

## 1-2 横磁場中での表面弾性波増幅

\*大阪府大.工学部, †岡山大.工学部 山西 正道\* 小野 軒夫\*  
吉田 洪† 宮内 武\*

強誘電体と半導体を組み合わせるいわゆる Separated Medium Amplifier (S.M.A.) 構造による acoustic surface wave の増幅については既に報告があるが<sup>1)2)</sup> これは nonresonant なものである。acoustic surface wave の resonant な増幅については、Bers et al. が、extrinsic な半導体と圧電体の system に強い横磁場を印加する ( $B = 20 \sim 50 \text{ KG}$ ) ことによってこれを生起せしめることと、理論・実験の両面より示している。<sup>3)4)</sup> 筆者等は、intrinsic な半導体を使用することによって、上記 resonant 増幅に必要な磁場が小さくなることを理論的に示し<sup>5)</sup>、さらに PZT-Ge の configuration で実験的に示した。<sup>6)</sup> こゝでは、より詳しい理論と  $\text{LiNbO}_3$  を用いた実験の結果を示す。理論 SMA 構造 (Fig. 2 参照) の、横磁場の効果を含んだ分散式は次のようになる。<sup>5)</sup>

$$(k - k_a)(k - k_c) = -\left(\frac{K^2}{2}\right) \left(\frac{E_p}{E_p + E_s}\right) \frac{\text{Im}(k_c - \omega/v_{oe})}{1 + i \left(\frac{E_s}{E_p + E_s}\right) \left(\frac{\omega k_c}{\omega}\right)} \quad (1)$$

こゝで、 $k_c$  は

$$k_c = \left(\frac{\omega}{v_{oe}}\right) \frac{1}{1 + \left(\frac{E_s}{E_p + E_s}\right)^2 \left(\frac{\omega k_c}{\omega}\right)^2} \left[ 1 + \left(\frac{E_s}{E_p + E_s}\right)^2 \left(\frac{\omega k_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{E_s}{E_p + E_s}\right) \left(\frac{\omega k_c}{\omega}\right) \left\{ \left(\frac{E_s}{E_p + E_s}\right) \left(\frac{\omega k_c}{\omega}\right) - d_e \right\} + i x \right] \left(\frac{E_s}{E_p + E_s}\right) \left(\frac{\omega k_c}{\omega}\right) \left\{ 1 + \left(\frac{E_s}{E_p + E_s}\right) \left(\frac{\omega k_c}{\omega}\right) d_e \right\} \quad (2)$$

と与えられ、piezo-electric coupling がない ( $K^2=0$ ) ときの半導体中の carrier wave の波数である。 $k_a, k_c$  はおのれの  $K^2=0$  の  $\omega c = 0$  および  $\omega c = \omega k_c = \infty$  のときの acoustic wave の波数である。 $v_{oe}$  は electron の D.C. drift velocity であり、 $d_e = \mu_e B_0$ 、また  $\omega c_e^*$  は、 $\omega c_e^* = \omega c_e / (1 + d_e^2)$  と与えられる変形 relaxation frequency である。添字 p, s, e, n は、圧電体、半導体、電子、正孔に関する量を示している。(1) 式で波数  $k$  の虚数部 (減衰) を求めることによって増幅利得を求めることが出来る。その際、 $k_a$  はほとんど実数とみなせる値があるので、もし、 $k_c$  が実数であれば、 $k_a \approx k_c$  なる非常に強い増幅が起こりうる。すなわち (2) 式より、

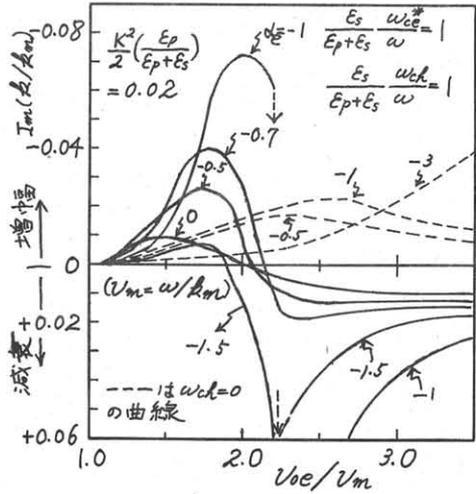


Fig. 1

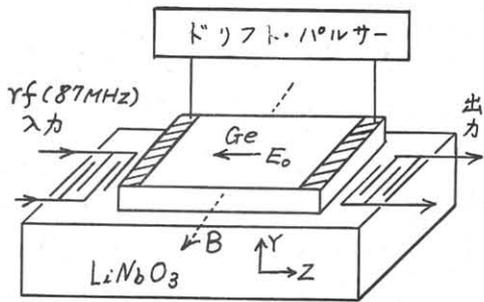


Fig. 2

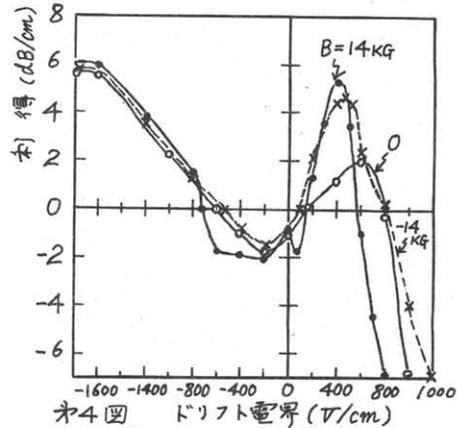
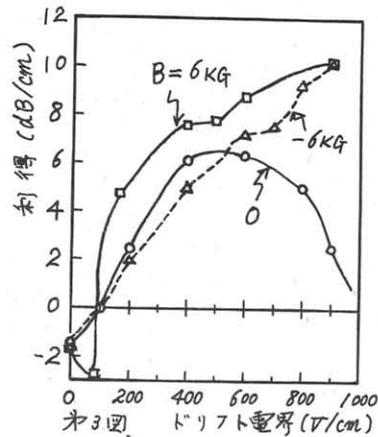
$$1 + (E_s/E_p + E_s)(\omega d/\omega) d e \approx 0 \quad (3)$$

のときに、その可能性がある。数値計算結果の一例をオ1図に示す。すなわち  $d e = -1$  ( $\mu < 0$ ) より  $B > 0$  の近くで強い resonant 増幅が起こる。 $d > 0$  すなわち  $B < 0$  のとき利得はかえって減少する。extrinsic  $\omega d = 0$  のときは、 $d e = -1$  程度では resonant 増幅に到っていない。

**実験結果** オ2図に試料の構造を示す。

鏡面研磨された Y cut Z oriented の  $LiNbO_3$  の上に周期  $40 \mu$  の interdigital transducer を設け、これによって  $87 MHz$  の acoustic surface wave (Rayleigh 波) を送受する。これに、両端オーミックの Ge ( $50 \Omega cm$  - cm nearly intrinsic) を押しつける。オ3図、オ4図に実験結果を示す。同図の横軸は、Ge に印加されるドリフト電界で、電子と Rayleigh 波が同方向に進む場合を正とした。縦軸は、出力レベルの変化分を、Ge の  $1 cm$  当りの値で示したもので、電子の移動度と  $3000 cm^2/V \cdot sec$  と仮定し、電子のドリフト速度  $U_{de}$  と Rayleigh 波の速度が一致するときの出力レベルを基準とした。横磁場  $B$  は、オ2図の向きを正とした。現在まで得られた結果は、オ3図、オ4図のごとき2種類に大別される。すなわち、オ3図の場合、 $500 V/cm$  以下の正電界では、 $B > 0$  に対して、

利得が大となり理論と定性的に一致するが、 $1000 V/cm$  付近では、磁場の向きによる結果となっている。また、負電界側では  $B < 0$  に対して強い減衰領域 ( $-15 dB/cm$ ) が存在し、オ4図の負電界側での増幅は見られない。オ4図においては、負電界側で磁場に依存しない増幅領域が存在し、正電界 ( $< 500 V/cm$ ) 側では、ほとんど磁場の向きに依存しない結果となっている。オ4図の場合は、 $LiNbO_3$  との境界面に Ge 中の正孔がより多く accumulate しているためと思われるが詳細は不明である。上述の結果には、 $LiNbO_3$  と Ge 間の air gap が強く効いていると思われる。現在 gap を縮める試みおよび、Ge の電極の一端を p-n 接合として injected carrier を利用する試みを行っている。謝辞  $LiNbO_3$  単結晶については、日電中研のち々に御援助いただきましたことと深く感謝します。また、interdigital transducer の制作に御援助いただいた電子線研 固体物性研究室のち々に感謝します。さらに、本学、河村助教授には実験に際して種々御援助いただいたことと感謝します。



#### 文献

- 1) K. Yoshida, M. Yamamichi: J.JAP 2 ('68) 1143.
- 2) J.H. Collins et al.: APL 13 ('68) 314.
- 3) A. Bers et al.: ibid 16 ('70) 300.
- 4) " : " to be published.
- 5) 山西, 小野吉田: 電振 131 巻 No. 281 ('70)
- 6) M. Yamamichi, M. Ono, K. Yoshida: J.JAP 10 ('71) 226.