第 30 卷 第 11 期　　物 理 学 报　　Vol. 30, No. 11
1981 年 11 月　　ACTA PHYSICA SINICA　　Nov., 1981

高频强泵浦场激发的等离子体参量不稳定性的特性

陈　骝
（美国普林斯敦大学等离子体物理实验室）

周玉美　蔡诗东
（中国科学院物理研究所）

1981 年 1 月 2 日

提　要

本文论证了当泵浦波的强度足够强时，在相当普遍的条件下，对均匀等离子体，唯一可以发生的参量不稳定性是类似于弱场的振荡二束不稳定性（OTSI）．对均匀及弱不均匀等离子体，高频强泵浦场激发的参量不稳定性都是绝对不稳定性．同样的性质在磁化等离子体中也可以得到．

一

高频泵浦场激发参量不稳定性的问题已经讨论得很多了[1-3]，但绝大部分是限制在弱泵浦场的情况下，即 $v_0/v_{te} \ll 1$．v_0 是在泵浦场的感应下，电子的振荡速度，v_{te} 是电子的热速度．对任意强度泵浦场的参量不稳定性问题，讨论得不多．Sanmartin[4] 从 Vlasov 方程出发，对泵浦波作了偶极近似，在非磁化的均匀等离子体里，处理了泵浦波为任意强度的问题，他指出，当泵浦波频率 $\omega_0 \gg \omega_{pi}, \omega$，且 $|\omega/k|, |\omega_0/k| \gg v_{ti}$ 时（这些条件通常是容易满足的），利用离子极化率 $|\chi_i^n| \ll 1$（当 $n \neq 0$ 时），可将表征色散关系的无穷维矩阵截断，得到包含任意场强的色散关系[4]

$$\Delta_i = 1 - \Gamma_i^0 \sum_p J_p^2 \Gamma_e^p + \Gamma_i^0 J_r^2 \Gamma_e^r \Gamma_e^{-r} \sum_{m \neq 0} \Gamma_i^m (J_{m+r} + (-1)^{r+1} J_{m-r})^2 = 0. \qquad (1)^{1)}$$

这里 $\Gamma_i^m = \chi_i^m / D_i^m$, $\Gamma_e^r = \chi_e^r / D_e^r$, $\chi_{e,i}^m = \chi_{e,i}(\omega + m\omega_0, \boldsymbol{k})$ 是频率为 $\omega + m\omega_0$，波矢为 $\boldsymbol{k}$ 的电子（离子）极化率．$D_{e,i}^m = 1 + \chi_{e,i}^m$, p, m 为任意正或负整数．r 为某一给定的整数，贝塞耳函数的宗量 $x = \boldsymbol{k} \cdot \Delta \boldsymbol{x} \simeq \boldsymbol{k} \cdot \frac{e\boldsymbol{E}_0}{m_e \omega_0}$．$E_0$ 为泵浦波的振幅．

我们通常感兴趣的是 $r = 1$ 的情况，这时（1）式可写成

1）（1）式和文献[4]中的（31）式略有不同，最后一项相差因子 $(-1)^{r+1}$．

$$1 + \chi_i^0 J_1^2\left(\frac{1}{D_e^1} + \frac{1}{D_e^{-1}}\right) + \chi_i^0 G + \chi_i^0 J_1^2 \frac{\chi_e^1 \chi_e^{-1}}{D_e^1 D_e^{-1}} \sum_{m \neq 0} \chi_i^m (J_{m+1} + J_{m-1})^2 = 0, \tag{2}$$

其中

$$G \equiv \frac{J_0^2}{D_e^0} + \sum_{p=2}^{\infty} J_p^2\left(\frac{1}{D_e^p} + \frac{1}{D_e^{-p}}\right).$$

以下我们从(2)式出发，证明在强泵浦场下，唯一可以发生的参量不稳定性是上、下边带同时共振的类似于弱场的 OTSI 不稳定性.

在通常讨论参量不稳定性时，人们感兴趣的，也是最容易激发的不稳定性是共振型的不稳定性，即 $|D_e^1|, |D_e^{-1}| \ll 1$. 对衰变不稳定性，则有 $|D_e^{-1}| \ll |D_e^1|$，即

$$\left(\frac{1}{D_e^1} + \frac{1}{D_e^{-1}}\right) \simeq \frac{1}{D_e^{-1}}.$$

这就是通常所说的仅考虑 Stokes 分量，而略去 Anti-Stokes 分量的原因. 在弱泵浦场时，衰变不稳定性是可以激发的. 而且也是容易激发的. 但是在强泵浦场时，即 $J_0^2(x)$ 与 $J_1^2(x)$ 属同量级时，就不可能存在 $|D_e^{-1}| \ll |D_e^1|$ 的情况. 只有 Stokes 分量和 Anti-Stokes 分量同时考虑时，色散关系(2)式才能满足. 用反证法是很容易证明的.

(2) 式可写成

$$1 + \chi_i^0\left[G + J_1^2\left(\frac{1}{D_e^1} + \frac{1}{D_e^{-1}}\right) + J_1^2 \frac{\chi_e^1 \chi_e^{-1}}{D_e^1 D_e^{-1}} \frac{4}{x^2} \chi_i^1 (1 - J_0^2)\right] = 0. \tag{3}$$

若 $|D_e^{-1}| \ll |D_e^1|$，则 $\left|\left(\frac{1}{D_e^1} + \frac{1}{D_e^{-1}}\right)\right| \simeq |1/D_e^{-1}| \gg 1$. 由于 $|\chi_i^1| \ll |D_e^{\pm 1}|$，(3) 式最后一项远小于 $J_1^2|1/D_e^{-1}|$，可略去. 而 G 总是远小于 1 的. 所以在 $J_0^2(x)$ 与 $J_1^2(x)$ 同量级(即 $x \sim O(1)$) 的强泵浦场时，(3)式可近似为

$$1 + \chi_i^0 J_1^2 \frac{1}{D_e^{-1}} = 0.$$

但由此解出的增长率 γ 与 ω_r 同量级，与最初的假设 $|D_e^{-1}| \ll |D_e^1|$ 矛盾. 因此，只有当 $|D_e^{-1}| \sim |D_e^1|$时，(3)式才有可能满足，即上、下边带在色散关系里是同等重要的. 因此所得到的参量不稳定性类似于弱场的振荡二束不稳定性(简称 OTSI). 不同点在于通常的 OTSI 只有 ω_0，我们这里除 ω_0 外，还有 $n\omega_0$，即泵浦波的高次谐波也进入色散关系. 物理上的原因是，由于泵浦波太强了，所以它有足够的能量很容易使上、下边带同时被激发，并由于它引起的频率漂移很大，以致使低频模不再是一个本征模了.

以下讨论产生不稳定性的条件及其增长率. 为了简单，我们略去阻尼，只看介电常数的实部，略去其虚部. 令 $\omega_0 = \omega_1 + \delta$, $D_e(\omega_1) = 0$, δ 为频率失谐. (3)式可写成

$$1 + \chi_i^0 G + J_1^2 \chi_i^0 \frac{2\delta + \alpha(\delta^2 + \omega^2)}{\frac{\partial D_e(\omega_1)}{\partial \omega_1}(\delta^2 - \omega^2)} + \chi_i^0 J_1^2 \frac{\chi_e^1 \chi_e^{-1}}{\left(\frac{\partial D_e(\omega_1)}{\partial \omega_1}\right)^2 (\delta^2 - \omega^2)} \times \frac{4}{x^2} \chi_i^1 (1 - J_0^2) = 0. \tag{4}$$

这里 $\alpha = \frac{\partial^2 D_e(\omega_1)/\partial \omega_1^2}{\partial D_e(\omega_1)/\partial \omega_1}$. 若泵浦波是电子等离子体波，并令 $y = \omega^2/\omega_{pi}^2$, $A = \frac{3}{2} J_1^2$, $c =$

$\frac{J_1^2(1-J_0^2)}{x^2}>0$, $D=J_1^2\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}\frac{\delta}{\omega_{pi}}$. 则由(4)式可得到

$$y^2-y\left(A+G+\frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}\right)+(G-A)\frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}+D-C=0,$$

$$y=\frac{1}{2}\left\{\left(A+G+\frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}\right)\pm\left[\left(A+G+\frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}\right)^2+4\left(C-D+(A-G)\frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\right\}. \tag{5}$$

由(5)式可知,当 $\delta=0$ 时, $y=\frac{1}{2}[(A+G)\pm\sqrt{(A+G)^2+4C}]$, y 有一个负实根,所以 ω 有一个正虚根,给出纯生长不稳定性. 这就完全不同于弱场情况. 众所周知,弱泵浦场产生 OTSI 的必要条件是 $\delta<0$. 而到了强泵浦场, $\delta=0$, 甚至 $\delta>0$ 都可以有纯生长不稳定性存在. 若 δ 由零继续向正增加,增长率下降,当 $C-D+(A-G)\delta^2/\omega_{pi}^2=0$ 时,则是稳定的. δ 继续增加到当

$$C-D+(A-G)\frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}<-\frac{\left(A+G+\frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}\right)^2}{4}$$

时,则 y 有两个共轭复根,这时也可产生不稳定性,但不再是纯生长不稳定性,这时 ω 有一个实部. 反过去,若 δ 由零变负,则 $4[C-D+(A-G)\delta^2/\omega_{pi}^2]>0$, y 有一个负实根. 因此给出纯生长不稳定性. 随着 $|\delta|$ 增加,增长率也增加. 但当 $|\delta|=\delta_0$ 时, 增长率达到极大,以后随 $|\delta|$ 增加,增长率变小,以致到 $|\delta|\gg(J_1^2\sqrt{m_i/m_e})^{\frac{1}{3}}\omega_{pi}$ 时,给出的增长率小到可以忽略. 由 $dy/d\delta=0$, 可以得到 $\delta_0\sim O(J_1^{2/3}(m_i/m_e)^{1/6}\omega_{pi})$. 这时的 $\gamma=\gamma_{\max}\sim O(J_1^{2/3}(m_i/m_e)^{1/6}\omega_{pi})$ 和文献[4]的结果是一致的.

二

本节讨论在均匀等离子体里,强泵浦场激发的不稳定性是绝对的还是对流的,这点很重要. 因为不稳定性是绝对的还是对流的,其非线性发展是很不同的. 为此,在某一点,比如在 $x=0$ 点,给一个初始扰动 $a_0\delta(x)$, 色散关系为

$$\left\{D_e^1D_e^{-1}(1+\chi_i^0G)+J_1^2\chi_i^0(D_e^{-1}+D_e^1)+J_1^2\chi_i^0\chi_e^1\chi_e^{-1}\sum_{m\neq0}\Gamma_i^m(J_{m+1}+J_{m-1})^2\right\}\delta n_i^0=a_0\delta(x), \tag{6}$$

$$D_e^{\pm1}\simeq\frac{\partial D_e}{\partial\omega_1}\left[\delta\pm\omega+iv_1\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\alpha}{2}(\delta\pm\omega)^2\right]. \tag{7}$$

这里我们已经略去了介电函数的虚部,只看其实部.

$$D_e(\omega_1,k)=0,\quad v_1=-\frac{\partial D_e/\partial k}{\partial D_e/\partial\omega_1}$$

为波的群速度.

$$\alpha=\frac{\partial^2D_e/\partial\omega_1^2}{\partial D_e/\partial\omega_1}.$$

将(7)式代入(6)式，可得

$$\left[\frac{d^2}{dx^2}+2g_i\frac{d}{dx}+Q\right]\delta n_i^0=a_0\delta(x). \tag{8}$$

这里

$$g=-\frac{1}{2v_1}\left[2\delta+\alpha(\omega^2+\delta^2)+\frac{2J_1^2\chi_i^0}{(1+\chi_i^0G)\left(\frac{\partial D_e}{\partial\omega_1}\right)}\right],$$

$$Q=-\frac{1}{v_1^2}\left[\delta^2-\omega^2+\frac{J_1^2\chi_i^0[2\delta+\alpha(\omega^2+\delta^2)]}{(1+\chi_i^0G)\left(\frac{\partial D_e}{\partial\omega_1}\right)}\right.$$

$$\left.+\frac{J_1^2\chi_i^0\chi_e^1\chi_e^{-1}\sum\limits_{m\neq 0}\Gamma_i^m(J_{m+1}+J_{m-1})^2}{(1+\chi_i^0G)\left(\frac{\partial D_e}{\partial\omega_1}\right)^2}\right].$$

对(8)式作傅里叶变换，

$$(-K^2-2gK+Q)\delta n_i^0(K,\omega)=a_0,$$

$$\delta n_i^0(x,t)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dK}{2\pi}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty}\frac{dP}{2\pi i}\frac{\exp(Pt+iKx)a_0}{-K^2-2gK+Q}. \tag{9}$$

这里 $P=-i\omega$. σ 的选取应使得积分的所有极点位于 P 积分回路的左边. 为了决定不稳定性是绝对的还是对流的，只要看在 $x=0$ 点的长时间行为就够了，而长时间行为是由积分的极点所控制，为此只需研究(9)式的极点.

$$K^2+2gK-Q=0, \tag{10}$$

$$K=-g\pm\sqrt{g^2+Q}. \tag{11}$$

按照文献[5]的证明，当 ω 变化时，只要(10)式在 K 平面上的两个零点，从 K 积分回路的两边向中间汇合 (merge), 并在汇合点上，ω 有一个正的虚部，则不稳定性是绝对的.

当 $g^2+Q=0$ 时，K 的两个零点汇合成一点. 首先看在此汇合点上是否有一个正的增长率. 将 g,Q 的表示式代入 $g^2+Q=0$, 得到

$$\chi_{i0}^3\left(\frac{J_1^4}{4}\frac{m_i}{m_e}-\frac{J_1^2(1-J_0^2)}{x^2}G\right)-\left(\frac{J_1^2(1-J_0^2)}{x^2}+G\right)\chi_{i0}^2-2G\chi_{i0}-1=0. \tag{12}$$

对于 $x\sim O(1)$ 的强泵浦波，(12)式可近似写成

$$\chi_{i0}^3-\frac{4}{J_1^4}\frac{m_e}{m_i}=0.$$

由此可解出 ω 的六个根，令其为 ω_s, 其中有一个增长率最大的纯虚根为

$$\omega_s=i\gamma=i\left(\frac{J_1^2}{2}\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}\right)^{1/3}\omega_{pi},$$

和第一节里所得到的最大增长率是一致的.

若 ω 偏离 ω_s, 即 $\omega=\omega_s+i\Delta$ $(\Delta>0)$, 看相应的 K 平面上的两个零点是否在 K 积分回路的两侧. 令

$$F(\omega)=g^2+Q\simeq-\frac{\omega_{pi}^6}{\omega^6}-\frac{4}{J_1^4}\frac{m_e}{m_i},\ \text{而}\ F(\omega_s)=0.$$

在 ω_s 附近将 $F(\omega)$ 展开，则

$$F(\omega_s+i\Delta)=F(\omega_s)+\frac{\partial F}{\partial\omega_s}i\Delta=-\frac{6i\Delta}{\omega_s}\frac{4}{J_1^4}\frac{m_e}{m_i}<0.$$

由(11)式知

$$K=-g\pm i\sqrt{|F(\omega_s+i\Delta)|}$$

恰在K积分回路的两侧．因此在均匀等离子体里，强泵浦场激发的不稳定性是绝对不稳定性．

三

本节试图粗略地由非均匀等离子体里的波的本征方程来论证强泵浦场在非均匀等离子体里激发的不稳定性也是绝对不稳定性．

对非均匀等离子体，色散关系(1)式中的 Γ_i^n, Γ_e^p 等均为算符，前后次序很重要，不能随便交换位置．但是若考虑弱不均匀性，可以证明，在条件 $|\Delta|\ll|L|$ 下，D_e^1 和 χ_i^0, Γ_i^m, χ_e^1 等均可交换次序．这里 $|\Delta|$ 为不均匀等离子体里波扰动的特征宽度．L 为不均匀性的特征长度．在略去了 Δ/L 小量后，以上算符均可交换次序．这样在不均匀等离子体里，离子的密度扰动振幅 δn_i^0 所满足的方程为

$$\Big\{D_e^1D_e^{-1}(1+\chi_i^0G)+J_1^2\chi_i^0(D_e^{-1}+D_e^1)$$
$$+J_1^2\chi_i^0\chi_e^1\chi_e^{-1}\sum_{m\neq0}\Gamma_i^m(J_{m+1}+J_{m-1})^2\Big\}\delta n_i^0=0,\tag{13}$$

其中

$$D_e^{\pm1}\simeq\frac{\partial D_e}{\partial\omega_1}\Big[\delta\pm\omega+iv_1\frac{\partial}{\partial x}+a_1x+\frac{\alpha}{2}(\delta\pm\omega)^2+\frac{a_2}{2}x^2\Big].$$

这里我们也略去了介电函数的虚部，只看其实部．

$$D_e(\omega_1,k,x=0)=0,\quad v_1=-\frac{\partial D_e/\partial k}{\partial D_e/\partial\omega_1}\Big|_{x=0},\quad a_1=\frac{\partial D_e/\partial x}{\partial D_e/\partial\omega_1}\Big|_{x=0},$$
$$a_2=\frac{\partial^2D_e/\partial x^2}{\partial D_e/\partial\omega_1}\Big|_{x=0},\quad \alpha=\frac{\partial^2D_e/\partial\omega_1^2}{\partial D_e/\partial\omega_1}\Big|_{x=0},$$

v_1 为波的群速度．a_1, a_2, α, v_1 均为和 x 无关的常数．将 $D_e^{\pm1}$ 的展开式代入(13)式，并作变换

$$Y=\delta n_i^0e^{\int_0^x g(x)dx},$$

则有

$$\frac{\partial^2Y}{\partial x^2}-bY=0,\tag{14}$$

其中

$$g(x) = -\frac{i}{2v_1}\left[2\delta + \alpha(\omega^2 + \delta^2) + 2a_1 x + a_2 x^2 + \frac{2J_1^2\chi_i^0}{(1 + \chi_i^0 G)\left(\frac{\partial D_e}{\partial \omega_1}\right)}\right],$$

$$b = \frac{1}{v_1^2}\left[\frac{J_1^2\chi_i^0\chi_e^1\chi_e^{-1}}{(1 + \chi_i^0 G)\left(\frac{\partial D_e}{\partial \omega_1}\right)^2}\sum_{m\neq 0}\Gamma_i^m(J_{m+1} + J_{m-1})^2\right.$$
$$\left. - \left(\frac{J_1^2\chi_i^0}{(1 + \chi_i^0 G)\left(\frac{\partial D_e}{\partial \omega_1}\right)}\right)^2 - \omega^2(1 + \alpha\delta)^2\right],$$

b 是与 x 无关的常数．(14)式说明不均匀性在这里是不重要的．所以强泵浦场在弱不均匀等离子体里激发的不稳定性的性质和均匀等离子体里是一样的，也是绝对不稳定的．其物理图象是，由于泵浦波太强了，它引起的频率漂移很大，以致使低频模不再是一个本征模了．由于低频模不是本征模，它仅是对高频模耦合的一个响应，因此它的波矢 $\boldsymbol{k}$ 就不是由它自己的色散关系决定的，而是由其所响应的两个高频模的耦合波矢决定．在 $\boldsymbol{k}_0 \ll \boldsymbol{k}$ 时，低频模的波矢就和边带模的波矢相同，而上、下边带模几乎服从同一个色散关系，并且群速度相反，因此不存在波矢的失谐问题．所以强泵浦场所激发的不稳定性是绝对不稳定性．

四

以上结果很容易推广到磁化等离子体．当 $\omega_0 \gg \omega_{pi}$, Ω_i 时，所得到的色散关系和(1)式形式上完全相同，只是这里的 D_e, D_i, χ_e, χ_i 均是磁化等离子体里的量．

$$x^2 = \frac{e^2}{m^2}\left[\left(\frac{E_{0z}k_z}{\omega_0^2} + \frac{\boldsymbol{E}_{0\perp}\cdot\boldsymbol{k}_\perp}{\omega_0^2 - \Omega_e^2}\right)^2 + \frac{\Omega_e^2(E_{0\perp}\times k_\perp)^2}{\omega_0^2(\omega_0^2 - \Omega_e^2)^2}\right].$$

若泵浦波是垂直入射的高杂波，则由(4)式可得到

$$y = \frac{1}{2}\left\{\left(A_M + G_M + \frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}\right) \pm \left[\left(A_M + G_M + \frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}\right)^2 - 4\left(D_M - C_M + (G_M - A_M)\frac{\delta^2}{\omega_{pi}^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\right\}.$$

这里

$$y = \frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2},\quad A_M = \frac{3}{2}J_1^2\left(1 + \frac{\Omega_e^2}{3\omega_1^2}\right),\quad C_M = \frac{J_1^2(1 - J_0^2)}{x^2}\left(1 - \frac{\Omega_e^2}{\omega_1^2}\right)^2,$$

$$D_M = J_1^2\frac{\delta}{\omega_{pi}}\frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\omega_{pe}^2 + \Omega_e^2}}\sqrt{\frac{m_i}{m_e}},\quad G_M \simeq 2\sum_{p=2}^{\infty}J_p^2\frac{p^2}{p^2 - 1}\left(1 - \frac{\Omega_e^2}{\omega_1^2}\right).$$

这里已经假设了 $|\omega^2| \gg \Omega_i^2$，即离子是非磁化的．最大增长率

$$\gamma_{\max} \sim O\left(J_1^{2/3}\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/6}\omega_{pi}\Big/\left(1 + \frac{\Omega_e^2}{\omega_{pe}^2}\right)^{1/6}\right).$$

可知，对给定的泵浦波强度，加磁场后，最大增长率要下降，所允许的失谐范围变小．主要是由于对不稳定性起主要贡献的因子 $D_M < D$．磁场对参量不稳定性有稳定作用，这点

和弱泵浦场时是一致的．仿第二、三节的办法同样可以证明，有磁场存在时，强泵浦场激发的不稳定性也是绝对的．

这种情况在 ECRH 加热中也许是可以存在的．因为从 Gyrotron 里发射出来的非常模，到了高杂共振层，其振幅有可能达到本文所讨论的强泵浦场所要求的上、下边带同时共振的强度．尽管是在不均匀等离子体，也可以得到绝对不稳定性．

以上我们对磁化等离子体和非磁化等离子体讨论的都是 $\omega_0 \gg \omega_{pi}$ 的情况．若 $\omega_0 \sim \omega_{pi}$，对非磁化等离子体，无穷维矩阵无法截断．对磁化等离子体，一般来讲无穷维矩阵也无法截断．但是若 $\omega_{pe}^2 \ll \Omega_e^2$，即在极强磁场的情况，可以利用电子极化率 χ_e^n 将无穷维矩阵截断，得到包含任意泵浦场强的色散关系

若 $\Omega_e \gg \omega_0 \sim \omega_{pi}$，并令 $\frac{\omega_0}{k_\parallel} \gg v_{te}$，$\frac{\omega}{k_\parallel} \ll v_{te}$．这时 $\chi_e^0 = \frac{1}{k^2\lambda_{De}^2} \gg 1$，$\Gamma_e^0 \sim 1$，$\chi_e^1 = \frac{k_\parallel^2}{k^2}\left(-\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\right) + \frac{k_\perp^2}{k^2}\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2}$．若令 $\omega_{pe}^2 \ll \Omega_e^2$，并令 $\frac{k_\parallel^2}{k^2}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \simeq \frac{k_\parallel^2}{k^2}\frac{m_i}{m_e} \ll 1$，这时 $|\chi_e^1| \ll 1$，$\Gamma_e^1 \ll 1$．进而假设 $|\Gamma_e^m| \ll |D_i^{\pm r}|$，$(m \neq 0)$．按照文献[4]同样办法处理，可得到色散关系

$$\Delta_e = 1 - \Gamma_e^0 \sum_p J_p^2 \Gamma_i^p + \Gamma_e^0 J_r^2 \Gamma_i^r \Gamma_i^{-r} \sum_{m \neq 0} \Gamma_e^m (J_{m+r} + (-1)^{r+1} J_{m-r})^2 = 0.$$

若要满足在截断无穷维矩阵时所要求的条件，则可能的最大增长率应比 ω_{pi} 约小两个量级．

五

本文从包含任意泵浦场强度的普适的色散关系出发，论证了当泵浦波的强度足够强时，对均匀等离子体，唯一可以发生的参量不稳定性是类似于弱场的 OTSI 不稳定性．和弱场情况一样，当频率失谐 $\delta < 0$ 时，可以得到纯生长不稳定性．其最佳失谐 δ 和最大生长率 γ 都为 $\left(J_1^2 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}\right)^{\frac{1}{3}} \omega_{pi}$ 的量级． 和弱场情况完全不同的是，当失谐 $\delta = 0$，甚至 $\delta > 0$ 时，在强泵浦场时仍可有纯生长不稳定性存在．对均匀及非均匀等离子体，高频强泵浦场激发的参量不稳定性都是绝对的． 对磁化等离子体中的效应也作了一些推广，发现和弱场情形一样，磁场对参量不稳定性有稳定作用．在磁化等离子体里，高频强泵浦场激发的不稳定性也是绝对的．

参 考 文 献

[1] J. F. Drake *et al.*, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 778.
[2] M Porkolab, "Symposium on Plasma Heating and Injection", (1972), p. 46.
[3] 周玉美、蔡诗东，物理学报，**29**(1980)，916.
[4] J. R. Sanmartin, *Phys. Fluids*, **13**(1970), 1533.
[5] R. J. Briggs, "Electron-Stream Interaction with Plasmas", (1964), p. 20.

THE CHARACTERISTIC OF PARAMETRIC INSTABILITIES EXCITED BY HIGH FREQUENCY PUMPS

CHEN LIU

(Plasma Physics Laboratory, Princeton University, U. S. A.)

ZHOU YU-MEI　CAI SHI-DONG

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Under a quite general condition, we show that a very strong high frequency pump can only excite the OTSI-like absolute instabilities in either uniform or nonuniform plasmas.

Such property can be extended to magnetized plasmas as well.