

論文

비행체 RCS 예측을 위한 CEM 기법 연구

명노신*, 조태환*

Development of a Computational Electromagnetics Code for Radar Cross Section Calculations of Flying Vehicles

Rho Shin Myong* and Tae Hwan Cho*

ABSTRACT

The ability to predict radar return from flying vehicles becomes a critical technology issue in the development of stealth configurations. Toward developing a CEM code based on Maxwell's equations for analysis of RCS reduction schemes, an explicit upwind scheme suitable for multidisciplinary design is presented. The DFFT algorithm is utilized to convert the time-domain field values to the frequency-domain. A Green's function based on near field-to-far field transformation is also employed to calculate the bistatic RCS. To verify the numerical calculation the two-dimensional field around a perfectly conducting cylinder is considered. Finally results are obtained for the scattering electromagnetic field around an airfoil in order to illustrate the feasibility of applying CFD based methods to CEM.

초 록

적대적 환경에서 임무를 수행하는 비행체의 레이다 포착에 관련된 스텔스 기술이 주요 설계 문제로 부각되고 있다. 레이다 회피 기능을 증대시키는 방안들을 분석하기 위해서는 Maxwell 방정식을 해석하는 기법이 필요한데, 본 연구에서는 기본 수치기법으로 다학제 최적설계 연구에 적합한 CFD 기법을 이용하였다. 시간 영역 전자기장 데이터를 DFFT 알고리즘을 이용하여 주파수 영역으로 변환한 후, 근방-원방 변환에 기초한 Green 함수 관계식을 사용하여 RCS 특성을 예측하였다. 검증을 위해 완전전도 실린더 주위 TE 모드를 고려하였으며, CFD 기법을 응용한 CEM 코드의 가능성을 확인하기 위해 비행체 날개단면 주위의 전자기 산란 현상을 계산하였다.

Key Words: Survivability & Stealth Technology(생존성 및 스텔스 기술), Computational Electromagnetics(CEM; 전산 전자기학), Radar Cross Section(RCS; 레이다 포착 면적), Multidisciplinary Computation(다학제 계산)

1. 서 론

최근 비행체 개발에서 성능에 관련된 공력, 추

진 및 비행 안정성 측면 외에 적대적 환경에서 임무를 수행할 수 있는 생존성(survivability)[1]에 관한 관심이 증가하고 있다. 생존 능력에 관한 주요 요소로 상대 레이다에 포착되지 않는 레이다 스텔스 기능[2-6]을 들 수 있는데, 레이다 포착 면적 RCS(radar cross section) 개념을 이용하여 그 수준을 정성적으로 가늠할 수 있다. 레이다 회피 기능을 증대시키는 방법으로 형상 변경, 내부 구조 개선과 같은 기본 설계에 밀접한 관련

† 2004년 11월 5일 접수 ~ 2005년 1월 24일 심사완료

* 정회원, 경상대학교 기계항공공학부

및 항공기부품기술연구센터(ReCAPT)

연락처, E-mail : myong@nongae.gsnu.ac.kr

경남 진주시 가좌동 900번지

이 있는 수단과 전자파 흡수 표면 재료를 이용한 비교적 적용이 용이한 수단이 존재한다. 또한 최근 자료에 따르면 비행체 구조상 틈새와 같은 제작상의 오차가 전체 레이다 회피 기능에 적지 않은 영향을 미치는 것으로 밝혀졌다. 이러한 레이다 스텔스 성능에 영향을 미치는 인자를 분석하기 위해서는 기본적으로 RCS를 예측할 수 있는 기법이 필요하다.

비행체 RCS는 물체 주위의 전자기파(100MHz ~ 20GHz 주파수 영역) 산란 현상의 직접적인 결과로 크게 두 가지 접근방식이 존재한다. 먼저 각종 가정에 기초한 근사법으로 고주파 근사 GO(geometrical optics), PO(physical optics) [4-7]와 모우멘트 기법 MM(moment method) [6,8]을 들 수 있다. 고주파 근사 GO 및 PO는 광학 이론을 이용하여 산란과 회절을 국소 현상으로 처리할 수 있어 아주 효율적이며 주로 초기 RCS 계산에 사용된다. PO는 산란현상을 묘사할 때 주파수 변화를 감안할 수 있어 GO보다 정확한 기법이라 할 수 있다. MM은 산란 물체의 파원 전파에 관한 적분 방정식 해를 이용하여 RCS를 예측하며 고주파 근사 기법에 비해 정확하여 최근 많이 사용되고 있다. 다음으로 전자기파 현상에 관한 기본 방정식인 Maxwell 방정식을 직접 수치적으로 해석하여 RCS를 예측하는 CEM(computational electromagnetics) 기법[8-11]이 있다. 기본 물리 법칙에 기초한 방식이기 때문에 근사 기법을 적용하기 어려운 모서리(edge)나 틈새(gap) 부근의 현상을 정확하게 계산할 수 있어, 최근 컴퓨터 성능의 향상에 함께 점차 그 사용이 증대되고 있다. CEM은 기본적으로 주파수 영역과 시간 영역에 기초한 코드로 대별되며, 주파수 영역 기법은 주파수 항을 포함하는 Helmholtz 벡터 방정식을 이용하는 관계로 단일 주파수, 주파수 종속 및 비등방(anisotropic) 재료 문제에 적합하다. 반면 시간 영역 CEM 기법은 전자기파 현상에 관한 가장 근본적인 해석 기법으로 DFET 알고리즘을 이용하여 주파수 영역 기법이 다룰 수 있는 문제뿐만 아니라 대역(broadband) 주파수 펄스파, 시간 변화 능동 재료 문제에도 적용이 가능하다.

원칙상 CEM 코드는 FVM 또는 FEM 등 다양한 기법에 기초하여 개발할 수 있다. 하지만 공력설계의 CFD 코드와 격자 자료와 같은 주요 데이터를 공유하기 위해서는 CFD 기법에 기초하는 것이 여러 측면에서 장점을 갖는다. 이러한 이유로 본 연구에서는 CFD 기법을 원용하여 레이다 스텔스 설계에 이용될 수 있는 시간 영역

CEM 기법을 개발하고 벤치마크 문제에 적용하여 그 가능성을 점검하고자 한다.

II. 본 론

본 연구에서는 Maxwell 방정식 수치기법으로 풍상차분법에 기초한 유한체적법을 이용하였으며 주요 식들을 요약하면 다음과 같다.

2.1 Maxwell 방정식 및 수치기법

전기 변위 벡터 D 와 자속 밀도 벡터 B 에 관한 Maxwell 방정식은 아래와 같은 벡터 방정식 형태이다[12].

$$\frac{\partial D}{\partial t} - \nabla \times H = -J, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \nabla \times E = 0. \quad (1b)$$

여기서 E, H, J 는 각각 전기장, 자기장, 전류밀도 벡터를 나타내며, 두 식은 아래의 관계식을 내포하고 있다.

$$\nabla \cdot D = \rho, \quad \nabla \cdot B = 0. \quad (2)$$

이 식에서 ρ 는 전하밀도를 나타낸다. 위 벡터식이 수학적으로 닫힌 형태가 되려면 (D, B)와 (E, H) 사이의 구성 관계식이 필요하다. 원칙상 구성 관계는 텐서로 표현되지만 대부분의 물질에서 등방성이 만족되어 스칼라로 표현될 수 있다.

$$D = \epsilon E, \quad B = \mu H. \quad (3)$$

여기서 ϵ, μ 은 각각 전기 유전율(electric permittivity), 투자율(magnetic permeability)을 나타낸다. 진공과 같은 자유 공간에서의 ϵ_0, μ_0 값은 $8.854 \cdot 10^{-12}$ farad/meter, $4\pi \cdot 10^{-7}$ henry/meter 이며, 광속 c 와 $c^2 = 1/\epsilon_0\mu_0$ 라는 관계가 존재한다.

CFD 기법을 적용하기 위해 Maxwell 방정식을

$$U = [\epsilon E, \mu H]^T \text{에 관한 표현으로 바꾸면[9-11]}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot F = S, \quad (4)$$

여기서 (직교 단위 벡터 e_i)

$$\mathbf{F} = [-\mathbf{e}_i \times \mathbf{H}, \mathbf{e}_i \times \mathbf{E}]^T, \mathbf{S} = [\mathbf{0}, -\mathbf{J}]^T.$$

RCS 계산에서는 계산 변수를 유입(incident) 및 산란(scattered) 성분으로 나눈 다음 산란 문제를 수치적으로 계산하는 것이 훨씬 효율적이다.

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \epsilon \mathbf{E}^s \\ \mu \mathbf{H}^s \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} -\mathbf{e}_i \times \mathbf{H}^s \\ \mathbf{e}_i \times \mathbf{E}^s \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} (\epsilon^i - \epsilon) \mathbf{E}^s \\ (\mu^i - \mu) \mathbf{H}^s \end{bmatrix}.$$

여기서 ϵ^i, μ^i 는 유입파가 Maxwell 방정식의 해인 매질의 계수를 나타내며, 손실이 없는 자유 공간 매체인 경우 우변은 사라진다. ($\mathbf{J} = \mathbf{0}$ 가정) 해당 무차원 방정식은 다음과 같이 표현된다. ($E_0 = c, H_0 = 1/\mu, L = 1$ 로 기준값 설정)

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \mathbf{E}^s \\ \mathbf{H}^s \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} -\mathbf{e}_i \times \mathbf{H}^s \\ \mathbf{e}_i \times \mathbf{E}^s \end{bmatrix} = \mathbf{0}. \quad (5)$$

두 유전체 경계면에서는 면에 평행한 성분이 연속이어야 하므로

$$\mathbf{n} \times \Delta \mathbf{E}^s = \mathbf{n} \times \Delta \mathbf{H}^s = \mathbf{0}, \quad (6)$$

완전 전도성 경계면에서는 전자기장이 물체를 통과하지 못하므로

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}^s + \mathbf{E}^i) = \mathbf{n} \cdot (\mathbf{H}^s + \mathbf{H}^i) = \mathbf{0}. \quad (7)$$

삼차원 Maxwell 방정식에서는 자기장과 전기장이 결합되어 있지만, 이차원인 경우 (E_x, E_y, H_z)에 관한 TE(transverse electric) 모드와 (E_z, H_x, H_y)에 관한 TM(transverse magnetic) 모드로 분리된다. 이들 모드는 전자기학의 기본 특성을 간직하면서도 수학적으로는 단순하여 Maxwell 방정식의 수치기법 연구에 많이 이용된다. 이 중 TE 모드에 관한 식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} E_x^s \\ E_y^s \\ H_z^s \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} 0 \\ H_z^s \\ E_y^s \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial y} \begin{bmatrix} -H_z^s \\ 0 \\ -E_x^s \end{bmatrix} = \mathbf{0}. \quad (8)$$

(x, y) 공간에서 유한체적 $A_{i,j}$ 의 l -번째 격자면을 ΔL_l 이라 하고 (n, s) $_l$ 를 격자면에 수직, 평행한 벡터라 하면, 격자면과 직교면의 관계는 회전각 θ 에 의해 결정된다. 유한체적의 중심이 항상 격자면 왼쪽에 위치하도록 하면, 유한체적

$A_{i,j}$ 에 관한 보존변수 \mathbf{U} 는 시간증분 Δt 에 대해 아래와 같이 표현된다.

$$\mathbf{U}_{i,j}^{n+1} = \mathbf{U}_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{A_{i,j}} \sum_{l=1}^N \mathbf{R}_l^{-1} \mathbf{F}_l^T \Delta L_l, \quad (9)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} E_x^s \\ E_y^s \\ H_z^s \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} 0 \\ H_z^s \\ E_x^s \end{bmatrix}, \mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

격자면에서의 수치 플럭스 값은 Maxwell 방정식이 선형이어서 고유값 Λ 및 고유벡터 \mathbf{r} 을 이용하여 결정할 수 있다.

$$(\mathbf{A} \equiv \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{U} = \mathbf{r}_A \Lambda_A \mathbf{r}_A^{-1})$$

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \mathbf{A} (\mathbf{U}_L + \mathbf{U}_R) - \frac{1}{2} |\mathbf{A}| (\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L), \quad (10)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 2/x & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 \end{bmatrix}.$$

x 는 임의의 상수를 나타낸다. 고유 시스템을 이용한 위 Roe FDS 기법에 MUSCL-Hancock 기법 [13]을 적용하여 2차 정확도를 갖도록 할 수 있다. 시간증분 $\Delta t/2$ 후 값 $\bar{\mathbf{U}}$ 을 이용하여 격자면의 2차 정확도 값을 정의할 수 있다.

$$\mathbf{U}_{j\pm 1/2}^{L,R} = \bar{\mathbf{U}}_j \pm \frac{1}{2} B^{L,R} \Delta \mathbf{U}_{j\pm 1/2}^n,$$

$$B^{L,R} = \frac{1}{2} (1 - \xi) B(b^{L,R}) +$$

$$\frac{1}{2} (1 + \xi) b^{L,R} B(1/b^{L,R}),$$

$$b^{L=1/b^R} = \Delta \mathbf{U}_{j+1/2}^n / \Delta \mathbf{U}_{j-1/2}^n$$

여기서 $B(b)$ 는 limiter를 나타내며, ξ 는 외삽(extrapolation) 변수를 나타낸다. Maxwell 방정식은 선형이어서 limiter는 실제 계산에는 사용하지 않았으며, 일방적(one-sided) 외삽법을 의미하는 $\xi = -1$ 값을 주로 사용하였다.

2.2 DFFT 및 RCS 계산 알고리즘

일반적으로 자기장 또는 전기장이 시간에 대해 조화(harmonic) 관계이면, 공간과 시간에서의 값은 공간의 함수인 복소수 장 \mathbf{E} 에 대해 아래 식과 같이 표현될 수 있다. ($k = 2\pi/\lambda = \omega/c$)

$$\operatorname{Re} \{ \mathbf{E} e^{j\omega t} \} = \operatorname{Re} \{ [\mathbf{E}] e^{j(\omega t + \theta)} \}.$$

RCS 특성을 예측하기 위해서는 공간과 시간의 함수로 주어지는 Maxwell 방정식의 시간영역 수치적 해로부터 크기와 위상각을 계산해야 한다. 본 연구에서는 DFFT (discrete fast Fourier transform) 알고리즘[14]을 이용하였다. RCS에 직접 영향을 미치는 표면 전류를 DFFT로 구한 다음, 파원이 없는 전자기장 적분 관계식을 이용하여 RCS를 계산할 수 있다. 즉 Fig. 1과 같이 닫힌 물체 표면 S 에서의 전자기장 값에 의한 점 P 에서의 자기장은 아래와 같이 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} H^s(\mathbf{r}) = & \frac{1}{4\pi} \int_S \{ (\mathbf{n} \times \mathbf{H}) \times \nabla \psi + \\ & j\omega\mu_0 \psi (\mathbf{n} \times \mathbf{H}) + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}) \nabla \psi \} dS. \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 $\psi = e^{-jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ 이며, 점 P 가 멀리 떨어진 경우 아래와 같이 표현된다[15].

$$\begin{aligned} H^s(\mathbf{r}) = & \frac{j}{4\pi r} e^{-jkr} \int_S \{ k(\mathbf{n} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{e}_r + \\ & (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}) \mathbf{e}_r \} - j\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{H}) \} e^{jk\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r} dS. \end{aligned} \quad (12)$$

식 (12)와 이차원 TE 모드 RCS 정의를 결합하면 폐곡선 l 에 대해 다음 관계식을 구할 수 있다[9].

$$\begin{aligned} \sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 2\pi r \left| \frac{H^s(\mathbf{r})}{H^i} \right|^2 = & \frac{1}{4k} |S_2|^2, S_2 = \\ & \frac{1}{|H^i|} \int_l [k(\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_r) H_z + \omega\epsilon_0(\mathbf{n} \times \mathbf{E})] e^{jk\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r} dl. \end{aligned} \quad (13)$$

물체 표면에서 $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$ 인 경우, RCS σ 는 표면의 H_z 분포에 의해 결정되는 것을 알 수 있다.

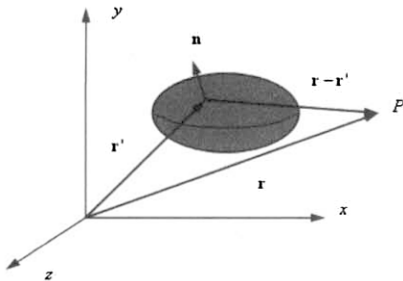


Fig. 1. Geometry for field-integral derivation

2.3 TE 모드 결과 및 검증(verification)

시간영역 Maxwell 방정식에 기초한 CEM 코드를 검증하기 위해 Fig. 2와 같은 이차원 완전전도 실린더 주위의 전자기장 산란 문제를 고려하였다. 식 (7)로 주어진 경계조건은 TE 모드인 경우 실린더 표면에서 $\mathbf{E}_s = 0$ 로 단순해진다. 계산 영역에서 유입파 파장 크기의 5배 정도 떨어진 원방 경계에서는 산란에 의한 전자기장이 영이라는 조건을 적용하였다. 검증에 이용된 해석적 해[12]는 다음과 같다. (반경 a)

$$H_z^i = H_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n} J_n(kr) e^{jn\theta},$$

$$H_z(r, \theta) = H_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n} [J_n(kr) + b_n H_n^{(2)}(kr)] e^{jn\theta},$$

$$b_n = -J_n'(ka) / H_n^{(2)'}(ka),$$

$$H_z(a, \theta) = -\frac{j2H_0}{\pi ka} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{j^{-n} e^{jn\theta}}{H_n^{(2)'}(ka)},$$

$$\sigma = \frac{4}{k} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n e^{jn\theta} \right\}^2.$$

Bessel 및 Hankel 함수 계산은 IMSL Numerical Library 알고리즘을 이용하여 수행하였다.

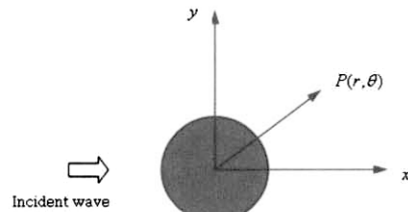


Fig. 2. A plane wave incident upon a conducting cylinder

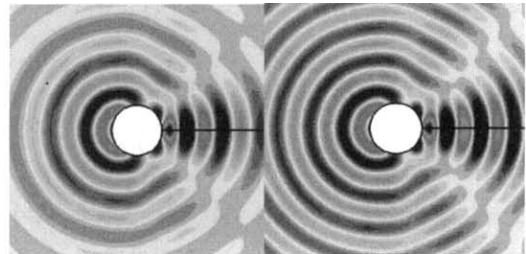


Fig. 3. Instantaneous scattering field H_z^s (present, $ka = 5$)

Fig. 4. Instantaneous scattering field H_z^s (analytic, $ka = 5$)

Fig. 3과 4에 특정 시간의 산란 자기장 등고선도를 나타내었다. 계산 격자는 한 파장에 대략 20개의 계산 점이 존재하도록 형성하였으며, $ka = 5$ 를 만족시키는 주파수 문제를 고려하였다. RCS에 중요한 역할을 하는 실린더 근처 자기장 분포가 해석적 해에 아주 근사함을 확인할 수 있다. 실린더에서 멀어질수록 계산 오차가 증가하는 것은 원방 경계조건이 정확하지 못한 것에 기인한 것으로 이론상 고차 경계조건을 사용하여 오차를 줄일 수 있다.

Fig. 5는 DFFT 알고리즘을 통하여 구한 실린더 표면의 산란 자기장 크기에 관한 원주방향 분포를 보여 준다. Fig. 6은 실린더 표면의 자기장 정보로부터 식 (13)을 사용하여 계산한 Bistatic RCS ($\sigma/\pi a$)의 로그단위(dB) 분포를 나타낸다. Fig. 5에서 자기장 크기 분포가 약간 차이가 남에도 불구하고 RCS 분포는 거의 모든 방향에서 해석적 해에 접근함을 확인할 수 있다. 이는 CEM 코드가 자기장의 크기에 비해 위상각을 더 정확히 예측할 수 있음을 뜻한다.

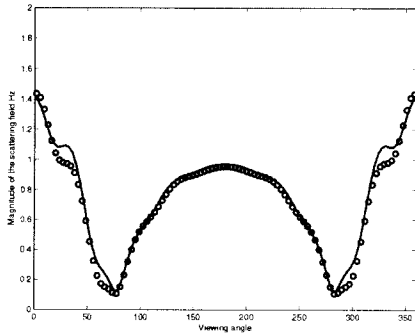


Fig. 5. Distribution of surface current in scattering field $|H_z^s(a)|$ (circle: present, solid line: analytic)

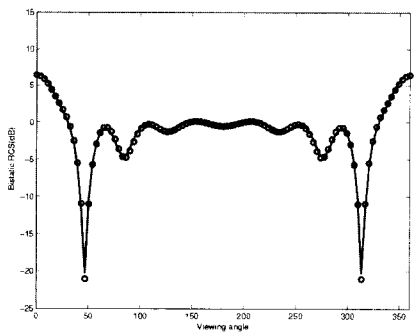


Fig. 6. Bistatic radar cross section of a conducting cylinder (circle: present, solid line: analytic)

2.4 비행체 문제에 적용

전자기파 산란과 관련하여 스텔스 날개는 전도성 금속표면 구조외에 자기손실 코팅 표면 처리, 다층 레이다 흡수구조(RAS; radar absorbing structure), Honeycomb 흡수재, 저항시트(resistive sheet) 등의 복잡한 내부구조로 이루어진다[9]. 이러한 복잡한 문제를 다루기 위해서는 복잡한 형상의 다중영역(multizone) 계산에 적합한 수치기법이 필요하다. 좌표변환을 통하여 물체에 고정된 좌표계를 이용하거나 Maxwell 방정식의 회전 불변성에 기초한 기법을 생각할 수 있는데, 본 연구에서는 개발이 용이한 후자 방식을 선택하였다. 또한 실제 스텔스 날개에 해당하는 적절한 수치 경계조건이 필요하다. 스텔스 날개의 물리적 경계조건으로는 $\epsilon \rightarrow \infty$ 인 완전 전도성 표면(식 (7)), 임의의 ϵ, μ 값을 갖는 불완전 전도성 표면(식 (6)), 저항시트 등이 있다. 저항시트 경계조건에 관한 수학적 표현은 무한히 얇은 시트를 감싸는 폐곡면에 대한 식 (4)의 적분을 고려하여 구할 수 있다.

본 연구에서는 복잡한 계산영역과 경계조건이 혼합된 비행체 RCS 계산을 위한 CEM 코드 개발의 기본 문제로 완전 전도성 표면을 갖는 이차원 에어포일 주위의 TE 모드를 고려하였다. 식 (5)로 표현된 보존형 지배 방정식에 관한 풍상(upwind) 유한체적법에 기초하기 때문에 다중영역 및 복잡한 경계조건을 용이하게 다룰 수 있다. 특히 격자면에서의 수치 플럭스는 곧바로 경계조건과 관련될 수 있기 때문에 수치 경계조건을 용이하게 적용할 수 있다. 예를 들어, 완전 전도성 경계조건은 TE 모드의 플럭스 $[0, H_z^s, E_s^s]^T$ 에서 식 (10)의 행렬 A 에 관련된 고유값 $\Lambda_A = -1, 0, 1$ 중에서 $\Lambda_A = -1$ 특성곡선(characteristic curve) 상에서 $(H_z^s + E_s^s)$ 값

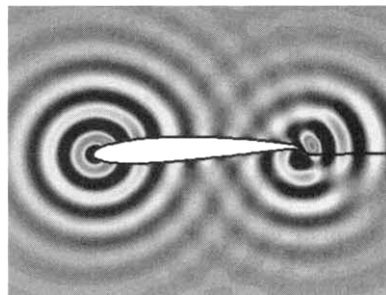


Fig. 7. Instantaneous scattering field H_z^s around NACA 4912 airfoil ($kL = 50$)

이 일정하다는 성질과 물리적 경계조건 (7)로부터 구한 $E_s^i = -E_s^i$ 식을 결합하여 결정할 수 있다. 이러한 기법을 사용하여 구한 에어포일 (NACA 4912) 주위의 $kL = 50$ 인 경우의 산란 자기장 분포를 Fig. 7에 나타내었다. 격자수는 128×64 개이며 표면 근처 직교성이 좋은 타원형 CFD 격자 프로그램을 이용하여 격자를 생성하였다. 입사파 방향을 기준으로 할 경우 표면의 수직 방향이 급격히 변하는 에어포일 앞전과 끝전에 두드러진 파가 형성되며 그 중간 부근에서는 두 파의 간섭에 의한 효과가 중요함을 등고선도에서 확인할 수 있다.

III. 결 론

비행체의 스텔스 설계기술과 밀접히 관련된 RCS 특성을 계산할 수 있는 시간영역 Maxwell 방정식에 기초한 CEM 코드를 개발하였다. 공력 설계를 위한 CFD 코드와 기본 구조가 거의 동일하여 다학제 계산에 효율적으로 적용될 수 있다. 또한 계산 결과를 주파수 영역으로 변환할 수 있는 DFFT 알고리즘을 개발하였으며, 검증에 위해 해석적 해가 알려진 완전전도 실린더 주위 자기장 문제에 적용하였다. 계산 결과 해석적 해에 거의 일치하는 RCS 결과를 얻을 수 있었다.

본 연구를 기초로 하여 코드를 삼차원으로 확장하고 고차 원방 경계조건을 개발하는 것이 향후 중요한 연구주제가 될 수 있다. 또한 비행체 내부의 구조 재료에 의한 효과를 감안하거나 2차 코드 정확도를 한 단계 높이는 문제가 실제 비행체 RCS 문제에 적용하는데 중요한 요소가 될 것으로 여겨진다.

후 기

본 연구는 학술진흥재단 신진교수 2002년 연구과제(과제번호 D00069) 및 항공기부품기술연구센터의 지원에 의해 수행되었으며, 이에 감사를 드립니다.

참고 문헌

1. Ball, R. E., *The Fundamentals of Aircraft*

Combat Survivability Analysis and Design, AIAA Education Series, 2nd Edition, 2003.

2. 강인모, 유홍철, 정경진, 김명성, 박민우, "항공기 형상설계에서의 스텔스 기술 적용", *한국항공우주학회 추계 학술발표회*, 페이지 776-779, 2002.

3. 홍창선, "스텔스 항공기와 복합재료", *한국항공우주학회지*, 제24권, 제3호, 페이지 156-160, 1996.

4. Youssef, N. N., "Radar Cross Section of Complex Targets", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 77, No. 5, pp. 722-734, 1989.

5. Knott, E. F., Shaeffer, J. F., and Tuley, M. T., *Radar Cross Section*, Artech House, 1993.

6. Jenn, D. C., *Radar and Laser Cross Section Engineering*, AIAA Education Series, 1995.

7. Bownan, J. J., Senior, T. B. A., and Uslenghi, P. L. E., *Electromagnetics and Acoustic Scattering by Simple Shapes*, Hemisphere Publishing, 1987.

8. Jin, J., *The Finite Element Method in Electromagnetics*, Wiley & Sons, 2002.

9. Shankar, V., Hall, W., and Mohammadian, A. H., "A CFD-Based Finite-Volume Procedure for Computational Electromagnetics--Interdisciplinary Applications of CFD Methods", *AIAA Paper 89-1987*, 1989.

10. Shankar, V., and Mohammadian, A. H., "A Time-Domain, Finite-Volume Treatment for the Maxwell Equations", *Electromagnetics*, Vol. 10, pp. 147-161, 1990.

11. Hesthaven, J. S., and Warburton, T., "High-Order Unstructured Grid Methods for Time-Domain Electromagnetics", *AIAA Paper 2002-1092*, 2002.

12. Harrington, R. F., *Time-Harmonic Electromagnetics Fields*, McGraw Hill, 1961.

13. Hirsch, C., *Numerical Computation of Internal and External Flows*, Wiley, 1988.

14. Brigham, E. O., *The Fast Fourier Transform*, Prentice-Hall, 1974.

15. Rusch, W. V. T. and Potter, P. D., *Analysis of Reflector Antennas*, Academic Press, 1970.