straus & Schulz 1976, Mayr & Harris 1978, Volland 1979, Mikkelsen *et al.* 1981a,b, Larsen & Mikkelsen 1983, Mikkelsen & Larsen 1983)들은 자기권으로부터 유입된 전기장과 오로라 입자 하강이 고위도 열권의 역학, 온도 및 성분구조에 중요한 영향을 끼침을 보였다. 그런데 초기 분석적인 열권 모델들은 3차원적인 전구 시뮬레이션의 기여와 고위도 운동량과 에너지 유입의 아주 대략적인 계산 그리고 단순화한 이온권 모수화에 의한 한계를 지니고 있었다. 이러한 한계를 보완하여 운동량, 에너지 및 연속방정식을 완전히 풀이한 3차원적인 시간함수의 열권 대순환 모델(Thermospheric General Circulation Model, TGCM)(Fuller-Rowell & Rees 1980, Dickinson *et al.* 1981, Roble *et al.* 1982)이 개발되었다. 이 모델들은 열권 역학 및 에너지를 조절하는 물리·화학적 과정(e.g. Killeen & Roble 1984, 1986, Killeen *et al.* 1987, McCormac *et al.* 1988)과 중성대기 성분, 열적 구조 및 대순환 사이의 상호작용(Dickinson *et al.* 1984)을 연구하는데 아주 훌륭한 도구를 제공하였다. 그런데 TGCM은 여전히 이온권 물리량에 대해서 경험모델을 사용하였고, 반일주기조석(semi-diurnal tide)에 의한 하층대기의 강제가 무시되었기 때문에 일관성이 결여되었다. 즉 상층대기물리와 화학을 이해하는데 아주 중요한 열권과 이온권 사이의 연속적인 상호작용이 다루어지지 않았다. Roble *et al.*(1988)은 열권과 이온권 사이의 보다 능동적인 상호작용을 알기 위해서 열권과 이온권의 결합된 aeronomics scheme(Roble *et al.* 1987)을 NCAR-TGCM에 고려하여 일관성 있게 결합된 열권-이온권 모델인 NCAR-TIGCM(NCAR-Thermosphere Ionosphere General Circulation Model)을 개발하였다. 이 모델에는 하층대기의 반일주기조석에 의한 열권의 교란(Fesen *et al.* 1986)이 포함되었다.

최근 들어 Richmond *et al.*(1992)은 열권과 이온권 사이의 일관성 있는 전기역학적 상호작용을 포함시키기 위해 열권·이온권의 전기역학적 대순환 모델(Thermosphere Ionosphere Electrodynamics General Circulation Model, TIEGCM)이라는 새로운 모델을 제시하였다. 이 모델은 전기장과 전류에 대한 열권 바람의 다이나모 효과를 포함시킴으로써 중성대기와 플라즈마 역학을 일관성 있게 취급하는 것을 가능하게 하였다. 광영실 등(2004)은 NCAR-TIEGCM을 이용하여 남반구 고위도 지방의 여름철 하부 열권의 바람을 통계적으로 분석함으로써 고위도의 이온권 전기장이 열권 역학에 어떻게 영향을 주는지를 연구한 바 있다. 그들은 모델에 행성간 자기장(Interplanetary Magnetic Field, IMF)의 B_y 와 B_z 성분을 입력하여 얻은 수평바람자료를 이용하여 여러 고도에서의 IMF B_y 와 B_z 에 따른 평균바람형태를 조사하였다. 그 결과를 UARS(Upper Atmospheric Research Satellite)에 탑재된 WINDII(Wind Imaging Interferometer)로 관측한 결과(Richmond *et al.* 2003)와 상호 비교함으로써 모델 결과가 관측치와 얼마나 잘 부합되는지도 검토하였다. 그들의 분석 결과에 의하면 비록 모

델로부터 추정된 바람의 세기가 관측치에 비해 대체적으로 약하긴 하지만, 바람형태는 대체적으로 잘 일치하였다. IMF $\neq 0$ 와 IMF=0인 경우의 바람차이(difference wind)는 IMF B_y 성분이 양과 음일 때 각각 시계방향과 반시계방향의 강한 소용돌이 형태를 보였으며, 이 소용돌이 양상은 고도 105 km 까지 나타났다. IMF B_z 가 양인 경우의 바람차이는 극관지역에 아주 국한되는 반면, IMF B_z 가 음일 경우에는 아오로라(subauroral) 위도까지 확장되었다. IMF B_z 에 좌우되는 일주풍(diurnal wind) 성분과 이온권 대류 성분 사이에는 뚜렷한 상관관계를 보였으며, 그 관련성은 고도 108km 까지 나타났다.

IMF의 방향과 세기 그리고 고도에 따라 고위도 열권 바람의 양상과 세기가 다르다는 광영실 등(2004)의 연구로부터 고위도 열권 바람을 유발시키는 운동량 강제(momentum forcing)와 물리적인 과정 또한 IMF 조건과 고도에 따라 다를 것으로 예상된다. 따라서 본 연구에서는 광영실 등(2004) 연구의 연장으로, NCAR-TIEGCM을 이용하여 지자기좌표계에서 IMF의 방향과 세기 그리고 고도에 따라 남반구 고위도 하부 열권의 바람에 대한 운동량 강제항(momentum forcing term)들을 정량적으로 구해보고자 한다. 그리고 운동량 강제항들을 서로 비교해 봄으로써 IMF 조건과 고도에 따른 남반구 고위도 하부 열권의 풍계(wind system)를 유지하는 주된 물리적인 과정을 규명하고자 한다.

2. 모델 및 입력 자료

본 연구에서 사용되는 열권·이온권 전기역학적 대순환 모델(TIEGCM)(Richmond et al. 1992)은 미국립 대기과학연구소(National Center for Atmospheric Research, NCAR)의 Roble et al.(1988)이 개발한 열권·이온권 대순환 모델(TIGCM)을 발전시킨 것으로, 열권과 이온권의 역학, 다이노모 전기장과 전류, 그리고 중성대기와 플라즈마 운동에 대한 전기역학적인 되먹임(feedback)과 열역학을 일관성 있게 계산한다. 본 모델은 중성대기와 이온의 운동량, 에너지, 질량, 정역학 및 전류밀도에 대해서 비선형 방정식과 상태방정식을 푼다. 그리고 중성대기의 온도, 3차원적인 풍속 그리고 중성대기의 주성분과 미량 성분의 질량혼합비의 전구 분포를 계산한다. 뿐만 아니라, 이온권의 전자 및 양이온의 온도와 수밀도 그리고 수평속도의 전구 분포도 계산한다. 이온항력 텐서, 비열, 점성계수 그리고 열전도도 또한 모델에서 계산된다. 모델에서 출력되는 물리량들은 위도 87.5°S에서 87.5°N 그리고 경도 180°E에서 180°W에 이르러는 구간에서 매 5° × 5° 격자 상에서 계산된다. 또한 매 격자 상에서는 연직 방향으로 97 ~ 500km 고도 범위에 걸친 25개의 기압면 및 주어진 시간간격에 대해서 계산된다. 본 연구에서는 남반구 고위도 하부 열권에 초점을 두고 있기 때문에 32.5°S~90°S 위도 범위와 97 ~ 200km 고도 범위를 고려한다. TIEGCM은 입력자료로 태양의 극 자외선(EUV) 및 자외선(UV) 복사량, 오로라 하강 입자, 고위도 이온 대류 형태(전기장) 그리고 하층으로부터 상향으로 전파되어오는 대기조석과 다른 교란들을 사용한다.

본 연구를 위해서 광영실 등(2004)의 연구기간과 동일한 1992년 11월과 1993년 1월, 즉 남반구 여름철 조건에 대해 모델을 가동하였으며 이 기간동안 모델에 입력되는 자료들은 다음과 같다. 태양 극 자외선(EUV) 및 자외선(UV) 복사량으로는 NGDC(National Geophysical Data Center)로부터 일일태양복사량(F10.7)과 81일 평균태양복사량(F10.7A) 자료를 이용하였다. 고위도의 시간별 오로라 하강 입자와 이온대류 형태를 구하기 위해서 사용하는 극관 횡단 전위차(cross-polar cap potential drop, CCP), 총 반구 에너지 유입량(total hemispheric power, HP)은 Kp 지수의 함수

인 $CCP = 29 + 11 \times Kp$ (Reiff & Burch 1985)와 $HP = -2.78 + 9.33 \times Kp$ (Maeda et al. 1989)를 각각 사용하였다. 이온대류 형태를 구하기 위해서는 Weimer(2001)의 경험적 전위 모델을 이용하였다. 그리고 행성간 자기장의 B_y 와 B_z 성분은 1965년에서 1985년까지의 고위도 지방의 세 관측소 Vostok, Thule 및 Dumont d'Urville에서의 지자기변화 X, Y, Z 성분과 IMF B_y 와 B_z 의 월별 시간에 따른 다중 선형 회귀분석(multiple linear regression analysis)으로부터 산출한 시간별 근사 IMF 값을 이용하였다(Vennerstroem et al. 2001). 이때 IMF B_y 및 B_z 는 GCM(Geocentric Solar Magnetospheric) 좌표계에서 정의된다(Kivelson & Russell 1995). 하층으로부터 위쪽으로 전파되어오는 일일(diurnal-) 및 반일조석(semidiurnal-tides)은 NCAR의 전구규모 파동모델(Global Scale Wave Model, GSWM)(Hagan & Forbes 2002)의 결과를 이용하였다. 모델 가동 시 시간 간격은 2분으로 설정하였으며, 각 시간 간격에서 입력 자료들에 대해 선형적인 내삽이 이루어지도록 설정하였다. TIEGCM의 결과는 3시간 간격으로 기록하였다.

3. 운동량 방정식

하부 열권은 희박한 기체로 이루어져 있긴 하지만 충돌 빈도가 높고 등방적(isotropic)이기 때문에 기본 유체 역학 방정식인 Navier-Stokes 방정식이 적용될 수 있다(Conrad & Schunk 1979). 따라서 여러 가지 운동량 강제력원에 대한 하부 열권의 반응은 이 방정식에 의해 해석될 수 있다. 회전좌표계에서 하부 열권의 중성대기에 작용하는 강제력의 균형과 풍속의 시간변화(DV/Dt)를 나타내는 운동량 방정식은 식 (1)과 같다.

$$\frac{DV}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P - 2\Omega \times \mathbf{V} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{\rho} + \frac{1}{\rho}\nabla(\mu\nabla\mathbf{V})$$

$$(F^P) \quad (F^C) \quad (F^I) \quad (F^V) \quad (1)$$

여기서 \mathbf{V} 는 중성풍 속도, t 는 시간, ρ 는 대기밀도, P 는 기압, Ω 는 지구자전 각속도($\Omega = 7.292 \times 10^{-5} s^{-1}$), \mathbf{J} 는 전류밀도, \mathbf{B} 는 자기장 세기이며, μ 는 분자점성계수와 난류점성계수의 합이다. 회전좌표계에서 공기 덩어리에 작용하는 네 가지 힘은 기압경도력(F^P), 전향력(F^C), 이온항력(F^I) 그리고 점성력(F^V)이다. 기압경도력은 태양복사열 또는 줄가열에 의해 발생되거나 하층대기로부터 상향전파되어오는 대기조석에 의해 유발된다. 전향력은 자전하는 지구상에서 대기가 움직일 때 작용한다. 한편 대류하는 이온이 중성대기와 충돌할 때, 이온들은 운동량을 열권대기에 전달해서 이온의 운동방향으로 대기를 가속시키려 하는데 이 힘을 이온항력가속(또는 이온속도가 중성대기속도보다 작거나 반대인 경우는 감속)이라 한다. 거시적으로 이온항력가속은 자기장을 통과해서 흐르는 전류로 인해 발생하는 암페어(Ampere)가속으로 식 (2)과 같이 지자기장에 수직인 중성분자의 체적속도성분인 \mathbf{V}_\perp 와 전자기적 이온대류속도인 \mathbf{V}_I 으로 표현할 수 있다(Richmond & Lu 2000).

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{\rho} = \frac{\sigma_P B^2}{\rho}(\mathbf{V}_I - \mathbf{V}_\perp) + \frac{\sigma_H B}{\rho}\mathbf{B} \times (\mathbf{V}_I - \mathbf{V}_\perp)$$

$$(F_{Pedersen}^I) \quad (F_{Hall}^I) \quad (2)$$

여기서 σ_P 와 σ_H 는 각각 페더슨(Pedersen)과 홀(Hall) 전기전도도이다. 우변의 첫째 항과 둘째 항은 각각 페더슨($F_{Pedersen}^I$)과 홀(F_{Hall}^I) 이온항력이다. 그리고 $\mathbf{V}_I \equiv \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ 로 정의되며, 여기서 \mathbf{E} 는 전기장이다. 따라서 전기장이 강해지면 이온대류속도가 빨라져서 식 (2)에서 이온항력이 강하게 작

용하여 결과적으로 매우 빠른 열권 바람이 유발될 수 있다. 한편 하부 열권에는 난류와 분자 확산이 교차하는 지역이 있으며 이러한 지역에는 연직 시어(shear)가 존재하는데, 점성력은 이러한 연직 시어를 완화시키는 역할을 한다.

“라그랑지 방법(Lagrangian frame)”으로 표현된 식 (1)은 공기의 미소부분을 질점으로 고려하여 공기 덩어리가 지구에 대해 움직일 때 그 공기 덩어리를 추적해가면서 그 시간적 변화 또는 그 공기 덩어리에 작용하는 힘들을 조사하는데 적절하다. 그러나 유체, 즉 공기 미소부분을 질점과 같이 취급하는 것은 어렵다. 따라서 식 (3)과 같이 시간적인 전미분을 공간에 고정된 점에서의 편미분으로 표현하는 “오일러 방법(Eulerian frame)”으로의 변환이 필요하다.

$$\frac{D\mathbf{V}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \quad (3)$$

$$(F^T) \quad (F^A)$$

여기서 시간에 대한 편미분(F^T)은 지구상의 임의의 고정점에서 \mathbf{V} 의 국지적인 시간변화를 나타내며, 이류항(F^A)에 의해 시간 전미분과 관계 지워진다.

결과적으로 회전하는 구면좌표계의 임의의 고정점에서 중성풍 속도의 국지적인 시간변화와 중성풍에 작용하는 강제력의 동서($\partial u/\partial t$) 및 남북($\partial v/\partial t$) 성분은 식 (4)와 (5)로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + f v + \{\lambda_{xx}(u_I - u) + \lambda_{xy}(v_I - v)\} - \frac{1}{\rho H} \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\mu}{H} \frac{\partial u}{\partial Z} \right) - \left\{ \mathbf{V} \cdot \nabla u - \frac{uv}{r} \tan \phi \right\} - W \frac{\partial u}{\partial Z} \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} - f u + \{\lambda_{yy}(v_I - v) + \lambda_{yx}(u_I - u)\} - \frac{1}{\rho H} \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\mu}{H} \frac{\partial v}{\partial Z} \right) - \left\{ \mathbf{V} \cdot \nabla v + \frac{u^2}{r} \tan \phi \right\} - W \frac{\partial v}{\partial Z} \quad (5)$$

여기서 r 은 평균지구반지름과 고도의 합이며, ϕ 와 λ 는 각각 위도와 경도, Φ 는 지오폠펌셜, f 는 코리올리인자(Coriolis parameter)로 $f = 2\Omega \sin \phi$ 이다. $\lambda_{xx}, \lambda_{xy}, \lambda_{yx}, \lambda_{yy}$ 는 이온항력 텐서이고, u_I 와 v_I 는 이온대류속도의 동서와 남북 성분이다. Z 는 $\log_e(P_0/P)$ 이며, 여기서 P_0 는 기준 기압(reference pressure, $P_0 = 5 \times 10^{-4} \mu b$ 또는 $(50 \mu Pa)$ 이다. H 는 규모고도(scale height)이며, W 는 연직속도로 dZ/dt 이다. 식 (4)와 (5)의 우변 항들은 차례대로 각각 기압경도력(F^P), 전향력(F^C), 이온항력(F^I), 점성력(F^V), 수평이류(F^{HA}) 그리고 연직이류(F^{VA})이다. 각 항들의 단위는 ms^{-2} 이다. 이온항력 텐서는 각각 식 (6), (7) 그리고 (8)과 같이 정의된다.

$$\lambda_{xx} = \sigma_P \frac{B^2}{\rho} \quad (6)$$

$$\lambda_{xy} = \lambda_{yx} = \sigma_H \frac{B^2 \sin I}{\rho} \quad (7)$$

$$\lambda_{yy} = \lambda_{xx} \sin^2 I \quad (8)$$

여기서 I 는 각 지점에서의 지구 자기력선과 수평면이 이루는 각도이다.

4. 분석 과정

출력된 모델 결과로부터 식 (4)와 (5)를 이용하여 각 주어진 기압면 고도와 UT에 대해서 각 격자점에서의 운동량 강제력 항들을 구하였다. 이때 각 격자점에서의 수평과 연직 방향으로의 편미분 값을 구하기 위해서는 유한차분법(finite difference method)을 이용하였다.

계산된 운동량 강제력 항들로부터 각 강제력들의 IMF와 고도에 따른 형태를 구하기 위해서는, 먼저 자기좌표계에서 각 고도의 강제력 값들을 구간별(4.1절)로 분류한다. 다음으로 각 구간에서 여러 방향과 세기의 IMF에 대하여 운동량 강제력 자료의 회귀분석(4.3절)을 한다. 마지막으로 IMF 값에 따른 통계적인 운동량 강제력 형태를 자기위도와 MLT(Magnetic Local Time) 상에 나타낸다. 그리고 운동량 강제력의 균형을 조사하기 위해서는, TIEGCM을 정상상태(steady state)로 가동시켰으며, 모델 결과를 이용하여 운동량 강제력을 구한 후 이것을 각 위도와 고도에서 MLT 또는 지자기 동서 방향으로 평균하였다. 좀 더 구체적인 것은 다음 절에서 설명한다.

4.1. 지자기 좌표계(Magnetic Coordinate) 및 구간 설정(Binning)

지자기 좌표계로는 준쌍극자(Quasi-Dipole, QD) 좌표계(Richmond 1995)를 이용하며, QD 위도(λ_q)와 MLT는 다음과 같이 정의된다.

$$\lambda_q \equiv \pm \cos^{-1} \left(\frac{R_E + h}{R_E + h_A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

$$MLT = (24/2\pi)(\phi_q - \phi_0) \quad (10)$$

여기서, R_E 는 평균지구반지름이고 h 는 고도이며 h_A 는 apex 고도이다. QD 경도인 ϕ_q 는 apex 쌍극자 경도이고, ϕ_0 는 태양 반대편 지점의 쌍극자 경도로 자기자정을 의미한다. 식 (9)에서 양과 음의 부호는 각각 자기북반구와 남반구를 나타낸다. 지자기 동서 및 남북 성분의 운동량 강제력인 $F_{q\phi}$ 와 $F_{q\lambda}$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\mathbf{v} = F_{q\phi} \mathbf{f}_1 + F_{q\lambda} \mathbf{f}_2 \quad (11)$$

$$\mathbf{f}_1 = -(R_E + h) \mathbf{k} \times \nabla \lambda_q \quad (12)$$

$$\mathbf{f}_2 = -(R_E + h) \cos \lambda_q \mathbf{k} \times \nabla \phi_q \quad (13)$$

여기서, \mathbf{k} 는 단위수직벡터이다. \mathbf{f}_1 과 \mathbf{f}_2 는 각각 자기 동서 그리고 남북 방향으로의 수평기본벡터들이다.

QD 위도 방향으로는 -47.5° 에서부터 극까지 격자를 5° 간격으로 나누었다. 그런데 극쪽으로 갈수록 각 MLT 사이의 실제 간격이 좁아짐으로, -50° 에서는 경도 방향으로 32개의 구간으로 나누고 5° 씩 극쪽으로 갈수록 점차적으로 구간 수를 줄였다. 마침내 -85° 에서는 4개 그리고 -90° 에서는 1개만으로 구간을 설정하였다. 이렇게 해서 위도 -47.5° 이상의 남반구를 총 145개의 구간으로 나누었다. 각 구간은 다시 고도에 따라 13개의 간격으로 구분했다. 즉, 기압면 고도 Z 가 $-6.5, -6.0, -5.5, -5.0, -4.5, -4.0, -3.5, -3.0, -2.5, -2.0, -1.5, -1.0, -0.5$ 로 지오폠펌셜 고도로는 각각 약 98, 100, 103, 106, 111, 117, 125, 134, 146, 160, 177, 195, 216km이다.

표 1. IMF 기준치와 경우(subset)에 대한 자료의 선택기준*.

Subset	Reference IMF		Data Selection Criterion
	\bar{B}_y	\bar{B}_z	
1	0.0	0.0	$(\bar{B}_y/4.53)^2 + (\bar{B}_z/2.83)^2 < 1$
2	-3.2	0.0	$\bar{B}_y < -0.8 \bar{B}_z $
3	3.2	0.0	$\bar{B}_y > 0.8 \bar{B}_z $
4	0.0	-2.0	$\bar{B}_z < -0.3125 \bar{B}_y $
5	0.0	2.0	$\bar{B}_z > 0.3125 \bar{B}_y $

* $\tau = 3$ 시간에 대해 평균된 IMF \bar{B}_y 와 \bar{B}_z 의 단위는 nT이다.

4.2. 행성간 자기장(IMF)

공기의 관성으로 인해 바람의 변화는 IMF와 이온권의 대류속도변화에 지연되어 일어날 것이 예상된다. 따라서 본 연구에서는 바람을 유발시키는 운동량 강제력과 시간평균 지연치(lagged time-averaged) IMF와의 상관관계를 구하였으며, IMF B_y 와 B_z 성분의 시간평균 지연치는 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{B}_{[y,z]}(t, \tau) = \frac{\int_0^t B_{[y,z]}(t') e^{(t'-t)/\tau} dt'}{\int_0^t e^{(t'-t)/\tau} dt'} \quad (14)$$

여기서, 시간 t 는 첫 번째 운동량 강제력이 사용되기 전 0 ~ 3일로 둔다. IMF B_y 와 B_z 성분인 $B_{[y,z]}(t)$ 는 시간 t 의 연속함수로서 다루어진다. τ 는 적분에서 지수가중함수(exponential weighting function)에 대한 유효평균시간 또는 지연시간이다. 따라서 임의의 주어진 시간 동안의 평균값으로 $B_{[y,z]}(t)$ 을 다룬다. 본 연구에서는 3시간의 τ 를 사용한다.

4.3. 회귀분석

각 QD 위도/MLT/고도 구간에서 \bar{B}_y 와 \bar{B}_z 에 대하여 운동량 강제력의 다중 선형 회귀분석(multiple linear regression analysis)을 실시한다. 회귀분석된 운동량 강제력 성분은 정오-자정(F_0)과 저녁-새벽(F_6) 방향의 벡터성분으로 표현되며, 지자기 동서($F_{q\phi}$) 및 남북속도성분($F_{q\lambda}$)과는 다음과 같은 관계가 있다.

$$F_0 = F_{q\lambda} \cos(\pi MLT/12) - F_{q\phi} \sin(\pi MLT/12) \quad (15)$$

$$F_6 = F_{q\lambda} \sin(\pi MLT/12) + F_{q\phi} \cos(\pi MLT/12) \quad (16)$$

각 바람 성분들은 다음과 같이 \bar{B}_y 와 \bar{B}_z 의 선형함수로 모델화 된다.

$$F_{[0,6]} = F_{[0,6]}^0 + F_{[0,6]}^y \bar{B}_y + F_{[0,6]}^z \bar{B}_z \quad (17)$$

여기서, 계수 $F_{[0,6]}^0$, $F_{[0,6]}^y$, $F_{[0,6]}^z$ 은 각 QD 위도/MLT/고도 구간에서 최소 자승치(least-squares fit)에 의해 결정된다. 이때 최소 자승치는 전체 자료에 대해서가 아니라 어떤 방향과 세기의 IMF에 국한된 부분적인 자료 세트에 대해서 수행된다.

본 연구에서는 전체 자료 세트를 5개의 경우(subset)로 구분하였으며, 시간규모 τ 가 3시간인 경우 각 경우에 대한 \bar{B}_y 와 \bar{B}_z 의 선택 범위와 기준치를 표 1에 나타냈다. 경우 1은 \bar{B}_y 와 \bar{B}_z 선택 범위에서 보듯이 IMF가 지극히 작은 경우이며 그 기준치의 크기는 0으로 두었다. 경우 2 ~ 5의 \bar{B}_y 와 \bar{B}_z 의

기준치는 시간규모 $\tau = 3$ 시간일 때 전체 자료에 대한 각각의 제공근 평균제곱(root mean square, RMS) 값이다. 여기서 각 경우의 자료선택범위는 전체자료세트에 대해 구한 \bar{B}_y 와 \bar{B}_z 의 제공근평균 제공을 이용하여 결정하였다. 각 경우에 대한 계수들 $F_{[0,6]}^0, F_{[0,6]}^y, F_{[0,6]}^z$ 이 위에서 언급된 바와 같이 구해진 다음 대표값 F_0 와 F_6 은 각각의 공식에서 \bar{B}_y 와 \bar{B}_z 의 기준치를 이용함으로써 재구성된다. 각 구간에서 통계적으로 분석된 결과들은 구간의 중심에 할당되고 QD 경도(ϕ_q)와 위도(λ_q)방향 성분으로 다시 바꾼다.

5. 분석 결과

5.1. IMF와 고도에 따른 운동량 강제

이 절에서는 남반구 고위도 하부 열권의 풍계를 유지시켜주는 운동량원들이 상이한 IMF 조건들과 고도에 따라 어떻게 다른가를 살펴봄과 동시에 IMF 효과가 얼마나 깊숙이 반영되는가를 알아보고자 한다. 운동량 강제력들이 IMF에 의해 얼마나 영향을 받는지를 긴밀히 조사하기 위하여, 표 1의 경우 2~5인 IMF 기준치 $\neq 0$ 일 때와 경우 1인 IMF 기준치 = 0일 때의 운동량 강제력 차이(difference momentum force)를 구하였다.

그림 1은 IMF(\bar{B}_y, \bar{B}_z)가 (-3.2, 0.0)nT인 경우 남반구 고위도의 고도 177, 146, 125 및 111km($Z = -1.5, -2.5, -3.5, -4.5$)에서의 수평바람차이(difference horizontal wind)(그림 1a), 연직속도차이(difference vertical velocity)(그림 1b), 중성대기온도차이(difference neutral temperature)(그림 1c) 그리고 운동량 강제력 차이(그림 1d-k)의 분포를 나타낸 것이다. 본 연구에서 나타내는 모든 투영은 열권을 아래에서 위로 올려다보는 방향을 택했다.

그림 1a에서 IMF \bar{B}_y 가 음인 경우의 수평바람차이는 고위도에서 극에 중심을 둔 시계방향의 소용돌이 형태이며, 지자기 위도 -75° 부근의 새벽영역에서 최대 풍속을 나타낸다. 여기에 나타내지는 않았지만, IMF \bar{B}_y 의 영향에 의한 이러한 양상은 고도 106km까지 나타났다. 고도 177km에서 새벽영역 및 저녁영역에서 각각 미약한 발산 및 수렴양상을 보이던 바람 소용돌이는 고도 111km에서는 지자기 위도 -70° 이상의 전지역에서 수렴양상을 보인다. 그림 1b는 연직속도차이분포이다. 여기서 실선은 양의 값으로 상승을 의미하고 점선은 음의 값으로 하강운동을 의미한다. 고도 177km에서는 지자기 위도 $-60^\circ \sim -70^\circ$ 의 이른 아침 시간대에 강한 상승역이 존재하고 정오를 지난 오후의 극관영역에 강한 하강역이 존재한다. 또한 이른 아침 시간대의 극관영역에도 미약한 하강역이 존재한다. 고도가 감소함에 따라 이른 아침 시간대 오로라 영역의 상승역과 오후의 하강역은 점점 약해지면서 더 늦은 MLT에서 형성된다. 반면, 이른 아침 시간대 극관 영역의 하강역은 고도가 감소함에 따라 더 늦은 MLT에서 더 확장되고 강화되는 양상을 보이다가 마침내 고도 111km에서는 극관을 중심으로 강한 하강역을 형성한다. 그림 1c는 중성대기온도차이 분포를 나타낸 것이다. 고도 177km에서는 극관영역내에는 한랭역이 존재하고 02-04 MLT의 오로라영역에 중심을 두고 온난역이 저위도 지역에 넓게 분포하고 있다. 이 한랭역과 온난역은 고도가 감소함에 따라 더 늦은 MLT에 위치하고 점점 저녁영역으로 이동한다. 고도 125km에서는 저녁영역-새벽영역에 한랭역-온난역의 구조가 나타난다. 고도 111km에서는 저녁영역의 한랭역이 거의 사라지고 중성대기의 하강운동에 의한 단열압축가열과 관련된 온난역이 극을 중심으로 극관내에 형성된다.

그림 1d-h는 그림 1a의 수평바람차이에 작용하는 힘들 또는 운동량 강제력 차이를 벡터로 표현한

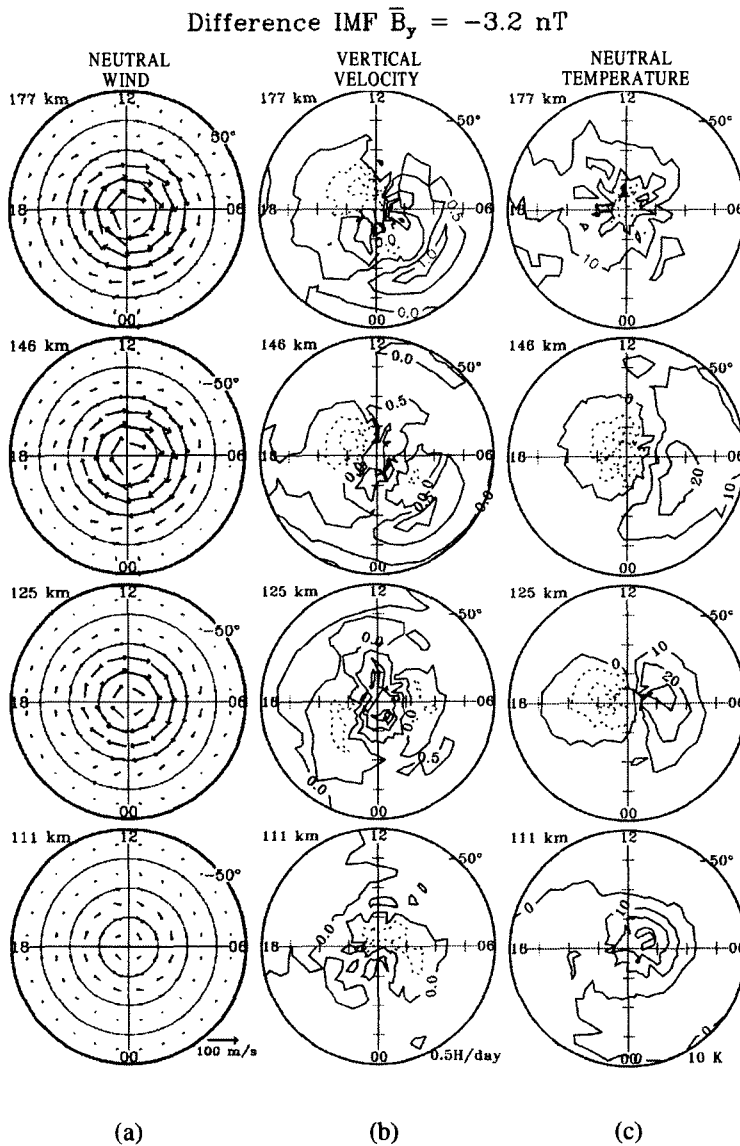


그림 1. IMF $\bar{B}_y = 3.2$ nT인 경우 MLT 평균(또는 동서평균)된 IMF- \bar{B}_y 의존. (a) 동서성분의 바람(양의 값이 동쪽방향), (b) 남북성분의 바람(양의 값이 북쪽방향 또는 적도방향), (c) 연직속도(양의 값이 위쪽방향), (d) 중성대기온도.

것이다. 기압경도력차이(그림 1d), 전향력차이(그림 1e), 수평이류차이(그림 1f), 이온향력차이(그림 1g), Pedersen 이온향력차이(그림 1h), Hall 이온향력차이(그림 1i), 연직이류차이(그림 1j) 그리고 점성력차이(그림 1k)의 분포를 구했다. 단위는 ms^{-2} 이다. 중성대기에 작용하는 각 힘들의 상대적인 중요도를 보다 쉽게 파악할 수 있도록 모든 힘 벡터를 고정된 크기 $0.01ms^{-2}$ 에 대하여 나타내었다. 그

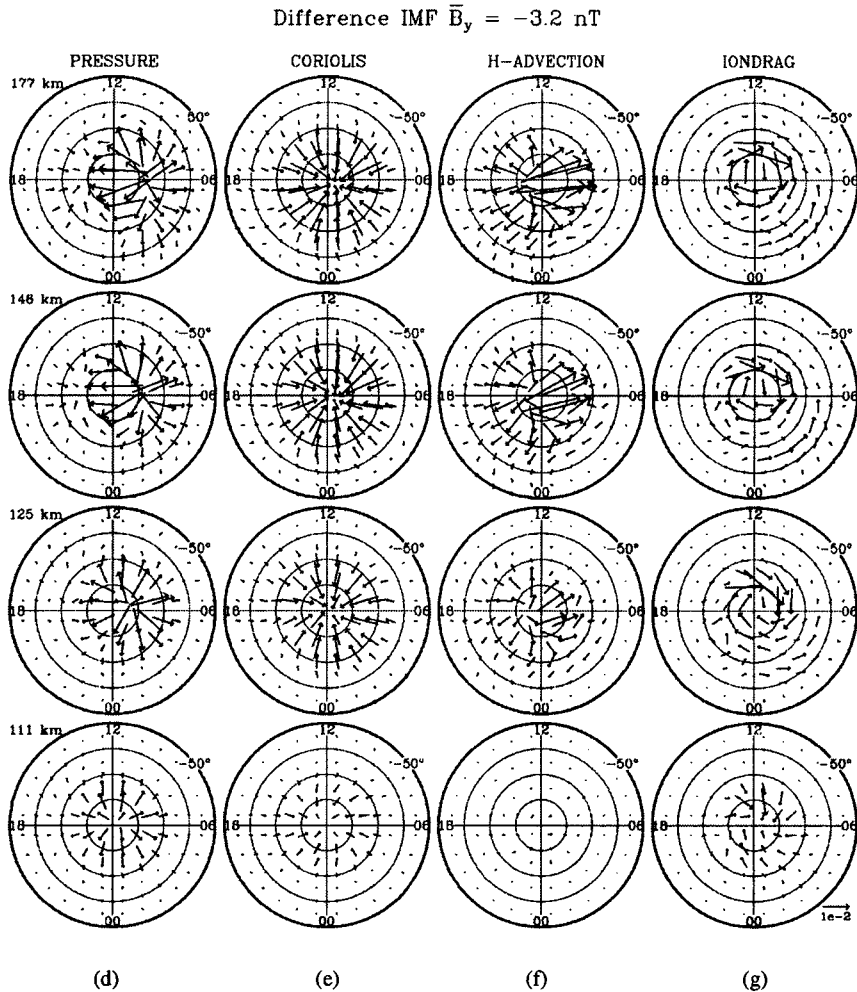


그림 1. (계 속)

림 1d에 나타나있는 기압경도력의 분포양상은 그림 1c의 중성대기 온도분포에 의해 결정된다. 고도 177km에서는, 새벽영역에는 온난역에 의해 강한 발산형태의 기압경도력이 형성되는 반면 저녁영역에는 한랭역에 의해 미약한 수렴형태의 기압경도력이 형성된다. 이러한 기압경도력의 발산역 및 수렴역의 중심은 고도가 감소함에 따라 점점 새벽영역에서 저녁영역으로 이동하는 경향을 보인다. 고도 111km에서 기압경도력은 극관영역에 국한되어 극으로부터 바깥쪽으로 방사상으로 발산하는 형태를 보이는데 이는 그림 1c에서 보여지는 이 지역의 온난역에 의해 형성된 것이다. 그림 1e는 전향력차이의 분포를 나타낸 것이다. 전향력은 남반구에서는 유체의 운동방향에 대하여 왼쪽 직각 방향으로 작용한다. 그러나 그림 1e에서의 투영은 앞서 언급했듯이 마치 열권을 위로 올려다보는 것과 같으므로, 북반구에서처럼 전향력이 바람벡터에 대해 오른쪽 직각 방향으로 작용하게 보인다. 따라서 그림 1a에서 극 부근에 중심을 강한 시계방향 소용돌이 형태의 바람으로 인해 극으로 강하게 수렴하

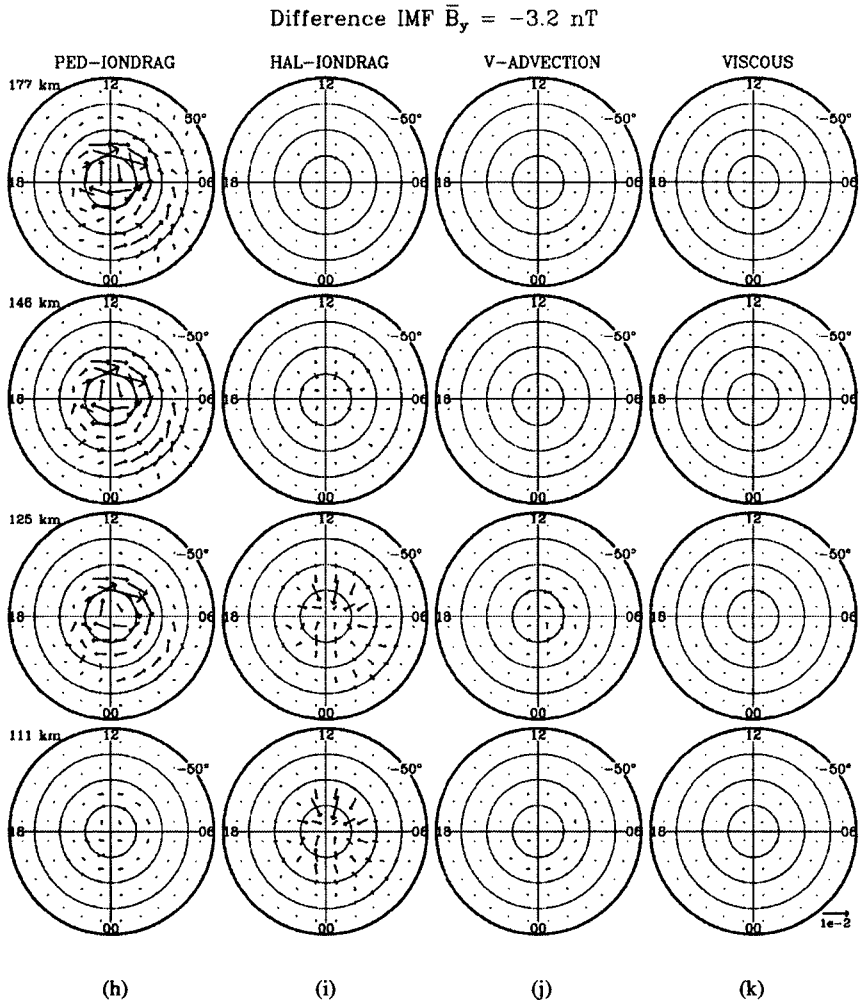


그림 1. (계속)

는 전향력이 존재한다. 그림 6f에서 보여지는 수평이류차이는 극관의 저너영역을 중심으로 적도쪽으로 발산하는 형태를 보인다. 극관의 새벽영역에서 형성되는 더 강한 수평이류의 발산은 같은 영역에서 수렴하는 전향력과는 반대인 반면, 그림 1d의 발산형태의 기압경도력을 강화시키는 방향이다. 고도 111km에서는 수평이류차이가 다른 운동량 강제력 차이에 비해 상대적으로 아주 작는데 이는 바람차이에 작용하는 중요도가 다른 운동량 강제력 차이에 비해 낮음을 의미한다.

그림 1g는 이온항력차이를 나타낸다. 고도 177km에서는 지자기 위도 -75° 이상에서 강한 시계방향의 소용돌이 형태의 이온항력이 나타나며 낮 영역의 지자기 위도 -80° 부근에서 최대치가 나타난다. 이것은 강한 이온대류가 이 영역에 위치할 뿐 만 아니라, 하강하는 전자와 중성대기사이의 비탄성충돌에 의해 상당한 양의 전자가 생성되기 때문인 것으로 예상된다. 이른 아침 영역의 오로라 타원체 부근에 태양쪽으로의 다소 강한 이온항력이 또한 존재한다. 지자기 위도 -70° 이상의 시계방향

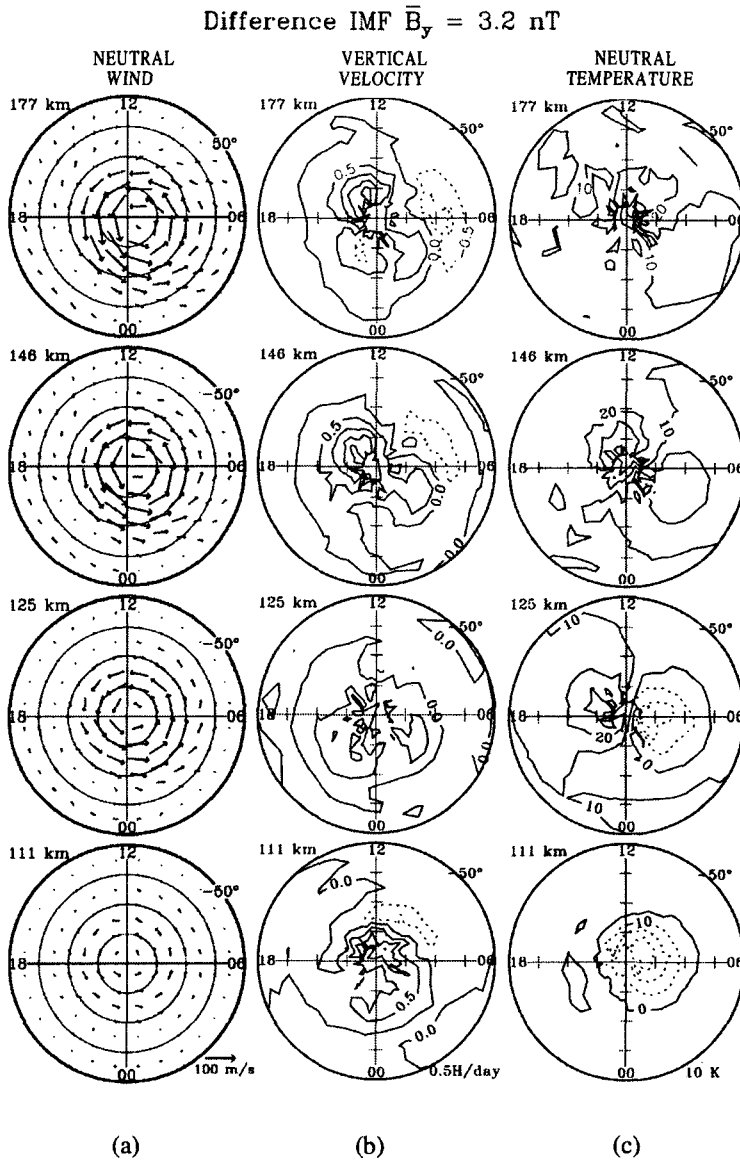


그림 2. 그림 1과 동일. 단지, IMF(\bar{B}_y, \bar{B}_z)가 (+3.2, 0.0) nT인 경우.

의 소용돌이 형태의 이온항력은 고도가 감소함에 따라 점점 수렴하는 양상을 보이는 반면, 이른 아침 영역의 오로라 타원체 부근의 이온항력은 점점 발산하는 양상을 보인다. 111km 고도에서는 여전히 미약한 시계방향의 소용돌이 형태가 존재하기 하지만 전체적으로 수렴 양상의 이온항력 형태를 보인다. 그림 1g의 이온항력은 그림 1h와 1i에서 보여지는 회전성이 강한 Prdersen 이온항력과 비회전성이 강한 Hall 이온항력이 합쳐진 결과이다. 그림 1h와 1i로부터 시계방향의 Pedersen 이온항력

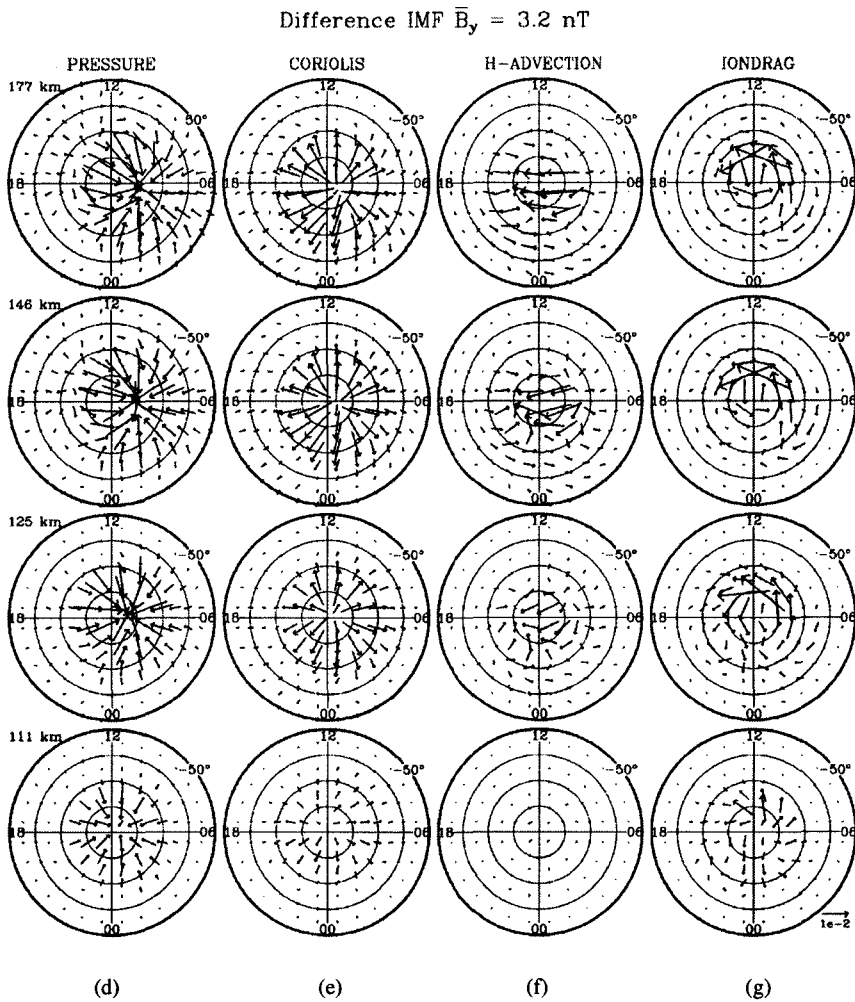


그림 2. (계 속)

은 고도가 감소함에 따라 점점 약해지는 반면에 수렴형태를 보이는 Hall 이온항력은 더 강해지는 것을 볼 수 있다. 즉 125km 이상의 고도에서는 Pedersen 이온항력이 더 우세하고 125km 미만의 고도에서는 Hall 이온항력이 더 우세하다. 그림 1j의 연직이류차이는 고도 125km 부근에서 최대치가 나타나고 극관내에서 다소 강한 반시계방향의 연직이류차이가 형성된다. 그림 1k는 점성력차이를 보여준다. 다른 강제력들과의 상대적인 비교를 위해 여기에 나타낸 벡터 크기로는 파악이 어렵지만, 고도 125km 이상에서는 수평바람차이의 방향과 반대방향으로 작용하며 125km 미만에서는 수평바람차이와 같은 방향으로 작용한다. 연직이류와 점성력은 모든 고도에서 다른 운동량 강제력들에 비해 상대적으로 아주 약하게 작용한다.

고위도 하부 열권의 바람을 유발시키는 물리적인 과정들의 IMF에 대한 의존도를 살펴보기 위하여, IMF(\bar{B}_y, \bar{B}_z)가 (+3.2, 0.0)nT인 경우 고도 177, 146, 125 및 111km에서의 수평바람차이(그림

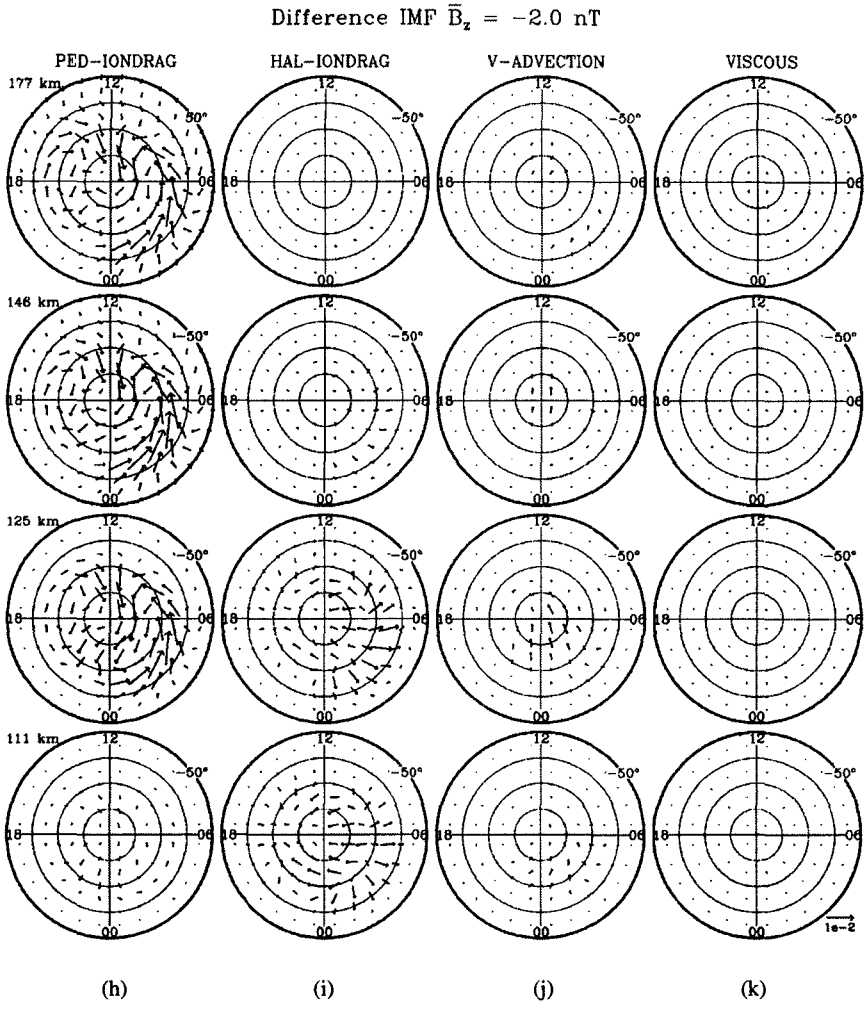


그림 2. (계 속)

2a), 연직속도차이(그림 2b), 중성대기온도차이(그림 2c) 그리고 운동량 강제력 차이(그림 2d-k)의 분포를 조사하였다. IMF \bar{B}_y 가 음인 경우와 양인 경우에 수평바람차이, 연직속도차이 그리고 중성대기온도차이의 가장 큰 차이점은 부호에 있다. IMF \bar{B}_y 가 양일 때의 수평바람차이는 그림 2a에서 보는 바와 같이, 고위도에 반시계방향의 소용돌이 형태가 나타나고 자정을 포함한 이른 아침 영역에는 적도 쪽으로의 흐름이 있다. 125km 미만의 고도에서는 극관영역에 걸쳐 약한 발산형태의 흐름이 있다. 그림 2c에 나타난 중성대기온도차이는 IMF \bar{B}_y 가 음일 경우와는 반대의 양상을 보인다. 고도 177km에서는 이른 아침 시간대의 한랭역을 제외한 나머지 영역에는 넓은 온난역이 나타난다. 고도 125km 부근에서는 저녁영역에는 온난역이 형성되고 새벽영역에는 한랭역이 형성된다. 고도 111km에서는 중성대기온도차이와 그림 2b의 연직속도차이를 동시에 고려해 볼 때 극관 내에 상승운동에 의한 단열

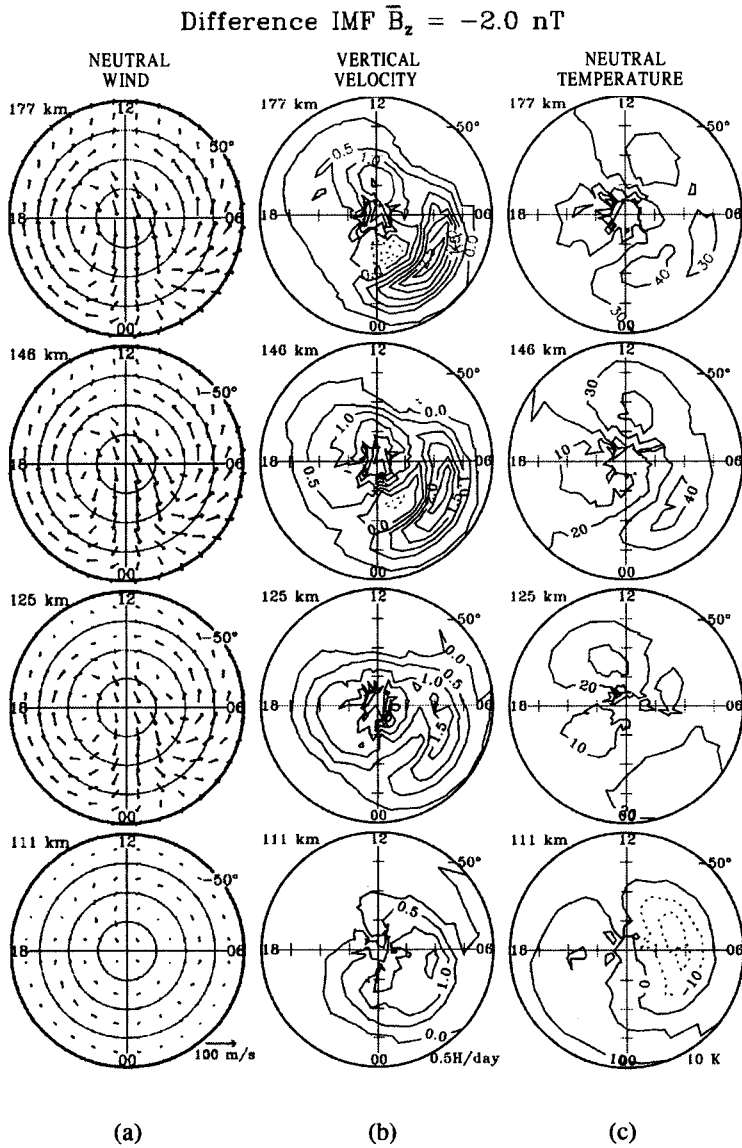


그림 3. 그림 1과 동일. 단지, IMF(\bar{B}_y, \bar{B}_z)가 (0.0, -2.0) nT인 경우.

평창냉각과 관련된 반시계방향의 한랭역이 형성된다.

IMF \bar{B}_y 가 음인 경우와 양인 경우에 운동량 강제력 차이는 부호에서 뿐만 아니라 형태에서도 나타난다. 가장 뚜렷한 차이는 그림 2f의 고도 125km 이상의 수평이류에서 나타난다. \bar{B}_y 가 음일 때는 수평이류가 극관의 저녁영역에 중심을 둔 발산형태인 반면, \bar{B}_y 가 양일 때는 새벽영역에서 극관을 가로질러 저녁영역으로 향하는 수평이류가 형성된다. \bar{B}_y 가 양일 때의 기압경도력차이의 세기는 음일

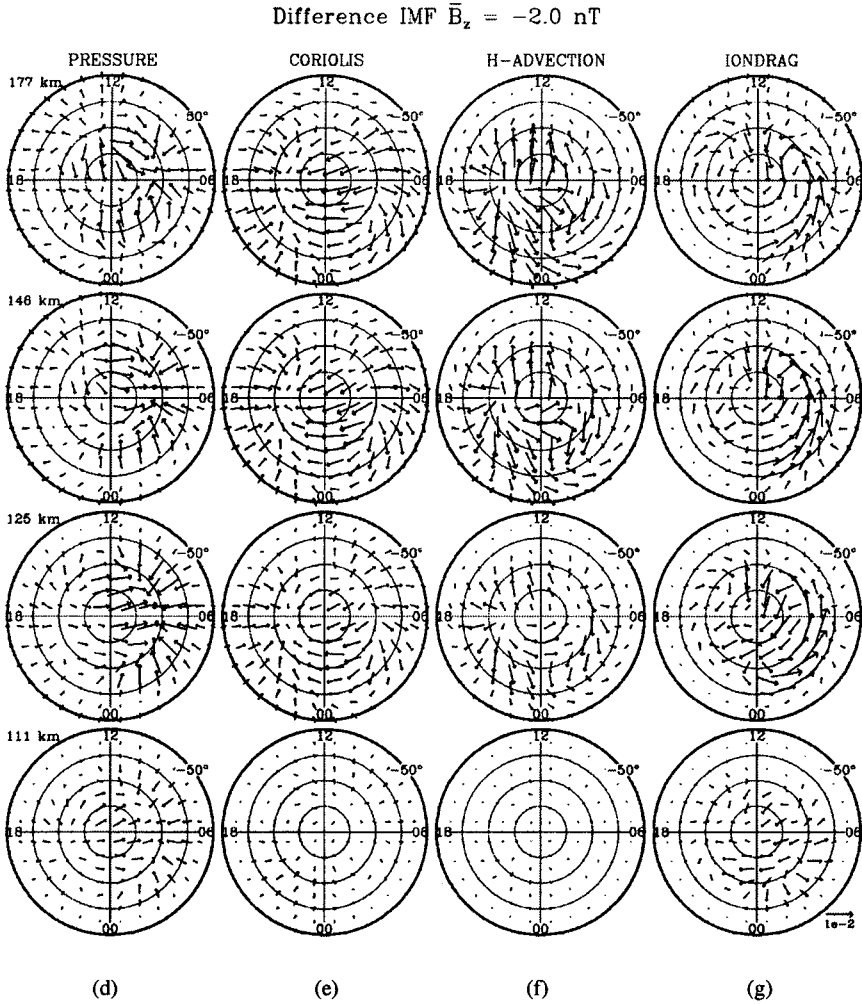


그림 3. (계 속)

때보다 훨씬 더 강하다. \bar{B}_y 가 양일 때의 이온항력차이는 \bar{B}_y 가 음일 때와 비교하면 낮 영역에서 다소 더 강한 양상을 보인다.

IMF(\bar{B}_y, \bar{B}_z)가 (0.0, -2.0)nT인 경우 고도 177, 146, 125 및 111km에서의 수평바람차이(그림 3a), 연직속도차이(그림 3b), 중성대기온도차이(그림 3c) 그리고 운동량 강제력 차이(그림 3d-k)의 고도에 따른 분포를 살펴보았다. 그림 3a에서 보는 바와 같이, \bar{B}_z 가 음인 경우 수평바람차이는 저너영역의 시계방향과 새벽영역의 반시계방향의 두 개의 소용돌이 형태를 나타내며 아오로라영역까지 확장된다. 125km 이상의 고도에서는 또한 이른 아침 시간대에 적도쪽으로의 흐름이 있다. 지자기위도 -70° 에서의 태양쪽으로 부는 바람은 고도가 감소함에 따라 더 늦은 MLT에서 회전한다. \bar{B}_z 가 음일 때의 수평바람차이는 그림 4a의 \bar{B}_z 가 양인 경우보다 훨씬 더 강하다. 이것은 \bar{B}_z 가 음인 경우가 양인

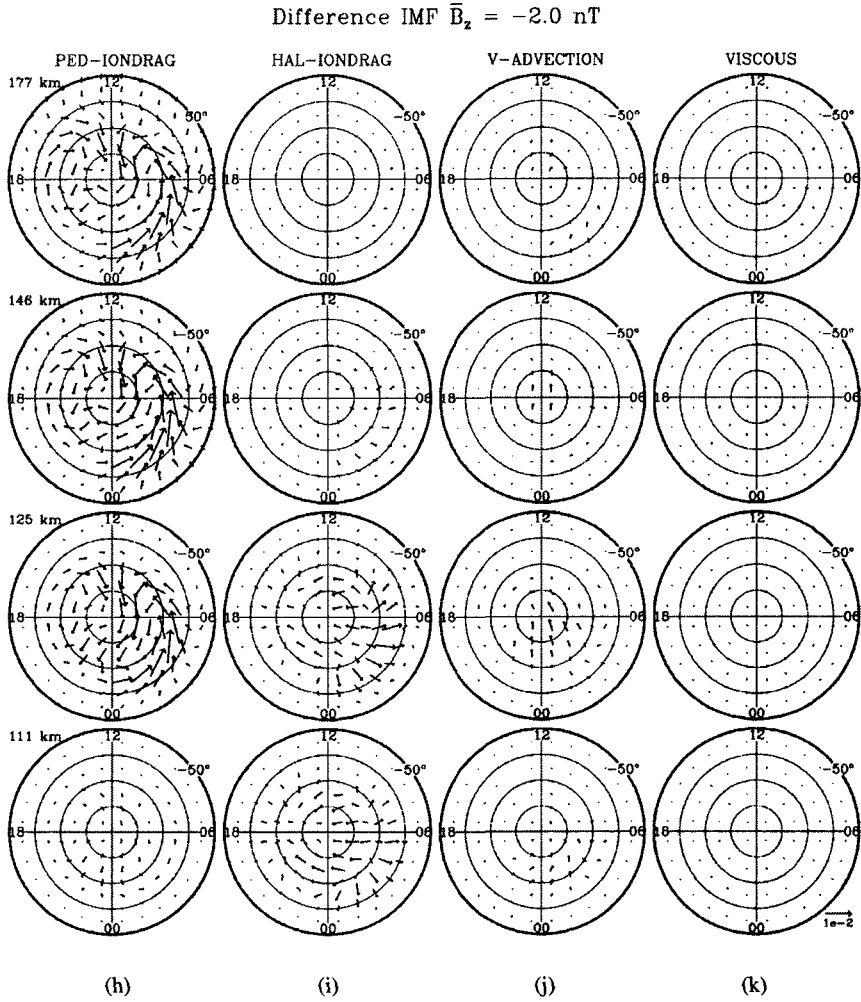


그림 3. (계 속)

경우보다 바람에 미치는 효과가 더 강하다는 것을 의미한다. \bar{B}_z 가 음인경우의 최대 풍속은 \bar{B}_y 조건 일 때 보다 훨씬 더 약하다. 그림 3b는 연직속도차이 분포를 나타낸 것이다. 이른 아침 영역의 오로라 영역에 다른 IMF 조건일 때 보다 훨씬 더 강한 상승역이 존재하는데, 이는 그림 3c의 중성대기온도 차이 분포와 함께 고려해 볼 때 \bar{B}_z 가 음일 때 이 영역에 줄가열과 고에너지 하강이 강함을 시사한다. 그림 3c는 중성대기온도차이를 보여주는데, 모든 영역에 걸쳐 넓은 온난역이 형성된다. 고도 125km 이상에서는 이른 아침 영역과 정오 부근의 오로라타원체 영역에서 고위도 줄가열에 의한 온난역이 형성되고, 극관내의 저녁과 새벽영역에 한랭역이 형성된다. 125km 미만의 고도에서는 새벽영역에는 상승운동과 관련된 한랭역이 형성되고 저녁영역에는 하강운동과 관련된 온난역이 형성된다.

IMF \bar{B}_z 가 음인 경우 바람차이에 작용하는 운동량 강제력 차이를 그림 3d-k에 나타냈다. 극관영

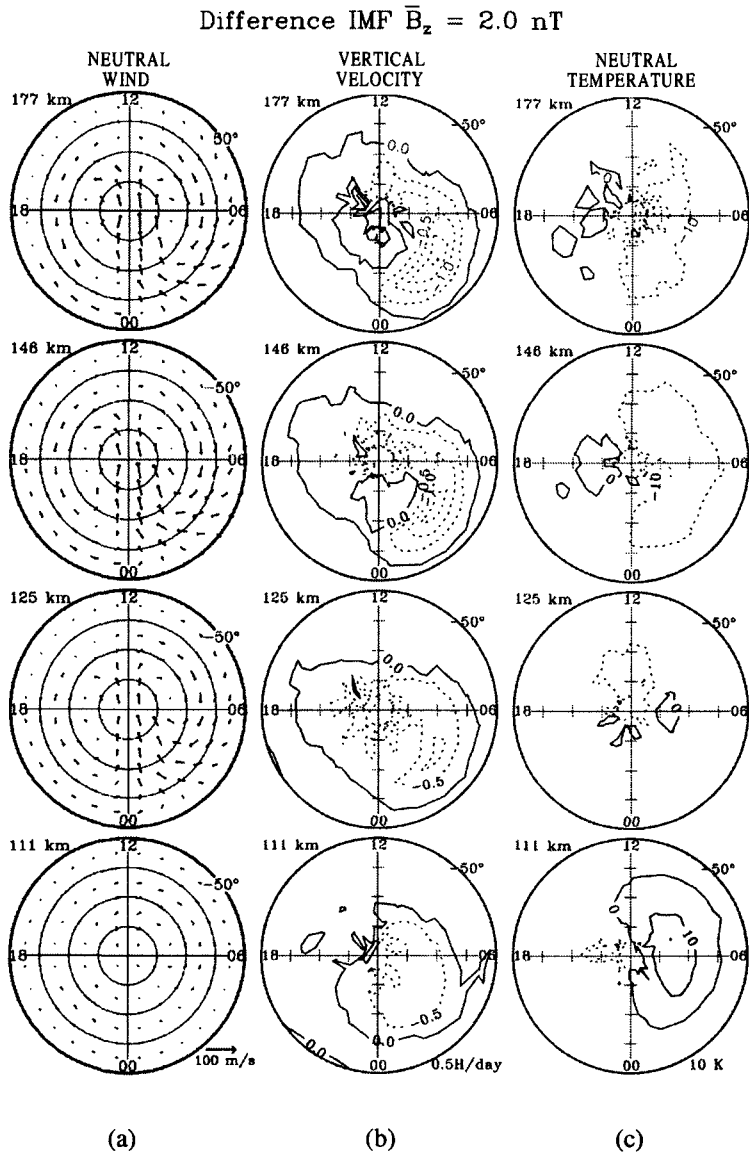


그림 4. 그림 1과 동일. 단지, IMF(\bar{B}_y, \bar{B}_z)가 (0.0, +2.0) nT인 경우.

역에 걸쳐 단순한 구조를 보이는 IMF \bar{B}_y 조건의 운동량 강제력 차이와는 달리 \bar{B}_z 가 음일 때는 강제력 차이가 아오로라 위도까지 확장된다. 그림 3c에 의해 야기되는 기압경도력차이의 분포양상은 그림 3d와 같다. 고도 177km에서는 오로라 영역의 이른 아침 시간대와 정오를 지난 오후 영역에서 발산역이 나타나고 극관내의 저녁과 새벽영역에서 수렴역이 형성된다. 이러한 발산 및 수렴의 중심은 고도가 감소함에 따라 더 늦은 MLT로 이동한다. 고도 111km에서의 기압경도력은 저녁영역 발산과

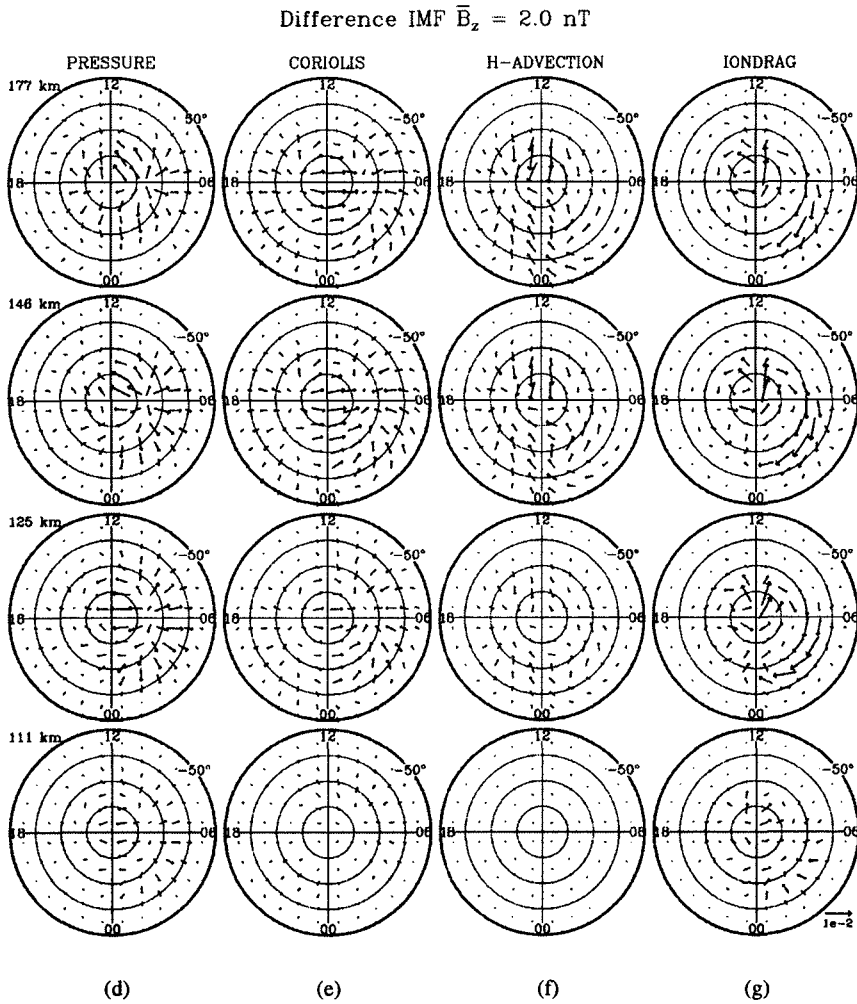


그림 4. (계 속)

새벽영역 수렴의 양상을 보인다. \bar{B}_z 가 음일 때의 전향력차이가 그림 3e에 주어져 있다. 그림 3d에서 주어진 저녁영역의 시계방향 및 새벽영역의 반시계방향의 수평바람차이에 의해 저녁영역과 새벽영역에서 각각 수렴과 발산 형태의 전향력이 작용한다. 고도 111km에서는 전향력의 수렴 및 발산 중심이 더 늦은 MLT로 이동되었고 극관영역의 전향력 세기가 크게 감소되었다. 그림 3f에 주어진 수평이류차이를 보면, 고도 125km 이상에서는 저녁영역에 강한 발산형태가 형성되는데 이는 같은 영역의 기압경도력차이는 강화시키는 반면 전향력차이는 감소시킨다. 또한 새벽영역에 약한 발산형태의 수평이류차이가 존재하는데 이것은 같은 지역의 기압경도력차이는 약화시키고 전향력차이는 강화시킨다. 고도 125km 미만에서는 수평이류차이가 아주 약해서 수평바람차이의 형성에 대한 기여도는 아주 낮다.

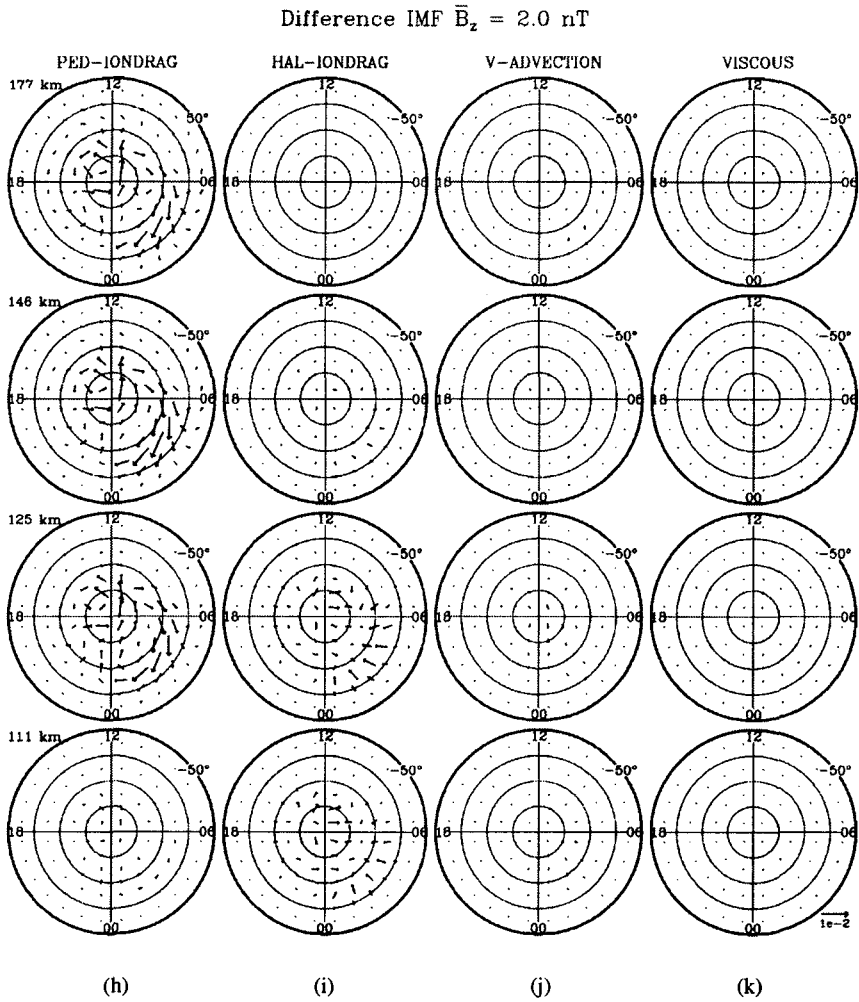


그림 4. (계 속)

\bar{B}_z 가 음일 때의 이온항력차이를 그림 3g에 나타냈다. 고도 125km 이상에서는 이온항력차이는 두 개 소용돌이 양상을 보이는데, 이 고도에서의 이온항력차이는 거의 대부분 Pedersen 이온항력차이이다. 최대 이온항력차이는 이른 아침 시간대의 오로라 영역에 나타나며 태양쪽으로 향한다. 125km 고도에서는 저녁영역에는 시계방향으로 수렴하는 양상의 이온항력차이가 형성되고 새벽영역에는 반시계방향으로 발산하는 이온항력차이가 형성된다. 이러한 양상의 이온항력차이는 그림 3h와 3i에 주어져 있는 회전성분의 Pedersen 이온항력차이와 비회전성분의 Hall 이온항력차이가 합쳐진 결과이다. 고도 125km 미만에서는 저녁영역과 새벽영역에 각각 수렴과 발산 형태의 이온항력차이가 형성된다. 이것은 거의 대부분이 Hall 이온항력이며, 같은 영역의 기압경도력을 약화시키는 방향으로 그리고 전향력을 강화시키는 방향으로 작용한다. \bar{B}_z 가 음인 경우에 연직이류차이는 그림 3j에서 보는 바와 같이 밤영역에서 낮영역으로 작용하며, 고도 125km의 극관영역에 최대치가 나타났다. 그리고 그 세

기는 같은 영역의 다른 운동량강제력차이와 비교할 만 하다. 점성력차이는 모든 고도에서 상대적으로 아주 약하다. 고도 125km 이상에서는 점성력차이는 바람차이와 반대방향으로 작용하며 125km 미만의 고도에서는 바람차이와 같은 방향으로 작용한다.

그림 4는 IMF(\bar{B}_y, \bar{B}_z)가 (0.0, +2.0)nT인 경우 남반구 고위도의 고도 177, 146, 125 및 111km에서의 수평바람차이(그림 4a), 연직속도차이(그림 4b), 중성대기온도차이(그림 4c) 그리고 운동량 강제력 차이(그림 4d-k)의 고도에 따른 분포를 나타낸 것이다. \bar{B}_z 가 양인 경우에는 음인 경우와 비교해 볼 때 바람차이와 운동량 강제력 차이가 반대방향을 취하며 중성대기온도차이의 분포도 부호가 반대이다. 지자기위도 -85° 에서 이온항력차이가 더 크다는 것을 제외하고는 \bar{B}_z 가 음일 때보다 약하게 작용한다.

수평바람차이는 그림 4a에서 보는 바와 같이 저녁영역에 반시계방향 그리고 새벽영역에는 시계방향의 소용돌이 형태로 나타난다. 그림 4b로 주어진 연직속도차이는 극관을 중심으로 거의 모든 지역에서 하강역이 형성된다. 그림 4c의 중성대기온도차이를 보면 넓은 지역에 걸쳐 한랭역이 형성된다. 125km 미만의 고도에서는 저녁영역에는 상승운동과 관련된 한랭역이 형성되고 새벽영역에는 하강운동과 관련된 온난역이 형성된다. 고도 125km 이상에서는 새벽영역에 형성되는 발산형태의 기압경도력차이는 거의 같은 지역의 수렴형태의 전향력차이와 수평이류차이에 의해 약화된다. 저녁영역의 수렴형태의 기압경도력차이와 수평이류차이는 발산형태의 전향력차이를 약화시킨다. 고도 125km 미만에서는 새벽영역에 형성된 수렴형태의 전향력차이와 이온항력차이는 거의 비슷한 영역의 발산형태의 기압경도력차이에 의해서 약화된다. 저녁영역의 발산형태의 전향력차이와 이온항력차이는 거의 같은 지역에 형성되는 수렴형태의 기압경도력차이를 약화시킨다. 고도 125km 미만에서는 수평이류차이가 아주 미약하며, 연직이류차이와 점성력차이 또한 아주 약해서 수평바람차이에 형성에 기여도가 아주 낮다.

5.2. 운동량 강제력의 균형과 IMF \bar{B}_y 의 영향

고위도 하부 열권의 운동량 강제력에 대한 균형을 조사하였다. 이를 위하여 IMF 조건과 고도에 따라 MLT 평균 운동량 강제력 또는 동서평균 운동량 강제력을 구하였다. 그림 5는 IMF \bar{B}_y 가 3.2nT인 경우에 MLT로 평균된 바람차이와 중성대기온도차이를 나타낸 것이다. 그리고 그림 6과 7은 각각 운동량 강제력 차이의 동서성분과 남북성분을 나타낸 것이다. 중성대기에 작용하는 IMF- \bar{B}_y 의 존 MLT 평균 운동량 강제력의 동서성분은 지자기 위도 -80° 부근에서 최대를 나타냈다. 운동량 강제력의 동서성분은 120km 이상의 고도에서는 강한 동향의 이온항력(거의 Pedersen 이온항력)과 서향의 수평이류가 균형을 이룬다. 120km 미만의 고도에서는 이온항력이 가장 크지만 수평이류, 기압경도력, 전향력 그리고 연직이류 또한 강제력으로 작용하여 균형을 이룬다.

IMF- \bar{B}_y 의 존 MLT 평균 운동량 강제력의 남북성분 또한 지자기위도 -80° 부근에서 가장 강하게 작용한다. 이온항력(거의 Hall 이온항력)은 고도 105-130km에서 북쪽으로 작용하며 고도 115km 부근에서 가장 강하다. 수평이류는 120km 이상의 고도에서 남쪽으로 작용하며 150km 부근에서 최대값을 보인다. 기압경도력은 110-120km에서 가장 강하며 모든 고도에서 남향이다. 전향력은 140km 고도 부근에서 최대값이 나타나며 모든 고도에서 북향으로 작용한다. 이온항력을 제외한 다른 모든 남북성분의 운동량 강제력들은 동서성분에 비해 더 강하다. 125km 이상의 고도에서는 기압경도력, 전향력 그리고 수평이류가, 108-125km에서는 기압경도력, 전향력 그리고 이온항력이 균형을 이루며

IMF B_y -dependent Geomagnetic-Zonal-Mean Winds and Neutral Temperature

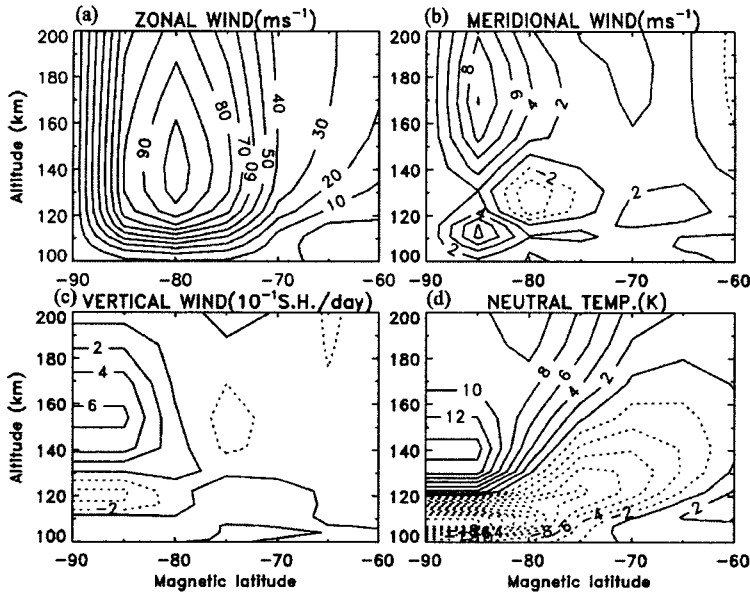


그림 5. IMF $\bar{B}_y = 3.2$ nT인 경우 MLT 평균(또는 동서평균)된 IMF \bar{B}_y -의존. (a) 동서성분의 바람(양의 값이 동쪽방향), (b) 남북성분의 바람(양의 값이 북쪽방향 또는 적도방향), (c) 연직속도(양의 값이 위쪽방향), (d) 중성대기온도.

각각 주된 강제력으로 작용한다. 108km 이하의 고도에서는 기압경도력과 전향력이 균형을 이루어 지균 운동을 유지시킨다.

6. 요약 및 결론

본 연구에서는 광영실 등(2004) 연구의 연장으로 미 국립대기연구소(NCAR)의 열권-이온권 전기 역학적 대순환 모델(TIEGCM)을 이용하여 행성간 자기장(IMF)의 방향과 세기 그리고 고도에 따라 여름철 남반구 고위도 하부 열권의 바람에 작용하는 운동량 강제력을 정량적으로 구하였다. 그리고 이들을 서로 비교 분석함으로써 IMF 조건과 고도에 따른 고위도 하부 열권의 풍계(wind system)를 유지시켜주는 주된 물리적인 과정을 살펴보았다.

고위도 열권 바람차이(difference wind)의 양상과 세기가 IMF의 방향과 세기 그리고 고도에 따라 다르다는 것이 광영실 등(2004)의 연구로부터 확인되었다. 따라서 본 연구에서는 이러한 바람 차이에 작용하는 운동량 강제력들이 IMF에 의해 얼마나 영향을 받는지를 긴밀히 조사하기 위하여, IMF 기준치 $\neq 0$ 일 때와 IMF 기준치 = 0 일 때의 운동량 강제력 차이(difference momentum force)를 구하였다. 본 연구를 통하여 IMF의 효과가 고도 106km까지 나타나고 중성대기에 작용하는 강제력 차이의 형태 또한 IMF의 방향과 세기 그리고 고도에 따라 다르게 나타나는 것으로 확인되었다. 고위

IMF B_y -dependent Geomagnetic-Zonal-Mean
Momentum Forces: Eastward component ($\times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$)

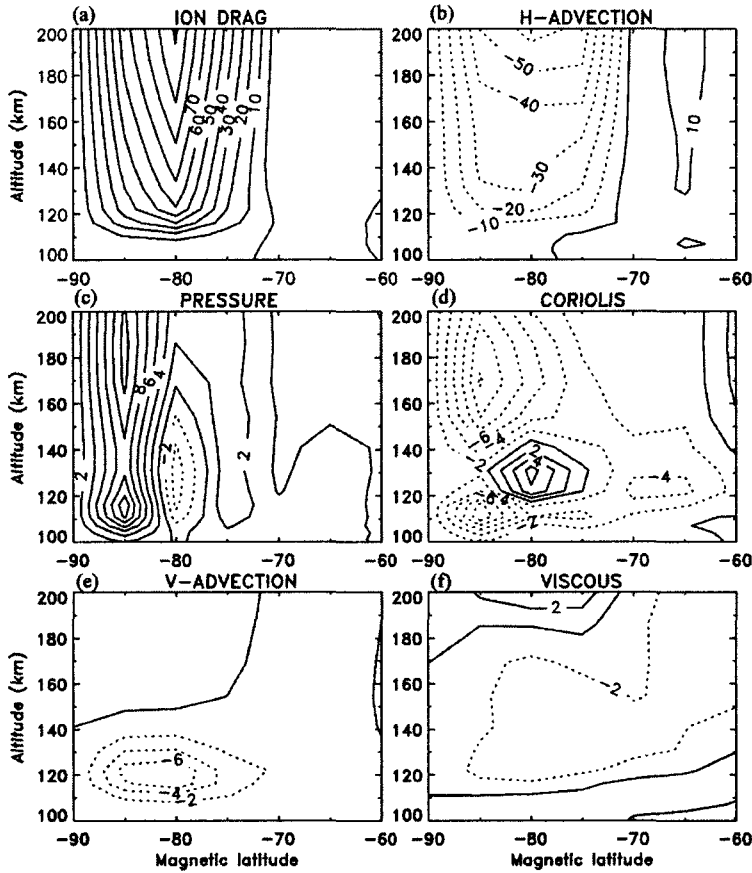


그림 6. IMF $B_y = 3.2 \text{ nT}$ 인 경우 MLT 평균(또는 동서평균)된 IMF B_y -의존 동서성분 강제력의 분포: (a) 이온항력, (b) 수평이류, (c) 기압경도력, (d) 전향력, (e) 연직이류, (f) 점성력.

도 하부 열권(<180km)에서 양 또는 음의 IMF B_y 조건인 경우에 강제력 차이는 자기위도 -80° 에서 최대값을 가지면서 극관과 오로라 영역에 국한된 단순한 형태의 분포를 보인다. 그리고 IMF B_y 성분이 양과 음일 때 강제력 차이의 세기는 비슷하지만 분포양상은 반대방향을 취한다. 한편 양 또는 음의 IMF B_z 조건인 경우에는 강제력 차이가 아오로라(subauroral) 위도까지 분포하며 양 또는 음의 IMF B_y 조건일 때 보다 복잡한 구조를 보인다. 그리고 IMF B_z 가 음인 경우의 강제력 차이가 양인 경우보다 더 크며 반대방향으로 작용한다. 이는 IMF B_z 가 음인 경우가 양인 경우보다 바람과 강제력에 대한 IMF의 효과가 더 강함을 시사한다.

125km 보다 더 높은 고도(>125km)에서 바람차이를 결정하는 주된 강제력은 기압경도력, 전향력, 수평이류 그리고 비발산 성분이 강한 Pedersen 이온항력인 것으로 확인되었다. 고도 약 125km에

IMF B_y -dependent Geomagnetic-Zonal-Mean
Momentum Forces: Northward component ($\times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$)

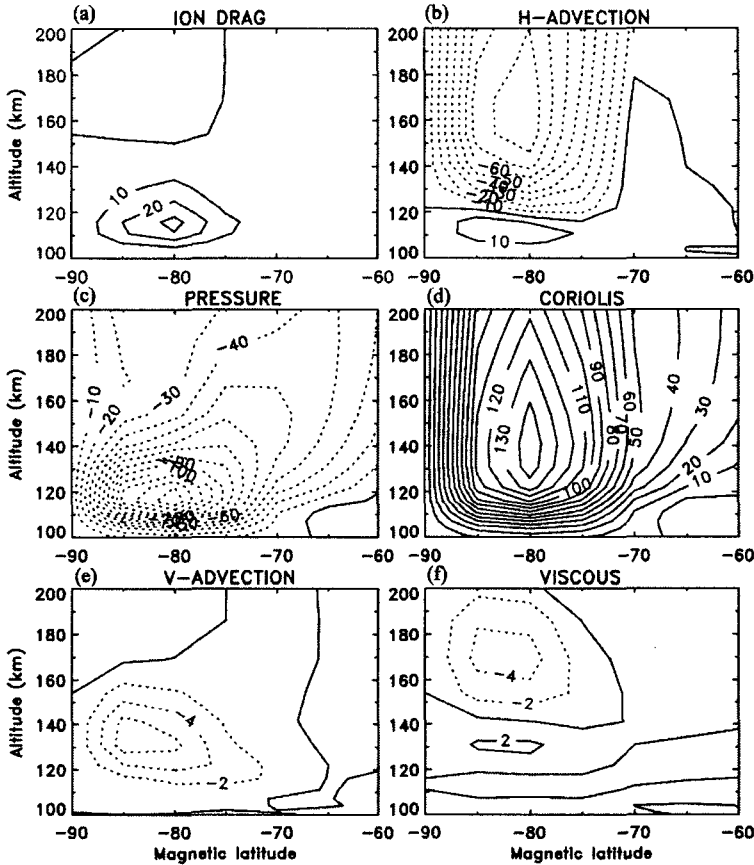


그림 7. IMF $\bar{B}_y = 3.2 \text{ nT}$ 인 경우 MLT 평균(또는 동서평균)된 IMF \bar{B}_y -의존 남북성분 강제력의 분포: (a) 이온항력, (b) 수평이류, (c) 기압경도력, (d) 전향력, (e) 연직이류, (f) 점성력.

서는 이 네 가지 힘에 더불어 비회전 성분이 강한 Hall 이온항력과 극관내의 연직 이류가 지역 및 시간에 따라 바람차이의 형성에 작용한다. 한편 고도 108-125km에서는 IMF B_z 조건일 경우의 극관영역을 제외하고는 기압경도력과 전향력 그리고 Hall 이온항력이 이 고도에서의 바람차이를 유발시키는 주된 강제력으로 작용한다. IMF B_z 조건일 경우의 극관영역에는 전향력이 아주 작아 기압경도력과 Hall 이온항력이 바람차이를 유지시켜주는 주된 강제력이 된다. 이와 같이 열린 하부인 고도 108km까지 기압경도력 및 전향력과 더불어 이온권의 플라즈마 대류에 의해 야기되는 이온항력 가속(또는 감속)이 고위도 열린 풍계를 결정짓는데 중요한 물리과정으로 작용하는 것으로 확인되었다. 이러한 결과는 광영실 등(2004)의 연구에서 밝혀진 고위도에서의 열권바람속도와 이온권대류속도 사이의 상관계수는 상당히 높고 그러한 두 속도 사이의 뚜렷한 상관관계가 고도 108km까지 나타

난다는 사실을 잘 뒷받침해 준다. 특히, 108-125km의 고도에서 IMF B_y 가 음인 경우에 이온항력은 하강운동 및 단열압축가열과 관련된 시계방향의 온난순환(warm circulation)을 극관 내에 형성시킨다. 반면 IMF B_y 가 양인 경우에는 극관 내에 상승운동 및 단열팽창냉각과 관련된 반시계방향의 한랭순환(cold circulation)을 형성시킨다. 이온항력은 IMF B_z 가 음인 경우에는 새벽영역에 상승운동과 관련된 반시계방향의 한랭순환을, 반면에 IMF B_z 가 양인 경우에는 새벽영역에 하강운동과 관련된 시계방향의 온난순환을 형성시킨다. 한편 고도 108km 이하에서는 기압경도력과 전향력이 균형을 이루어 지균 운동을 유지시킨다. IMF- \bar{B}_y 의존 MLT 평균 운동량 강제력들은 이온항력을 제외한 다른 모든 남북성분이 동서성분에 비해 더 강하게 중성대기에 작용하는 것으로 확인되었다.

감사의 글: 본 논문은 한일공동연구(F01-2003-000-00186-0)의 지원으로 수행되었음. 그리고 한국해양연구원 위탁과제(PP04105)로부터도 일부분을 지원받았음. 본 연구를 위해 TIEGCM 운용에 도움을 주신 NCAR-HAO의 B. A. Emery 박사와 A. I. Maute 박사께 감사사를 드린다.

참고문헌

- 곽영실, 안병호, 원영인 2004, 한국우주과학회지, 21, 11
- Cole, K. D. 1971, Planet. Space Sci., 19, 59
- Conrad, J. R., & Schunk, R. W. 1979, JGR, 84, 5355
- Dickinson, R. E., & Geisler, J. E. 1968, Mon. Weather Rev., 96, 606
- Dickinson, R. E., Largos, C. P., & Newell, R. E. 1968, JGR, 73, 4299
- Dickinson, R. E., Roble, R. G., & Ridley, E. C. R. 1971, J. Atmos. Sci., 28, 1280
- Dickinson, R. E., Ridley, E. C., & Roble, R. G. 1981, JGR, 86, 1499
- Dickinson, R. E., Ridley, E. C., & Roble, R. G. 1984, J. Atmos. Sci., 41, 205
- Fedder, J. A., & Banks, P. M. 1972, JGR, 77, 2328
- Fejer, B. G., & Scherliess, L. 1995, GRL, 22, 851
- Forbes, J. M., Roble, R. G., & Marcos, F. A. 1995, J. Atmos. Terr. Phys., 57, 1085
- Fesen, C. G., Dickinson, R. E., & Roble, R. G. 1986, JGR, 92, 4649
- Fuller-Rowell, T., & Rees, D. 1980, J. Atmos. Sci., 37, 2545
- Fuller-Rowell, T., Codrescu, M. V., & Moffett, R. J. 1994, JGR, 99, 3893
- Fuller-Rowell, T., Codrescu, M. V., & Quegan, S. 1996, JGR, 101, 2343
- Geisler, J. E. 1967, J. Atmos. Terr. Phys., 29, 1469
- Hagan, M. E., & Forbes, J. M. 2002, JGR, 107, 4754
- Hays, P. B., Meriwether, J. W., & Roble, R. G. 1979, JGR, 84, 1905
- Heppner, J. P., & Miller, M. L. 1982, JGR, 87, 1633
- Kelly, M. C., Jørgensen, T. S., & Mikkelsen, I. S. 1977, J. Atmos. Terr. Phys., 39, 211
- Killeen, T. L., & Roble, R. G. 1984, JGR, 89, 7509
- Killeen, T. L., & Roble, R. G. 1986, JGR, 91, 11291
- Killeen, T. L., Roble, R. G., & Spencer, N. W. 1987, Adv. Space Res., 7, 207
- Killeen, T. L., Won, Y.-I., Niciejewski, R. J., & Burns, A. G. 1995, JGR, 100, 21327

- Kivelson, M. G., & Russell, C. T. 1995, Introduction to Space Physics, eds. M. G. Kivelson & C. T. Russell (New York: Cambridge Univ. Press), p.536
- Kohl, H., & King, J. W. 1967, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 29, 1045
- Larsen, M. F., & Mikkelsen, I. S. 1983, *JGR*, 88, 3158
- Maeda S., Fuller-Rowell, T. J., & Evans, D. S. 1989, *JGR*, 94, 16869
- Mayr, H. G., & Harris, I. 1978, *JGR*, 83, 3327
- McCormac, F. G., Killeen, T. L., Burns, A. G., Meriwether, J. W., Roble, R. G., Wharton, L. E., & Spencer, N. W. 1988, *JGR*, 93, 7466
- Meriwether, J. W., Heppener, J. P., Stolarski, J. D., & Wescott, E. M. 1973, *JGR*, 78, 6643
- Mikkelsen, I. S., Jørgensen, T. S., Kelley, M. C., Larsen, M. F., Pereira, E., & Vickery, J. 1981a, *JGR*, 86, 1513
- Mikkelsen, I. S., Jørgensen, T. S., Kelley, M. C., Larsen, M. F., & Pereira, E. 1981b, *JGR*, 86, 1525
- Mikkelsen, I. S., & Larsen, M. F. 1983, *JGR*, 88, 8073
- Nagy, A. F., Cicerone, R. J., Hays, P. B., McWatters, K. D., Meriwether, J. W., Belon, A. E., & Rino, C. L. 1974, *Radio Sci.*, 9, 315
- Rees, D., T. 1971a, *J. Br. Interplanet. Soc.*, 24, 233
- Rees, D., T. 1971b, *J. Br. Interplanet. Soc.*, 24, 643
- Rees, D., & Fuller-Rowell, T. J. 1989, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, 328, 139
- Rees, D., Fuller-Rowell, T. J., & Smith, R. J. 1980, *Planet. Space Sci.*, 28, 919
- Reiff, P. H., & Burch, J. L. 1985, *JGR*, 90, 1595
- Richmond, A. D. 1995, *J. Geomagn. Geoelectr.*, 47, 191
- Richmond, A. D., & Matsushita, S. 1975, *JGR*, 80, 2839
- Richmond, A. D., Ridley, E. C., & Roble, R. G. 1992, *GRL*, 19, 601
- Richmond, A. D., & Lu, G. 2000, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 62, 1115
- Richmond, A. D., Lathuillère, C., & Vennerstroem, S. 2003, *JGR*, 108, 1066
- Roble., R. G., Dickinson, R. E., & Ridley, E. C. 1982, *JGR*, 87, 1599
- Roble., R. G., Ridley, E. C., & Dickinson, R. E. 1987, *JGR*, 92, 8745
- Roble., R. G., Ridley, E. C., Richmond, A. D., & Dickinson, R. E. 1988, *GRL*, 15, 1325
- Smith, R. W., & Sweeney, P. J. 1980, *Nature*, 284, 437
- Straus, J. M., & Schulz, M. 1976, *JGR*, 81, 5822
- Thayer, J. P., Killeen, T. L., McCormac, F. G, Tschan, C. R., Ponthieu, J.-J., & Spencer, N. W. 1987, *Ann. Geophys.*, 5A, 363
- Vennerstroem, S., Zieger, B., & Friis-Christensen, E. 2001, *JGR*, 106, 16011
- Volland, H. 1979, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 853
- Weimer, D. R. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 407