

离子通道电子回旋脉塞*

唐昌建

(成都科技大学物理系, 四川, 成都, 610065)

刘濮鲲 刘盛纲

(电子科技大学高能电子学研究所, 四川, 成都, 610054)

摘要 研究了一种新的高功率等离子体毫米波辐射系统——离子通道电子回旋脉塞(ICECM). 论证和分析了该系统电磁不稳定性的存在及其特征, 并与其它电子回旋脉塞进行了比较. 通过文中的三维线性理论分析, 初步展示了这一系统的基本特性.

关键词 高功率微波振荡器, 线性理论, 电磁不稳定性, 等离子体脉塞.

引言

当短脉冲相对论电子束穿过一等离子空间时, 将会推开等离子体电子而留下一相对不动的离子群, 这就是离子通道^[1], 利用通道中离子空间电荷场对电子束的聚集作用研究自由电子的受激辐射问题, 目前已被人们关注. 然而, 迄今为至有关文献上的理论都是建立在入射电子注横向动量为零的情况下来研究的(即二维理论), 此时由于电子在离子电荷场作用下仅能获得很低的横向振荡能量, 所以系统增益甚小^[2]而无实际工程意义. 在此基础上, 本文分析了在离子通道中导入回旋电子注的可能性, 提出了离子通道电子回旋脉塞的系统结构. 文中由三维线性理论证明了该系统电磁不稳定性的存在, 发现了一些新的潜在的工作特性. 研究结果表明, ICECM 对形成一类新的高功率微波振荡源将具有极大的潜力.

1 ICECM 色散方程

由驱动束在等离子体中所激起的离子通道如图 1 所示. 设 n_i 为通道中离子的密度, n_b 为入射电子注密度. 假定 $n_b \geq n_i$, 且 $\nabla \cdot n_i = 0$ 和 $\frac{\partial n_i}{\partial t} = 0$. 在通道中, 具有一定横向和纵向速度的电子将在位函数为 $\Psi(R) = -\frac{n_i |e|}{4\epsilon_0} R^2$ 的离子电荷场作用下作螺旋运动, 其回旋频率为

$$\omega_c = \omega_p / \gamma^{1/2} \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助项目

本文 1994 年 11 月 23 日收到, 修改稿 1995 年 6 月 19 日收到

式(1)中, $\omega_p = (\frac{n_i e^2}{2\epsilon_0 m_0})^{1/2}$, γ 为电子的相对论因子, e 和 m_0 分别是电子的电量及静止质量. 设高频电磁波作用于电子的力矢量为 \vec{f} , 略去静电波的影响, 由相对论运动方程得^[3]

$$\left. \begin{aligned} \gamma \left[\frac{d^2 R}{dt^2} - R \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] + \frac{d\gamma}{dt} \frac{dR}{dt} &= -\omega_p^2 R + f_R/m_0, \\ \gamma \left[2 \frac{dR}{dt} \frac{d\varphi}{dt} + R \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \right] + R \frac{d\gamma}{dt} \frac{d\varphi}{dt} &= f_\varphi/m_0, \\ \gamma \frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{d\gamma}{dt} \frac{dz}{dt} &= f_z/m_0 \end{aligned} \right\} (2)$$

由微扰理论, 电子的各力学量及电荷密度均可写为

$$x = x_0 + x_1 \quad (x_0 \gg x_1) \quad (3)$$

式(3)中, x_0 为未扰量, x_1 为扰动量. 考虑通道内高频电磁波为一角向行波^[4], 则有:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_1 &= E_1 (\vec{j}e_R - \vec{e}_\varphi) e^{-j(\omega t - kz - \varphi - \varphi_0)}, \\ \vec{B}_1 &= B_1 (\vec{e}_R + \vec{j}e_\varphi) e^{-j(\omega t - kz - \varphi - \varphi_0)}. \end{aligned} \right\} (4)$$

式(4)中, ω 和 k 分别为高频散射波的角频率及波数, φ_0 为初相, 在散射波作用下, 电子的各扰动量必具有正规因子 $\exp(-j\omega t + jkz + j\varphi)$, 将式(3)代入式(2)并略去二阶以上小量得

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \frac{\gamma_0^2 \Omega f_R + j\omega_0 \gamma_0^2 (2 - \beta_\perp^2) f_\varphi - j\gamma_0^2 \beta_\perp \beta_\parallel \omega_0 f_z}{\gamma_0^3 \Omega \Omega_p^2 m_0}, \\ R_0 \varphi_1 &= \frac{-j\omega_0 \Omega \gamma_0^2 (2 - \beta_\perp^2) f_R + [(1 + \gamma_0^2 \beta_\parallel^2) \Omega^2 + \gamma_0^2 \beta_\perp^2 \omega_0^2] f_\varphi + \beta_\perp \beta_\parallel (2\omega_0^2 - \Omega^2) \gamma^2 f_z}{\gamma_0^3 \Omega^2 \Omega_p^2 m_0}, \\ z_1 &= \frac{j\gamma_0^2 \Omega \beta_\perp \beta_\parallel \omega_0 f_R + \gamma_0^2 \beta_\perp \beta_\parallel (2\omega_0^2 - \Omega^2) f_\varphi + [(1 + \gamma_0^2 \beta_\perp^2) \Omega^2 - (4 + 3\beta_\perp^2 \gamma_0^2) \omega_0^2] f_z}{\gamma_0^3 \Omega^2 \Omega_p^2 m_0}, \\ \gamma_1 &= \frac{-\omega_0 \Omega \beta_\perp f_R + j\beta_\perp (2\omega_0^2 - \Omega^2) f_\varphi + j\beta_\parallel (4\omega_0^2 - \Omega^2) f_z}{\Omega \Omega_p^2 c m_0}. \end{aligned} \right\} (5)$$

式(5)中, R_0 为电子处于平衡圆运动时的回旋半径, $\beta_\perp = \frac{V_\perp}{C}$, $\beta_\parallel = \frac{V_\parallel}{C}$ 分别为电子沿 \vec{e}_φ 和 \vec{e}_z 方向入射的初速归一化值 (C 为光速), $\omega_0 = \omega_p / \gamma_0^{1/2}$ 且

$$\left. \begin{aligned} \Omega &= \omega - kV_z - \omega_p / \gamma^{1/2}, \\ \Omega_p^2 &= (4 - \beta_\perp^2) \omega_0^2 - \Omega^2. \end{aligned} \right\} (6)$$

由电荷守恒定律及方程(3), 可解出电子的密度扰动量为

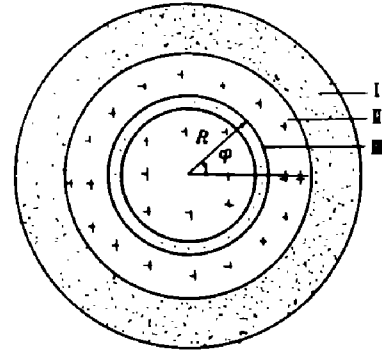


图1 离子通道电子回旋脉塞结构

I: 准中性等离子体

II: 离子通道

III: 回旋电子注

Fig. 1 The structure of the ICECM

I: quasi-neutral plasma

II: ion-channel

III: cyclotron electron beams

$$n_1 = n_0 \left[\frac{(\omega_0 - \Omega)}{R_0 \Omega} R_1 - j\varphi_1 - jkz_1 \right]; \quad (7)$$

式(7)中, n_0 为电子的未扰密度, 电流密度扰动量为

$$\vec{J}_1 = -|e|(n_0 \vec{V}_1 + n_1 \vec{V}_0), \quad (8)$$

式(8)中 \vec{V}_0 和 \vec{V}_1 分别为电子未扰速度及扰动速度. \vec{J}_1 对场的激励可由含源波动方程表示为

$$(\nabla^2 - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \vec{E}_1 = -j\omega\mu_0 \vec{J}_1. \quad (9)$$

用 \vec{E}_1 的共扼复数点乘上式(9)并利用式(8)得

$$\omega^2 - k^2 c^2 = \frac{\omega\mu_0 n_0 c^2 |e|}{E_1^2} \{ \Omega R_1 E_{1R}^* + [\frac{\omega_0^2}{\Omega} R_1 j + R_0(\omega_0 + \Omega)\varphi_1 + R_0 \omega_0 k z_1] E_{1\varphi}^* \}. \quad (10)$$

根据式(4)容易求得电磁波对电子的作用力场为

$$\vec{f} = -E_1 |e| \left[1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}} \vec{j} e_R - (1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}) \vec{e}_{\varphi} - \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{ph}} \vec{e}_z \right] e^{-j(\omega t - k z - \varphi + \varphi_0)}. \quad (11)$$

式(11)中, $\beta_{ph} = \frac{V_{ph}}{C}$ 为电磁波相速的归一化值. 将式(4)、式(5)及式(11)一并代入式(10), 求得 ICECM 系统的色散方程为

$$\omega^2 - k^2 c^2 = -\frac{\omega_0 \omega \mu_0 n_0 e^2 c^2}{\gamma_0^3 \Omega_p^2 m_0} \sum_{n=1}^4 a_n \frac{\omega_0^{3-n}}{\Omega^{3-n}}. \quad (12)$$

式(12)中, $a_n (n=1, 2, 3, 4)$ 分别是

$$\begin{aligned} a_1 &= \left[\frac{3\beta_{\perp}^2 \beta_{\parallel}}{\beta_{ph}} + 2(\beta_{\perp}^2 - 1) \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}\right) \right] \gamma_0^2 + \left[2\gamma_0^2 \beta_{\perp} \beta_{\parallel} \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}\right) - (4 + 3\beta_{\perp}^2 \gamma_0^2) \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{ph}} \right] R_0 k, \\ a_2 &= \left[2\beta_{\perp}^2 - 1 \right] \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}\right) + \frac{2\beta_{\perp}^2 \beta_{\parallel}}{\beta_{ph}} \gamma_0^2 + \beta_{\perp} \beta_{\parallel} \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}\right) \gamma_0^2 R_0 k, \\ a_3 &= - \left(3 - \beta_{\perp}^2\right) \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}\right) \gamma_0^2 + \left[\left(1 + \gamma_0^2 \beta_{\perp}^2\right) \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{ph}} - \beta_{\perp} \beta_{\parallel} \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}\right) \gamma_0^2 \right] R_0 k, \\ a_4 &= \left[\left(2 - \beta_{\perp}^2\right) \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}\right) - \frac{\beta_{\parallel} \beta_{\perp}^2}{\beta_{ph}} \right] \gamma_0^2. \end{aligned}$$

2 讨论与结论

分析上述色散方程, ICECM 可存在 3 种不同的工作模式, 其谐振条件分别由下列方程决定

$$\Omega = 0, \quad (13)$$

$$\Omega - \sqrt{4 - \beta_{\perp}^2} \omega_0 = 0, \quad (14)$$

$$\Omega + \sqrt{4 - \beta_{\perp}^2} \omega_0 = 0. \quad (15)$$

方程(13)对应的工作模式为电子回旋模,而由方程(14)和(15)所决定的工作模式为本征模^[5]. 设 $\vec{f}=0$, 并略去 γ 小的变化, 由方程(2)中第一式容易得知, 如果入射电子注初始径向位置不等于 R_0 , 或者径向位置虽等于 R_0 , 但初始径向速度不等于零, 电子将在泵源作用下沿径向存在一种本征振荡, 其频率约为 $2\omega_0$, 这就是形成本征模的物理原因. 由方程(13)–(15)可知, 本征模的色散曲线应分布在电子回旋模的上下两边, 故可近似地在 $\Omega=0$ 的某一邻域内来讨论系统的电磁不稳定性增长率. 令

$$\omega = \omega_i + \delta_{\omega}, \quad (\omega_i \geq \delta_{\omega}) \quad (16)$$

式(16)中, ω_i 满足 $\omega_i^2 - k^2 c^2 = 0$. 在 $\Omega=0$ 的 δ_{ω} 邻域内, 可从色散方程(12)中解出

$$a_3 \delta_{\omega}^2 + a_2 \delta_{\omega} \omega_0 + a_1 \omega_0^2 = 0, \quad (17)$$

这里已略去 δ_{ω} 二次以上小量. 方程(17)给出系统存在电磁不稳定性的条件为

$$4a_3 a_1 > a_2^2, \quad (18)$$

满足这一条件的式(17)解为

$$\operatorname{Re}\left(\frac{\delta_{\omega}}{\omega_0}\right) = -\frac{a_2}{2a_3}, \quad (19)$$

$$\operatorname{Im}\left(\frac{\delta_{\omega}}{\omega_0}\right) = (4a_3 a_1 - a_2^2)^{1/2} / 2a_3; \quad (20)$$

式(19)与(20)中, $\operatorname{Re}(\delta_{\omega}/\omega_0)$ 和 $\operatorname{Im}(\delta_{\omega}/\omega_0)$ 分别是相对变量 δ_{ω}/ω_0 的实部与虚部, 意义上表示波的频偏与增长率的归一化值.

图 2 给出不同的电子能量波的增长率随波数的变化关系, 图中 $n_z = \beta_{ph}^{-1}$. 计算中取 $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 0.4$, $R_0 = 0.48c/\omega_p$. 图 2(a)、(b)、(c) 分别近似地将 n_z 取为 3 个不同的值, 以研究不同相速的波的增长率对电子能量的依赖关系. 各分图中, 从最上边一条曲线到最下边一条曲线分别对应于不同电子能量 $\gamma = 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15$. 由谐振条件可知, 谐振频率 ω_r 是因子 γ 的减函数. 在 $3 \leq \gamma \leq 15$ 范围内, 满足式(13)的谐振频率在 $4.6 \geq \frac{\omega_r}{\omega_p} \geq 3.5$ 范围内, 满足式(14)的谐振频率在 $13.7 \geq \frac{\omega_r}{\omega_p} \geq 10.3$ 内. 而方程(15)对应的本征模需 $\beta_{\parallel} > \beta_{ph}$ 才可能满足其谐振条件, 本文计算尚未发现这一模式的不稳定性. 利用给出的谐振频率范围, 结合各图中不同的相速条件分析图 2, 可发现较高能量的电子引起的电磁不稳定性仅发生在快波, 而能量较低电子注引起的电磁不稳定性在快波和慢波均能发生, 在快波范围内, 增长率随电子能量的增加而减小, $\gamma_0 > 9$ 以后, 增长率随波数变化的函数关系趋于定态, 这说明系统呈饱和态, 对电磁快波, 较低能量的电子注脉塞可工作于电子回旋模, 也可工作于本征模, 而较高能量的电子注脉塞仅能工作于本征模. 对电磁慢波, 较低能量的电子注脉塞仅能工作于电子回旋

模,而在本征模谐振点附近没有不稳定性出现.不同于电子自谐振脉塞(CARM),在 $\beta_{ph}=1$ 时,对于位于一定能谱内的电子注,系统仍能呈现出电磁不稳定性.

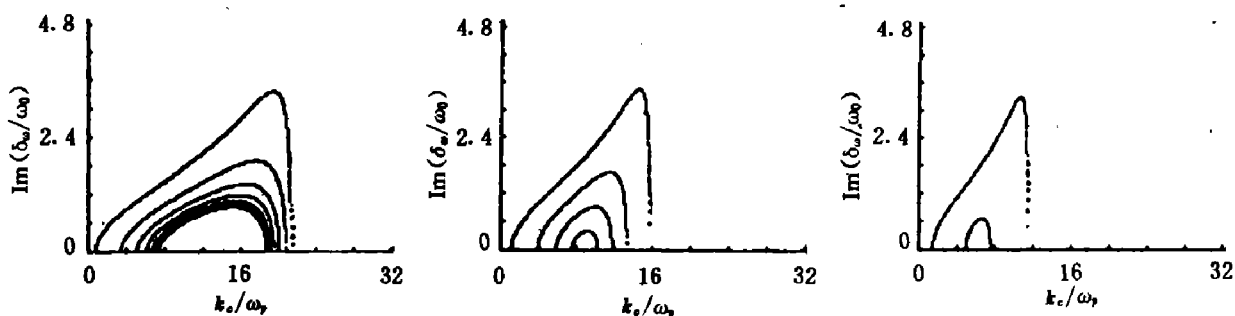


图 2 增长率随电磁波波数变化的关系
(a) $n_z=0.98$, (b) $n_z=1.00$, (c) $n_z=1.02$
Fig. 2 The growth rate as a function of wavenumber

ICECM 系统的基本特性有:

(1) 相对于其它等离子体加载的微波源,ICECM 不需要额外的工作磁场及特殊的腔体结构.由于系统的工作频率主要取决于离子密度及电子能量,因此,它可获得从微波到接近 X 射线的宽带辐射.

(2) ICECM 的增益 $G \propto \beta_{\perp}^2 H_c \text{Re}(\delta_{\omega})$,且与 CARM^[6]有相同的量级.式中 $H_c = \frac{1}{2} (1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}}) - (\frac{1}{\beta_{ph}^2} - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{ph}})$ 为电子的群聚参量.当 $H_c \text{Re}(\delta_{\omega}) > 0$ 时,对应着波的增长.它与 CARM 不同,在 $\beta_{ph}=1$ 时,系统的电磁不稳定性仍然存在.

(3) ICECM 在不同的频率范围存在两个典型的工作模式,控制系统的工作条件可使它在单模式下工作.

(4) 不同于静磁电子回旋脉塞,ICECM 系统的电磁不稳定性能够被非相对论电子注激发,由式(20)可知:当 $\gamma_0 \rightarrow 1$ 时,则有 $I_m(\frac{\delta_{\omega}}{\omega_0}) \rightarrow 0.8$,此时系统仍呈现出电磁不稳定性.

(5) 与静电电子回旋脉塞相比,ICECM 系统的本征模工作频率更高.

(6) 计算发现,强相对论电子注所引起的波失谐量总有 $\text{Re}(\delta_{\omega}) > 0$;对弱相对论电子注则有 $\text{Re}(\delta_{\omega}) < 0$,设 n_{z0} 是 $H_c=0$ 的根,且为 β_{\parallel} 的增函数,对不同的 β_{\parallel} , n_{z0} 位于 $0.7 < n_{z0} < 1$ 范围内.结合特性(2)及函数 H_c 的性态可知,强相对论电子注脉塞,能获得放大的波,其相速只能在 $n_z < n_{z0}$ 的快波范围内,而弱相对论电子注脉塞能获得放大的波,其相速在 $n_z > n_{z0}$ 范围内,显然,这时系统可工作于快波和慢波.

本文对 ICECM 系统的研究只是初步的,还需进行原理性实验和深入的研究.

致谢 本文工作曾多次与杨中海教授进行过有益的讨论,刘崇威同志为本文作过计算方面的工作,作者在此一并表示谢意.

参考文献

- 1 Whittun D H, *et al. Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**:2511
- 2 Chen K R, *et al. IEEE Trans. Plasma Science*, 1990, **18**:837
- 3 LIN A T. *Int. J. Electron.*, 1984, **57**(6):1097
- 4 唐昌建, 杨中海, 刘盛纲. *中国科学*, 1993, **A23**:766
- 5 Liu S G, *et al. IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1988, **16**:275
- 6 刘濮鲲, 唐昌建, 杨中海. *电子科技大学学报*, 1993, **22**:291

ION-CHANNEL ELECTRON CYCLOTRON MASER *

Tang Changjian

(Department of Physics, Chengdu University of Science and Technology, Chengdu, Sichuan 610065, China)

Liu Pukun Liu Shenggang

(Institute of High Energy Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China)

Abstract A new high-power plasma millimetre-wave radiation system—Ion-Channel Electron Cyclotron Maser (ICECM) was studied. The electromagnetic instability of the system was analyzed, and compared with other electron cyclotron masers. Through the present 3-D linear theory analysis, the basic features of ICECM are shown.

Key words high-power microwave oscillator, linear theory, electromagnetic instability, plasma maser.

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China