

离子通道中相对论电子注的切连科夫辐射*

王 斌¹⁾ 唐昌建^{1)†} 刘濮鲲²⁾

1) 四川大学物理科学与技术学院, 成都 610065)

2) 中国科学院电子学研究所, 北京 100800)

(2006 年 2 月 21 日收到, 2006 年 2 月 28 日收到修改稿)

对入射等离子体的相对论电子注 (REB) 在离子通道中可能产生切连科夫 (Cherenkov) 辐射的问题进行了论证与研究. 利用线性理论分析了离子背景下的注-波相互作用关系, 导出了系统的色散方程与同步辐射条件. 结果表明, 系统的电磁不稳定性是由离子通道中 TM 模与电子注模通过电子注耦合所致, 其微观机理是离子对电子注的聚焦. 对处于运动等离子体状态下的离子-注系统进行了严格的理论分析, 获得了通道内辐射波的频偏与波增长率公式, 并通过数值模拟计算讨论了系统有关参数对它们的影响.

关键词: 离子通道, 等离子体, 切连科夫辐射

PACC: 5275, 5240D, 4110H

1. 引 言

十几年来, 利用相对论电子注在等离子体中传播产生电磁辐射的问题, 一直是科学界相关领域研究十分关注的重要课题^[1-3]. 1990 年, Whittum 和 Sessler 等提出了离子通道激光 (ICL) 的概念^[4]. 当电子注通过等离子体空间时, 如果满足一定条件, 电子注将推开等离子体电子, 在其传播的轨道柱上留下相对静态的离子群, 被称为离子通道 (ion-channel). 利用离子通道空间电荷场对电子注聚焦 (IFR) 的作用机理, 能使相对论电子注在通道内摇摆振荡, 并与辐射波耦合, 同时电子将能量交给波, 使波得到增长, 从而得到有效的电磁波输出, 即离子聚焦辐射. 相对论电子注由 IFR 方式产生辐射的问题, 机理较为复杂, 近年来一直是相关领域理论与实验研究的热点^[5-7]. 由于电子注在离子背景下运动已经构成一种运动等离子体系统, 且一些研究表明, 此离子-注系统本身就具有慢波结构的某些特点^[8,9], 而切连科夫辐射作为慢波结构中获得高功率微波的一种辐射方法, 已经在理论和实验上都取得了很大的进展^[3,10-12].

鉴于相对论电子注在离子通道中存在产生切连科夫辐射的条件, 本文从理论上对系统产生切连科

夫辐射的可能性进行了详细论证与研究. 采用线性微扰理论研究了离子-注系统中电子注的三维扰动对注-波相互作用的影响, 导出了产生切连科夫辐射的 TM 模色散方程, 由此得到注-波耦合方程和波增长率. 文中通过适当的数值模拟计算和分析, 讨论了系统有关参数的影响, 发展了离子-注系统的辐射理论, 为此类器件的工程设计提供了一定的理论基础.

2. 离子-注系统的物理模型

图 1 为本文所研究的离子-注系统结构图. 初始速度为 $v = v_0 e_z$ 的相对论实心电子注沿轴向入射金属介质层内的均匀等离子体空间, 当电子注单独存在时, 由于自身的荷电场与运动产生的磁场作用, 注流电子感受到的电磁力在柱坐标下为

$$F_{br} = \frac{n_b e^2 r}{2\epsilon_0 \gamma_0^2} e_r, \quad (1)$$

式中 ϵ_0 和 e 分别表示真空介电常数和电子电量绝对值, n_b 为实心电子注密度, γ_0 为电子注的相对论因子, 且 $\gamma_0 = 1/\sqrt{1 - (v_0/C)^2}$, 其中 C 为光速, e_r 是径向的单位矢量. 当考虑离子通道效应时, 离子电荷对注电子的力场为

* 国家自然科学基金 (批准号: 30576019) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: tchangjian@yahoo.com.cn, 542160287@sina.com.cn

$$F_{i,r} = - \frac{n_i e^2 r}{2\epsilon_0} e_r, \quad (2)$$

式中 n_i 为离子密度, 等于电子注入射前的均匀等离子体密度 n_p .

如果系统满足 $|F_{i,r}| \gg |F_{b,r}|$ 且 $\partial n_i / \partial t = 0$, $\nabla n_i = 0$, 则由(1)和(2)式得到 $\gamma_0^2 n_i \gg n_b > n_i$, 电子注的头部将把等离子体中的电子排斥出去, 留下一相对静态的离子群, 称为离子通道, 其半径 $R_i = R_b \sqrt{n_b / n_i}$, 其中 R_b 为实心电子注半径, 且离子通道内残留的电子很少, 几乎是一纯正离子的背景通道^[4,13,14].

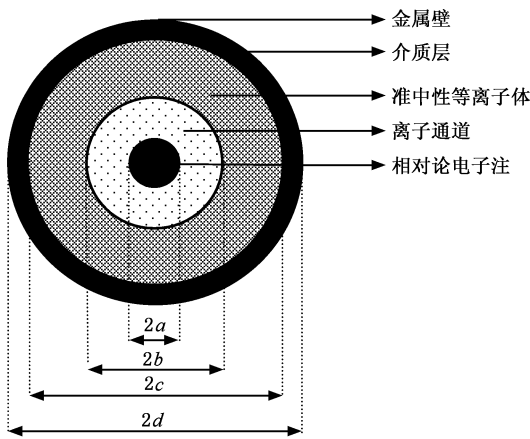


图 1 离子-注系统截面结构图

3. 离子背景下场对电子的三维扰动

电子荷流体所满足的相对论运动方程为

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -|e|\left(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_i + \mathbf{p} \times \frac{\mathbf{B}_1}{\gamma_0 m_0}\right), \quad (3)$$

其中 \mathbf{p} 为电子的动量, \mathbf{E}_1 为通道内传播的高频电磁波电场, \mathbf{E}_i 为离子的空间电荷场, \mathbf{B}_1 为通道内传播的高频电磁波磁场, m_0 为电子的静止质量. 假定电子注的电荷密度 ρ , 电流密度 \mathbf{J} 及运动速度 \mathbf{v} 均满足线性微扰理论的基本方程, 则对于沿轴向传播的情况, 可以写为

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 \exp[j(\omega t - \beta z)], \quad \psi_1 \ll \psi_0, \quad (4)$$

式中 ψ_0 为稳态量, ψ_1 为扰动量, ω 和 β 分别为电磁波的角频率和纵向波数. 假定无纵向引导磁场即 $\mathbf{B}_0 = 0$, 且电子注的扰动速率 v_1 对电子注相对论因子 γ_0 的影响很小且可忽略^[14], 根据运动方程(3)式有

$$\left\{ \frac{\omega_p^2}{2} - (\omega - \beta v_0)^2 \gamma_0 \right\} \mathbf{v}_1$$

$$= -j(\omega - \beta v_0) \frac{e}{m_0} \mathbf{E}_1 - j(\omega - \beta v_0) \frac{e}{m_0} v_0 \mathbf{e}_z \times \mathbf{B}_1, \quad (5)$$

式中 $\omega_p = \left(\frac{n_p e^2}{m_0 \epsilon_0}\right)^{1/2}$ 为均匀等离子体的角频率. 设所有的扰动量具有角向对称, 且可以表为如下形式:

$$F_i(r, z, t) = f_i(r) \exp[j(\omega t - \beta z)], \quad (6)$$

采用柱坐标系 (r, ϕ, z) , 利用麦克斯韦方程将磁场用电场表示, 得到电子注的扰动速度为

$$v_{r1} = - \frac{j(\omega - \beta v_0) e}{m_0 \left[\frac{\omega_p^2}{2} - (\omega - \beta v_0)^2 \gamma_0 \right]} \times \left[\left(2 - \frac{\beta v_0}{\omega} \right) E_{r1} + \frac{jv_0}{\omega} \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} \right],$$

$$v_{\phi 1} = \frac{j\epsilon(2\omega - \beta v_0)}{\gamma_0 m_0 (\omega - \beta v_0) \omega} E_{\phi 1},$$

$$v_{z1} = \frac{j e}{\gamma_0 m_0 (\omega - \beta v_0)} E_{z1}, \quad (7)$$

式中 $E_{r1}, E_{\phi 1}, E_{z1}$ 分别为电磁波扰动电场 r, ϕ, z 三个方向的分量. 根据连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (8)$$

将电子注密度 $n_b = n_{b0} + n_{b1} \exp[j(\omega t - \beta z)]$ 代入, 则连续性方程可线性化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) n_{b1} + n_{b0} \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0, \quad (9)$$

电子注的扰动密度为

$$n_{b1} = \frac{n_{b0} e}{m_0 \left[\frac{\omega_p^2}{2} - (\omega - \beta v_0)^2 \gamma_0 \right]} \times \left[\left(2 - \frac{\beta v_0}{\omega} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_{r1}) + \frac{jv_0}{\omega r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} \right) + \frac{j\beta n_{b0} e}{\gamma_0 m_0 (\omega - \beta v_0)^2} E_{z1} \right], \quad (10)$$

忽略高阶扰动小量, 扰动电流密度即可表为

$$\mathbf{J}_1 = -\epsilon(n_{b1} \mathbf{v}_0 + n_{b0} \mathbf{v}_1), \quad (11)$$

由此可得电子注的扰动电流密度

$$J_{r1} = \frac{j n_{b0} e^2 (\omega - \beta v_0)}{m_0 \left[\frac{\omega_p^2}{2} - (\omega - \beta v_0)^2 \gamma_0 \right]} \times \left[\left(2 - \frac{\beta v_0}{\omega} \right) E_{r1} + \frac{jv_0}{\omega} \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} \right],$$

$$J_{\phi 1} = \frac{j\beta v_0 - 2\omega}{\gamma_0 m_0 (\omega - \beta v_0) \omega} n_{b0} e^2 E_{\phi 1},$$

$$J_{z1} = - \frac{n_{i0} e^2 v_0}{m_0 [\omega_p^2/2 - (\omega - \beta v_0)^2 \gamma_0]} \times \left[\left(2 - \frac{\beta v_0}{\omega} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_{r1}) + \frac{j v_0}{\omega r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} \right) \right] - \frac{j \omega n_{i0} e^2}{\gamma_0 m_0 (\omega - \beta v_0)^2} E_{z1}. \quad (12)$$

4. 注-波相互作用色散方程

要使电子与场有效相互作用,且电子在纵向上群聚将能量交给场而产生切连科夫辐射效应,那么场必须具有纵向电场分量.如果忽略高频场(扰动场)的横向梯度对电子的作用,则可以只讨论电子与 TM 模的相互作用情况^[11,12].又由于考虑角向均匀,就可仅讨论电子与 TM_{0n} 模的作用^[15].

分别考虑如图 1 中所示各层,由麦克斯韦方程组,可知高频电场满足的波方程

$$\nabla^2 \mathbf{E}_1 - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_1) + \frac{\omega^2}{C^2} \mathbf{E}_1 = j \omega \mu_0 \mathbf{J}_1, \quad 0 \leq r \leq a, \quad (13)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E}_1 - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_1) + \frac{\omega^2}{C^2} \mathbf{E}_1 = 0, \quad a < r \leq b, \quad (14)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E}_1 - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_1) + \frac{\omega^2}{C^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \mathbf{E}_1 = 0, \quad b < r \leq c, \quad (15)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E}_1 - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_1) + \frac{\omega^2}{C^2} \epsilon_r \mathbf{E}_1 = 0, \quad c < r \leq d, \quad (16)$$

式中 μ_0 为自由空间磁导率, ϵ_r 为介质层的相对介电常数.根据(12)式,求解方程(13)~(16)式,得到横向高频电场满足的方程

$$E_{r1} = \frac{j\beta + \frac{\omega_p^2}{C^2} \frac{jv_0(\omega - \beta v_0)}{\omega_p^2/2 - (\omega - \beta v_0)^2 \gamma_0}}{\beta^2 - \frac{\omega^2}{C^2} - \frac{\omega_p^2}{C^2} \frac{\omega(\omega - \beta v_0)}{\omega_p^2/2 - (\omega - \beta v_0)^2 \gamma_0}} \frac{\partial E_{z1}}{\partial r}, \quad 0 \leq r \leq a, \quad (17)$$

$$E_{r1} = - \frac{j\beta}{q^2} \frac{\partial E_{z1}}{\partial r}, \quad a < r \leq b, \quad (18)$$

$$E_{r1} = - \frac{j\beta}{p^2} \frac{\partial E_{z1}}{\partial r}, \quad b < r \leq c, \quad (19)$$

$$E_{r1} = - \frac{j\beta}{s^2} \frac{\partial E_{z1}}{\partial r}, \quad c < r \leq d, \quad (20)$$

和纵向高频电场满足的方程

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} \right) - T^2 E_{z1} = 0 \quad 0 \leq r \leq a, \quad (21)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} \right) + q^2 E_{z1} = 0, \quad a < r \leq b, \quad (22)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} \right) + p^2 E_{z1} = 0, \quad b < r \leq c, \quad (23)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} \right) + s^2 E_{z1} = 0, \quad c < r \leq d, \quad (24)$$

其中

$$T^2 = \left(\beta^2 - \frac{\omega^2}{C^2} \right) \left[1 - \frac{\omega_b^2}{\gamma_0 (\omega - \beta v_0)^2} \right], \quad (25)$$

$$q^2 = \frac{\omega^2}{C^2} - \beta^2, \quad (26)$$

$$p^2 = \frac{\omega^2}{C^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) - \beta^2, \quad (27)$$

$$s^2 = \frac{\omega^2}{C^2} \epsilon_r - \beta^2, \quad (28)$$

式中 $\omega_b = \left(\frac{n_{i0} e^2}{m_0 \epsilon_0} \right)^{1/2}$ 为入射电子注的角频率.求解方程(21)~(24)式得

$$E_{z1} = \begin{cases} AI_0(Tr) & 0 \leq r \leq a, \\ BJ_0(qr) + CN_0(qr), & a < r \leq b, \\ DJ_0(pr) + EN_0(pr), & b < r \leq c, \\ FJ_0(sr) + GN_0(sr), & c < r \leq d, \end{cases} \quad (29)$$

式中 I_0 为零阶第一类变型贝塞尔函数, J_0 和 N_0 分别为零阶第一类贝塞尔函数和零阶第二类贝塞尔函数, A, B, C, D, E, F, G 为待定系数.考虑相对论电子注沿轴向入射离子通道的持续时间为 τ ,在满足 $\tau_e \ll \tau < \tau_i$ (τ_e 为电子振荡周期, τ_i 为离子振荡周期)^[4]的条件下,可以认为边界上有 $n_i \approx n_{i0}$,则在电子注与离子通道的分界面上仅有电子注的扰动量对边界的连续性有贡献.在电子注与离子通道的分界面上,利用边界条件

$$\int \mathbf{D}_1 \cdot d\mathbf{S} = -e \int n_{i1} dV. \quad (30)$$

将(10)式代入,可得电子注与离子通道分界面上的边界条件

$$E_{r1}(a^-) - E_{r1}(a^+) = \frac{n_{i0} e}{j \epsilon_0 (\omega - \beta v_0)} v_{r1}. \quad (31)$$

根据切向扰动电场连续及金属表面切向电场为零的条件,由方程(29)式,可以求得注-波相互作用的色散

方程为

$$\left[1 - \frac{\omega_b^2}{\gamma_0(\omega - \beta v_0)^2} \right] \frac{I_1(Ta)}{I_0(Ta)} U + \frac{T}{q} V = 0, \quad (32)$$

式中

$$U = B(qa, qb) \left[A(sc, sd) B(pb, pc) + \frac{p\epsilon_r}{s \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)} B(sd, sc) A(pb, pc) \right] - \frac{q}{p} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) A(qa, pb) \left[A(sc, sd) \alpha(pb, pc) - \frac{p\epsilon_r}{s \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)} B(sd, sc) B(pc, pb) \right], \quad (33)$$

$$V = \alpha(qb, qa) \left[A(sc, sd) B(pb, pc) + \frac{p\epsilon_r}{s \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)} B(sd, sc) A(pb, pc) \right] - \frac{q}{p} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) B(qb, qa) \left[A(sc, sd) \alpha(pb, pc) - \frac{p\epsilon_r}{s \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)} B(sd, sc) B(pc, pb) \right], \quad (34)$$

其中

$$A(x, y) = J_0(x) N_0(y) - J_0(y) N_0(x), \quad (35)$$

$$B(x, y) = J_0(x) N_1(y) - J_1(y) N_0(x), \quad (36)$$

$$\alpha(x, y) = J_1(x) N_1(y) - J_1(y) N_1(x), \quad (37)$$

式中 I_1 为一阶第一类变型贝塞尔函数, J_1 和 N_1 分别为第一类贝塞尔函数和第一类第二类贝塞尔函数.

5. 辐射波的频偏及波增长率

将色散方程 (32) 式整理可得如下形式:

$$\left[1 + \frac{T}{q} \frac{V}{U} \frac{I_0(Ta)}{I_1(Ta)} \right] (\omega - \beta v_0)^2 = \frac{\omega_b^2}{\gamma_0}, \quad (38)$$

设 $F_1 = 1 + \frac{T}{q} \frac{V}{U} \frac{I_0(Ta)}{I_1(Ta)}$, $F_2 = \omega - \beta v_0$ 则若令 $\omega_b \rightarrow 0$, 可得

$$F_1 = 1 + \frac{T}{q} \frac{V}{U} \frac{I_0(Ta)}{I_1(Ta)} \Big|_{\omega_b \rightarrow 0} = 0,$$

$$F_2 = \omega - \beta v_0 = 0, \quad (39)$$

方程 (39) 式的第一个方程就是离子通道中 TM_{0n} (无电子注) 的色散方程, 而第二个方程就是电子注模的色散方程. 这两个模式通过方程 (38) 式右边的项 (即电子注) 而耦合在一起. 当同时满足方程 (39) 式时, 就出现不稳定性, 电子将能量交给波, 使波得到增长. 因此方程 (39) 式就是产生切连科夫辐射的同步

条件.

设方程 (39) 式的解为 ω_0 , 令 $\omega = \omega_0 + \delta\omega$, 其中 $\delta\omega \ll \omega_0$, 则由方程 (38) 式可得

$$\delta\omega^3 = \frac{\omega_b^2}{\gamma_0} \frac{\partial F_1}{\partial \omega} \Big|_{\omega = \omega_0}, \quad (40)$$

可见, 电子注的存在将产生不稳定性, 使波的频率产生偏移并使波得到增长. 求解方程 (40) 式, 就可得到波的频偏 $\Delta\omega$ 和波的增长率 G [3,10,11], 分别为

$$\Delta\omega = -\frac{1}{2} \left[\frac{\omega_b^2}{\gamma_0 \left| \frac{\partial F_1}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_0}} \right]^{1/3}, \quad (41)$$

$$G = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\frac{\omega_b^2}{\gamma_0 \left| \frac{\partial F_1}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_0}} \right]^{1/3}. \quad (42)$$

6. 数值模拟计算与结果分析

本文对上述理论研究结果做了必要的数值模拟计算, 以便对离子-注系统切连科夫辐射的特点有一直观的认识. 计算中所采用的归一化体系为 $\bar{a} = \frac{a}{d}$, $\bar{b} = \frac{b}{d}$, $\bar{c} = \frac{c}{d}$, $\bar{\omega} = \frac{\omega d}{C}$, $\bar{\omega}_p = \frac{\omega_p d}{C}$, $\bar{\omega}_b = \frac{\omega_b d}{C}$, $\bar{v}_0 = \frac{v_0}{C}$, $\bar{\beta} = \beta d$, $\bar{T} = Td$, $\bar{q} = qd$, $\bar{p} = pd$,

$\bar{s} = sd, \bar{G} = \frac{Gd}{C}$. 根据方程 (39) 式及 (42) 式, 以等离子体密度为参数, 对于 TM_{01} 模作出不同等离子体密度下波增长率与电子注加速电压的关系如图 2 所示. 由图可见, 在满足同步方程 (39) 式的情况下, 注-波相互作用产生不稳定性, 且存在一最佳的加速电压使波增长率最大. 在给定介质层和电子注的参数情况下, 随着等离子体密度提高, 波增长率亦提高. 从理论上讲这是因为随着等离子体密度提高, 对电子注的束箍力增强, 更利于注-波相互作用, 使波得到更大的增长. 通过比较, 还可以知道介质层的相对介电常数对波增长率几乎没有影响.

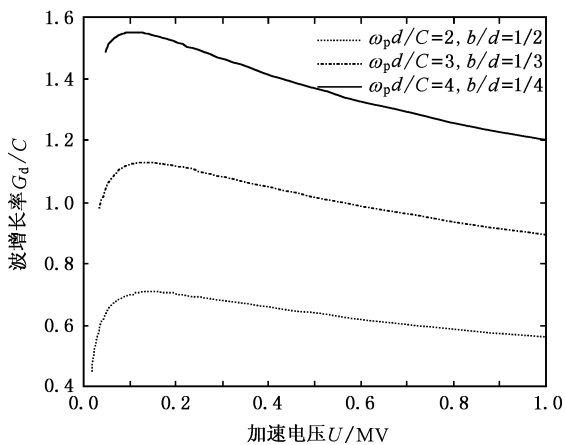


图 2 不同等离子体密度情况下波增长率随加速电压的变化 ($\bar{a} = 1/6, \bar{c} = 5/6, \bar{\omega}_b = 6, \epsilon_r = 2.1$)

7. 结 论

本文利用线性微扰理论, 研究了离子-注系统中电子注的三维扰动速度对注-波相互作用的影响, 导出了系统的色散方程和注-波相互作用同步辐射条件, 并由此得到了波的频偏和增长率. 理论研究结果表明, 系统的确存在切连科夫不稳定性并产生辐射, 且它是由离子通道中 TM 模与电子注模耦合所致. 虽然这里仅讨论了 TM_{01} 模与相对论电子注的耦合情况, 但是系统内仍然存在 TM 的其他模式与电子注的耦合产生不稳定性. 数值模拟计算结果表明, 波的增长率与电子注的入射速度有关, 调整电子注的加速电压可以获得最大的波增长率. 与介质切连科夫脉塞^[3,10,11]比较可以知道, 系统产生切连科夫辐射的波增长率随加速电压的变化关系与之类似, 但密切依赖于等离子体密度, 并几乎与波导介质层的材料无关. 随等离子体密度的增加, 离子对电子注的束箍力增强, 注-波相互作用增强, 其波增长率亦提高. 但是其他因素, 如在角向不均匀条件下混合模 (HEM) 的情况、离子通道中正离子分布对注-波相互作用的影响以及横向扰动对切连科夫辐射的贡献等方面的问题尚需进一步研究.

本文得到了电子科技大学吴坚强教授的许多帮助, 作者在此表示衷心感谢.

- [1] Chen K R, Katsouleas T C, Dawson J M 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 837
- [2] Chen K R, Dawson J M 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 29
- [3] Kosai H, Garate E P, Fisher A 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 1002
- [4] Whittum D H, Sessler A M, Dawson J M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2511
- [5] Tang C J, Liu P K, Liu S G 1996 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 90
- [6] Li W, Xie H Q, Wei Y Y *et al* 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 749 (in Chinese) [李 伟、谢鸿全、魏彦玉等 2003 强激光与粒子束 **14** 749]
- [7] Tang C J, Gong Y B, Hao B L 2005 *International J. Electronics.* **92** 489
- [8] Nusinovich G S, Carmel Y, Shkvarunets A G *et al* 2005 *IEEE Trans. Electron Devices.* **52** 845
- [9] Hao B L, Tang C J, Liu P K 2006 *Plasma & Science Technology* (to be published)
- [10] Kho T H, Lin A T 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 513
- [11] Wu J Q, Xiong C D, Liu S G 1996 *International J. Electronics* **81** 207
- [12] Wu J Q, Liu S G 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1946 (in Chinese) [吴坚强、刘盛纲 1997 物理学报 **46** 1946]
- [13] Hao B L, Tang C J, Gong Y B 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 509 (in Chinese) [郝保良、唐昌建、宫玉彬 2004 强激光与粒子束 **16** 509]
- [14] Tang C J, Gong Y B, Yang Y Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1145 (in Chinese) [唐昌建、宫玉彬、杨玉芷 2004 物理学报 **53** 1145]
- [15] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic theory for microwaves and optoelectronics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p339 (in Chinese) [张克潜、李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (北京: 电子工业出版社) 第 339 页]

Cherenkov radiation of relativistic electron beam in the ion-channel^{*}

Wang Bin¹⁾ Tang Chang-Jian¹⁾ Liu Pu-Kun²⁾

1 *College of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610065, China*

2 *Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

(Received 21 February 2006; revised manuscript received 28 February 2006)

Abstract

The problem that Cherenkov radiation may exist in the ion-channel when a relativistic electron beam (REB) is injected into plasma has been demonstrated and studied. The effect of the beam-wave interaction in ion background is analyzed by use of the linear perturbation theory. The dispersion equation and the simultaneous radiation condition of the system are derived. It is clearly shown that the electromagnetic instability of the system results from the coupling of the TM mode in ion-channel to the beam mode via the electron beam. Ion beam focusing is the microscopic mechanism. The ion-beam system in the moving plasma state is analyzed rigorously in theory. Then, the frequency shift of the radiation wave and the wave growth rate in ion-channel are presented. Finally, the effects of the parameters of the system on them are discussed by numerical calculation.

Keywords : ion-channel, plasma, cherenkov radiation

PACC : 5275, 5240D, 4110H

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10576019).