论文

太阳III型射电暴等离子体辐射的粒子模拟研究

李汤姆, 李川*, 陈鹏飞, 丁文隽

南京大学天文与空间科学学院, 现代天文与天体物理教育部重点实验室, 南京 210023

*联系人, E-mail: lic@nju.edu.cn

收稿日期: 2021-05-13; 接受日期: 2021-07-05; 网络出版日期: 2021-09-15

国家重点研发计划(编号: 2020YFC2201200)和国家自然科学基金(编号: 11673012, 11533005)资助项目

摘要 太阳III型射电暴由相对论性电子束流沿着开放磁场从日冕向行星际传播所产生. 本文利用2.5D相对论性电磁粒子模拟程序, 研究了电子束流在非均匀等离子体中的传播, 分析了在不同电子束流入射角的情况下, 由束流-等离子体不稳定性所产生的等离子体辐射. 模拟结果表明, 电子束流入射角、等离子体密度梯度以及束流-等离子体相互作用过程中的密度扰动显著影响了静电波和电磁波的时空演化. 我们得到了与观测一致的朗缪尔波波包结构, 发现了密度扰动在静电波向电磁波的转换过程中起关键作用, 并首次模拟出高达五次谐频的电磁辐射, 其动态频谱表现出频漂特征和精细结构. 这些模拟结果有助于理解太阳射电辐射的产生机制.

关键词 等离子体辐射, 粒子模拟, 太阳物理, 射电辐射

PACS: 52.65.-y, 52.65.Rr, 96.60.-j, 96.60.tg

1 引言

太阳III型射电暴是由太阳爆发现象^[1,2]所加速的相对论性电子束流沿开放磁场由日冕向行星际传播时所产生的, 这些电子束流的典型速度为 $0.1c-0.6c$ ^[3,4]. 当电子束流在远离加速区时会形成尾峰不稳定性, 从而激发朗缪尔波, 其中有一部分转化为具有局地等离子体频率或其倍频的电磁辐射^[5]. 太阳III型射电暴的典型特征表现为快速的频率漂移(简称: 频漂), 而频漂速率随频率降低而降低, 这与当地等离子体的密度梯度相关. 在太阳III型射电暴期间, 通过卫星的就位探测和遥感观测, 能够同时测量到电子束流、朗缪尔波和当地等离子体频率的电磁辐射^[6]. 而谐频($2f_{pe}$)和三

倍频($3f_{pe}$)的电磁辐射也在日地空间^[7,8]和实验室等离子体^[9-11]中被观测到.

太阳射电辐射的理论模型主要包括等离子体辐射^[5,12]和回旋脉泽辐射^[13-15]. 经典的等离子体辐射涉及以下步骤^[16-20]: (1) 电子束流-等离子体不稳定性产生基频朗缪尔波(L); (2) 基频 L 波经过静电衰减产生谐次级反向传播的朗缪尔波 L' 和离子声波 S , 即 $L \rightarrow L' + S$; (3) 离子声波激励 L 波产生基频电磁辐射(F), 即 $L \rightarrow F + S$; (4) L 波和 L' 波通过并合产生谐波电磁辐射(H), 即 $L + L' \rightarrow H$.

对于太阳射电辐射尤其是太阳III型射电暴的产生, 一些物理参量至关重要^[21,22], 包括电子束流的能量和入射角、背景等离子体的密度、磁化参量(ω_{pe}/Ω_{ce})

引用格式: 李汤姆, 李川, 陈鹏飞, 等. 太阳III型射电暴等离子体辐射的粒子模拟研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 109611
Li T M, Li C, Chen P F, et al. Particle-in-cell simulations of the plasma emission in type III solar radio bursts (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 109611, doi: 10.1360/SSPMA-2021-0145

以及电子和离子的温度比(T_e/T_p). 例如, 射电辐射的起始和截止频率、漂移速度和频谱宽度受到电子束流的几何尺度、入射角以及束流分裂的调制^[23,24]. 再者, 日冕和太阳风中有限尺度的密度涨落和温度不均匀会使射电频谱产生分裂和精细结构^[25,26]. 特别是密度不均匀性会对波产生折射和反射, 从而影响射电辐射的产生和演化^[27,28].

目前已有一些工作研究了电子束流在均匀等离子体背景中传播所产生的电磁辐射, 并发现了高次谐波电磁辐射^[29,30]. 还有研究分析了质子束流与等离子体相互作用产生的电磁辐射, 但是并没有得到显著的基频和谐频电磁辐射^[31]. 本文首次利用2.5D相对论性电磁粒子模拟(Particle-In-Cell, PIC)程序, 模拟了电子束流在非均匀等离子体中传播的情况. 通过改变电子束流相对背景磁场的入射角, 分析等离子体的密度扰动及其激发的静电波和电磁波的时空演化特征.

2 模拟参数设置

本文应用开源的EPOCH代码, 它是一种全电磁相对论性的PIC程序, 目前已被广泛应用于等离子体模拟, 特别是束流等离子相互作用^[32]、激光等离子相互作用^[33]. 在本文中, 我们采用二维三分量的PIC程序模拟了不同入射角的电子束流, 在具有密度梯度的等离子体中的传播情况.

本文的模拟区域在 x - y 平面, 模拟的空间范围为 $L_x \times L_y = 1000\lambda_{de} \times 300\lambda_{de}$, 其中空间步长 λ_{de} 为德拜长度. 时间步长 $\Delta t = 0.5\omega_{pe}^{-1}$, 其中 ω_{pe} 为等离子体频率. 在 x 方向上采用自由边界条件, 在 y 方向上为周期性边界条件. 背景等离子体遵从麦克斯韦分布函数, 密度沿 x 方向减小, 密度模型如下:

$$n = \frac{0.5 \cdot n_0}{1000^2} (x - 1000)^2 + 0.5n_0, \quad (1)$$

其中 $n_0 = 2 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$. 背景等离子体中 $x=0$ 左侧高密度区域一个单元格中包含300个粒子, 右侧低密度区域一个单元格中包含100个粒子. 背景磁场沿 x 方向, $B_0 = 4 \text{ G}$. 在 $x=0$ 左侧边界注入速度为 $0.3c$ 的电子束流. 束流单元网格中电子的数量为10个粒子, 约为背景电子密度的5%, 此电子束流密度的设置有利于各种波模的激发和增长^[34]. 本文中模型的设置, 可类比于太阳爆发产生

的电子束流在日冕大气中由内而外的传播.

3 模拟结果

首先, 我们分析了当电子束流入射角与背景磁场分别呈 0° , 45° , 80° 时, 由电子束流-等离子体相互作用所激发的静电辐射和电磁辐射的时空演化情况. 电子束流入射角的增大等效于垂直磁场方向动量的增加和能量沉积效率的增大.

图1显示了平行于磁场方向的静电场能量(ϵ_x)和垂直方向的电磁场能量(ϵ_z)随时间的演化. 从静电场的情况来看, 当电子束流入射角为 0° 时, 静电场能量在 $80\omega_{pe}^{-1}$ 时间内快速增加, 从 $80\omega_{pe}^{-1}$ 到 $155\omega_{pe}^{-1}$ 再经过线性快速增长阶段趋于稳定饱和状态. 当入射角为 45° 和 80° 时, 静电场能量增长表现相似. 在约 $176\omega_{pe}^{-1}$ 时间内快速增加, 随后进入二次增长相, 在 $375\omega_{pe}^{-1}$ 后达到稳定饱和状态. 不同之处在于, 当入射角为 80° 时, 静电场在演化过程中的能量涨落比较明显. 从电磁场的情况来看, 在约 $400\omega_{pe}^{-1}$ 时间内, 电子束流入射角为 0° , 45° , 80° 时, 电磁场能量均表现为波动式增长. 此后, 在入射角为 0° 时, 电磁场能量趋于稳定饱和状态, 而入射角为 45° 和 80° 时, 电磁场能量表现为波动式快速增长, 且 80° 时能量涨落更加显著.

图2显示了电子束流-等离子体不稳定性期间($t=120\omega_{pe}^{-1}$)所激发的静电场在 x 方向上的空间分布, 图2(a)-(c)依次对应了电子束流入射角为 0° , 45° , 80° 时的情况. 它们均表现为不同振幅和波长的波包结构, 是一种典型的朗缪尔波孤子结构. 不同之处在于, 入射角为 0° 时, 孤子结构在 x 方向上传播的距离更远, 这与电子束流在 x 方向上的传播速度有关. 值得注意的是, 这种朗缪尔波孤子已经在太阳III型射电暴期间的行星际空间中被探测到^[35].

为了进一步分析静电场的基频和高次谐波辐射, 我们对静电场进行了快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform, FFT), 从而得到了其色散图, 如图3所示, 图3(a)-(c)依次对应了电子束流入射角为 0° , 45° , 80° 时的情况. 可以看到在 ω - k 相空间中, 可以观察到基频和高次谐波的朗缪尔波, 以及反向的朗缪尔波. 不同之处在于, 当入射角为 0° 时, 可以激发正向高达 $7L$ 谐频的静电模. 而对于反向朗缪尔波, 当入射角为 80° 时, 反向静电模可达三次谐频(L^m).

图 1 (网络版彩图)静电场能量(a)和电磁场能量(b)随时间的演化

Figure 1 (Color online) Temporal evolution of the electrostatic field (a) and electromagnetic field (b).

图 2 由束流-等离子体不稳定性所激发的朗缪尔波包. 电子束流入射角为 0° (a), 45° (b), 80° (c) 时的情况

Figure 2 Langmuir wave packets induced by electron beam-plasma instabilities, in the cases of the electron pitch angle being 0° (a), 45° (b), and 80° (c), respectively.

图3中的黑色实线代表电子束流, 蓝色实线代表朗缪尔波的理论线性色散关系, 即基频色散关系:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 \lambda_{De}^2. \quad (2)$$

黑色虚线代表二次谐波的色散关系, 即 $n=2$ 时高次谐波的理论色散关系^[36]:

$$\omega_n^2 = n^2 + 3k^2 \lambda_{De}^2 - \frac{3(n-1)}{2} \left(\frac{k}{k_0} - \frac{n}{2} \right) \frac{k_0^2 v_e^2}{\omega_{pe}^2}. \quad (3)$$

可以看到, 模拟得到的静电波色散情况与理论色散关系基本吻合. 只不过由于朗缪尔频率与密度相关, 模拟中存在的密度扰动使得朗缪尔波的色散存在一定程度的展宽.

这些高次谐波的静电模式并不能直接转换为高次

谐波的电磁辐射^[29], 而密度扰动在波模的转换过程中可能起到了重要作用. 因此, 我们分析了密度扰动对静电辐射的调制作用. 图4所示为静电波能量和密度扰动在 x 方向上的空间分布. 可以看到, 静电波能量与密度扰动在空间上的分布呈反相关的关系, 即密度空腔往往对应了静电波能量的峰值. 朗缪尔波被密度腔反射使得静电波的能量在等离子体频率附近部分转化为电磁波, 其过程可由 Zakharov 方程描述^[37], 其中的非线性耦合效应可显著增强静电波向电磁波的转化效率^[38-40].

在此过程中所产生的对应低频峰值的波为低频离子声波. 如图5所示为对静电场进行FFT后, 得到的静电波能谱随频率的分布. 可以清楚地看到低频处的能量峰值, 对应了离子声波(IS). 如引言中所述, 离子声

图 3 (网络版彩图)静电场的色散关系. 电子束流入射角为 0° (a), 45° (b), 80° (c)时的情况

Figure 3 (Color online) The dispersion diagrams of the electrostatic field, in the case of the electron pitch angle being 0° (a), 45° (b), and 80° (c), respectively.

图 4 (网络版彩图)静电波能量和密度扰动在空间上的分布. 电子束流入射角为 0° (a), 45° (b), 80° (c)时的情况

Figure 4 (Color online) The spatial distributions of electrostatic wave energies and density perturbations, in the cases of the electron pitch angle being 0° (a), 45° (b), and 80° (c), respectively.

图 5 静电波能谱随频率的分布. 电子束流入射角为 0° (a), 45° (b), 80° (c)时的情况

Figure 5 The spectra of the electrostatic waves, in the cases of the electron pitch angle being 0° (a), 45° (b), and 80° (c), respectively.

波对基频电磁辐射的产生至关重要.

图6显示了由静电波模转换形成的电磁波的动力学频谱. 这是首次利用粒子模拟所得到的有频漂现象的射电动态频谱图, 并且发现了高达五次谐频的电磁辐射(5H). 高次谐波的电磁辐射依次滞后于基频和低次谐波, 且辐射强度依次变弱, 这是由高次静电波的衰减和并合过程所造成的. 随着入射角的增加, 电子

束流的能量沉积速率变大, 静电波转换的效率越低, 越难产生高次谐频的电磁波^[41]. 反之, 当电子束沿着磁场方向时, 静电波会在更大的范围内被激发, 从而通过波模转换成为电磁波. 此外, 相关研究也表明, 电磁波的谐波辐射强度也取决于测量角度^[29], 这与我们的模拟结果相符.

从图6我们还可以看到, 所有高次谐波的电磁辐射

图 6 (网络版彩图)电磁辐射的动态频谱图. 电子束流入射角为 0° (a), 45° (b), 80° (c)时的情况

Figure 6 (Color online) The dynamic spectra of the electromagnetic emissions, in the cases of the electron pitch angle being of 0° (a), 45° (b), and 80° (c), respectively.

均表现有分裂和精细结构, 这与电子束流-等离子体不稳定性过程中的密度扰动密切相关, 也符合实际观测的太阳射电辐射动态频谱^[42,43].

4 结论和讨论

我们首次利用2.5D相对论性电磁粒子模拟程序, 模拟了电子束流在非均匀等离子体中的传播, 分析了在不同电子束流入射角的情况下, 由束流-等离子体不稳定性所激发的静电辐射和电磁辐射的时空演化. 模拟的主要结果如下: (1) 电子束流入射角、等离子体密度梯度, 以及束流-等离子体相互作用过程中的密度扰动都显著影响了静电波和电磁波的产生和演化; (2) 得到了与观测一致的朗缪尔波波包结构, 其静电模的色散关系与理论上基频和二次谐频的色散关系相符合; (3) 发现了电子束流-等离子体不稳定期间的密度扰动在静电波向电磁波的波模转换过程中起到了关键作用; (4) 首次模拟出高达五次谐频的电磁辐射, 其动态频谱表现出频漂特征和精细结构.

从图3和6中我们发现电子束流入射角不同, 它所激发的静电波和电磁波高次谐频的持续时间也不同. 这是因为电子束流入射角的增加不利于电子束流能量的长期维持, 同时入射角的增加减小了沿磁场方向的

电子能量, 有效限制了静电波的产生及其向电磁波转换效率. 这与Reid等人^[43]根据通量管膨胀模型计算的结果一致. 此外, 在实际观测中并没有发现图6所示的如此高次的谐频辐射. 主要原因可能在于谐波的能量低于离子声波, 在传播过程中被阻尼掉, 而且高次谐波易与电子发生共振从而被吸收或散射^[44].

从图4和5中我们可以发现, 密度扰动形成的密度腔会散射初始朗缪尔波(L), 在基频(F)处的电磁辐射可由离子声波(S)激励朗缪尔波而产生, 即 $L \rightarrow F + S$. 根据密度梯度模型, 当朗缪尔波与密度梯度方向存在一定的入射角时, 静电波向电磁波的转换率会变小^[38].

谐频电磁辐射的激发是典型的非线性波波相互作用过程. 一次谐频(二倍频)的激发可由前向朗缪尔波和反向朗缪尔波并合而成, 即 $L + L' \rightarrow H$. 对于高次谐频, 在强湍流情况下, 可由Zlotnik-Cairns过程产生^[44], 即 $L + (n-1)H \rightarrow nH$. 在弱湍流情况下, 也可由 $L' + (n-1)L \rightarrow nH$ 过程产生^[45]. 另一种关于 $2H$ 的激发机制是 $L + L' + L'' \rightarrow 2H$ 过程^[46], 但是该过程首先需要产生反向倍频静电波(L''), 条件更为苛刻. 在我们当前的模拟工作中, 还无法区分以上物理过程在等离子体辐射中的作用, 这有待于在未来的三维PIC模拟研究. 此外, 还可以利用PIC模拟来研究太阳III型射电暴的偏振信息, 以便对日冕进行与光球类似的磁场信息反演^[47].

参考文献

- Chen A Q, Wang J X. On the possibility of predicting flare index and CME velocity using vector magnetograms. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 269512
- Rao C H, Gu N T, Rao X J, et al. First light of the 1.8-m solar telescope—CLST. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 109631
- Reid H A S, Ratcliffe H. A review of solar type III radio bursts. *Res Astron Astrophys*, 2014, 14: 773–804, arXiv: 1404.6117

- 4 Carley E P, Vilmer N, Gallagher P T. Radio diagnostics of electron acceleration sites during the eruption of a flux rope in the solar corona. *Astrophys J*, 2016, 833: 87, arXiv: [1609.01463](#)
- 5 Ginzburg V L, Zhelezniakov V V. On the possible mechanisms of sporadic solar radio emission. *Soviet Astron*, 1958, 2: 653
- 6 Gurnett D A, Frank L A. Electron plasma oscillations associated with type III radio emissions and solar electrons. *Sol Phys*, 1975, 45: 477–493
- 7 Zlotnik E Y, Klassen A, Klein K-L, et al. Third harmonic plasma emission in solar type II radio bursts. *Astron Astrophys*, 1998, 331: 1087–1098
- 8 Thejappa G, MacDowall R J, Bergamo M. Evidence for four- and three-wave interactions in solar type III radio emissions. *Ann Geophys*, 2013, 31: 1417–1428
- 9 Whelan D A, Stenzel R L. Electromagnetic-wave excitation in a large laboratory beam-plasma system. *Phys Rev Lett*, 1981, 47: 95–98
- 10 O’Connell C, Decker F J, Hogan M J, et al. Dynamic focusing of an electron beam through a long plasma. *Phys Rev ST Accel Beams*, 2002, 5: 121301
- 11 Adli E, Lindstrøm C A, Allen J, et al. Long-range attraction of an ultrarelativistic electron beam by a column of neutral plasma. *New J Phys*, 2016, 18: 103013
- 12 Melrose D B. Coherent emission. *Proc IAU*, 2008, 4: 305–315
- 13 Wu D J, Chen L, Zhao G Q, et al. A novel mechanism for electron-cyclotron maser. *Astron Astrophys*, 2014, 566: A138
- 14 Ni S, Chen Y, Li C, et al. An alternative form of the fundamental plasma emission through the coalescence of Z-mode waves with whistlers. *Phys Plasmas*, 2021, 28: 040701, arXiv: [2104.04267](#)
- 15 Wu C S, Wang C B, Yoon P H, et al. Generation of type III solar radio bursts in the low corona by direct amplification. *Astrophys J*, 2002, 575: 1094–1103
- 16 Bohm D, Gross E P. Theory of plasma oscillations. A. Origin of medium-like behavior. *Phys Rev*, 1949, 75: 1851–1864
- 17 Robinson P A, Cairns I H. Fundamental and harmonic emission in type III solar radio bursts-I. Emission at a single location or frequency. *Sol Phys*, 1998, 181: 363–394
- 18 Robinson P A, Cairns I H. Fundamental and harmonic emission in type III solar radio bursts-II. Dominant modes and dynamic spectra. *Sol Phys*, 1998, 181: 395–428
- 19 Robinson P A, Cairns I H. Fundamental and harmonic emission in type III solar radio bursts-III. Heliocentric variation of interplanetary beam and source parameters. *Sol Phys*, 1998, 181: 429–437
- 20 Cairns I H, Melrose D B. A theory for the $2f_p$ radiation upstream of the Earth’s bow shock. *J Geophys Res*, 1985, 90: 6637–6640
- 21 Ratcliffe H, Kontar E P, Reid H A S. Large-scale simulations of solar type III radio bursts: Flux density, drift rate, duration, and bandwidth. *Astron Astrophys*, 2014, 572: A111, arXiv: [1410.2410](#)
- 22 Reid H A S, Kontar E P. Solar type III radio burst time characteristics at LOFAR frequencies and the implications for electron beam transport. *Astron Astrophys*, 2018, 614: A69, arXiv: [1802.01507](#)
- 23 Rutkevych B P, Melnik V N. Propagation of type III solar bursts radio emission through the corona. 1. Time profile. *Radio Phys Radio Astron*, 2012, 3: 205–213
- 24 Rutkevych B P, Melnik V N. Propagation of type III solar bursts radio emission through the corona. 2. Frequency drift rate. *Radio Phys Radio Astron*, 2012, 3: 285–290
- 25 Kontar E P, Yu S, Kuznetsov A A, et al. Imaging spectroscopy of solar radio burst fine structures. *Nat Commun*, 2017, 8: 1515, arXiv: [1708.06505](#)
- 26 Reiner M J, MacDowall R J. Electron exciter speeds associated with interplanetary type III solar radio bursts. *Sol Phys*, 2015, 290: 2975–3004
- 27 Robinson P A, Cairns I H, Gurnett D A. Connection between ambient density fluctuations and clumpy Langmuir waves in type III radio sources. *Astrophys J*, 1992, 387: L101
- 28 Robinson P A, Cairns I H, Gurnett D A. Clumpy Langmuir waves in type III radio sources—Comparison of stochastic-growth theory with observations. *Astrophys J*, 1993, 407: 790
- 29 Rhee T, Ryu C M, Woo M, et al. Multiple harmonic plasma emission. *Astrophys J*, 2009, 694: 618–625
- 30 Henri P, Sgattoni A, Briand C, et al. Electromagnetic simulations of solar radio emissions. *J Geophys Res Space Phys*, 2019, 124: 1475–1490
- 31 Sakai J I, Nagasugi Y. Emission of electromagnetic waves by proton beams in solar plasmas. *Astron Astrophys*, 2007, 474: L33–L36
- 32 Schmitz H, Tsiklauri D. The effect of initial conditions on the electromagnetic radiation generation in type III solar radio bursts. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 062903, arXiv: [1305.6038](#)

- 33 Arber T D, Bennett K, Brady C S, et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling. [Plasma Phys Control Fusion](#), 2015, 57: 113001
- 34 Li B, Cairns I H, Robinson P A. Simulations of coronal type III solar radio bursts: 2. Dynamic spectrum for typical parameters. [J Geophys Res](#), 2008, 113: A06105
- 35 Thejappa G, MacDowall R J, Bergamo M. Observational evidence for the collapsing Langmuir wave packet in a solar type III radio burst. [J Geophys Res Space Phys](#), 2013, 118: 4039–4052
- 36 Yoon P H, Gaelzer R, Umeda T, et al. Harmonic Langmuir waves. I. Nonlinear dispersion relation. [Phys Plasmas](#), 2003, 10: 364–372
- 37 Hess S L G, Malaspina D M, Ergun R E. Size and amplitude of Langmuir waves in the solar wind. [J Geophys Res](#), 2011, 116: A07104
- 38 Krasnoselskikh V, Voshchepynets A, Maksimovic M. On the efficiency of the linear-mode conversion for generation of solar type III radio bursts. [Astrophys J](#), 2019, 879: 51
- 39 Volokitin A S, Krafft C. Efficiency of electromagnetic emission by electrostatic turbulence in solar wind and coronal plasmas with density inhomogeneities. [Astrophys J](#), 2020, 893: L47
- 40 Tkachenko A, Krasnoselskikh V, Voshchepynets A. Harmonic radio emission in randomly inhomogeneous plasma. [Astrophys J](#), 2021, 908: 126, arXiv: [2012.12773](#)
- 41 Li B, Willes A J, Robinson P A, et al. Second harmonic electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves. [Phys Plasmas](#), 2005, 12: 012103
- 42 Chen X, Kontar E P, Yu S, et al. Fine structures of solar radio type III bursts and their possible relationship with coronal density turbulence. [Astrophys J](#), 2018, 856: 73, arXiv: [1801.07545](#)
- 43 Reid H A S, Kontar E P. Stopping frequency of type III solar radio bursts in expanding magnetic flux tubes. [Astron Astrophys](#), 2015, 577: A124, arXiv: [1503.03395](#)
- 44 Cairns I H. A theory for the radiation at the third to fifth harmonics of the plasma frequency upstream from the Earth's bow shock. [J Geophys Res](#), 1988, 93: 858–866
- 45 Yi S, Yoon P H, Ryu C M. Multiple harmonic plasma emission. [Phys Plasmas](#), 2007, 14: 013301
- 46 Kliem B, Krueger A, Treumann R A. Third plasma harmonic radiation in type II bursts. [Sol Phys](#), 1992, 140: 149–160
- 47 Zhang H Q. From polarimetry to helicity: Studies of solar magnetic fields at the Huairou Solar Observing Station. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2019, 62: 999601, arXiv: [1912.06557](#)

Particle-in-cell simulations of the plasma emission in type III solar radio bursts

LI TangMu, LI Chuan^{*}, CHEN PengFei & DING WenJun

Key Laboratory for Modern Astronomy and Astrophysics, Ministry of Education, School of Astronomy and Space Science, Nanjing University, Nanjing 210023, China

Type III solar radio bursts are produced by relativistic electrons propagating along open magnetic fields from the corona into interplanetary space. We performed 2.5-dimensional particle-in-cell simulations to investigate the plasma emission excited by electron beams with different pitch angles in non-uniform magnetized plasma. The electron pitch angle, plasma density gradient, and density perturbations play important roles in exciting the electrostatic and electromagnetic emissions. In simulations, the Langmuir wave packets are consistent with real observations, and the plasma density perturbations play a key role in the mode conversion, from electrostatic waves to electromagnetic waves. For the first time, we reproduced electromagnetic waves up to the fifth harmonic, which are characterized by drifting frequencies and fine structures. Our simulation results dedicate to shed light on the mechanisms of solar radio emissions.

plasma emission, particle-in-cell simulation, solar physics, radio emission

PACS: 52.65.-y, 52.65.Rr, 96.60.-j, 96.60.tg

doi: [10.1360/SSPMA-2021-0145](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0145)