見た時，増大は振動的に起る。

更に多体効果を考慮して計算されたレベル位置を基に伝導度を計算し，磁気伝導の線形を求めた。結果は第１図に示すが、川路・若林[6]その他のグループによる実験を良く説明する。計算に現われているN $\geq$ 4 のカスプは裸の谷分裂が裸のスピン分裂の半分よりも大きくなった所で現われるのであるが，川路・若林らの実験で実証されている。

参考文献

1) W. Kohn, Solid State Physics, vol. 5. ed by F. Seitz and D. Turnbull, and references contained therein.
2) W. D. Twose, in Appendix of the reference : H. Fritzsche, Phys. Rev. **125** (1962) 1560.
3) A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard and P. J. Stiles, Phys. Rev. Letters **16** (1966) 901 ; J. Phys. Soc. Japan Suppl. 21 (1966) 337.
4) T. Ando and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Japan **37** (1974) 1044.
5) T. Ando, J. Phys. Soc. Japan 37 (1974) 622.
6) S. Kawaji and J. Wakabayashi, to be published in Surface Science.

^{4}He 表面電子のリプロン散乱易動度

東大教養物理　斎 藤 基 彦

最近 0.5 < T < 1 °K において，^{4}He 表面上の電子のプラズマ振動が GRIMES と ADAMS[1]によって観測された。彼らはその巾より易動度を評価し，T < 1 °K でリプロン[2]による散乱が重要である事を示した。しかし理論的には COLE[2]の指摘以来，SHIKIN と MONARKA[3]，GASPARI と BRIDGES[4]の論争があり混乱していて，まだ定量的結着がついていない。ここでは SHIKIN ら[3]の議論が本質的に正しい事を示し，リプロン散乱による易動度を計算し，実験と良い一致をみたので報告する。

今 He 表面は $z = u(\rho ; Q)$ で与えられたとする。ここで $\rho = (x, y)$，Q_q はリプ

ロンの規準座標，電子は $z > u(\rho;Q)$ に存在するとする。MAXWELL の方程式を解くと，電子に対する鏡像ポテンシャルは

$$U_{im}(\mathbf{x}) = -\frac{e^2}{\varepsilon z} - \frac{e^2}{\varepsilon z^2} u(\rho;Q) + \frac{1}{\sqrt{S}} \sum_q Q_q e^{iq\cdot\rho} \bar{\gamma}_q(z) \qquad (1)$$

で与えられる。ここで $\varepsilon^{-1} = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/4\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$ ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$ は真空と ^{4}He の誘電率)，$\bar{\gamma}_q$ は K_n を変形 BESSEL 関数として[5]

$$\bar{\gamma}_q(z) = q^2\left\{\frac{K_1(qz)}{qz} - \frac{1}{(qz)^2} - \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} K_0(qz)\right\} \qquad (2)$$

ここで，全ハミルトニアン $\mathscr{H} = K_e + \mathscr{H}_r + U_{im} + eFz$（ただし，$K_e$ は電子の運動エネルギー，$\mathscr{H}_r$ は自由リプロンのハミルトニアン，F は外部電場）に，ユニタリ変換 $\hat{\mathscr{H}} = U\mathscr{H}U^{-1}$，$U = \exp\left(u(\rho,Q)\frac{\partial}{\partial z}\right)$ をほどこし，電子の基底状態での期待値をとり，z 座標を消すと（断熱近似）

$$\widetilde{\mathscr{H}}_{eff} = \frac{\rho_\perp^2}{2m} + \mathscr{H}_r + \frac{1}{\sqrt{S}} \Sigma\, Q_q\, e^{iq\cdot\rho}(\bar{\gamma}(q) + eF) \qquad (3)$$

となり，非断熱項は無視できる事がわかる。リプロンによる散乱易動度を求めると，

$$\mu = \frac{8\hbar\sigma}{em} \frac{1}{(F^*(T) + F)^2} \qquad (4)$$

となる。ここで σ は ^{4}He の表面張力定数，F^* は，

$$F^*(T) = \frac{\sqrt{3}\,T}{e\,a_F}\,\ell n \frac{\hbar^2}{3mT\,a_F^2} \qquad (5)$$

$$a_F = a_0 \frac{4}{3\lambda}\,\mathrm{sh}\left(\frac{1}{3}\mathrm{sh}^{-1}\frac{9\lambda}{4}\right) \;;\quad \lambda = \left(\frac{2eFma_0^3}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (6)$$

a_0 は有効 BOHR 半径（$= 76$Å）である。

この結果，$T = 0.5$°K で $F^* = 230$ V/cm，$\mu = 3.7 \times 10^7$ cm²/V·s となり，実験

の $F^* = 230\,\mathrm{V/cm}$, $\mu = 1.76 \times 10^7\,\mathrm{cm^2/V\cdot s}$ と良い一致を示す。

参 考 文 献

1) C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Letters, **36** (1976) 145.
2) M. W. Cole, Phys. Rev., **B2** (1970) 4239.
3) V. B. Shikiv and Yu. P. Monarka, J. Low Temp. Phys., **16** (1974) 193.
4) G. D. Gaspari and F. Bridges, preprint.
5) 正しい表式は (2) で与えられるが，^{4}He の場合第 3 項は小さく無視できる。MOS では第 3 項を含める事が必要となる。

表面電子に対する光学的格子振動の効果

山口大・工　　松　浦　　　満

イオン結晶の表面近くに存在する電子は，表面光学型フォノンと強く相互作用し，電子は表面ポーラロンと呼ぶ事が出来る。ここでは (1) この問題に対する表面光学型フォノンと共に，バルク光学型フォノンをも考慮する定式化を行い，(2) その結果を使って，イオン性半導体中の intrinsic な表面準位の電子に対するポーラロン効果を半定量的にみつもった。

モデルとして電子のハミルトニアンは表面に平行な方向では有効質量を持った自由電子を仮定し，垂直な方向では表面の効果がポテンシャル V(z) で表わせるとする。表面に平行な運動量

$$P_{/\!/} = p_{/\!/} + \sum_q \hbar q\, s_q^+ s_q + \sum \hbar\, k_{/\!/}\, b_k^+ b_k$$

を定義すると，$P_{/\!/}$ はハミルトニアン H と可換である。従って $P_{/\!/}$ は表面ポーラロンの運動量とみなせる。ここで $p_{/\!/}$ は電子の運動量オペレーターの表面に平行な成分を表わし，s_q^+ と s_q は波数 q を持つ表面フォノンの生成及び消滅演算子，b_k^+ と b_k は波数