

(1) と (2) の差はまだ追及中である。

どの様に、励起子が不安定となり、高密度電子と正孔になるのか、更に、重心運動に関しては、Bose Condensation が起るか否かの議論は、次にゆずりたい。

高密度励起子によるマイクロ波伝導

物性研 森 垣 和 夫

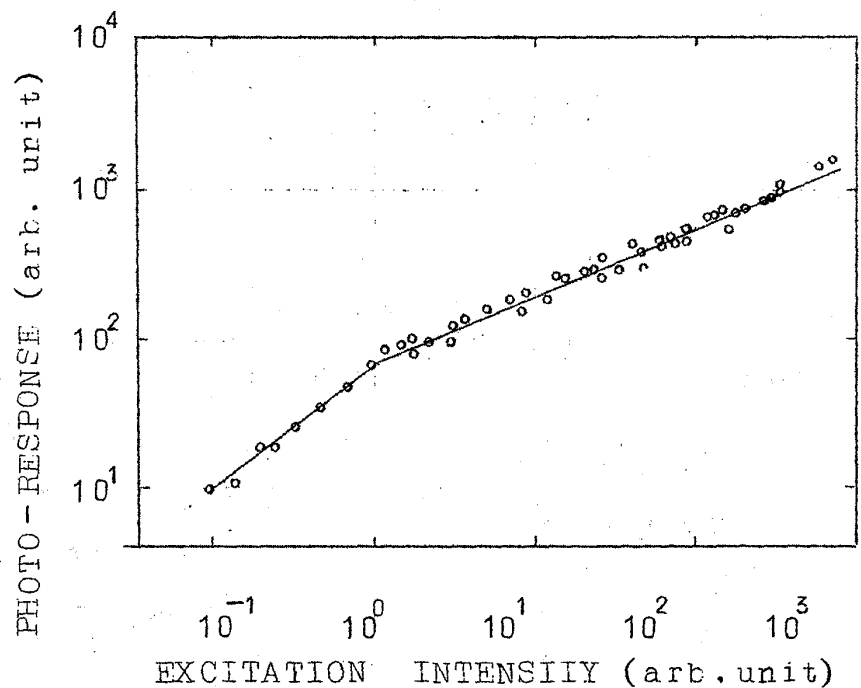
最近、高密度励起子に対する関心が高まつて来ている。¹⁾ 高密度励起子において期待される現象については、前の花村氏の講演を参照して頂くことにして、ここでは、現在われわれの所で行なつてゐる実験について述べたい。

ここでは、励起子を高密度に作るために、アルゴン・レーザー (最大 2 W) を用い、その光エネルギーに合つた励起子エネルギー (固有励起子 1 S) をもつ結晶として $\text{CdS}_{0.9995}\text{Se}_{0.0005}$ の混晶を撰んだ。²⁾ この実験では、マイクロ波を次のような理由又は目的で用いた。

- (1) 電気伝導を測定するのに、電極を用いなくてよい。
- (2) 静電場をかけて、励起子をイオン化した状態で、マイクロ波により伝導度を測定しうる。
- (3) 励起子のマイクロ波に対する応答として、その誘電部分によるものが期待される。励起子の寿命は $10^{-9} \sim 10^{-11}$ sec 位と考えられるが、例えば 10^{-10} sec はマイクロ波の週期に相当する。その周波数 ω と励起子寿命との間に、 $\omega\tau \sim 1$ をみたす所で誘電分散が起こることが期待される。
- (4) 励起子をイオン化しない範囲での静電場によつて、励起子準位はスタルク分裂をおこす。そのスタルク準位間の遷移を、特に $n=2$ の励起子についてマイクロ波にて観測しうる可能性がある。(CdS の場合、Thomas and Hopfield³⁾ のスタルク効果の光吸収測定から、その周波数はミリ波、サブ・ミリ波領域に入る。)

この報告では、マイクロ波に対する応答のレーザー光強度依存性についての実験結果について述べたい。⁴⁾ 液体ヘリウム温度にて Ar レーザー光を 375 Hz でチョップして $\text{CdS}_{0.995} \text{Se}_{0.005}$ 単結晶に照射する。試料は、 TE_{102} の空洞共振器の振動電場成分の強い所におかれている。 375 Hz のマイクロ波検波信号を位相検波増巾器にて増巾検波する。結晶内に作られた励起子密度は、実測されていないが、励起子の寿命を 10^{-10} sec と仮定すれば 1 W のレーザー光によつて出来る励起子密度は、今の場合 10^{16} cm^{-3} 位である（但し、照射面積 1 mm^2 ）。

第 1 図に 4.2°K での信号の強度がレーザー光強度の関数として示されている。信号強度は伝導キャリア数に比例している。又、この強度はマイクロ波振動電場に対して比例して増大する。（オームの法則）信号強度はレーザー光の弱い所では、その強度の 1 乗に比例して増大しているが、



第 1 図

ある強度以上ではレーザー光強度の 0.44 乗に比例して増大していることが、注目される。ここでのキャリアは励起子ではなく、伝導電子と考えられる。励起子から伝導電子を生じるメカニズムとして、不純物電子をイオン化するオージェ過程、励起子同士の衝突等が考えられる。ここでは、後者について考察する。

伝導電子、正孔、励起子、ドナー、ドナー電子の密度を夫々 n , p , n_{ex} , N_D , n_D とする。 n および n_{ex} に対する時間変化は次式で与えられる。（他はここでは省略）

$$\frac{dn}{dt} = \gamma_B n_{ex}^2 - \gamma_T (N_D - n_D) n - \gamma_R n \cdot n_{ex} - \gamma_0 n \cdot p, \quad (1)$$

$$\frac{dn_{ex}}{dt} = F - \alpha n_{ex} - \gamma_B n_{ex}^2, \quad (2)$$

(1) 式の第1項は励起子間の衝突によつて伝導電子の形成される比率，第2項は伝導電子が空いたドナーに捕かまる比率，第3項，第4項は夫々伝導電子と励起子又は自由正孔との再結合を表らわす。(2) 式では，第1項は励起子形成比率，第2項は，励起子の再結合による消滅，第3項は励起子間の衝突にあたる。実験結果の1乗から $1/2$ 乗への折れ曲がりをも説明するためには，

$$\gamma_B n_{ex}^2 > \alpha n_{ex} \text{ を仮定して } n_{ex} = \sqrt{\frac{F_0}{\gamma_B}} \text{ が成立すればよい。その場合，}$$

(1) 式から $\gamma_R n_{ex} > \gamma_0 p$ の場合， $\gamma_R n_{ex} < \gamma_T N_A$ ($N_D - n_D$ はアクセプター濃度 N_A によつて与えられる。今の試料では，かなり補償されていると考えられる。) では $n = F / \gamma_T N_A$ ， $\gamma_R n_{ex} > \gamma_T N_A$ では，

$n = \gamma_B^{-1/2} F^{1/2} / \gamma_R$ が成り立つ。Fについては1乗から $1/2$ 乗への折れ曲がりの F ($\equiv F_0$) は次式で与えられる。

$$F_0 = \gamma_B \left| \frac{\gamma_T}{\gamma_R} \right|^2 N_A^2, \quad (3)$$

$\gamma_0 p > \gamma_R n_{ex}$ の場合にも，1乗から $1/2$ 乗の折れ曲がりと同じようにし

て得られる。($F_0 = \frac{\gamma_T^2}{\gamma_0} N_A^2$) 最近の実験では，4.2°K から 1.7°K に温度

が下がると，折れ曲がりを与えるレーザー光強度が増大する結果が得られている。このことは，(3) 式の γ_T の温度変化として理解しうる。

現在までの実験では，直接に励起子による伝導は観測されていない。観測された伝導は励起子間衝突，その他のメカニズムによつて励起子から生じた伝導電子によるものとして解釈される。

森垣和夫

参 考 文 献

- 1) L.V.Keldysh : Proc. IX International Conf. on the Phys. Semicond., Moscow, 1968, p.1307.
- 2) 柗元, 塩谷 : 物理学会講演, 予稿集 6, p.46, p.96 (1969, 11月)
- 3) D.G.Thomas and J.J.Hopfield : Phys. Rev. 124 (1961) 657.
- 4) 森垣, 原田, 恩田, 柗元 : 物理学会講演, 1970, 4月仙台。