

Bok 教授の講義要約

„Plasma and Magneto-plasma Phenomena
in Solid State Optics.“

長 谷 川 洋 (京大理)

小 山 愛一郎 (京大理)

序、ここで考察するのは固体（金属、半金属、半導体）の伝導電子と電磁場との相互作用で電磁場は古典的に取扱う。特に静磁場のある場合に興味があり、バンド間遷移は問題にしない。従つて optical な現象といつてもここでの波長領域は可視部に限らない。（むしろマイクロ波領域が重要）参考書としては Ziman: Principle of Theory of Solids, Pines-Noziers: Quantum Liquids があげられる。

1 Collective Oscillations.

ここに述べられていることは極めて常識的なことがらでくわしく再現することもない。しかし縮退した電子ガスの持つ誘電率 $\epsilon(\omega, q)$ をあたかも電子間相互作用を完全に忘れて計算し、それと古典静電気論との結合から

$$\epsilon(\omega, q) = 0$$

を満す plasma collective mode の振動数を与えるという常套手段も話す人によつてその与える理解と感銘はおのずから異なる。Bok氏は、予め電子間クーロン相互作用の長距離効果の implicit な役割を言葉だけで簡明に述べた。後半部では表面電荷によつて生ずるプラズマの surface mode について述べ、Ritchierによつて最初に指摘されたプラズマ振動数の反電場によるシフトの式を簡単な考察から導いた。更に特別な場合にはプラズマが電磁場の横波と相互作用して光を放射し得るという Ferrell の結論に言及した。

II Waves in anisotropic plasmas.

magneto-plasma に登場する種々の波及びモードに関する survey である。

a) classical b) local c) isotropic carriers の仮定のもとに
分類の結果を一括して table に示す。ここに用いられる記号は以下の通り。
先ず分数式は一般的に

$$An^4 - Bn^2 + C = 0 \quad (\text{II-1})$$

と与えられ、

$$\left. \begin{aligned} n &= \frac{c|q|}{\omega} \quad (\text{屈折率}) \\ A &= \epsilon_{\perp} \sin^2 \theta + \epsilon_{\parallel} \cos^2 \theta \quad \theta = H_0 \wedge q \\ B &= \epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel} + \epsilon_l \epsilon_r \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel} \cos^2 \theta \\ \alpha (= |\epsilon|) &= \epsilon_l \epsilon_r \epsilon_{\parallel} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-2})$$

種々の誘電定数は

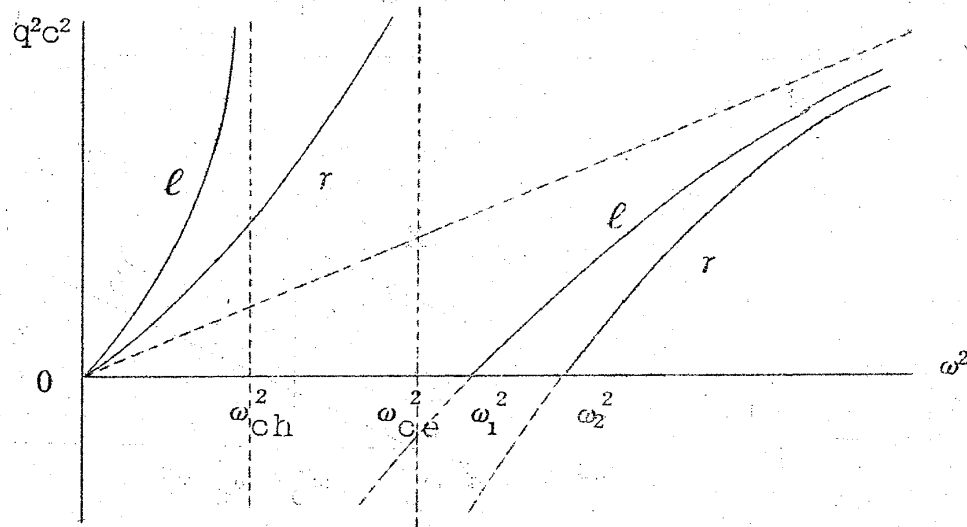
$$\left. \begin{aligned} \epsilon_l &= 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + K_1 \omega_{ci})}, & \epsilon_r &= 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega - K_1 \omega_{ci})} \\ \epsilon_{\parallel} &= 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} & \epsilon_{\perp} &= \frac{1}{2}(\epsilon_l + \epsilon_r) \\ \text{但し } \omega_{pi}^2 &= \frac{4\pi n_i e^2}{m_i} & \omega_{ci} &= \frac{eH_0}{m_i c} & K_1 &= \begin{cases} +1 & \text{electron} \\ -1 & \text{hole} \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-3})$$

Faraday configuration ($\theta=0$)	dispersion relations	uncompensated (one-type of) carriers (electrons)
		$n^2 = \epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)}$ right circular wave $n^2 = \epsilon_l = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_c)}$ left circular wave
	modes	
remarks		low frequency r-polarized wave のみ
		伝播可能 $\omega = \frac{\omega_0}{\omega_p^2} q^2 c^2 \quad (\text{helicon wave})$

compensated carriers ($n_e = n_h$)

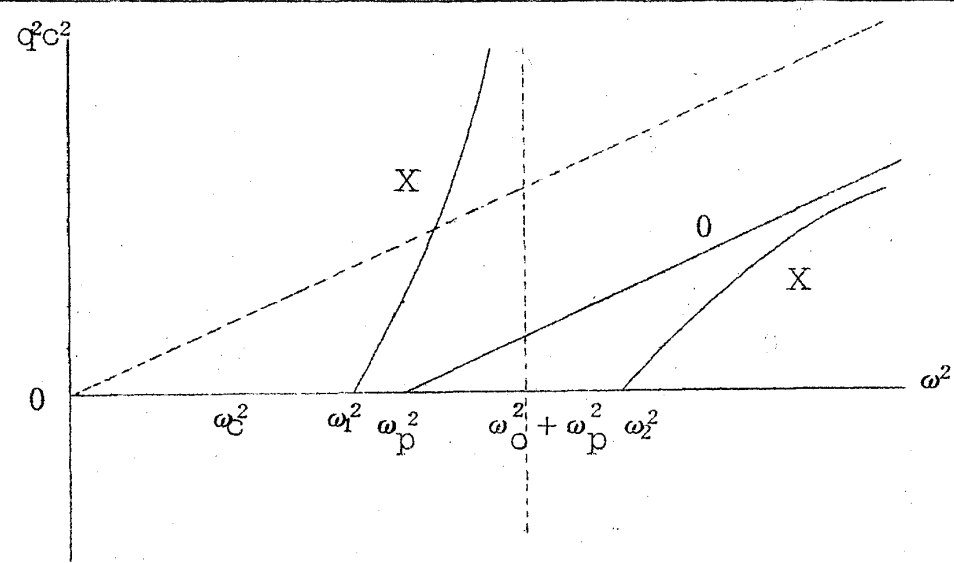
$$n^2 = \epsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})} - \frac{\omega_{ph}^2}{\omega(\omega + \omega_{ch})}$$

$$n^2 = \epsilon_l = 1 - [\omega_{ce} \rightarrow -\omega_{ce}, \omega_{ch} \rightarrow -\omega_{ch}]$$



low frequency part $\epsilon_r \approx \epsilon_l \approx 1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{ph}^2}{\omega_{ch}^2}$

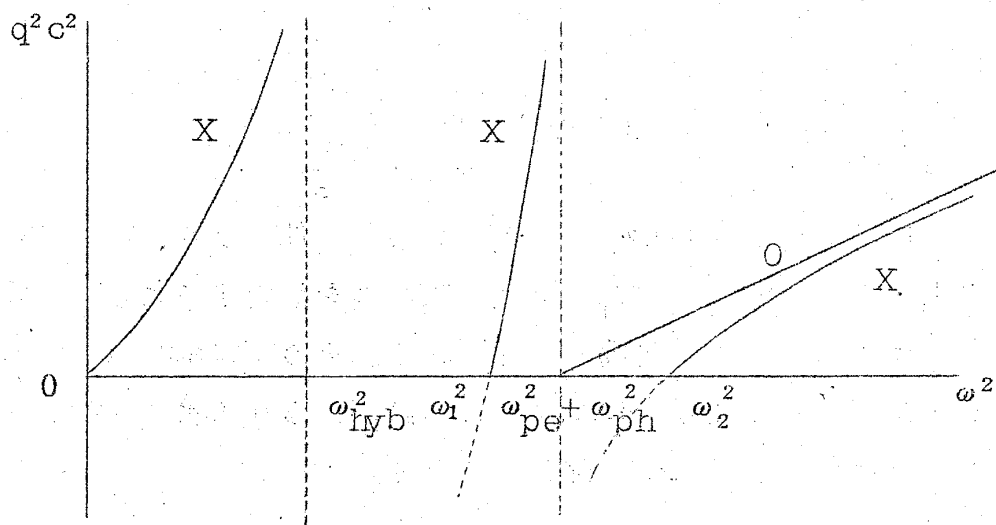
$$\omega = \frac{qc}{\sqrt{1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{\omega_{ph}^2}{\omega_{ch}^2}}} = \frac{H \cdot q}{\sqrt{4\pi n(m_e + m_h)}} \quad (\text{Alfven wave})$$

Voigt configuration ($\theta = \frac{\pi}{2}$)	dispersion relations	uncompensated carriers
		$n^2 = \epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ $n^2 = \frac{\epsilon_{\perp} \epsilon_r}{\epsilon_{\perp}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2 - \omega_p^2}$
		ordinary wave ($\vec{E} \parallel \vec{H}_0$) extraordinary wave ($\vec{E}_{\perp} H_0$)
modes		
remarks	cut-off ($n^2=0$) $\rightarrow \omega^2 = \omega_1^2, \omega_2^2$ (same as Faraday case) resonance ($n^2=\infty \rightarrow \epsilon_{\perp}=0$) $\omega^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2$	

compensated carriers

$$n^2 = \epsilon_{||} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{ph}^2}{\omega^2} \quad \text{ordinary wave}$$

$$n^2 = \frac{\epsilon_l \epsilon_r}{\epsilon_{\perp}} \quad \text{extraordinary wave}$$



cut-off ω_1^2, ω_2^2 same as Faraday case

resonance $\epsilon_{\perp} = 0$ ($\omega_p^2 \gg \omega_{ce}^2, \omega_{ch}^2$)

$$\omega^2 \cong \omega_{pe}^2 + \omega_{ph}^2$$

or $\cong \omega_{ce} \omega_{ch} (\equiv \omega_{hyb}^2)$ (hybrid resonance)

長谷川、小山

III Applications

前節の延長として三つの subject を取り上げたい。

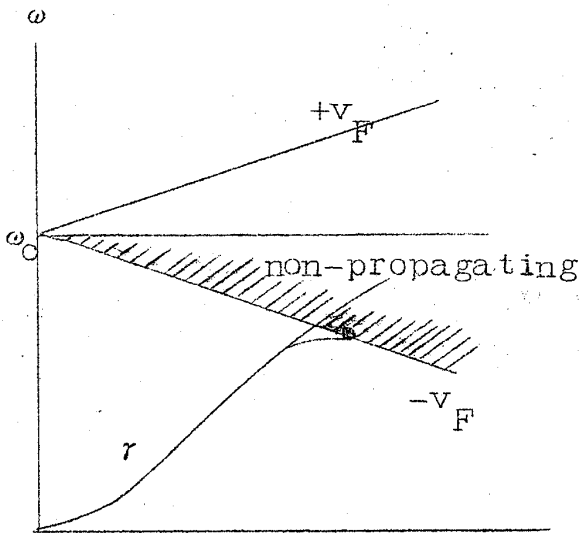
(1) Non-local effects

一言にして云えば誘電率 ϵ の波動ベクトル q 依存性のひきおこす効果で、Boltzman 方程式の取扱いかからはその中の「diffusion term」 $v \cdot \nabla_r f(v, r)$ から現れる。実空間からみれば電流 - 電場の response が $\int \alpha(r, r') E(r) dr'$ のような関係で与えられることから non-local effect と呼ばれる。例えば helicon 分散式は

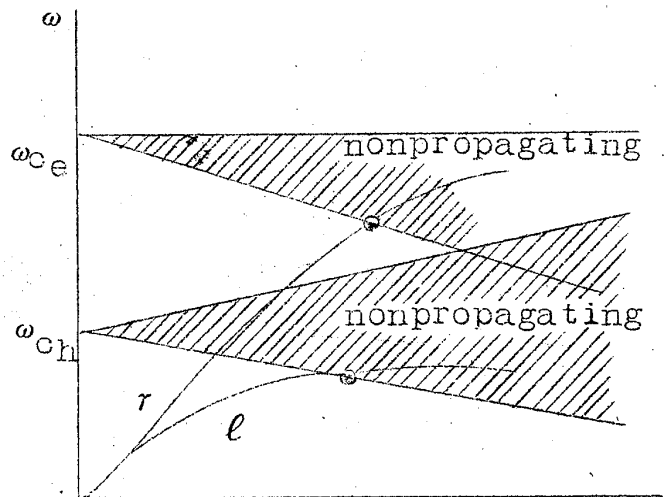
$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \epsilon_{r, l} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \int \frac{f(v) d^3 v}{\omega \mp \omega_c - \frac{1}{\tau} - \vec{q} \cdot \vec{v}} \quad (\text{III-1})$$

のように modify される。 $\omega - \omega_c = \vec{q} \cdot \vec{v}$ が共鳴条件となり、縮退領域で平均すればその上・下限 $\omega = \omega_c \pm q v_F$ が共鳴吸収端を決定することから Doppler-shifted サイクロトロン共鳴とも呼ばれる。その threshold 磁場を色々な方向で測定することにより Fermi 面の知識が得られる筈である。

Alfven 波では吸収領域が二つの部分からなる。：



helicon の伝播と吸収領域



Alfven 波の伝播と吸収領域

III-1 式の右辺の積分を完全縮退した Fermi-球について実行し透過 - 吸収

transition の非常にシャープな様相を最初に demonstrate したのは Platzman と Buchsbaum である。同波数に関する threshold 条件は helicon 波、Alfven 波についてそれぞれ

$$\frac{\omega}{\omega_c} = \left(\frac{c}{v_F} \frac{\omega_c}{\omega_p} \right)^2 \quad \text{[H. w]} \quad \text{(III-2)}$$

$$\frac{\omega}{\omega_c} = \frac{c}{v_F} \frac{\omega_c}{\omega_p} \quad \text{[A. w]} \quad \text{(III-3)}$$

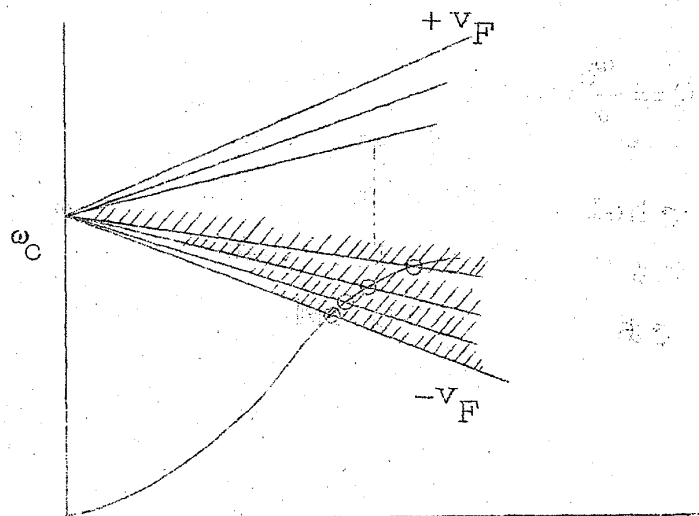
(但し $\omega \ll \omega_c$ の場合)

で与えられる。

(2) Quantum effect

磁場の強い時、ランダウ準位が出来ていることが波の伝播に影響を与える筈である。それは、云わば吸収領域が「量子化」された部分域に分けられることと見られる。：

例えば helicon 波の伝播で、図の crossing point に相当するそれぞれの所に、attenuation の enhancement が起ると期待される。helicon 波 attenuation の「giant quantum oscillation」と呼ばれるべき現象で実験的に未だ見つからない。



いない。(66年国際半導体会議で J.K.Furdyna が InSb, InAs についてこれを観測した結果も報告した—編者注。)

(3) Effect of electron-electron interaction

Landau-Silin の「準粒子」像が $\hbar\omega \ll \epsilon_F$ なる excitation に対して成り立つことを述べ、screening 効果と backflow 効果に言及した。magneto-plasma の立場からはこの後の問題に興味がある。Lederer と Nozieres

長谷川、小山

によれば、cyclotron resonance mass m_c : ($\omega_c = \frac{eH}{m_c c}$, ω_c は e の infinity.) は electron-electron interaction を考慮した上でも shift せず (cyclotron resonance をおこす response current は total current だから) 云わば crystalline bare mass であり、それに対し吸収の threshold を決定する mass m^* : ($\omega_c^* = \frac{eH}{m^* c}$, ω_c^* は helicon propagation attenuation の始点) は electron interaction の結果

$$m^* > m_c$$

(III-4)

となる。(absorption continuum は individual particle の excitation に基くものであり、従つて quasiparticle の mass がこれをきめる。) $\frac{m^*}{m_c}$ が大、且つ

$$Q = \frac{\omega_c^*}{\omega_c} \frac{v_F}{c} \ll 1$$

を満すよう

な体系 (縮退半導体では可能)

で helicon の伝播を用いてこ

れを実験することは面白い課題

であるが未だ成功した例はない。

