

CdS に於ける超音波増巾と non Ohmic E-I 特性

山 田 一 雄

圧電性結晶である CdS で、表題のような現象が注目されている。何れも光電子の電場 E による drift velocity $v_0 = (\mu E)$ が音速 C_s を越えた時に起きる。ここではこの phonon instability の問題を drift している電子と piezo electric acoustic phonon との相互作用という面から考え、現象論的 picture (超音波増巾の実験は半定量的にはこれでよい) 及び電子-フォノンの衝突 (real collision process) という picture を夫々音波の波長の長い時短い時の取扱いとして含むような kinetic formulation を試みた。波数 k の phonon (音波) の基準座標の運動及び相互作用によりその運動に参与する電子の揺動を電子の分布函数の運動方程式から求める。それは電子と piezo acoustic 及び optical phonon との相互作用を考慮して或る近似のもとに導かれる。 $k\ell > 1$, $k\ell < 1$ の case に対して (ℓ は常温の CdS では optical phonon との衝突により決まっておる平均自由行程で $\approx 10^{-6}$ cm である) $\omega = \omega_1 + i\omega_2$ は夫々 ($\omega_1 > \omega_2$) , $k\ell < 1$ では

$$\omega_1^2/k^2 = \frac{c}{\rho} + \frac{4\pi d^2}{\epsilon \rho} \cdot \frac{(\frac{\omega_1}{\omega_c} r)^2 + \frac{k^2}{k_D^2}(1 + \frac{k^2}{k_D^2})}{(\frac{\omega_1}{\omega_c} r)^2 + (1 + \frac{k^2}{k_D^2})^2}, \quad (A)$$

$$2\omega_2 = \frac{4\pi d^2}{\epsilon \rho} \frac{k^2}{\omega_c} r \left[(\frac{\omega}{\omega_c} r)^2 + (1 + \frac{k^2}{k_D^2})^2 \right]^{-1}$$

$k\ell > 1$ では

$$\omega_1^2/k^2 = \frac{c}{\rho} + \frac{4\pi d^2}{\epsilon \rho} \cdot \frac{k^2}{k^2 + k_D^2}, \quad (B)$$

$$2\omega_2 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{4\pi d^2}{\epsilon \rho} \frac{k_D^3}{\omega_p k} \left(1 + \frac{k_D^2}{k^2}\right)^{-2} r e^{-\frac{m v_0^2}{2kT}}$$

ここで ρ , c , ϵ , d は夫々密度, 弾性定数, 誘電率, 圧電係数,

$$r = 1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_0}{\omega_1}, \quad \omega_c = 4\pi\sigma/\epsilon, \quad \sigma = ne\mu, \quad k_D^2 = 4\pi ne^2/\epsilon kT, \quad \omega_p^2 = 4\pi ne^2/m\epsilon.$$

$1 + k^2/k_D^2$ は shielding effect である。 $r < 0$ になると何れも $\omega_2 < 0$ となり amplify を示す。 $k\ell < 1$ の結果は Hutson 等により得られている結果であり 後者は phonon が直接電子との衝突 (energy-momentum を保存する) による減衰或は増巾率である。その結果を図示する。 k_D は photo-electron の数により、動くが、 ($T = 300^\circ \text{K}$ として σ が $10^{-5} \sim 10^{-1} \text{cm}^{-1}$ に対して $10^{+3} \sim 10^5 \text{cm}^{-1}$) ℓ^{-1} はそれより大である。

次に drift velocity v_0 が大きくなつた時の電流は、空間的には一様な電子の分布函数 $f(0, p, t)$ に対する Kinetic equation

$$\frac{\partial f(0, p, t)}{\partial t} + e\vec{E} \cdot \frac{\partial f(0, p, t)}{\partial \vec{p}} =$$

$$-\frac{f(0, p, t) - f^0}{\tau} + \sum_q i\vec{q} (V_q Q_q + \phi_q n_q) \frac{\partial f(-q, p, t)}{\partial \vec{p}}$$

から求められる。但し $V_q = \frac{4\pi ed}{\sqrt{\rho\epsilon}}$, $\phi_q = \frac{4\pi e^2}{\epsilon q^2}$, $n_q = \int f(q, p, t) d\vec{p}$, Q_q は音波の normal coordinate, τ は optical phonon による relaxation time, $f(-q, p, t)$ に対する方程式は、前に分散式の議論の基礎になつたもので、それは Q_q に依つて決る。 n_q の項は電子間クローンの Dynamical Hartree 近似による項で shielding effect を与える。問題は Q_q の決定であつて、それは 3-phonon process (nuharmonic term から来る) 或は boundary conditions によつて決まるものである。ここでの話は全て古典的な話であるが、量子論にも同様な議論は行える。

$|\omega_2|$ の k に対する
Schematic Figure

