

論文95-32A-9-12

초고주파 소자를 위한 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어의 광대역 특성 해석

(Wideband Characterization of Angled Double Bonding Wires for Microwave Devices)

尹尙基*, 李海英**

(Sang-Ki Yun and Hai-Young Lee)

요 약

초고주파 집적소자의 실장에 사용되는 본딩와이어는 소자의 성능을 제한하는 중요한 기생 인덕턴스 성분을 갖는다. 본 논문에서는 이 기생 인덕턴스를 줄이기 위하여 사용하는 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어에서 와이어간의 사잇각 증가에 따른 리액턴스 감소를 현상학적 도체손실 등가기법과 모멘트법을 이용하여 광대역 주파수에서 해석하였다. 두개의 본딩와이어를 30°의 사잇각을 주어 연결하였을 경우, 단일 본딩와이어에 비하여 리액턴스가 광대역 주파수에서 약 45% 감소함을 확인하였다. 또한 주파수 증가에 따라 상호 인덕턴스가 증가하는 평행한 이중 본딩와이어와는 달리, 사잇각을 갖는 경우는 높은 주파수에서 상호 인덕턴스가 오히려 감소함을 관찰하였다. 본 이중 본딩와이어의 해석결과는 초고주파 집적소자의 설계 및 실장시 주파수 특성의 개선을 위한 정량적 자료로 이용될 수 있다.

Abstract

Recent microwave IC's reach to the extent of high operating frequencies at which bonding wires limit their performance as dominant parasitic components. Double bonding wires separated by an internal angle have been firstly characterized using the Method of Moments with the incorporation of the ohmic resistance calculated by the phenomenological loss equivalence method. For a 30° internal angle, the calculated total reactance is 45% less than that of a single bonding wire due to the negative mutual coupling effect. The radiation effect has been observed decreasing the mutual inductance, whereas for parallel bonding wires it greatly increases the mutual inductance. This calculation results can be widely used for designing and packaging of high frequency and high density MMIC's and OEIC's.

I. 서 론

컴퓨터 및 통신 시스템의 고속화, 광대역화 추세는 높은 동작 주파수와 높은 밀집도를 갖는 집적소자의

개발을 기본전제로 하고 있으며, 반도체소자의 설계공정 기술과 함께 실용화 구현을 위한 실장기술의 개발을 필수적으로 요구하고 있다. 이러한 고속, 고밀도 반도체소자의 실장에서 소자와 리드 프레임을 접속하는 본딩와이어는 집적소자의 성능에 제한을 줄 수 있는 중요한 기생성분을 갖는다. 특히 초고주파 집적소자 및 광전 집적소자 등에 사용되는 본딩와이어는 가장 중요한 유도성 성분을 가지며 소자의 최대 사용주파수특성,

* 學生會員, ** 正會員, 亞洲大學校 電子工學科

(Dept. of Electronics Engineering, Ajou Univ.)

接受日字: 1995年1月23日, 수정완료일: 1995年9月4日

이득 등에 큰 영향을 미치게 된다^[1,2]. 또한 본딩와이어에 교류신호와 직류전원이 동시에 공급될 경우 높은 전류에 의한 Electro-migration 현상이 발생하게 되므로, 전류에 의하여 발생하는 열의 분산 목적 및 신뢰성 향상을 위하여 많은 초고주파 소자의 실장에서 여러 본딩와이어를 병렬로 연결하는 다중 본딩와이어를 사용한다^[3]. 그러나 평행하게 연결된 다중 본딩와이어는 단일 본딩와이어에 비하여 전류밀도 감소와 열 분산효과 측면에는 유리하나, 고밀도 집적회로에서는 이들 간의 간격이 좁아서 와이어간의 상호 인덕턴스로 인하여 임피던스 감소 측면에서는 특별히 향상된 효과를 주지 못한다^[4]. 사이 간격이 매우 좁은 평행한 이중 본딩와이어의 경우, 단일 본딩와이어에 비하여 임피던스 감소효과가 매우 작음이 확인되었으며 이는 와이어 간의 큰 상호 자기결합 때문이다^[4]. 동일한 구조를 갖는 두개의 단일 본딩와이어들을 사잇각을 가지고 연결한 이중 본딩와이어(이하, 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어)는 단일 본딩와이어에 비하여 전체 기생 임피던스 감소효과가 매우 우수하여 실제 초고주파 소자의 실장에 사용되고 있다. 이 구조는 사잇각의 크기와 각 단일 본딩와이어들의 사이 간격에 따라 본딩와이어 인덕턴스가 크게 변하므로 주파수에 따른 정확한 임피던스 해석이나 실제 측정 결과들이 중요하다. 그 정량적 해석이나 측정결과가 공개적으로 발표되지 않았다. 반면에, 단일 본딩와이어의 임피던스 특성은 무한 직선 경우의 정적(static) 해석방법으로 해석되었으나^[5], 광대역 특성 계산에 있어 큰 오차를 줄 수 있고 임의 구조에 관한 해석에 부적합하다.

본 논문에서는 임의 구조의 이중 본딩와이어에 대하여 현상학적 도체손실 등가기법(Phenomenological loss equivalence method : PEM)을^[6] 이용하여 광대역 도체손실을 계산하고, 이를 모멘트법(Method of Moment)과 결합하여 전체 기생 임피던스를 광대역 주파수에 걸쳐 해석하였다. 그 해석결과, 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어는 평행한 이중 본딩와이어에 비하여 리액턴스 감소효과가 현저하였으며, 사잇각을 증가시킬 경우 리액턴스 감소효과가 더욱 증가함을 확인하였다. 그리고 이러한 리액턴스 감소는 높은 주파수에서 더욱 현저해 지는데, 이는 주파수 증가에 따른 상호 인덕턴스의 감소에 기인한다. 또한, 낮은 주파수 영역에서 자기 인덕턴스(self inductance)는 0.3nH, 상호 인덕턴스(mutual inductance)는 0.059nH의 계

산 값을 나타냈으며, 사잇각이 30° 일 때 단일 본딩와이어에 비하여 30GHz 이하의 낮은 주파수 영역에서는 약 35%, 30GHz 이상의 높은 주파수 영역에서는 약 45%의 감소를 관찰하였다. 이로써, 초고주파 소자의 실장에서 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어가 단일 본딩와이어에 비하여 매우 유리함을 정량적 해석으로부터 확인할 수 있었으며, 본 해석결과는 초고주파 소자 및 실장구조 최적설계에 정량적인 자료로 활용 가능할 것으로 기대된다.

II. 본딩와이어 구조 및 해석방법

1. 본딩와이어 구조

그림 1은 본 논문에서 고려한 본딩와이어 구조로서 실제 구조와의 오차를 최소화하는 범위 내에서 선형화하여 와이어의 굽곡이 있는 부분에 각각 좌표를 표시한 것이다.

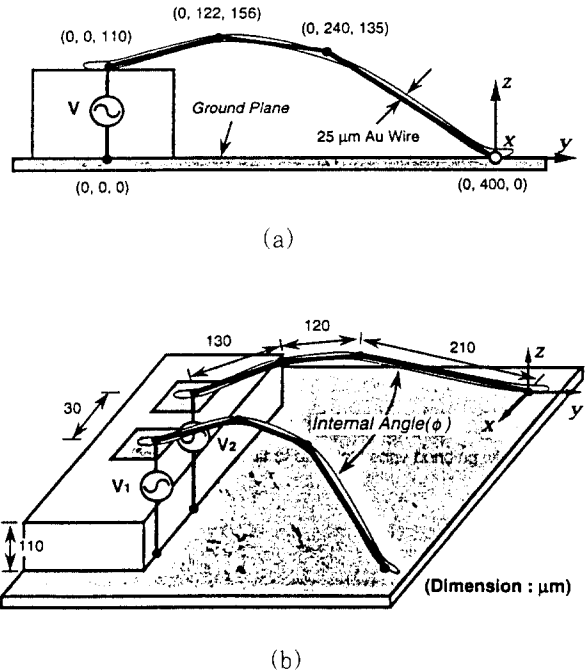


그림 1. (a) 단일 웨지 본딩와이어 및 (b) 사잇각 (ϕ) 을 갖는 이중 웨지 본딩와이어
 Fig. 1. (a) A single wedge bonding wire and (b) double wedge bonding wires with an internal angle (ϕ) .

사잇각을 갖는 본딩와이어 구조는 그림 1(a)의 구조를 갖는 단일 본딩와이어 두개를 그림 1(b)와 같이 본

딩와이어간에 사잇각(θ)을 주어 접지평면에 연결한 것이다. 본딩 방법은 일반적으로 볼 본딩(ball bonding) 방법이 많이 사용되고 있으나 접지평면에 대한 수직 높이와 와이어 길이의 연차효과 때문에 자기 인덕턴스가 커지는 단점이 있으므로^[3,7], 와이어의 기생 인덕턴스를 줄이기 위하여 볼 본딩에 비하여 접지평면에 대한 수직 높이와 와이어의 전체 길이를 줄일 수 있는 웨지 본딩(Wedge Bonding) 방법을 이용하였다. 그림 1(b)의 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어 구조는 $25\mu\text{m}$ 직경의 금 와이어의 웨지 본딩실험으로부터 통계적으로 최소의 길이를 갖도록 구하였다. 그림 1(a)에서 본딩스텝(Bonding Step)은 $100\mu\text{m}$ 두께 GaAs 기판과 $10\mu\text{m}$ 두께의 기판 부착(Die-Attachment)으로 구성되었으며^[8], 전체 본딩와이어 길이는 $460\mu\text{m}$ 이다. 그림 1(b)는 그림 1(a) 구조를 갖는 단일 본딩와이어 두개를 $30\mu\text{m}$ 간격을 두고 $70\mu\text{m} \times 70\mu\text{m}$ 크기의 본딩패드로부터 임의의 사잇각(θ)을 주어 접지평면에 본딩한 것이다.

2. 현상학적 도체손실 등가기법을 이용한 도체 임피던스 계산

본딩와이어 단면상의 전류 분포는 직류 또는 낮은 주파수에서 완전 침투로 인하여 균일하다고 가정할 수 있으나, 높은 주파수에서는 표피효과로 인하여 비균일하여진다. 따라서 직류 근사 방법은 광대역 동작 소자의 도체손실에 대한 임피던스 계산에는 적합하지 않다. 보통 도체 또는 초전도체로 이루어진 Quasi-TEM 도체구조의 광대역 도체손실 저항을 계산하는 방법인 PEM을 이용하여 와이어 도체 내부로의 광범위한 전류침투로부터 본딩와이어의 도체손실에 의한 분포 내부 저항(distributive ohmic resistance) 및 내부 인덕턴스를 계산할 수 있다^[6]. PEM은 전체 도체 주위에서 일정한 표면 전류분포를 갖는 Quasi-TEM 전송선의 고유전장 침투특성이 일정함에 기초한다. 이는 좋은 도체 평면에 전장이 항상 수직적으로 침투하기 때문이다. 접지평면에 수평으로 위치하는 접지된 와이어는 완전도체 접지평면을 가정할 경우 TEM mode 해석이 가능하고^[9], 가는 원형 본딩와이어의 표면에 분포하는 전류밀도가 균일하기 때문에 본딩와이어 내부에 침투하는 표면전류의 와이어 단면 분포는 동일한 전장침투에 기초한 PEM에 의하여 근사적으로 해석될 수 있다.

Quasi-TEM 전송선의 내부전장 침투특성을 이용하여 자유공간상에 무한길이를 갖는 본딩와이어는 PEM을 통하여 단일 등가 Strip으로 근사적으로 표현될 수 있으므로, 자유공간에서의 반경이 a 인 본딩와이어에 대한 등가 Strip의 폭(W_e)과 두께(t_e)는 다음 식으로 나타난다.

$$W_e = 1/G = 2\pi a \quad (1)$$

$$t_e = AG \quad (2)$$

표피효과 저항을 원 전송선의 매우 얇은 침투시의 표피효과 저항으로 등가적으로 대체할 수 있으므로 정의된 구조요소(G)로부터 식 (1)을 구할 수 있으며, 식 (2)의 A 는 완전 침투시의 실효 단면적이 된다. 그러므로, 자유공간상의 무한길이 본딩와이어의 경우 $A = \pi a^2$ 로 계산된다. 식 (1), (2)로부터 가정된 등가 strip의 분포 내부 임피던스는 등가 strip의 균일한 표면전류 분포로부터 다음 식으로 간단히 계산된다(여기서 Z_s 와 σ 는 각각 표면 임피던스와 도체의 도전율이다).

$$\begin{aligned} Z_i &= R_i + j\omega L_i = Z_s G \coth(\sigma Z_s A G) \\ &= \frac{1+j}{\sigma \delta_s} \frac{1}{2\pi a} \coth\left(\frac{1+j}{\delta_s} \frac{a}{2}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

이렇게 계산된 내부 임피던스 Z_i 는 모멘트법을 이용하여 본딩와이어 임피던스를 계산할 때 동일 크기의 펄스 분할(segment)들로 나누어진 본딩와이어에 집중 소자화 되어 분산입력된다.

3. 모멘트법을 이용한 선형화된 본딩와이어 해석

그림 1(b)에 보인 본딩와이어의 임피던스를 모멘트법으로 계산하기 위하여, 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어를 구성하는 각각의 단일 본딩와이어를 1차 선형 분할 및 2차 세부 분할로 나누어 각 세부 분할에서의 전류를 pulse testing 및 pulse expansion 함수로 전개한다. 모멘트법 계산의 편이를 위하여 GaAs 기판의 유전효과와 본딩 패드의 자체 정전용량, 그리고 본딩 패드간의 정전용량은 매우 작으므로 무시하였다. 이는 기판 모드(substrate mode)가 수 천 GHz 이상에서 발생되며 임피던스가 매우 낮은 와이어에서 자장이 주요하므로 고려되는 주파수 대역에서 유전효과를 무시할 수 있기 때문이다.

고려되는 주파수 범위에서 본딩와이어 반경(a)은 $12.5\mu\text{m}$ 로 와이어의 길이나 파장에 비하여 매우 작

기 때문에 와이어에 흐르는 전류는 와이어의 축 방향 성분(\$\hat{s}\$)의 전류(\$I(s)\hat{s}\$)로 가정할 수 있다. 와이어상의 미지 전류에 의하여 산란되는 전장(\$\vec{E}_s\$)은 vector potential(\$\vec{A}\$)로 표현할 수 있으며 자유공간상의 Green's function에 의한 scalar potential은 Lorentz gauge condition을 이용하여 다음 식으로 나타낼 수 있다. 여기서 전하 밀도 분포(\$q(s)\$)는 연속 방정식에 의하여 전류분포(\$I(s)\$)로부터 다음과 같이 표현된다.

$$\vec{E}_s = -j\omega\vec{A} - \nabla\phi \tag{4}$$

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int K(s')\hat{s}(s')k(s-s')ds' \tag{5}$$

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int q(s')k(s-s')ds' \tag{6}$$

여기서,

$$q(s) = -\frac{1}{j\omega} \frac{dI}{ds}$$

$$k(s-s') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} d\phi$$

$$r = \left\{ (s-s')^2 + 4a^2 \sin^2 \frac{\phi}{2} \right\}^{1/2}$$

앞 식에서 \$s'\$와 \$s\$는 각각 와이어 축상의 source point와 field point를 의미하며 \$k(s-s')\$는 전체 와이어 둘레에서의 Green's function을 적분하여 계산된다. 본딩와이어를 완전도체로 가정한 다음, PEM을 통하여 계산된 도체저항을 집중소자화 하여 와이어 분할의 사이에 삽입하면 불완전 도체인 와이어의 전체 임피던스를 간단히 계산할 수 있다. 완전도체 표면에서 전장의 접선성분이 '0'이 되는 경계 조건에 의하여 입사 전장과 산란 전장의 합은 '0'이 되어야 한다. 그러므로 입사 전장(\$\vec{E}_i\$)은 다음과 같이 표현된다.

$$-\vec{E}_i \cdot \hat{s} = -j\omega\vec{A} \cdot \hat{s} - \hat{s} \cdot \nabla\phi = \vec{E}_s \cdot \hat{s} \tag{7}$$

식 (7)은 pulse testing 함수와 pulse basis 함수를 이용한 Galerkin's process^[10]에 의하여 행렬 형태로 이산화 될 수 있다. 식 (5), (6)에서 축방향 선전류(\$I(s)\$)와 선형 전하 밀도(\$q(s)\$)는 본딩와이어를 \$\Delta s_n\$ 길이의 \$N\$개 분할(segment)로 나눈 다음, 일련의 pulse expansion 함수(\$p_n(s)\$)를 이용한 근사를 통하여 다음 식에 나타내었다. 전하분할은 차분 근사(difference approximation)에 의한 연속 방정식을 반영하기 위하여 펄스 폭의 절반(\$\Delta s_n/2\$)으로 이동된 전류 펄스(\$p_n(s)\$)로 다음과 같이 표현되었다.

$$I(s) = \sum_{n=1}^N I_n p_n(s) \tag{8}$$

여기서

$$p_n(s) = \begin{cases} 1 & \text{if } s_{n-\frac{1}{2}} < s < s_{n+\frac{1}{2}} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$q(s) = -\frac{1}{j\omega} \sum_{n=1}^N \frac{(I_{n+1} - I_n)}{(S_{n+1} - S_n)} \tag{9}$$

펄스분할에 분포하는 전장과 포텐셜이 완변(slowly-varying)한다고 가정함으로써, pulse testing 함수로서 동일한 \$p_n(s)\$을 이용한 \$s_m\$의 test 분할에서의 식 (7)은 전류 확장 계수(\$I_n\$)에 의하여 각각의 test 분할(\$s_m\$)에서 다음과 같이 이산화 된다.

$$\vec{E}_i(s_m) \cdot \vec{s}_m = j\omega\vec{A}(s_m) \cdot \vec{s}_m + \frac{\phi(s_{m+\frac{1}{2}}) - \phi(s_{m-\frac{1}{2}})}{s_m} \vec{s}_m \cdot \vec{s}_m \tag{10}$$

여기서

$$\vec{A}(s_m) = \frac{\mu}{4\pi} \sum_{n=1}^N I_n \hat{s}_n \int_{s_{n-\frac{1}{2}}}^{s_{n+\frac{1}{2}}} k(s_m - s') ds'$$

$$\phi(s_{m \pm \frac{1}{2}}) = -\frac{1}{j4\pi\omega\epsilon} \sum_{n=1}^N \frac{I_{n+1} - I_n}{S_{n+1} - S_n} \int_{s_{n-\frac{1}{2}}}^{s_{n+\frac{1}{2}}} k(s_{m \pm \frac{1}{2}} - s') ds'$$

식 (10)은 다음의 키르히호프의 정의된 적분식(\$\Psi_{m,p,q}\$)을 이용한 \$N \times N\$의 행렬형태의 회로망 식으로 다시 정리된다.

$$[Z] [I] = [V] \tag{11}$$

여기서

$$[I] = [I_1 \ I_2 \ I_3 \ \dots \ I_N]^T$$

$$[V] = [\vec{E}_i(s_1) \cdot \vec{s}_1 \ \vec{E}_i(s_2) \cdot \vec{s}_2 \ \vec{E}_i(s_3) \cdot \vec{s}_3 \ \dots \ \vec{E}_i(s_m) \cdot \vec{s}_m]$$

$$Z_{mn} = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon} \left\{ \begin{aligned} & \omega^2 \epsilon \mu [\vec{s}_m \cdot \hat{s}_n] \Psi_{m,n-\frac{1}{2},n+\frac{1}{2}} \\ & - \frac{1}{(s_{n+1} - s_n)} [\Psi_{m+\frac{1}{2},n,n+1} - \Psi_{m-\frac{1}{2},n,n+1}] \\ & + \frac{1}{(s_n - s_{n-1})} [\Psi_{m+\frac{1}{2},n-1,n} - \Psi_{m-\frac{1}{2},n-1,n}] \end{aligned} \right\}$$

$$\Psi_{m,p,q} \equiv \int_{s_p}^{s_q} k(s_m - s') ds'$$

여기서 \$\Psi_{m,p,q}\$는 \$r = 0\$에서 특이성을 가지므로 간단하게 적분할 수 없다. 그러므로 적분항으로부터 \$1/r\$ 항을 빼 내어 계산하여야 하며, 정리된 식은 다음과 같다.

$$k(s-s') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1}{r} d\phi + \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{-jkr} - 1}{r} d\phi \quad (12)$$

식 (12)의 첫째 항은 제 1종 타원 적분(elliptic integral)을 통하여 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\beta}{\pi a} F\left(\frac{\pi}{2}, \beta\right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1}{r} d\phi \quad (13)$$

여기서

$$\beta = \frac{2a}{\{(s-s')^2 + 4a^2\}^{1/2}}$$

식 (13)은 s가 s'에 매우 근접할 때 특이성을 가지며 이러한 성분을 다시 빼 내어 정리한 다음, 각 항에 적합한 적분 과정을 통하여 계산된다^[11].

전원 분할 (v_m)은 접지평면과 본딩패드 사이에 가장자리 효과(fringing effect) 없이 일정하게 입사되는 접선방향 전장의 delta-gap 모델을 사용하여 표현하였다. 완전도체로 가정된 접지평면은 영상이론(image theory)에 의하여 영상 와이어로 대체되었다. 그러므로 2N개의 분할과 2N개의 결정되어야 할 미지 전류 분할 가운데, $2N \times 2N$ 임피던스 행렬에서 본 전류와 영상 전류에 상응하는 두 열을 더하여 2N개의 미지 분할을 N개로 줄인다. 와이어 접속부분은 키르히호프의 전류법칙에 기초한 와이어 접합에서 전류펄스를 중복하여 처리하였다. PEM에 의하여 계산된 손실 있는 본딩와이어의 내부 임피던스를 집중소자화 한 다음, 임피던스 행렬의 대각선 성분에 대응하여 각각의 펄스 분할에 골고루 분리하여 입력하였다. 본딩패드와 접지평면간에 인가된 전압에 관한 전류분포는 부분 pivoting이 있는 가우스 소거법으로 계산된다. 본딩와이어의 입력 임피던스는 인가 전압을 본딩패드에서의 입력 전류로 나누어 계산된다.

사잇각을 갖는 이중 본딩와이어의 자기 및 상호결합 인덕턴스(L, M)는 상기한 모멘트법을 통하여 계산한 동위상의 전압원($V_1=1[V]$, $V_2=1[V]$)을 각각의 본딩와이어에 가하였을 때의 입력 임피던스(Z_0)와 180° 의 위상차가 있는 전압원($V_1=1[V]$, $V_2=-1[V]$)을 가하였을 때의 입력 임피던스(Z_0)로부터 계산된다. 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어를 구성하는 각각의 단일 본딩와이어는 집중소자화 된 인덕터와 저항으로 등가할 수 있고, 본딩와이어 사이에는 상호 자기결합에 의한 상호 인덕턴스가 존재하므로 그림 2와 같은 등가회로로 표현할 수 있다. 그림 2로부터 자기 인덕턴스(L)와 상호 인덕턴스(M)는 다음 식으로 주어진다^[14].

$$L = \frac{\text{Im}(Z_e + Z_o)}{2\omega}, \quad M = \frac{\text{Im}(Z_e - Z_o)}{2\omega} \quad (14)$$

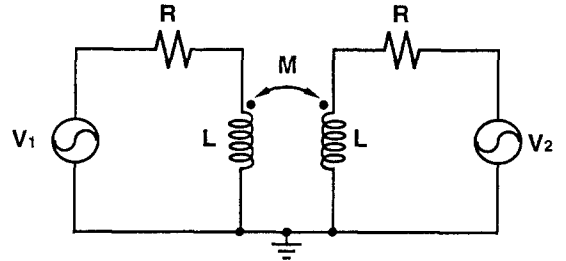


그림 2. 이중 웨지 본딩와이어의 등가회로.
Fig. 2. Equivalent circuit of double wedge bonding wires.

사잇각을 가지는 이중 본딩와이어의 전체 리액턴스는 자기 인덕턴스와 상호 인덕턴스로부터 다음과 같이 표현된다.

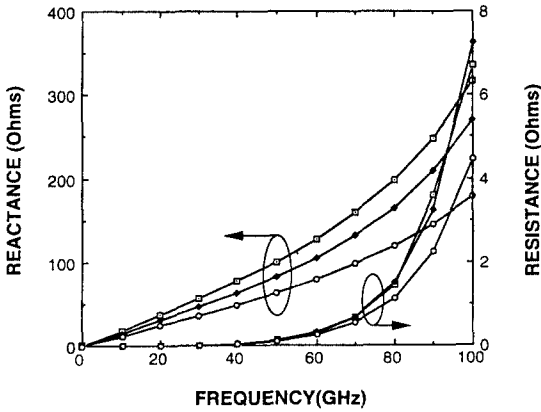
$$\text{Im}(Z) = \frac{V}{I} = \frac{\omega(L+M)}{2} \quad (15)$$

III. 해석결과 및 고찰

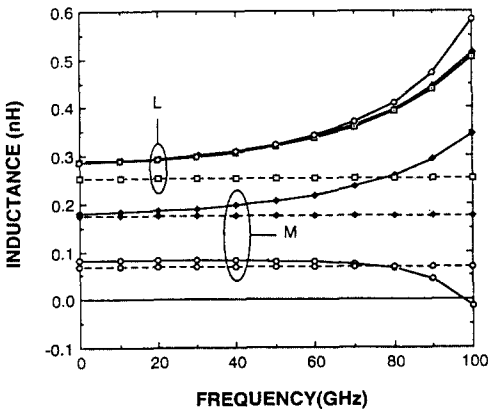
1. 전체 입력 임피던스

그림 3(a)에 사잇각(30°)을 갖는 이중 본딩와이어, 평행한 이중 본딩와이어, 단일 본딩와이어에 대하여 계산된 전체 저항(R)과 리액턴스(X)를 나타내었다. 전체 저항성분은 리액턴스에 비하여 매우 작으나 도체 손실에 의하여 증대되는 방사효과로 의하여 주파수 증가에 따라 급격히 증가함을 관찰하였다. 높은 주파수 영역에서 저항이 급격하게 증가함에도 불구하고, 광대역 주파수에서 리액턴스가 저항에 비하여 10배 이상 크므로 전체 입력 임피던스성분 가운데 유도성 리액턴스가 주요함을 그림 3(a)에서 알 수 있다. 이는 접지평면에 연결된 본딩와이어의 내부 임피던스가 매우 낮아 전장보다는 자장에 의한 영향을 크게 받기 때문이다. 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어는 구조적으로 본딩와이어에 흐르는 유효전류가 감소하여 작은 방사저항을 갖는다. 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어의 리액턴스는 타 본딩와이어에 비하여 광대역 주파수에서 크게 감소된 값을 보인다. 이는 주파수 증가에 따라 상호 인덕턴스가 감소하기 때문인데 이것은 낮은 방사효과와 부 자기결합(negative mutual coupling)에 기인한다. 낮은 주파수 대역에서 리액턴스가 약 35% 이상 감소하

였으며, 주파수가 증가할 수록 리액턴스 감소비율도 증가하였다(100GHz에서 약 45%). 그리고, 이러한 리액턴스 감소 정도는 사잇각의 증가에 따라 커지는 경향을 보인다. 이에 비하여 평행한 이중 본딩와이어는 단일 본딩와이어에 비하여 15% 정도 감소하여 임피던스 특성 면에서 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어가 유리함을 확인하였다.



(a)



○ Single Bonding Wire — MoM
 ● Parallel Bonding Wires - - - Static
 ◊ Angled Bonding Wires

(b)

그림 3. 계산된 (a) 전체 입력 임피던스와 (b) 자기 및 상호 인덕턴스.(단일 본딩와이어, 30 μ m 간격을 갖는 평행한 이중 본딩와이어, 30 $^\circ$ 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어)

Fig. 3. (a) Calculated total input impedance and (b) self and mutual inductances of the single bonding wire, parallel bonding wires with a 30 μ m spacing, and the double bonding wires with a 30 $^\circ$ internal angle.

2. 본딩와이어 인덕턴스

사잇각을 갖는 이중 본딩와이어의 리액턴스 감소효과를 해석하기 위하여 식 (12)에 의하여 계산된 자기 인덕턴스와 상호 인덕턴스의 주파수에 따른 변화를 그림 3(b)에 도시하였다. 그림 3(b)에서 각 본딩와이어(단일 본딩와이어, 평행한 이중 본딩와이어, 사잇각(30 $^\circ$)을 갖는 이중 본딩와이어)의 자기 인덕턴스는 높은 주파수에서의 증대된 방사효과에 의하여 증가한다. 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어의 자기 인덕턴스는 단일 본딩와이어와 평행한 이중 본딩와이어에 비하여 약간 큼을 볼 수 있다. 이는 근접한 다른 본딩와이어에 유기된 전류에 의하여 자속이 증대되는 효과에 기인한다.

그림에서 평행한 이중 본딩와이어의 상호 인덕턴스가 주파수 증가에 따라 증가하는 반면, 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어의 상호 인덕턴스는 오히려 감소하는데, 이는 그림 4로부터 방사효과에 의한 부자기 결합으로 설명될 수 있다. 그림 4에서 Pulse Number는 이중 본딩와이어를 구성하는 두 개의 본딩와이어 가운데 한 개의 단일 본딩와이어를 동일 크기의 13개 펄스로 분할하여 순서에 따라 분할간에 부여한 일련 번호이다. Pulse Number 2번은 delta-gap 모델로 삽입된 전원 부분, Pulse Number 14번은 접지 부분에 각각 대응된다. 그림 4에 보인 바와 같이 전류의 위상은 30GHz부터 100GHz의 주파수대에서 -90 $^\circ$ 로 거의 일정하나 높은 주파수에서 전원과 접지점 근처에서 각각의 전류 크기는 큰 차이를 보인다. 높은 주파수에서는 와이어상의 전류의 크기가 접지점 근처에서 큰 값을 갖고 인가 전원부분에서 작은 값을 갖는 비균일 현상을 보이는데^[4], 이 현상은 높은 주파수로 갈수록 현저하여진다. 이렇게 높은 주파수에서 접지점의 전류 크기가 전원 부분에 비하여 큰 이유는 영상 와이어로 대체된 접지평면과 실제 와이어의 작은 사이 간격으로 인하여 높은 주파수에서 상호 자기결합이 증가하기 때문이다. 한편, 그림 1(b)에 보인 이중 본딩와이어의 접지 부분에서 두 개의 단일 본딩와이어의 사이 간격이 전원 부분에 비하여 상대적으로 큰 값을 가지면서 와이어 간격은 커지므로 주파수 증가에 따라 상호 인덕턴스는 감소한다. 또 80GHz 이후 상호 인덕턴스는 용량성을 띠는데, 그 이유는 높은 주파수에서 본딩와이어간의 자기결합중 정 자기결합보다 반대 방향 전류 성분들 간의 부 자기결합이 우세하게 되기 때

문이다. 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어의 부 자기결합과 리액턴스 감소의 크기는 사잇각의 증가에 따라 커지며 사잇각이 180°일 때 그 정도가 최대가 된다.

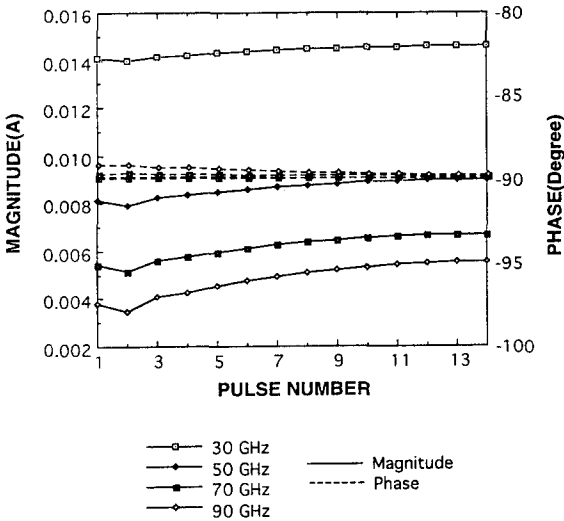


그림 4. 30° 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어상의 전류분포.

Fig. 4. Current distribution of double wedge bonding wires with a 30° internal angle.

본 결과의 검증을 위하여 무한길이 와이어의 정 자기 인덕턴스 및 상호 인덕턴스를 다음 식으로부터 계산하여 그림 3(b)에 비교하였다^[12].

$$\text{Static } L \approx 0.2 \ln\left(\frac{2h}{a}\right) \quad [\mu \text{H/m}] \quad (16)$$

$$\text{Static } M \approx 0.1 \ln\left[1 + \left(\frac{2h}{d}\right)^2\right] \quad [\mu \text{H/m}] \quad (17)$$

위 식 (16), (17)에서 h , a , d 는 각각 접지평면으로부터의 높이, 와이어 반경, 본딩와이어의 사이 간격이다. 이 정자기 성분 계산시, 굴곡이 있는 본딩와이어를 여러 선형 와이어로 나누어 평균 폭, 높이, 간격을 산출하여 입력하였다. 정적 계산방법에 의한 결과와 모멘트법 계산결과와의 차이는 낮은 주파수에서 정 자기 인덕턴스를 계산할 때 무한 길이를 갖는 와이어를 가정하고 선형분할하였기 때문이며, 높은 주파수에서 접지점 근처에 전류가 몰리는 비균일한 전류분포에 기인한다. 그러므로 식 (16), (17)에 의한 본딩와이어의 해석은 실제 본딩와이어의 인덕턴스에 비하여 많은 오차를 가지므로 기존의 정 자기 인덕턴스 계산식에 의

한 초고주파 소자의 실장후의 외부특성예측은 높은 주파수에서 매우 부정확하게 될 수 있다. 특히, 본딩와이어의 길이가 길어지면 이러한 부정확성은 낮은 주파수에서도 두드러지게 나타나며 1mm의 전체 길이를 갖는 본딩와이어의 경우 10GHz 전후에서 비균일 전류현상에 의한 오차가 발생한다.

IV. 결론

사잇각을 갖는 이중 본딩와이어에서 사잇각을 변화시키면서 광대역 주파수에서의 전체 임피던스를 도체 손실을 고려한 모멘트법을 이용하여 계산하였다. 30°의 사잇각을 가지는 이중 본딩와이어의 경우, 단일 본딩와이어나 평행한 이중 본딩와이어에 비하여 상호 인덕턴스가 매우 낮으며 전체 기생 임피던스가 광대역 주파수에서 35% 이상 감소함을 확인하였다. 특히, 높은 주파수에서의 상호 인덕턴스 감소로 와이어의 입력 임피던스 감소가 더욱 증대되므로 초고주파 소자의 실장에서 사잇각을 갖는 이중 본딩와이어가 단일 본딩와이어나 기존의 평행한 이중 본딩와이어에 비하여 유리하다. 본딩와이어의 입력 임피던스 계산시 고정된 길이를 갖는 본딩와이어의 사잇각을 증가시켰으므로 사잇각이 증가할 경우 리액턴스는 감소하는 장점이 있으나 본딩 지점간의 거리가 짧아지게 된다. 따라서 소자크기 및 구조, 본딩 패드의 크기 등을 고려하여 최소 임피던스를 갖게 하는 최적의 사잇각을 계산하는 것이 필요하다. 본 예제의 경우, 각 단일 본딩와이어의 길이는 460 μm로 가정하였으나 실제 실장의 경우 본딩와이어는 실장구조에 따라 1mm이상의 길이를 가지게 되어 인덕턴스가 더욱 증가하므로 초고주파 소자의 설계부터 실장구조 선정 및 기생효과를 정확히 예측 해석하고 필요시 정확한 보상 방법을 고려하는 것이 매우 중요하다.

※ 이 연구는 95년도 한국과학재단의 연구비 지원 (과제번호: 95-0100-05)에 의한 결과임.

참고 문헌

[1] M. Nakamura, N. Suzuki and T. Ozeki. "The Superiority of Optoelectronic Integration for High-speed Laser Diode

- Modulation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22, pp. 822-826, June 1986.
- [2] *Proc. IEEE MTT-S International Microwave Symp., Joint Workshop on New Packaging Techniques for MMICs and Discrete Devices and Loss, Crosstalk, and Package Effects in Microwave and Millimeter-Wave Integrated Circuits*, Boston, MA, 1991.
- [3] M. Pecht, *Handbook of Electronic Package Design*, Dekker, 1991.
- [4] H.-Y. Lee, "Wideband Characterization of Mutual Coupling Between High Density Bonding Wires," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 4, no. 8, pp. 265-267, August 1994.
- [5] R. H. Caverly, "Characteristic Impedance of Integrated Circuit Bond Wires," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-34, pp. 982-984, September 1986.
- [6] H.-Y. Lee, T. Itoh, "Phenomenological Loss Equivalence Method for Planar Quasi-TEM Transmission Lines with a Thin Normal Conductor or Superconductor," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-37, no. 12, pp. 1904-1909, December 1989.
- [7] H.-Y. Lee, "Wideband Characterization of a Typical Bonding Wire for Microwave and Millimeter-Wave Integrated Circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-43, no. 1, pp. 63-68, January 1995.
- [8] R. A. Pucel, "Design Considerations for Monolithic Microwave Circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-29, pp. 513-534, June 1981.
- [9] E. F. Kuester, "Propagation Modes Along a Thin Wire Located Above a Grounded Dielectric Slab," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-25, no. 12, December 1977.
- [10] W. L. Stutzman and G. A. Thiel, *Antenna Theory and Design*, John Wiley and Sons, Inc., 1981.
- [11] M. Abramowitz and I. Stegun, editor, *Handbook of Mathematical Functions*, NBS Applied Mathematics Series 35, Government Printing Office, November 1980.
- [12] C. S. Walker, *Capacitance, Inductance and Crosstalk Analysis*, Artech House, 1990, pp. 85-92.

 저 자 소 개



尹 尚 基(學生會員)

1972年 3月 13日生. 1994年 아주대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1994年 ~ 현재 아주대학교 전자공학과 석사과정 재학중. 주관심분야는 모멘트법, 초고속/

고밀도 반도체 패키지의 설계 및 측정 등임.

李 海 英(正會員) 第 32卷 A編 7號 參照

현재 아주대학교 전자공학과 교수