

用粒子模拟方法研究离子声波*

黄 宇^{1,2†} 宋其武^{1,2}

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210033)

(2 中国科学院紫金山天文台暗物质与空间天文重点实验室 南京 210033)

摘要 正向传播朗缪尔波被离子声波散射是太阳射电III型暴基波和谐波激发的重要过程. 使用粒子模拟方法对电子束流激发朗缪尔波的过程进行了模拟, 同时对产生的反向朗缪尔波、朗缪尔波2次谐波和朗缪尔波通过非线性过程产生的离子声波的性质进行了分析研究. 为了更好地研究离子声波, 模拟时单独计算了由离子扰动引起的电场. 模拟计算了不同初始参数下产生的离子声波强度, 发现离子的温度和质量对离子声波的产生有重要作用, 验证了反向朗缪尔波与离子声波的相关性. 同时在模拟中验证了朗缪尔波的衰变过程, 确认了离子声波对反向朗缪尔波的放大作用.

关键词 太阳: 射电辐射, 辐射机制: 普通, 方法: 数值, 等离子体辐射机制, 离子声波
中图分类号: P182; **文献标识码:** A

1 引言

空间卫星对太阳射电III型暴进行了一系列观测, 通过对射电辐射的分析可以提供电子在耀斑加速中的重要信息^[1-4]. 通常认为太阳射电III型暴辐射是由等离子体辐射机制激发的. 太阳爆发产生的快速电子在沿着磁力线传播过程中与当地等离子体作用可以产生高强度的朗缪尔波, 频率为当地的等离子体频率 f_p , 而且其能量可进一步转换为基波和谐波的电磁辐射. 对于基波辐射而言, 朗缪尔波衰变为离子声波和电磁波或者是朗缪尔波被热离子散射为电磁波都是可能的激发机制, 目前哪种方式是产生基波辐射的主要途径还不是很清楚^[5-8]. 对于2次谐波而言, 比较公认的机制是正向和反向朗缪尔波通过波波相互作用激发的^[3, 9-14].

Klimas^[14]进行了1维的Vlasov-Maxwell数值计算研究了由尾瘤不稳定性产生的朗缪尔波谐波的激发过程, 他发现高次谐波是在非线性阶段通过波波相互作用产生的. Klimas^[15]还研究了俘获饱和尾瘤不稳定性引起的等离子体波谐波的激发. Yoon等^[16]提出了另外一种小波数的准静态模转换机制. 朗缪尔波的谐波先后被很多作者用理论和模拟的方式进行了研究^[17-20]. Kasaba等^[21]使用的粒子模拟方法进行了电磁模式程

2019-01-29收到原稿, 2019-04-29收到修改稿

*国家自然科学基金项目(11427803、U1731241)和中国科学院空间科学战略性先导科技专项(XDA15052200、XDA15320301)资助

[†]huangyu@pmo.ac.cn

序的计算, 对等离子体辐射机制进行了详细的研究, 在2维模拟情况下, 可以得到频率为 f_p 的正向和反向朗缪尔波, 而且也可以得到频率为 $2f_p$ 的正向朗缪尔波, 同时得到了频率为 f_p 和 $2f_p$ 的电磁波的基波和谐波. 通过对波动的能量进行分析, 发现朗缪尔波2次谐波的强度与束流激发的正向传播朗缪尔波的强度成正比, 而电磁波2次谐波的强度与反向传播的朗缪尔波成正比. 但是Kasaba等^[21]的文章中并没有研究离子声波的性质. Umeda^[22]仔细研究了电磁波2次谐波激发时的朗缪尔波衰变过程. Yoon等^[23]尝试解释太阳风中不对称高能尾的电子速度分布函数的形成机制, 他们数值求解了包含电子、朗缪尔波和离子声波之间非线性相互作用静电弱湍流方程, 结果显示, 不同的离子电子温度比会产生多变的非对称尾结构. Rha等^[24]用1维粒子模拟方法研究了不同的离子电子温度比对电子速度分布函数的影响. 本文验证了Yoon等^[23]的结果, 同时发现了一些非线性波动细节的区别.

另一方面, 一系列的研究表明离子声波在无碰撞的磁重联电流片中有重要的贡献^[25-28]. 当电子与离子的相对漂移速度超过离子声不稳定性的阈值时, 湍动离子声不稳定性就会被激发, 产生反常电阻导致快速磁重联的发生. 近期的模拟研究显示离子声波在阿尔芬波以及哨声波的非线性过程中起着重要的作用^[29-32], 尤其是1维和2维的粒子模拟结果显示离子声波可以由哨声波衰变产生, 增强的离子声波对离子沿背景磁场方向的加速具有一定的贡献.

本文作者在2009年的模拟工作中^[33], 仔细研究了反向朗缪尔波的性质, 发现电子束流会抑制反向朗缪尔波20%的增长. 在等离子体辐射机制中, 离子声波的主要作用是其能够将正向传播的朗缪尔波散射, 产生反向传播的朗缪尔波. 但是离子声波的频率要远低于等离子体频率, 在模拟得到的频谱图中, 离子声波只能出现在最底部. 遗憾的是, 频谱图底部还掺杂了其他的低频波, 使得仔细研究离子声波的性质变得很困难. 本文使用针对离子声波进行优化的2维静电粒子模拟程序, 可以对离子声波的性质进行研究.

本文的第2章介绍了粒子模拟方法和模拟采用的参数, 第3章介绍了不同参数下的模拟结果, 第4章对主要结论进行了分析, 第5章进行了总结和讨论.

2 粒子模拟方法介绍

粒子模拟的本质是求解有限个带电粒子满足的运动方程即牛顿力学方程. 首先, 计算带电粒子的位置和速度分布得到系统的电荷和电流分布; 其次, 通过求解麦克斯韦方程得到各粒子处的电场和磁场; 然后, 求解粒子在电场和磁场的作用下的运动方程, 得到粒子新的位置和速度; 最后, 通过循环反复计算得到整个系统等离子体的粒子演化情况. 本文的模拟计算使用的是作者自己编写的2维静电粒子模拟程序, 静电模式模拟是指在计算过程中背景磁场是恒定值, 只有电场是随着粒子的运动而不断变化的, 因此我们只需要求解泊松方程和运动方程. 泊松方程的求解过程是通过权重法计算出每个格点上的电荷, 然后通过傅里叶变换来求解空间格点上的电势, 通过差分方法进一步计算出每个粒子位置的电场强度. 得到粒子处的电场强度之后, 再结合背景磁场的强度, 求解运动方程, 得到粒子的运动速度和位置. 模拟计算是在2维空间 X - Y 平面内进行, 即模拟粒子只能在 X - Y 平面内运动, 但是为了计算回旋运动, 速度在3维方向都进行了计算. 我们模拟计算的是电子束流激发双流体不稳定性的情况, 模拟参数如表1, 对应的物理时

间、距离、密度、频率和能量也都列在表1中了. 模拟参数是无量纲化的值, 真实值是接近地球附近的空间等离子体参数值^[34]. 模拟过程包含了3种粒子, 分别是束流电子, 背景电子和离子. 在初始时刻, 3种粒子都是均匀分布在模拟空间内的, 3种成分的速度分布均为Maxwell分布, 采用周期边界条件, 背景磁场方向与粒子束流运动方向相同.

表 1 2维模拟参数
Table 1 The parameters of two dimensional simulation

Parameters	Symbols	Simulation	Realistic scale
Number of time steps	—	4096	—
Electron plasma frequency	ω_{pe}	4.0	10 kHz
Time step	Δt	0.01	—
Timescale	$1/\omega_{pe}$	0.25	1.0×10^{-4} s
Number of X direction grid points	N_x	512	—
Number of Y direction grid points	N_y	32	—
Grid spacing in X direction	Δ_x	1	—
Grid spacing in Y direction	Δ_y	1	—
Speed of light	c	100	3×10^8 m · s ⁻¹
Spatial scale	c/ω_{pe}	25	4.8×10^3 m
Ambient Number of particles	—	16	—
Beam Number of particles	—	4	—
Ambient electron density	n	0.005	1.24×10^6 m ⁻³
Electron gyrofrequency	Ω_e	0.5	—
Electron beam density	n_b	$0.025n$	—
Electron thermal velocity	v_{the}	1	50 eV
Ion thermal velocity	v_{thi}	0.005	2.3 eV
Ion mass	m_i	$1836m_e$	—
Speed of beam	v_b	10	5 keV

由于本文旨在研究沿着 X 方向传播的离子声波的性质, 其频率较低波长较长, 因此模拟使用的网格数为 512×32 , 其中 X 方向为512个, Y 方向为32个. X 方向的网格数量远大于 Y 方向数量, 这样才能在 X 方向尽可能模拟多个粒子声波的波长. 模拟的初始条件是电子束流以 v_b 的速度沿着 X 方向做定向运动, 其密度为 n_b , 电子热速度为 v_{the} . 背景磁场同样是沿着 X 方向, 其大小由 Ω_e 进行设置.

3 模拟结果

首先, 我们按照表1中的参数进行了初始设置并进行了模拟. 得到了电子的速度分布函数和电场的演化, 结果分别显示在图1和2中.

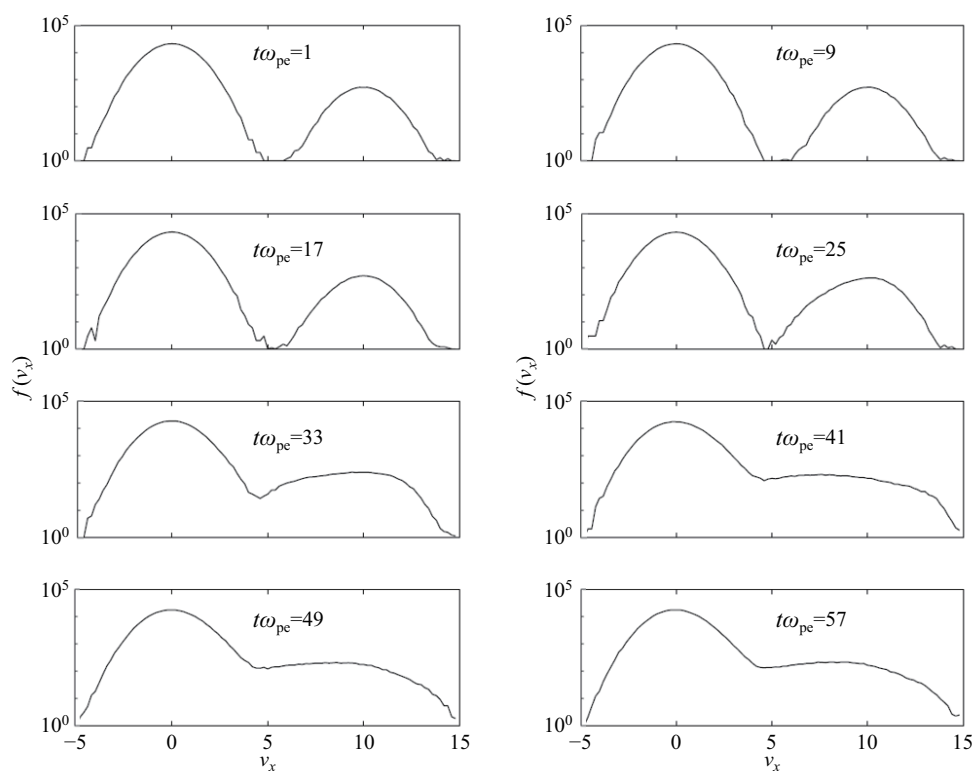


图 1 速度分布函数演化, 其中横坐标 v_x 为电子在 X 方向的速度, $f(v_x)$ 为电子 X 方向的速度分布函数.

Fig. 1 Evolution of velocity distribution function along the X axis. $f(v_x)$ represents velocity distribution of electrons, and v_x is the velocity of electrons in X direction.

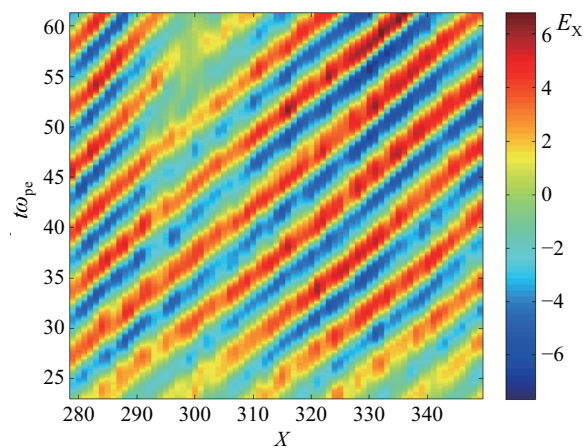


图 2 正向朗缪尔波的电场随时间的演化情况, X 方向为正向朗缪尔波的波动电场, Y 方向为时间. 图中显示了的电场波随时间沿着 X 方向进行传播.

Fig. 2 The electric field evolution of the forward Langmuir Waves (LWs), the X direction is the wave electric field of the forward Langmuir waves, and the Y direction is the time. The Langmuir waves propagate along the X direction.

图1显示了电子速度分布函数的演化情况. 在初始时刻, 分布函数呈现双峰分布, 即由背景电子和束流电子组成的尾瘤分布. 随着时间的推移, 束流电子逐渐由于不稳定而失去能量, 分布函数的第2个峰向左侧的低能端移动, 使得分布函数的两个峰之间的低谷逐渐被填平. 在初始阶段(模拟时间 $t\omega_{pe} \sim 25$), 朗缪尔波开始产生, 到 $t\omega_{pe} \sim 40$ 时, 初始阶段基本结束, 背景电子和束流电子的速度分布函数合并在一起. 而模拟到了 $t\omega_{pe} \sim 55$ 之后, 束流的速度分布函数被一个稳定的平台分布所取代. 图2显示的是模拟过程中波的电场 E_X 随时间的变化情况, 可以清楚地看到波的峰谷随模拟时间沿着 X 方向传播. 经过分析可以确认图2中所显示的波为正向传播的朗缪尔波.

为了研究模拟过程中产生的各种静电波的性质, 我们通过傅里叶变换对电场强度进行进一步分析可以区分出其中包含的不同的波动. 具体做法是, 我们在空间上取一条沿着 X 方向的线, 取其模拟时间上的值构成一个时间-空间2维数组. 对这个数组进行2维傅里叶变换就得到了特定行的色散关系, 如图3所示.

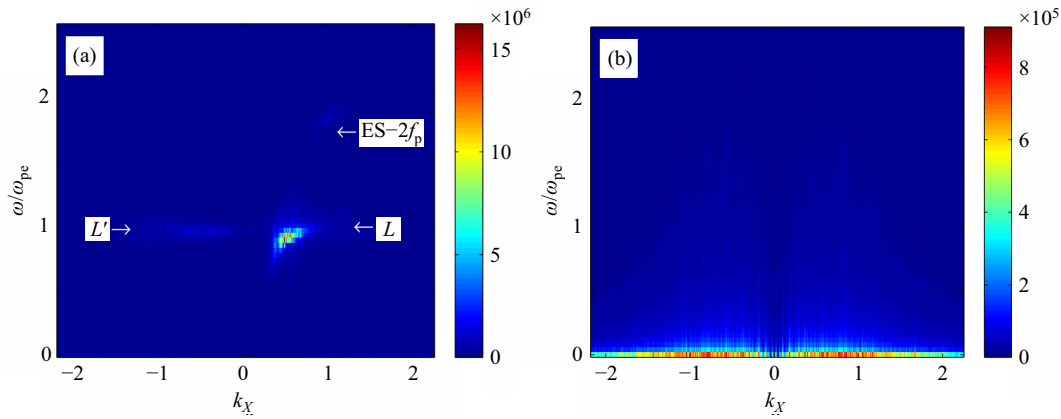


图3 电场 E_X 的色散关系, 图中 L 为正向朗缪尔波, L' 为反向朗缪尔波, $ES-2f_p$ 为朗缪尔波2次谐波, 横坐标 k_X 为 X 方向的波数, 纵坐标为频率.

Fig. 3 The spectra of the electric field in space along X axis. The forward, backward, and second harmonic LWs are denoted by L , L' , and $ES-2f_p$ (ElectroStatic $2f_p$), respectively.

图3 (a)中可以清楚区分出3种不同的静电波成分, 分别是正向和反向传播的朗缪尔基波和正向传播的朗缪尔波2次谐波, 其中 L 为正向朗缪尔波, L' 为反向朗缪尔波, $ES-2f_p$ (ElectroStatic $2f_p$)为朗缪尔波2次谐波. 之后, 我们对图3 (a)中3种波进行逐个分析, 分别对频谱的不同区域进行傅里叶逆变换得到每种波的能量时变曲线. 图4中显示了图3 (a)中的3种波的能量演化情况.

遗憾的是, 离子声波并没有清晰地显示在图3 (a)中, 因此不能通过傅里叶逆变换得到离子声波的能量演化曲线. 由于离子的质量要远高于电子质量, 电子束流激发的离子扰动频率要远低于电子振荡频率, 我们只能假设离子声波的色散图是隐藏在图3 (a)的底部的. 为了得到清晰的离子声波色散图, 我们在模拟过程中单独计算了离子扰动引起的电场变化. 通过对电场的分析可以近似得到离子扰动能量的时变演化, 这种方法计算的扰动能量并不是准确的离子声波能量, 还包含了低频噪声, 但是离子声波的能量与离

子扰动能量是相关的. 也就是说, 在一定程度上离子扰动可以代表部分离子声波的性质. 图3 (b)显示的就是由离子扰动电场计算得到的色散关系图, 图中底部可以看到低频的离子声波, 对其进行傅里叶逆变换同样可以得到离子声波的能量时变曲线, 见图4中的绿色曲线.

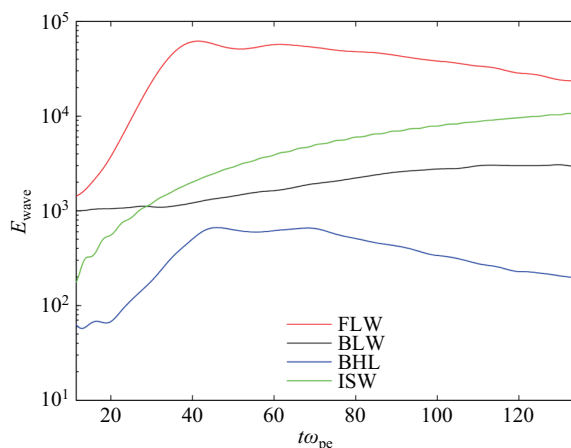


图 4 静电波的能量(E_{wave})时变曲线. 红线(FLW)为正向朗缪尔波, 黑线(BLW)为反向朗缪尔波, 蓝线(SHL)显示的是朗缪尔波2次谐波, 绿线(ISW)显示的是离子声波.

Fig. 4 The energy (E_{wave}) evolution curves of the electrostatic waves. The red line represents the forward LWs (FLW), the black line shows the backward LWs (BLW), the blue and green lines represent the second harmonic LWs (SHL) and the ion sound waves (ISW), respectively.

图4显示了图3 (a)和3 (b)中的静电波的能量随时间的演化情况, 图中可见正向朗缪尔波的增长、饱和、衰减的整个过程, 而且朗缪尔波2次谐波与正向朗缪尔波有着相同的演化趋势. 直观上看来, 正向朗缪尔波和朗缪尔波2次谐波有着明显的相关性, 它们的能量几乎都是在 $t\omega_{pe} \sim 40$ 时到达极大. 而反向朗缪尔波则是一直以一个小的增长率在持续增长着. 离子声波的能量也是不断增长, 只是增长率开始比较大, 然后逐渐减小.

本文主要是为了研究离子声波的性质, 我们进行了离子质量(M_i)与电子质量(M_e)的关系从 $M_i = M_e$ 到 $M_i = 10^5 M_e$ 情况下的模拟. 图5 (a)和5 (b)分别显示了离子温度(T_i)和电子温度(T_e)的对应值为 $T_i = T_e$ 和 $T_i = 0.1 T_e$ 时不同的等离子体波极大能量随着离子-电子质量比的变化情况. 正向朗缪尔波和朗缪尔波2次谐波的极大能量在 $t\omega_{pe} \sim 40$ 附近的饱和时刻获得. 而反向朗缪尔波和离子声波的极大能量是取值模拟过程中的能量最大值. 图5中的(a)和(b)显示的演化趋势基本一致, 正向朗缪尔波的能量并没有随着离子质量的变化发生明显改变. 在离子质量较小时朗缪尔波2次谐波的极大能量随离子质量的增加而缓慢增长, 离子质量较大时, 朗缪尔波2次谐波能量几乎不变. 离子声波的能量随着离子质量的增加而减小, 而且当离子-电子质量比较小时, 离子声波的能量超过了正向朗缪尔波的能量. 由于我们计算的是离子密度扰动的能量, 该能量比离子声波的能量要高. 图5的(a)和(b)中显示的反向朗缪尔波随着离子质量变化极大能量有3个阶段的变化. 在开始和结束阶段, 反向朗缪尔波的极大能量几乎不随离子声波能量的减小而变化. 只有在中间一部分, 反向朗缪尔波的极大能量开始随离子声波能量的减小而减小.

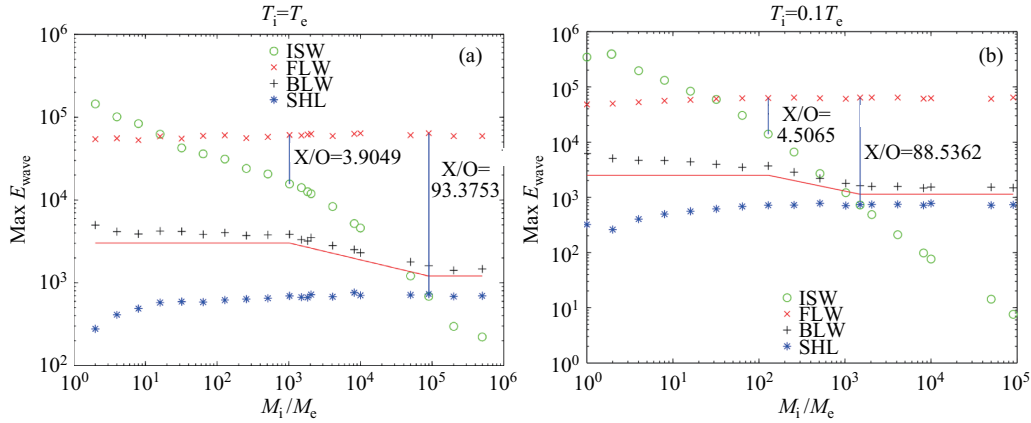


图 5 4种静电波的极大能量($\text{Max } E_{\text{wave}}$)随离子质量的变化情况, 两种离子温度的情况分别显示在(a) $T_i = T_e$ 和(b) $T_i = 0.1T_e$ 中. 红色的“x”为FLW, 黑色的“+”为BLW, 蓝色的“*”显示的是SHL, 绿色的“o”显示的是ISW, 红色的折线显示了反向朗缪尔波极大能量随离子电子质量比变化的3个阶段, “x/o”标出了对应位置两种波极大能量的比值.

Fig. 5 The relationship between the maximum energy of four ES waves and the ion mass. With the ion temperature (a) $T_i = T_e$ and (b) $T_i = 0.1T_e$. The red “x” represents the maximum energy of FLW, the black “+” represents the maximum energy of BLW, the blue “*” and green “o” represent the maximum energy of SHL and ISW, respectively. The red line shows the three stages of the energy changing of BLW. The “x/o” denotes the energy ratio of the FLW and ISW.

在研究了离子质量对等离子体波的影响后, 我们还模拟研究了不同的电子束流密度、束流速度和粒子温度等参数下的等离子体波动性质. 图6 (a)显示了4种等离子体波能量随电子束流密度的变化情况, 即反映了等离子体波能量随着注入系统内的自由能不同而改变. 正向朗缪尔波和朗缪尔波2次谐波的能量随着束流密度的增加有明显的增长, 但是反向朗缪尔波和离子声波的能量基本不变. 图6 (b)显示的是等离子体波能量随束流电子漂移速度的变化情况, 同样束流电子漂移速度的改变也是代表了注入的自由能不同. 正向朗缪尔波和朗缪尔波2次谐波的能量同样随着束流速度的增加有明显的增长, 但是反向朗缪尔波和离子声波的能量随束流速度的增加增长很小. 我们认为图6 (a)中的正向朗缪尔波能量还不够强, 如果电子束流的密度继续增加, 更多的自由能注入系统, 激发的正向朗缪尔波能量会继续升高, 当能量达到图6 (b)的朗缪尔波水平时, 反向朗缪尔波和离子声波的能量也应该会有缓慢的增长.

图7展示的是等离子体波能量随离子温度的变化情况. 在图7的(a)和(b)中离子声波的能量都随着离子温度的增加而增长. 之前的研究表明反向朗缪尔波与离子声波的能量正相关, 因此, 反向朗缪尔波的能量也会随着粒子温度的增加而增长. 然而, 离子温度的变化对正向朗缪尔波和朗缪尔波2次谐波的能量几乎没有影响.

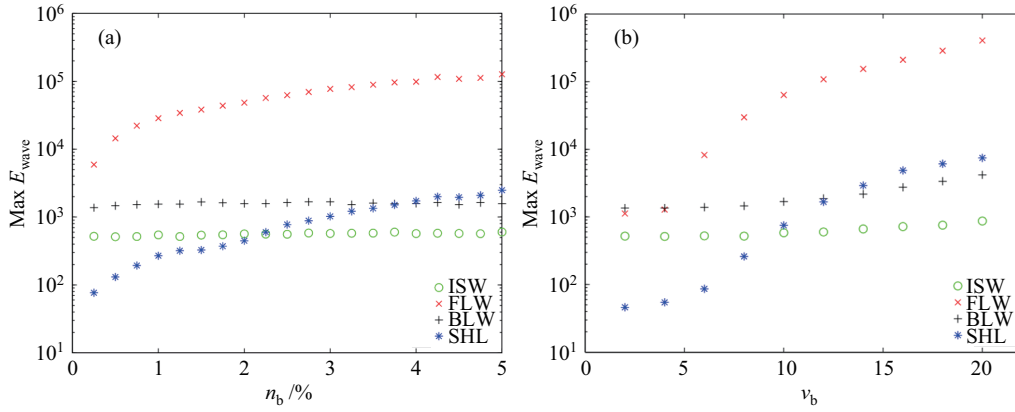


图 6 4种静电波极大能量随(a)电子束流密度(n_b)和(b)电子束流漂移速度(v_b)的变化情况

Fig. 6 The relationship between the maximum energy of four ES waves and (a) beam electron density, (b) beam electron drift velocity

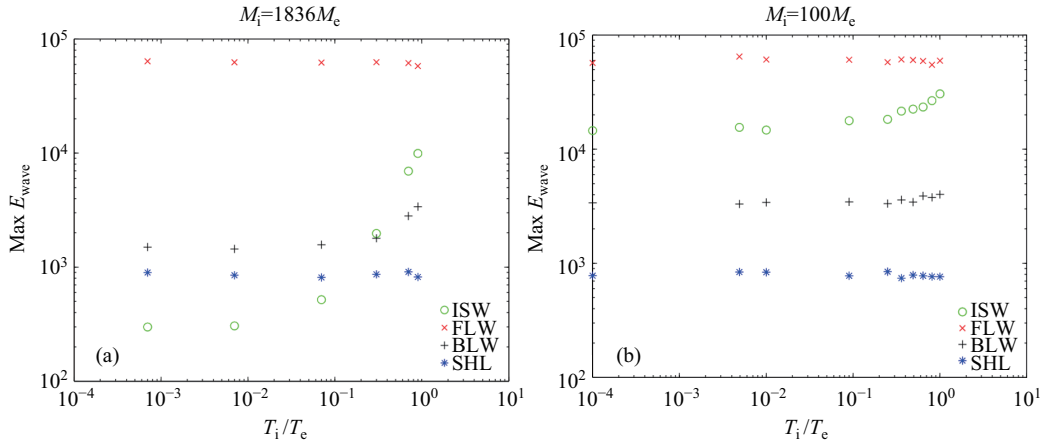


图 7 4种静电波的极大能量随离子-电子温度比的变化情况, (a) $M_i = 1836 M_e$, (b) $M_i = 100 M_e$.

Fig. 7 The relationship between the maximum energy of four ES waves and the temperature ratio of ion and electron. (a) $M_i = 1836 M_e$, (b) $M_i = 100 M_e$.

4 模拟结果分析

我们在本文的研究中是通过静电2维离子模拟程序对静电波的性质进行分析, 主要是为了研究静电波的激发过程, 尤其是低频的等离子体声波. 由于离子声波的频率要远低于朗缪尔波, 因此在模拟中我们单独计算了离子引起的电场扰动. 我们对离子的扰动能量和低频波动的能量进行了分析, 用于确定是否可以用低频波的能量代替离子声波的能量进行对比研究. 首先, 低频波的总能量比离子声波的能量要略高一些, 而他们的变化趋势基本一致; 另一方面, 低频波中不只有离子声波, 还包含了部分模拟过程中的热噪声, 但热噪声在达到一定的能量时将不会再随着模拟参数的变化而变化. 不过在模拟过程中很难将噪声从低频波中分离出来^[35]. 因此, 本文中我们用离子扰动来代替离子声

波的能量进行研究.

本文分别通过改变离子的质量、温度以及电子束流的密度和漂移速度模拟研究了离子声波的能量变化情况, 并与正反朗缪尔波和朗缪尔波2次谐波的能量进行了比较. 我们通过改变离子-电子质量比的参数模拟了不同离子质量的情况下, 4种静电波的能量变化情况, 虽然电子和离子的质量比不可能超过1/1836, 但是能量的演化趋势应该是一致的. 正向朗缪尔波和朗缪尔波2次谐波的能量在图5中表现出了非常明显的一致性, 这与之前的模拟结果也是相同的, 充分验证了朗缪尔波2次谐波的能量完全来自于正向传播的朗缪尔波. 由于反向传播朗缪尔波的产生机制不同, 其能量变化情况在图5中可以分为3个明显的阶段. 虽然图5的(a)和(b)中离子的温度不一样, 但是反向朗缪尔波的变化趋势是基本一致的. 在开始阶段, 对应于正向朗缪尔波能量(E_L)与离子声波能量(E_S)比约小于4时, 反向朗缪尔波的极大能量几乎不随离子声波能量的减小而变化. 然后, 反向朗缪尔波的极大能量开始随离子声波能量的减小而减小, 第2阶段发生的条件范围是正向朗缪尔波能量与离子声波能量比约为4-100. 之后当正向朗缪尔波能量与离子声波能量比大于100时, 反向朗缪尔波的极大能量不再减小. 也就是说, 反向朗缪尔波的能量变化较快的阶段是依赖于正向朗缪尔波和离子声波能量比的. 这可能是由两种不同的反向朗缪尔波激发机制所引起的. 与基波电磁波辐射的产生机制类似^[36], 朗缪尔波与低频离子声波的相互作用可以归为两个过程, 分别是(1) $L + S \rightarrow L'$ 和(2) $L \rightarrow S + L'$, L 、 L' 、 S 分别代表正向朗缪尔比、反向朗缪尔波和离子声波. 上述两种机制由正向朗缪尔波与离子声波的能量比决定哪种波波相互作用的过程占主导, 为反向朗缪尔波的增长提供能量. 在图5的开始阶段, 离子声波的能量很强, 即 $E_L/E_S \leq 4$, 反向朗缪尔波的能量处于饱和状态, 不随离子声波的能量变化. 当 $E_L/E_S \sim 4 - 100$ 之间时, 反向朗缪尔波的能量与离子声波能量有较好的相关性, 随着离子声波能量的减小而降低, 这说明波波相互作用由 $L + S \rightarrow L'$ 主导. 当 $E_L \gg E_S$ (约100倍)时, 反向朗缪尔波能量不再降低, 说明 $L \rightarrow S + L'$ 这一波波相互作用过程占据主导位置. 这个过程对应于图5中的第3阶段, 正向朗缪尔波能量与反向朗缪尔波能量存在对应关系. 图5的(a)和(b)中, 虽然离子的温度不同, 但是在反向朗缪尔波快速变换的第2阶段正向朗缪尔波与离子声波能量比的变化区间大致相同, 这说明正向朗缪尔波和离子声波的能量比决定了衰变和散射两种波波相互作用的主导位置.

通过增加束流电子的密度和漂移速度而增加注入系统自由能的方式只能提高朗缪尔波2次谐波的能量, 反向朗缪尔波的能量不会升高, 如图6所示. 离子温度的升高可以有效地提高反向朗缪尔波的增长率, 使其能量达到较高水平, 如图7所示. 射电III型暴的基波辐射能量取决于正向朗缪尔波和离子声波的能量, 因此离子的温度对基波辐射的强度有重要贡献. 根据模拟得到的关系可以发现, 离子声波的存在是激发反向朗缪尔波的必要条件, 进而说明离子声波是等离子体辐射机制的重要构成环节. 射电III型暴的2次谐波辐射是由正反朗缪尔波通过波波相互作用而产生的, 因此反向朗缪尔波的强度直接影响2次谐波辐射的强度.

5 小结

本文使用静电2维离子模拟程序对束流等离子体相互作用的过程进行模拟, 通过改变离子的质量、温度以及电子束流的密度和漂移速度得到了不同参数下的模拟结果. 通过傅里叶变换分析了模拟过程中正反朗缪尔波、朗缪尔波2次谐波和离子声波的能量演化情况. 主要结论有: (1)离子声波的能量随离子质量和温度的变化有明显的改变, 但对电子束流的漂移速度和密度变化不是很敏感. 背景磁场对离子声波的能量几乎没有影响; (2)当 $E_L/E_S \sim 4 - 100$ 时, 离子声波对反向朗缪尔波的能量增长起到了正相关作用, 反向朗缪尔波的能量随着离子声波能量的增加而增长. 在这个朗缪尔波与离子声波的能量比范围内, 散射过程占据了波波相互作用的主导位置, 反向朗缪尔波与离子声波有很强的相关性. 当离子声波的能量足够低时($E_L/E_S > 100$), 正向朗缪尔波的衰变过程将主导波波相互作用. 通过进行不同初始参数的模拟计算, 得到了不同能量下的等离子体波的变化规律, 确认了衰变和散射两种相互作用是由正向朗缪尔波与离子声波的强度比来决定哪种占主导的; (3)与反向朗缪尔波不同的是, 朗缪尔波2次谐波的增长不依赖于离子声波的能量. 朗缪尔波2次谐波与正向朗缪尔波有很好的相关性, 他们的能量演化过程基本相同. 综上所述, 离子的温度和质量对反向朗缪尔波的激发起到了至关重要的作用. 因此, 粒子的温度和质量对太阳射电III型暴2次谐波辐射的激发有积极的促进作用.

另一方面, 很有必要仔细研究电子束流与其激发的静电和电磁波的相互关系. 在之后的研究中我们希望能通过2维电磁模式的粒子模拟对太阳射电III型暴的电磁辐射能量来源进行模拟研究.

参考文献

- [1] Lin R P, Potter D W, Gurnett D A, et al. ApJ, 1981, 251: 364
- [2] Reiner M J, Stone R G, Fainberg J. ApJ, 1992, 394: 340
- [3] Robinson P A, Cairns I H, Gurnett D A. ApJ, 1993, 407: 790
- [4] Hoang S, Dulk G A, Leblanc Y. A&A, 1994, 289: 957
- [5] Melrose D B. Plasma Astrophysics: Nonthermal Processes in Diffuse Magnetized Plasmas - Vol.2 -Astrophysical Applications. New York: Gordon and Breach Science Publishers, 1980: 430
- [6] Willes A J, Melrose D B. SoPh, 1997, 171: 393
- [7] Ratcliffe H, Brady C S, Che Rozenan M B, et al. PhPl, 2014, 21: 122104
- [8] Reid H A S, Ratcliffe H. RAA, 2014, 14: 773
- [9] Ginzburg V L, Zheleznyakov V V. SvA, 1958, 2: 653
- [10] Bardwell S, Goldman M V. ApJ, 1976, 209: 912
- [11] Robinson P A, Newman D L, Goldman M V. PhRvL, 1988, 61: 702
- [12] Melrose D B. ARA&A, 1991, 29: 31
- [13] Cairns I H, Robinson P A. GeoRL, 1995, 22: 3437
- [14] Klimas A J. JGRA, 1983, 88: 9081
- [15] Klimas A J. JGRA, 1990, 95: 14905
- [16] Yoon P H, Wu C S, Vinas A F, et al. JGRA, 1994, 99: 23481
- [17] Yoon P H, Gaelzer R, Umeda T, et al. PhPl, 2003, 10: 364
- [18] Gaelzer R, Yoon P H, Umeda T, et al. PhPl, 2003, 10: 373
- [19] Umeda T, Omura Y, Yoon P H, et al. PhPl, 2003, 10: 382
- [20] Rhee T, Ryu C M, Woo M, et al. ApJ, 2009, 694: 618
- [21] Kasaba Y, Matsumoto H, Omura Y. JGRA, 2001, 106: 18693

- [22] Umeda T. JGRA, 2010, 115: A01204
- [23] Yoon P H, Hong J, Kim S, et al. ApJ, 2012, 755: 112
- [24] Rha K, Ryu C M, Yoon P H. ApJ, 2013, 775: L21
- [25] Yokoyama T, Shibata K. ApJ, 1994, 436: L197
- [26] Uzdensky D A. ApJ, 2003, 587: 450
- [27] Petkaki P, Freeman M P. ApJ, 2008, 686: 686
- [28] Wu G P, Huang G L, Ji H S. ApJ, 2010, 720: 771
- [29] Gao X L, Lu Q M, Li X, et al. PhPl, 2013, 20: 072902
- [30] Gao X L, Lu Q M, Tao X, et al. PhPl, 2013, 20: 092106
- [31] Ke Y G, Gao X L, Lu Q M, et al. PhPl, 2017, 24: 012108
- [32] Ke Y G, Gao X L, Lu Q M, et al. PhPl, 2018, 25: 072901
- [33] Huang Y, Huang G L. A&A, 2009, 503: 207
- [34] Nicholson D R, Goldman M V, Hoyng P, et al. ApJ, 1978, 223: 605
- [35] Wu G P, Huang G L. A&A, 2009, 502: 341
- [36] Melrose D B. SSRv, 1980, 26: 3

Study of the Ion Sound Wave by Particle-in-cell Simulation

HUANG Yu^{1,2} SONG Qi-wu^{1,2}

(1 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210033)

(2 Key Laboratory of Dark Matter and Space Astronomy, Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210033)

ABSTRACT The process of the forward Langmuir waves scattered by ion sound waves is very important for the fundamental and harmonic emission of the type III solar radio bursts. We use the particle in cell simulation to study the property of the ion sound waves during the plasma emission process. We calculate the electric field only excited by ions during the simulation to study the evolution of the ion sound waves. We calculate the energy of ion sound waves with different parameters, and find that the temperature and mass of ion are important to enlarging the ion sound waves. Also, we verify the relationship between the ion sound waves and the backward propagating Langmuir waves due to the energy ratio of forward Langmuir waves and ion sound waves. Both the waves decay and scattered process have been confirmed. Therefore, we find the ion sound waves have a positive contribution to backward Langmuir waves.

Key words Sun: radio radiation, radiation mechanisms: general, methods: numerical, plasma emission mechanism, ion sound wave