

論文

Piezo 圧電 結晶体에서의 表面彈性波 增幅에 関한 研究

正會員 李 潤 鉉*

A Study on Surface Acoustic-Wave Amplification in Piezo-electric Crystals

Yun Hyun LEE* , *Regular Member*

要 約 半導体内에서 運動하는 carrier는 Piezo 圧電物質을 進行하는 彈性波에 利得이나 損失을 줄 수 있게 된다. 本 論文에서는 半導体 film에서의 drifting carrier와 Piezo 圧電 基板上을 進行하는 Rayleigh Wave間的 相互作用의 表面彈性波 增幅을 論하였다. Piezo 圧電媒質에서 表面波 伝播의 電磁의 境界条件이 表面波 速度에 미치는 影響에 대한 式을 求하였다. 增幅에 필요한 bunching 電子가 電子拡散에 의해 抑制되므로 높은 周波數에서 利得의 低下를 招來하나 적당한 圧電 物質일 경우 超高周波 領域에서도 상당한 增幅이 기대됨을 알 수 있다.

ABSTRACT Carriers moving in a semiconductor can impart gain or loss to an acoustic wave traveling through Piezo-electric materials. In this paper, surface acoustic wave amplifiers, which employ the interaction between carriers drifting in a semiconductor film and electric fields accompanying a Rayleigh wave propagating on a Piezoelectric substrate, are described. The effect of various electromagnetic boundary condition on the propagation of surface waves in piezoelectrics is considered. An expression for the dependence of surface wave velocity on electric boundary conditions is derived. Calculations show that, for properly prepared material, significant amplification is expected up to the microwave frequencies. At high frequencies, gain is reduced because electron diffusion smooths out the electron bunching necessary for amplification.

1. 緒 論

彈性媒체에 存在하는 正常모우드와 結合이 없을때의 drifting carrier를 考慮하면 각 시스템에는 前進波와 後進波의 2 個波가 존재한다. electromechanical 結合係數는 이들 波를 結合하도록 작용하여 그 結合이 2 개의 forward波일 때 最大로 되고 backward 波는 대부분 무시되어 彈性波를 增幅하기 위한 메카니즘이 마련된다. 즉 電子가 acoustic wave 速度보다 더 빨라질 때 電子가 電界波에 에너지를 주게 되어 彈性波 增幅이 이루어지게 된다. 이것의 實現은 印加된 電界에 따라 strain을 받고 있는 結晶体과 aco-

ustic波와의 結合을 고려함으로써 物理的인 樣相을 얻을 수 있다. wave 伝播方向에 drift電界를 가할 때 位相速度가 drift速度와 같게 되는 경우 둘 모두 damp되며 drifting 方向으로 進行하는 波는 前進彈性波에 강력히 結合되어 gain을 얻게 될 것이다.¹⁾

Piezoelectric 結晶体媒質에서 表面彈性波를 發生시키는 한 技法으로 結晶表面에 매우 얇은 導體strip을 침전시켜 이들 strip에 印加한 electromagnetic signal에 의해 導電因子와 結晶媒質間的 電界의 相互作用에 의해 이루어질 수 있다. 여기서 表面波를 가장 效率的으로 發生시키기 위한 結晶의 軸에 대한 表面과 方向을 設定해야 한다. 또 結晶의 表面波의 伝播速度는, 얇은 導體를 表面상에 놓음으로서 變化를 준다. 速度에 아무런 變化가 없다면 表面波와 半導体사이의 相互作用은 무시되며 結晶表面에서 transducer 電極에 의한 一次的인 電界의 接線成分의 영

*韓國航空大學 通信工學科
Dept. of Communication Engineering, Hankuk Aviation College,
Kyungki-Do, 122 Korea
論文番號: 81-7(接受 1981. 11. 10)

향이 거의 없다고 가정한다.

彈性表面波 增幅은 1956年 Weinreich²⁾에 의해 piezo electric 媒体로 처음 시도된 이래 Rayleigh 波와 半導體 사이에 結合에 의한 여러가지의 增幅方式이 연구되어 왔다. 첫째 방식은 週期的인 slow wave 구조와 drifting carrier를 結合하는 方法으로서 소린 drifting carrier와 結合하는 外部 slow-wave 回路의 fabricate가 어렵게 된다. 둘째는 Gunn-type의 發振이 억압된 것으로 G_μA_s에서의 negative mobility를 使用하는 增幅方式인데 CW動作을 시키때 熱損失의 問題가 대두된다. 셋째 방식은 電子와 彈性波間의 piezoelectric 結合을 利用한 增幅으로, 더 높은 周波數와 表面을 고려한 方式이다.³⁾

本 論文에서는 piezoelectric 半導體를 進行하는 高周波 acoustic wave의 傳播特性과 drifting carrier와의 相互作用을 論하고 增幅에 必要한 條件을 규명함으로서 더 높은 周波數 增幅을 위한 일반적인 動作 要件을 알아보고자 한다.

2. 表面彈性波의 傳播

L NbO₃와 같은 electromechanical 結合이 큰 結晶 表面으로부터 그림 1 과 같이 h높이에 극히 얇은 半導體를 놓고 drift電界가 印加되지 않은 경우 結晶 表面을 傳播하는 表面彈性波를 考慮한다.

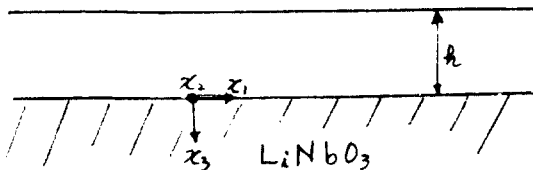


그림 1 Piezo 用電結晶表面
Piezo-electric crystal surface.

傳播方向을 x₁軸, 結晶表面에 垂直인 方向을 x₃軸으로 선정하면 X, Y, Z結晶軸으로부터 願하는 x₁, x₂, x₃座標系로 정의하는 Euler變換 matrix M은 다음 식으로 된다.⁴⁾

$$M = \begin{cases} \cos \alpha \cdot \cos \gamma - \sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \sin \gamma & \sin \alpha \cdot \cos \gamma + \cos \alpha \cdot \cos \beta \cdot \sin \gamma \\ -\cos \alpha \cdot \sin \gamma - \sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \cos \gamma & -\sin \alpha \cdot \sin \gamma + \cos \alpha \cdot \cos \beta \cdot \cos \gamma \\ \sin \alpha \cdot \sin \beta & -\cos \alpha \cdot \sin \beta \end{cases} \begin{cases} \sin \beta \cdot \sin \gamma \\ \sin \beta \cdot \cos \gamma \\ \cos \beta \end{cases} \quad (1)$$

여기서 α, β 및 γ는 Euler angle이다.

x₁, x₂, x₃ 座標系는 結晶體表面과 傳播 方向에 따라 결정되므로, mechanical 變位와 電位에 대한 微分式은 고려하는 表面에 무관하나 軸에 관계되는 表面 方向에 따라 係數값이 변화한다. 따라서 관심대상인 物質의 tensor量은 彈性tensor (C_{ijkl}), Piezoelectric tensor (e_{ijk}), 誘電體 tensor (ε_{ijk})이다. mechanical 變位成分 U_i (i=1, 2, 3)와 電位 V에 대한 微分式은,

$$\left. \begin{aligned} C_{ijk} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_i \partial x_i} + \partial_{nli} \frac{\partial^2 V}{\partial x_k \partial x_i} + \omega^2 \rho U_i &= 0 \\ e_{ijk} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_i \partial x_i} - \epsilon_i \frac{\partial^2 V}{\partial x_k \partial x_i} &= 0 \end{aligned} \right\} (2)$$

$x_3 > 0$

$$\nabla^2 V = 0 \quad -h \leq x_3 \leq 0 \quad (3)$$

여기서, ρ는 媒質의 質量이다.

또한 Maxwell方程式에 의하여

$$E_i = -\frac{\partial V}{\partial x_i}, \quad \frac{\partial D_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

지금 變位와 電位가 x₂ 方向과 무관하므로 식 (2)에 物質의 tensor를 적절히 變換하면 半無限長 媒質의 進行波에 대한 一般解는 다음과 같다.⁵⁾

$$\begin{aligned} U_i &= \sum_{l=1}^4 C_l U_i^{(l)} \exp\left(-\frac{\alpha_l x_3}{v_s}\right) \exp\left[j\omega\left(t - \frac{x_1}{v_s}\right)\right] \\ V &= \sum_{l=1}^4 C_l V^{(l)} \exp\left(-\frac{\alpha_l x_3}{v_s}\right) \exp\left[j\omega\left(t - \frac{x_1}{v_s}\right)\right] \end{aligned}$$

여기서, U_i^(l), V^(l), α_l는 식 (2)의 개개解의 한 set이다.

表面波速渡 v_s의 各各의 값에 대하여 8개의 各解가 존재하며 α_l ≠ 0인 實數일때,

$$\alpha_i = -\alpha_i^* \quad i=1, 2, 3, 4 \quad (6)$$

가 되어 x₃축인 媒質중의 한점을 고려해야 한다.

또 C_l는 境界條件으로부터 定해지는 amplitude factor이다.

Piezoelectric 物質에서는 stress에 比例하는 電界가 存在하며 drifting carrier 波와의 結合을 일으킨다. 結晶의 acoustic狀態는 stress tensor T_{ij}와 strain tensor S_{ij}로 표시된다. 즉

$$\begin{cases} [T] = [C^*][S] - [e^s][E] \\ [D] = [e][S] + [\epsilon^s][E] \end{cases} \quad (7)$$

여기서 [C*]: 一定電界에서의 彈性tensor matrix,

[ε^s]: 一定strain tensor에서의 誘電率matrix

各 tensor 成分의 하나만을 傳播mode로 고려하면 結晶格子의 motion은 한方向으로 制限된 것이므로

平面波에 對한 strain S는,

$$S = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (8)$$

loss를 무시하고 stress에 對하여 식(7)을 使用하면 彈性媒質에서 波動方程式은,

$$\rho \left(\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right) = \frac{\partial T}{\partial x} = C \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) - e \frac{\partial E}{\partial x} \quad (9)$$

stress와 strain간에는 Hook法則에 의하여 T=CS (C: 彈性 tensor)이므로 $e' \omega'$ 를 고려하면

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dx} - j \left(\frac{\omega}{v_s} \right) Z_0 U &= 0 \\ \therefore Z_0 \frac{dU}{dx} - j \left(\frac{\omega}{v_s} \right) T &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

여기서 $Z_0 = \sqrt{\rho C}$: acoustic impedance

$$v_s = \sqrt{\frac{C}{\rho}} : \text{表面波速度}$$

$K_1 = \frac{1}{2}(T - Z_0 U)$, $K_2 = \frac{1}{2}(T + Z_0 U)$ 로 놓으면 식(10)은,

$$\left. \begin{aligned} \frac{dK_1}{dx} + j \left(\frac{\omega}{v_s} \right) K_1 &= 0 \\ \frac{dK_2}{dx} - j \left(\frac{\omega}{v_s} \right) K_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

가 되며 그 解는

$$\left. \begin{aligned} \text{前進波: } K_1 &= K_{10} e^{-\gamma_1 x} \\ \text{後進波: } K_2 &= K_{20} e^{\gamma_2 x} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

여기서

$$\gamma_1 = j \frac{\omega}{v_s}, \quad \gamma_2 = -j \frac{\omega}{v_s} \quad (13)$$

彈性波의 波長이 結晶格子에서 原子間距離의 2倍와 같을때 群速度는 零이므로 取扱되는 範圍는 赤外線以下가 되며 彈性波는 位相速度와 같게되는 群速度로 傳播하게 된다.

3. Drifting carrier의 傳播

正常모우드로부터 drifting carrier에 對한 傳播特性을 구하여, 彈性波와의 piezo-electric 結合에 응용한다. carrier가 한 方向으로만 移動한 다하고 n形半導體의 평면과만을 고려한다. Gauss式에서 空間電荷Q는

$$Q = \frac{\partial D}{\partial x} \quad (14)$$

여기서 D는 軸방향의 電氣的 變位이다. 電荷를 q, 空間電荷를 만드는데 要하는 電子數를 n_s 하면 $Q = -qn_s$ 이다. 또 電流連續式은 다음과 같다.

$$\frac{\partial T}{\partial x} = - \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (15)$$

次元 모델에서는 橫波面의 場變化가 없도록 할 수 있으므로 磁界의 回轉軸方向成分은 零이 된다. 즉,

$$\frac{\partial D}{\partial t} + J = 0 \quad (16)$$

電子의 충돌회수가 wave motion 周波數에 비하여 매우크면 n形半導體 電流는 電界에 의한 drift 電流와 濃度기울기에 의한 擴散電流의 합이 된다. 즉,

$$J = q(\mu_e n_c E + D_n \frac{\partial n_c}{\partial x}) \quad (17)$$

여기서 μ_e : 電子의 移動度

n_c : 伝導帶内の 電子數

$$D_n: \text{電子의 擴散係數} \left(D_n = \frac{\mu_e k T}{q} \right)$$

또 伝導帶内の 電子密渡는 다음과 같이 쓸 수 있다. 즉,

$$n_c = n_0 + fn_s \quad (18)$$

여기서 n_0 는 RF가 없을때 즉 電氣的 平衡時의 電子數이며 n_s 는 平衡狀態에서 이탈된 電子數로서 平衡狀態에서 이탈된 電荷가 空間電荷 qn_s 이며 이들의 f배만이 伝導帶에 존재하여 伝導에 기여한다. 空間電荷의 일부는 禁止帶 gap에 있는 trap 電子에 의하여 생기며 이들 움직이지 않는 電子들은 伝導에 참가하지 않으므로 伝導帶에 있는 空間電荷의 f배만 伝導를 돕게된다. 따라서 trapping이 없으면 空間電荷는 伝導電子로 되어 $f=1$ 이 된다. 式(14)-(18)에서 J, n_s , n_c 를 소거하면,

$$\begin{aligned} - \frac{\partial^2 D}{\partial x \partial t} - \mu_e \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (qn_0 - f \frac{\partial D}{\partial x}) E \right\} - \\ D_n \frac{\partial^3 D}{\partial x^3} \end{aligned} \quad (19)$$

로 되며 小信號때 E 는 다음과 같이 가정한다.

$$E = E_0 + E_1 e^{j\gamma x - \omega t} \quad (20)$$

여기서 E_0 : 印加된 dc電壓에 의한 電界

E_1 : 用電媒質 表面 彈性波電界

γ : 傳播定數 ($\gamma = \frac{\omega}{v_s} + ja$)이다.

式(19)에서 dc項인 $e^{j\gamma x - \omega t}$ 가 자승일 때 얻어지는 高調波項을 제거하면,

$$\begin{aligned} E_1 = \frac{-j\gamma e U}{\epsilon} \left\{ 1 + j \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \left[1 + f \frac{\gamma}{\omega} E_0 + \right. \right. \\ \left. \left. j D_n \omega f \left(\frac{\gamma}{\omega} \right)^2 \right] \right\} \quad (21) \end{aligned}$$

다음에 식(15)-(17)로부터

$$\left. \begin{aligned} J &= -j\omega D = \mu_e Q_o E + U_o Q - D_n \frac{dQ}{dx} \\ \frac{dJ}{dx} &= -j\omega Q \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

여기서 carrier drift 速度 $U_o = \mu E_o$ 이다. 이식으로부터 Q 와 J 간에 는,

$$\left. \begin{aligned} \frac{dQ}{dx} &= \beta_a Q + \left(\frac{\beta_a}{U_o}\right) \left(1 - j\frac{\omega_c}{\omega}\right) J = 0 \\ \frac{\omega dJ}{dx} + j\omega Q &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

여기서 $\omega_c = \frac{\mu_e Q_o}{\epsilon}$, $\omega_a = \frac{U_o^2}{D_n}$, $\beta_c = \frac{\omega_c}{U_o}$,

$\beta_a = \frac{\omega_a}{U_o}$, $\beta_e = \frac{\omega}{U_o}$ 이며 ω_c 는 伝導電流, ω_a 는 擴散電流, ω 는 變位電流成分이다.

식 (22)로부터 全電流密度 J_{total} ,

$$\begin{aligned} \omega J_{total} &= J + j\omega D = U_o Q + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right) \omega \in E + \\ &\left(\frac{\omega}{\omega_a}\right) \omega \in E + j\omega \in E \end{aligned} \quad (24)$$

윗식의 두번째 등식의 첫항은 carrier 와 bunching 으로부터 일어나는 伝達電流, 둘째項은 伝導電流, 셋째項은 擴散電流, 넷째項은 變位電流이다. 식 (23)을 正常모우드로 다시 쓰면

$$\left. \begin{aligned} \frac{dK_3}{dx} + \gamma_3 K_3 &= 0 \\ \frac{\partial K_4}{\partial x} + \gamma_4 K_4 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

이며 그 解는

$$K_3 = \frac{1}{\omega_a} \sqrt{\frac{c}{\epsilon}} \left\{ U_o Q - j \left(\frac{\omega_a}{2\omega} \right) \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{\omega_c}{\omega_a} \right) + j4 \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)} \right] J \right\} \quad (26)$$

$$K_4 = \frac{1}{\omega_a} \sqrt{\frac{c}{\epsilon}} \left\{ U_o Q - j \left(\frac{\omega_a}{2\omega} \right) \left[1 - \sqrt{1 + 4 \left(\frac{\omega_c}{\omega_a} \right) + j4 \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)} \right] J \right\} \quad (27)$$

이며,

$$\begin{aligned} \gamma_3 &= -\frac{\beta_a}{2} \left[1 - \sqrt{1 + 4 \left(\frac{\omega_c}{\omega_a} \right) + j4 \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)} \right] \\ &\equiv \alpha_3 + j\beta_3 \\ \gamma_4 &= -\frac{\beta_a}{2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{\omega_c}{\omega_a} \right) + j4 \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)} \right] \\ &\equiv \alpha_4 + j\beta_4 \end{aligned}$$

$\beta_3 = \beta_4$ 이므로 K_3 는 前進波, K_4 는 後進波가 되며 同 一 位相速度로 進行한다. 또 항상 $\beta_3 < \beta_e$

$\left(\beta_e = \frac{\omega}{U_o}\right)$ 이므로 波는 carrier의 drift速度보다 빠르게 된다. 임의의 값에 대하여 $\alpha_3 = (+)$, $\alpha_4 = (-)$ 로 波모우 減衰가 있으며 항상 $|\alpha_4| > |\beta_4|$ 이므로 前進波의 減衰가 적으며,

$$-\frac{\omega}{\omega_a} \ll 1, \quad \frac{\omega_c}{\omega} \ll 1 \text{ 이면 } \frac{\alpha_3}{\beta_3} \ll 1 \text{ 이 된다.}$$

4. 彈性波와 Carrier wave의 結合

Piezoelectric結晶体에서 drifting carrier에 依한 界面 媒質의 stress를 誘發하고 彈性波를 同伴하는 strain은 drifting carrier에 影響을 주는 界面 誘發한다. 식 (5)에서 係數 C_4 를 決定하기 爲한 要素는 $LiNbO_3$ 媒質에 同伴하는 電界가 이온 半導體와의 接點結合시기를 物理的條件이다.

靜電氣力은 1λ 의 表面層까지 動作범위를 가지므로 그림 2와 같이 直接媒質(半導體)을 表面에 結合

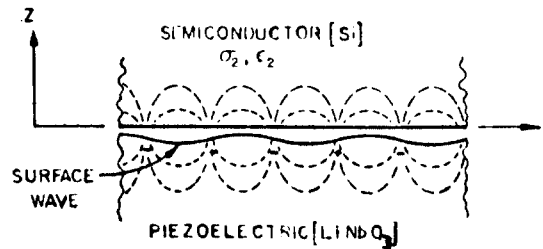


그림 2 반도체와 일정궤를 가진 表面波 增幅器
Surface-wave amplifier made up of separate semiconducting and piezo-electric blocks.

(約 $10^{-8}m$ 이하)가 高周波 電界에 대하여 $LiNbO_3$ 表面의 機械的인 振動과의 結合없이 本質적으로 直接接觸한 것과 同 一 效果를 얻을수 있어서 增幅지키 爲한 結合이 아득히 잘 수 있다.

다음 方式은 그림 3 과 같이 piezoelectric 基板 表面에 半導體의 매우 얇은 film을 두어 物質의 層이 거 이 無限媒質 表面에 적용될 때 表面彈性波가 修正되어 새로운 波모우드를 誘導시키나 層이 充分히 얇으면 表面波는 攪亂이 무시되고 film의 어떠한 機械的인 效果도 무시될 수 있게된다. 이 경우 relaxation-time constant는 $\tau = \frac{\epsilon + \epsilon_o}{\sigma k\theta}$ 로되며 실효저항이

$$\frac{1}{k\theta} \text{ 배로 커진다.}$$

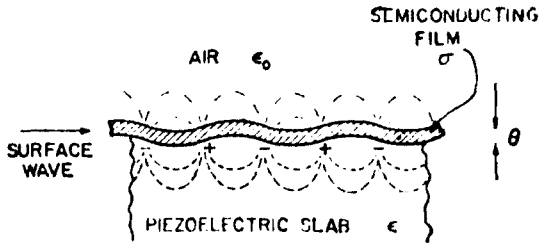


그림3 半導體 film으로 된 表面波 增幅器
Surface-wave amplifier made up of semiconducting on piezo-electric substrate.

지금 electromechanical 結合係數 k 를 $k^2 \equiv \frac{e^2}{\epsilon c}$ 로 定義하면 大部分의 物質은 $k^2 \ll 1$ 이다. 식(7) 과 식(8), (9) 및(15) 를 結合하여 T, U, Q, J 에 대한 微分式을 求하면,

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dx} - j\left(\frac{\omega}{v_s}\right)Z_0U &= 0 \\ Z_0\frac{dU}{dx} - j\left(\frac{\omega}{v_s}\right)T &= -Z_0\frac{k^2}{e}J \\ \frac{dQ}{dx} - \beta_a Q + \frac{\beta_a}{U_0}\left(1 - j\frac{\omega_c}{\omega}\right)J &= \frac{k^2}{e}\beta_c\beta_a T \\ \frac{dJ}{dx} + j\omega Q &= 0 \end{aligned}$$

이들 式을 非圧電物質의 正常모우드로 쓰면,

$$\begin{aligned} \frac{dK_1}{dx} + \gamma_1 K_1 &= \frac{j\left(\frac{\omega}{2v_s}\right)k}{\sqrt{1 + 4\left(\frac{\omega_c}{\omega_d}\right) + j4\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)}}(K_3 - K_4) \\ \frac{dK_2}{dx} + \gamma_2 K_2 &= \frac{-j\left(\frac{\omega}{2v_s}\right)k}{\sqrt{1 + 4\left(\frac{\omega_c}{\omega_d}\right) + (j4\frac{\omega}{\omega_1})}}(K_3 - K_4) \\ \frac{dK_3}{dx} + \gamma_3 K_3 &= -\beta_c k(K_1 + K_2) \\ \frac{dK_4}{dx} + \gamma_4 K_4 &= -\beta_c k(K_1 + K_2) \end{aligned}$$

$\frac{\omega_c}{\omega_d} \ll 1, \frac{\omega}{\omega_d} \ll 1, \frac{\omega}{\omega_d} \ll \frac{v}{U_0}$ 이면 $|\gamma_1 - \gamma_3| \ll |\gamma_1 - \gamma_4|$ 로 되어 后進 carrier 波로의 結合이 무시된다. 즉 carrier drift 속도가 彈性波 速度와 거의 같을 경우 ($U_0 \approx v_s$) $K_2 = K_4 = 0$ 로 되어 前進波 K_1 과 K_3 의 關係式은 $e^{-\gamma x}$ 에 따라 傳播되던 식(30)은

$$\left(\gamma^2 - \frac{1}{v_s^2}\right)(\gamma^2 + \beta_a \gamma - \beta_a \beta_c - j\beta_a \beta_e) = \left(\frac{\omega^2}{v_s^2}\right)\beta_c \beta_a k^2$$

$\gamma_i = \Phi_i + \theta_i k^2 + \dots$ 로 놓아 k^2 을 소거하면,

$$\begin{aligned} \theta_i &= \frac{\beta_c \beta_a \omega^2 / v_s^2}{4\Phi_i^2 + 3\beta_a \Phi_i^2 + 2\left(\frac{\omega^2}{v_s^2} - \beta_c \beta_a - j\beta_e \beta_a\right)\Phi_i} \\ &+ \frac{\beta_a \omega^2}{v_s^2} \end{aligned} \quad (32)$$

여기에 $\gamma_i = \frac{j\omega}{v_s}$ 를 넣어 實數部를 取하면

$$\begin{aligned} R_e \theta_1 &= R_e \frac{\frac{\omega_c}{2v_s}}{1 - \frac{U_0}{v_s} - j\left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_n}\right)} = \\ &= \frac{\frac{\omega_c}{2v_s}\left(1 - \frac{U_0}{v_s}\right)}{\left(1 - \frac{U_0}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_n}\right)^2} \end{aligned} \quad (33)$$

여기서 擴散周波數 $\omega_n = \frac{v_s^2}{U_0^2 \omega_d} = \frac{v_s^2}{fD_n}$, 伝導電流周波數 $\omega_c = \frac{\sigma}{\epsilon}$ 이다. 이 式에서 $U_0 > v_s$ 일 때 (+) 값이 되고 $U_0 < v_s$ 일 때는 (-) 값이 된다. 따라서 carrier drift 速度가 彈性波 速度보다 더 낮은 速度로 圧電物質을 통하여 drift 하면 進行 彈性波는 減衰를 일으키고 drift 速度가 表面彈性波 速度보다 더 크면 增幅된다.

5. 彈性波의 增幅利得과 損失

波動方程式(9) 에 식(21) 을 넣어 γ 에 대해 풀면

$$-Q\omega^2 = -C'\gamma^2 \quad (34)$$

여기서 $C' =$

$$C \left(1 + \frac{\frac{e^2}{\epsilon c}}{1 + j\frac{\sigma/\epsilon \cdot \omega}{1 + f\mu\left(\frac{\gamma}{\omega}\right)E_0 + jD_n f\left(\frac{\gamma}{\omega}\right)^2}} \right) \quad (35)$$

C' 는 修正된 彈性 tensor 이다. 따라서 $\gamma = j\alpha + \frac{\omega}{v_s}$ 의 解는 複素係數를 갖는 4 次方程式이다. 보통

$k^2 = \frac{e^2}{\epsilon c} \ll 1$ 이고 減衰가 작으므로 $\left(\alpha \ll \frac{\omega}{v_s}\right)$ 식(34)에서 減衰定數 α 는,

$$\alpha = \frac{k^2}{2v_s} \left[\frac{\lambda \omega c}{\lambda^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_d}\right)^2} \right] \quad (36)$$

여기서 $\lambda = 1 - \frac{f\mu E_0}{v_s}$ 는 誘電體의 relaxation freq

이며 電子의 drift速度 μE_0 와 彈性波速度와의 比이다. 따라서 λ 가 (+)일때 α 도 (+)가 되어 進行波는 振幅이 成長한다. $f=1$ 일때 두 速度가 同一方向이면, 電子의 drift速度가 彈性波 速度보다 超過할때 增幅이 된다.

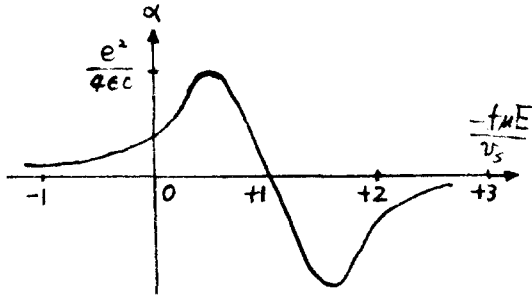


그림 4 電界에 대한 減衰特性; (-)減衰가 增幅에 해당
Dependence of attenuation constant on electric field.

그림 4는 電界에 대한 減衰定數 α 와의 關係를 나타내는 것으로 $v_s = U_0$ 되는 電界에 대하여 奇函數로 나타난다. λ 에 대하여 α 가 (+)로되는 特性은 利得이 되고 (+) λ 에 대하여는 損失을 나타낸다. 식 (33)에서 $R_e(-\theta_1)$ 이 最大값을 갖기위한 條件은,

$$\frac{U_0}{v_s} = 1 + \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_d} \quad (37)$$

이며, 이때 彈性波의 進行波 $R_e(-\theta_1)_{max}$ 는,

$$R_e(-\theta_1)_{max} = \frac{\omega}{4 v_s \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_b} \right)} \quad (38)$$

또 식 (36)에서 rad 당 利得 $\alpha\left(\frac{v_s}{\omega}\right)$ 는

$$\alpha\left(\frac{v_s}{\omega}\right) = \frac{k^2}{2} \frac{\frac{\omega_c}{\lambda \omega}}{1 + \left(\frac{\omega_c}{\lambda \omega}\right)^2 \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_b}\right)^2} \quad (39)$$

다른 定數를 一定하게 하고 電界를 파라미터로 할 때 最大利得을 얻기 爲한 條件은,

$$-\lambda = \frac{\omega_c}{\omega} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_b} \right) \quad (40)$$

이 때의 最大利得 G_m 은

$$G_m = -\alpha\left(\frac{v_s}{\omega}\right) = \frac{k^2}{4 \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_b} \right)} \quad (41)$$

그림 5는 $\omega_b = 25 \omega_c$ 일때 周波數에 대한 rad 당 利得을 나타낸 것으로 dc電界가 印加될때 교류電子 電

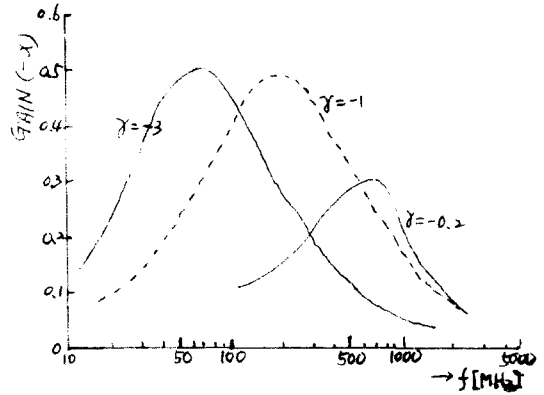


그림 5 周波數에 대한 定規化 利得 관계
Calculated normalized gain as a function of frequencies.

流은 $J_1 = \frac{\sigma E_1}{\lambda}$ 일때 즉 $\omega = \frac{\sigma}{\epsilon \lambda}$ 일때 最大 利得과 最大損失인 일어난다. $\omega^2 \ll \omega_c \omega_b$ 상태가 더 以上 維持되지 않으면 利得과 損失은 감소하게 된다.

6. 結 論

Piezoelectric結晶体에 對한 表面彈性波 增幅을 彈性波와 drifting carrier間的 相互作用의 基本的인 모양과 電氣的 境界條件에 對한 表面波 速度의 依存性에 對한 關係를 求하는 方法에 依하여 非結合 시스템의 正常모우드로 解析하였다.

LiNbO_3 와 같은 piezoelectric半導體에서 一定한 方向으로 進行하는 高周波는 dc電界의 適用에 依하여 增幅또는 減衰될 수 있는데 高周波가 存在하는 媒質에 흐르는 直流電流는 高周波와의 相互作用할 進行하는 ac電界를 만들며 增幅은 電子의 drift速度가 彈性波 速度를 超過할 때 일어난다. 前進波 利得은 周波數가 $\omega = \sqrt{\omega_c \omega_b}$ 일때 最大로 되며 이것을 microwave領域까지 擴張할 수 있다.

表面波 增幅은 drift電界가 弱일때 非電物質의 抵抗性에 對한 電氣的 損失의 依存性과 electromagnetic結合係數는 表面的으로 是 bulk wave增幅과 비슷한 모양이고 電子의 損失로 부터 利得으로의 轉換은 電子의 drift速度가 表面波速度와 관계되는 點에서 일어난다.

表面波 增幅器는 表面 또는 極히 制限된 깊이 以內에서만 動作되며 carrier drift動作으로 생기는 熱은 表面層이 doping에 依하여 導電性으로 되거나 制御된

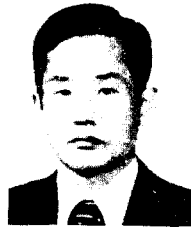
照明으로 될 때만 最少로 된다. 잃은 半電半導體 film도 充分히 높은 移動도를 갖는다면 利用될 수 있다. 또 製造上 電極을 가진 表面波 transducer가 反射波를 무시할 수 있도록 設計가 가능하며 遲延回路는 接着性을 가진 tape나 樹脂와 같은 減衰物質로 coating될 수 있어서 安定度 問題가 덜어진다. 이 增幅器에서 同 - bulk波增幅에서 생기는 發振에 대한 安定은 表面層이 動作될 때만 增加된다.

高周波增幅은 훨씬 높은 周波數까지 擴張할 수 있음을 보이며 $w^2 \ll w_c w_b$ 상태가 더 이상 유지되지 않을 때에는 高濃度領域으로 부터 debunching에 의해 擴散되어 나가므로 利得이 減少된다.

參 考 文 獻

- (1) G. S. Kino, "Acousto-electric Interactions in Acoustic Surface Wave Devices", Proc. IEEE, pp. 724-747, May 1976
- (2) J. H. Collins, K. M. Lakin, C. F. Quate and H. J. Shaw, "Amplification of acoustic Surface - Wave Adjacent Semiconductor and Piezoelectric Crystals", Applied Physics Letters, vol. 13, No. 9, pp. 314-316, Nov. 1968.
- (3) Y. Mizushima and T. Sudo, "Surface-wave Amplification between Parallel Semiconductors", IEEE Trans. Elec. Devices, vol. ED-17, No. 7, July 1970.
- (4) J. J. Campbell and W. R. Tones, "A Method for Estimating Optimal Crystal Cuts and Propagation Directions for Excitation of Piezoelectric Surface Waves" IEEE Trans. Sonic and Ultrason., vol. SU-15, No. 4, pp. 209-217, Oct. 1968.
- (5) K. A. Ingebrigsten, "Surface Waves in Piezoelectrics", Journal of Applied Physics, vol. 40, No. 7, pp. 2681-2686, June 1969.
- (6) K. M. Lakin, J. H. Collins and P. J. Hagon, "100MHz Surface acoustoelectric Amplifier Exhibiting Stable Terminal gain with dc Drift Field", Proc. IEEE-Lett., vol. 57, pp. 740-742, Apr. 1969.
- (7) C. Fischler and S. Yando, "Amplification of guided Elastic Waves in Piezoelectric Plates Through Electrical Coupling to a Semiconductor", Applied Physics Letters, vol. No. 11, pp. 366-368, Dec. 1969.

- (8) H. Hayakawa and M. Kikuchi, "Amplification of Ultrasonic Waves under dc Operating Condition in InSb under Transverse Magnetic Field", Applied Physics Letters, vol. 12, No. 8, pp. 251-252, Apr. 1968.
- (9) R. Adler, "Simple theory of Acoustic Amplification", IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, vol. SU-18, No. 3, pp. 115-118, July 1971.
- (10) K. M. Lakin and H. J. Shaw, "Surface-wave Delay Line Amplifiers", IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-17, No. 11, pp. 740-742 Nov. 1969.
- (11) L. A. Coldren and G. S. Kino, "The In Sb on Piezoelectric Rayleigh Wave Amplifier", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-21, No. 7, pp. 421-427, July 1974.
- (12) S. T. Kowel and P. G. Kornreich, "Electrodynamic Instabilities in the Deformation Potential Interaction", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-17, No. 10, pp. 829-843, October 1970.
- (13) H. Sasaki and N. Mikoshiba, "Directional Coupling of Magnetostatic Surface-waves in a Layered Structure of YIG films", Journal of Applied Physics, vol. 52, No. 5, May 1981.
- (14) C. Kingner, J. Heil and B. Luthi, "Surface acoustic Wave Propagation in Paramagnets and Ferromagnets", Journal of Applied Physics, vol. 52, No. 3, March 1981.
- (15) R. M. White, "Surface Elastic-Wave Propagation and Amplification", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-14 No. 4 pp. 181-189, April 1967.



李 潤 鉉 Yun Hyun LEE 正會員
 1941年8月24日生
 1965年2月：韓國航空大學 電子工學科 卒業
 1979年2月：檀國大學校 大法院 電子工學科 卒業(工學碩士)
 1978年3月~1980年2月：東洋工業專門大學 助教授
 1980年3月~現在：韓國航空大學 通信工學科 專任講師