文章编号:1673-0062(2014)01-0005-04

Alfvén 波与等离子体的共振相互作用

肖宾宾^{1,2},龚学余^{1*}

(1. 南华大学 核科学技术学院, 湖南 衡阳 421001; 2. 衡阳师范学院 物理与电子信息科学系, 湖南 衡阳 421008)

摘 要:采用粒子模拟(PIC)方法,研究沿背景磁场传播的 Alfvén 波与均匀磁化等离 子体共振相互作用的过程.模拟结果表明:共振加热过程中,在平行和垂直于背景磁 场的方向上,质子温度均得到增加,且垂直方向上的温度增加更为明显,等离子体温 度呈现各向异性;同时,不同的波频率影响波粒子加热效果,并且一定范围内,共振加 热期间,共振波频率越大,加热效果越好.而经过随机加热后,粒子动力学温度的最大 值与波频率无关,仅仅与波的相速度相关. 关键词:Alfvén 波:粒子模拟;共振加热

中图分类号:053 文献标识码:A

The Resonant Interaction of Alfvén Waves and Plasmas

XIAO Bin-bin^{1,2}, GONG Xue-yu¹*

 (1. School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang, Hunan 421001, China; 2. Department of Physics and Electronic Information Science, Hengyang Normal University, Hengyang, Hunan 421008, China)

Abstract: Using the test particle simulation method, the interactions between the uniform magnetized plasmas and Alfvén waves propagating along background magnetic field are studied. The results show that, in the heating process, the proton temperature in parallel and perpendicular directions of the background magnetic field are elevated. The increase of temperature in vertical direction is more obvious than that in the parallel direction, and the temperature of plasmas exhibits anisotropy. Meanwhile, the frequencies of waves have an effect on the heating. The effect of resonance heating is better than that of non-resonance heating. Moreover, in resonance heating period within a certain range, the frequency is larger, the heating effect is better. After stochastic heating, the maximum kinetic temperature

收稿日期:2013-12-25

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11375085;11205086);高等学校博士学科点专项科研基金资助项目 (20114324110001);湖南省光学重点学科建设项目资助

作者简介:肖宾宾(1982-),男,湖南邵阳人,南华大学核科学技术学院硕士研究生.主要研究方向:核聚变与等离子 体物理.*通讯作者.

of ions is only dependent on phase velocity of the Alfvén waves and has no relevance with the frequency of Alfvén waves.

key words: Alfvén wave; particle simulation; resonance heating

0 引 言

Alfvén 波广泛存在于托卡马克等离子体与宇宙空间物理环境中, Alfvén 波加热带电粒子是等离子体的加热方式中十分重要的一种^[1-2]. 在受控核聚变中,等离子体温度需要达到一定值, 才能发生聚变反应. 研究发现 Alfvén 作用下的等离子体会有明显的加热现象出现^[3]. 最新的研究还表明Alfvén 波在日冕加热与太阳风加速中起着重要作用^[4]. 因此, Alfvén 波与等离子体相互作用的研究不仅能促使受控核聚变相关问题的解决, 而且有助于空间等离子体加热现象的解释.

人们对 Alfvén 波共振加热问题进行过一定的 研究. L. Chen 等人发现当 Alfvén 波的频率为粒子 回旋频率的分数倍时,只要波幅达到一定值,粒子 便会在垂直方向上出现明显的随机加热现象[5]. Q. M. Lu 等人在 L. Chen 的基础上将单支 Alfvén 波共振加热粒子推广到多支左旋波的情形,发现 在多支波的情况下,随机加热振幅的阈值要低 些^[6]. Roscoe White 研究了大振幅 Alfvén 波对磁 化等离子体的作用,证明即使在非共振频率条件 下,粒子的磁矩也能够被单一的大振幅波非绝热 地改变,较大振幅的共振会产生随机运动而导致 非绝热效应的存在,并采用庞加莱截面分析了环 形极化波的特点^[7]. 最近, Kehua Li 将质子作为试 探粒子,对单支左旋圆极化低频 Alfvén 波与磁化 等离子体的非共振相互作用过程进行了模拟,获 得了加热过程中质子平行和垂直方向的温度分 布,速度的相空间分布,以及动力学温度随时间的 变化规律,以及研究了振幅不同时 Alfvén 波与等 离子体的非共振相互作用^[8-9].

本文采用单粒子(质子)模型,研究了单支左 旋极化 Alfvén 波对等离子体共振加热的过程,并 与 Alfvén 波与非共振相互的结果进行比较.

1 物理模型

用单粒子模型对单支 Alfvén 波共振加热等离 子体进行粒子模拟,模拟计算中,不考虑波的增长 和阻尼可能产生的影响,即假定 Alfvén 波的波幅 为常数,忽略带电粒子间的碰撞,粒子只处在 Alfvén 波电磁场与外加磁场中,且 Alfvén 波的能 量来源无穷大. Alfvén 波沿 Z 轴的正方向传播方向,与背景磁场 ($B_0 = B_0 i_z$)方向一致. $v_A = B_0/(4\pi n_0 m_i)^{1/2}$ 为 Alfvén 波相速度,波的色散关系为: $\omega = kv_A$,其中 k、 ω 分别为 Alfvén 波的波矢和频率, m_i 、 n_0 分别是离子质量和等离子体密度. 波电场与磁场表示为:

$$\delta \boldsymbol{B}_{w} = \sum_{k=1}^{N} B_{k} [\cos \phi \boldsymbol{i}_{x} \pm \sin \phi_{k} \boldsymbol{i}_{y}] \qquad (1)$$

$$\delta \boldsymbol{E}_{w} = - v_{A} \, \boldsymbol{i}_{z} \times \delta \, \boldsymbol{B}_{w} \tag{2}$$

式中 $\phi_k = k(v_A t - z) + \varphi_k$ 为波的相位,其中 φ_k 为 波的初相位, N 代表波的总数量, ± 代表不同的 极化波, + 代表右旋极化, – 代表左旋极化. i_x 、 i_y 为x、y方向的单位矢量. 粒子在 Alfvén 波的电磁 场与外加磁场中的运动方程为:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}\boldsymbol{t}} = \frac{q_i}{m_i} [\boldsymbol{v} \times (\boldsymbol{B}_0 + \delta \boldsymbol{B}_w) + \delta \boldsymbol{E}_w] \quad (3)$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}\boldsymbol{t}} = \boldsymbol{v} \tag{4}$$

其中 m_i、q_i分别为 i 类粒子的质量与电荷.

本文对单支左旋极化 Alfvén 波与等离子体的 共振相互作用进行模拟研究,取 N = 1,初相位 $\varphi_k = 0$.系统总长度为 $6000v_A \Omega_p^{-1}$,初始时, 100 000个质子均匀分布在长度为 1.6 $v_A \Omega_p^{-1}$ 的 375 个网格中.质子速度满足麦克斯韦分布,平均 速度为 0,热速度 $v_{thp} = 0.1v_A$ (其中 $v_{thp} = \sqrt{k_B T_0/m_p}$, k_B 为 Boltzmann 常数, T_0 是质子的初 始温度).质子的运动方程(3)、(4)采用 Boris 算 法进行求解,时间步长为 $\Delta t = 0.025 \Omega_p^{-1}$.模型中 仅考虑三维速度 (v_x, v_y, v_z)方向及一维空间(Z 轴方向),并采用了周期性边界条件.

2 结果及分析

模拟中质子平行与垂直于背景磁场方向的温 度的计算公式如下:

$$T_{\prime\prime} = (m_p / k_{\rm B}) \langle (v_z - \langle v_z \rangle)^2 \rangle \qquad (5)$$

$$T_{\perp} = (m_p / 2k_{\rm B}) \sum_{i=x,y} \langle (v_i - \langle v_i \rangle)^2 \rangle \qquad (6)$$

 $\langle \cdot \rangle$ 表示对粒子求平均,首先对单个网格中的求 平均,最后对所有网格中的求平均,这样能够去除 温度受平均速度的影响^[10].图1为波频率 $\omega =$ 0.5 Ω_p ,波幅 $B_k = 0.3B_0$ 时,质子的平行和垂直温 度随时间的变化.

如图 1 所示,在平行和垂直于背景磁场的方向上,质子温度均得到增加,且在垂直方向上,温度增加更为明显,加热的初始阶段为共振加热,等离子体出现温度各向异性 *T*_>*T*//.这一模拟结果与文献

[11]的观察结果一致. 一段时间后,随机加热出现, 此后垂直温度比平行温度升高得慢,使温度各向异 性逐渐减小乃至消失,垂直和平行温度达到相同值. 共振加热过程中的随机加热期间,粒子的平行温度 并未超过垂直温度,这与非共振加热^[9]情形不同.



图 1 短时间 a 和长时间 b 尺度内,垂直与平行于背景磁场方向的温度随时间的变化 Fig. 1 Short time a and long time b evolution of the proton perpendicular and parallel temperature

为了研究不同波频率下共振加热之间的区别 以及共振加热与非共振加热的区别,本文分别计 算了 $\omega = 1.5,1,0.5,0.05\Omega_p$ 时,质子垂直方向上 的温度随时间的变化,如图 2.可以看出,共振加 热阶段,不同的波频率影响波粒子加热的快慢,一 定范围内,波频率越大,加热效果越好.共振加热 比非共振加热效果更为明显,这一结果可归结为 波所引发的引导中心的运动与回旋运动的非线性 耦合^[7].整个加热过程中,质子所得到的动力学 最高温度仅与 Alfvén 波的相速度有关,与波频率 无关,随机加热导致波与粒子的共振与非共振最 终的加热作用效果并无明显区别.



图 2 曲线 A、B、C 和 D 分别对应波频率 $\omega = 1.5, 1, 0.5, 0.05 \Omega_p$,质子垂直温度 a 和动力学温度 b 随时间的变化曲线 Fig. 2 Time evolution of the proton perpendicular temperature a and the kinetic temperature b

为深入探究阿尔芬波与等离子体的共振相互作 用的过程,以图 2 曲线 *C* 为对象(频率 $\omega = 0.5\Omega_p$, 波幅 $B_k^2/B_0^2 = 0.3$),研究 200 000 个质子在共振加热 过程中的速度变化曲线.图 3a、图 3b 分别是质子的 垂直于背景磁场方向的速度 v_x (垂直速度)及平行速 度 v_z (图 3b)于各个时刻($\Omega_p t = 0.50,250,1500$)在 $Z = (0,1000)v_A\Omega_p^{-1}$ 内的相空间分布.初始 $\Omega_p t = 0$ 时,质子服从麦克斯韦速度分布,平均速度为0, $v_{\rm th} = 0.1 v_A \cdot \Omega_p t = 50$ 时,Alfvén 波在垂直方向上捕获质子,致使在 $Z \sim V_x$ 相空间内,质子呈现周期性分 布.质子间在沿波的传播方向上产生相位差使得质 子得到加热,这种相位差是由于平行方向的热运动 产生.此时,质子在相空间的速度分布逐渐开始出现 随机化,随机加热由此出现.当 $\Omega_p t = 250$ 时,加热温 度持续升高,质子相空间的分布被进一步离散.至 $\Omega_{pt} = 1500$ 时,加热达到饱和,质子在 $Z \sim V_{2}$ 相空间 的分布完全被离散化而呈现均匀分布.



图 3 Z 方向上,各个时刻质子平行及垂直于背景磁场方向的速度的相空间分布 Fig. 3 Phase space distribution of proton parallel (to the background magnetic field) and perpendicular velocity in Z direction

3 结 论

采用粒子模拟(PIC)方法,研究沿背景磁场 传播的 Alfvén 波与均匀磁化等离子体共振相互作 用的过程,模拟结果表明:共振加热过程中,在平 行和垂直于背景磁场的方向上,质子温度均得到 增加,且垂直方向上的温度增加更为明显;不同的 波频率影响波粒子加热的效果,共振加热比非共 振加热效果更为显著.而经过随机加热后,粒子所 获得的动力学温度极限值与波频率无关,仅仅与 波的相速度相关.

本文详细比较了 Alfvén 波共振加热与随机加 热过程.认为:由于 Alfvén 波在垂直方向上捕获质 子,致使在 Z~V_x相空间内,质子呈现周期性分 布.质子间在沿波的传播方向上产生相位差使得 质子得到加热,这种相位差是由于平行方向的热 运动产生.这一过程要归咎到波所引发的引导中 心的运动与回旋运动的非线性耦合,可以利用其 进行实验室等离子体加热,天文物理环境中的高 速带点粒子现象也可以用这个模型去解释.

参考文献:

[1] Miller J A. Magnetohydroynamic turbulence dissipation and stochastic proton acceleration in solar flares[J]. Astrophys. J., 1991, 376(1): 342-354.

- [2] Wu C S, Yoon P H, Chao J K. Motion of ions influenced by enhanced Alfven waves [J]. Phys. Plasmas, 1997, 4 (3) 856-862.
- [3] Abe H, Okada H, Itatani R, et al. Resonant heating due to cyclotron subharmonic frequency waves [J]. Phys. Rev. Lett. ,1984,53(12):1153-1156.
- [4] 王斌. Alfvén 波对离子的非共振加热与加速[D]. 合肥:中国科学技术大学,2012.
- [5] Chen L, Lin Z, White R. On resonant heating below the cyclotron frequency [J]. Phys. Plasma., 2001, 8 (11): 4713-4716.
- [6] Lu Q M, Chen L. Ion heating by a spectrum of obliquely propagating low-frequency Alfvén waves [J]. Astrophys. J., 2009, 704(1):743.
- [7] White R B, Chen L, Lin Z H. Resonant plasma heating below the cyclotron frequency [J]. Phys. Plasmas, 2002, 9 (5):1890-1897.
- [8] Li K H, Gong X Y, Lu X Q, et al. Phase-matching enhanced ion heating by nonresonant Alfvén waves [J]. Phys. Plasmas, 2012, 19(7):072118-1-5.
- [9] 李克华,龚学余,路兴强,等.低频 Alfvén 波对等离子 体非共振加热与随机加热的粒子模拟[J]. 计算物 理,2012,29(5):739-744.
- [10] Lu Q M, Li X. Heating of ions by low frequency Alfvén waves[J]. Phys. Plasmas, 2007, 14(4):042303-6.
- [11] Cranmer S R, Kohl J L, Noci G, et al. An empirical model of a polar coronal hole at solar minimum[J]. The Astrophysical Journal, 1999, 511(1):481-501.