

表面弾性波と電子の相互作用

電子技術総合研究所 御子柴 宣 夫
早 川 尚 夫
鳳 絃一郎
高 田 進

次のような目次の「討論資料」にもとづいて、表面弾性波と電子の相互作用についての Review を行なった。

§1 表面波の減衰と増幅

- 1.1 分散関係の導出
- 1.2 表面インピーダンスの表式
- 1.3 分散関係と減衰（増幅）係数
- 1.4 表面キャリア波の増幅
- 1.5 表面波の増幅
- 1.6 横磁場中の表面波の増幅
- 1.7 表面量子化準位と表面波の減衰・増幅

§2 表面波による音響電気効果と Convolution

- 2.1 基本式の導出：縦音響電気効果
- 2.2 基本式の導出：Convolution
- 2.3 縦音響電気効果と Convolution の実験と解析
- 2.4 音響電気効果による表面移動度の測定
- 2.5 横音響電気効果
- 2.6 表面量子化準位と音響電気効果

§3 磁気表面準位と表面波

§4 超伝導と表面波

付録

- I. 表面波による金属薄膜の研究
- II. 金属・半金属における Pure Shear Surface Wave
- III. 表面波による非線形音響電気効果
- IV. Convolution 信号の "Exciton Resonance Enhancement"

討論資料の内容は次の通りである。

§1 表面波の減衰と増幅

1.1 分散関係の導出¹⁾

図1のような分離媒質型構造を考え, 圧電体と半導体の境界 ($x=0$) における空隙を無視する。運動方程式は,

$$\rho (\partial^2 u_j / \partial t^2) = (\partial T_{ij} / \partial x_i) \quad (1)$$

ここで, ρ : 圧電体の密度, u_j : 変位, T_{ij} : 応力。圧電基本式は

$$T_{ij} = c_{ijkl} s_{kl} - e_{kij} E_k \quad (2)$$

$$D_i = e_{ikl} s_{kl} + \epsilon_{ik} E_k \quad (3)$$

ここで

$$s_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (4)$$

はひずみ, c_{ijkl} : 弾性定数,
 e_{kij} : 圧電定数, ϵ_{ik} : 誘電率,
 E_k : 電場, D_i : 電気変位。静電
 基本式は

$$\partial D_i / \partial x_i = 0 \quad (5)$$

$$E_k = -\partial \phi / \partial x_k \quad (6)$$

で, ϕ は静電ポテンシャルである。(1), (2), (4), (6)式から,

$$c_{ijkl} (\partial^2 u_k / \partial x_l \partial x_i) + e_{kij} (\partial^2 \phi / \partial x_k \partial x_i) + \omega^2 \rho u_j = 0 \quad (7)$$

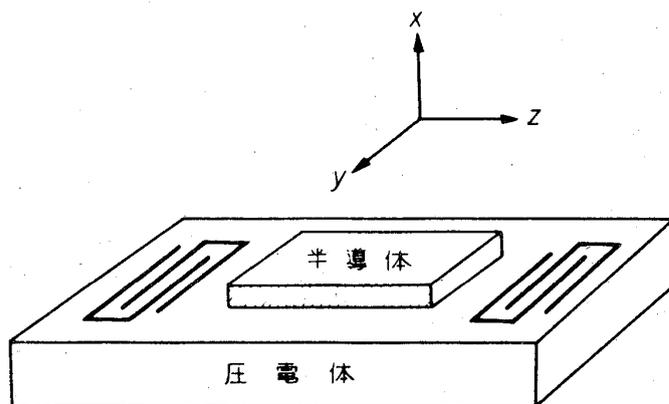


図1

また, (3), (5), (6)式から,

$$e_{ikl} (\partial^2 u_k / \partial x_l \partial x_i) - \epsilon_{ik} (\partial^2 \phi / \partial x_k \partial x_i) = 0 \quad (8)$$

が得られる。ここで $u_j \propto \exp(i\omega t)$ を用いた。

(7)と(8)式を満足する表面波の一般解は

$$u_j = \sum_{i=1}^4 c_i u_j^{(i)} \exp\left(\frac{\alpha_i \omega}{v_s} x\right) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{v_s}\right)\right] \quad (9)$$

$$\phi = \sum_{i=1}^4 c_i u_j^{(i)} \exp\left(\frac{\alpha_i \omega}{v_s} x\right) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{v_s}\right)\right] \quad (10)$$

の形をもっている。音速 v_s の1つの値に対し, α_i は実は8個の解をもつが, $Re(\alpha_i) \neq 0$ の場合には,

$$\alpha_i = -\alpha_{i+4}^* \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (11)$$

のように表面波の物理的性質 ($x \rightarrow \infty$ で $u_j, \phi = 0$) に従ってペアとして現れる故, (9), (10) では,

$$Re(\alpha_i) > 0 \quad (12)$$

の4個の解をとった。

c_i ($i = 1, 2, 3, 4$) は境界条件からきまる。まず, 機械的境界条件は $x = 0$ で応力 $= 0$ だから,

$$T_{1j}|_{x=0} = c_{1jkl} (\partial u_k / \partial x_l)|_{x=0} + e_{k1j} (\partial \phi / \partial x_k)|_{x=0} = 0 \quad (13)$$

(9), (10) 式を代入すると, (13) 式は

$$\sum_{i=1}^4 c_i T_{1j}^{(i)} = 0 \quad (14)$$

1) K. A. Ingebrigtsen: J. Appl. Phys. 40(1969)2681

御子柴宣夫, 早川尚夫, 鳳一郎, 高田進
と書ける。

つぎに, 電氣的境界条件は ϕ と D_1 が $x=0$ で連続であることである。(14) 式から 4 個の c_i のうち 3 個がきまる故未知量は 1 個である。従って, ϕ と D_1 は独立でなく, その比は一定である。そこで, 表面インピーダンス

$$Z = (E_3/H_2)_{x=0} \quad (15)$$

と $\text{curl } \vec{H} = \vec{D}$ を用いると,

$$\phi/D_1 = -i(v_s^2/\omega)Z \quad (16)$$

となる。 D_1 は

$$D_1 = e_{1kl}(\partial u_k/\partial x_l) - \epsilon_{1k}(\partial\phi/\partial x_k) \quad (17)$$

であるが, (9), (10) 式を代入すると

$$D_1 = \sum_{i=1}^4 c_i D_1^{(i)}, \quad D_1^{(i)} \equiv e_{1kl}(\partial u_k^{(i)}/\partial x_l) - \epsilon_{1k}(\partial\phi^{(i)}/\partial x_k) \quad (18)$$

の形になる。(10) と (18) 式を (16) 式へ代入して

$$\sum_{i=1}^4 c_i \left[\phi^{(i)} + i\left(\frac{v_s^2}{\omega}\right) Z D_1^{(i)} \right] \equiv 0 \quad (19)$$

となる。(14) と (19) 式で $c_i \neq 0$ の解の存在条件は

$$\begin{vmatrix} T_{11}^{(1)} & T_{11}^{(2)} & T_{11}^{(3)} & T_{11}^{(4)} \\ T_{12}^{(1)} & T_{12}^{(2)} & T_{12}^{(3)} & T_{12}^{(4)} \\ T_{13}^{(1)} & T_{13}^{(2)} & T_{13}^{(3)} & T_{13}^{(4)} \\ \phi^{(1)} + i\left(\frac{v_s^2}{\omega}\right) Z D_1^{(1)} & \phi^{(2)} + i\left(\frac{v_s^2}{\omega}\right) Z D_1^{(2)} & \phi^{(3)} + i\left(\frac{v_s^2}{\omega}\right) Z D_1^{(3)} & \phi^{(4)} + i\left(\frac{v_s^2}{\omega}\right) Z D_1^{(4)} \end{vmatrix} = 0 \quad (20)$$

である。この式は,

$$D_1(v_s) + v_s Z D_2(v_s) = 0 \quad (21)$$

の形にかける。 ϕ と D_3 が連続故, Z も $x=0$ で連続であり, 圧電体の上のせた物質

の Z_A に等しい。

$$Z = Z_A \quad (22)$$

従って、

$$D_1(v_s) + v_s Z_A D_2(v_s) = 0 \quad (23)$$

表面が金属でおおわれている場合には、静的近似で $Z_A = 0$ 故、その時の音速 v_0 は

$$D_1(v_0) = 0 \quad (24)$$

からきまる。この条件を "short" condition と呼ぶ。逆に "open" condition で $Z_A = \infty$ のときは、

$$D_2(v_\infty) = 0 \quad (25)$$

となる。弱い圧電性の近似では、 $v_s \sim v_0, v_\infty$ 故、 $D_1(v_s)$ と $D_2(v_s)$ を展開して1次までとり、

$$c_1(v_s - v_0) + v_s Z_A c_2(v_s - v_\infty) = 0 \quad (26)$$

$$c_1 \equiv \partial D_1(v_0) / \partial v_0, \quad c_2 \equiv \partial D_2(v_\infty) / \partial v_\infty$$

となる。(26) 式を書き直すと、

$$\frac{v_s - v_0}{v_0} = \frac{\Delta v_\infty}{v_0} \cdot \frac{v_s Z_A}{(c_1/c_2) + v_s Z_A} \quad (27)$$

$$\Delta v_\infty \equiv v_\infty - v_0$$

となる。

(27) 式の $\Delta v_\infty / v_0$ の意味を考える。バルク波に対する Hutson-White 理論²⁾ によると

$$v_s = \left(\frac{c}{\rho}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{K^2}{2} \cdot \frac{1 + (\omega_c/\omega_D) + (\omega/\omega_D)^2}{1 + 2(\omega_c/\omega_D) + (\omega/\omega_D)^2 + (\omega_c/\omega)^2} \right] \quad (28)$$

2) A. R. Hutson and D. L. White: J. Appl. Phys. 33 (1962) 40

御子柴宣夫, 早川尚夫, 鳳一郎, 高田進
である。ここで,

$$K^2 = e_p / \epsilon c, \quad \omega_c = \sigma / \epsilon, \quad \omega_D = v_s^2 / D \quad (29)$$

(e_p : 圧電定数, c : 弾性定数, σ : 伝導度, D : 拡散定数)

$$v_0(\sigma = \infty) = (c/\rho)^{1/2} \quad (30)$$

$$v_\infty(\sigma = 0) = (c/\rho)^{1/2} [1 + K^2/2]$$

から

$$\frac{\Delta v_\infty}{v_0} = K^2/2 \quad (31)$$

それ故, 表面波の場合にも

$$\frac{\Delta v_\infty}{v_0} = K_{eff}^2/2 \quad (32)$$

とおく。

次に c_1/c_2 をきめる。(26) 式から

$$Z = v_s^{-1} (c_1/c_2) [(v_s - v_0)/(v_\infty - v_s)] \quad (33)$$

であるが, 圧電性が小さいときは $v_s \rightarrow v_0$, v_∞ 故,

$$Z \cong -v_s^{-1} (c_1/c_2) \quad (34)$$

となる。(8) 式で $e_{ikl} = 0$ とおいて ϕ についてとくと,

$$\phi = \phi_0 \exp \left\{ i\omega \left[t - \frac{z}{v_s} + i \frac{x}{v_s} \cdot \frac{\epsilon_P - i\epsilon_{31}}{\epsilon_{11}} \right] \right\} \quad (35)$$

$$\epsilon_P \equiv (\epsilon_{11} \epsilon_{33} - \epsilon_{31}^2)^{1/2}$$

となる。これから Z を求め, (34) 式と比べると,

$$c_1/c_2 \cong i\epsilon_P^{-1} \quad (36)$$

となる。従って,

$$\frac{v_s - v_0}{v_0} = \frac{K_{eff}^2}{2} \cdot \frac{1}{1 + i(\epsilon_p v_s Z_A)^{-1}} \quad (37)$$

となる。以下 $K_{eff} \rightarrow K$, $Z_A \rightarrow Z$ とかく。 $\omega = qv_s = q_0 v_0$ を用いると、

$$q - q_0 = -\frac{K^2}{2} q [1 + iq/\epsilon_p \omega Z]^{-1} \quad (38)$$

となる。 q_0 は近似的に、半導体をのせないときの波数とみてよい。

1.2 表面インピーダンスの表式

(15) 式から

$$Z = (E_{1z}/D_{1x})(q/\omega) = (E_{1z}/E_{1x})(q/\omega\epsilon_s) \quad (39)$$

である。添字 1 は交流成分を示す。直流電場 E_{0z} が z 方向、磁場 B が y 方向にかかっているとする。半導体内の交流電流は、

$$J_{1z} = \rho_0(\mu_{zz}E_{1z} + \mu_{zx}E_{1x}) + \rho_1\mu E_{0z} D_{zz} \frac{\partial \rho_1}{\partial z} - D_{zx} \frac{\partial \rho_1}{\partial x} \quad (40)$$

$$J_{1x} = \rho_0(\mu_{xz}E_{1z} + \mu_{xx}E_{1x}) - D_{xz} \frac{\partial \rho_1}{\partial z} - D_{xx} \frac{\partial \rho_1}{\partial x} \quad (41)$$

とかける。(40), (41) 式はキャリアの平均自由行路を l として $ql \ll 1$ の場合に成立する。 ρ_0 : 平衡電荷密度, ρ_1 : その交流成分, μ_{ij} : 移動度, D_{ij} : 拡散テンソル, μ : 磁気抵抗を考慮した移動度である。簡単な古典論では、

$$\begin{pmatrix} \mu_{zz} & \mu_{zx} \\ \mu_{xz} & \mu_{xx} \end{pmatrix} = \frac{\mu_0}{1 + \beta^2} \begin{pmatrix} 1 & -\beta \\ \beta & 1 \end{pmatrix} \quad (42)$$

$$\beta = \mu_0 B$$

(μ_0 : $B=0$ のときの移動度)。ポテンシャル ϕ_1 に対し、

$$\phi_1 \propto \exp\{i(\omega t - qz) + \gamma x\} \quad (43)$$

御子柴宣夫，早川尚夫，鳳一郎，高田進
の形を仮定し，

$$\vec{E}_1 = -\nabla\phi_1, \nabla^2\phi_1 = -\rho_1/\epsilon_s \quad (44)$$

および

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_1 + \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = 0 \quad (45)$$

を用いる。(40) - (45) から ϕ_1 の満たす式を求め， $\phi_1 \neq 0$ の解の存在条件から分散関係をうる：

$$(\tau^2 - q^2) \left\{ 1 + \frac{\omega_c^*}{i(\omega - qv_e) + D^*(q^2 - \tau^2)} \right\} = 0 \quad (46)$$

$$\omega_c^* \equiv (\sigma/\epsilon_s)(1 + \beta^2)^{-1}, \quad D^* \equiv D_0(1 + \beta^2)^{-1}, \quad v_e \equiv \mu E_{0z}$$

(D_0 : $B=0$ のときの拡散係数)。 τ の4根のうち， $Re(\tau) < 0$ の2個をとり τ_1, τ_2 とする。半導体内では，

$$\phi_{1s} = (A_1 e^{\tau_1 x} + A_2 e^{\tau_2 x}) e^{i(\omega t - qz)} \quad (47)$$

となる。

他方，圧電体内では，

$$\nabla^2 \phi_1 = 0 \quad (48)$$

故，(43) 式を代入し $\tau = q$ をうる。故に，

$$\phi_{1p} = B e^{i(\omega t - qz) + qx} \quad (49)$$

となる。

境界条件の1つは

$$\phi_{1s} = \phi_{1p} (x=0) \quad (50)$$

だから

$$A_1 + A_2 = B \quad (51)$$

をうる。境界条件の他の1つは

$$J_{1x} = 0 \quad (x = 0) \quad (52)$$

故, (41) 式から,

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{i(\omega - qv_e)(i\beta q - r_2)}{\omega_c^* q(i\beta - 1)} \quad (53)$$

をうる。以上の結果を (39) 式に代入して,

$$Z = -i \frac{q^2}{\omega \epsilon_s} \cdot \frac{1 + (A_1/A_2)}{r_1(A_1/A_2) + r_2} \quad (54)$$

が得られる。

1.3 分散関係と減衰 (増幅) 係数

(54) 式の Z を (38) 式に代入して整理すると,

$$(q - q_0)(q - q_e) = -\frac{K^2}{2} q_0 \frac{(1-R)}{v_e} \left[\frac{Q\omega_c^*(i\beta - 1)}{\beta Q + i} - (\omega - qv_e) \right] \quad (55)$$

となる。ここで,

$$q_e \equiv \frac{\omega}{v_e} - \frac{\omega_c^* R(i + \beta)(1 - Q + Q/R)}{v_e(1 - i\beta Q)} \quad (56)$$

$$Q \equiv \left[\frac{i\omega/\omega_D^*}{(qv_e/\omega - 1) + i(\omega_c^*/\omega + \omega/\omega_D^*)} \right]^{1/2} \quad (57)$$

$$R \equiv \epsilon_s / (\epsilon_s + \epsilon_p) \quad (58)$$

である。 $K=0$ とおくと, (55) 式は,

$$q = q_0 \quad (59)$$

$$q = q_e \quad (60)$$

の解を与える。(59) は表面波, (60) は表面キャリヤ波の伝播を示している。従って, (55) 式は表面波と表面キャリヤ波のカップリングを表している。拡散項が無視できる場合, $D \rightarrow 0$, $\omega_D \rightarrow \infty$, $Q \rightarrow 0$ となり (55) 式は,

$$(q - q_0)(q - q_e) = -\frac{K^2}{2} q_0 \frac{(1 - R)}{v_e} (qv_e - \omega) \quad (61)$$

$$q_e = \frac{1}{v_e} [(\omega - R\beta\omega_c^*) - i(R\omega_c^*)] \quad (62)$$

となる。(62)式をみると ω に対し $R\beta\omega_c^*$ が無視できない磁場 B に対しては, 表面キャリヤ波の伝播特性が磁場 B の符号(極性)に存在することがわかる。従って, それとカップルする表面波の減衰(増幅)に磁場の極性依存性が現れる。

表面波の減衰係数 α は, (55)または(61)式で,

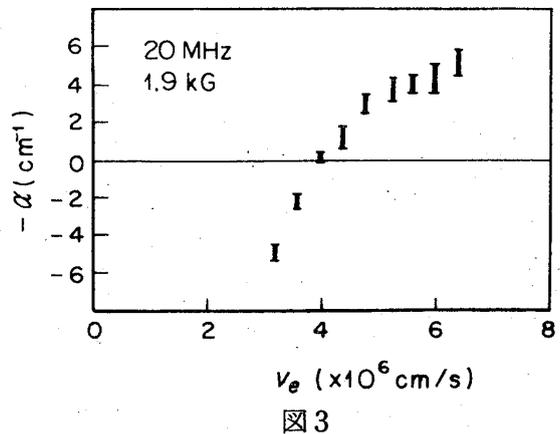
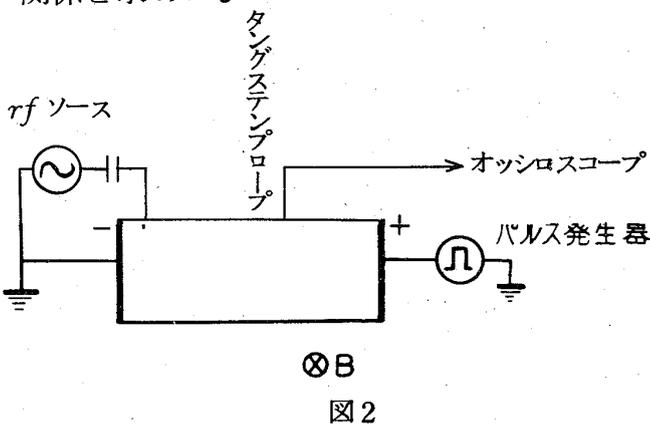
$$q = q_r - i\alpha \quad (|\alpha| \ll q_r) \quad (63)$$

とおいてもとめられる。

以上の結果は容易に, 電子と正孔の共存する場合に拡張できる。

1.4 表面キャリヤ波の増幅

Burke と Kino³⁾ は near-intrinsic InSb ($T \cong 200 \text{ K}$, $n_{0e} = 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $n_{0h} = 1.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_e \cong 20 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $\mu_h \cong 10^{-2} \mu_e$) において表面キャリヤ波の増幅を観測した。周波数は $10 \sim 40 \text{ MHz}$, 横磁場は 2 kG 程度を用いた。図 2 に実験装置図, 図 3 に $-\alpha$ を示す。Kino⁴⁾ は拡散を無視して, 電子と正孔が共存する場合の分散関係を求めた。



3) B. E. Burke and G. S. Kino: Appl. Phys. Letters 12(1968)310

4) G. S. Kino: Appl. Phys. Letters 12(1968)312

$$|qv_h| \ll \omega, \quad \beta_h = \mu_h B \ll 1 \quad (64)$$

$$\omega_{ch}/\omega \gg 1 + \epsilon_0/\epsilon_s \quad (\epsilon_0 : \text{真空の誘電率})$$

の近似のもとで、

$$q = \frac{\omega}{v_s} \left[\left(1 + \frac{\omega_{ce}^*}{\omega_{ch}} \right) - i \frac{\beta_e \omega_{ce}^*}{\omega_{ch}} \right] \quad (65)$$

が得られる。もし $\beta_e < 0$ ならば大きい増幅を示す。 β_e が負の方向は、電子と正孔が表面から遠ざけられる方向であり、Burke-Kinoの実験結果³⁾と一致している。(65)式では、増幅の起こる臨界ドリフト速度が存在しない。拡散項を入れれば臨界速度がでるものと予想される。事実、Hervouet⁵⁾は拡散項、磁気抵抗効果、表面再結合過程を考慮して臨界速度の存在を示した。

なお、文献4)と5)は表面電荷を仮定する方法を用いているが、本稿で述べてきた方法の方がより一般的であると思われる。それは、表面電荷の仮定は本質的に拡散項を無視していることにあたっているからである。

1.5 表面波の増幅

表面波の増幅は応用の立場から考えても重要である。1つは勿論、伝播途上での信号の減衰を補償することであるが、もう1つは、信号とり出し用のinterdigital transducerからの不必要な反射波を減少させることである。レイリー波以外にも、ブリュースタイン・グリュエフ波や擬似表面波の増幅が試みられ、増幅器の構造もモノリシック型、分離媒質型、薄膜型、MIS構造型、分割加速電極型、ストリップ結合型などがあるが、それらは最近の解説⁶⁾にゆずって、ここでは一例だけを示す。図4にスタンフォード大学で得られた代表的な分離媒質型増幅器の特性⁷⁾が描かれている。構造はn-Si/LiNbO₃で、用いた周波数は106 MHz、Si中の電子の移動度は $\mu = 650 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ のものである。縦軸には正味の利得が目盛られている。

5) C. Hervouet: Phys. Stat. Sol. 34(1969)501

6) 御子柴宣夫: 「表面波の増幅」エレクトロニク・セラミクス1973年7月号

7) G. S. Kino and J. Shaw: サイエンス2(1972) No. 12 p. 48

御子柴宣夫, 早川尚夫, 鳳一郎・高田進
 磁場のない場合には, (38) 式の右辺の

q を q_0 で近似し, 左辺の q を $q = q_0 - i\alpha$
 とおいて α を求めてよい。

$$\alpha = -\frac{K^2}{2} q_0 \operatorname{Im} \left[\frac{u_s Z}{(i/\epsilon_p) + v_s Z} \right] \quad (66)$$

ここで $\omega = v_s q_0$ を用いた。この近似が許
 される場合には, 図4でも見られるように,
 減衰・増幅特性はバルク波の場合の
 Hutson-White型²⁾⁸⁾ に似ている。

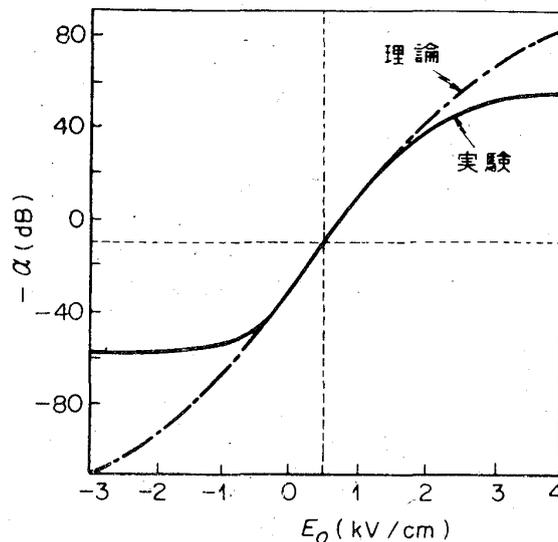


図4

1.6 横磁場中の表面波の増幅

これまでに, GaAs/LiNbO₃⁹⁾, Ge/PZT¹⁰⁾, Ge/LiNdO₃¹⁰⁾, InSb/LiNbO₃¹¹⁾
 系において, 横磁場中の表面波増幅の実験が行なわれている。一例として, LiNbO₃
 の上に n-InSb をのせ, $T = 77\text{K}$ で行なった増幅特性¹¹⁾ を見てみよう。InSb の表面を
 研磨した場合は図5に, 表面をエッチングして研磨によって粗くなったと思われる表面
 層をとり去った場合は図6に示されている。図5では磁場の(−)の方向で強い増幅, (+)
 の方向で強い減衰が見られるが, 図6では5 kG では極性による差がほとんどなく,
 12 kG でも低電界側では極性依存性がみられない。なお, 用いた周波数は87 MHz, 電
 子濃度 $n = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 移動度 $= 3 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 抵抗 $\rho = 0.3 \Omega\text{-cm}$ である。

図7に, 拡散を考慮した場合 [(55) 式] と拡散を無視した場合 [(61) 式] の理論曲線が
 それぞれ実線と点線で示されている。拡散を無視すると著しい極性が現われ図5に対応

8) D. L. White: J. Appl. Phys. 33 (1962) 2547

9) C. Krischer and A. Bers: Appl. Phys. Letters 18 (1971) 349

10) M. Yamanishi, M. Ono, T. Miyauchi, and K. Yoshida: Proc. 3rd Conf. Solid State Devices, Japan, 1971, p. 10

11) 早川・高田・鳳・御子柴・日本物理学会講演 (1971年9月), 詳しくは御子柴宣夫「音波物性」(三省堂, 1973) p. 152 を見よ

しているように思われる。すなわち、研磨によって表面に粗い層ができ、 μ を小さくし、
 拡散項がきかなくなるものと想像される。

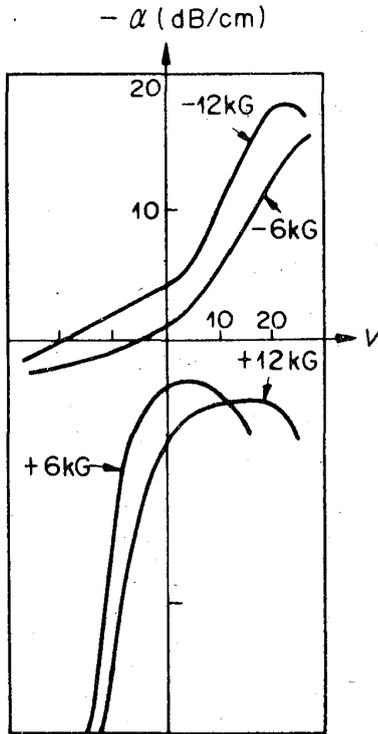


図5

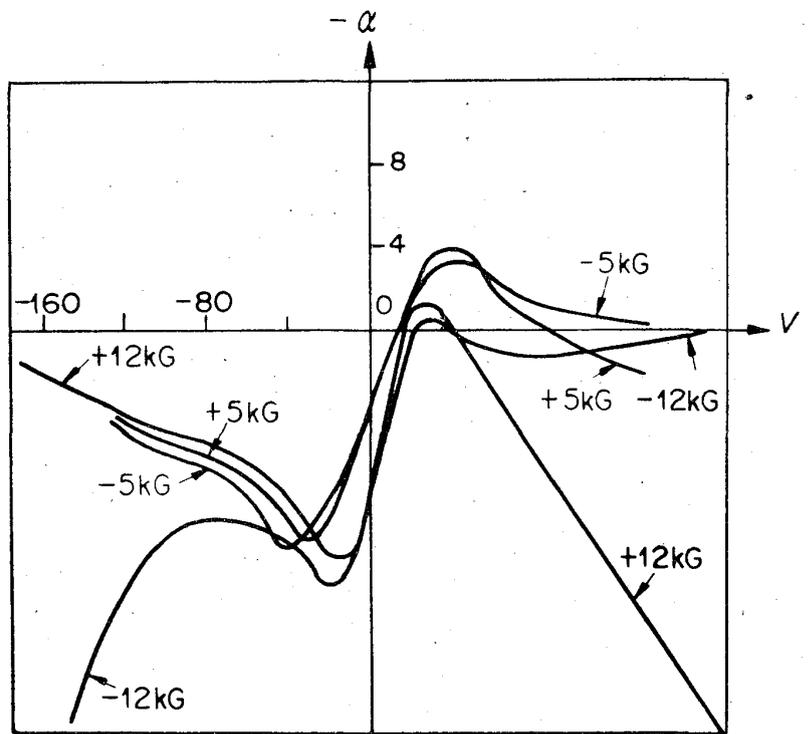


図6

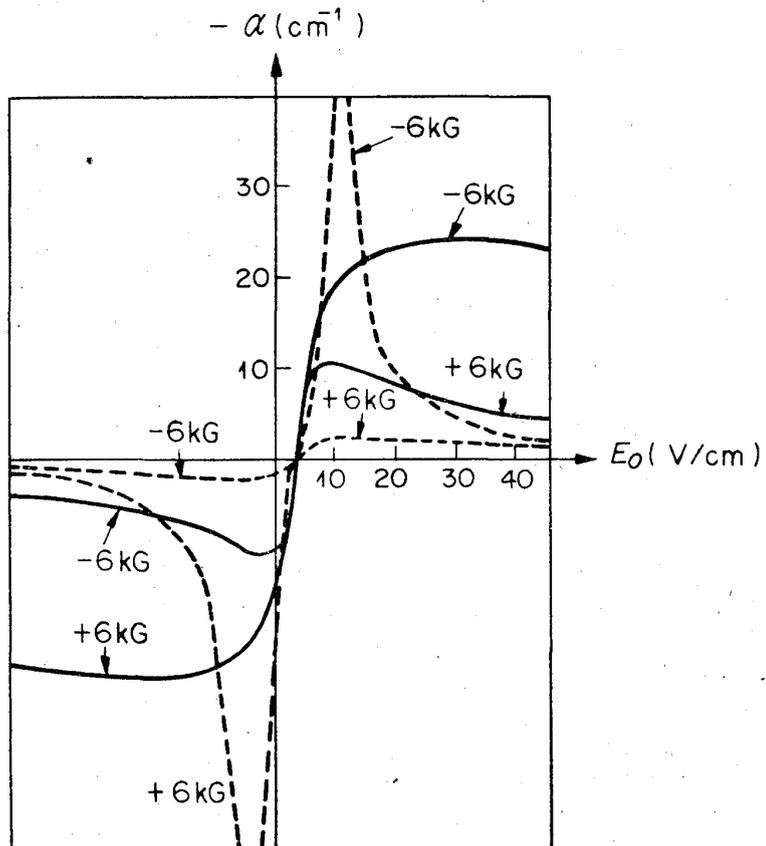


図7

1.7 表面量子化準位と表面波の減衰・増幅

このテーマは興味深いが, 実験的にも理論的にも未開拓の分野である。

§2 表面波による音響電気効果と Convolution

2.1 基本式の導出: 縦音響電気効果

表面波の非線形現象全般については最近の展望¹²⁾にゆずり, ここではわれわれ¹³⁾の実験と解析に必要な基本式を導く。

電子と正孔を考え, 添字 n と p を用いる。交流電流は,

$$\begin{aligned} J_{pz} &= e p \mu_p E_z + e(v_p + i q D_p) p \\ J_{px} &= e P \mu_p E_x - e D_p \frac{\partial P}{\partial x} \\ J_{nz} &= e N \mu_n E_z + e(v_n - i q D_n) n \\ J_{nx} &= e N \mu_n E_x + e D_n \frac{\partial n}{\partial x} \end{aligned} \quad (67)$$

ここで,

$$v_p = \mu_p E_0, \quad v_n = \mu_n E_0 \quad (68)$$

連続の式は,

$$\begin{aligned} i \omega e p + (-i q J_{pz} + \frac{\partial J_{px}}{\partial x}) &= 0 \\ i \omega e n - (-i q J_{nz} + \frac{\partial J_{nx}}{\partial x}) &= 0 \end{aligned} \quad (69)$$

また Poisson の式は

12) 御子柴宣夫: 応用物理, 1973年7月号

13) S. Takada, K. Hoh, H. Hayakawa, and N. Mikoshiba: Proc. 4th Conf. Solid State Devices, 1972, p. 21

$$-i q D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} = q(p-n) \quad (70)$$

$$D_x = \epsilon_s E_x, \quad D_z = \epsilon_s E_z \quad (71)$$

(46)式に対応する分散関係は、 x 依存性を $e^{-\eta x}$ と仮定して、

$$(\eta^2 - q^2) \left[\frac{\omega_{cp}}{D_p(\eta^2 - q^2) - i(\omega - qv_p)} - \frac{\omega_{cn}}{D_n(\eta^2 - q^2) - i(\omega + qv_n)} - 1 \right] = 0 \quad (72)$$

をうる。(72)の解は、

$$\begin{aligned} \eta_1^2 &= q^2 \\ \eta_2^2 &= q^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\omega_{cn}\omega_{Dn}}{\omega^2} + \frac{\omega_{cp}\omega_{Dp}}{\omega^2} \right) + i \frac{\gamma_n \omega_{cn}\omega_{Dn}^2 + \gamma_p \omega_{cp}\omega_{Dp}^2}{\omega(\omega_{cn}\omega_{Dn} + \omega_{cp}\omega_{Dp})} \right\} \end{aligned} \quad (73)$$

$$\eta_3^2 = q^2 \left\{ 1 + i \frac{\gamma_n \omega_{cp}\omega_{Dp}\omega_{Dn} + \gamma_p \omega_{cn}\omega_{Dp}\omega_{Dn}}{\omega(\omega_{cn}\omega_{Dn} + \omega_{cp}\omega_{Dp})} \right\}$$

$$\gamma_n \equiv 1 + v_n/v_s, \quad \gamma_p \equiv 1 - v_p/v_s$$

われわれの実験¹³⁾の場合には、(73)式の虚数部分は小さいので無視すると、

$$\begin{aligned} \eta_1 &= q \\ \eta_2 &= q \left[1 + \frac{\omega_{cn}\omega_{Dn} + \omega_{cp}\omega_{Dp}}{\omega^2} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (74)$$

だけでよい。ポテンシャル ϕ は

$$\phi = (A_1 e^{-\eta_1 x} + A_2 e^{-\eta_2 x}) e^{i(\omega t - qz)} \quad (75)$$

となる。境界条件

$$J_{px} = J_{nx} = 0 \quad (x=0) \quad (76)$$

から

$$\frac{A_1}{A_2} = i \frac{\eta_2}{q} \cdot \frac{\gamma_n \omega \omega_{cn} \omega_{Dn}^2 + \gamma_p \omega \omega_{cp} \omega_{Dp}^2}{(\omega_{cn} \omega_{Dn} + \omega_{cp} \omega_{Dp})^2} \quad (77)$$

御子柴宣夫, 早川尚夫, 鳳一郎, 高田進
が求められる。

減衰(増幅)係数の表式で, 半導体と圧電体の間の空隙($d: qd \ll 1$)を考慮すると,

$$Z = Z_s + \frac{1}{v_s} \cdot \frac{i}{\epsilon_0} qd \quad (78)$$

となる。 Z_s は (54) と同じく

$$Z_s = \frac{i}{\epsilon_s v_s} \cdot \frac{q(1+A_1/A_2)}{\eta_2 + qA_1/A_2} \quad (79)$$

従って,

$$\alpha = -\frac{K^2}{2} q_0 R \cdot \frac{\frac{\eta_2}{\epsilon_p} \left(\frac{\eta_2}{\epsilon_s} - \frac{q}{\epsilon_s} \right)}{\left(\frac{\eta_2}{\epsilon_p} + \frac{q}{\epsilon_s} + \frac{\eta_2}{\epsilon_0} qd \right)^2 + R^2 \left(\frac{\eta_2}{\epsilon_p} + \frac{\eta_2}{\epsilon_s} + \frac{\eta_2}{\epsilon_0} qd \right)^2} \quad (80)$$

$$R \equiv \frac{\tau_n \omega \omega_{cn} \omega_{Dn}^2 + \tau_p \omega \omega_{cp} \omega_{Dp}^2}{(\omega_{cn} \omega_{Dn} + \omega_{cp} \omega_{Dp})^2}$$

longitudinal acoustoelectric field は,

$$\begin{aligned} E_{aez} &= J_{aez} / (\sigma_n + \sigma_p) \\ &= \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p} \cdot \frac{1}{2} \operatorname{Re} [(e p \mu_p + e n \mu_n) E_z^*] \\ &= \frac{2 \alpha W}{\sigma_n + \sigma_p} \cdot q \left(\frac{\eta_2}{q} \right)^2 \cdot \frac{\epsilon_s}{\operatorname{Re} [Z_A^{*-1}] / 2} \end{aligned} \quad (81)$$

$$\times \left[\frac{\frac{\omega_{cp}}{\omega} \mu_p \tau_p}{r_p^2 + \left\{ \frac{\omega}{\omega_{Dp}} \left(\frac{\eta_2^2}{q^2} - 1 \right) \right\}^2} - \frac{\frac{\omega_{cn}}{\omega} \mu_n \tau_n}{r_n^2 + \left\{ \frac{\omega}{\omega_{Dn}} \left(\frac{\eta_2^2}{q^2} - 1 \right) \right\}^2} \right] \quad (82)$$

ただし, ϕ と表面波のパワー W の関係は次のように Poynting ベクトルの概念を導入し
てもとめた。

$$S_x = \frac{1}{2} \text{Re}(E_z H_y^*) = \frac{1}{2} q^2 |\phi|^2 \text{Re}[Z_A^{*-1}] = 2\alpha W \quad (83)$$

2.2 基本式の導出：Convolution

図1の左右の transducer から,

$$F_1(t - z/v_s) e^{i(\omega t - qz)}, \quad F_2(t + z/v_s) e^{i(\omega t + qz)} \quad (84)$$

の形の表面波が中央で逢うと $H(t) e^{i2\omega t}$ の信号がでる。

$$H(t) \propto \int F_1(t + z/v_s) F_2(t + z/v_s) dz \quad (85)$$

故, $t - x/v_s = \tau$ と変数変換すると,

$$H(t) \propto \int F_1(\tau) F_2(2t - \tau) d\tau \quad (86)$$

のように convolution の形になる。

逆向きに走行する表面波に伴う物理量(それぞれ $e^{i(\omega t - qz)}$, $e^{i(\omega t + qz)}$ に比例)に, (+), (-) をつけると,

$$E_{conv}^X = \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p} \{ (e p \mu_n)^+ E_x^- + (e p \mu_p - e n \mu_n)^- E_x^+ + c. c. \} \quad (87)$$

$$E_{conv}^Z = \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p} \{ (e p \mu_p - e n \mu_n)^+ E_z^- + (e p \mu_p - e n \mu_n)^- E_z^+ + c. c. \} \quad (88)$$

となる。 E_{conv}^X は横 convolution, E_{conv}^Z は縦 convolution を表わす。

まず, 横 convolution を考える。半導体の厚さを h とし, $\eta_2 h \gg 1$ をみだし, $\alpha^+ = \alpha^-$, $r_p^+ = r_p^- = r_n^+ = r_n^- = 1$ ($E_0 = 0$) の場合の convolution voltage は,

$$V_{conv}^X = \frac{2\alpha S \sqrt{W^+ W^-}}{\sigma_n + \sigma_p} \cdot \left(\frac{\eta_2}{q}\right)^2 \cdot \frac{\epsilon_s}{\text{Re}[Z_A^{*-1}]/2} \times \left[\frac{\frac{\omega_{cp}}{\omega} \mu_p}{\left[1 + \left\{\frac{\omega}{\omega_{Dp}} \left(\frac{\eta_2^2}{q^2} - 1\right)\right\}^2\right]^{1/2}} + \frac{\frac{\omega_{cn}}{\omega} \mu_n}{\left[1 + \left\{\frac{\omega}{\omega_{Dn}} \left(\frac{\eta_2^2}{q^2} - 1\right)\right\}^2\right]^{1/2}} \right] e^{i2\omega t} \quad (89)$$

御子柴宣夫, 早川尚夫, 鳳一郎, 高田進

となる。ここで, S は 2 個の表面波の相互作用面積 [(ビーム幅) × (半導体の長さ)]

である。次に縦 convolution は r_p^\pm , $r_n^\pm \cong 1$ のとき,

$$V_{conv}^Z = \frac{2\alpha S \sqrt{W^+ W^-}}{\sigma_n + \sigma_p} \cdot \left(\frac{\eta_2}{q}\right)^2 \cdot \frac{\epsilon_s}{\text{Re}[Z_A^{*-1}]/2} \cdot \frac{2E_0}{v_s}$$

$$\times \left[\frac{\frac{\omega_{cp}}{\omega} \mu_p^2}{1 + \left\{ \frac{\omega}{\omega_{Dp}} \left(\frac{\eta_2^2}{q^2} - 1 \right) \right\}^2} + \frac{\frac{\omega_{cn}}{\omega} \mu_n^2}{1 + \left\{ \frac{\omega}{\omega_{Dn}} \left(\frac{\eta_2^2}{q^2} - 1 \right) \right\}^2} \right] \quad (90)$$

となる。 $E_0 = 0$ のとき, $V_{conv}^Z = 0$ となることが注目される。

2.3 縦音響電気効果と Convolution の実験と解析

Si/LiNbO₃ において, 図 8 のようにゲート電圧 V_G によって Si の表面状態をコントロールしつつ実験が行なわれた。用いた Si wafers は [111] 方向 $\rho = 20 \Omega\text{cm}$ の n および p 型で, 厚さ $300 \mu\text{m}$ のものである。表面安定化のための SiO₂ の厚さは 500 \AA , 実験解析のために次の仮定を行なった。

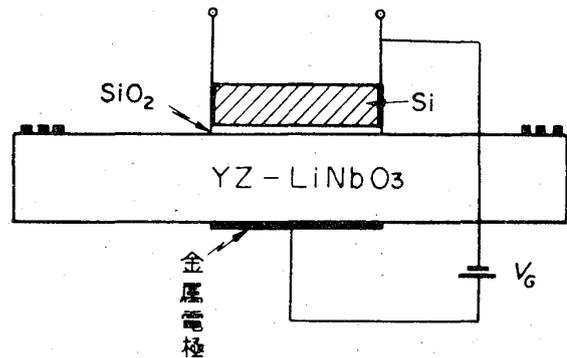


図 8

- (1) キャリヤ濃度 N , P を, MIS 構造の表面におけるキャリヤの体積濃度 n_s , p_s でおきかえた。表面ポテンシャル Ψ_s とすると,

$$n_s = n_0 \exp(e\Psi_s / k_B T), \quad p_s = p_0 \exp(-e\Psi_s / k_B T) \quad (91)$$

である。 V_G と Ψ_s の関係は $C-V$ 特性からきめた。

- (2) V_G の効果は N , P を変化させるだけとし, 交流電流の表式 (67) に考慮しなかった。

(1) の仮定は, もし半導体中への電場のしみ込みが空乏層の厚さに比べて無視できればよいが, 実験条件下ではしみ込みの最大値は $1 \mu\text{m}$ 程度になり, 空乏層の厚さと同程度になる。

以上の仮定の下での α , E_{aez} と V_{conv} の実験と理論が図 9, 図 10 に比較されている。モデルがあまりよくないにもかかわらず実験と理論の一致はかなりよい。

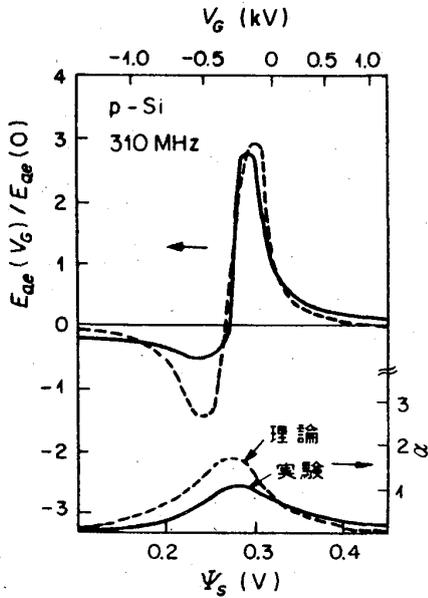


図 9

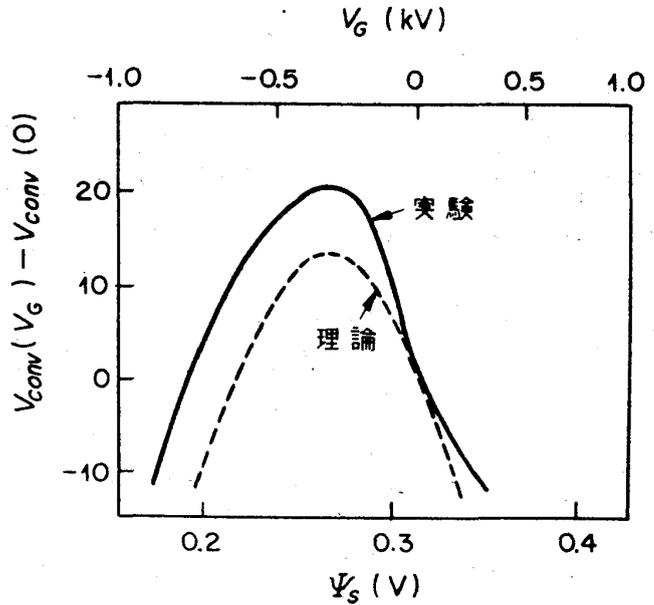


図 10

2.4 音響電気効果による表面移動度の測定¹⁴⁾

Cafarella ら¹⁴⁾ は Si/LiNbO₃ 系において、表面蓄積層の移動度を acoustoelectric current の測定から決めうることを示した。この方法の特徴は移動度 μ を求めるのにキャリア濃度の値を必要としないことである。用いた Si の試料は高抵抗 ($3 \times 10^4 \Omega\text{cm}$) (100) 面のもので、電流は [110] 方向である。ゲート電圧によって表面電子濃度を 1.5×10^{10} から $5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ まで変化させた。用いた表面波の周波数は 166 MHz である。

図 11 に、得られた表面移動度が表面電子濃度の関数として 3 つの試料について描かれている。これらの曲線は他の方法で得られた値とほぼ一致している。

彼等の解析方法は次の通りである。

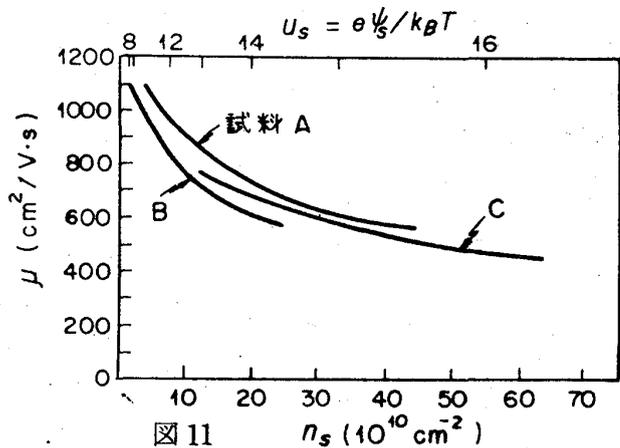


図 11

14) J.H. Cafarella, A. Bers, and B. E. Burck: 1972 Ultrasonics Symposium Proc. (IEEE, New York, 1972) p. 181

御子柴宣夫, 早川尚夫, 鳳一郎, 高田進

まず, 表面蓄積層の厚さは音波の波長に比べて十分薄いとし, 一様なキャリア濃度を仮定する。後で示すように, acoustoelectric current は,

$$I_{ae} = \frac{\mu P_d}{v_s L} \operatorname{Re}(f) \quad (92)$$

となる。ここで, P_d : 表面波からキャリアに与えられたパワー, L : 相互作用の長さ, f : 全電子濃度の交流成分のうち, 伝導帯の電子濃度の占める割合を示すトラップ因子。表面準位が禁止帯中に連続的に分布し, その準位密度が $N_{ss} \text{ cm}^{-2} (\text{eV})^{-1}$ のときは, これも後で示すように,

$$f = \left\{ 1 + \frac{k_B T N_{ss}}{e n_{s0}} \left[\frac{\ln(1 + i\omega\tau)}{i\omega\tau} \right] \right\}^{-1} \quad (93)$$

となる。ここで, n_{s0} は伝導帯の電子の平衡表面濃度, τ はトラップの時定数である。

$\omega\tau \rightarrow 0$ のときは,

$$f = f_0 = \left\{ 1 + \frac{N_{ss}}{n_{s0}} \frac{k_B T}{e} \right\}^{-1} \quad (94)$$

となり, $\omega\tau \rightarrow \infty$ のときは $f = 1$ となる。トラップの時定数が表面波の周期比べて十分大きいとき, もしくは N_{ss} が十分小さいとき $f \cong 1$ としてよい。(92) 式からわかるように I_{ae} と P_d を測定すれば μ が求められる。 P_d は次のように測定する。入力パワーを P_0 , Si をのせたことによる損失を $\Delta (\text{dB})$ とすると,

$$P_d = P_0 [1 - \exp(0.23 \Delta)] \quad (95)$$

から決められる。

ここで, I_{ac} と f の表式を導いておく。 J_{ac} は

$$J_{ac} = \frac{1}{2} e \mu \operatorname{Re}(n_{s1} E_1^*) \quad (96)$$

であるが, 伝導帯中の電子濃度 n_{s1} は全電子濃度 n_1 と,

$$n_{s1} = f n_1 \quad (97)$$

の関係にある。他方, 連続の式から,

$$\frac{\partial J_1}{\partial z} + e \frac{\partial n_1}{\partial t} = 0, \quad n_1 = J_1 / v_s e \quad (98)$$

ここで、拡散項も含めた伝導度を $\sigma_s(\omega, q)$ とすると、

$$J_1 = \sigma_s(\omega, q) E_1 \quad \text{故} \quad (99)$$

$$n_1 = \sigma_s(\omega, q) E_1 / v_s e$$

(97) と (99) を (96) に代入して、

$$J_{ae} = \frac{\mu}{2 v_s} |E_1|^2 \operatorname{Re}(f \sigma_s) \quad (100)$$

となる。Si 中での表面波のエネルギー損失は、

$$P_s = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(J_1 E_1^*) = \frac{1}{2} |E_1|^2 \operatorname{Re}(\sigma_s) \quad (101)$$

ここで $|\operatorname{Re}(\sigma_s)| \gg |\operatorname{Im}(\sigma_s)|$, $|\operatorname{Re}(f)| > |\operatorname{Im}(f)|$ を用いると、

$$J_{ae} = \frac{\mu}{v_s} P_s \operatorname{Re}(f) \quad (102)$$

terminal current は J_{ac} から (92) 式のように求まる。

次に、 f の表式を求める。トラップされた電荷密度の時間変化は、

$$\frac{d}{dt} [n_t(E) dE] = c_n(E) n_s [1 - g(E)] N_{ss}(E) dE - e_n(E) g(E) N_{ss}(E) dE \quad (103)$$

右辺第1項が捕獲、第2項が放出の割合を示す。 n_s : 伝導帯の電子濃度、 e_n, c_n : 放出、捕獲確率、 $g(E)$: エネルギー準位 E が占められる確率。平衡状態では、

$$\frac{d n_{t0}}{dt} = 0 \quad (104)$$

故、

$$e_n = c_n n_{s0} \left(\frac{1}{g_0} - 1 \right) \quad (105)$$

ここで、

$$g_0(E) = [1 + \exp \{(E - E_F) / k_B T\}] \quad (106)$$

小信号近似で、

$$\begin{aligned} \frac{d n_{t1}}{d t} &= c_n n_{s1} (1 - g_0) N_{ss} - g_1 c_n n_{s0} N_{ss} - e_n g_1 N_{ss} \\ &= - n_{t1} \frac{c_n n_{s0}}{g_0} + c_n n_{s1} N_{ss} (1 - g_0) \end{aligned} \quad (107)$$

$$n_{t1} = g_1 N_{ss} \quad (108)$$

これから,

$$\frac{1}{f} - 1 = \int_{E_v}^{E_c} \frac{n_{t1}(E)}{n_{s1}(E)} dE = \int_{E_v}^{E_c} \frac{N_{ss} g_0 (1 - g_0)}{n_{s0} (1 + i\omega \frac{g_0}{c_n n_{s0}})} dE \quad (109)$$

$$d g_0 / d E = - g_0 (1 - g_0) / k_B T \quad (110)$$

を用いると,

$$\frac{1}{f} - 1 = \int_0^1 \frac{k_B T N_{ss} d g_0}{n_{s0} (1 + \frac{i\omega g_0}{c_n n_{s0}})} \quad (111)$$

もし, N_{ss} , c_n が E_F のまわりの $k_B T$ の範囲ではほぼ一定ならば, 積分は簡単で,

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{k_B T N_{ss}}{e n_{s0}} \left[\frac{\ln(1 + i\omega\tau)}{i\omega\tau} \right] \quad (112)$$

$$\tau \equiv 1 / c_n n_{s0}$$

となり, (93) 式が導かれる。

2.5 横音響電気効果

表面波に伴う横音響効果の存在をはじめて指摘したのは Gulyaev ら¹⁵⁾である。(81)

式と同様に,

$$E_{aex} = J_{aex} / (\sigma_{n\perp} + \sigma_{p\perp})$$

15) Yu. V. Gulyaev, A. Yu. Karabanov, A. M. Kmita, A. V. Medved, and Sh. S. Tursunov: Sov. Phys. - Solid State 12(1971)2085

$$= \frac{1}{\sigma_{n\perp} + \sigma_{p\perp}} \cdot \frac{1}{2} \operatorname{Re} [(ep\mu_{p\perp} + en\mu_{n\perp})E_x^*]$$

とかかれる。電圧 V_{aex} は (113) 式を半導体の厚さ h について積分して求められる：

$$V_{aex} = \int_0^h E_{aex} dx$$

横音響電気効果の実験は、30 MHz の表面波を用いて n-Si/LiNbO₃ 系で行なわれた。¹⁶⁾ 図 12 にデータを示す。試料 1 と 2 の伝導度はそれぞれ $\sigma = 2.7 \times 10^{-4}$, $1.8 \times 10^{-3} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ である。

応用面においては、この横音響電気効果を利用した光学パターンのスキャナーが Moll ら¹⁷⁾ によって提案されている。なお、縦音響電気効果を用いたより簡単なスキャナーが Takada ら¹⁸⁾ によってつくられている。

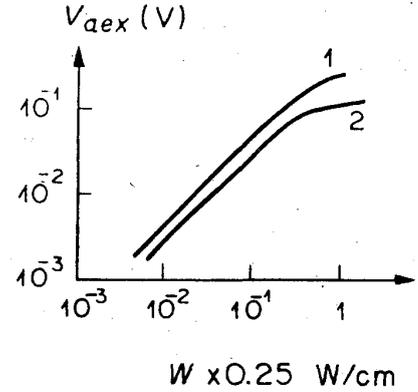


図 12

2.6 表面量子化準位と音響電気効果

実験的にも理論的にも未開拓の分野であり、今後の発展が望まれる。とくに、横音響電気効果には μ_{\perp} がきくので興味深い。

§3 磁気表面準位と表面波

縦波のバルク波を金属表面に垂直に入射した場合の磁気表面準位による共鳴吸収の理論計算が、Fischbeck と Mertsching¹⁹⁾ によって行なわれた。彼等の評価によると、Ga

16) A.M. Kmita and A.V. Medved: Sov. Phys. JETP Letters 14 (1971) 310

17) N.J. Moll, O.W. Otto, and C.F. Quate: M. L. Report No 2059 (Sept. 1972) Stanford Univ.

18) S. Takada, H. Hayakawa, and N. Mikoshiba: Proc. 5th Conf. Solid State Devices, Japan, 1973

御子柴宣夫, 早川尚夫, 鳳一郎, 高田進

において 3GHz のバルク波を用いた場合, $\alpha d \cong 2 \times 10^{-4}$ (d : 試料の厚さ) 程度であり, 実験的検証は困難と思われる。

表面波と磁気表面準位の相互作用の理論的研究は Grishin ら²⁰⁾²¹⁾ によって行なわれている。彼等によると $\omega = 10^{10} \sim 10^{11} \text{ s}^{-1}$ の表面波を用いれば相互作用 (分散, 減衰) を観測できる筈であるが, 実験的研究はないようである。

この分野も今後の発展が望まれる分野であろう。

§4 超伝導と表面波

Akao²²⁾ は水晶の上に 316 MHz の表面波を伝播させ, 水晶上に蒸着した In や Pb の薄膜による減衰の温度変化を測定し, BCS 理論と比較した。

Kratzig ら²³⁾ は, 同様にして Pb の表面超伝導転移磁場 H_{c3} を表面波の減衰から求めた。また, Ag-Pb-Ag のサンドウィッチ薄膜構造を用いて, 超伝導電子が常伝導体中へしみ出す proximity effect を表面波の減衰から測定している。²⁴⁾ さらに, Sn/Cr, Pb/Mn などの薄膜を用いた, 表面波によるギャップゼロ超伝導体の研究も行なっている。²⁵⁾

2次元超伝導体の表面波による研究なども興味あるテーマと思われる。

-
- 19) H. J. Fischbeck and J. Mertsching: Phys. Stat. Sol. 31 (1969) 107
 - 20) A. M. Grishin, E. A. Kaner, O. T. Lubimov, and N. M. Makarov: Solid State commun 8 (1970) 581
 - 21) A. M. Grishin and O. T. Lyubimov: Sov. Phys. JETP Letters 12 (1970) 342
 - 22) F. Akao: Phys. Letters 30 A (1969) 409
 - 23) E. Kratzig, K. Walther, and W. Schilz: Phys. Letters 30 A (1969) 411
 - 24) E. Kratzig, Phys. Letters 33 A (1970) 343
 - 25) E. Kratzig, Phys. Rev. B7 (1973) 119

付 録

I 表面波による金属薄膜の研究

quartzの上に蒸着したいろいろな金属薄膜による表面波の減衰の測定が Bierbaum* によって行なわれた。表面波減衰の理論式と減衰の極大(抵抗に対する)を比べることにより、 μ_{film} または E_F を評価できることが示されている。

II 金属・半金属における Pure Shear Surface Wave

Gulyaev** は、変形ポテンシャル結合が十分強い場合には、金属・半金属においても、Bleustein-Gulyaev 波に対応する pure shear surface wave が存在することを理論的に示した。

III 表面波による非線形音響電気効果

Kalashnikovら* は Si/LiNbO₃(YZ)系において、表面波による縦音響電気効果の符号が音響パワーを増加すると変化することを見出した。実験は n および p-Si において、10~100MHz の表面波を用いて行なった。n-Si の場合には、音響パワー W を増加させると、電子による E_{ae} が W に比例して増大し、若干の飽和が見られた。p-Si で光照射がない場合にも正孔による同様の現象が見られた。光照射した p-Si の場合には、W の小さいときは電子による E_{ae} が観測され、W を増加させると極大値をとってから符号を変え、正孔による E_{ae} に移行する。光照射によって、n 型反転層ができると考えると理解できそうである。

* P. Bierbaum: Appl. Phys. Letters 21(1972)595

** Yuri V. Gulyaev: Appl. Phys. Letters 20(1972)215

* S. G. Kalashnikov, A. L. Morozov, and M. A. Zemlyanitsvn: Sov. Phys-JETP Letters 16(1972)118

IV Convolution 信号の "Exciton Resonance Enhancement"

最近 Lim ら* は ZnO を用い, Convolution 信号の光照射による増大の波長依存性にいくつかのピークが存在し, それらが ZnO での反射や吸収の実験で観測されているエキシトン遷移に対応することを見出した。彼等の考えた一つの可能なメカニズムは次のようなものである。いま音波 (q_i, ω_i) と光 (q_L, ω_L, E^L) が存在すると, 媒質の非線形偏極率によって

$$E_a(\omega_L \pm \omega_i) = R_{\alpha\beta\gamma\delta} S_{\beta\gamma}^{(i)} E_\delta^L \exp[i(q_i \pm q_L) \cdot r - i(\omega_i \pm \omega_L)t]$$

の形の電場が生じる。ここで $S_{\beta\gamma}^{(i)}$ は歪テンソル, $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ は電気光学 (electro-optic) テンソルと音響光学 (elasto-optic) テンソルの成分を含み, 両者ともに ω_L がエキシトン遷移周波数に近づくと共鳴的に大きくなる (共鳴 Brillouin 効果)。 (1) 式に基づく高次効果として, $i=1, 2$ の 2 つの音波により

$$E_a(\omega_1 + \omega_2) = \text{Re} \{ T_{\alpha i j k l l v} S_{ij}^{(1)} S_{kl}^{(2)} E_\lambda^L E_r^L \exp[i(q_1 + q_2) \cdot r - i(\omega_1 + \omega_2)t] \}$$

の形の電場が生じる。

$q_1 = -q_2, \omega_1 = \omega_2$ の場合には, $2\omega_1$ で振動する Convolution 電場となり, 振幅は光の強度に比例し, 歪の積に比例する。

ZnO での $n=1$ の 3 つのエキシトン遷移が観測されており, $E \perp c$ 軸の光による A, B 遷移は $0.373 \mu m$, $E \parallel c$ 軸の光による C 遷移は $0.369 \mu m$ で起こる。Lim らの見出したピークは $0.384 \mu m$ と $0.377 \mu m$ であり, 偏極方向依存性も一致している。約 100 A のシフトの原因は不明である。

このように, 表面波信号がエキシトン構造に対して敏感であることは大変興味深く, 今後の研究の発展が望まれよう。

* T. C. Lim, T. Wolfram, E. A. Kraut, and S. K. Sinha: Appl. Phys. Letters 22(1973)421