

# IGFET 채널내의 Slow Wave가 복수 게이트상의 전압분포에 미치는 영향에 관한 연구

(The Influence on the Voltage Distribution of  
Multi-Gates of IGFET by the Slow Wave)

羅 克 煥\*

(Keuk Hwan Ra)

## 要 約

본 논문에서는 주기적인 구조로 배열된 복수게이트를 갖는 MOSFET가 초고주파 증폭소자로서 연구되었다. 제안된 소자는 다른 초고주파 증폭소자와 마찬가지로 캐리어의 주행시간을 증폭의 근원으로 한다. 게이트상의 전압분포와 반도체 표면상의 지연파사이의 상호작용이 동기 상태 근처에서 계산되었다. 안정도 계수와 가역성계수가 사용주파수와 캐리어 속도의 함수로 보여졌다.

## Abstract

A MOSFET with multigates arrayed in periodic structure is studied as a transit time device for microwave amplification.

The interactions between the periodic metal gates and the slow wave on the surface of the semiconductor can be observed in the vicinity of synchronism.

The stability and the reciprocity of the active quadrupole are shown depending on the frequency and velocity of the carriers.

## I. 序 論

클라이스트론, 진행파관, 마그네트론 같은 전자주행 시간을 증폭의 근원으로 하고 있는 진공관소자들은 상당히 높은 주파수까지 고출력으로 동작하고 있는데 반하여 pin diode, gunn diode, Impatt diode, trapatt diode, baritt diode, tunnett diode 같은 초고주파용 반도체 소자들의 출력은 모두 수 watt이다. 이들의 출력이 낮은 이유는 증폭의 근원을 전자주행시간에 두고 있기 때문에 주행길이가 주파수가 증가할수록 짧아져야 되고, 따라서 높은 전압을 인

가할 수 없기 때문이다. 이러한 점을 감안하여 개발된 반도체소자로 진행파관(TWT)과 똑같은 원리에 의해 동작되는 solid state TWT가 있는데, 그 구조는 단순한 반도체 채널위에 지연선(delay line)을 두어 활성 영역의 길이가 전 채널에 걸쳐 길게 되어 있으므로 쉽게 높은 전압을 인가할 수 있도록 설계되었다. 그러나 이때에 입력 교류신호의 위상속도를 전자류의 속도에 일치시키기 위해  $10^3$  이상의 지연비(delay ratio)를 필요로 하므로 지연선의 길이가 너무 길어져서 손실이 클 뿐 아니라 제작상 많은 어려움이 따른다. 또한 전자류의 변조가 입력 교류전압에 의해 이루어지므로 변조심도가 알아서 출력이 크지않다. 따라서 본 논문에서는 이 지연선을 주기적으로 배열된 복수 게이트로 대체하여 전자류의 변조심도를 크게할 수 있도록 한 그림 1의 소자들을 제안한다.

\*正會員, 光云大學校 工科大學 電子工學科  
(Dept. of Electronic Eng., Kwangwoon Univ.)  
接受日字: 1985年 2月 1日

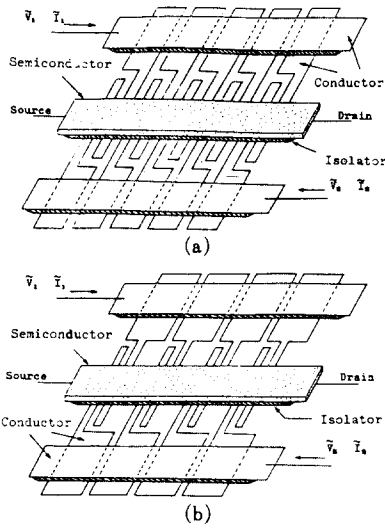


그림 1. 제안된 IGFET  
Fig. 1. Proposed IGFET.

그리고 이러한 구조의 IGFET가 증폭소자로 동작할 수 있는지를 분석 연구한다. 그림 1에서  $\tilde{V}_1, \tilde{I}_1$ 은 마이크로파 소신호입력,  $\tilde{V}_2, \tilde{I}_2$ 는 마이크로파 출력이며, source와 drain 사이에는 직류고전압을 인가하여 캐리어속도를 변화시킨다. 이때의 마이크로파 소신호전계와 캐리어 밀도 사이의 상호결합에 의해 에너지교환이 일어나므로 결국 그 효과가 증폭으로 연결될 수 있게 되는 것이다. 그림 1(a)는 대칭적 구조이고 그림 1(b)에서는 비대칭적 구조로 시도하여 그들의 차이를 비교 검토한다.

이들과 유사하게 지연파(slow wave)를 이용하여 현재 일부 연구가 이루어진 분야로는 지연선을 압전물질(piezo-electric material) 또는 강자성체(ferromagnetic material)로 대체시킨 것들이 있다.<sup>12)</sup>

그림 1의 소자에서 채널은 박막반도체로 되어있고 채널전류가 외부적인 공간 변조를 받고있지 않도록 한다.

이소자의 소신호 특성을 알아보기 위해 소자를 그림 2와 같은 4 단자망으로 두고 안정도와 가역성을 조사하여 그것이 능동 4 단자망으로 동작할 수 있는지를 연구 검토 하기로 한다.



그림 2. 등가 4 단자망  
Fig. 2. Equivalent quadrupole.

II. 소신호 해석

앞에서 언급한 소자가 능동 4 단자망으로 동작될 수 있는지의 가능성을 알아보기 위해 사용주파수와 캐리어 속도사이의 관계에 따른 임피던스와 안정도(stability) 그리고 가역성(reciprocity)을 조사한다.

(1) 정전계하의 박막반도체내의 전류밀도

강한 정전계하에 놓인 반도체표면의 임피던스를 알아보기 위해 그림 3 과같은 반도체표면의 전류밀도를 계산한다.

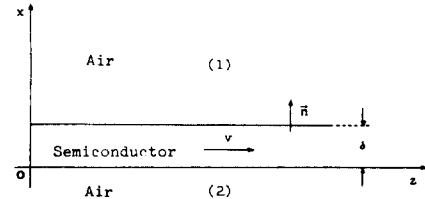


그림 3.  
Fig. 3.

위의 그림에서 교류소신호에 대한 maxwell 방정식을 써보면

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E} + \vec{J} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad (2)$$

여기에서  $\vec{J}$ 는 전류밀도이고 반도체의 두께가 충분히 얇다는 가정하에 X 방향의 전류성분을 무시하면 표면전류밀도는 다음과 같이 쓸수있다.

$$\vec{J}_s = \delta \vec{J} = \vec{J}_{sy} \vec{y} + \vec{J}_{sz} \vec{z} \quad (3)$$

$$\vec{J}_s = (\rho_0 \vec{v} + \tilde{\rho} \vec{v}_0) \delta \quad (4)$$

여기서  $\vec{v}_0, \tilde{\rho}$ 는 z 방향성분만을 갖는 캐리어속도로써 직·교류 각 성분을 나타내며  $\rho_0, \tilde{\rho}$ 는 전하밀도의 직·교류 각 성분을 나타낸다.

(4)식에서 첫번째항은 일반적으로 다음과 같이 써진다.

$$\rho_0 \vec{v} = \sigma (\vec{E} + \vec{v}_0 \times \vec{B}) \quad (5)$$

위의 모든 전자계 방정식들의 해는  $\sim e^{\alpha x} e^{r^2 z}$ 의 형태 로 주어지게 되므로 (2)식으로 부터

$$\vec{v}_0 \times (\nabla \times \vec{E}) = -\vec{x} (r E_x - \alpha E_z) - \vec{y} v_0 r E_y \quad (6)$$

따라서 (4), (5), (6)식으로 부터

$$\begin{aligned} \vec{J}_s &= \delta [ \vec{E} - \frac{1}{j\omega} \vec{v}_0 \times (\nabla \times \vec{E}) ] + \tilde{\rho} \delta \vec{v}_0 \\ &= \vec{y} \sigma E_y (1 + \frac{v_0 r}{j\omega}) + \vec{z} \sigma E_z + \tilde{\rho} \delta \vec{v}_0 \end{aligned} \quad (7)$$

x 방향으로 전류성분은 그림 3의 박막 반도체의 경우 에 없게되므로

$$(a-r) E_x + \alpha E_z = 0 \quad (8)$$

이제 영역(1)과 (2)사이의 경계면에서의 경계조건을

생각해보면

$$\epsilon_0 (E_{x1} - E_{x2}) = \tilde{\rho} \delta \quad (9)$$

$$\vec{J}_s = \vec{n} \times (\vec{H}_{11} - \vec{H}_{21}) \quad (10)$$

여기에서  $\vec{H}_{11}$ ,  $\vec{H}_{21}$ 는 자계의 횡방향 성분이다. 그런데 (1)식에서는 z방향성분만을 고려했을때 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} E_{x1} &= -\frac{r}{j\omega\epsilon} H_{y1} \\ E_{x2} &= -\frac{r}{j\omega\epsilon} H_{y2} \end{aligned} \quad (11)$$

따라서

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} \delta &= -\frac{r}{j\omega} (H_{y1} - H_{y2}) \\ &= -\frac{r}{j\omega} \tilde{J}_{sz} \end{aligned} \quad (12)$$

결국 (7)식은 다음과같이 쓸 수 있다.

$$\vec{J}_s = \vec{y} \sigma \delta \left(1 + \frac{v_0 r}{j\omega}\right) E_y + \vec{z} \frac{\sigma \delta}{1 + \frac{v_0 r}{j\omega}} E_z \quad (13)$$

$$\tilde{J}_{sy} = \sigma \delta \left(1 + \frac{v_0}{j\omega}\right) E_y \quad (14)$$

$$\tilde{J}_{sz} = \frac{\sigma \delta}{1 + \left(\frac{v_0 r}{\omega}\right)^2} \left(1 + j \frac{v_0 r}{\omega}\right) E_z \quad (15)$$

단  $r = j\beta$

(15)식으로부터  $v_0 > \omega / |\beta|$ 인 조건이 만족되면 z방향으로의 부정임피던스를 얻을 수 있음을 알 수 있다.

이제 이러한 조건을 정량적으로 조사하기 위해 소자를 4 단자망으로 보았을 때의 특성임피던스를 계산해 본다.

### III. 게이트상의 전압분포

먼저 반도체내의 지연파에 의한 영향을 알아보기 위해 그림 4에 반도체의 폭을 단위길이로 하였을 경우 z방향으로의 미소 교류전하성분은 다음과 같다.

$$d\tilde{Q} = \tilde{\rho} \delta dz \quad (16)$$

따라서

$$\frac{d\tilde{I}}{dz} = j\omega \tilde{\rho} \delta \quad (17)$$

그런데 소신호 교류신호전류는

$$\begin{aligned} \tilde{I} &= (\tilde{\rho} v_0 + \rho_0 \tilde{v}) \delta \\ &= \tilde{\rho} v_0 \delta + \rho_0 \mu \delta \tilde{E}_z \\ &= \tilde{\rho} v_0 - \rho_0 \mu \delta \frac{d\tilde{v}}{dz} \end{aligned} \quad (18)$$

여기에서  $\tilde{E}_z$ 는 교류전계성분이다.

(17), (18)식으로부터

$$\frac{d\tilde{I}}{dz} - j\frac{\omega}{v_0} \tilde{I} = j\frac{\omega}{v_0} \rho_0 \mu \frac{d\tilde{v}}{dz} \quad (19)$$

여기에서

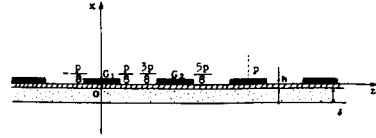


그림 4. 대칭적 게이트 구조

Fig. 4. Symmetrical gate structure.

$$g = \sigma \delta = \rho_0 \mu \delta$$

이제 그림 4에서의 경계조건을 써보면

$$\text{i) 도체상} \quad \tilde{E}_z = 0 \quad (20)$$

$$\text{ii) 게이트들 사이의 공간} \quad \tilde{D}_{x1} - \tilde{D}_{x2} = \tilde{\rho}_{ss} \quad (21)$$

여기에서  $\tilde{\rho}_{ss}$ 는 반도체의 표면전하밀도이다.

Floquet의 정리<sup>11)</sup>에 의하면 그림 4에서의 전류, 전압분포는 다음과 같이 공간 하모닉스(spatial harmonics)의 합으로 나타낼 수 있다.

$$\tilde{V}(X, Z) = \sum_n \tilde{V}_n e^{n\pi X} e^{rnZ} \quad (22)$$

전계가 이 전압으로부터 유기되는 quasi-static한 경우에는 Laplace 방정식이 만족된다.

$$\nabla^2 \tilde{E} = 0$$

이 식이 만족되기 위해서 전파상수들은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} r_n &= jn\beta \\ \alpha_n &= \begin{cases} -|\ln\beta| & x \geq 0 \\ |\ln\beta| & x < 0 \end{cases} \\ \beta &= \frac{2\pi}{p} \end{aligned} \quad (23)$$

(22)식을 미분하면

$$\left. \frac{d\tilde{V}}{dz} \right|_{z=0} = j \sum_n n\beta \tilde{V}_n e^{jn\pi x} \quad (24)$$

전류도 마찬가지로 공간 하모닉스로 분해 할 수 있다.

$$\tilde{I} = \sum_n \tilde{I}_n e^{jn\pi x} \quad (25)$$

따라서 (19)식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\sum_n j \left( n\beta - \frac{\omega}{v_0} \right) \tilde{I}_n e^{jn\pi x} = -\frac{g\omega}{v_0} \sum_n n\beta \tilde{V}_n e^{jn\pi x} \quad (26)$$

윗 식을 모든 n합에 대해 각각 성립되어야 하므로

$$j \left( n\beta - \frac{\omega}{v_0} \right) \tilde{I}_n = -\frac{g\omega}{v_0} n\beta \tilde{V}_n \quad (27)$$

그러므로

$$\tilde{I}_n = \frac{j\omega g}{v_0 - \frac{\omega}{n\beta}} \tilde{V}_n \quad (28)$$

이제 앞에서 언급했던 경계조건을 다시 써보면

$$\text{(20) 식은} \quad \sum_n n\beta \tilde{V}_n e^{jn\pi x} = 0 \quad (29)$$

(21)식으로부터

$$\begin{aligned} &= \epsilon_1 \frac{\partial V}{\partial x} \Big|_{x=+0} + \epsilon_2 \frac{\partial V}{\partial x} \Big|_{x=-0} \\ &= 2 \epsilon \sum |n\beta| V_n e^{jn\omega z} \\ &= \tilde{\rho} \delta \end{aligned}$$

여기에서

$$\epsilon = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \quad (30)$$

(30)식에 (17)식과 (28)식을 대입하면

$$2 \epsilon \sum \left[ \frac{|n|}{n} - \frac{jg}{2 \epsilon (v_0 - \frac{\omega}{n\beta})} \right] n\beta \tilde{V}_n e^{jn\omega z} = 0 \quad (31)$$

이 식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\sum_n a_n n\beta V_n e^{jn\omega z} = 0 \quad (32)$$

$$S_n = \frac{|n|}{n}$$

$$v_m = \frac{pf}{n}$$

$$a_n = S_n - \frac{jg}{2 \epsilon (v_0 - v_m)}$$

(29)식과 (32)식은 그림 4의 반도체표면에서의 특성을 정하는 것이다.

$X_n = n\beta V_n$ 으로 하면 결국 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_n X_n e^{jn\omega z} = \begin{cases} -\frac{p}{8} \leq z \leq \frac{p}{8} \\ \frac{3p}{8} \leq z \leq \frac{p}{2} \\ -\frac{p}{2} \leq z \leq \frac{3p}{8} \end{cases} \quad (33)$$

$$\sum_n a_n X_n e^{jn\omega z} = 0 \quad \begin{cases} \frac{p}{8} \leq z \leq \frac{3p}{8} \\ -\frac{3p}{8} \leq z \leq \frac{p}{8} \end{cases} \quad (33)$$

제한된 하모닉스의 수로 원식을 동시에 가장 가까이 근사시킬 수 있는 해를 찾기위해 최소 자승법을 적용하여 구해진 행렬은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \frac{2p}{(m-n)\pi} (a_m a_n^* - 1) \cos(m-n) \frac{\pi}{2} \\ &\quad \sin(m-n) \frac{\pi}{4} \quad (m \neq n) \\ A_{mm} &= p (|a_m|^2 + 1) / 2 \end{aligned} \quad (34)$$

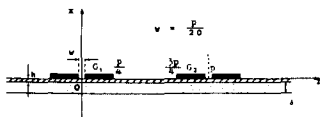


그림 5. 비대칭적 게이트 구조  
Fig. 5. Asymmetrical gate structure.

마찬가지로 그림 5와 같은 비대칭의 게이트 구조에 대하여 얻어진 결과는 다음과 같다.

$$\sum X_n e^{jn\omega z} = 0 \quad \begin{cases} \frac{w}{2} \leq z \leq \frac{p}{4} \\ \frac{3p}{4} \leq z \leq -\frac{w}{2} \end{cases}$$

$$\sum a_n X_n e^{jn\omega z} = 0 \quad \begin{cases} 0 \leq z \leq -\frac{w}{2} \\ \frac{p}{4} \leq z \leq \frac{3p}{4} \\ p - \frac{w}{2} \leq z \leq p \end{cases} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \frac{p (a_n a_m^* - 1)}{(m-n)\pi} \sin(m-n) \frac{w\pi}{p} + \\ &\quad \cos(m-n) \pi \sin(m-n) \frac{\pi}{2} \quad (m \neq n) \end{aligned}$$

$$A_{mn} = \frac{p}{2} - w + |a_m| \left( \frac{p}{2} + w \right) \quad (36)$$

여기에서 전압함수를 정의하는  $X_n$ 을 구하기위해 반복법(iteration method)와 경사법(gradient method)를 사용했다.

#### IV. Z-parameter와 그에따른 안정도 및 가역성

게이트의 표면에 유기된 표면전하밀도를  $\tilde{\rho}_{sm}$  이라 하면 한개의 게이트상의 총전하는

$$\begin{aligned} \tilde{Q} &= \int \tilde{\rho}_{sm} dz \\ &= \int (\tilde{D}_{x1} - \tilde{D}_{x2} - \tilde{\rho} \delta) dz \\ &= 2 \epsilon \sum_n a_n X_n e^{jn\omega z} dz \end{aligned} \quad (37)$$

그림 4에서의 게이트G<sub>1</sub> 상에 있는 전하량은

$$\tilde{Q}_1 = -j2 \epsilon \sum_n \frac{a_n X_n}{n\beta} (e^{jn\frac{\pi}{4}} - e^{-jn\frac{\pi}{4}}) \quad (38)$$

그에 대응하는 전류는

$$\begin{aligned} \tilde{I}_1 &= j\omega \tilde{Q}_1 \\ &= 4j \epsilon fp \sum_n \frac{a_n X_n}{n} \sin \frac{n\pi}{4} \end{aligned} \quad (39)$$

마찬가지로 게이트G<sub>2</sub>에 대하여

$$\tilde{I}_2 = 4j \epsilon fp \sum_n \frac{a_n X_n}{n} \cos n\pi \sin \frac{n\pi}{4} \quad (40)$$

그림 5의 비대칭 게이트 구조에 대해서도 똑같은 계산을 하면

$$\begin{aligned} \tilde{I}_1 &= 2 \epsilon fp \sum_n \frac{a_n X_n}{n} (e^{jn\frac{\pi}{2}} - e^{-jn\frac{\pi}{2}}) \\ \tilde{I}_2 &= 2 \epsilon fp \sum_n \frac{a_n X_n}{n} (e^{-jn\frac{\pi}{2}} - e^{jn\frac{\pi}{2}}) \end{aligned} \quad (41)$$

이제 이들 전류, 전압함수들로부터 등가 4 단자망의 Z-parameter들을 계산할 수 있다.

먼저 앞에서 얻어진 행렬들에 대해 각각 두 개의 최소 고유치(minimum eigen value)와 그에 대응하는 고

유 벡터 (eigen vector)를 구하면 4 개의 전류, 전압 관계식을 얻을 수 있고 이들로부터 4 개의 미지수  $Z_{ij}$ 를 계산할 수 있다. 즉, 최소 고유치(대칭게이트 구조에 대해서도 기수모드)에 대해 다음과 같은 식들을 얻는다.

$$\begin{aligned} \tilde{V}_1 &= Z_{11} \tilde{I}_1 + Z_{12} \tilde{I}_2 \\ \tilde{V}_2 &= Z_{21} \tilde{I}_1 + Z_{22} \tilde{I}_2 \end{aligned} \quad (42)$$

또한, 두번째의 최소 고유치(대칭게이트 구조에 대해서 우수모드)에 대해서는

$$\begin{aligned} \tilde{V}'_1 &= Z_{11} \tilde{I}'_1 + Z_{12} \tilde{I}'_2 \\ \tilde{V}'_2 &= Z_{21} \tilde{I}'_1 + Z_{22} \tilde{I}'_2 \end{aligned} \quad (43)$$

이들로부터 얻어진 Z-parameter를 사용하여 안정도와 가역성을 계산하면 다음과 같다.<sup>11)</sup>

$$S = \frac{2 \operatorname{Re}(Z_{11} Z_{22}) - \operatorname{Re}(Z_{12} Z_{21})}{|Z_{12} Z_{21}|}$$

$$d = \left| \frac{Z_{12}}{Z_{21}} \right| \quad (44)$$

이들의 크기는 소자의 증폭특성을 나타내주며 여기서

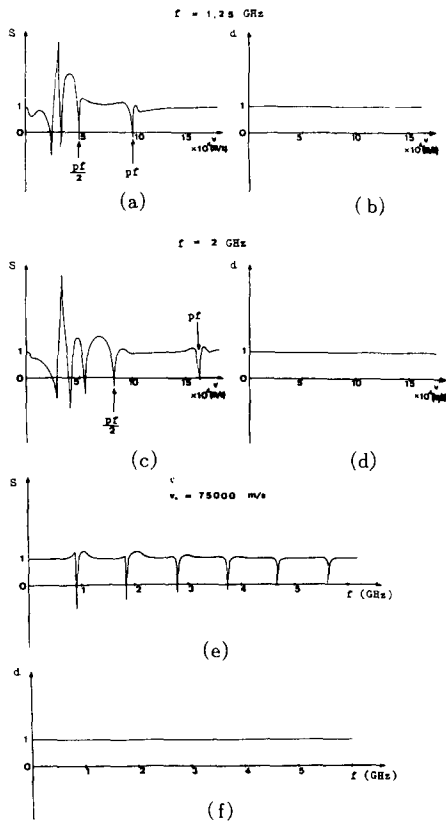


그림 6. 대칭구조의 안정도와 가역성  
Fig. 6. The stability and the reciprocity of symmetrical structure.

$S < 1$ 인 경우는 불안정 상태를 정의한다.

이와같은 과정에 의해서 컴퓨터 처리한 결과를 그림 6 과 그림 7 에 보였다.

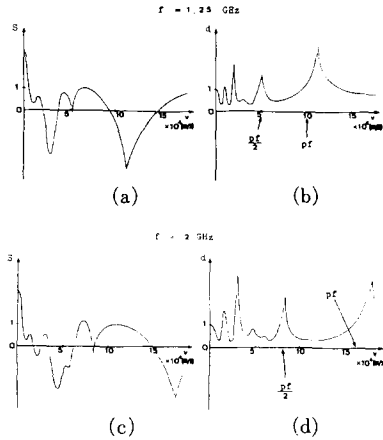


그림 7. 비대칭구조의 안정도와 가역성  
Fig. 7. The stability and the reciprocity of asymmetrical structure.

V. 結 論

그림 6 과 그림 7 에서 대칭적인 게이트 구조의 경우에는 캐리어의 속도와 게이트 전압함수의 각 하모닉스와 동기(Synchronism) 상태에서 날카로운 불안정도를 나타내줄을 알 수 있고 비대칭적인 게이트 구조에 대해서는 넓은 주파수대에 걸쳐 불안정도와 비가역성을 얻을 수 있음을 볼 수 있다. 이는 곧 증폭을 의미하는 것으로 비교적 넓은 대역폭의 증폭소자를 가능하게 해주는 것이다.

여기에서 사용한 초고주파는 1.25GHz 와 2GHz 로 한 것은 주어진 여건에서 실험을 가능하도록 한 것이다.

이 소자는 인접게이트 사이의 간격을 활성영역의 기본단위로 하고 있기 때문에 이 간격을 좁힘으로써 밀리미터파에서 큰 출력으로 동작할 수 있음을 예측하게 한다.

VI. 부록 : 행렬식을 위해 적용된 최소자승법

영역 D 내에서 베이스를  $\phi_n$ 으로 한다면 전자기장은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$X = \sum_n X_n \phi_n$$

또한 Maxwell 방정식은 영역 D 내의 각점  $M_1$  에서 다음과 같이 나타내어진다.

$$\sum_n a_{1n} X_n = 0$$

여기에서  $a_{in}$ 은  $X_n$ 의 계수이며  $n$ 은 무한의 크기를 갖을 수 있지만, 실제적으로는 유한한 수  $n_0$ 의 베이스  $\phi_{n_0}$ 까지만을 고려하여 이 식이 만족되어 질 수 있는 해를 찾아야 한다.

그런데 일반적으로 이 식은 각 점으로 나타내어지는 요소사이의 경계면에서 동시에 만족이 되지 않으므로 가장 좋은 해는 다음과 같은 함수의 최소화에 의 해 구해진다.

$$f(X_1, X_2, \dots, X_n) = \sum_{i=1}^N \left| \sum_{n=0}^{n_0} a_{in} X_n \right|^2$$

이제 만일 점  $M_i$ 의 좌표변수를  $z$ 라 하고, 각요소의 구간을  $dz$ 라 하면 위 식의 N함은 적분이 된다.

따라서 상수  $a_{in}$ 에 변수  $z$ 를 포함시켜  $a_n(z)$ 로 나타내면 최소화할 함수  $f$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$f(X_1, X_2, \dots, X_n) = \sum_{m,n} A_{mn} X_m X_n^*$$

여기에서

$$A_{mn} = \int_D a_m(z) \cdot a_n^*(z) dz$$

參 考 文 獻

[1] YOUICHI, T. SAKANE : 10th European Microwave Conference, 8-11 September 1980.  
 [2] READ: B.S.T.J. vol. 37, pp. 401-446, 1958  
 [3] DIAMAND: "Theorie de l'amplification a

ondes progressives dans une couche mince semiconduct rice couplee a une ligne a retard" *Revue technique THOMSON CSF*, vol. 1, no. 3, September 1969.  
 [4] M.C. STEELE, B. VURAL : Interactions of Wave in Solid State Plasma, McGraw-Hill, New York, 1967.  
 [5] H. Baudrand : *Interactions Progressives Entre Electrons et Ondes Electromagnetiques* ENSEEIHT 1979.  
 [6] SZE : *Physics of Semiconductor Device*. Wiley, 1969.  
 [7] E. Durand : *Solution Numeriques des Equations Algebriques*. T., Masson at Cie, 1961.  
 [8] H. Baudrand : "Application De La Methede Des Moindes Carres Aux Problems De Decomposition Des Champs Sur Une Base Discrete," *Journées Nationales Microondes*, Juin, 1979.  
 [9] Crandall : *Engineering Analysis (a survey of numerical procedure)*. prentice-Hall, 1964.  
 [10] J.M. Rollet : "Stability and Powergain invariant in liner two port," *IRE TRANS. Circuit Theory*, vol. G9, March 1962.  
 [11] R.E. Collin : *Field Theory of Guided Wave*. McGraw-Hill, 1960.