

位間隔が、フォノンエネルギーよりはるかに大きい場合、Landau 準位間の遷移は許されない。フォノンビームの方向の速度が音速に等しい電子だけが、エネルギーの吸収に寄与する。

金属電子系の誘電率は、Lindard の式から、テキストの(4)式を得た。

次に、band nesting について話された。Cr の場合、band nesting によって、電子—正孔対のスピン配置は三重項の方が安定となり、SDW が安定化する。常磁性状態から  $T_N = 312\text{K}$  で transverse mode の SDW に、 $115\text{K}$  で longitudinal mode に相転移する。

一方、一重項状態が安定な nesting では、CDW が安定になるが、CDW の実証として遷移金属のダイカルコゲナイドを electron diffraction pattern を用いて説明された。

de Haas van Alphen 効果について、周期的な H-M 曲線、情報量が多いことなどを説明された。一義的ではないにしても、フェルミ面を再構成することが出来る。

以後若干のプリントの説明があった。

(文責 星 淳一)

## 半導体の非線型伝導

講師 中大理・工 黒 沢 達 美

講義は、1) 非線型伝導、2) 負の微分伝導度、3)  $\vec{E} \perp \vec{H}$  の場合の電子の運動、4) photo electron から成っている。ここでは主に 3) について講義内容の一部を紹介したい。図 1 は電場をかけた場合の電子の運動を示したもので、不純物散乱があまり効かない場合、電子は散乱されることなく半径  $p_{op}$  (光学フォノンのエネルギー  $\hbar\omega_{op}$  に相当する運動量) の円に到達する。すると直ちに光学フォノンを放出して  $\epsilon \sim 0$  (電子のエネルギー) の状態に戻り、又加速されて同じ運動をくり返す。もし、電場と磁場とを直角にかけると、運動量空間での電子の運動は  $m^*cE/H = p_c$  という点を中心とする円運動となる。 $p_c$  が  $p_{op}$  の半分以下の時には、図 2 に示した斜線の領域に電子がたまり、エネルギー分布関数に一種の分布反転が生ずる。もし、この状態で、瞬間的に  $E$  を 0 とすると、電子は一団となって原点を中心としたサイクロトロン運動を始める。

この場合電子は位相をそろえて運動しており超放射が期待されるが、それには  $\omega_c$  よりも速いパルス技術が必要で実現は困難である。しかし、ある程度以上の大振巾で  $\omega_c/n$  ( $n=2, 3 \dots$ ) の周波数の電磁波を入れると卵型の分布が得られ、卵の尖った部分が双極子モーメントを生じて超放射が期待できる。別の分布反転として、円運動の中心  $p_c$  が  $p_{op}$  の半分近くにあり、かつ電場も磁場もあまり強くない場合には、図3のような分布が得られることがある。この場合は、電子の  $\hbar\omega_{op}$  以上のエネルギー領域への食い込みはあまり大きくなく、従って光学フォノンを放出した後の余分なエネルギーも小さい。

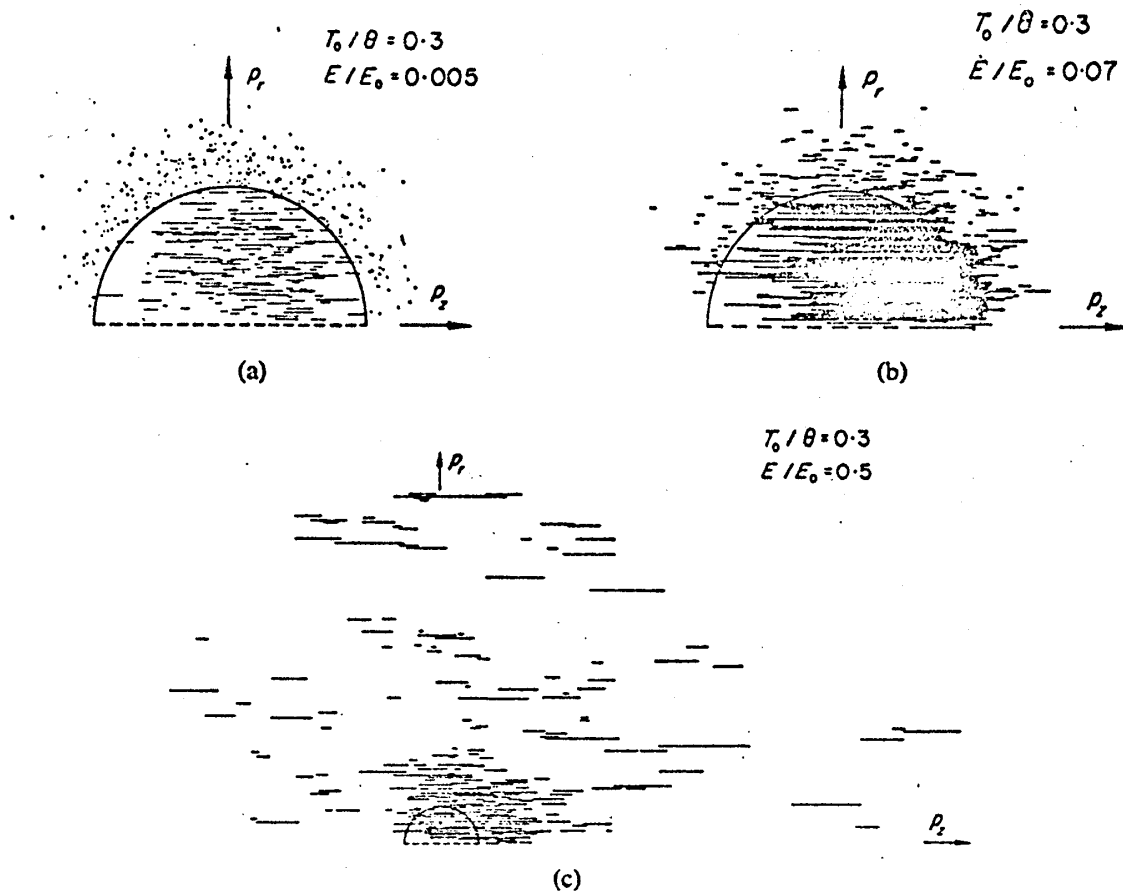


図 1. Simulated traces of electron motion in momentum space. The straight lines result from acceleration in the applied electric field. In each collision, the electron changes its momentum abruptly. Results for three different electric fields are shown: (a) 500 collisions with  $E = 0.005 E_0$ , (b) 500 collisions with  $E = 0.07 E_0$ , (c) 327 collisions with  $E = 0.5 E_0$ . The lattice temperature is  $0.3 \theta$ .

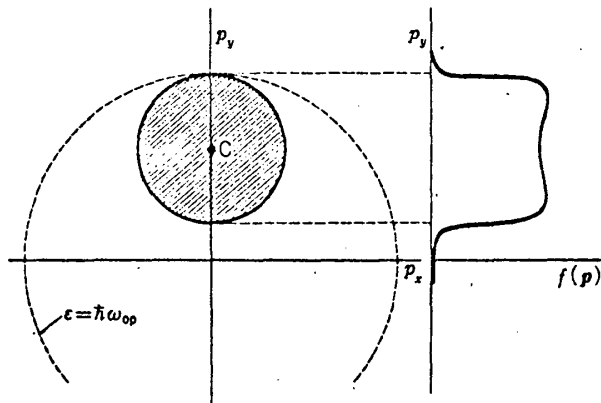


図 2. 磁場の下での吹き溜り効果

非極性光学フォノンとによる散乱頻度,

$$\omega_{op} = B\theta \{ (n_{op} + 1) \sqrt{\epsilon/\hbar \omega_{op} - 1} + n_{op} \sqrt{\epsilon/\hbar \omega_{op} + 1} \}$$

( $\theta$  と  $n_{op}$  は, 光学フォノンのデバイ温度と占有数) の2つを考えると, その実現性の条件は図4で示される。物質と温度とを定めると  $B\theta/AT$  の値は一定となり, 反共鳴の

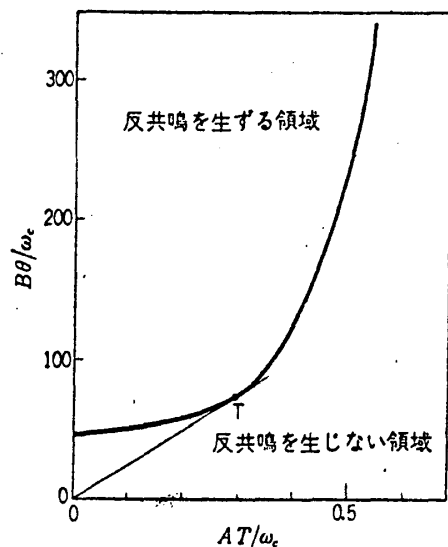


図 3. ドーナツ型分布 (ランダウ準位での分布反転)

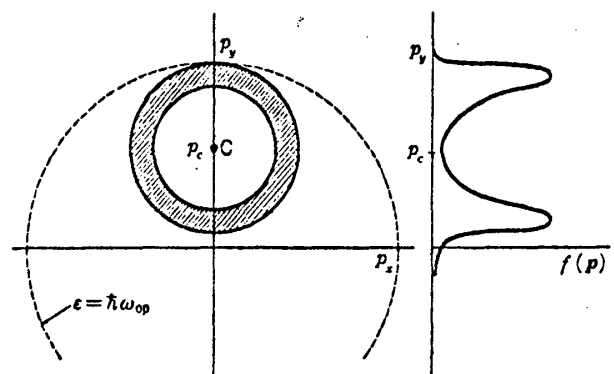


図 4. サイクロトロン反共鳴の生ずる範囲

現われるギリギリの値は、図4に示した接線により定められ、約250位となる。これ以下だと反共鳴は生じない。多くの半導体ではこの条件は実現可能であるが、不純物散乱という障害があり、これをどこまで減らせるかが反共鳴実現の条件となる。

(文責 柳田敬一)

## 強誘電体の臨界現象 (理論)

講師 北大・応電研 徳 永 正 晴

この講義は、強誘電体の臨界現象の理論を実験家にもわかりやすいように説明するという趣旨で行なわれた。

代表的な強誘電体である TGS についての臨界現象の測定結果は、たとえば強磁性体などにおける臨界現象と比較して、転移点近傍までよく平均場近似が成立するということがあった。この原因は現在では、強誘電体の特徴である電気双極子間相互作用にあると考えられている。

自由エネルギー  $G$  が分極密度  $\sigma(\mathbf{r})$  を用いて次のような形に書けるとする。

$$G = \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{1}{2} a \sigma(\mathbf{r})^2 + \frac{1}{4} b \sigma(\mathbf{r})^4 + \frac{1}{2} c |\nabla \sigma(\mathbf{r})|^2 \right\} \quad (1)$$

平均場近似が成り立つためには  $\sigma(\mathbf{q})$  を  $\sigma(\mathbf{r})$  のフーリエ成分として、

$$a \gg b \sum_{\mathbf{q}} \langle |\sigma(\mathbf{q})|^2 \rangle \quad (2)$$

でなければならない。これが Ginzburg Criterion である。(2) 式の右辺に平均場近似の答えを代入して和を積分になおせば、結局、

$$\kappa^2 \gg y \kappa \quad (3)$$

$$\left( \text{ただし } \kappa^2 \equiv a/c, \quad y \propto \frac{k T_c b}{c^2} \right)$$

となる。 $y$  が有限である限り  $\kappa \rightarrow 0$  でこの不等式は成立しなくなり、臨界領域に入る。