

利用离子声波朗道阻尼测量氧化物阴极放电中的离子温度

胡广海 金晓丽 张乔枫 谢锦林 刘万东

Measurement of ion temperature by ion-acoustic waves Landau damping in oxide cathode plasma

Hu Guang-Hai Jin Xiao-Li Zhang Qiao-Feng Xie Jin-Lin Liu Wan-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 189401 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.189401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.189401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I18>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

阿基米德螺旋微纳结构中的表面等离激元聚焦

Focusing surface plasmon polaritons in archimedes' spiral nanostructure

物理学报.2015, 64(19): 194201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194201>

电磁波在大面积等离子体片中传播特性的分析

Analysis of propagation properties of electromagnetic waves through large planar plasma sheets

物理学报.2015, 64(19): 194202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194202>

用四台阶相位板产生涡旋光束

Generation of vortex beams by the four-step phase plates

物理学报.2015, 64(18): 184202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184202>

(1+2)维各向同性介质中的旋转椭圆空间光孤子

(1+2) dimensional spiraling elliptic spatial optical solitons in the media without anisotropy

物理学报.2015, 64(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154202>

平面金属等离激元材料对光学 Tamm 态及相关激射行为的增强作用

Optical Tamm state and related lasing effect enhanced by planar plasmonic metamaterials

物理学报.2015, 64(11): 114202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114202>

# 利用离子声波朗道阻尼测量氧化物阴极放电中的离子温度\*

胡广海 金晓丽 张乔枫 谢锦林<sup>†</sup> 刘万东

(中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

(2015年5月14日收到; 2015年8月20日收到修改稿)

作为等离子体重要参数之一, 特别是在低温等离子体中离子温度的测量一直较为困难. 在磁化线性等离子体装置氧化物阴极脉冲放电条件下, 利用栅网激发离子声波, 通过测量波幅在朗道阻尼作用下随空间的演化, 利用阻尼长度是离子温度和电子温度的函数, 计算得到离子温度为0.3 eV. 测量值与国外类似装置利用光谱诊断所得结果基本相同.

**关键词:** 离子声波, 朗道阻尼, 氧化物阴极

**PACS:** 94.05.Pt, 42.25.Bs, 52.35.Dm, 52.25.Xz

**DOI:** 10.7498/aps.64.189401

## 1 引言

离子温度是等离子体物理研究中的重要基本物理量<sup>[1-3]</sup>. 作为等离子体基本物理问题研究的重要实验平台, 线性磁化等离子体装置(LMPD)的离子温度诊断更为困难, 因为在没有辅助加热情况下此类装置中离子温度一般小于1 eV. 实验室测量离子温度常用的方法有光谱诊断和栅网分析器<sup>[4-8]</sup>. 光谱方法中无论是电荷交换复合光谱(CXRS)<sup>[9-11]</sup>、激光诱导荧光散射(LIF)<sup>[8,12-14]</sup>, 还是直接测量等离子体特征谱线的多普勒展宽<sup>[15]</sup>, 离子温度较低的情况下相应的诊断系统成本较高. 栅网分析器误差较大, 不适用于低温等离子体中离子温度的诊断.

Landau指出Vlasov方程存在一个奇点, 即粒子速度 $V$ 与扰动波的相速度 $V_p$ 相等时, 波与粒子发生共振并将能量传递给粒子, 这一过程被称之为朗道阻尼<sup>[16]</sup>. 离子声波是等离子体中较易激发的本征模式. 在无碰撞或弱碰撞条件下, 离子声波的能量主要经由朗道阻尼这一途径传递给离子, 因此通过测量离子声波的阻尼率可以测

量离子温度<sup>[17-19]</sup>. 离子声波的简单色散关系为 $\omega^2/k^2 = Cs$ . 本文通过在放电过程中利用栅网激发沿磁力线方向传播的离子声波, 并利用朗缪尔探针测量离子声波引起的密度涨落幅度沿传播方向的变化, 进而计算得出离子温度.

## 2 实验安排

线性磁化等离子体装置真空室内径25 cm. 磁场方向在图1中用红色箭头和 $B$ 表示, 线圈内径35 cm, 外径71 cm, 每组线圈厚度为8 cm, 两组线圈之间距离为10 cm. 等离子体中心磁场纹波小于1%, 等离子体柱边界磁场纹波为2.5%. 采用旁热式氧化物阴极脉冲放电产生等离子体, 等离子体柱直径12 cm, 放电重复频率1 Hz, 单个放电脉宽约为5.8 ms, 上升沿约1 ms, 电流平台维持4.8 ms. 炮与炮之间等离子体密度变化小于2%, 是一个高度重复的等离子体. 离子声波激发栅网与探针结构如图1所示. 一直径10 cm透过率80%的激发栅网被安放在实验区距离等离子源1.5 m处, 栅网中心与等离子体和装置中心重合. 直径0.3 mm, 长

\* 国家自然科学基金(批准号: 11275200)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: jlxie@ustc.edu.cn

3 mm 的静电探针位于装置中心, 探针轴向与磁力线垂直, 对静电探针加负偏压收集离子饱和流. 在放电平稳阶段触发信号发生器, 信号发生器输出正弦扰动信号经功率放大器放大后施加在栅网上, 持续时间 1 ms (见图 2(a) 蓝线). 图 2(a) 右下角红色正弦信号为 3—3.005 ms, 扰动幅度  $V_{pp} = 12$  V, 频率 1 MHz 栅网激发信号. 通过步进电机移动静电探针, 精确控制探针移动距离, 图 2(b) 蓝线为静电探针测得距离栅网 13 mm 处的离子饱和流信号, 红色曲线为离子声波激发后 5  $\mu$ s 时间内的密度涨落信号. 离子声波引起的密度涨落幅度峰峰值超过 0.01 mA. 探针沿磁场方向每次移动 1 mm, 通过计算激发信号和探针测得该频率下密度涨落信号的相位差, 进而求得离子声波的相速度. 为减少统计误差, 每点重复测量 30 炮. 该放电条件下德拜长度  $\lambda_D = 0.003$  cm, 鞘层尺度为数倍的德拜长

度 [4,5]. 为消除栅网边界效应和栅网鞘层对测量的影响 [20—23], 实验选择探针位于栅网中心位置, 距栅网 1 cm 之外开始测量.

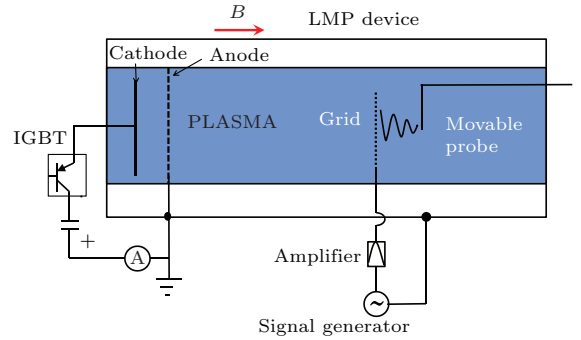


图 1 (网刊彩色) 线性磁化装置氧化物阴极放电离子声波的激发实验安排结构示意图  
 Fig. 1. (color online) Experimental setup of the excitation of ion acoustic wave on linear magnetized plasma device.

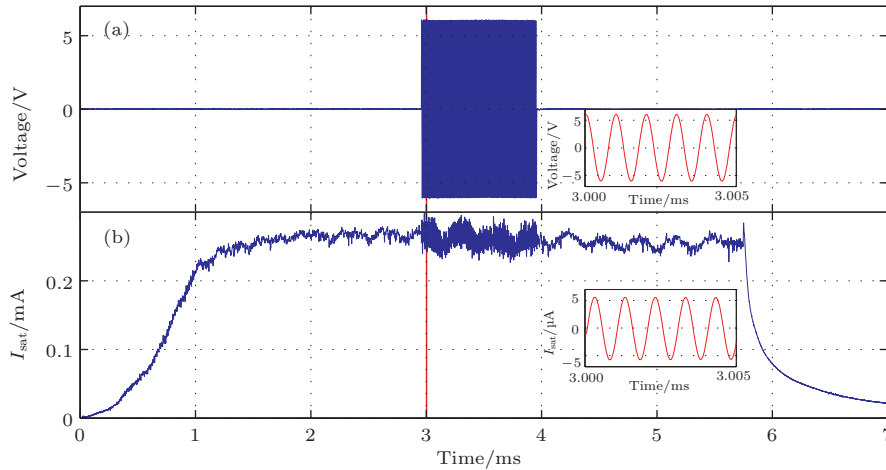


图 2 (网刊彩色) 离子声波的激发与静电探针离子饱和流信号 (a) 功率放大器输出施加在栅网上频率 1 MHz 的激发信号, 红色正弦信号为 3—3.005 ms 功率放大器输出的激发信号波形 ( $f = 1$  MHz); (b) 距离栅网 13 mm 处静电探针收集的离子饱和流信号, 红色正弦信号为静电探针收集到的 3—3.005 ms 离子声波引起的离子饱和流相对涨落信号

Fig. 2. (color online) The waveform of excitation and ion saturation current: (a) The output signal of amplifier; (b) the signal measured by Langmuir probe.

### 3 离子声速的测量

可移动静电探针测量得到离子声波引起的密度涨落, 通过互谱方法可计算该涨落信号与功率放大器输出的原始激发信号的相位差. 由图 3 可知, 探针移动距离和计算得到的相位差呈线性关系. 红色  $\square$  线表示激发频率  $f = 800$  kHz, 激发幅度  $V_{pp} = 12$  V; 绿色  $\nabla$  线表示  $f = 800$  kHz,  $V_{pp} = 24$  V; 蓝色  $*$  线表示  $f = 1$  MHz,  $V_{pp} = 12$  V. 对测量结果进行线性拟合, 得出被激发波在实验室

坐标系下相速度  $V_p = 4900$  m/s.

文献 [23—28] 观察到栅网电位的抬升会使透射离子以大于离子声速越过栅网鞘层形成进发离子模, 进发离子模的相速度和激发信号幅度及上升沿时间有关, 理论上进发离子的最大速度  $V_{par} = \sqrt{C_s^2 + 2eV_{pp}/m_i}$ . 而图 3 表明激发频率 800 kHz、激发幅度从 12 V 增加至 24 V 时相速度并没有变化, 激发频率从 800 kHz 增加至 1 MHz, 相速度仍保持一致. 因此, 可以排除实验中进发离子模的出现.

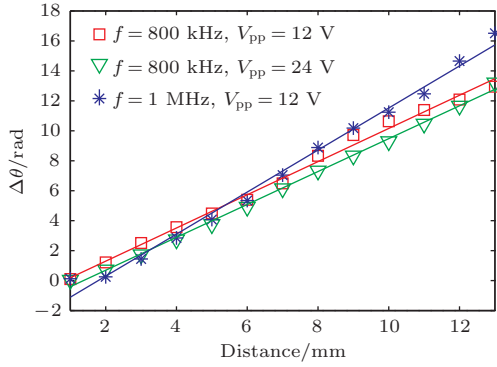


图3 (网刊彩色) 不同条件下所激发的离子声波密度涨落信号和激发信号之间相位差随探针距离的变化. 激发频率  $f = 800$  kHz, 激发信号幅度  $V_{pp} = 12$  V (红色□) 和激发幅度  $V_{pp} = 24$  V (绿色▽),  $f = 1$  MHz,  $V_{pp} = 12$  V (蓝色\*)

Fig. 3. (color online) The evolution of phase angle with the position of probe.

马赫探针是测量等离子体流动马赫速(1马赫即等离子体流速为离子声速)的基本诊断方式. 在实验中我们利用马赫探针测量得等离子体沿磁力线宏观流速约为0.5倍离子声速. 之前所测量到的离子声波在实验室坐标系下的相速度实际上是等离子体的宏观流速加上离子声速, 由公式  $V_p = C_s + 0.5C_s$  即可得等离子体声速约为 3200 m/s.

## 4 离子声波的阻尼

如忽略碰撞的影响, 在朗道阻尼的作用下, 离子声波沿平行于磁场方向传播时不断将能量传递给离子, 因此随着离子声波传播距离的增大震荡幅度越来越小, 震荡幅度衰减满足

$$A(x) = A_0 \exp(-l/L_{\text{damping}}), \quad (1)$$

(1) 式中  $L_{\text{damping}}$  称为阻尼长度,  $l$  为测量点与激发栅网之间的距离 [22,29]

$$L_{\text{damping}} = 2\pi/k_{\text{im}}, \quad (2)$$

(2) 式中  $k_{\text{im}}$  为离子声波的波矢虚部. 从(1), (2) 式可知

$$\ln(\delta n/n) = -\frac{k_{\text{im}}l}{2\pi}. \quad (3)$$

由(3)式可知,  $\ln(\delta n/n)$  随空间距离变化的斜率为离子声波波矢的虚部, 波矢的实部  $K_{\text{re}} = 2\pi/\lambda$ . 用  $x$  表示  $T_e/T_i$ , 离子声波波矢与离子温度的关系 [18,22] 如(4)式所示:

$$k_{\text{im}}/k_{\text{re}} = 0.09x^{3/2} \exp\left[\frac{x}{2}\left(1 + \frac{3}{x}\right)\right]. \quad (4)$$

线性磁化装置氧化物阴极脉冲放电气体为氩气, 放电气压  $2 \times 10^{-2}$  Pa, 磁场 300 Gauss, 等离子体密度  $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ . 离子的阻尼机理主要有离子-离子碰撞和离子-中性气体碰撞. 离子与中性气体的碰撞由弹性碰撞和非弹性碰撞两部分组成, 线性磁化等离子体装置的离子温度一般  $T_i$  在 0.1—1 eV 范围内, 总的碰撞截面  $\sigma = 7.5 \times 10^{-19} - 1 \times 10^{-18} \text{ m}^2$  [30,31], 中性气体密度  $n_g = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , 此时离子与中性气体碰撞自由程  $\lambda_{\text{in}} = 1/\sigma n_g \approx 0.2 - 0.27 \text{ m}$ .  $T_i = 0.1$  eV 时离子热速度  $V = 490 \text{ m/s}$ ,  $T_i = 1$  eV 时离子热速度  $V = 1500 \text{ m/s}$ , 碰撞频率  $\nu_{\text{in}} = V/\lambda_{\text{in}} = 2.5 - 5.6 \text{ kHz}$ .

$$\nu_{\text{ii}} = (4\pi\epsilon_0)^2 \frac{4\sqrt{\pi}n_i z^4 e^4}{3m_i^{1/2} T_i^{3/2}} \ln \Lambda, \quad (5)$$

$$\Lambda = \frac{4\pi(\epsilon_0 T)^{3/2}}{n_i^{1/2} e^3}.$$

(5) 式表示离子-离子碰撞频率 [32], 实验条件下碰撞频率  $\nu_{\text{ii}} \approx 65 \text{ kHz}$ , 碰撞自由程  $\lambda_{\text{ii}} \approx 1 \times 10^{-2} \text{ m}$ . 离子声波激发频率为  $f = 1 \text{ MHz}$ ,  $T_e = 2.9 \text{ eV}$ , 离子声速约 3000 m/s, 则离子声波波长为  $\lambda = 3 \times 10^{-3} \text{ m}$ , 可以得出  $\lambda \ll \lambda_{\text{in}}$ ,  $\lambda \ll \lambda_{\text{ii}}$  (或  $f \gg \nu_{\text{in}}$ ,  $f \gg \nu_{\text{ii}}$ ), 即离子-离子碰撞和离子-中性气体碰撞对离子声波阻尼的影响可忽略略 [22]. 因此, 本文实验中观测到的离子声波幅度衰减主要由朗道阻尼所导致.

离子声波引起的密度相对涨落幅度取自然对数  $\ln(\delta n/n)$  沿传播方向上的演化如图 4 所示, 图中红色☆表示激发频率  $f = 1 \text{ MHz}$ ,  $V_{pp} = 12 \text{ V}$ ; 蓝色▽表示  $f = 800 \text{ kHz}$ ,  $V_{pp} = 12 \text{ V}$ ; 绿色◇表示  $f = 800 \text{ kHz}$ ,  $V_{pp} = 24 \text{ V}$ . 对测量结果拟合得出斜率为 -0.12, 代入(4)式中求得  $T_e/T_i = 9.2$ . 在放电条件下, 利用静电单探针多次扫描得到单探针  $V-I$  曲线 (见图 5), 对  $V-I$  曲线过渡区电子流取自然对数, 线性区斜率的倒数为电子温度 [30]. 根据测量结果,  $T_e = 2.9 \text{ eV}$ , 则该放电条件下离子温度  $T_i$  约 0.3 eV. 该结果与国际上类似装置得到的离子温度接近 [33,34]. 在这个参数下离子声速计算值约为 3000 m/s, 与之前实验测量所得离子声速也符合较好.

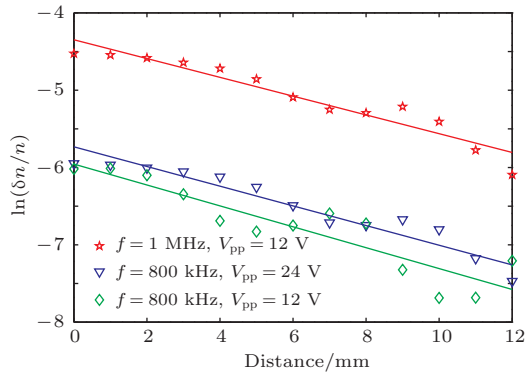


图4 (网刊彩色) 离子声波引起的密度相对涨落幅度自然对数沿传播方向衰减与传播距离之间关系 图中红色☆表示激发频率  $f = 1$  MHz,  $V_{pp} = 12$  V; 蓝色▽表示  $f = 800$  kHz,  $V_{pp} = 12$  V; 绿色◇表示  $f = 800$  kHz,  $V_{pp} = 24$  V

Fig. 4. (color online) The damping of density fluctuation amplitude with position of probe along magnetic field.

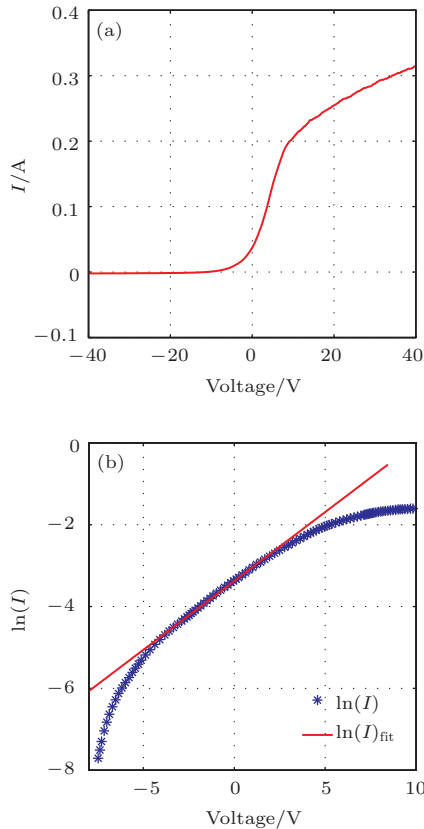


图5 (网刊彩色) 氧化物阴极放电条件下单探针  $V$ - $I$  曲线 (a), 电子流过渡区取半对数, 线性区拟合斜率的倒数为等离子体电子温度  $T_e = 2.9$  eV

Fig. 5. (color online) The  $V$ - $I$  curve and the semilog plot of electron current.

## 5 结 论

在线性磁化等离子体装置氧化物阴极脉冲放电条件下, 当碰撞阻尼很弱时, 利用栅网激发离子声波, 离子声波在朗道阻尼的作用下不断地将能量

传递给离子, 自身震荡幅度在空间传播的同时不断衰减. 由激发信号和探针信号相位差计算得出激发波的相速度在不同激发频率和激发幅度下均为 4900 m/s, 在等离子体坐标系下测得声速与理论计算值基本一致, 确认所激发的是离子声波模式. 通过静电探针收集离子饱和和流观测密度涨落幅度在空间的衰减. 由于离子声波引起的密度涨落幅度沿空间以  $e$  指数形式衰减, 阻尼长度为电子温度和离子温度的函数, 测得离子温度  $T_i = 0.3$  eV, 与国际上类似装置测得结果接近<sup>[33,34]</sup>, 证明了利用离子声波朗道阻尼在离子弱碰撞阻尼条件下计算离子温度是可行的.

## 参考文献

- [1] Mantica P, Angioni C, Challis C 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 135004
- [2] Zakeri-Khatir H, Aghamir F M 2015 *Chin. Phys. B* **24** 25201
- [3] Zou X, Liu H P, Gu X E 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5111 (in Chinese) [邹秀, 刘惠平, 谷秀娥 2008 物理学报 **57** 5111]
- [4] Hutchinson I H 2002 *Principle of Plasma Diagnostics* (2nd Ed.) (Cambridge: Cambridge University Press) pp240-267, pp65-66
- [5] Xiang Z L, Yu C X 1982 *Principle of High Temperature Plasma Diagnostics* (Shanghai: Shanghai Science and Technology Press) pp27-89 (in Chinese) [项志遴, 俞昌旋 1982 高温等离子体诊断技术 (上海: 上海科技出版社) 第 27-89 页]
- [6] Guillermo D, Pablo M, Julio P 1986 *Rev. Sci. Instrum.* **57** 1501
- [7] Stenzel R L, Williams R, Aguero R, Kitazaki K, Ling A, McDonald T, Spitzer J 1982 *Rev. Sci. Instrum.* **53** 1027
- [8] Gulbrandsen N, Fredriksen A, Carr J, Scime E 2015 *Phys. Plasmas* **22** 033505
- [9] Jaehnig K P, Fonck R J, Ida K, Powell E T 1985 *Rev. Sci. Instrum.* **56** 865
- [10] Li Y Y, Fu J, Lyu B, Du X W, Li C Y, Zhang Y, Yin X H, Yu Y, Wang Q P, von Hellermann M, Shi Y J, Ye M Y, Wan B N 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 11E428
- [11] Wei Y L, Yu D L, Liu L, Ida K, von Hellermann M, Cao J Y, Sun A P, Ma Q, Chen W J, Liu Y, Yan L W, Yang Q W, Duan X R, Liu Y 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 103503
- [12] Goeckner M J, Goree J 1989 *J. Vac. Sci. Technol. A* **7** 977
- [13] Den Hartog E A, Persing H, Claude R W 1990 *Appl. Phys. Lett.* **57** 661
- [14] Stefan R, Mats L, Peder R, Danijela R, Johan L, Sven M, Wei S 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 4300
- [15] Sato T, de Kock L C J M, Winkel T H G A 1972 *Plasma Phys.* **15** 921

- [16] Francis F C 1983 *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2nd Ed.) (London: Springer) pp245–249
- [17] Alexeff I, Neidigh R V 1963 *Phys. Rev.* **129** 516
- [18] Hirose A, Alexeff I, Jones W D 1970 *Phys. Fluids* **13** 1290
- [19] Wong A Y, Motley R W, Angelo N D 1964 *Phys. Rev.* **133** A436
- [20] Leneman D, Gekelman W, Maggs J 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 015108
- [21] Gekelman W, Pfister H, Bamber J, Leneman D, Maggs J 1991 *Rev. Sci. Instrum.* **62** 2875
- [22] Alfred Y W 1977 *Introduction to Experimental Plasma Physics* (Vol. 1) (London: Springer) pp79–139
- [23] Wang D Y, Ma J X, Li Y R, Zhang W G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8432 (in Chinese) [王道泳, 马锦秀, 李毅人, 张文贵 2009 物理学报 **58** 8432]
- [24] Alexeff I, Jones W D, Lonngren K E 1968 *Phys. Rev. Lett.* **21** 878
- [25] Estabrook K, Widner M, Alexeff I, Jones W D 1971 *Phys. Fluids* **14** 1792
- [26] Lonngren K E, Khazei M, Gabl E F, Bulson J M 1982 *Plasma Phys.* **24** 1483
- [27] Gabl E F, Lonngren K E 1984 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **26** 799
- [28] Raychaudhuri S, Gabl E F, Tsikis E K, Lonngren K E 1984 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **26** 1451
- [29] Alexeff I, Jones W D 1967 *Phys. Rev. Lett.* **21** 422
- [30] Francis F C 2003 *IEEE-ICOPS Meetin Langmuir Probe Diagnostics* Jeju Korea, June 5 2003
- [31] Michael A L, Allan J L 2005 *Principles of Plasma Discharge and Materials Processing* (2nd Ed.) (New Jersey: Wiley-Interscience) p77
- [32] Ma T C, Hu X W, Chen Y H 2011 *The Physics of Plasma* (Beijing: Science and Technology of China Press) pp343–347 (in Chinese) [马腾才, 胡希伟, 陈银华 2011 等离子体物理原理 (北京: 中国科学技术出版社) 第 343–347 页]
- [33] Boivin R F, Scime E E 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 4352
- [34] David P 2009 *Ph. D Dissertation* (Los Angeles: University of California)

# Measurement of ion temperature by ion-acoustic waves Landau damping in oxide cathode plasma\*

Hu Guang-Hai Jin Xiao-Li Zhang Qiao-Feng Xie Jin-Lin<sup>†</sup> Liu Wan-Dong

(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of  
China, Hefei 230026, China)

( Received 14 May 2015; revised manuscript received 20 August 2015 )

## Abstract

Ion temperature is one of the fundamental plasma parameters, which is important for studying the plasma behavior and instabilities. The measurement of ion temperature is very difficult especially in a low temperature plasma. The traditional passive and active (laser induced fluorescence) spectral diagnostics are complex and expensive because of the low value of the ion temperature, while the resolution of the retarding energy analyzer is not fine enough to measure the small  $T_i$ . Here we utilize the method of ion acoustic wave Landau damping to measure the ion temperature in the linear magnetized plasma device, where the 2 meter long plasma column with 12 cm in diameter is produced by an indirectly heated oxide cathode plasma source. The device provides a wide range of plasma parameters for many fundamental issues of plasma research. The typical plasma density is  $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  and neutral argon pressure is 0.02 Pa. Discharge pulse length is 5.8 ms with a plateau period of 4.8 ms. Ion acoustic waves (IAWs) are excited via biased plane stainless mesh grid with a high transparency of 80%. The grid with 10 cm in diameter is located in the center of the device (1.5 m away from the plasma source), while its normal axis is parallel to the magnetic field lines. Ion acoustic waves are excited during the discharge pulse via the sine signals applied to the grid. The biasing peak-peak voltage is 12 V with frequencies of 800 kHz and 1 MHz. IAW is also excited with biasing voltage 24 V and frequency 800 kHz, while the experimental results exclude the existence of the ion burst mode. A movable Langmuir probe controlled by a step motor is used to measure the spatial evolution of the IAW along the magnetic field. Thus the damping length and the phase velocity of the IAW propagating in the magnetic field are measured under different conditions. The measured phase velocity is around 3200 m/s in plasma coordinate. The electron temperature is measured to be 2.9 eV resulting from the  $V$ - $I$  curve of single probe. Based on the measured damping length, the ion temperature is measured to be 0.3 eV, which is very consistent with the results measured by spectral diagnostics on other similar linear machines.

**Keywords:** ion acoustic wave, Landau damping, oxide cathode

**PACS:** 94.05.Pt, 42.25.Bs, 52.35.Dm, 52.25.Xz

**DOI:** [10.7498/aps.64.189401](https://doi.org/10.7498/aps.64.189401)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11275200).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jlxie@ustc.edu.cn](mailto:jlxie@ustc.edu.cn)