0254-6124/2007/27(4)-292-06 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Wang Yan, Yang Yong, Zhao Zhengyu. Effect of the relaxation characteristic length of modulated electron beam on whistler wave radiation. *Chin. J. Space Sci.*, 2007, **27**(4): 292~297

调制电子束弛豫长度对哨声波辐射的影响*

王 艳 杨 勇 赵正予

(武汉大学电子信息学院 武汉 430079)

摘 要 在发射调制电子束的主动空间试验中，电子束与背景等离子体的线性和非线性相互作用将产生哨声波辐射. 影响辐射特性的因素很多，调制电子束的弛豫长度是其中一个重要因素. 本文研究了呈指数衰减的调制电子束弛豫长度对电子束产生的哨声波辐射特性的影响. 结果表明，当电子束弛豫长度与背景等离子体非均匀特征尺度相当时，有利于提高调制电子束产生的波辐射强度.

关键词 调制电子束；弛豫长度；空间等离子体；渡越辐射

中图法分类号 P 353

Effect of the Relaxation Characteristic Length of Modulated Electron Beam on Whistler Wave Radiation

WANG Yan YANG Yong ZHAO Zhengyu

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

Abstract During the active space experiments of radiating the modulated electron beam, the linear and nonlinear interaction between the electron beam and background plasma may excite whistler wave. Characteristics of the excitation are determined by many factors, including velocity, relaxation characters of electron beam, the frequency of excited waves, and the density of background plasma. The relaxation characteristic length of the modulated electron beam is one of the important factors. In this paper, the influence caused by the exponential attenuation relaxation characteristic length of the modulated electron beam upon the characteristics of the wave excited by the electron beam were studied. Through solving the wave equation when the electron beam is injected into the homogeneous anisotropy space plasma, the solution of the dispersion equation and the Poynting vector representation of the excited wave are obtained. It was shown that the wave radiation intensity excited by the modulated electron beam is enhanced efficiently when the relaxation characteristic length of the electron beam is comparable with the characteristic size of inhomogeneous background plasma.

Key words Modulated electron beam, Relaxation characteristic length, Space plasmas, Transition radiation

---

* 国家自然科学基金项目资助 (40374059)

2006-11-20 收到原稿， 2007-03-12 收到修定稿

1 引言

通过安装在航天器上的电子枪向电离层和磁层中发射电子束 (包括调制电子束) 是人为影响空间环境的一种重要手段. 从 20 世纪 60 年代开始, 美国和前苏联开展了一系列有关发射电子束的主动空间试验. 试验目的包括研究入射电子束动力学特性、航天器充电过程以及探测电离层参数、利用电子束作为电磁波辐射源等 [1],[2]. 无论是在空间试验还是实验室模拟试验中, 都已经观测到由调制电子束所产生的电磁波辐射 [3],[4]. 由于影响试验结果的因素极其复杂, 所以对主动空间试验中调制电子束产生的波辐射结果的解释异常困难.

Krafft[5],[6] 通过在实验室条件下的模拟试验, 证实了调制电子束与空间等离子体相互作用将激发哨声波辐射的两种辐射机制, 即波和束电子的切伦柯夫 (Cerenkov) 激发, 电子束流从电子枪入射进空间等离子体产生的渡越辐射 (transition radiation). Anisimov[7] 通过理论研究和数值计算, 得出了调制电子束形成渡越辐射区域的横向尺度大约为数十至数百米. 在早期的工作中, 对调制电子束激发哨声波和高频波辐射进行了数值计算研究 [8],[9]. 这些结果对于分析调制电子束与空间等离子体相互作用激发电磁波辐射具有一定的借鉴意义.

本文所说的调制电子束主要是指通过对速度以及密度的调制实现对电子束的调制, 其中电子束的弛豫特性是影响波辐射结果的一个重要因素. 在本文模型中, 假定调制电子束的弛豫呈指数衰减. 通过数值计算, 研究了在不同弛豫长度下的波辐射特性. 计算结果对于提高调制电子束的波辐射效率, 增大辐射强度具有一定参考价值, 而这也正是主动空间试验中利用调制电子束作为电磁波辐射源所关注的问题之一.

2 主动空间试验中调制电子束的弛豫

在一般的主动空间试验条件下电子束与等离子体相互作用可以分为线性相互作用、电子束弛豫及非线性相互作用三个阶段. 根据文献 [2] 的试验条件, 当调制电子束入射进电离层等离子体时, 电子束已经具有明显的初始调制, 因此电子束与等离子体的线性相互作用的时间将明显缩短, 电子束弛豫过程也将变得更加复杂, 束流中的高次谐波分量会显著增强 [2]. 很明显, 在电子束与背景等离子体相互作用过程中调制电子束的初始调制将遭到破坏, 束电流的变化规律也将变得更复杂.

在电子束弛豫过程中, 束流分布函数发生变化, 电子束将能量转移到各种等离子体振荡与波, 描述这一阶段的时间特征量为 [10]

$$\tau \simeq \frac{2\pi}{\omega_{\rm p}}\frac{n_{\rm p}}{n_{\rm b}}\ln\Big(\frac{W_k}{W_0}\Big), \tag{1}$$

其中, $\omega_{\rm p}$ 为等离子体电子频率, $n_{\rm b}$ 和 $n_{\rm p}$ 分别为束与等离子体中的电子密度, W_0 和 W_k 分别为等离子体振荡在初始时刻和结束时刻的能量密度. 假定 $W_k/W_0 = 10$, 电子束速度 $v_0 = 6\times10^8\,{\rm cm/s}$, 束电子密度约为 $10^4\,{\rm cm}$ 量级, 背景等离子体密度约为 $10^7\,{\rm cm}^{-3}$ 量级, 可以得到弛豫过程的作用距离约为 $1\,{\rm km}$ 量级.

3 调制电子束产生的哨声波辐射

所采用的物理模型与文献 [8] 相同, 假定从航天器发射的调制电子束弛豫呈指数衰减特性, 束电流密度的变化部分在柱坐标系 (r,ϕ,z) 中可用下式表示:

$$\begin{aligned}
&\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{e}_z j_{\rm m}\alpha(r)\beta(z)\exp({\rm i}\omega t - {\rm i}\chi z - z/L);\\
&\alpha(r) = \begin{cases} 1, & r\leqslant a,\\ 0, & r>a;\end{cases}\\
&\beta(z) = \begin{cases} 1, & z\geqslant 0,\\ 0, & z<0.\end{cases}
\end{aligned} \tag{2}$$

其中, ω 为电子束调制频率; $\chi=\omega/v_0$ 为电流波数 (v_0 为束电子速度), 这里所研究的调制电子束为非相对论单能电子束, 电子束速度 v_0 远小于真空中光速 c; L 为电子束弛豫长度; a 为电子束半径; $j_{\rm m}$ 为束电流变化部分的幅值, 忽略了电子束辐射场对调制电子束的反作用. 考虑地磁场的存在, 在柱坐标系中磁场方向与 z 轴平行, 背景等离子体为均匀、各向异性介质, 对应频率 ω 的表征背景等离子体的介电常数张量为

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_\perp & -{\rm i}\alpha & 0\\ {\rm i}\alpha & \varepsilon_\perp & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_\parallel\end{bmatrix},$$

$$\varepsilon_\perp = 1 - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega^2-\omega_{\rm h}^2},$$

$$\varepsilon_{\parallel}=1-\frac{\omega_{\mathrm{p}}^2}{\omega^2},$$
$$\alpha=\frac{\omega_{\mathrm{h}}\omega_{\mathrm{p}}^2}{\omega(\omega^2-\omega_{\mathrm{h}}^2)}. \tag{3}$$

其中， ω_{h} 为等离子体回旋频率.

在计算过程中，选取的背景等离子体环境为 500 km 高度处的电离层环境，主要计算参数包括等离子体电子频率 $\omega_{\mathrm{p}}=9.55\,\mathrm{MHz}$, 等离子体回旋频率 $\omega_{\mathrm{h}}=1.11\,\mathrm{MHz}$, 电子束电流强度为 1 A, 电子束加速电压为 800 V, 这都是主动空间试验中的典型参数 [2]. 在 APEX 试验中包括主卫星和辅助卫星，用于发射电子束的电子枪安装在主卫星上，用于观测电子束产生的波辐射效应的装置安装在离主卫星几公里的辅助卫星上. 在我们的计算中，选取的观测距离为 6 km.

利用 Fourier 变换和 Hankel 变换，将矢量势各分量 $A_{\mathrm{r}},A_{\phi},A_z$ 和入射电子束 j_z 表示为积分形式，有

$$A_{\mathrm{r}}(r,z)=\int_0^{\infty}J_1(k_{\perp}r)k_{\perp}\mathrm{d}k_{\perp}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}\exp(\mathrm{i}k_{\parallel}z)A_r(k_{\perp},k_{\parallel})\mathrm{d}k_{\parallel},$$
$$A_{\phi}(r,z)=\int_0^{\infty}J_1(k_{\perp}r)k_{\perp}\mathrm{d}k_{\perp}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}\exp(\mathrm{i}k_{\parallel}z)A_{\phi}(k_{\perp},k_{\parallel})\mathrm{d}k_{\parallel},$$
$$A_z(r,z)=\int_0^{\infty}J_0(k_{\perp}r)k_{\perp}\mathrm{d}k_{\perp}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}\exp(\mathrm{i}k_{\parallel}z)A_z(k_{\perp},k_{\parallel})\mathrm{d}k_{\parallel}. \tag{4}$$

$$j_z(r,z)=\int_0^{\infty}J_0(k_{\perp}r)k_{\perp}\mathrm{d}k_{\perp}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}\exp(\mathrm{i}k_{\parallel}z)j_z(k_{\perp},k_{\parallel})\mathrm{d}k_{\parallel}. \tag{5}$$

式中， $k_{\parallel}=k\cos\Theta$, $k_{\perp}=k\sin\Theta$ 分别为波矢量平行于地磁场方向和垂直于地磁场方向的分量， Θ 为波的传播角， j_z 为电流密度在 z 方向上的分量， $J_0(k_{\perp}r)$ 和 $J_1(k_{\perp}r)$ 分别为 $k_{\perp}r$ 的 0 阶、1 阶 Hankel 函数. 暂不考虑电子束在空间等离子体中形成的波场对电子束的反作用, 从 Maxswell 方程组出发, 考虑到标量势 $\phi=0$, 得到关于矢量势 $\boldsymbol{A}$ 的非均匀波动方程:

$$\nabla\times(\nabla\times\boldsymbol{A})-k_0^2\hat{\varepsilon}\boldsymbol{A}=\boldsymbol{j}. \tag{6}$$

其中， $k_0=\omega/c$. 不考虑方程 (6) 右边的非齐次项求解方程，将得到具有波矢量

$$\boldsymbol{k}=\boldsymbol{e}_z k_{\parallel}+\boldsymbol{k}_{\perp} \tag{7}$$

的平面谐波，求解齐次方程得到的解对应于各向异性等离子体的特征波.

从方程 (6) 可以得到关于 n_z 的 4 阶色散方程:

$$F=\varepsilon_{\parallel}n_z^4-n_z^2[2\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp}-n_y^2(\varepsilon_{\parallel}+\varepsilon_{\perp})]+(\varepsilon_{\parallel}-n_y^2)[\alpha^2+\varepsilon_{\perp}(n_y^2-\varepsilon_{\perp})]=0, \tag{8}$$
$$n_y^2=k_{\perp}^2/k_0^2,\quad n_z^2=k_{\parallel}^2/k_0^2.$$

通过求解关于矢量势的非齐次波动方程，利用公式 $r=R\sin\theta$, $z=R\cos\theta$, $\phi=\phi$ $(0\leqslant\theta\leqslant\pi)$ 完成从柱坐标 (r,ϕ,z) 向球坐标 (R,θ,ϕ) 的转换，最后可以得到如下有关矢量势各分量的表达式:

$$A_{\mathrm{r}}(R,\theta)=\pm\mathrm{i}j_{\mathrm{m}}\sum_j\frac{n_2^{3/2}(n_2^2-\varepsilon_{\perp})\cos\Theta_j\sin^{1/2}\Theta_jJ_1(k_0an_2\sin\Theta_j)}{k_0^2aR\sqrt{\sin\theta}(n_2^2-n_4^2)[(\chi\mp k_0n_2\cos\Theta_j)+\mathrm{i}L^{-1}]}\Big(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}\Theta_j}\sin\Theta_j+n_2\cos\Theta_j\Big)\times\left\{\frac{\exp\Big[-\mathrm{i}k_0RS_{\mp j}-\frac{\mathrm{i}\pi}{4}(3-\mathrm{sgn}S''_{\mp j})\Big]}{\sqrt{|S''_{\mp j}|}}+\frac{\exp\Big[-\mathrm{i}k_0RS_{\pm j}+\frac{\mathrm{i}\pi}{4}(3+\mathrm{sgn}S''_{\pm j})\Big]}{\sqrt{|S''_{\pm j}|}}\right\},$$

$$A_{\phi}(R,\theta)=\mp2j_{\mathrm{m}}\sum_j\frac{n_2^{3/2}\cos\Theta_j\sin^{1/2}\Theta_jJ_1(k_0an_2\sin\Theta_j)}{k_0^2aR\sqrt{\sin\theta}(n_2^2-n_4^2)[(\chi\mp k_0n_2\cos\Theta_j)+\mathrm{i}L^{-1}]}\Big(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}\Theta_j}\sin\Theta_j+n_2\cos\Theta_j\Big)\times\left\{\frac{\exp\Big[-\mathrm{i}k_0RS_{\mp j}-\frac{\mathrm{i}\pi}{4}(3-\mathrm{sgn}S''_{\mp j})\Big]}{\sqrt{|S''_{\mp j}|}}+\frac{\exp\Big[-\mathrm{i}k_0RS_{\pm j}+\frac{\mathrm{i}\pi}{4}(3+\mathrm{sgn}S''_{\pm j})\Big]}{\sqrt{|S''_{\pm j}|}}\right\},$$

$$A_z(R,\theta)=\pm j_{\rm m}\sum_j\frac{[(n_2^2\cos^2\Theta_j-\varepsilon_\perp)(n_2^2-\varepsilon_\perp)+\alpha^2]J_1(k_0an_2\sin\Theta_j)}{k_0^2Ran_2^{3/2}\cos\Theta_j\sqrt{\sin\theta\sin\Theta_j}(n_2^2-n_4^2)[(\chi\mp k_0n_2\cos\Theta_j)+{\rm i}L^{-1}]}\times$$

$$\Big(\frac{{\rm d}n_2}{{\rm d}\Theta_j}\sin\Theta_j+n_2\cos\Theta_j\Big)\Bigg\{\frac{\exp\Big[-{\rm i}k_0RS_{\mp j}-\dfrac{{\rm i}\pi}{4}(1-{\rm sgn}S''_{\mp j})\Big]}{\sqrt{|S''_{\mp j}|}}+$$

$$\frac{\exp\big[-{\rm i}k_0RS_{\pm j}+\dfrac{{\rm i}\pi}{4}(1+{\rm sgn}S''_{\pm j})\big]}{\sqrt{|S''_{\pm j}|}}\Bigg\}. \tag{9}$$

式中， n_2,n_4 分别为中间替换量，它们由色散方程 (8) 的根 $n_{z2,4}$ 决定， $n_{2,4}^2=n_y^2+n_{z2,4}^2$. 辐射波的传播角 Θ_j 表示对应一定方位角 θ 的驻定相位点，即

$$S_{\pm j}=\pm n_2(\Theta_j)\cos(\Theta_j\mp\theta),\quad k_0R\gg1. \tag{10}$$

通过驻定相位法, 将所有驻定相位点求和, 最后运用矢量势分量从柱坐标系转化为球坐标系的关系式:

$$\begin{aligned}&A_{\rm R}=A_z\cos\theta+A_{\rm r}\sin\theta,\\&A_\theta=-A_z\sin\theta+A_{\rm r}\cos\theta,\\&A_\phi=A_\phi.\end{aligned} \tag{11}$$

可以得到矢量势在球坐标系中各个分量的最终表达式. Poynting 矢量的径向分量可以通过矢量势分量写成如下表达式:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{S}=&{\rm i}\omega[A_\theta^*{\rm rot}(A_\phi)-A_\phi^*{\rm rot}(A_\theta)]=\\&{\rm i}\omega\Big\{A_\theta^*\Big[\frac{\partial(A_\theta R)}{\partial R}-\frac{\partial A_{\rm R}}{\partial\theta}\Big]-\\&A_\phi^*\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(RA_\phi)\Big\}.\end{aligned} \tag{12}$$

从航天器入射进空间等离子体的调制电子束激发的哨声波辐射有其自身特性，它可以有条件地表示为两个分量的和，即渡越辐射和 Cerenkov 辐射. 对于前向和后向渡越辐射以及前向 Cerenkov 辐射来说，其辐射方向图近乎一样，而 Cerenkov 辐射只是在电子束速度足够小的情况下才会出现. 在一定角度区间内哨声波频段的波辐射场由几个具有相同频率和不同波长的局部波合成，由于干涉，哨声波辐射能流随角度的变化而剧烈起伏，并且随着距离的变化而变化. 在满足 Cerenkov 共振条件时，哨声波前向辐射方向图将出现明显的峰值. 为了更清晰地说明问题，本文主要分析调制电子束弛豫长度对哨声波辐射特性的影响.

4 不同弛豫长度对哨声波辐射的影响

电子束入射进空间等离子体之后，由于束流中空间电荷波的相互作用，电子束本身也会发生耗散，同时由于与背景等离子体的相互作用，更加快了其耗散进度. 在主动空间试验中，由于电子束与背景等离子体的复杂相互作用，通常情况下入射电子束的运动距离不会很大. 在本文模型中假定电子束的弛豫呈指数规律，通过数值计算，针对不同的电子束弛豫特性，或者说通过设定不同的电子束弛豫长度 L, 得到了相应的哨声波辐射 Poynting 方向图.

前面我们已经介绍了在建立理论模型时假定调制电子束入射装置的特征尺度小于渡越辐射形成区域的横向特征尺度，而且 Anisimov[7] 的研究工作已经给出在主动空间试验条件下，通常渡越辐射形成区域的特征尺度为数十至数百米，为此我们在进行数值计算时，保持其他物理量不变，分别得到了 $L=2,\ 20,\ 60,\ 500\,{\rm m}$ 时的哨声波辐射方向图，如图 1 和图 2 所示. 图中横坐标表示调制电子束速度 v 和真空中光速 c 的比值， v/c 的值在 $[0.01,0.10]$ 之间，纵坐标 $\boldsymbol{S}$ 表示哨声波 Poynting 矢量，其中 Poynting 矢量强度是无单位的归一化量.

在图 1 中可以看到当电子束速度达到一定值时，哨声波辐射 Poynting 矢量有一个明显的峰值，这正好对应 Cerenkov 谐振条件. 随着电子束速度的继续增加，辐射强度又逐渐减弱，可能的解释是因为速度的增加破坏了 Cerenkov 谐振条件, 同时电子束在等离子体谐振区域的驻留时间减少，从而导致了辐射强度的降低. 在图 2 中出现了多个峰值的情况，则是对应着不同的谐振条件.

将图 1 和图 2 中四个图的辐射强度峰值进行比较，可以发现随着电子束弛豫长度的增加，谐振的

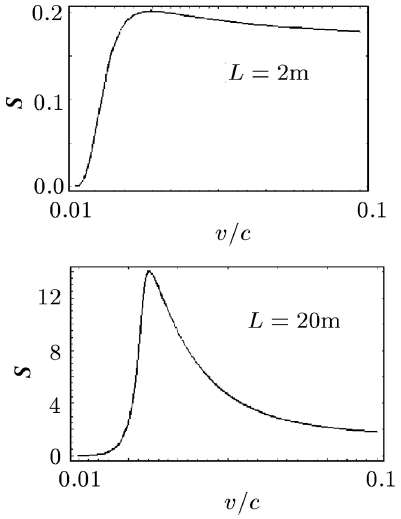


图 1 弛豫长度 $L = 2\,\mathrm{m}, 20\,\mathrm{m}$ 时，哨声波辐射方向

Fig.1 Radiation pattern for whistlers' frequency range with $L = 2, 20\,\mathrm{m}$

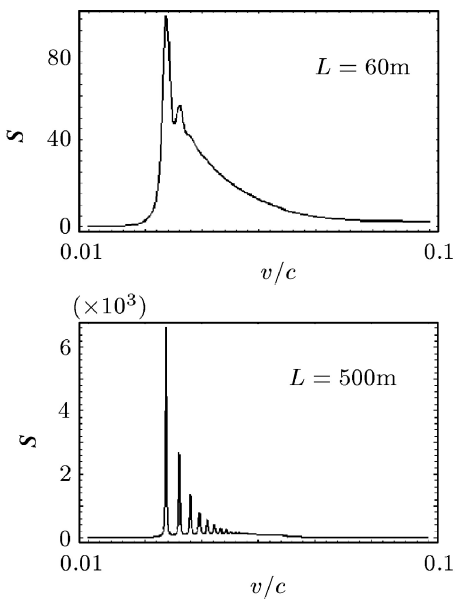


图 2 弛豫长度 $L = 60, 500\,\mathrm{m}$ 时，哨声波辐射方向

Fig.2 Radiation pattern for whistlers' frequency range with $L = 60, 500\,\mathrm{m}$

最大值也不断增大. 当 L 较小时 ($L \ll \lambda$, $\lambda = 2\pi/k_0 n_{z2}$), 这种依赖关系并不明显. 当 L 继续增大到一定值之后，等同于增大了电子束和谐振区背景等离子体的作用时间，对应一定的电子束速度，可能满足不同的谐振条件，从而在辐射方向图出现多个峰值. 这也印证了文献 [7] 的工作，当对电子束进行适当调制，使其弛豫长度保持在与渡越辐射形成区域特征尺度相当的水平上，将可以得到较理想的辐射结果，这对于提高辐射效率，增大辐射强度具有很重要的意义. 而这也正是主动空间试验中利用调制电子束作为电磁波辐射源所关注的问题之一.

图 3 给出的是哨声波辐射强度和电子束弛豫长度之间的关系，横轴为调制电子束弛豫长度 L, 纵轴为哨声波 Poynting 矢量. 正如图 1 和图 2 所显示的那样，随着电子束弛豫长度的增加哨声波辐射强度得到增强，当 $L < 500\,\mathrm{m}$ 时，辐射强度增加很快，当 $L > 500\,\mathrm{m}$ 以后，增加的趋势逐渐减缓，最终慢慢趋于平稳. 这是因为电子束的实际弛豫长度不可能无限制增加，所以对于超出合理值的 L 其计算结果已经没有意义.

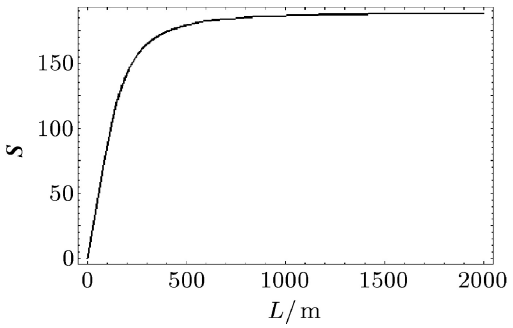


图 3 哨声波能流密度与电子束弛豫长度之间的关系

Fig.3 Relationship between energy density flux and the relaxation characteristic length

在本文模型中，假定背景等离子体为均匀等离子体，当电子束入射进空间等离子体之后，必然会对背景等离子体分布产生影响, 而实际上, 在一定尺度范围内背景等离子体应被视为非均匀等离子体. 对于调制电子束与非均匀等离子体相互作用激发波辐射的研究，将在后续工作中进行. 在航天器主动电位控制技术中，通过安装在航天器上的电子枪发射粒子束，可以达到降低航天器表面充电电位，减少航天器充放电风险的目的. 在本文的模型中, 将整个航天器视为一个导电平面，在具体计算过程中并没有考虑航天器电位，因此其电位的改变对电子束与背景等离子体相互作用会有一定影响，但不会影响本文所得结论. 调制电子束与空间等离子体相互作用涉及各种环境因素，还有待于通过主动空间试验或建立更完善的理论模型来对该问题进行研究.

5 结论

在一定理论模型的基础上，通过数值计算，研究了呈指数衰减的调制电子束弛豫长度对哨声波辐射特性的影响，其结果如下.

(1) 在均匀、磁化背景等离子体中，对应不同弛豫长度 L，哨声波前向辐射方向图存在一定差异. 在电子束具有相同速度的情况下，波辐射强度有显著变化，随着电子束弛豫长度的增加，波辐射强度也不断增大.

(2) 固定弛豫长度 L 不变，当电子束速度达到一定值，正好满足 Cerenkov 谐振条件时，哨声波辐射 Poynting 矢量有一个明显的峰值，速度继续增大破坏了 Cerenkov 谐振条件导致辐射强度又逐渐减弱. 随着电子束弛豫长度的增加，谐振的最大值也不断增大.

(3) 对调制电子束进行适当调制，使其弛豫长度与形成渡越辐射区域的横向尺度大致相当，将有利于提高调制电子束产生的波辐射效率和辐射功率.

(4) 随着电子束弛豫长度的增加哨声波辐射强度得到增强，当 $L < 500\,\mathrm{m}$ 时，辐射强度的增加很快，当 $L > 500\,\mathrm{m}$ 以后，增加的趋势逐渐减缓，最终慢慢趋于平稳.

参考文献

[1] Grandal B. Artificial Particle Beams in Space Plasma Studies. London: Plenum Press, 1984

[2] Oraevsky V N, Ruzhin Yu Ya. The APEX Project——Scientific Purposes, Simulation, Technique and Equipment of Experiment. Moscow: Nauka Press, 1992.

[3] Winkler J R. The application of an artificial electron beams to magnetospheric research. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1980, **18**(3):659～682

[4] Starodubtsev M, Krafft C, Lundin B *et al.* Resonant Cherenkov emission of whistlers by a modulated electron beam. *Phys. Plasmas*, 1999, **6**(7):2862～2869

[5] Krafft C, Starodubteev M. Review: Whistler excitation by electron beams in laboratory plasmas. *Planet. Space Sci.*, 2002, **50**(2):129～149

[6] Krafft C, Volokitin A S. Interaction of a wave packet with a thin electron beam spiraling in a magnetized plasma. *Phys. Plasmas*, 2003, **10**(8):3093～3102

[7] Anisimov I O, Lyubich K I. Plasma-object diagnostics via resonant transition radiation from an electron bunch. *J. Plasma Phys.*, 2001, **66**(3):157～165

[8] Yang Yong, Zhao Zhengyu, Anisimov I O. Electromagnetic wave excitation by a modulated electron beam injected from spacecraft into the ionosphere. *Chin. J. Geophys.*, 2005, **48**(5):975～984. in Chinese (杨勇，赵正予， Anisimov I O. 从空间飞行器注入电离层的调制电子束产生的电磁波辐射. 地球物理学报， 2005, **48**(5):975～984)

[9] Yang Yong, Zhao Zhengyu, Anisimov I O. High-frequency wave excitation by the modulated electron beam from spacecraft injected into the ionosphere plasma. *Chin. J. Space Sci.*, 2006, **26**(2):86～91. in Chinese (杨勇，赵正予， Anisimov I O. 从空间飞行器入射进电离层的调制电子束产生的高频波射. 空间科学学报，2006, **26**(2):86～91)

[10] Shapiro V D. The hydrodynamics of the interaction between the electron beam and plasmas. *J. Ele. phys.*, 1963, **44**(2):613～618