

## 발달 단계의 축대칭 열대저기압의 각운동량에 관한 연구

강현규 · 정형빈\*

부경대학교 환경대기과학과

(접수일: 2012년 8월 29일, 수정일: 2012년 11월 20일, 게재확정일: 2012년 11월 30일)

### Study on the Angular Momentum of Axisymmetric Tropical Cyclone in the Developing Stage

Hyun-Gyu Kang and Hyeong-Bin Cheong\*

Department of Environmental Atmospheric Sciences, Pukyong National University, Busan 608-737, Korea

(Received : 29 August 2012, Revised : 20 November 2012, Accepted : 30 November 2012)

**Abstract** The angular momentum transport of an idealized axisymmetric vortex in the developing stage was investigated using the Weather Research and Forecast (WRF) model. The balanced axisymmetric vortex was constructed based on an empirical function for tangential wind, and the temperature, geopotential, and surface pressure were obtained from the balanced equation. The numerical simulation was carried out for 6 days on the  $f$ -plane with the Sea Surface Temperature (SST) set as constant. The weak vortex at initial time was intensified with time, and reached the strength of tropical cyclone in a couple of days. The Absolute Angular Momentum (AAM) was transported along with the secondary circulation of the vortex. Total AAM integrated over a cylinder of radius of 2000 km decreased with simulation time, but total kinetic energy increased rapidly. From the budget analysis, it was found that the surface friction is mainly responsible for the decrease of total AAM. Also, contribution of the surface friction to the AAM loss was about 90% while that of horizontal advection was as small as 8%. The trajectory of neutral numerical tracers following the secondary circulation was presented for the Lagrangian viewpoint of the transports of absolute angular momentum. From the analysis using the trajectory of tracers it was found that the air parcel was under the influence of the surface friction continuously until it leaves the boundary layer near the core. Then the air parcel with reduced amount of angular momentum compared to its original amount was transported from boundary layer to upper level of the vortex and contributed to form the anti-cyclone. These results suggest that the tropical cyclone loses angular momentum as it develops, which is due to the dissipation of angular momentum by the surface friction.

**Key words:** Tropical cyclone, axisymmetric vortex, angular momentum, angular momentum budget, numerical simulation

## 1. 서 론

열대저기압의 가장 본질적인 특징은 매우 강한 바람이다. 이러한 바람은 열대저기압의 주변으로부터 유입되는 각운동량에 의한 것인데, 각운동량의 보존법칙에 따라 열대저기압의 중심으로 유입되는 공기는 회전속도가 증가하게 된다. 즉, 더 많은 각운동량이

\*Corresponding Author: Hyeong-Bin Cheong, Department of Environmental Atmospheric Sciences, Pukyong National University, 599-1, Daeyeon-3-dong, Nam-Gu, Busan 608-737, Korea.

Phone : +82-51-629-6642, Fax : +82-51-629-6638

E-mail : hbcheong@pknu.ac.kr

열대저기압의 중심으로 유입될수록, 더 강한 접선풍이 발생하게 되며 따라서 열대저기압은 더 강한 강도를 가질 수 있게 된다. 각운동량은 본질적으로 보존되는 변수 중 하나이기 때문에, 각운동량을 이용한 열대저기압의 분석을 통하여 열대저기압의 역학적 특성을 이해하는 데 있어서 유용한 정보를 얻을 수 있다 (Pfeffer, 1958; Frank, 1977; Holland, 1983).

열대저기압은 해양의 수분을 에너지원으로 하여 강한 회전운동을 하는 하나의 대류 시스템이다. 26°C 이상의 온도가 높은 해양으로부터 유입된 수분이 열대저기압의 중심 부근 눈벽에서 상승하여 열대저기압의 중상층에서 응결과 동시에 잠열을 방출한다. 이 잠열은 열대저기압의 온난핵을 형성하고 동시에 부력을 증가시킨다 (Emanuel, 1986; Gopalakrishnan *et al.*, 2011). 따라서 열대저기압의 중심 부근에서는 강한 상승이 일어나게 되지만, 안정한 성층권을 넘지 못하여 대류권의 최상층과 성층권의 하부 사이 (약 100~300 mb)에서 밖으로 유출된다. 이러한 질량의 유출을 보존하기 위해 열대저기압은 주변의 공기를 하층에서 끌어들이게 되는데, 이 때 유입되는 공기는 그것의 각운동량을 보존하려 한다. 그러나 그 중 상당량이 지면으로 소실되지만, 소실양보다 더 많은 각운동량이 유입된다면 열대저기압은 발달할 수 있게 된다 (Downey and Johnson, 1978; Holland, 1983). 이렇게 하층에서부터 유입된 각운동량은 열대저기압의 중심 근처 눈벽에서 급격히 상승하여 상층에서 유출되는데, 이때 경계층으로부터 상승된 각운동량은 마찰의 영향이 없는 경계층 위에서 그 크기를 보존하게 된다 (Smith *et al.*, 2009).

각운동량의 관점에서 열대저기압을 분석하기 위한 많은 연구가 수행되어 왔다. Starr (1953)가 지구 표면상의 한 연직 축에 대하여 열대저기압의 중심을 기준으로 한 절대각운동량을 처음으로 유도하고, Palmén and Riehl (1957)이 열대저기압의 각운동량 수지의 개념을 제안한 이후부터 활발히 연구되어왔는데, 과거에는 관측자료를 이용한 연구가 주를 이루었으나 (Riehl, 1960; Anthes, 1974; Frank, 1977) 수치모형을 이용한 열대저기압의 연구가 활발해지면서 축대칭 모형과 3차원 모형을 이용한 열대저기압의 각운동량 수송과 수지에 관한 수치연구들이 수행되었다 (Kurihara and Tuleya, 1974; Kurihara, 1975; Tuleya and Kurihara, 1975;). Kurihara (1975)는 축대칭의 수치 모형을 이용하여 모의된 열대저기압의 각운동량을 분석하였는데, 열대저기압이 급격히 발달할 때 중심부근의 강한 회전은 주변으로부터의 각운동량 유입으로 인한 것이라 하였으며, 수치 모형으로 얻은 열대저기압의 각운동량 분석 결과는 이전의 관측연구에서 수행되었던 결과들과 대부분 일치하는 결과를 얻었다. 그러나 낮은

수치 모델의 해상도와 열대저기압의 상세한 구조를 모의하기에는 너무 단순한 모델로 인하여 전체 열대저기압 순환에 따른 각운동량의 수송을 살펴보기에는 한계가 있었다.

최근에는 정교한 수치모형들이 개발되면서, 더욱 정교한 열대저기압의 수치 모의가 가능해졌다. 특히, 주변 환경의 영향과 분리된 열대저기압의 발달과 강도를 연구하기 위해 이상적인 소용돌이를 이용한 수치 실험이 활발히 이루어지고 있는데, 눈벽 근처에서 각운동량이 열대저기압의 발달과 강도에 있어서 매우 중요한 역할을 하고 있음이 밝혀지고 있다 (Zhang, 2001; Smith *et al.*, 2009; Fudeyasu, 2011; Rozoff *et al.*, 2012). Smith *et al.* (2009)은 중규모 수치모형인 Pennsylvania State University-National Center for Atmospheric Research fifth-generation Mesoscale Model (MM5)을 이용하여 열대저기압의 접선풍 순환이 발달하기 위한 두 가지의 메커니즘을 확인하였는데, 첫 번째 메커니즘은 경계층 위에서 이루어지는 절대각운동량의 수렴으로 여기서 절대각운동량은 거의 보존되며 외부 순환의 발달과 관련된다. 두 번째 메커니즘은 경계층 내의 절대각운동량의 수렴으로, 여기서 절대각운동량은 지면의 마찰로 인하여 보존되지 않지만 열대저기압의 주된 유입이 이루어지기 때문에 각운동량은 중심으로 유입되어 열대저기압의 최대풍속의 발달에 기여하며, 이러한 유입은 열대저기압의 경계층 순환 발달을 지배한다. Fudeyasu (2011)은 Tropical Cyclone Model version 4 (TCM4)를 이용하여 모의된 열대저기압의 외부 순환의 발달을 조사하였다. 열원에 대한 역학적 균형을 이루는 이차 순환을 표현하는 Sawyer-Eliassen 방정식을 수치적으로 풀어 얻은 결과와 수치 모의된 결과와 접선풍의 수지 분석을 바탕으로, 중상층의 단열 가열에 따라 유입되는 절대각운동량은 외부 순환을 발달시키는 역할을 하는 것으로 나타났다. 즉, 단열가열과 균형을 이루어 유입되는 중상층의 절대각운동량은 열대저기압 규모의 순환의 성장에 기여하게 된다는 것을 밝혔다. 이처럼, 최근 들어 열대저기압의 발달에 있어서 각운동량의 역할은 그 중요성이 더욱 부각되고 있다. 최근 연구들은 중심 부근과 외부 순환지역 등에서 열대저기압의 각운동량의 역할을 밝히고 있으나, 열대저기압의 전체 순환에 따른 각운동량의 정량적인 수지와 그 역할에 관한 연구는 미비한 실정이며, 과거에 비해 더욱 정교해진 수치모형을 이용하여 모의된 열대저기압의 각운동량 수송과 수지는 재조사될 필요가 있다. 또한 과거 수많은 연구에서 언급한 각운동량의 증가에 따른 열대저기압의 발달은 중심 부근 저기압성 회전이 탁월한 지역에서 분석된 결과이다. 만약 열대저기압의 전체 순환 범위에서 지속적으로 지면 마찰에 의해 각

운동량을 지면으로 잃게 된다면, 과연 회전의 척도인 각운동량이 발달하는 열대저기압에 있어서 지속적으로 증가를 할 것인가에 대한 의문을 갖게 된다.

본 연구에서는 중규모 수치모형인 Weather Research and Forecast (WRF) version 3.1 (Skamarock *et al.*, 2008)을 이용하여 이상적인 열대저기압에서 이루어지는 전체 순환과 그에 따른 각운동량의 수송을 살펴보고, 전체열대각운동량의 수치분석을 통해 열대저기압의 발달 및 순환의 관계를 분석하고자 한다. 이 논문은 총 5절로 구성되었으며, 다음 절에서는 본 연구에서 사용된 각운동량 방정식, 그리고 이상적인 열대저기압의 구성 방법에 대해 설명하고, 제 3절에서는 모의된 열대저기압의 발달과 성장, 그리고 그에 따른 각운동량의 수송에 대해 설명한다. 제 4절에서는 열대저기압에서 전체 각운동량 및 각운동량 수지에 대해 살펴보고 5절에서는 본 연구의 요약과 결론에 대하여 서술하였다.

## 2. 연구방법

### 2.1. 각운동량 방정식

절대 각운동량 수치방정식은 원통좌표계의 접선풍 운동방정식으로부터 유도된다. 반지름  $r$ , 방위각  $\lambda$ , 지형을 따르는 연직 좌표  $\sigma$ 에 대한 접선풍의 운동방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \sigma \frac{\partial v}{\partial \sigma} + u \left( \frac{v}{r} + f \right) = - \frac{\partial \Phi}{r \partial \lambda} - \alpha \frac{\partial p}{r \partial \lambda} + F_\lambda \quad (1)$$

여기서  $u, v, \sigma$ 는 각각 원통-시그마 좌표계의 바람성분인 반지름방향-, 접선방향-, 연직방향 바람을 각각 나타내고,  $t$ 는 시간,  $\Phi$ 는 지오펜셜,  $p$ 는 기압,  $\alpha$ 는 비적,  $f$ 는 코리올리 인자,  $F_\lambda$ 는 마찰과 확산의 접선성분을 각각 나타낸다.  $\sigma$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\sigma = (p - p_t) / \eta \quad (2)$$

여기서,

$$\eta = p_s - p_t \quad (3)$$

이다.  $p_s$ 는 지면 기압,  $p_t$ 는 최상층 기압을 나타내며 상수로 설정된다. 따라서 연직 좌표는 최하층 1에서 최고 0까지 존재하게 된다. 식 (1)의 양변에 반지름  $r$ 과  $\eta$ 를 곱한 후 약간의 변형 과정을 거치면 질량이 고려된 절대 각운동량의 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial M_a}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ruM_a) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} (rvM_a) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \sigma} (r\sigma M_a) - \eta \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \frac{\partial p}{\partial \lambda} - r \frac{g \partial \tau_\lambda}{\eta \partial \sigma} \right) \quad (4)$$

여기서  $M_a (= \eta M_r + \eta r f^2 / 2)$ 는 절대각운동량,  $M_r (= \eta r v)$ 는 상대각운동량,  $\tau_\lambda$ 은 지표 응력의 접선 성분을 나타낸다. 좌변은 각운동량의 국지 시간변화, 우변의 첫 번째부터 세 번째까지 항은 반지름 방향, 원주 방향, 연직 방향의 각운동량의 플러스의 수송을 각각 나타낸다. 네 번째 항과 다섯 번째 항은 기압 토크, 마지막 항은 마찰 토크를 나타낸다. 전체 각운동량의 변화를 살펴보기 위해, 식 (2)를 원통좌표계의 일정 범위에 대해 적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle M_a \rangle &= - \frac{1}{g} \int_{\sigma_b}^{\sigma_t} \int_0^{2\pi} (rM_a u)_{r_p} - (rM_a u)_{r_c} d\lambda d\sigma \\ &\quad - \frac{1}{g} \int_0^{2\pi} \int_{r_c}^{r_p} (rM_a \sigma)_{\sigma_t} - (rM_a \sigma)_{\sigma_b} dr d\lambda \\ &\quad - \frac{1}{g} \int_{\sigma_b}^{\sigma_t} \int_0^{2\pi} \int_{r_c}^{r_p} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \alpha \frac{\partial p}{\partial \lambda} \right) dr d\lambda d\sigma \\ &\quad + \int_0^{2\pi} \int_{r_c}^{r_p} [(r\tau_\lambda)_{\sigma_t} - (r\tau_\lambda)_{\sigma_b}] r dr d\lambda \end{aligned} \quad (5)$$

이 때, 적분범위는 반경에 대해  $r_p > r_c$ , 연직 높이에 대해  $\sigma_t < \sigma_b$ 이다.  $r_c$ 는 원통의 중심,  $r_p$ 는 가장자리,  $\sigma_b$ 는 최하층,  $\sigma_t$ 는 최상층을 뜻한다. 또한, 원통 도메인에 걸친 전체 적분기호는 다음과 같이 정의하였다.

$$\langle \rangle \equiv \frac{1}{g} \int_{\sigma_b}^{\sigma_t} \int_0^{2\pi} \int_{r_c}^{r_p} r dr d\lambda d\sigma$$

따라서 전체절대각운동량은

$$\langle M_a \rangle = \frac{1}{g} \int_{\sigma_b}^{\sigma_t} \int_0^{2\pi} \int_{r_c}^{r_p} M_a r dr d\lambda d\sigma \quad (6)$$

으로 정의된다. 응력의 접선 성분의 경우, 행성 경계층의 상단에서 지면 응력의 효과가 사라진다고 가정하면,

$$- \int_0^{2\pi} \int_{r_c}^{r_p} (r\tau_\lambda)_{\sigma_b} r dr d\lambda = - \int_0^{2\pi} \int_{r_c}^{r_p} \rho_s u_*^2 r dr d\lambda \quad (7)$$

으로 표현할 수 있다. 여기서  $\rho_s$ 는 지면의 밀도,  $u_*$ 는 마찰속도를 나타낸다. 식 (5)의 국지 시간 변화는 우변으로부터 계산될 수 있을 뿐만 아니라, 시간 차분으로 계산될 수도 있다. 즉,

$$\frac{d}{dt} \langle M_a \rangle \cong \frac{\langle M_a \rangle^{(n+1)\Delta t} - \langle M_a \rangle^{(n-1)\Delta t}}{2\Delta t} \quad (8)$$

여기서  $n$ 은 이산화된 시간스텝,  $\Delta t$ 는 시간 간격을 나타낸다. 따라서 식 (5)로부터 계산된 값과 차분된 값을 비교함으로써 성립된 식과 계산의 정확도를 검증해볼 수 있다.

### 2.2. 이상적인 축대칭 소용돌이의 구축과 모형 설정

이상적인 열대저기압은 경험식을 이용한 3차원 축대

칭의 모조 소용돌이로 정의된다. 모조 소용돌이를 구성하는 성분 중 가장 먼저 경험식을 이용하여 접선풍을 생성하는데, 이는 수평과 연직의 두 경험식을 곱하여 결정한다. 여기서, 사용된 수치 모형의 초기장은 그것의 연직 좌표가 기압좌표계로 정의되기 때문에, 모조 소용돌이 역시 기압좌표계에서 정의되었다.

$$v(r, p) = V(r) \times g(p) \quad (9)$$

여기서,  $V$ 는 접선풍의 수평 방향 프로파일을,  $g$ 는 접선풍의 연직방향 프로파일을 각각 나타낸다. 접선수평 방향의 접선풍의 경험식은 Chan and Willams (1987)의 연구에서 사용되었던 경험식을 도입하였다.

$$V(r) = V_m \left( \frac{r}{r_m} \right) \times \exp \left[ \frac{1}{b} \left\{ 1 - \left( \frac{r}{r_m} \right)^b \right\} \right] \quad (10)$$

위 식에서  $V_m$ 는 최대풍속,  $r_m$ 는 최대풍 반경,  $b$ 는 프로파일의 형태를 결정하는 상수이다. 소용돌이의 중심으로부터 먼 반경까지 구성된 1차원 프로파일을 연직으로 확장하여 축대칭의 소용돌이를 구성한다. 연직 프로파일은 다음과 같이 정의된다.

$$g(p) = \begin{cases} \sin \frac{\pi}{2} \left( \frac{p - p_{top}}{p_{low} - p_{top}} \right) & \text{for } p \geq p_{top} \\ 0 & \text{for } p < p_{top} \end{cases} \quad (11)$$

여기서  $p_{top}$ 은 소용돌이가 정의되는 최상층을,  $p_{low}$ 는 소용돌이가 정의되는 최하층을 나타낸다. 소용돌이는  $p_{low}$ 에서 가중치인 1의 비율에서 시작하여  $\pi/2$ 에서 0 구간 점차로 감소하다가  $p_{top}$ 에서 0으로 완전히 사라지게 된다. 이렇게 구성된 반경-기압고도의 축대칭의 접선풍과 균형을 이루는 지위고도장과 지표기압을 경도풍 관계식을 통해, 그리고 온도장은 정역학 방정식을 이용하여 수치적으로 풀어 얻는다. 본 연구에서는 발달 초기 상태에 있는 열대저기압으로 정의하였는데, 최대풍속  $15 \text{ m s}^{-1}$ , 최대풍 반경  $130 \text{ km}$ 이 되도록 설정하였으며, 열대저기압은  $1000 \text{ hPa}$  층에서부터  $150 \text{ hPa}$  층까지 정의되었다. 프로파일 조절 상수  $b$ 는  $0.85$ 로 설정하였다. 온도, 상대습도, 지위고도 등 이상적인 소용돌이를 둘러싼 배경장의 연직 프로파일은 Jordan (1958)의 대서양 허리케인 시즌의 평균 값들을 이용하였으며, 배경 흐름은 모두 없는 상태로, 그리고 해면온도는  $28.5^\circ\text{C}$ 로 설정하여 이상적인 열대저기압이 발달하기에 좋은 조건으로 설정하였다. 또한 실험 결과 해석의 용이함과 열대저기압의 이동을 고정하기 위해 북위  $15^\circ$ 에 중심이 위치한  $f$ -plane으로 설정하였다.

본 연구에서 사용된 수치 모형은 지역 규모 모형

인 Weather Research and Forecast (WRF) 버전 3.1 (Skamarock *et al.*, 2008)이다. WRF 모형은 완전 압축성 비정수계 모형으로 고해상도 열대저기압을 모의하는데 적합하다. 수평 격자는 Arakawa-C 격자 체계를 사용하며, 연직 격자는 지형을 따르는 질량 좌표계를 사용한다. 수평 이류의 계산에 대해 6차 중앙 차분법을 사용하며, 시간 적분은 3차 Runge-Kutta split-explicit 기법을 도입한다. 본 연구에서 수평 해상도는  $12 \text{ km}$ 로 설정하였으며 연직으로 총 35개의 층 중 약  $1 \text{ km}$  이하로 10개의 층이 위치하도록 설정하였다. 이상적인 열대저기압의 주 순환과 2차 순환의 순환범위를 가능한 모두 표현할 수 있도록, 격자 수는  $x$ 와  $y$  방향에 대하여 각각 600개로 설정하여 도메인의 전체 크기는  $7,200 \text{ km} \times 7,200 \text{ km}$ 이 되도록 하였다. 모수화 기법은 물리 모수화 기법에 대해 WRF Single-Momentum (WSM) 6-class 기법을 (Hong *et al.*, 2006), 적운 모수화 기법에 대해 Kain-Fritsch 기법 (Kain and Fritsch, 2006)을, 경계층 모수화 기법은 Yonsei University (YSU) 기법 (Noh *et al.*, 2003)을 각각 사용하였다. 이상적인 소용돌이는 충분한 발달과 지속적인 해면온도 강제력에 의해 일정 강도를 유지할 수

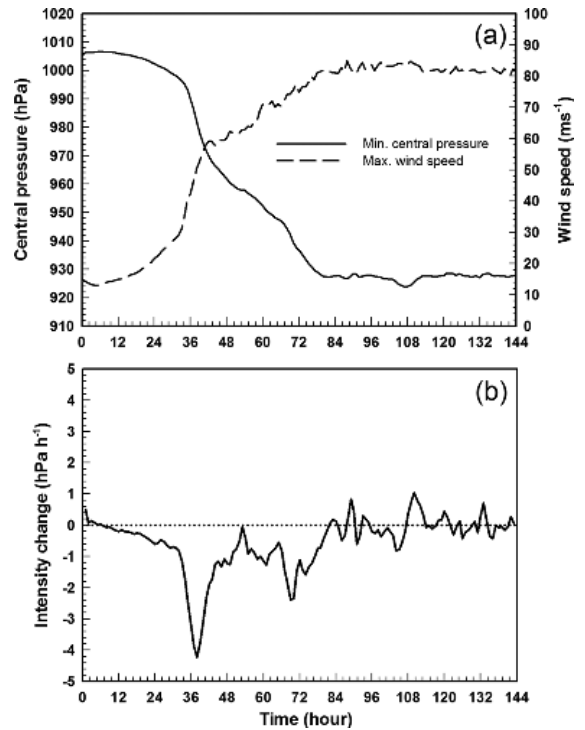


Fig. 1. The time series of (a) the minimum central pressure (solid), the maximum wind speed (dashed), and (b) the time change of intensity in terms of minimum central pressure.

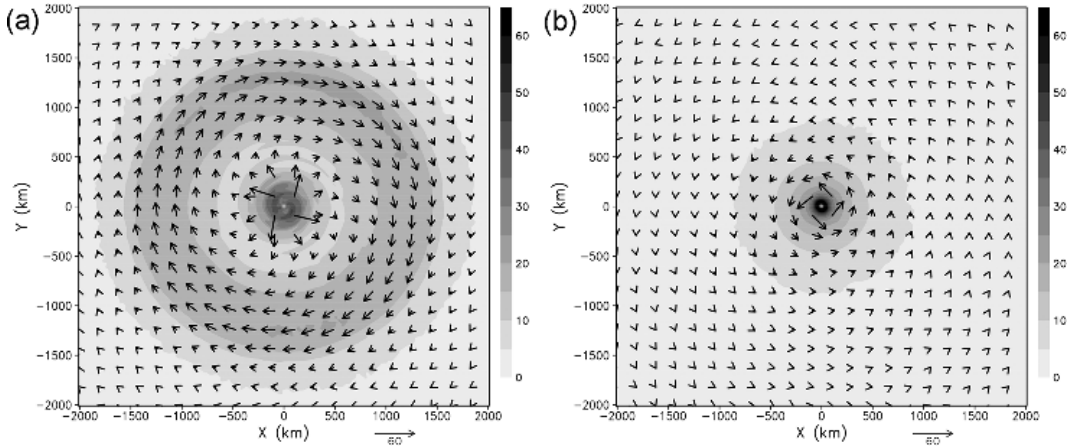


Fig. 2. Horizontal wind vector field and wind speed (shaded,  $m s^{-1}$ ) at (a)  $\sigma=0.12$  and (b)  $\sigma=0.87$  at 144 h.

있도록 6일 (144시간) 동안 적분하였다.

### 3. 열대저기압의 발달과 각운동량 수송

모의된 열대저기압의 강도그래프를 Fig. 1(a)에 나타내었다. 초기 약 9시간 정도 미미한 약화 과정을 거치는 동안 중심 부근은 점점 상대습도가 증가한다. 36 시간까지 초기 1005 hPa에서 996 hPa로 느린 성장을

보이다가, 36시간 이후에 시간당 4 hPa (Fig. 1(b)) 이상으로 급격히 발달하였다. 이후 80시간 정도까지 빠른 성장을 보이다가 80시간 이후부터 모의 마지막 시간인 144시간까지 약 927 hPa 정도로 거의 일정한 강도를 유지하였다. 또한, 본 실험에서는 제트류나 지향류와 같은 배경 흐름과  $\beta$ -plane 등 열대저기압의 비대칭성을 유발하는 요인이 거의 없었기 때문에, 상당히 축대칭적인 모습을 띄며 발달하였다 (Fig. 2).

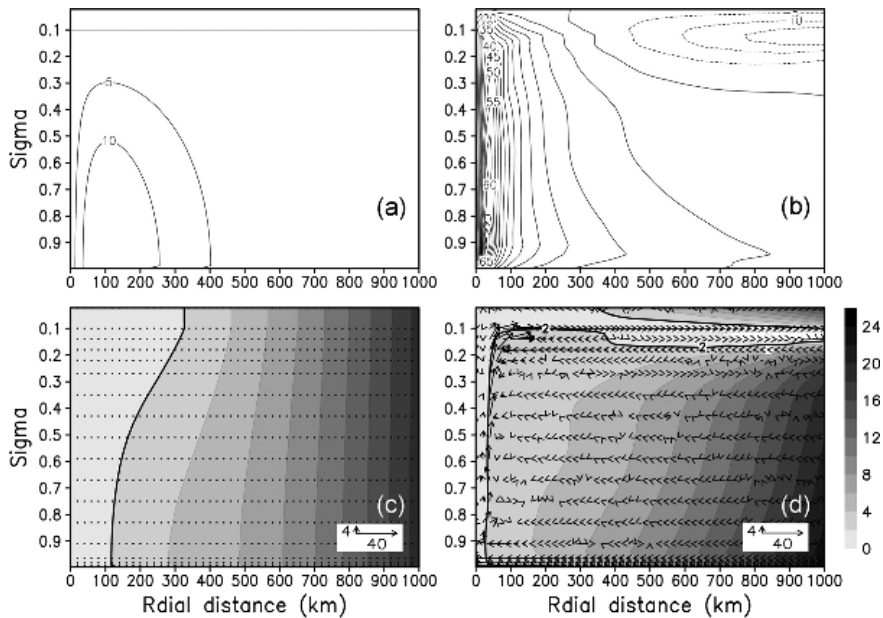


Fig. 3. Azimuthally averaged tangential wind ( $m s^{-1}$ ) (a) at initial time and (b) at 144 hours, absolute angular momentum (shaded,  $m^2 s^{-1}$ ), and secondary circulation (wind vector,  $m s^{-1}$ ) (c) at initial time and (d) at 144 hours. The contour intervals for tangential wind and absolute angular momentum are  $5 m s^{-1}$  and  $1 \times 10^6 m^2 s^{-1}$ , respectively. The thick line in the absolute angular momentum field indicates the isopleths of  $2 \times 10^6 m^2 s^{-1}$ .

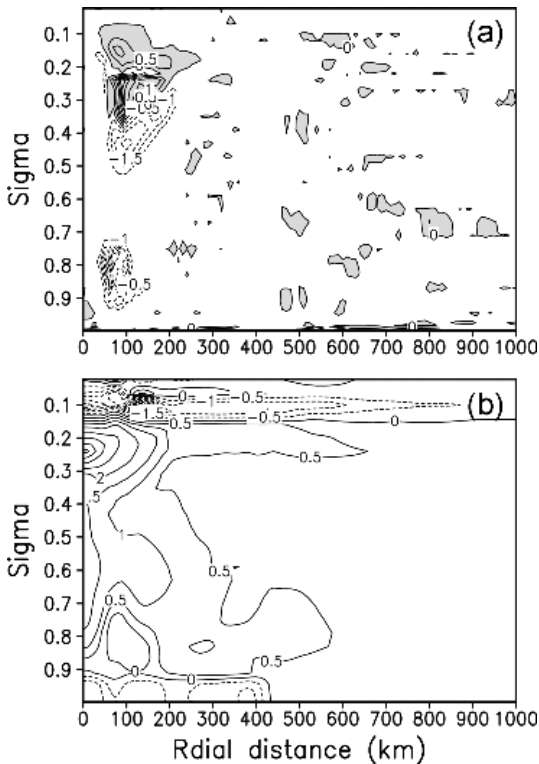
모의 초기시간과 마지막 시간의 열대저기압의 축대칭 구조를 Fig. 3에 보였다. 접선풍의 경우, 중심 근처 약 25 km 부근에서 최대 풍속이 나타나며 (Fig. 3(b)), 상층에서는 약 300 km 이전까지 저기압성 회전으로, 그 보다 먼 반경에서는 고기압성 회전으로 전환된 것을 확인할 수 있다. Fig. 3(d)에 보인 것처럼, 열대저기압이 그것의 강도를 유지하기 위해 필수적인 유입-상승-유출의 이차 순환 구조가 잘 모의되었고, 이러한 이차순환은 대체로 절대각운동량 면을 따라 이루어진 것을 알 수 있다. 열대저기압이 발달함에 따라, 중상층에서 응결된 수증기에 의한 잠열 방출로 인한 가열 (Fig. 4(a))과 온난핵의 발달 (Fig. 4(b))은 열대저기압 중심 부근에서 폭발적인 상승과 유출을 유도하고 하층에서 지속적인 유입이 함께 이루어지면서, 이를 따라 하층 외부 반경의 각운동량은 중심까지 수송되어 눈벽 근처에서 급격히 상승하게 된다. 이 때부터 각운동량은 그것의 크기를 거의 보존하는데, 중심 부근에서부터 유출층까지 거의 균일한 수직선으로

이어지는 각운동량 면을 따라 상승한 후, 상층에서 빠르게 유출됨에 따라 1000 km 이상의 먼 반경까지 그 크기가 보존된 것을  $2 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 의 각운동량 등치선을 통해 확인할 수 있다 (Fig. 3(d)). 경계층에서 중심으로 유입되는 각운동량은 지면 마찰에 의해 상당량을 소실하게 되는데, 지면 근처에서의 각운동량은 그 크기가 크게 감소된 것을 확인할 수 있다. 중층에서는 상대적으로 유입류가 적은 것을 확인할 수 있는데, 이것은 각운동량을 유입시키는 역할을 한다. 이러한 중층에서의 유입은 온난핵을 가진 소용돌이의 지균 균형에 따라 나타나는 특징으로 (Eliassen, 1951; Shapiro and Willoughby, 1981), 중상층 온난핵의 발달과 가열에 의한 부력으로 인하여 중층에서 약한 유입류가 형성된다. 이를 따라 각운동량은 그것의 크기를 보존하며 서서히 유입되어 열대저기압의 외부 반경의 발달을 유도한다 (Smith *et al.*, 2009).

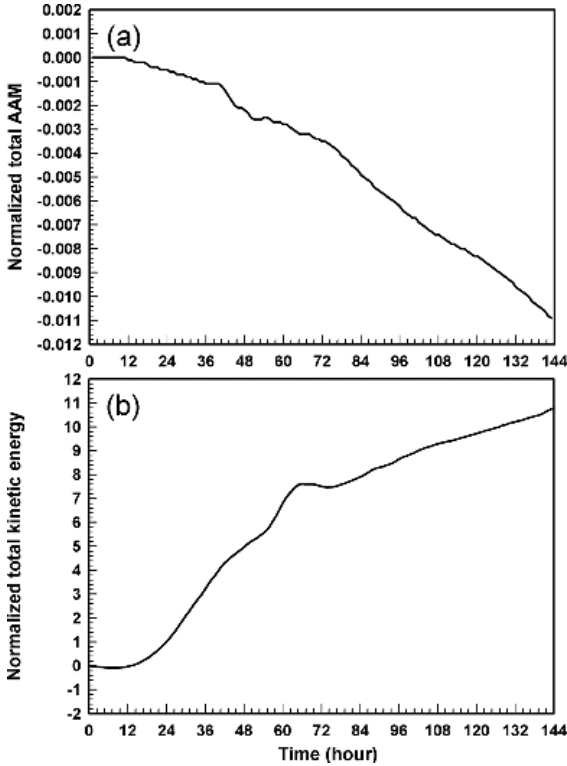
## 4. 절대각운동량의 수치

### 4.1. 전체절대각운동량

열대저기압의 전체 순환범위에서 이루어지는 각운동량의 변동을 조사하기 위해, 본 연구에서는 모의된 열대저기압의 순환 범위를 대부분 포함하는 반경 2000 km를 조사범위로 설정하였다. 상대적으로 좁은 반경에서는 열대저기압의 저기압성 순환만을 포함하게 되므로, 고기압성의 순환까지 포함 가능한 범위를 설정하였다. 2000 km 반경의 전체 원통에 대해 적분된 절대각운동량과 운동에너지를 Fig. 5에 나타내었다. Fig. 5에서, 전체절대각운동량과 전체운동에너지는 그것의 초기값으로 평균화 되었으며, 평균화 후 1을 빼었다. 가장 두드러진 점은 초기 약 12시간을 제외한 모의 전체 시간에 걸쳐 운동에너지는 급격히 증가한 반면, 모의 전 시간에 걸쳐 절대각운동량은 감소한 것이다. 운동에너지는 발달 초기 마찰에 의한 운동량 소실로 인하여 적은 감소를 보이다 2차 순환의 발달과 함께 운동에너지는 다시 증가하였다. 초기부터 36시간까지 느리게 발달하였던 구간에 대해, 전체절대각운동량 역시 시간에 따라 서서히 감소하는 모습을 보인다. 이후 급격히 발달하는 시기에 있어서 전체절대각운동량 역시 다소 빠른 감소를 보이며 약하게 진동하다가 약 80시간 이후 일정한 강도를 보이기 시작할 때는 시간에 따라 거의 선형적인 감소 추세를 보였다. 따라서 전체절대각운동량의 감소는 발달 단계에 따라 조금씩 다른 기울기를 보이며 열대저기압의 발달과 관련이 있음을 알 수 있다. 이러한 경향은 전체절대각운동량의 시간변화와 최저 중심기압의 시간변화 간의 관계를 고려해 볼 때 더욱 두드러진다. 전체절대각운동량의 시간변화를 식 (5)로부터 계산된 것과 식



**Fig. 4.** Azimuthally averaged (a) diabatic heating ( $\text{K s}^{-1}$ ) and (b) temperature anomaly (K) at 24 hours. The contour intervals for diabatic heating and temperature anomaly are  $0.5 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$  and 0.5 K, respectively. The shaded region indicates positive diabatic heating region.

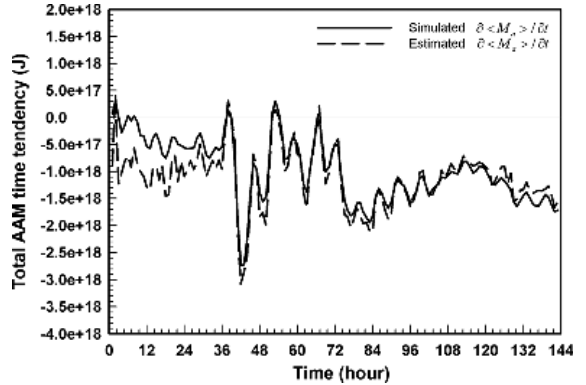


**Fig. 5.** The time variation of (a) absolute angular momentum (AAM) and (b) kinetic energy (KE) integrated over the entire cylinder of radius of 2000 km. The AAM and KE were normalized by its initial value and then subtracted from unity. The initial values of AAM and KE were  $4.57 \times 10^{25}$  (J s) and  $1.81 \times 10^{17}$  (J), respectively.

(8)로부터 시간 차분을 통해 얻은 결과를 Fig. 6에 나타내었다. 초기 시간을 제외하곤, 두 그래프는 대체로 일치된 모습을 보이며 성립된 식의 정확도를 판단할 수 있다. 지속적으로 감소한 전체각운동량을 반영하여, 일부 구간을 제외한 모의 전 시간에 걸쳐 시간 변화 역시 지속적으로 음의 값을 보였다. 전체절대각운동량의 시간변화는 모의된 열대저기압의 최저 중심기압의 시간변화와 전체적으로 유사한 패턴을 보였다. 특히, 41시간과 83시간에 전체절대각운동량의 두 번의 최저점이 나타나는데, 이는 조금씩 시간 지연은 있으나 최저 중심기압의 시간변화에서도 나타났다. 즉, 열대저기압이 급격히 발달할 때, 전체절대각운동량의 시간변화도 큰 감소를 보였다.

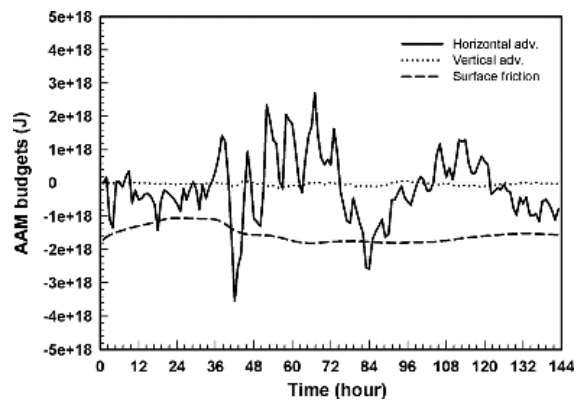
**4.2. 전체절대각운동량의 수지**

이러한 전체절대각운동량의 감소에 기여하는 성분들을 확인하기 위해, 전체절대각운동량의 수지를 Fig. 7



**Fig. 6.** The time series of the local time change of total absolute angular momentum calculated from time differencing (solid) by Eq. (8) and estimated (dashed) by Eq. (5) at 2000 km radius.

에 나타내었다. Fig. 7은 2000 km 반경에서 적분된 전체절대각운동량의 수지의 시간변화를 나타낸 것으로, 식 (5)의 우변의 항들이 시간에 따라 변화하는 모습을 보여준다. Fig. 7에서, 기압토크에 의한 전체절대각운동량의 변화는 그 크기가 다른 항들에 비해 약  $O(10^{-2})$  정도의 크기 차이를 보여 그림에 나타나지 않았다. 수평이류항의 경우, 다른 항들에 비해 상당히 크게 진동하였다. 따라서 전체절대각운동량의 시간변화 (Fig. 6)에서 나타난 진동은 대부분 절대각운동량의 수평 이류에 기인한 것으로 나타났다. 그러나 모의 전 시간에 걸쳐서 절대각운동량의 수평 이류는 시간에 따라 음과 양을 반복하는데 반하여 마찰항은 지



**Fig. 7.** The time series of the total absolute angular momentum budgets for horizontal advection (solid), vertical advection (dotted), and surface friction (dashed) at 2000 km radius.

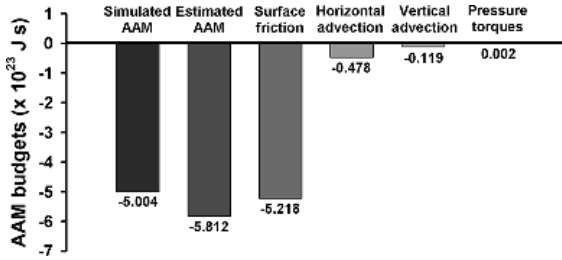


Fig. 8. Contributions of time integrated absolute angular momentum budgets to the local tendency of total absolute angular momentum.

속적으로 음의 값을 나타내며 완만한 시간변화를 보였다. 모의 전 시간에 걸쳐 지속적으로 전체절대각운동량을 감소시키는 역할을 하는데, 이는 이전 연구들과 동일한 결과로, 각운동량은 지면 마찰에 의해 소실됨을 의미한다. 연직 이류항은 수평이류항과 마찰항에 비해 약  $O(10^{-1})$  정도로 낮은 값을 보이며 전체절대각운동량의 변화에 대해 매우 적은 기여도를 보였다.

비록 전체절대각운동량의 변화에 있어서 수평 이류항이 열대저기압의 발달 경향과 전체절대각운동량의 시간 경향을 이어주는 역할을 한다 하더라도, 그것의 음과 양을 반복하여 진동하는 패턴으로 인하여 전 시간에 걸친 전체 기여도는 매우 적을 수 있다. 전 시간에 걸친 절대각운동량의 변화를 살펴보기 위해, 식 (5)를 초기 시간  $t_{init}$ 에서 마지막 시간  $t_{end}$ 에 대해 적분하면 다음과 같다.

$$\langle M_a \rangle^{t_{end}} - \langle M_a \rangle^{t_{init}} = \int_{t_{init}}^{t_{end}} G dt \quad (12)$$

여기서  $G$ 는 식 (5)의 우변의 모든 항을 나타낸다. 시간 적분된 전체절대각운동량의 수치를 Fig. 8에 나타내었다. 식 (13)의 좌변의 시간에 대해 완전 적분된 값과 우변의 추정 값은 약간의 오차를 보였다. 지면 마찰은 시간 적분된 전체절대각운동량의 시간 경향 대비 약 90%에 가까운 기여도를 보이며, 전체절대각운동량의 감소에 직접적으로 기여하였다. 즉, 전체절대각운동량이 지속적으로 감소할 수 있었던 원인은 지면 마찰에 의한 것이었다. 반면 진동하는 패턴을 보였던 수평 이류의 전체 기여도는 8%에 그쳤다. 이러한 각 운동량의 수평 이류는 전체절대각운동량의 시간 변화 패턴을 지배하였으나, 실질적으로 각운동량의 감소에 기여하는 바는 지면 마찰에 비하여 매우 적었다. 연직 이류와 기압 토크에 의한 변화는 예상하였던 바와 같이, 수평 이류보다도 훨씬 적은 기여도를 보이며 각운동량의 변화에 크게 영향을 미치지 못하였다.

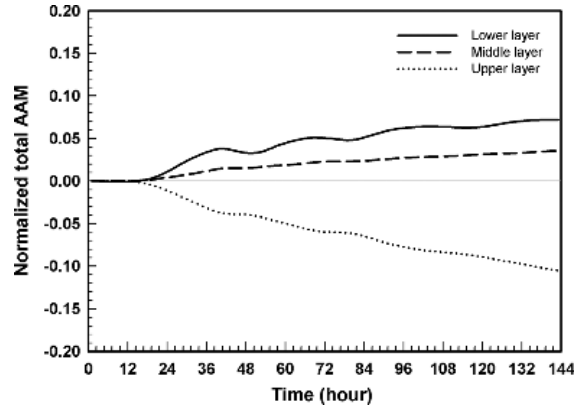


Fig. 9. The time variation of the absolute angular momentum (AAM) integrated over the lower (solid), middle (dashed), and upper (dotted) part of a cylinder of radius of 2000 km. The absolute angular momentum is normalized by its initial value and then subtracted from unity. The initial values for lower, middle, and upper layer are  $6.88 \times 10^{24}$  (J s),  $3.02 \times 10^{25}$  (J s), and  $8.66 \times 10^{24}$  (J s), respectively.

#### 4.3. 이차 순환과 각운동량의 수송

열대저기압은 하층에서의 저기압성, 상층에서의 고기압성으로 이루어진 일차 순환과 더불어 경계층에서의 유입, 중심 부근에서의 상승, 그리고 상층에서의 유출 운동을 하는 이차 순환을 동시에 지니고 있다. Smith *et al.* (2009)의 연구에서 밝혔듯이, 경계층 내에서의 각운동량의 유입은 열대저기압의 최대풍속의 발달을, 경계층의 위에서의 각운동량 유입은 외부 반경의 발달을 유도한다. 즉, 이러한 이차 순환에 따른 각 층에서의 각운동량의 수송은 열대저기압의 발달에 있어서 다양한 역할을 할 수 있다. 따라서 경계층, 경계층 위 중층, 그리고 유출층인 상층에 따라 달리 나타날 수 있는 전체절대각운동량은 분석될 필요가 있다. Fig. 3의 축대칭 구조에서도 보였듯이, 경계층은 지면에서 최대 유입이 나타난  $\sigma=0.89$ 까지, 중층은 경계층 위 유출층 아래까지인  $\sigma=0.89$ 에서  $\sigma=0.14$ 로 정의하였으며, 상층은  $\sigma=0.14$ 부터 모형의 최고층까지로 정의하였다. 각 층에 따른 전체절대각운동량을 Fig. 9에 보였다. 가장 분명한 특징은 하층과 중층에서는 전체절대각운동량이 시간에 따라 증가하고, 상층에서는 시간에 따라 감소하는 것이다. 하층에서의 전체절대각운동량은 가장 큰 증가를 보였는데, 이는 곧 경계층 내에서의 저기압성 순환의 발달을 의미한다. 비록 경계층 내의 각운동량 유입은 지면 마찰에 의해 그 양을 많이 소실하였으나, 소실된 양보다 유입되는 양이 더 많다는 것을 알 수 있다. 중층에서는 경계층 보다는 낮은 증가를 보였으나 이 층에서는 각운동량



이 보존되어 유입되기 때문에, 그 유입량이 저기압성 회전의 증가에 그대로 반영된다. 반면 상층에서는 지속적인 감소가 나타났는데, 예상할 수 있듯이 경계층과 그 위 중층의 지속적인 증가함에도 불구하고, 전체 절대각운동량의 감소는 곧 이러한 상층에서의 전체 절대각운동량 감소에 의한 것임을 알 수 있다. 그러나 앞서 보였듯이 전체 절대각운동량의 수치로부터 전체 절대각운동량의 감소는 대부분 지면 마찰에 의한 것이었으며, 이는 곧 상층에서의 전체 절대각운동량 감소로 이어졌다는 것을 예상할 수 있다.

열대저기압의 이차순환은 각운동량의 수송을 담당하고, 주순환은 수송되는 각운동량에 따라 달라진다. 따라서 앞서 보인 결과들은 곧 열대저기압의 회전이 어떻게 달라질 수 있는가를 시사하고 있다. 이차순환에 따른 각운동량의 수송을 앞서 얻은 결과를 바탕으로 공기덩어리의 움직임과 그에 따른 각운동량을 고찰해 볼 수 있다. Fig. 10은 모의된 열대저기압의 이차순환을 따르는 입자들의 유적을 나타낸 그림으로, 초기에 반경 240 km에서 400 km 사이, 높이 0.2 km에 입자들이 위치한다 (유적계산의 용이함을 위하여 고도 좌표계를 이용하였다). 이 공기덩어리는 열대저기압이 발달하기 시작하면서 반시계 방향으로 회전하며 서서히 유입되기 시작한다. 이 공기덩어리가 움직이게 되는 그 즉시, 지면 마찰에 영향을 받게 되어 이 공기덩어리가 가지고 있던 각운동량은 서서히 감소하게 된다. 이후 공기덩어리는 중심부근에 이르러 급격히 상승하여 지면마찰의 영향을 벗어나기 직전까지 그것의 각운동량을 잃게 된다. 이 때, 발달하는 열대저기압은 경계층에서 유입되는 공기가 지면 마찰에

의해 소실하는 각운동량보다 더 많은 양의 각운동량을 유입시켜 하층의 저기압성 회전을 증가시키고 동시에 최대 풍속을 발달시킬 수 있도록 한다. 상승한 공기덩어리는 그것의 각운동량을 보존하며 유출류에 의해 상층에서 중심으로부터 멀어진다. 단위 질량당 절대각운동량 ( $M = rv + fr^2/2$ )으로부터 접선풍에 대해 다시 적으면,

$$v = \frac{M}{r} - \frac{1}{2}fr \quad (13)$$

이 된다. 위 식에서 볼 수 있듯이 보존되는 절대각운동량은 중심으로부터 멀어질수록 전향력의 영향을 크게 받는데, 따라서 일정 반경 이상에서는 고기압성 회전으로 전환된다 (Fig. 2(a)). 이미 상당량의 각운동량을 소실한 공기덩어리가 약 400 km의 반경으로 돌아왔을 때 (Fig. 10에서 이틀째에 위치한 입자들), 낮은 각운동량의 수송으로 인하여 접선풍은 음의 값을 보이며 입자는 고기압성 회전하고 있음을 알 수 있다 (Table 1). Table 1은 초기에 반경 384 km, 고도 0.2 km에 위치하였던 입자에 대한 정보로, 초기시간에 지니고 있던 절대각운동량은 이틀 후 유출되면서 초기 위치와 비슷한 반경인 약 419 km로 돌아왔을 때, 그것의 절대각운동량은  $1.98 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 으로 상당량이 감소되었음을 확인할 수 있으며, 이는 해당 위치의 초기 절대각운동량인  $3.54 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 보다 낮다. 결국 경계층에서 지면마찰에 의해 감소한 각운동량이 상층에서 유출되면서 중심으로부터 멀어짐에 따라 고기압성 순환을 유발하고, 따라서 전체 절대각운동량의 감소로 이어졌다고 볼 수 있다.

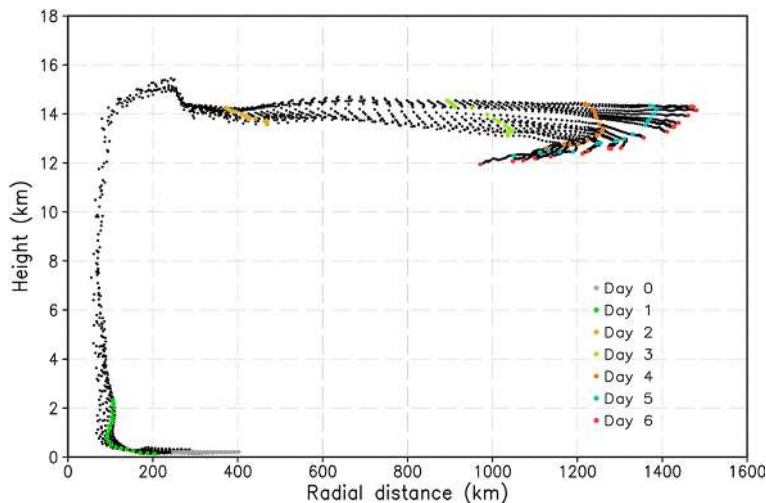


Fig. 10. A scatter plot of the trajectory of tracers following the secondary circulation of the simulated vortex. Black and colored dots are plotted every hour and day, respectively.

**Table 1.** Trajectory information of a tracer initially located at a radius of 384 km and 0.2 km height.

Time (day)	Radial distance (km)	Height (km)	Tangential wind ( $m s^{-1}$ )	AAM ( $\times 10^6 m^2 s^{-1}$ )
0	384.0	0.2	7.5	5.6
1	170.1	0.18	14.8	3.1
2	418.7	13.9	-3.2	1.9
3	1029.9	13.5	-16.1	3.4
4	1247.8	13.1	-17.6	7.4
5	1254.4	12.8	-17.5	7.6
6	1223.8	12.5	-15.8	8.9

## 5. 요약 및 결론

본 연구는 이상적인 열대저기압에서 이루어지는 각운동량의 수송과 수치 방정식을 통한 정량적인 변화를 살펴보고, 그에 따른 열대저기압의 발달을 수치 실험을 통해 조사하였다. 모의된 열대저기압에서 각운동량은 경계층 내에서의 유입, 중심 부근에서의 상승, 그리고 상층에서 유출되어 이차순환을 따라 수송되었다. 특히, 경계층 위에서는 지면 마찰의 영향으로부터 벗어남에 따라 절대각운동량이 보존되는 특징도 보였다. 모의된 열대저기압의 2000 km 반경 원통에 대해 적분된 운동에너지는 초기 12시간 정도를 제외하고 열대저기압이 발달함에 따라 급격하게 증가하였다. 그러나 전체절대각운동량은 오히려 시간에 따라 감소하는 것으로 나타났다.

이러한 전체절대각운동량의 감소에 기여하는 성분들을 확인하기 위해, 전체절대각운동량 수지를 조사하였다. 먼저 전체절대각운동량의 시간 변화경향은 주로 음의 값을 띄며 진동하는 모습을 보였다. 이러한 시간변화에 기여하는 성분들은 크게 절대각운동량의 수평이류와 지면 마찰 토크였다. 시간경향에서 나타났던 진동 패턴은 주로 수평 이류에 의한 것으로 나타난 반면, 마찰토크는 모의 전 시간에 걸쳐 지속적인 음의 값을 보이며 전체절대각운동량을 감소시키는 것으로 나타났다. 각 수지들을 시간 적분하여 살펴본 결과, 수평 이류의 전체각운동량에 대한 기여도는 약 8%에 그친 반면, 지면 마찰의 경우 약 90%에 이르는 기여도를 보였다. 즉, 절대각운동량의 수평이류가 시간 경향을 대체로 지배하는 것처럼 보였으나, 실질적인 감소는 지면 마찰에 의한 것으로 나타났다. 따라서 열대저기압은 발달과 동시에 전체 회전 운동량을 지면 마찰에 의해 스스로 감소시키는 시스템인 것을 확인할 수 있었다.

열대저기압의 이차순환을 따라 수송되는 전체절대각운동량을 유입-상승-유출을 이루는 층별로 분석하

였다. 예상한대로 경계층에서 유입되는 각운동량이 가장 큰 증가를 보였다. 비록 경계층에서 각운동량은 지면 마찰에 의해 소실되어 보존되지 않지만, 강한 유입에 의한 각운동량 증가는 곧 하층에서의 전체적인 저기압성 순환의 증가뿐만 아니라 중심부근까지 유입되는 각운동량은 최대풍속의 발달에 기여하게 된다. 중층에서 유입되는 각운동량은 경계층에 비해 상대적으로 적은 증가를 보였으나, 이 층에서 유입되는 각운동량은 그것의 크기를 보존하며 상대적으로 느린 속도로 유입되어 중심 부근 순환보다는 외부 순환의 발달에 기여하게 된다. 상층에서는 전체절대각운동량이 지속적으로 감소하였다. 이러한 감소는 상층에서의 저기압성 순환의 감소를 의미하는데, 이는 이차순환을 따르는 유적을 이용한 분석을 통해 지면에서 소실된 각운동량 수송이 기여한 것으로 나타났다.

이러한 결과들은 열대저기압의 전체 시스템은 열대저기압이 발달함에도 불구하고 전체각운동량을 스스로 잃고 있음을 의미하며, 열대저기압의 발달은 이러한 각운동량의 소실로부터 출발하게 됨을 시사한다.

열대저기압의 각운동량 소실은 대부분 지면 마찰에 의한 것으로 밝혀졌는데, 본 연구에서 설정된 바와 같이 열대저기압이 발달하기 위한 필수 조건이라 할 수 있는 따뜻한 해면으로 각운동량이 전달되었다고 볼 수 있다. 이러한 각운동량의 해면으로의 전달은 해수를 저기압성으로 순환시킬 수 있다. 열대저기압 아래의 해수가 저기압성으로 회전함에 따라 심층수의 용승 (cold wake)으로 인하여 열대저기압 중심부 아래는 상대적으로 차가운 해수의 영향을 받게 된다. 따라서 열대저기압으로 유입되는 수증기가 줄어들게 되며, 결국 열대저기압이 약화될 수 있다. 본 연구에서는 대기 모형만을 이용하여 열대저기압의 각운동량 수송을 조사하였다. 대기-해양 접합 모형을 도입하여 열대저기압의 발달에 따른 해수의 각운동량도 함께 조사하여 대기-해양이 이루는 완벽한 각운동량의 보존과 그에 따른 열대저기압의 발달과의 관계에 대한 연구도 추가적으로 수행될 필요가 있다. 이러한 추가적인 연구를 통해, 본 연구에서 얻은 결과를 바탕으로 열대저기압은 Carnot engine (Emanuel, 1986)과 같이 열에너지를 운동에너지로 전환하여 그 스스로 발달할 수 있지만, 동시에 각운동량을 잃고 해수의 용승을 일으켜 스스로 약화할 수 있는 조건을 갖춘 시스템임을 밝힐 수 있을 것으로 기대된다.

본 연구는 이상적인 축대칭의 열대저기압을 이용한 한계점이 있다. 실제 대기에서는 전향력에 의한 베타 효과와 더불어 주변 바람에 의한 시어 효과도 함께 나타나는데, 이러한 효과는 열대저기압의 비대칭성을 유도하며 열대저기압의 발달에 영향을 미친다. 따라서 열대저기압의 각운동량 수송 역시 본 연구에서 처

럼 확대칭으로 발달한 경우와 다르게 나타날 수 있을 것이다.

## 감사의 글

이 연구는 기상청 기상기술개발사업 (CATER 2012-6010)의 지원으로 수행되었습니다.

## 참고문헌

- Anthes, R. A., 1974: The dynamics and energetic of mature tropical cyclones. *Rev. Geophys.*, **12**, 495-522.
- Chan, J. C. L. and R. T. Williams, 1987: Analytical and numerical studies of the beta-effect in tropical cyclone motion. Part I: Zero mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1257-1265.
- Downey, W. K. and D. R. Johnson, 1977: The mass, absolute angular momentum and kinetic energy budgets of model-generated extratropical cyclones and anticyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 469-481.
- Eliassen, A., 1951: Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex. *Astrophys. Norv.*, **5**, 19-60.
- Emanuel, K. A., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585-604.
- Frank, W. M., 1977: The structure and energetic of the tropical cyclone. Part II: Dynamics and energetics. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1136-1150.
- Fudeyasu, H. and Y. Wang, 2011: Balanced contribution to the intensification of a tropical cyclone simulated in TCM4: Outer core spin-up process. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 430-449.
- Gopalakrishnan, F. Marks Jr., X. Zhang, J.-W. Bao, K.-S. Yeh, and R. Atlas, 2011: The experimental HWRF system: A study on the influence of horizontal resolution on the structure and intensity changes in tropical cyclones using an idealized framework. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 1762-1784.
- Holland G. J., 1983: Angular momentum transports in tropical cyclones. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 187-209.
- Hong, S. Y. and J.-O. J. Lim, 2006: The WRF single-moment 6-class microphysics scheme (WSM6). *J. Korean Meteor. Soc.*, **42**, 129-151.
- Jordan, C. L., 1958: Mean soundings for the West Indies area. *J. Meteor.*, **15**, 91-97.
- Kain, J. S. and J. M. Fritsch, 1993: A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in cumulus parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784-2802.
- Kurihara, Y. and R. E. Tuleya, 1974: Structure of a tropical cyclone developed in a three-dimensional numerical simulation model. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 893-919.
- \_\_\_\_\_, 1975: Budget analysis of a tropical cyclone simulated in an axisymmetric numerical model. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 25-59.
- Noh, Y., W. G. Cheon, S. Y. Hong, and S. Raasch, 2003: Improvement of the K-profile model for the planetary boundary layer based on large eddy simulation data. *Bound.-Layer Meteor.*, **107**, 421-427.
- Palmen, E. and H. Riehl, 1957: Budget of angular momentum and energy in tropical cyclones. *J. Meteor.*, **14**, 150-159.
- Pfeffer, R. L., 1958: Concerning the mechanics of hurricanes. *J. Meteor.*, **15**, 113-120.
- Riehl, H., 1960: On the mechanisms of angular momentum transport in hurricanes. *J. Meteor.*, **18**, 113-115.
- Rozoff, C. M., D. S. Nolan, J. P. Kossin, and F. Zhang, 2012: The roles of an expanding wind field and inertial stability in tropical cyclone secondary eyewall formation. *J. Atmos. Sci.*, in press.
- Shapiro, L. J. and H. E. Willoughby, 1981: The response of balanced hurricanes to local sources of heat and momentum. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 378-394.
- Skamarock, W.C., J. B. Klemp, J. Dudhia, D. O. Gill, D. M. Barker, M. G. Duda, X. Y. Huang, W. Wang, J. G. Pwars, 2008: A description of the advanced research WRF version 3. *NCAR Tech. Note, NCAR/TN-475+STR*, Natl. Cent. for Atmos. Res., Boulder.
- Smith, R. K., M. T. Montgomery, and N. V. Sang, 2009: Tropical cyclone spin-up revisited. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **135**, 1321-1335.
- Starr, V. P., 1953: Some aspects of the dynamics of cyclones. *Geophys. Res. Papers*, **24**, 9-17.
- Stern, D. P. and D. S. Nolan, 2011: On the vertical decay rate of the maximum tangential winds in tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 2073-2094.
- Tuleya, R. E. and Y. Kurihara, 1975: The energy and angular momentum budgets of a three-dimensional tropical cyclone model. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 278-301.
- Zhang, D.-L., Y. Liu, and M. K. Yau, 2001: A multiscale numerical study of hurricane Andrew (1992). Part IV: Unbalanced flows. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 92-107.