

参量激励过程中三波耦合的一般色散关系(I)^{*}

最容易激励参量不稳定性的频率和波矢条件

赵正予 魏寒颖

(武汉大学电子信息学院 武汉 430079)

摘 要

讨论了在各向同性的均匀无耗电离子层背景下激励参量不稳定性的三波耦合过程. 首先从波的非线性耦合理论出发, 分析入射电磁波和多个等离子体本征波模间的耦合情况; 然后得到了无耗情况下参量激励过程满足的色散关系, 在激励等离子体波的临界情况下表现为两种频率和波矢匹配条件, 进而从理论上证明最容易激励参量不稳定性的条件是耦合生成电子 Langmuir 波和离子声波.

关键词 参量不稳定性; 高频泵波; 等离子体波

1 引言

当大功率的高频电磁波穿透等离子体时, 带电粒子在高频泵波的扰动下会发生振荡. 如果这些等离子体振荡能够以波的形式在受扰区域传播甚至随时间而增长, 那么等离子体将表现出不稳定性. 这种等离子体不稳定性的激励过程包含三波甚至多波的耦合过程. 两个在电离层中行进的电波会发生相互作用, 导致电离层中电流、电荷密度等参量按照两电波的差频或和频扰动. 如果电离层中能够激励出第三个波, 其频率正好等于这种差频或和频, 且这样三个波的波矢也符合矢量和或差的关系时, 那么这三个波间会发生强烈的相互作用. 电离层等离子体本身存在高频本征波模(电子 Langmuir 波)和低频本征波模(离子声波), 当入射的高频电磁波与电子 Langmuir 波、离子声波相互作用并且三者频率、波数满足匹配关系时, 理论上入射高频波的能量可以完全用于激发等离子体波, 从而不会散射回来, 这就形成了所谓的参量不稳定性^{[1]-[2]}.

参量不稳定性理论可以用来解释高频波加热电离层过程中产生的众多现象, 例如人工扩展 F 层、场向不均匀体的生成、等离子体波的激励、电磁波异常散射及异常吸收等. 关于空间参量不稳定性的理论研究早在 20 世纪 50 年代就开始了, Volkov; Akhiezer, Prokhoda, Sitenko; Oraevskii, Sagdeev 首先提出了关于等离子体中波模式变换的非线性理论. 他们发现一定条件下电子 Langmuir 波可衰变成另一个 Langmuir 波和一个离子声波^[3]. Silin 是首位对参量不稳定性过程中波的激励与耦合过程作系统研究的学者. 他的理论基于冷等离子体流体力学方程组, 但是忽略了碰撞机制的作用, 因而只适用入射泵场强度远大于阈值的情况^{[4]-[6]}. Nishikawa 则深入研究了激励参量不稳定性的一般模型. 他分析了三种情

* 国家高技术 863 资助项目 (2002AA733101)

2003-10-28 收到原稿, 2004-08-15 收到修定稿

况下等离子体波的激励: (1) $\omega_1 + \omega_2 \approx \omega_0$, (2) $\omega_1 \ll \omega_2 \leq \omega_0$, (3) $\omega_1 \ll \omega_0 \leq \omega_2$. 结果表明前两种情况下被激励出来的波是振荡的, 而情况 (3) 下被激励出来的波是非振荡的 [7]. Stubbe 接着做了很多工作, 他进行了一些加热实验并开始研究加热过程中受激电磁波辐射现象 (SEE) [8]–[10]. Leyser 发现上、下混杂波的相互作用可以解释参量不稳定性过程中电磁波辐射的一些谱特性 [11].

虽然前人关于参量不稳定性已经做了很多工作, 也取得了众多成果, 但较少有人从完全的波间耦合角度通过理论分析说明为什么加热过程中最容易激励出来的两个波一个是电子 Langmuir 波, 一个是离子声波. 虽然这个结论已为实验观测所证实 [12]–[14], 但是如果能够从最基本的等离子体方程出发, 完全从理论上证明这个结论, 将有利于人们更清楚地认识激励参量不稳定性的物理机制.

2 非线性耦合过程中波的激励模式

假设等离子体中存在本征振荡 $X(\omega)$ 和 $Y(\omega)$, 在激励源 $Z_0 \cos(\omega_0 t)$ 作用下, X, Y 的各频率分量间会相互耦合, 具体关系由下面两式表示 [15]:

$$(\omega^2 - \omega_1^2 + i\Gamma_1\omega)X(\omega) + \alpha Z_0[Y(\omega - \omega_0) + Y(\omega + \omega_0)] = 0, \quad (1)$$

$$(\omega^2 - \omega_2^2 + i\Gamma_2\omega)Y(\omega) + \beta Z_0[X(\omega - \omega_0) + X(\omega + \omega_0)] = 0. \quad (2)$$

其中, $\omega_1, \omega_2, \Gamma_1, \Gamma_2$ 分别是本振频率和阻尼系数, α, β 是耦合系数. 由 (1)、(2) 两式可看出, 频率为 ω 的模式与频率为 $\omega \pm \omega_0$ 的模式耦合, 且耦合程度正比于 Z_0 . 理论上, 等离子体中可能会激励出 $\omega \pm n\omega_0 (n \in N)$ 的模式, 但由于各个模式的重要性不平等 [15], [16], 可以将次要模式舍弃, 只讨论几个主要模式间的耦合情况. 对于电离层而言, 居主导地位的就是位于电子 Langmuir 波频率附近的 ω 和离子声波频率附近的 $\omega - \omega_0$. 电子由于惯性小, 对两个频率都有响应; 而离子惯性大, 对高频 ω 来不及响应只响应低频 $\omega - \omega_0$.

3 无耗电离层背景下的参量激励过程

下面将针对各向同性的均匀无耗电离层背景, 对参量激励过程中最容易产生电子 Langmuir 波和离子声波的必然性作理论解释. 出发方程是等离子体磁流体力学方程组和麦克斯韦方程组, 动量方程为

$$m_\alpha n_\alpha \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_\alpha \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \mathbf{v}_\alpha = e_\alpha n_\alpha \mathbf{E} - e_\alpha n_\alpha \nabla \Phi - T_\alpha \nabla n_\alpha. \quad (3)$$

连续性方程为

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0. \quad (4)$$

泊松方程为

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (5)$$

其中, 下角 α 为 e, i, 分别表示电子和一价正离子; $n_\alpha, m_\alpha, e_\alpha, T_\alpha, v_\alpha$ 分别表示 α 种粒子的密度, 单位质量, 单位电荷, 温度以及宏观速度; E 为泵波的电场强度, Φ 为等离子体波产生的电势; ε_0 为自由空间介电常数; ρ 为总电荷密度.

假设入射泵场的形式为

$$E = \frac{1}{2} \{ E_{k_0} \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)] + E_{-k_0} \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} + \omega_0 t)] \},$$

其中 $E_{k_0} = E_{-k_0}$. 由于激励参量不稳定性的区域一般在电磁波反射高度附近, 因而有 $k_0 \approx 0$. 由上一节的分析, 可假设等离子体中主要存在 $(\pm k, \pm \omega)$ 、 $(\pm \Delta k, \pm \Delta \omega)$ 和 $(\pm k_0, \pm \omega_0)$ 三个模式的振荡. 其中, $\Delta \omega = \omega - \omega_0$, $\Delta k = k - k_0 \approx k$; Φ 只有 $(\pm k, \pm \omega)$ 、 $(\pm \Delta k, \pm \Delta \omega)$ 分量. 另外, 假设入射泵场的扰动不太大, 即受激等离子体波的强度在量级上远小于泵波; 带电粒子密度满足电中性条件, $n_0^e = n_0^i = \text{常数}$. 对 n, v 等需要区分电子和离子的量, 在右上角标 i 代表离子, 若无标记则代表电子.

思路是先将各物理量写为频率分量之和, 例如,

$$v = v_{(\pm k_0, \pm \omega_0)} + v_{(\pm k, \pm \omega)} + v_{(\pm \Delta k, \pm \Delta \omega)},$$

下标表示指数, 例如,

$$v_{(\pm k_0, \pm \omega_0)} = v_{k_0} \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)] + v_{-k_0} \exp[-i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)],$$

再将由各频率分量形式表达的物理量代入出发方程, 并将同指数项合并, 然后利用 $\mathbf{r}, t$ 的任意性要求各指数项的系数为零, 得到各频率分量所满足的一系列方程, 进而确定在三波耦合情况下 k, ω 满足的色散方程, 最后分析色散方程得到参量不稳定性的激励条件.

首先化简与波模式 $(\pm k_0, \pm \omega_0)$ 有关的方程组得到

$$v_{k_0} = -\frac{ieE_{k_0}}{2m_e\omega_0}, \quad (6)$$

$$v_{-k_0} = \frac{ieE_{k_0}}{2m_e\omega_0}. \quad (7)$$

即

$$v_{(\pm k_0, \pm \omega_0)} = \frac{1}{2i} \frac{eE_{k_0}}{m_e\omega_0} \{ \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)] - \exp[-i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)] \}.$$

然后分析与模式 $(\pm k, \pm \omega)$ 有关的方程组. 由 (3) 式可知, (k, ω) 频率分量满足

$$m_e n_0 \left(\frac{\partial \mathbf{v}_k}{\partial t} + \mathbf{v}_{k_0} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}_{\Delta k}}{\partial t} + \mathbf{v}_{\Delta k} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}_{k_0}}{\partial t} \right) + m_e n_{\Delta k} \frac{\partial \mathbf{v}_{k_0}}{\partial t} = -\frac{eE_{k_0} n_{\Delta k}}{2} + en_0 \frac{\partial \Phi_k}{\partial \mathbf{r}} - T_e \frac{\partial n_k}{\partial \mathbf{r}}. \quad (8)$$

由泊松方程有 $\Phi_k = \frac{-en_k}{\varepsilon_0 k^2}$. 另外, 由 (4) 式可以得到如下形式的电子连续性方程.

(ω, k) 分量为

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_k + \mathbf{v}_{k_0} \cdot \nabla n_{\Delta k} = 0 \quad \text{即} \quad n_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_k) = \omega n_k - (\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{k_0}) n_{\Delta k}. \quad (9)$$

$(\Delta \omega, \Delta k)$ 分量为

$$\frac{\partial n_{\Delta k}}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_{\Delta k} + \mathbf{v}_{-k_0} \cdot \nabla n_k = 0 \quad \text{即} \quad n_0 (\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\Delta k}) = \Delta \omega n_{\Delta k} - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{-k_0}) n_k. \quad (10)$$

用 $\mathbf{k}$ 点乘 (8) 式, 并将泊松方程及 (9)、(10)、(6)、(7) 式代入, 经整理得到

$$(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - k^2 v_{Te}^2 + \Sigma^2) n_k = -i \Sigma (\omega + \Delta \omega) n_{\Delta k}. \quad (11)$$

其中, $\omega_{pe}^2 = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}$, $v_{Te}^2 = \frac{T_e}{m_e}$, $\Sigma^2 = \frac{e^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_{k_0})^2}{4 m_e^2 \omega_0^2}$, ω_{pe} 是电子的等离子体频率, v_{Te} 是电子的热速度, Σ^2 是一个中间参量.

最后分析和波模式 $(\pm \Delta k, \pm \Delta \omega)$ 有关的方程组. 由 (3) 式可得出, 对于离子有

$$m_i n_0 \frac{\partial v_{\Delta k}^i}{\partial t} = e n_0 \frac{\partial \Phi_{\Delta k}}{\partial r} + T_i \frac{\partial n_{\Delta k}^i}{\partial r}. \quad (12)$$

对于电子有

$$m_e n_0 \left(\frac{\partial v_{\Delta k}^e}{\partial t} + v_{-k_0}^e \cdot \frac{\partial v_k^e}{\partial t} \right) + m_e n_k^e \frac{\partial v_{-k_0}}{\partial t} = -\frac{e E_{-k_0} n_k^e}{2} + e n_0^e \frac{\partial \Phi_{\Delta k}}{\partial r} - T_e \frac{\partial n_{\Delta k}^e}{\partial r}. \quad (13)$$

用 $\Delta \mathbf{k}$ 点乘式 (13), 并将

$$\Phi_{k_0} = \frac{e(n_{\Delta k}^i - n_{\Delta k}^e)}{\epsilon_0 (\Delta k)^2}, \quad n_0^i (\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\Delta k}^i) = \Delta \omega n_{\Delta k}^i.$$

连续性方程及 (6)、(7) 式代入, 整理得到

$$\left[(\Delta \omega)^2 - k^2 v_{Te}^2 - \omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2}{\omega_{pi}^2 + k^2 v_{Ti}^2 - (\Delta \omega)^2} + \Sigma^2 \right] n_{\Delta k}^e = i(\omega + \Delta \omega) \epsilon n_k^e. \quad (14)$$

一般有 $k^2 v_{Ti}^2, (\Delta \omega)^2 \ll \omega_{pi}^2$, $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pi}^2} = \frac{m_i}{m_e} \approx 10^4 \gg 1$ 成立, (14) 式则可进一步写成

$$\left[(\Delta \omega)^2 - k^2 c_s^2 + \frac{m_e}{m_i} \Sigma^2 \right] n_{\Delta k}^e = i \frac{m_e}{m_i} \Sigma (\omega + \Delta \omega) n_k^e. \quad (15)$$

其中, $\omega_{pi}^2 = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_i}$, $v_{Ti}^2 = \frac{T_i}{m_i}$, $c_s^2 = \frac{T_e + T_i}{m_i}$, ω_{pi} 是离子的等离子体频率, v_{Ti} 是离子的热速度, c_s 是离子声速.

利用 (11) 式和 (15) 式的系数行列式等于零, 可以得到 $\mathbf{k}, \omega$ 满足下面的色散关系:

$$(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - k^2 v_{Te}^2 + \Sigma^2) \left[(\Delta \omega)^2 - k^2 c_s^2 + \frac{m_e}{m_i} \Sigma^2 \right] - \frac{m_e}{m_i} \Sigma^2 (\omega + \Delta \omega)^2 = 0. \quad (16)$$

令 $\omega = x + iy$, 带入式 (16), 得到的实部方程和虚部方程分别如下:

$$(x^2 - y^2 - \omega_{pe}^2 - v_{Te}^2 k^2 + \Sigma^2) \left[(x - \omega_0)^2 - y^2 - c_s^2 k^2 + \frac{m_e}{m_i} \Sigma^2 \right] - 4xy^2 (x - \omega_0) \frac{m_e}{m_i} \Sigma^2 [(2x - \omega_0)^2 - 4y^2] = 0. \quad (17)$$

$$2xy \left[(x - \omega_0)^2 - y^2 - c_s^2 k^2 + \frac{m_e}{m_i} \Sigma^2 \right] + 2y(x - \omega_0)(x^2 - y^2 - \omega_{pe}^2 - v_{Te}^2 k^2 + \Sigma^2) - \frac{m_e}{m_i} \Sigma^2 [4y(2x - \omega_0)] = 0. \quad (18)$$

由上面两式, 很容易看出 x 有 4 个解, 对应着 4 种可能被激励出的波模式, 并且由 x 的任意一解可求出对应的 y , 即得到该模式的波增长 (或衰减) 率.

实际情况下, 一般有 $\Sigma^2 \ll v_{Te}^2 k^2$, $\Sigma^2 \ll c_s^2 k^2$ 满足, 故上两式中, 项 $\Sigma^2, \frac{m_e}{m_i} \Sigma^2$ 和 $\frac{m_e}{m_i} \Sigma^2 (\omega + \Delta\omega)^2$ 对根的影响很小, 当 E_{k_0} 不太大时, 它们都可忽略. 于是 (16) 式近似写成:

$$(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - k^2 v_{Te}^2)[(\Delta\omega)^2 - k^2 c_s^2] = 0. \quad (19)$$

假定 ω 是实数, 则由上式可得 ω 的 3 个解:

$$\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + v_{Te}^2 k^2}, \quad \omega_0 - c_s k, \quad \omega_0 + c_s k. \quad (20)$$

一般来说, 联立求解 (17) 式和 (18) 式所得的精确解的实部 x 应该近似等于这 3 个解, 而虚部 y 的值应该远小于 x 的值. 由于 y 是波的增长率 (或衰减率), 那么 $y = 0$ 则是波能够以增长模式存在的临界条件, 此时求出的 Σ 对应激励参量不稳定性的阈值场强; 并且由于此时没有考虑碰撞, 因而使 Σ^2 最小的频率条件就是最容易激励出某种参量不稳定性的条件. 于是, 在 (17) 式中令 $y = 0$ 来计算使 Σ^2 最小 (此时最小为零) 的频率条件, 得到:

$$\left(\frac{m_e}{m_i} - 1\right)\omega_0^2 + \left(-4\frac{m_e}{m_i} + 2\right)x\omega_0 + \left(4\frac{m_e}{m_i} - 1\right)x^2 + c_s^2 k^2 = 0. \quad (21)$$

由于 $\frac{m_e}{m_i} \ll 1$, 故上式可近似为 $-\omega_0^2 + 2x\omega_0 - x^2 + c_s^2 k^2 = 0$, 解之得 $\omega_0 = x \pm c_s k$. 因此, 可以得出结论, 最容易激励出参量不稳定性的条件为

$$x = \sqrt{\omega_{pe}^2 + v_{Te}^2 k^2} = \omega_0 - c_s k, \quad \text{即} \quad \omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + v_{Te}^2 k^2}, \Delta\omega = -c_s k. \quad (22)$$

或

$$x = \sqrt{\omega_{pe}^2 + v_{Te}^2 k^2} = \omega_0 + c_s k, \quad \text{即} \quad \omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + v_{Te}^2 k^2}, \Delta\omega = c_s k. \quad (23)$$

4 结论与讨论

利用 (22) 和 (23) 两式, 可以得到图 1、图 2 所示的 ω - k 关系. (22) 式表明, ω 和

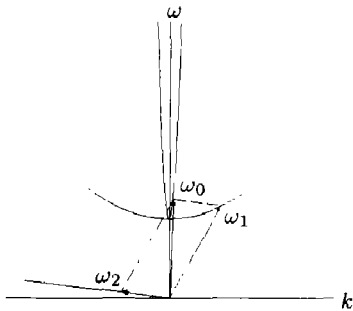


图 1 原波与被激励波模的色散关系. 其中, 离子声波与电子 Langmuir 波的传播方向相反
Fig.1 The dispersion relation of pump and excited waves, where ion-acoustic wave and electron Langmuir wave have opposite propagating direction

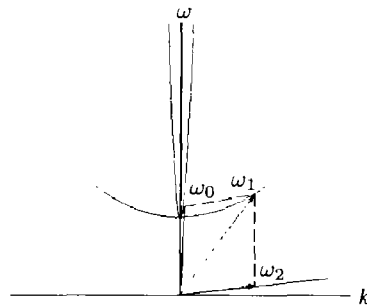


图 2 原波与被激励波模的色散关系. 其中, 离子声波与电子 Langmuir 波的传播方向相同
Fig.2 The dispersion relation of pump and excited waves, where ion-acoustic wave and electron Langmuir wave have same propagating direction

$\Delta\omega$ 分别满足电子 Langmuir 波和离子声波的色散关系, 从而等离子体中激励出一个高频的电子 Langmuir 波 ($\omega_1 = \omega$) 和一个低频的离子声波 ($\omega_2 = \Delta\omega$), 且离子声波传播方向与电子 Langmuir 波的传播方向相反. 这时的频率条件满足 $\text{Re}(\omega) = \omega_0 - \text{Re}(\Delta\omega)$ 和 $\mathbf{k} = -\Delta\mathbf{k}$, 与经典的频率匹配和波矢匹配条件 $\omega_1 = \omega_0 - \omega_2$ 以及 $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_2 \approx -\mathbf{k}_2$ 是一致的. 这种情况就是许多文献上讨论过的参量衰变不稳定性. 这时会有 $\omega_0 > \omega_{pe}$, 说明它属于欠密加热情况. (23) 式也表明等离子体中被激励出的两个波是一个高频的电子 Langmuir 波和一个低频的离子声波, 但此时离子声波的传播方向与电子 Langmuir 波的传播方向相同. 这种情况与经典的频率匹配和波矢匹配条件不一致, 因而很少被以前的文献讨论. 但本文的推导说明这样的激励模式也是有可能存在的. 这时 $\omega_0 < \omega_{pe}$, 属于过密加热.

上面的分析清楚地说明了在参量激励过程中, 最容易激励出来的波模是电子 Langmuir 波和离子声波, 它们满足频率条件 (22) 或 (23) 式, 这是由于此时所需的泵波能量最低. 在本文所讨论的无耗电电离层背景下, 泵波的阈值场强最小可以为零, 但在有耗电电离层背景下, 就需要泵波场强达到一定的阈值才能激励参量不稳定性. 另外, 本文将电离层看作是空间均匀的等离子体, 这是因为讨论的加热区域有限, 所以满足水平空间上的均匀性; 而且参量不稳定性激励的高度很窄 (从 ω_0 和 ω_p 的关系看出), 因而在很小的高度范围内将电离层看作是均匀的也是合理的.

参 考 文 献

- [1] Perkins F W. Parametric Instabilities and Ionospheric Modification. *J. Geophys. Res.*, 1974, **79**(4): 1478—1496
- [2] Fejer J A. Ionospheric Modification and Parametric Instabilities. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1979, **17**(1):135—153
- [3] Gekker I R. The Interaction of Strong Electromagnetic Fields with Plasmas. Oxford: Clarendon Press, 1982
- [4] Silin V P. Parametric Resonance in a Plasma. *Sov. Phys. JETP*, 1965(b), **21**:1510—1516
- [5] Silin V P. Interaction of a Strong High Frequency Electromagnetic Field with a plasma. In: Proc. Eighth Int. Conf. Phenom. Ionized Gases, 1968, 205—237
- [6] Silin V P. Parametric Action of High Power Radiation on a Plasma. Nauka, Moscow, 1973
- [7] Nishikawa K. Parametric Excitation of Coupled Waves II. Parametric Plasmon Photon Interaction. *J. Phys. Soc. Japan*, 1968, **24**(5):1152—1158
- [8] Stubbe P, Kopka H, Thide B *et al.* Stimulated electromagnetic emission: A new technique to study the parametric decay instability in the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 1984, **89**:7523
- [9] Stubbe P, Kopka H, Rietveld M T *et al.* Ionospheric modification experiments with the tromso heating facility. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1985, **47**:1151
- [10] Stubbe P, Kohl H. Langmuir turbulence and ionospheric modification. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**:6285
- [11] Leyser T B. Electromagnetic radiation by parametric decay of upper hybrid waves in ionospheric modification experiments. *Phys. Plasma*, 1994, **1**:2003
- [12] Tzoar N. Parametric excitations in plasma in a magnetic field. *Phys. Rev.*, 1969, **178**(1):356—362
- [13] Utlaut W F, Violette E J. Further observations of ionospheric modification by a high-powered HF transmitter. *J. Geophys. Res.*, 1972, **77**:6804—6818
- [14] Rietveld M T, Isham B, Kohl H *et al.* Measurements of HF-enhanced plasma and ion lines at EISCAT with high-altitude resolution. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**:7429
- [15] Nishikawa K. Parametric excitation of coupled waves I. General formulation. *J. Phys. Soc. Japan*, 1968, **24**(4):916—922

- [16] Xiong Hao *et al.* Radio Wave Propagation. Beijing: Electronic Engineering Press, 2000, 765—787. in Chinese (熊皓等. 无线电波传播. 北京: 电子工业出版社, 2000, 765—787)

GENERAL DISPERSION RELATION FOR THE THREE-WAVE PROCESS OF PARAMETRIC EXCITATION (I)

The Preferred Excitation of an Electron Langmuir Wave and an Ion Acoustic Wave

ZHAO Zhengyu WEI Hanying

(School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079)

Abstract

Three-wave coupling process in parametric excitation is well studied under an isotropic, homogenous and collisionless ionospheric background. First discussed is the nonlinear coupling between ionospheric eigen oscillations with the presence of incident electromagnetic wave. Then, the dispersion relation of parametric excitation process in collisionless ionosphere is deduced, and two kinds of frequency conditions and wave-vector conditions are obtained for critical excitation of parametric instability. It is proved theoretically that the excitation of an electron Langmuir wave and an ion acoustic wave when parametric instabilities occur is the easiest tendency due to the minimum energy consumption.

Key words Parametric instability, Pump wave, Plasma wave