同時に入射する波が強すぎると飽和の現象により却つて減衰が起ることも知られている。

この問題では基礎方程式は (2.1)のVlasov 方程式の代りに

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\mathbf{v}\cdot\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}-\frac{e}{m}\left(\mathbf{E}+\frac{1}{c}(\mathbf{v}\times\mathbf{B})\right)\cdot\frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}=-\nu(v)f \tag{3.3}$$

をとる。今は $\kappa\to 0$ の極限だけを考えることにすると、$g_{k\omega}$ という演算子の代りに

$$g_{\omega}=\frac{1}{\omega_C}\int_{-\infty}^{\psi}d\psi'\exp\left(\frac{\nu-i\omega}{\omega_C}(\psi'-\psi)\right) \tag{3.4}$$

が必要になる（ψ は速度空間での円柱座標の方位角）。 以下はポテンシャル $\varphi(\mathbf{r},t)$ の代りに電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ 自身を用いる以外、前述の方法とほぼ平行して話が進められ、輻射強度のある分布では非線型項の効果で $\omega=\omega_C$ という波の振巾もある値に抑えられることが示され、この飽和の振巾の大きさの程度も評価される。しかしまだこの扱いは未完成で、なお色々と疑問の点も残つているので、ここではこのような応用が考えられているという報告にとどめておく。

Frieman-Rutherford の弱不安定プラズマの理論

紹介者 都 築 俊 夫（京大理）

弱不安定プラズマの輸送方程式を、非線型Vlasov方程式を出発点とする場合 (generalized quasilinear theory又はg.q.t.)と、空間的に均一な系のB-B-G-K-Y 方程式を出発点とする場合（kinetic theory 又はk.t.)の二つの場合について、Bogoliubov-Frieman の非線型方程式に対する展開方式を用いて導く。ここに弱不安定プラズマとは、波のエネルギーが、不安定励起によつて熱平衡状態における値よりは充分大きくなつているが、しかしそれは粒子の運動エネルギーよりは充分小さいような場合を云う。この場合、不安定励起は波の間のモード間結合で抑制されるが、しかしその効果は摂

動として取り扱える。

g.q.t. では、小さい展開パラメーター λ は、周囲の粒子が作る平均のポテンシャル Ψ_K の、粒子間の直接のクーロンポテンシャル ϕ_K に対する比、$\lambda = \psi_K/\phi_K$ で与えられる。但し、suffix K は Fourier成分を表わす。すると分布関数 f_K は

$$f_{K=0} = f^{(0)} + \lambda^2 f^2 + \cdots$$
$$f_{K\neq 0} = \lambda f_K^{(1)} + \cdots$$

と展開され、又波の成長率 r_K は、振動数を ω_K として、$r_K \sim \lambda^2 \omega_K$ となる。

k.t. では、粒子密度 n と Debye 波長 λ_D とから $\epsilon = [n\lambda_D^3]^{-1/2}$ という小さい展開パラメーターが作られ、この場合、分布関数 f, intrinsic な二体相関 g ,三体相関 h , …… は夫々

$$f = f^{(0)} + \epsilon f^{(2)} + \cdots {}^{*)}$$
$$g = \epsilon g^{(1)} + \cdots$$
$$h = \epsilon^2 h^{(2)} + \cdots$$

と展開され、又、$r_K \sim \epsilon\omega_K$ となることが示される。

これらの展開を基礎方程式に適用するに当つて、分布関数の時間変化を様々な time scales $\tau \sim \omega_K^{-1}$, $\tau\lambda^{-1}$ (又は $\tau\epsilon^{-1}$), $\tau\lambda^{-2}$ (又は $\tau\epsilon^{-2}$), …… での変化に分解して行く。今、夫々の時間変化を捨い出す微分操作を $\partial f/\partial t$, $\partial f/\partial(\lambda t)$ (又は $\partial f/\partial(\epsilon t)$), $\partial f/\partial(\lambda^2 t)$ (又は $\partial f/\partial(\epsilon^2 t)$), …… と表わすと、例えば $\partial f/\partial(\lambda t)$ の $t \sim \tau$ という time scale での変化は $\partial f/\partial t$ のそれに比べて λ の程度の微小量となる。こうして、分布関数の各 time scale にわたつての時間変化の割合が、展開の各次数で求められる。

その結果、例えば $f^{(0)}$ の $\tau\lambda^{-2}$ (又は $\tau\epsilon^{-1}$) という time scale での方程式は、最低次で、準線型理論の拡散方程式を与え、又、波のエネルギー $|\phi_K|^2$ の $\tau\lambda^{-2}$ (又は $\tau\epsilon^{-1}$ という time scale での変化は、モード間結合**) の

---

*) 便宜上、$f^{(1)}$ と書くべきところを $f^{(2)}$ と書く。

Plasma

効果を記述する最低次の方程式を与える。一方成長率 r_K の時間変化は、$f^{(0)}$ 及び $f^{(2)}$ の $\tau\lambda^{-2}$（又は $\tau\epsilon^{-1}$）という time scale での変化で表わされる。

こうして得られた方程式は一般には著しく複雑だが、特に一次元の場合は簡単化されて次の形に書かれる。

g.q.t.

$$\frac{\partial}{\partial(\lambda^2 t)}|\psi_K|^2=\{2r_K-\Sigma_l\,\alpha_{K,l}|\psi_l|^2\}|\psi_K|^2$$

$$\frac{\partial}{\partial(\lambda^2 t)}f^{(2)}+\frac{\partial}{\partial(\lambda^4 t)}f^{(0)}=\Sigma_K\,\eta_K|\psi_K|^2+\sum_K\sum_l\beta_{K,l}|\psi_K|^2|\psi_l|^2$$

k.t.

$$\frac{\partial}{\partial(\epsilon t)}|\psi_K|^2=\{2r_K-\Sigma_l\,\alpha_{K,l}|\psi_l|^2\}|\psi_K|^2+S_K$$

$$\frac{\partial}{\partial(\epsilon t)}f^{(2)}+\frac{\partial f^{(0)}}{\partial(\epsilon^2 t)}=\sum_K\eta_K|\psi_K|^2+\sum_K\sum_l\beta_{K,l}|\psi_K|^2|\psi_l|^2-R_K$$

但し、

$$r_K=-\int dv\,k\frac{\partial f^{(2)}}{\partial v}\pi\delta[\omega_K-kv]\Big/\int\frac{k\,\partial f^{(0)}/\partial v}{(\omega_k-kv)^2}dv$$

$\alpha_{k,l}$, η_k, $\beta_{k,l}$ は $f^{(0)}$, $f^{(2)}$ で与えられるある関数、S_K, R_K は $f^{(0)}$できまる量である。上の結果から明らかなように、g.q.t. と k.t.とでは、後者に non homogeneous な souree term S_K, R_K が現われるだけの違いである。

この方程式により波のエネルギーの流れの方向を調べるには、$\alpha_{k,l}$ の陽な表式を必要とするが、その結果は、波のエネルギーが短波長から長波長方向へ流れて行くことを示す。これは、波の分解によつて短波長方向へエネルギーが流れて行く通常の流体力学の乱流現象とは対照的である。　（西川記）

**) モード間結合の最低次の効果としては、波の粒子によるコンプトン散乱のメカニズムを考える。波の分解や結合を表わす three plasmon process は今の場合選択則で禁じられている。