

지구자기구의 극초저주파수 파에 대한 RING CURRENT의 효과

김관혁·이동훈

경희대학교 우주과학과

EFFECTS OF THE RING CURRENT ON ULF WAVES IN THE MAGNETOSPHERE

Khan-Hyuk Kim and Dong-Hun Lee

Department of Astronomy and Space Science,
Kyunghee University

(Received April 10, 1994; Accepted May 25, 1994)

요 약

지구자기구의 자기유체파에 대한 혼합의 성질을 연구하기 위해 3차원 box model을 개발하였다. 이 모델에서 축대칭 ring current의 효과를 자기유체파동방정식에 압력의 변화로 가정함으로써 조사하였다. 압축성 파는 축대칭 ring current에 의하여 noise가 발생되지만 자기력선 공명현상에는 어떠한 영향도 미치지 않는다는 사실을 발견하였다. 그러므로 압력 변화에 의한 ring current가 존재하는 지역에서 global 공동(cavity) mode와 같이 불연속적인 주파수가 나타나지 않는 위성실험결과를 설명할 수 있었다. 또한 횡파의 연속적인 주파수 띠는 ring current가 지구의 이중극자축에 비대칭이 되어질 때 까지 영향을 받지 않음을 밝혔으며 따라서 실험결과에서 횡파에 의한 스펙트럼이 압축성파에 비해 매우 자주 관측됨을 확인할 수 있었다. 추가로 본 연구에서 압력의 변화를 가정하지 않은 이전의 box model이나 dipole model에서 얻은 파 혼합현상의 결과가 유효함을 보였다.

ABSTRACT

A three-dimensional box model has been developed to study the MHD wave coupling in the magnetosphere. In this model, the effects of the ring current are included by assuming the pressure gradients in the MHD equations. It is found that the axisymmetric ring current may play an important role in producing

spectral noises in compressional waves, while field line resonances have no such disturbances. These results may explain the current observational characteristics that compressional cavity modes hardly appear in the satellite experiment, while field line resonances often occur. Our numerical results also suggest that any discrete spectral peaks such as the global cavity modes can hardly occur where the pressure distribution of the ring current becomes important. The continuous band of transverse waves is found to be unperturbed until the ring current becomes significantly asymmetric with respect to the dipole axis. In addition, our results in the absence of the pressure gradient are found to be consistent with the previous results from the box-like and dipole models.

1. 서 론

지구자기구에서 파장이 지구 반경의 수배 정도되는 극초저주파수 파(Ultra Low Frequency wave)를 과학위성이나 지상의 관측장비(magnetometer 또는 radar)에 의하여 관측할 수 있다(Cummings *et al.* 1969, Samson and Rostoker 1972, Walker *et al.* 1982). 이러한 극초저주파수 파는 태양풍에 의해 지구 외부로부터 입사된 충격파의 섭동에너지가 자기권 내부로 전파되면서 생겨나며 지구 자기장에 의해 Alfvén mode와 global mode로 불리는 두개의 mode를 형성한다. Alfvén mode는 지구 자기장을 따라 전파되는 1차원적인 guided mode로서 그 에너지는 자기력선에 국한된다. Alfvén mode의 주파수는 지구 자기장의 세기와 플라즈마 밀도에 의하여 결정되는데 지구 자기장의 세기와 플라즈마 밀도가 지구 중심으로부터 거리에 따라 변화하므로 Alfvén mode의 주파수 스펙트럼은 지구자기구내의 위치에 따라 연속적으로 변화하는 주파수 영역(continuous frequency band)을 가진다. Global mode는 지구자기구의 자기력선을 가로질러 자유롭게 전파될 수 있는 magnetosonic mode로서 자기권 외부 경계에서 전파되는 섭동 에너지를 1차적으로 받아들여 자기권 전체에 에너지를 전파한다. Global mode의 주파수는 자기구 전체의 형태와 비균질성 등에 의해 결정되며 자기구가 각 경계에 의해 닫힌 계이기 때문에 불연속적(discrete)인 공동(cavity) mode를 갖는다(Kivelson and Southwood 1986). 불균일한 지구자기구에서 Alfvén mode와 global mode는 주파수가 서로 같은 지역에서 파 혼합(wave coupling)현상이라 부르는 자기력선 공명(field line resonance: FLR)현상이 발생하며 이를 통해 두 mode의 에너지는 서로 교환되어진다(Southwood 1974, Chen and Hasegawa 1974a,b). 이때 global mode는 Alfvén 정상(standing) mode의 공동 주파수가 압축성파(compressional wave)의 진동수와 일치하는 자기력선 상에서 에너지를 Alfvén mode에 전달함으로써 global mode의 에너지는 감소(damping)되어진다. 이러한 현상에 대하여 많은 수치계산 작업이 이루어졌으며 지구자기구에서 cylindrical model(Allan *et al.* 1985, 1986), box model(Inhester 1987) 그리고 dipole model(Lee and Lysak 1989)을 이용하여 파 혼합 현상이 설명되었다. 그러나 실제 자기권의 경

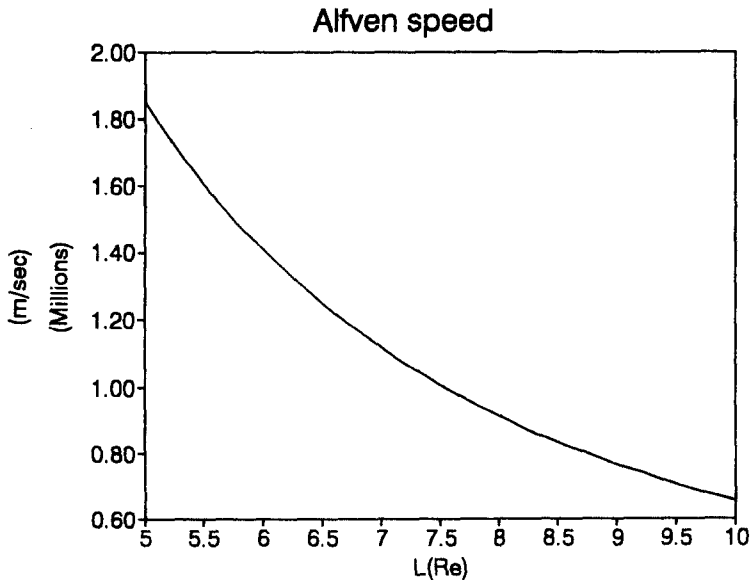


그림 1. 지구 중심 방향으로의 불균일성을 가정하여 얻어진 Alfven 속력.

계 및 구조는 외부로부터의 많은 교란과 ring current 등의 자기권 내부의 변화에 의하여 안정된 평형 상태를 충분히 유지하기 힘들다. 실제 지구자기권에서 Alfven mode의 스펙트럼을 관측한 결과 뚜렷한 연속적인 공명 주파수 띠가 관측되어지지만 global mode는 많은 noise에 의해 Alfven mode와 달리 특정 주파수 진동이 발견되지 않고 있다(Engebretson *et al.* 1988, Potemra *et al.* 1989). 본 연구에서는 지구자기구를 box model로 가정하여 이전의 수치계산 결과, 즉 자기력선을 따라 공명이 일어나는 파 혼합 현상을 확인하였고 이상 자기유체방정식(ideal MHD)에 지구 자기권 내부에 존재하는 ring current를 축대칭(axisymmetric)형태로 가정하여 수치계산의 결과를 위성에서 관측된 자기력선의 주파수 스펙트럼과 비교하였다. 그 결과 ring current의 압력 형태에 따라 발생되어지는 새로운 mode는 global mode에 한하며 Alfven mode와의 혼합을 일으키지 않는다는 사실을 발견하였다. 따라서 압력에 의한 영향은 global mode의 스펙트럼에만 영향을 미치며 이러한 사실은 실제의 관측에서 global mode가 Alfven mode보다 관측되기 힘든 이유를 설명하여 준다.

2. 수치계산에 이용된 BOX MODEL

차가운 플라즈마 상태에서 이상 자기유체방정식과 Maxwell 방정식을 통해 다음과 같은 자기유체파동방정식을 얻을 수 있다.

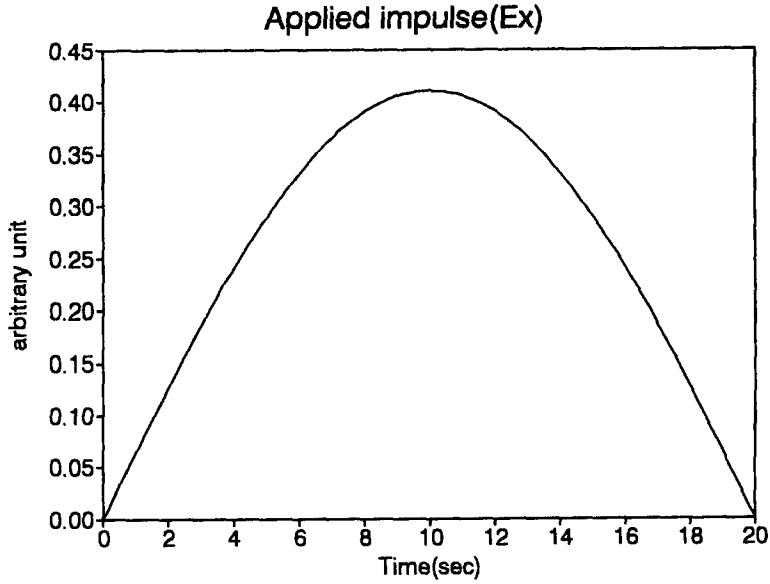


그림 2. 바깥경계(magnetopause)에서 충격 섭동에 의해 발생되어진 전기장(E_x).

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$(\vec{\nabla} \times \vec{B})_{\perp} = \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2)$$

위의 식에서 V_A 는 밀도 ρ 및 자기장 B_0 인 매질에서의 Alfvén 속도 즉, $B_0/\sqrt{\mu_0\rho}$ 이며 \perp 는 지구 자기장 \vec{B}_0 에 대하여 수직인 성분이다. 지구자기구를 경도 방향에 대하여 대칭으로 가정할 경우 box모양의 공동으로 생각할 수 있다. Box형태는 경도 방향을 x 축, 지구 중심 방향을 y 축, 지구 자기장의 자기력선 방향을 z 축으로 하는 직교좌표계를 사용하였다. Box의 크기는 x, y, z 에 대하여 각각 $20R_e, 5R_e, 10R_e$ (R_e : 지구 반지름)의 직육면체이고 지구로부터 $5R_e$ 의 거리에 위치한다. 그러므로 지구 중심 방향으로 바깥 경계(magnetopause)는 $10R_e$ 에 위치하며 안쪽 경계(plasmapause)는 $5R_e$ 가 된다. 바깥경계와 안쪽경계에서는 경계면을 중심으로 심한 Alfvén 속력의 차이에 의해 완전 반사를 고려하였고, 이온층(z 축 방향으로의 양쪽 경계면)에 대해서도 불균일 혼합(inhomogeneous coupling)의 성질을 강조하기 위해 완전 반사조건을 가정하였으며 y 축 방향으로의 불균일성을 가정하였다. 식(1), (2)를 직교좌표계에서 전기장과 자기장의 각 성분 별로 쓰면 아래와 같이 5개의 식이 된다.

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (3)$$

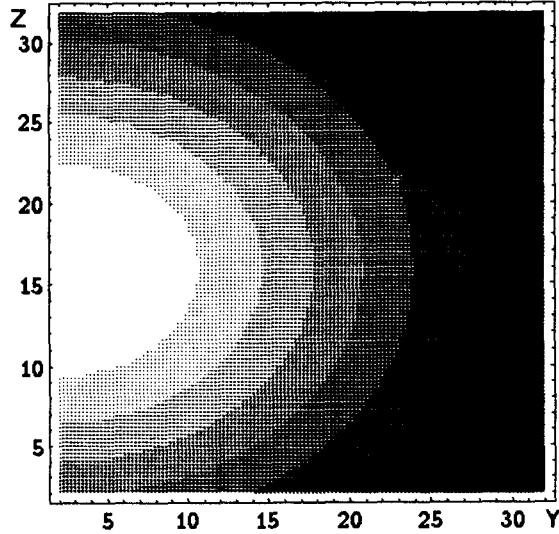


그림 3. Box model에서 가정된 ring current 압력 분포의 모습(y 축과 z 축의 수치는 격자점 위치이다).

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) \quad (5)$$

$$\frac{1}{V_A^2} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \quad (6)$$

$$\frac{1}{V_A^2} \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\left(\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial z}\right) \quad (7)$$

위의 식들을 풀기위해 시간과 공간에 대한 유한차분법이 사용되어졌고 격자 수는 x, y, z 에 대하여 $32 \times 32 \times 32$ 로 만들었다. 모델에서 Alfvén 속력을 결정하기 위한 플라즈마 밀도와 지구 자기장의 변화는 실제의 값을 고려하여 다음 식(8), (9)로 각각 가정하였다.

$$B = B_0 \frac{R_e^3}{r^3} \quad (8)$$

$$n(r) = n_0 \left(\frac{r_{mp}}{r}\right)^3 \quad (9)$$

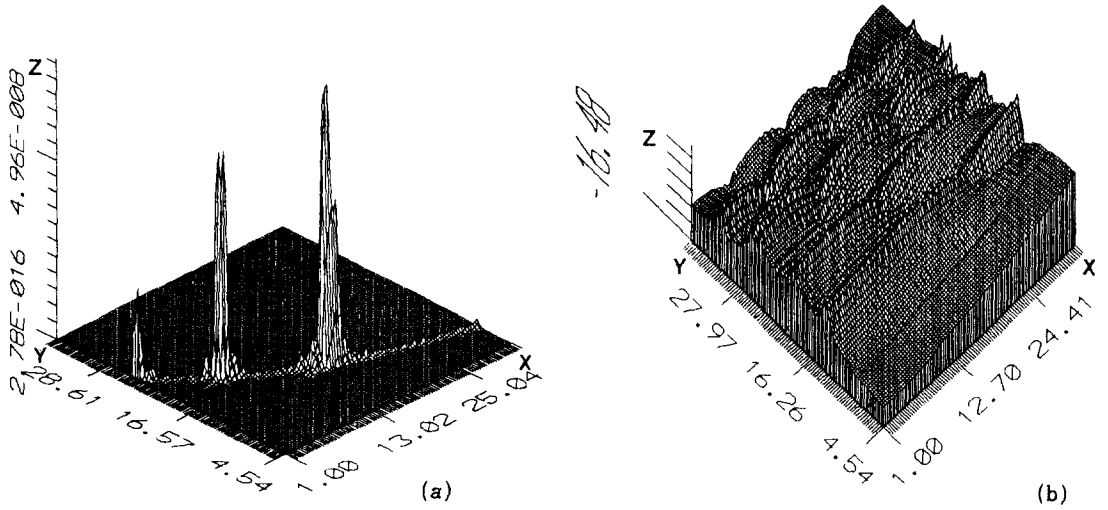


그림 4. 매질이 불균일한 경우의 주파수 스펙트럼. x 축은 지구 중심 방향, y 축은 주파수($\times 0.002\text{Hz}$), z 축은 크기. a) Alfvén mode(B_x 성분) b) global mode (B_z 성분).

여기서 상수값들은 각각 $B_0 = 3.1 \times 10^{-5}T$ (지구 적도 상에서 자기장의 세기), $R_e=6400\text{km}$ (지구 반지름), $r_{mp}=10R_e$, $n_0 = 1.0m_p/cm^3$ (m_p 는 이온의 질량)이고 r 은 지구 중심 방향에 대한 거리의 변화로 $5 R_e$ 부터 $10 R_e$ 까지 연속적으로 변화하는 값을 사용하였다. 수치계산에 사용된 Alfvén 속력의 변화를 그림 1에 나타내었다. 지구 중심 방향(y)에 대하여 불균일한 box model에서 Alfvén mode는 경도 방향의 진동이므로 B_x , E_y 로 나타낼 수 있고 global mode는 지구 중심 방향의 진동이므로 B_y , B_z , E_x 로 주어진다. 수치계산에 사용되어진 파를 발생시키는 충격파에 의한 섭동은 태양풍의 압력 변화로 자기권 외부 경계의 자기력선을 변화시켜 발생되어지는 전기장을 사용하였다. 이 전기장은 지구자기권의 바깥경계 전체에 입사되는데 수치계산에서 경도 방향과 지구 자기력선 방향에 대하여 파수는 각각 $2\pi/20R_e$, $4\pi/10R_e$ 로 가정 하였고 그림 2에서와 같이 20초 동안 변화하는 사인 함수로 외부 충격파에 의한 전기장(E_x)을 사용하였다. 본 연구에서는 box model에 ring current를 고려하여 극초저주파수 파가 어떠한 영향을 받는가를 조사하였다. 이상 자기유체방정식에 $\vec{\nabla}P$ 를 고려 할 경우 ring current의 압력차에 의해 다음 식이 유도된다.

$$\vec{J}_\perp = \frac{\vec{B}_0}{B_0^2} \times \vec{\nabla}_\perp P_\perp + (P_\parallel - P_\perp) \frac{\vec{B}_0 \times (\vec{B}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}_0}{B_0^4} \quad (10)$$

식(10)에서와 같이 ring current는 지구자기구에서 자기력선의 휘어짐과 압력의 변화에 의해 발

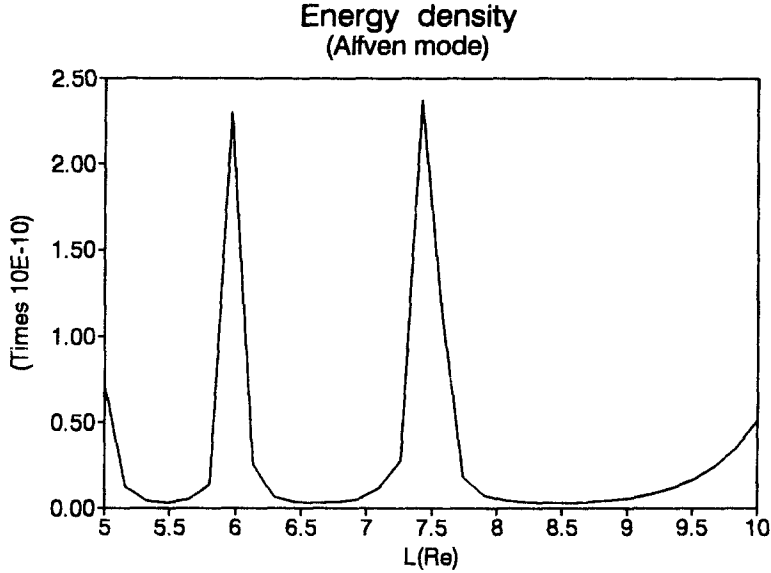


그림 5. 지구 중심 방향에 대한 Alfvén mode의 에너지 밀도 변화.

생겨진다. Box model에서는 자기력선의 휘어짐을 고려할 수 없기 때문에 단지 압력의 변화에 의해 발생되어지는 ring current를 고려하였다. 이상 자기유체방정식에 압력의 변화를 고려할 경우 파동방정식은 아래 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (11)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\vec{\nabla} P \times \vec{B}_0}{\rho} + V_A^2 (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (12)$$

모델에서 압력의 변화는 경도 방향에 대하여 균일함을 가정함으로써 그림 3에서와 같이 ring current의 모습은 경도 방향을 축으로 원통형의 모습을 띠고 있다. 그림 3에서 가로축의 방향(y)은 지구 중심 방향이며 세로축의 방향은 지구 자기력선(z)의 방향이다. 모델에서 사용되어진 압력은 다음과 같이 가정되었다.

$$P = P(y, z) = P_0 \exp[-((y - y_0)^2 / \sigma_y + (z - z_0)^2 / \sigma_z)] \quad (13)$$

σ_y , σ_z 은 y 와 z 방향의 압력의 분포를 결정해 주는 상수이고 P_0 는 섭동된 파와 $\vec{\nabla} P$ 의 값을 보정해 주기 위한 상수이다. 수치계산에서 y_0 는 안쪽경계(plasmapause)에 해당하는 격자점 2를 사용하였고 z_0 는 적도면에 해당하는 격자점 17을 사용하였다. σ_y , σ_z 은 700과 400을 사용하였다.

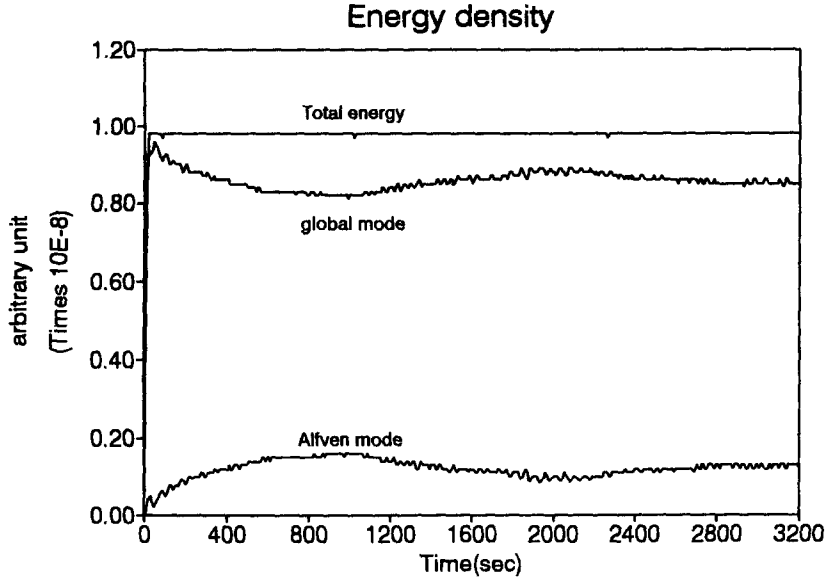


그림 6. 불균일한 매질에서 시간의 함수로 나타낸 에너지 밀도의 변화.

식(10)에서 $\vec{\nabla}P$ 가 ring current를 발생시키므로 식(13)를 단지 y 방향으로만 미분하여 압력의 변화를 수치계산에 사용하였다(식14).

$$\frac{\partial P}{\partial y} = P_0 \left(\frac{-2}{\sigma_y} \right) (y - y_0) \exp[-((y - y_0)^2/\sigma_y + (z - z_0)^2/\sigma_z)] \quad (14)$$

이는 비록 압력 P 가 y 와 z 의 함수로 주어졌지만 압력의 변화를 z 방향에 대하여 고려할 경우 지구 자기장 \vec{B}_0 는 box model에서 z 방향과 평행함으로 식(12)에서 보는 바와 같이 $\vec{\nabla}P \times \vec{B}_0$ 값이 0이 된다. 그러므로 $\vec{\nabla}P$ 의 z 성분은 무시할 수 있다. 식(14)에서 $\vec{\nabla}P$ 의 값은 파를 발생시킬 수 있는 값과 비교하여 수치계산에 사용하였다. Box model에서 사용되어진 압력변화와 섭동된 파에 대한 차수 근사는 $\vec{\nabla}P \approx \frac{\rho}{B} \frac{\Delta E}{\Delta t} \sim \frac{\rho}{B} \omega E$ 이므로 $\rho \approx 10^7 m_p/m^3 \sim 10^{-21} kg/m^3$, $B_0 \approx 100 nT$, $E \approx 10 mV$, $2\pi/\omega \sim 60sec$ 을 사용할 경우 $|\vec{\nabla}P| \sim 10^{-16}$ 값을 갖는다. 그러므로 10^{-16} 을 섭동에 의해 파를 발생시킬 수 있는 최소 기준 값으로 정할 수 있다. 이에 해당하는 P_0 는 식(14)에서 약 10^{-14} 에 해당된다. 본 논문에서는 P_0 를 각각 10^{-15} , 10^{-14} , 10^{-13} 으로 정하여 $\vec{\nabla}P$ 의 값이 섭동된 파를 발생시킬 수 있는 값보다 1차수 작은 값, 같은 차수값, 1차수 큰 값에 대하여 조사하였다. 압력의 변화에 의해 얻어진 파동방정식(11)~(12)의 각 성분은 다음과 같다.

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (15)$$

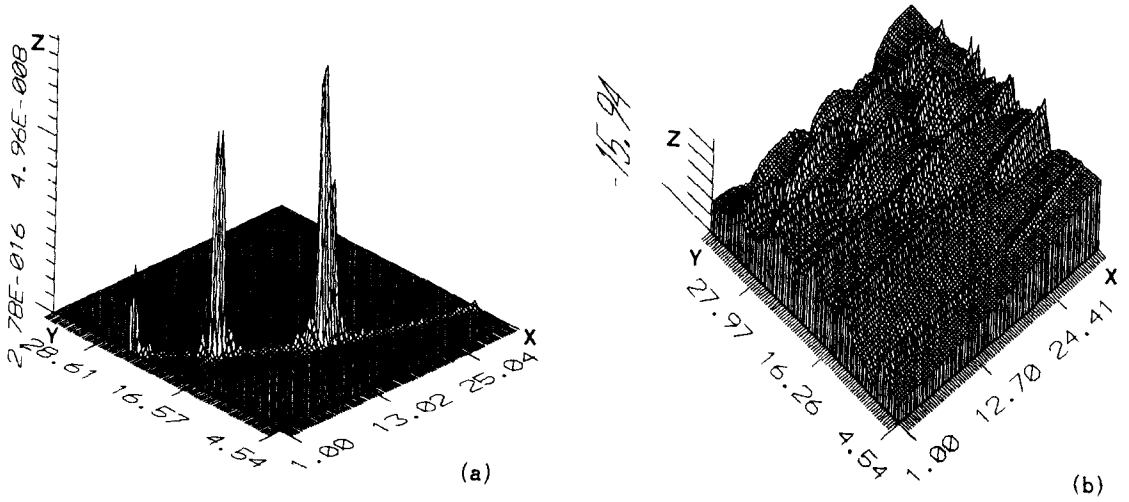


그림 7. 압력 변화를 가정한 Alfvén mode와 global mode의 주파수 스펙트럼 (압력의 변화 값이 파동의 섭동량보다 1차수 작은 경우). a) Alfvén mode (B_x 성분) b) global mode (B_z 성분).

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (16)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) \quad (17)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = V_A^2 \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z}\right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} B_0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = V_A^2 \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x}\right) \quad (19)$$

위에서 얻어진 식들과 압력의 변화를 고려하지 않은 경우의 식(3)~(7)을 비교해 볼 때 $\partial P/\partial y$ 는 x 방향에 대하여 불변이므로 Alfvén mode(E_y)는 압력의 변화에 영향을 받지 않으며 단지 global mode(E_x)만 영향을 받는 것을 볼 수 있다. 이와 같은 내용들을 다음절의 수치계산 결과에서 설명하였다.

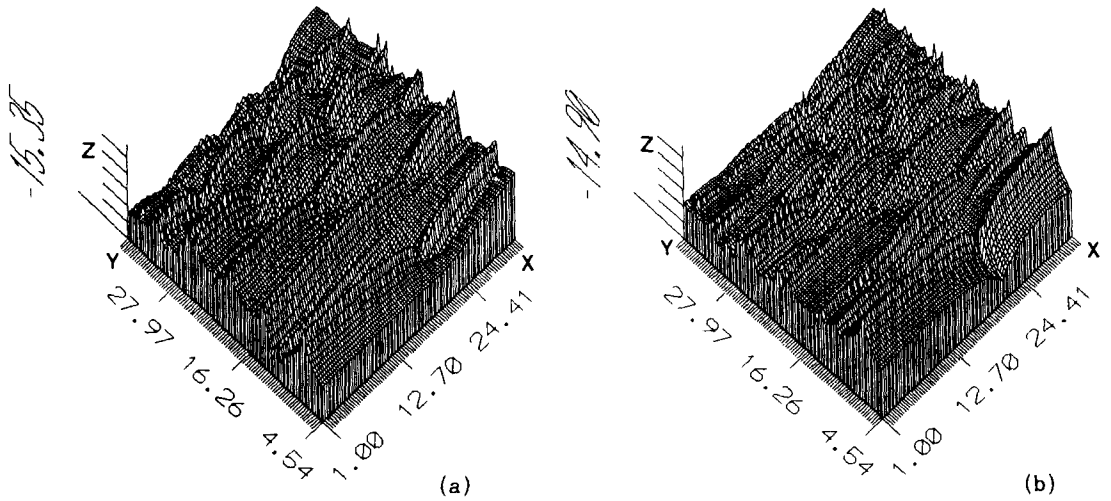


그림 8. 압력 변화를 가정한 global mode(B_z 성분)의 주파수 스펙트럼. a) 같은 차수의 경우 b) 1차수 큰 경우.

3. 수치계산 결과

충격에 의한 섭동이 발생한 후 실제 경우에 해당되는 약 50분 정도의 수치계산이 수행되어 졌으며 이는 위성에 의한 관측 시간과 비교해 볼 때 적당한 시간이다. 각각의 전기장과 자기장은 성분 별로 3초마다 기록되었고 주파수 스펙트럼은 FFT(Fast Fourier Transform)를 통해 각 지점에서 관찰되어졌다. 매질이 불균일한 경우는 지구 중심 방향으로의 불균일성을 가정함으로써 지구 자기장과 플라즈마 밀도의 변화에 의한 Alfvén 속력의 변화를 그림 1에서 나타내었다. Alfvén mode(B_x)와 global mode(B_z)에 해당하는 자기장 성분의 주파수 스펙트럼을 그림 4에서 나타내었다. Global mode의 크기는 로그 크기로 나타냈으며 Alfvén mode는 파 혼합의 효과를 강조하기 위해 로그 크기로 나타내지 않았다. 그림 4에서 x 축은 지구 중심 방향이며 수치계산에서 실제 거리 $5R_e \sim 10R_e$ 인 자기구의 크기를 32개의 격자 점으로 나타내었다. y 축은 주파수의 값을 나타내는데 크기 척도(scale factor) $1\text{Hz}/450$ 을 곱해 주어야만 모델에서 얻은 실제 주파수의 값이 된다. 그림 4에서 global mode는 4개의 불연속적인 주파수 스펙트럼을 갖는다. 이와 같은 현상은 지구자기구를 공동(cavity)으로 가정함으로써 얻을 수 있는데 지구 자기권 전체의 형태와 불균일성 등에 의하여 그 고유 주파수를 갖는다. 4개의 주파수는 각각 0.031, 0.043, 0.057, 0.069Hz이다. 그러나 Alfvén mode의 경우 거리에 따라 연속적으로 변화하는 주파수 스펙트럼을 볼 수 있으며 특히 $5R_e$, $6R_e$, $7.5R_e$ 지역에서는 강한 공명 현상에 의한 피크가 발생함을 알

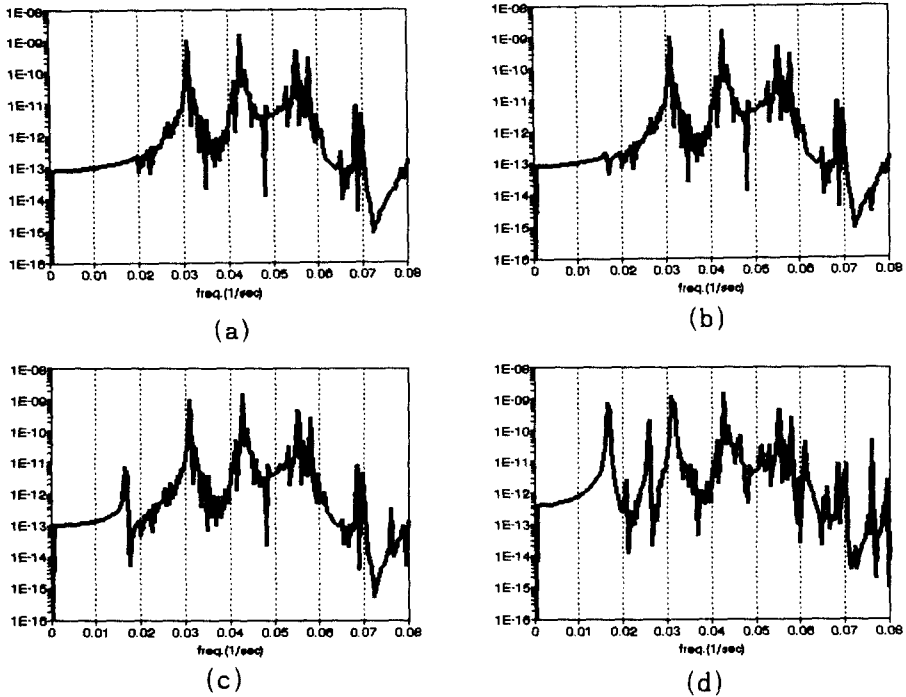


그림 9. $8R_e$ 지역에서 global mode(B_z 성분)의 주파수 스펙트럼. a) 압력 변화를 고려하지 않은 경우 b) 압력 변화의 값이 파를 발생시킬 수 있는 값보다 1차수 작은 경우. c) 압력 변화의 값이 파를 발생시킬 수 있는 값과 같은 차수의 경우. d) 압력 변화의 값이 파를 발생시킬 수 있는 값보다 1차수 큰 경우.

수 있다. 이는 global mode의 주파수가 자기력선의 공명 주파수와 조화적으로 일치하는 지역에서 파 혼합 현상이 강하게 발생할 수 있고 이 지역에서의 주파수 값은 각각 0.057, 0.043, 0.031Hz로 global mode에서 발생한 주파수와 일치한다. 이와 같은 현상은 파 혼합의 성질을 나타낸 것이며 global mode에서 Alfvén mode로의 파동 에너지 전환을 의미한다. Global mode의 주파수 0.069Hz는 Alfvén mode에 피크값으로 나타나지 않는다. 이는 global mode에서 Alfvén mode로 파 혼합을 발생시킬 수 있는 주파수 영역이 0.021 ~ 0.059Hz로 한정되기 때문이다. 그러므로 주파수 0.069Hz에 해당하는 파는 box model의 경계 지역에서 계속적인 반사만 있으며 Alfvén mode로의 파 혼합 현상을 발생시키지 못한다. 지구 중심 방향에 대한 Alfvén mode와 global mode 에너지 밀도의 함수 관계를 그림 5에서 보였다. 자기력선 공명이 강하게 일어나는 $5R_e$, $6R_e$, $7.5R_e$ 지역에서 대부분의 Alfvén mode 에너지 밀도가 집중되어 있는 것을 볼 수 있다. 그림 6은 box model로 가정한 지구자기구 내에서 Alfvén mode의 에너지와 global mode의 에너지 그리고 총 에너지를 시간의 함수로 나타내고 있다. 총 에너지 밀도는 지구자기구내에서 파

동 에너지가 보존되고 있는 것을 보여준다. Global mode의 에너지 밀도는 시간에 따라 감소되어지며 Alfvén mode의 에너지 밀도는 증가함을 볼 수 있다. 이는 global mode가 잃은 에너지를 Alfvén mode가 흡수함을 의미한다. 이와같이 파 혼합성질에 대하여 많은 수치계산 작업이 이루어졌으나(Allan *et al.* 1985, 1986, Inhester 1987, Lee and Lysak 1989) 이 경우는 지구자기구를 안정된 상태로 가정하여 얻은 결과이다. 그러나 실제 자기구는 태양풍과 같은 외부적 교란과 ring current 등에 의한 내부적 교란에 의해 안정된 상태를 이루지 못하며 이와 같은 현상들은 실제로 지구자기구에 존재하는 극초저주파수 파에 많은 영향을 미치고 있다. 본 수치계산에서는 이러한 불안정한 상태의 지구자기구를 압력의 변화에 의한 축대칭 ring current로 가정하였고 압력의 변화 값은 파를 발생시킬 수 있는 값보다 1차수 작은 경우, 같은 차수의 경우, 1차수 큰 경우를 고려하였다. 그림 7에서 나타난 1차수 작은 경우의 Alfvén mode와 global mode의 주파수 스펙트럼을 보면 Alfvén mode의 경우 ring current를 고려하지 않은 경우와 같은 형태를 하고 있지만 global mode는 그림 5b와 달리 낮은 주파수 영역에서 피크가 발생함을 볼 수 있다. Alfvén mode가 변화하지 않는 이유는 ring current를 경도 방향에 대하여 대칭임을 가정함으로써 경도 방향의 파수(λ_x)가 0이 되어 global mode와의 혼합이 일어나지 않아 새로운 Alfvén mode는 생겨나지 않는 것이다. 따라서 식(15)~(19)에서 알 수 있듯이 압력의 변화에 의해 Alfvén mode는 영향을 받지 않는 것을 볼 수 있다. 그러나 global mode의 경우 이전의 주파수 스펙트럼과 다른 이유는 원통형의 ring current를 box model에 포함시키므로 공동의 형태가 달라졌기 때문에 비록 1차수 작은 경우의 ring current라 할지라도 달라진 스펙트럼 피크가 발생하는 것이다. 그림 8은 파동에 비해 ring current의 세기가 같은 차수일 때와 1차수 클 때 global mode(B_z)의 주파수 스펙트럼을 나타낸 것이다. 같은 차수의 경우(그림 8a)는 1차수 작은 경우보다 약간 달라진 모양의 주파수 스펙트럼을 보인다. 그러나 1차수 큰 경우(그림 8b)는 상당히 많은 양의 새로운 주파수 피크 값이 발생하며 ring current를 고려하지 않은 global mode의 단순한 4개의 스펙트럼 피크들은 ring current에 의해 발생된 다른 새로운 피크들에 의해 더 이상 구별되지 않는다. 그림 9는 $8R_e$ 지역에서 global mode의 주파수 스펙트럼을 나타낸 것이다. 그림 9a는 ring current가 없는 경우이며 그림 9b는 파를 발생시킬 수 있는 값보다 1차수 작은 경우, 그림 9c는 같은 차수의 경우 그리고 그림 9d는 1차수 큰 경우이다. 이와 같이 ring current의 값이 커지면 커질수록 noise에 의해 깨끗한 불연속적인 global mode의 주파수 스펙트럼을 구별할 수 없다.

4. 결 과

지구자기구에서는 지구 자기장의 영향에 의하여 Alfvén mode와 global mode가 발생하게 되며, 이러한 두 mode는 지구자기구의 불균일성에 의해 Alfvén mode는 지구 중심 방향 즉, 위도에 따라 연속적으로 변화하는 주파수 스펙트럼을 갖고 global mode는 불연속적인 스펙트럼을 갖는다. Global mode의 고유 주파수가 자기력선의 공명 주파수와 조화적으로 일치하는 지역에서 강한 피크 모습이 발생하며 이러한 현상을 파 혼합에 의한 자기력선 공명 현상이라 불리운다. 이를 box형태의 공동 모델을 이용하여 Alfvén mode와 global mode의 파 혼합 현상을 확인하여 보았

다. 파 혼합을 확인한 과정은 box model내에 압력의 변화에 의한 ring current를 포함시키지 않고 안정된 지구자기구에서 극초저주파수 파가 어떠한 성질을 띠는가를 조사하였다. 그러나 실제의 지구자기구는 태양풍 등에 의한 외부로부터의 많은 교란과 ring current등의 자기권 내부의 변화에 의하여 안정된 상태에 이르기 힘들다. 이러한 경우를 고려하여 이상 자기유체방정식에 압력의 변화를 가정함으로써 축대칭 ring current의 효과를 box model에 포함시켰다. 그 결과 축대칭 ring current는 Alfvén mode의 주파수 스펙트럼에 영향을 주지 않지만 global mode의 스펙트럼에는 noise를 발생시키는 역할을 한다. 이러한 사실은 실제의 관측에서 global mode가 Alfvén mode보다 관측되기 힘든 이유를 잘 설명해 주고 있다. 본 연구에서는 경도 방향에 대하여 대칭인 ring current를 고려하였다. 앞으로의 과제로서 ring current가 축대칭이 아니고 경도 방향에 대하여 그 크기가 달라지는 경우와 자기유체파의 전파 속력이 3차원에서 모두 불균일할 경우 지구자기구내의 극초저주파수 파가 어떻게 영향을 받는가를 조사하는 과제가 남아있다.

감사의 글: 이 연구의 기초 부분에 도움을 주신 Minnesota 대학의 R. L. Lysak 교수께 감사드리며 이 연구는 1993년도 학술진흥재단의 지원으로 수행되었음을 밝혀드립니다.

참고 문헌

- Allan, W., White, S. P. & Poulter, E. M. 1985, Magnetospheric coupling of hydromagnetic waves-initial results, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 287
- Allan, W., White, S. P. & Poulter, E. M. 1986, Impulse-excited hydromagnetic cavity and field-line resonances in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 34, 31
- Chen, L. & Hasegawa, A. 1974a, A theory of long-period magnetic pulsation, Steady state excitation of field line resonance, *J. Geophys. Res.*, 79, 1024
- Chen, L. & Hasegawa, A. 1974b, A theory of long-period magnetic pulsation, Impulsive excitation of surface eigenmode, *J. Geophys. Res.*, 79, 1033
- Cummings, W. D., O'Sullivan, R. J. & Coleman, P. J. Jr. 1969, Standing Alfvén wave in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 74, 778
- Engebretson, M. J., Zanetti, L. J., Potemra, T. A., Klumpar, D. M., Strangeway, R. J. & Acuna, M. H. 1988, Observations of intense ULF pulsation activity near the geomagnetic equator during quiet times, *J. Geophys. Res.*, 93, 12795
- Inhester, B. 1987, Numerical modeling of hydromagnetic wave coupling in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 92, 4751
- Kivelson, M. G. & Southwood, D. J. 1986, Coupling of global magnetospheric MHD eigenmodes to field line resonances, *J. Geophys. Res.*, 91, 4345

- Lee, D. -H. & Lysak, R. L. 1989, Magnetospheric ULF wave coupling in the dipole model: the impulsive excitation, *J. Geophys. Res.*, 94, 17097
- Potemra, T. A., Luhr, H., Zanetti, L. J., Takahashi, K., Erlandson, R. E., Marklund, G. T., Block, L. P., Blomberg, L. G. & Lepping, R. P. 1989, Multisatellite and ground-based observations of transient ULF waves, *J. Geophys. Res.*, 94, 2543
- Samson, J. C. & Rostoker, G. 1972, Latitude-dependent characteristics of high-latitude Pc 4 and Pc 5 micropulsations, *J. Geophys. Res.*, 77, 6133
- Southwood, D. J. 1974, Some features of field line resonances in the magnetosphere, *Planet Space Sci.*, 22, 483
- Walker, A. D. M., Greenwald, R. A., Korth, A. & Kremser, G. 1982, STARE and GEOS 2 observations of a storm time Pc 5 ULF pulsation, *J. Geophys. Res.*, 87, 9135