

# 金属周期構造上の圧電すべり表面波の伝搬特性

青 木 彪\* 若 谷 茂 樹\*\*

## Bleustein-Gulyaev Wave in Periodic Metal Strips on a Piezoelectric Surface

Takeshi AOKI, Shigeki WAKATANI

Dispersion relations around at Bragg reflection are derived for Bleustein-Gulyaev wave propagating through periodic metal strips on a piezoelectric surface. Those relations depend upon relative permittivity, electromechanical coupling constant of piezoelectrics, and depend on whether electrodes are electrically insulated (open) or connected (shorted). Numerical calculations demonstrate striking features of the Bleustein-Gulyaev wave dispersion, much differing from those of Rayleigh wave. The optimum metallization ratio of IDT's electrode finger is found to be in a range from 0.6 to 0.7, in contrast to 0.5 of Rayleigh wave. In some range of metallization ratio, upper band curves in the dispersion are convex regardless of the electrical boundary condition, which cannot be predicted by conventional "mixed circuit" model. Trapped mode of Bleustein-Gulyaev wave turns into leaky mode above the upper stopband frequency and below the frequency at which bulk shear wave is to be launched.

### 1. ま え が き

$C_{66}$  や  $C_{\infty v}$  の対称性をもつ圧電媒質の表面には Rayleigh 波と呼ばれる通常の弾性表面波 (SAW) 以外に Bleustein-Gulyaev 波 (以後 BG 波と略す)<sup>1)2)</sup> と呼ばれる弾性表面波が存在し得る。この BG 波は別名、圧電すべり表面波と呼ばれ Rayleigh 波が進行方向に対して縦方向と横方向の媒質変位を伴うのに対して、BG 波は表面に沿った媒質の軸方向の横方向変位のみで、Rayleigh 波よりも単純な振動モードであると言える。従って波の進行方向に対して垂直な端面での BG 波の

反射は、端面が進行方向に正確に垂直に切り出されていれば完全反射が実現できる。このことは Q 値の高い SAW 共振子として BG 波のデバイス化の可能性を示している。また BG 波は Rayleigh 波に対して電気機械結合係数が大きいことも SAW デバイスとして有利である。それにもかかわらず BG 波が実用化されていない理由は圧電体表面上の境界条件(すなわち表面インピーダンス)に対する BG 波の伝搬特性(速度)が Rayleigh 波の場合と異なること<sup>3)4)</sup>、圧電体表面上の金属周期構造における BG 波の伝搬特性(分散関係)の解析がなされておらず、電氣的信号を弾性表面波に変換する弾性表面波すだれ状電極 (interdigital transducer, 以後 IDT と略す) に関する明確な設計指針がないことも一因である。本論文

\* 電子工学科教授

\*\* (現在) ソニー株式会社  
昭和 58 年 9 月 17 日受理

は BG 波について金属周期構造上の伝搬特性を解析し, BG 波用 IDT の基本的設計指針に役立てることを目的としている。

2. 圧電媒質表面上の金属周期構造における BG 波空間高調波の実効誘電率

$C_{6v}$  あるいは  $C_{\infty v}$  の 6 回軸 ( $c$  軸) を  $z$  軸として,  $z$  軸を含む  $x$ - $z$  面を圧電媒質の表面と考える (図 1)。そして  $y > 0$  の方向に半無限圧電

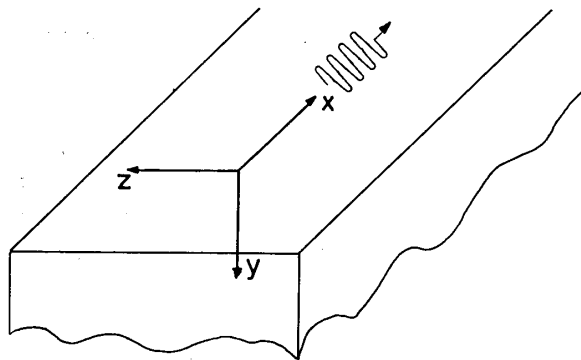


図 1  $C_{6v}, C_{\infty v}$  圧電体表面 ( $c$  軸を  $z$  軸とする) 上の BG 波

媒質を考え, BG 波に関するすべての変数が,  $\exp[j(\omega t - k_x x - k_y y)]$  なる変化をするとき, BG 波の実効誘電率は

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{D_y |k_{xr}|}{\phi k_x k_{xr}} \quad (1)$$

で与えられる<sup>3)~5)</sup>。ここで  $D_y$  は  $y$  方向の電束密度,  $\phi$  は電位,  $k_{xr}$  は  $x$  方向の波数  $k_x$  の実数部である。弾性方程式および圧電性による電界について準静的近似を適用すると, BG 波は  $x, y$  方向の波数それぞれ  $k_x, k_y$  について,

$$k_{xL}^2 + k_{yL}^2 = 0 \quad (2)$$

を満たすラプラス・モードと

$$k_{xs}^2 + k_{ys}^2 = -\frac{\rho}{\bar{C}} \omega^2 \quad (3)$$

を満たす音響モードの 2 つの波の合成より成り, その割合は境界条件に依存することがわかっている<sup>3)4)</sup>。ここで  $\rho$  は媒質の密度,  $\bar{C}$  は

$$\bar{C} = C_{44}^E \left( 1 + \frac{e_{x5}^2}{C_{44}^E \epsilon_{xx}} \right) \quad (4)$$

で与えられる圧電性の影響を受けた (piezoelectrically stiffened) 弾性定数である。ここで  $C, e, \epsilon$  はそれぞれ媒質の弾性定数, 圧電定数, 誘電率を表わし, suffix は Auld のテキスト<sup>6)</sup> に従っている。(2), (3) 式について波動は  $x$  方向に伝搬することを考えれば, 2 つのモードの位相は  $x$  方向についてマッチングし,  $k_{xL} = k_{xs} = k_x$  が成立しなければならない。また圧電体表面について stress free の境界条件を仮定すると, BG 波の実効誘電率は

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_{xx}}{1 + j \frac{|k_{xr}|}{k_{xr}} k_x \gamma^2 / k_{ys}} \quad (j^2 = -1) \quad (5)$$

で与えられ,  $\gamma$  は BG 波の electromechanical coupling constant  $K_{15}$  に等しく

$$\gamma^2 = K_{15}^2 = K_{55}^2 / (1 + K_{55}^2),$$

$$K_{15}^2 = \frac{e_{x5}^2}{C_{44}^D \epsilon_{xx}^S}, \quad K_{55}^2 = \frac{e_{x5}^2}{C_{44}^E \epsilon_{xx}^S} \quad (6)$$

で表わされる。BG 波は表面に局在する波であるから,  $y$  軸方向 ( $y > 0$ ) に波が減衰するためには  $k_y$  は必ず虚数部をもち, しかもその値は負でなければならない。ラプラス・モードについては (2) 式より  $k_x$  が実数であればこれが満たされるが, 音響モードについては (3) 式より  $\rho \omega^2 / \bar{C} < k_x^2$  でなければならないが, 後述するように  $k_x$  が複素数のときはこのような簡単な条件にならない。さらに図 2 のように周期  $p$ , 金属ストリップの幅  $w$  の金属周期構造が圧電体表面に存在する場合は, 金属ストリップによる電界の短絡効果により, BG 波に関するすべての変数は Floquet の定理により

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{-j(k_x x - (2n\pi/p)x + k_y y)} e^{j\omega t} \quad (7)$$

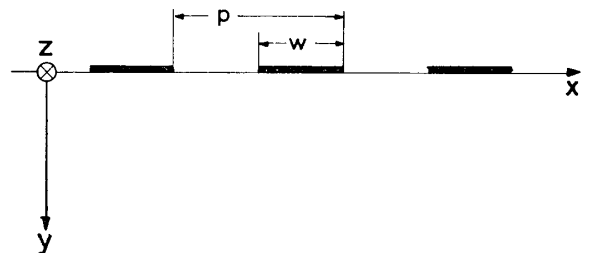


図 2 圧電体表面上の金属周期構造

に展開され、無数の空間高調波が存在する。金属ストリップの質量負荷効果を見捨てた stress free の境界条件を適用すれば、各空間高調波について (5) 式のような実効誘電率が求まり、BG 波を単なる静電界と見なして解析することができる<sup>7)</sup>。簡単のために

$$\theta = \frac{2\pi x}{p}, \quad s = \frac{k_x p}{2\pi}, \quad \Delta = \frac{\pi w}{p} \quad (8)$$

のように無次元化すると、(1.7) 式は

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{-j(s+n)\theta} \cdot e^{j(\omega t - k_y y)} \quad (9)$$

となる。各静電界波に対する金属ストリップによる境界条件は  $|\theta| < \Delta$  で  $E_x = -\partial\varphi/\partial x = 0$ ,  $\Delta < |\theta| < \pi$  で  $D_y = 0$  であり、 $E_x$ ,  $D_y$  の (9) 式のような展開係数はそれぞれ  $\cos \Delta$  を変数とするルジャンドルの多項式の和で表わすと解析可能となる<sup>7)</sup>。BG 波の実効誘電率は  $k_x$  の正負にかかわらず (5) 式が成立すること、 $k_{ys}$  の虚数部が負であることを考えれば、 $n$  次空間高調波の実効誘電率は

$$\epsilon_{\text{eff}}(n) = \frac{\epsilon_{xx}}{1 - \gamma^2 / \sqrt{1 - \left(\frac{s_\infty}{s+n}\right)^2}} + \epsilon_0 \quad (10)$$

のように表わされる。ここで真空の誘電率  $\epsilon_0$  が加わるのは電極間での境界条件を  $D_y = 0$  ( $\Delta < |\theta| < \pi$ ) とおくためである<sup>7)</sup>。また (10) 式の根号が複素数になる場合は正負の符号が問題になる。表面波であるためには  $k_{ys}$  の虚数部が負でなければならぬので、(3) 式よりその実数部が正のものを採用する。 $s_\infty$  は角周波数  $\omega$  に比例し  $s_\infty = \rho\omega / 2\pi V_\infty$  で与えられ、 $V_\infty = \sqrt{C/\rho}$  は  $c$  軸方向に変位をもつ横波バルク波の速度である。Rayleigh 波の場合<sup>5)</sup>と同様に BG 波でも  $s$  と  $s_\infty$  の値は近い<sup>4)</sup>。さらに IDT の解析では Bragg 反射の条件が満たされるとき、つまり弾性表面波の半波長が金属周期構造の 1 周期  $p$  に近いときの  $\omega - k_x$  関係 (分散関係) が重要になる。このとき  $k_x \approx \pi/p$  すなわち  $s \approx 1/2$  となって、 $n=0$  の基本波と  $n=-1$  の第 1 後進波の規格化波数  $s$  と  $s-1$  の大きさが互いに近くなる。したがって  $n=0$  あ

るいは  $n=-1$  の場合は  $(s_\infty/(s+n))^2$  は 1 に近く (10) 式は  $s$  に強く依存する。一方、 $n$  が 0,  $-1$  以外の値をとるとき、すなわち基本波と第 1 後進波以外では  $(s_\infty/(s+n))^2$  は 1 より十分小さいと仮定し、実効誘電率  $\epsilon_{\text{eff}}(n)$  を

$$\epsilon_\infty = \left( \frac{\epsilon_s}{1 - \gamma^2} + 1 \right) \epsilon_0 \quad (11)$$

で近似する。 $\epsilon_s = \epsilon_{xx}/\epsilon_0$  は媒質の比誘電率である。金属ストリップ電極のすべてが電氣的に開放されている場合と短絡されている場合の分散式は文献 7) の (41), (42) 式に文献 8) の (12) 式ないし (21) 式をそれぞれ組み合わせることによって

$$(1 + \cos \Delta)(1 - \cos \Delta + 2\chi) \{ \epsilon(0) - \epsilon_\infty \} \\ \times \{ \epsilon(-1) - \epsilon_\infty \} + 2(1 + \chi) \\ \times \epsilon_\infty \{ \epsilon(0) - \epsilon_\infty + \epsilon(-1) - \epsilon_\infty \} + 4\epsilon_\infty^2 = 0 \quad (12)$$

から求まる。ここで  $\chi$  はルジャンドル関数で与えられ

$$\chi = \begin{cases} P_{1/2}(\cos \Delta) / P_{-1/2}(\cos \Delta) & \cdots \text{開放} \\ -P_{1/2}(-\cos \Delta) / P_{-1/2}(-\cos \Delta) & \cdots \text{短絡} \end{cases} \quad (13)$$

となる。 $\epsilon(0)$ ,  $\epsilon(-1)$  は基本波及び第 1 後進波の実効誘電率 (10) 式で  $s=1/2(1+\delta)$ ,  $s_\infty=\nu/2$  に変換して

$$\epsilon(0) = [\epsilon_s / \{ 1 - \gamma^2 / \sqrt{1 - \nu^2 / (1 + \delta)^2} \} + 1] \epsilon_0 \quad (14)$$

$$\epsilon(-1) = [\epsilon_s / \{ 1 - \gamma^2 / \sqrt{1 - \nu^2 / (1 - \delta)^2} \} + 1] \epsilon_0 \quad (15)$$

で与えられる。さらに

$$A = 1 + \cos \Delta \quad (16a)$$

$$B = 1 - \cos \Delta + 2x \quad (16b)$$

$$C = 1 / (1 - \gamma^2) + \epsilon_0 / \epsilon_s \quad (16c)$$

$$S = 1 - \nu^2 / (1 + \delta)^2 \quad (16d)$$

$$T = 1 - \nu^2 / (1 - \delta)^2 \quad (16e)$$

$$\lambda = \{ A\gamma^2 / (1 - \gamma^2) - 2C \} \{ B\gamma^2 / (1 - \gamma^2) - 2C \} \quad (16f)$$

$$\mu = \gamma^2 \{ AB\gamma^2 / (1 - \gamma^2)^2 \\ - (A+B)C(1 + \gamma^2) / (1 - \gamma^2) + 4C^2 \} \quad (16g)$$

$$\sigma = \gamma^4 \{ A / (1 - \gamma^2) - 2C \} \{ B / (1 - \gamma^2) - 2C \} \quad (16h)$$

とおけば, (12) 式は

$$\lambda \sqrt{S} \sqrt{T} + \sigma = \mu(\sqrt{S} + \sqrt{T}) \quad (17)$$

となる. ここで  $\sqrt{S}$ ,  $\sqrt{T}$  が複素数になる場合には, その実数部が正であるものを採用するので, (17) 式を展開して  $\delta^2$  の 4 次方程式として解を求めたとき, 根  $\delta^2$  が (17) 式の真の解か否か吟味する必要がある.

### 3. 金属周期構造における Bleustein-Gulyaev 波の分散関係

Rayleigh 波の場合と同様に図 2 のような金属ストリップ周期構造を伝搬する BG 波の分散関係 ( $\omega - k_x$ , すなわち  $\nu - \delta$  の関係) は, 各ストリップが開放の場合と短絡の場合では (13) 式の違いによって異なる. 金属化率  $w/p$  も  $\cos A$  を介して分散式 (17) に影響を及ぼす. しかし, Rayleigh 波の場合<sup>8)</sup> と違って (17) 式には圧電媒質の比誘電率  $\epsilon_s$ , 電気機械結合係数  $\gamma^2$  も含まれていて, これらも分散関係に影響すること, BG 波の実効誘電率 (14), (15) 式より  $\nu > 1 \pm \delta$  の場合には  $\delta$  の実数解がなくなり, BG 波は伝搬方向に減衰することが予想される.

IDT の設計上大切なパラメータはストップバンド周波数<sup>9)</sup> で (17) 式において  $\delta = 0$  とおいて  $\nu$  を求めれば得られる. これらは解析的に得られて,

$$\nu_1 = \sqrt{1 - \left\{ \frac{A - 2C(1 - \gamma^2)}{A - (2C + A)(1 - \gamma^2)} \right\}^2} \quad (18a)$$

$$\nu_{2,3} = \sqrt{1 - \left\{ \frac{B - 2C(1 - \gamma^2)}{B - (2C + B)(1 - \gamma^2)} \right\}^2} \quad (18b)$$

で,  $A, B, C$  はそれぞれ (16 a, b, c) 式より与えられる.  $\nu_2, \nu_3$  は  $\gamma$  を介して  $B$  によって異なる, 開放及び短絡の場合の規格化されたストップバンド周波数である.  $\nu_1$  は Rayleigh 波の場合と同様に開放時の下のストップバンド周波数であると同時に, 短絡時の上のストップバンド周波数である<sup>9)</sup>.

図 3 は  $w/p$  に対する  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  を  $\gamma^2 = 0.04$  と  $0.4$ ,  $\epsilon_s = 10$  と  $1000$  の 4 通りの場合について表

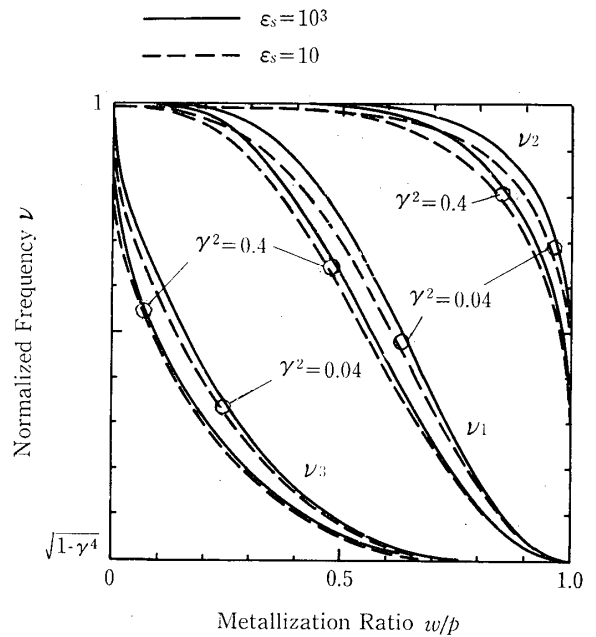


図 3 金属化率  $w/p$  に対する規格化ストップバンド周波数  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  ( $\epsilon_s = 10, 1000$ ,  $\gamma^2 = 0.04, 0.4$  の 4 通り)

わしたもので, すべての  $w/p$  について  $\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$  となるが, Rayleigh 波のように対称的にならない. その傾向は  $\epsilon_s$  が大きいほど, また  $\gamma^2$  が小さいほど強い.  $w/p = 1$  ですべての規格化ストップバンド周波数は  $\sqrt{1 - \gamma^4}$  になるが, これは圧電体の表面がすべて完全導体で被われた場合の BG 波の速度が  $V_\infty \sqrt{1 - \gamma^4}$  となることを意味している. また  $w/p = 0$  ですべてのストップバンド周波数は 1 より小さいが 1 に非常に近くなる. これは自由表面での BG 波の速度は横波バルク波の速度  $V_\infty$  より小さいためである.

図 4 は  $w/p$  に対して IDT の実効的変換係数  $(\nu_2 - \nu_3) / \{\nu_1(1 - \sqrt{1 - \gamma^4})\}$  を表わしている. この係数は  $\epsilon_s, \gamma^2$  になるべく依存しないように, 横波バルク波の速度と表面を完全に短絡した状態での BG 波の速度の差で規格化してある. 図より最大変換効率を得るためには,  $\epsilon_s, \gamma^2$  により多少の差はあるが,  $w/p$  を  $0.60 \sim 0.70$  の範囲にすればよい. これは Rayleigh 波の場合の  $w/p = 0.5$  (1:1 マーク・スペース比) と相異している. BG 波の IDT を mixed circuit model<sup>10)</sup> で等価回

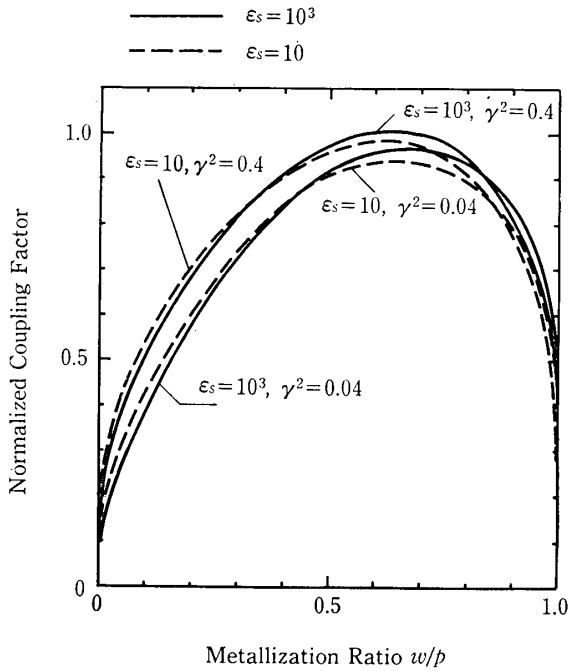


図 4 金属化率  $w/p$  に対する実効の変換係数 ( $\epsilon_s=10, 1000, \gamma^2=0.04, 0.4$  の 4 通り)

路表現をするならば crossed field model と in-line field model の混合比を表わす  $\alpha$  は  $(\nu_1 - \nu_3) / (\nu_2 - \nu_3)$  で与えられる<sup>9)</sup>. BG 波によく使われる  $\text{Pb}(\text{Zr-Ti})\text{O}_3$  系の磁器では  $\epsilon_s=1000, \gamma^2=0.4$  程度が代表的な値であるが、この時  $w/p=0.5$  では  $\alpha=0.60$  となり、mixed circuit model は in-line model の傾向が強くなり、 $w/p=0.65$  では crossed field model の傾向が強い。

図 5 は  $\epsilon_s=1000, \gamma^2=0.4$  について、規格化波数  $\delta$  に対する規格化周波数  $\nu$  の分散関係を  $w/p=0.25, 0.65, 0.90$  の 3 つの場合について表わしたものである。Rayleigh 波の場合と著しく異なるのは、開放短絡いずれの場合も上のバンドを表わす分散曲線のようなすである。まず第一に、 $\nu=1-\delta$  で表わされる直線 (Floquet の定理 (7) 式、波同志の干渉を考えないときの第一後進波) と交差する点で上のバンドが消失している。このことはこれ以上の  $\nu$  では  $\delta$  は実数解を持ち得ないことを示している。つぎにある金属化率  $w/p$  の値では  $\delta=0$  における上のバンドの曲率が負になることである。バンドの曲率は (17) 式より  $\delta=0$  における  $\nu$  の 2 次の導関数を求めればよく、これは解析的に

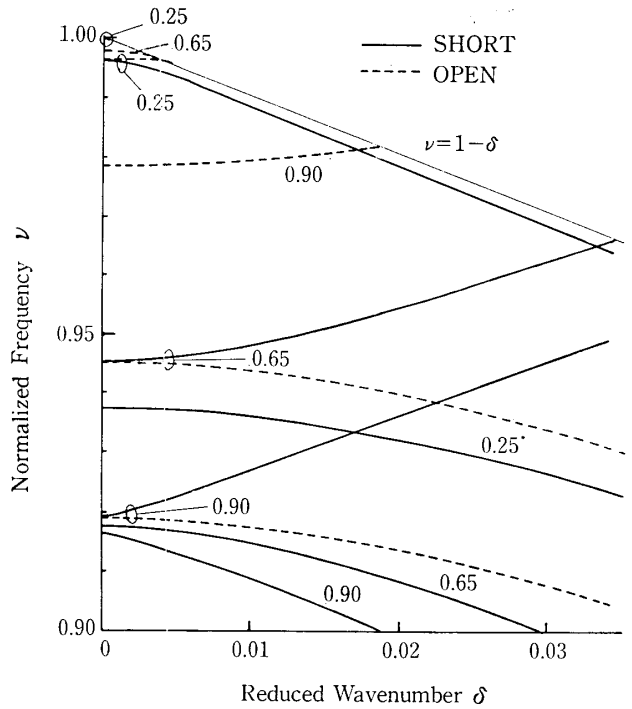


図 5 電極開放 (点線)、短絡 (実数) 時の分散曲線 ( $\nu-\delta$ ).  $\nu=p\omega/\pi V_\infty, \delta=pk_x/\pi-1$  ( $\epsilon_s=1000, \gamma^2=0.4, w/p=0.25, 0.65, 0.90$  の 3 通り)

$$\frac{d^2\nu}{d\delta^2} = \frac{AB}{AB + (1 - \gamma^2/\sqrt{1 - \nu_i^2})\{(A+B)C - AB/(1 - \gamma^2)\}} \times \frac{\gamma^2\nu_i}{(1 - \gamma^2/\sqrt{1 - \nu_i^2})(1 - \nu_i^2)^{3/2}} - \frac{3\nu_i}{1 - \nu_i^2} \quad (i=1, 2, 3) \quad (19)$$

で表わされる。 $w/p$  に対する上下のバンドの曲率を  $\epsilon_s=10, 1000$  と  $\gamma^2=0.04, 0.4$  の 4 つの場合について図 6 (電極開放)、図 7 (電極短絡) に示す。

図 6 の一点鎖線は開放の場合の下のバンドの曲率を示すもので、すべての  $w/p$  について負の値をとり、 $\gamma^2$  の値に依存するが、 $\epsilon_s$  の値にはあまり大きく影響されない。これに反し上のバンドの曲率は  $\epsilon_s, \gamma^2$  のいずれによっても大きく変化し、 $w/p$  の 2 つの値で符号の反転が生じる。例えば  $\epsilon_s=1000, \gamma^2=0.4$  の場合について、 $w/p=0.02$  で曲率は正から負へ、 $w/p=0.77$  で負から正に変

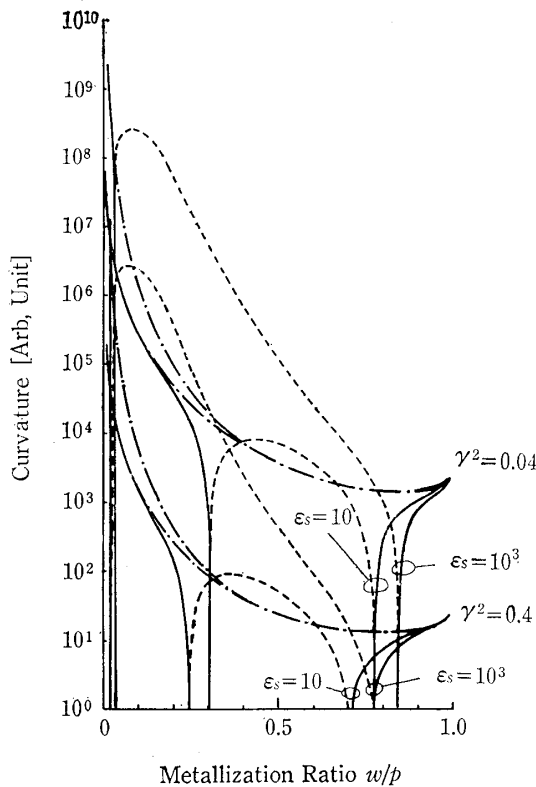


図 6 金属化率  $w/p$  に対するバンド端の曲率 (開放時,  $\epsilon_s=10, 1000, \gamma^2=0.04, 0.4$  の 4 通り, 一点鎖線は下のバンドの曲率)

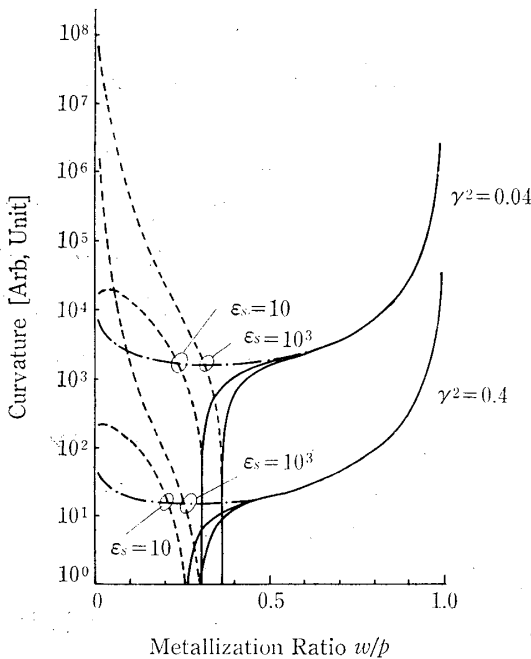


図 7 金属化率  $w/p$  に対するバンド端の曲率 (短絡時,  $\epsilon_s=10, 1000, \gamma^2=0.04, 0.4$  の 4 通り, 一点鎖線は下のバンドの曲率)

わる。正の曲率は実線で、負の曲率は点線で  $\epsilon_s, \gamma^2$  の値 4 通りの場合について表わしてある。図 7 は短絡の場合について上下のバンドの曲率を  $w/p$  に対して示している。開放の場合と同様に下のバンドの曲率は一点鎖線で表わされており、 $\gamma^2$  の値によって曲線は変わるが、 $\epsilon_s$  に対してはほとんど変化がない。またすべての  $w/p$  について負の値をとる。一方、上のバンドの曲率は  $w/p=0.2 \sim 0.4$  で負(点線)から正(実線)に 1 度だけ符号の反転がある。例えば  $\epsilon_s=1000, \gamma^2=0.4$  の場合では  $w/p=0.31$  で負から正への反転がある。また上下のバンドの曲率の値は  $w/p$  が 0.6 以上になるとほとんど等しくなる。以上から IDT として最大効率を与える  $w/p=0.65$  では電極開放時の分散曲線の曲率は上下のバンドとも負になる。一方、mixed circuit model の分散曲線は電極の開放、短絡いずれの場合も上のバンドは正の曲率をもつ。したがって Rayleigh 波の場合のように等価回路表現と解析解における分散式の曲率の一致<sup>9)</sup>は、BG 波では見られないので、形式的に mixed circuit model のパラメータを求めても IDT の特性を良好に表現できないであろう。

図 8 は  $\epsilon=1000, \gamma^2=0.4, w/p=0.65$  で短絡時の分散関係をさらに詳しく表わしたもので、 $\nu-\delta(k_{xr})$  関係(グラフ左側)に加えて  $k_x$  の虚数部 ( $k_{xi}$ ),  $k_y$  の実数部 ( $k_{yr}$ ), 虚数部 ( $k_{yi}$ , 負の符号をとる) を  $\nu$  に対してプロットしてある。波数に関するすべての量は  $p/\pi$  をかけて無次元化してある。また  $k_y$  に関する量は音響モードについて(3)式より求めたものである。ラプラス・モードの  $k_y$  は(2)式より、深さ方向 ( $y$  方向)の減衰率は 0.16 波長で  $e^{-1}$  になり、常に表面波(trapped mode)であることが保証されているので、敢えて図 8 に示していない。図で注目すべきことはストップバンド内 ( $0.918 < \nu < 0.945$ ) では  $\delta=0$  ( $pk_x/\pi=1$ ) かつ  $k_{xi} \approx 0$  となって  $x$  方向に減衰する波になるが、 $k_{yi}$  は  $pk_{yi}/\pi = -0.3 \sim -0.4$  であって  $y$  方向にも約 0.53 波長で  $e^{-1}$  に減衰する。ゆえにこの領域では BG 波は進行方

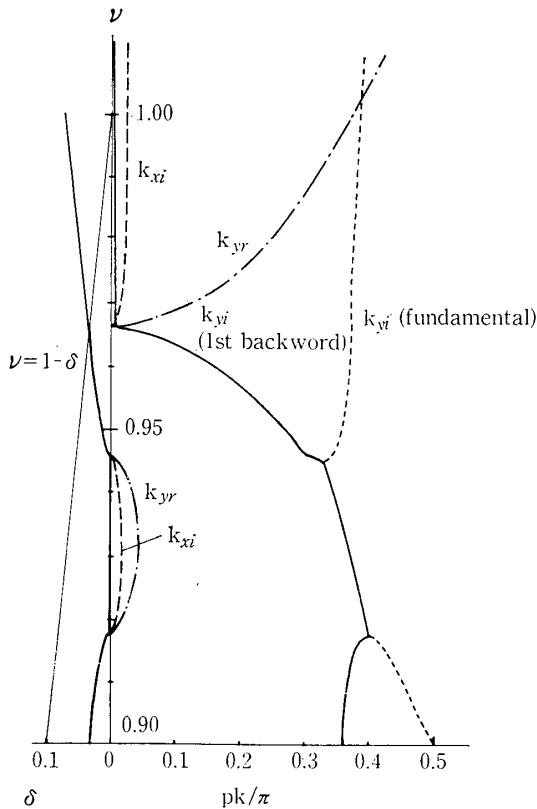


図 8 短絡時の分散曲線と  $k_{yr}$ ,  $k_{yi}$  の関係 ( $\epsilon_s=1000$ ,  $r^2=0.4$ ,  $w/p=0.65$ )

向に減衰しても、バルク中にエネルギーを放散する leaky 波ではない。しかし、 $\nu$  が 0.9656 を越えると再び  $k_{xi}$  が零より増大しはじめると共に、 $k_{yi}$  の値が急激に減少し、ストップバンド内の  $k_{yi}$  の値の約 1/100 になってしまう。したがって  $y$  方向について、約 50 波長でようやく波の振幅は  $e^{-1}$  に減衰する。このとき  $k_{yr}$  は  $\nu$  が 0.9656 を越えると急激に増大している。以上から BG 波はほとんど trapped mode でなくなり leaky mode となっていることがわかる。このような trapped mode から leaky mode に変化するときの  $\nu$ ,  $\delta$  の値は、上のバンドを表わす曲線と  $\nu=1-\delta$  が交差する点で (17) 式より求まり、

$$\nu = \frac{2\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}}, \quad \delta = \frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}} \quad (20)$$

ただし  $\eta$  は (16) 式より  $\eta=1-\sigma^2/\mu^2$  で与えられる。とくに  $w/p=0.65$  については、電極開放時で  $\nu=0.9965$ , 短絡時で  $\nu=0.9656$  で trapped から leaky mode への変化が生じる。以上のこと

から、電極数の多い狭帯域用 IDT を定電圧駆動で用いると外部回路インピーダンスは零になり、すべての電極は短絡された状態になる。電極短絡時の考察から  $\epsilon_s=1000$ ,  $r^2=0.4$ ,  $w/p=0.65$  では横波バルク波の放射周波数の 96.6% で leaky mode が出現し、バルク中へのエネルギー放散が予想される。同じことは全電極短絡型のストリップ・アレイ型反射器についても言える。これらは BG 波を trapped mode として扱おうとする限り不都合であるが、スプリアスの少ない shallow bulk mode<sup>(11),(12)</sup> として利用するには有利である。

#### 4. ま と め

$C_{\delta\nu}$ ,  $C_{\infty\nu}$  の圧電体表面の金属周期構造を伝搬する Bleustein-Gulyaev 波の分散式を Bragg 反射条件のもとで、Bløtekjaer らの方法<sup>7)</sup>を用いて導いた。さらに圧電体の比誘電率、電気機械結合係数を仮定して数値解析を行なった。IDT として最大変換効率を得るには  $w/p=0.60\sim 0.70$  になるようにマーク・スペース比を定めればよいことがわかった。ストップバンドのバンド端の曲率は Rayleigh 波のように上下で値が同じで符号は逆という簡単な結果にならず、上のバンド端の曲率は、開放短絡にかかわらず  $w/p$  に対して符号の反転がある。とくに開放時で最大変換効率を与える  $w/p=0.65$  では負になってしまう。このことより BG 波用 IDT は mixed circuit model では正確に表現できないことがわかった。さらに上のバンドが  $\nu=1-\delta$  なる波の干渉を考えないときの第 1 後進波の分散式と交わるような周波数付近で BG 波は trapped mode から leaky mode に変わり、エネルギーのバルク中への強い放散が予想される。このことは BG 波を通常の SAW デバイスとして利用するには不都合であるが、逆に本質的にはバルク波として利用する shallow bulk wave デバイスへの有用性を示唆している。

数値計算はすべて本学電子計算機室 OKITAC SYSTEM 50/40 を用いて行なったが、メーカー側から提供されている 3 次方程式、4 次方程式の解

法のライブラリー・プログラムは桁落ちがひどく、使用に耐えなかったので、筆者らが独自のプログラムを開発した。プログラム作成にあたっていろいろお世話になった本学電子工学科鈴木英佐氏、卒業生奥村善次郎君に感謝する。

#### 参考文献

- 1) J. L. Bleustein: Appl. Phys. Lett **13** (1968) 412.
- 2) Y. V. Gulyaev: Soviet Physics-JETP **9** (1969) 37.
- 3) C. A. A. J. Greebe and K. A. Ingebrigtsen: Phys. Letters **30A** No. 6 (1969) 364.
- 4) C. A. A. J. Greebe et al.: Physics Reports (Section C of Physic Letter) **1**, No. 5 (1971) 235.
- 5) K. A. Ingebrigtsen: J. appl. Phys. **40** (1969) 2681.
- 6) B. A. Auld: *Acoustic Fields and Waves in Solids* (J. Wiley & Sons, New York, 1973) Vol. I, Vol. II.
- 7) K. Bløtekjaer, et al.: IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-20** (1973) 1133.
- 8) K. Bløtekjaer, et al.: IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-20** (1973) 1139.
- 9) T. Aoki and K. A. Ingebrigtsen: IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics. **SU-24** (1977) 167.
- 10) R. F. Milsom and M. Redwood: Electronics Letters. **7** (1971) 217.
- 11) M. Lewis: 1977 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 744.
- 12) K. F. Lau, et al. *ibid.* 996.