

# EAST 装置上电子回旋辐射成像 诊断系统的绝对标定方法

裴柏杨 庄革<sup>†</sup> 谢锦林 周乙楠

(中国科学技术大学核科学技术学院, 合肥 230026)

(2024 年 4 月 10 日收到; 2024 年 5 月 14 日收到修改稿)

电子回旋辐射成像 (ECEI) 系统可以对托卡马克等离子体芯部极向方向上二维的电子温度剖面的相对扰动进行高时空分辨率的测量. 对 ECEI 系统进行绝对标定之后, 可以提供二维绝对电子温度剖面及其扰动, 为芯部不稳定性的研究提供实验数据支持. 本文通过衡量锯齿崩塌前后的温度变化来确定锯齿反转面空间位置, 并基于反转面拟合芯部的磁面位置及形状. 根据等离子体平衡时同一磁面对映同一温度的假设, 对 ECEI 所有通道进行标定, 结果表明 ECEI 与一维电子回旋辐射仪 (ECE) 在测量同一位置的等离子体温度时, 其不同时间信号的平均值的相对误差为 6%, 并可以有效用于锯齿不稳定性的研究.

**关键词:** 等离子体诊断, 标定, 锯齿, 电子回旋辐射成像

**PACS:** 52.70.-m, 07.05.Kf, 52.35.-g

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240497

## 1 引言

电子回旋辐射仪 (electron cyclotron emission, ECE) 是通过收集等离子体的电子回旋辐射信号来获得电子温度信息的诊断. 在托卡马克中, 电子回旋辐射的频率与纵场大小成正比, 不同频率的回旋辐射对映不同的空间径向位置. 在满足光学厚的条件下, 收集到的电子回旋辐射强度  $I(R)$  与局部电子温度  $T_e(R)$  成正比, 可以表示为  $T_e(R) = k(R)I(R)$ <sup>[1]</sup>, 其中  $k(R)$  为每道的标定系数,  $R$  为托卡马克大半径位置. 若 ECE 没有经过绝对标定, 即  $k(R)$  未知, 通过信号强度与平均值的比对可以获得电子温度的相对扰动量, 即  $\tilde{T}_e / \langle T_e \rangle = \tilde{I}(R) / \langle I(R) \rangle$ . 目前, 使用黑体辐射源可以准确标定 ECE 各个通道的测量幅值与等离子体电子温度的关系<sup>[2]</sup>. EAST 上经过绝对标定的 ECE<sup>[3]</sup> 可以应用于磁面平衡重建<sup>[4]</sup>、芯部不稳定性的研究, 比如锯齿不稳定性<sup>[5,6]</sup>,

撕裂模不稳定性<sup>[7]</sup>.

若将多个 ECE 诊断沿另一个维度拓展, 并整合为一个诊断系统就可以对等离子体芯部的温度扰动剖面进行二维成像, 即电子回旋辐射成像 (electron cyclotron emission imaging, ECEI) 系统<sup>[8]</sup>, 可观测发生在等离子体芯部温度扰动的空间结构与演化过程<sup>[9-13]</sup>. 若能对 ECEI 系统各个通道进行准确的标定, 将能够为不稳定性过程的局域热运输、磁面形状等研究提供实验数据支持. 然而, 由于 ECEI 诊断系统通道多且测量区域广, 采用黑体辐射源标定方法仍然存在技术上的困难.

东方超环 EAST 上现有的 ECEI 标定方法是基于  $m/n = 1/1$  扭曲撕裂模磁岛 ( $m$  是极向模数,  $n$  是环向模数) 在一个旋转周期内磁岛内部温度相同、温度不变、形状不变的假设, 认为磁岛运动所经过的 ECEI 通道观测的是相同温度的等离子体, 再对比各个通道的测量信号幅值, 来获得相对标定系数. 再将该系数与 ECE 同时刻的温度进行比对,

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [gezhuang@ustc.edu.cn](mailto:gezhuang@ustc.edu.cn)

获得绝对标定系数. 然而该方法只能对  $m/n = 1/1$  磁岛转动经过的区域进行标定<sup>[14]</sup>.

本文的主要内容是改进 ECEI 诊断系统的绝对标定方法, 使其能够对 ECEI 覆盖范围内的所有通道进行绝对标定. 具体标定过程如下: 首先通过锯齿反转面确定 ECEI 各个通道的实验室坐标与等离子体磁面坐标的对映关系, 然后通过 ECE 数据来得到平衡状态下各个磁面的温度, 最后一一映射到 ECEI 所有的测量通道上, 并与所测量到的信号幅值做对比, 计算出绝对标定系数, 完成标定, 标定后的 ECEI 可对绝对电子温度进行诊断. 第 2 节详细阐述 ECEI 的标定方法, 第 3 节将介绍基于二维绝对温度数据对锯齿崩塌过程中芯部磁轴位移的观测结果, 第 4 节为总结.

## 2 ECEI 的绝对标定方法

### 2.1 EAST 托卡马克上的 ECEI 和 ECE 诊断

EAST 托卡马克上的 ECEI 诊断, 由径向 16 个纵向 24 个总计  $16 \times 24 = 384$  个通道组成, 其时间分辨率  $1 \mu\text{s}$ , 空间分辨率约  $2 \text{ cm}$ <sup>[15]</sup>. 在环向磁场  $B_0 = 1.79 \text{ T}$  及等离子体电流  $I_p = 0.4 \text{ MA}$  的实验条件下, ECEI 在极向截面上的测量位置, 也即 ECEI 诊断位置的实验室坐标如图 1(a) 蓝色点所示, 这里使用大柱坐标  $(R, \phi, Z)$ ,  $R$  与  $Z$  分别为大半径方向与纵向方向的坐标,  $\phi$  为环向角, 原点为

托卡马克的中心, 其可观测的等离子体范围覆盖锯齿反转面附近大部分区域. ECE 的时间分辨率  $10 \mu\text{s}$ , 其空间位置相对于等离子体极向截面如图 1(a) 红色点所示, 共计 16 个通道, 可覆盖高场侧  $R = 150\text{—}200 \text{ cm}$  区域<sup>[3]</sup>. 由于 ECEI 与 ECE 的测量位置在环向上相差  $45^\circ$  角 (图 1(b)), 在芯部存在不稳定性时不同环向位置处的磁面形态存在差异, 因此标定时需选取等离子体平衡时刻来进行定位.

### 2.2 绝对标定过程

本文提出的对 EAST 上 ECEI 标定方法的步骤如下. 首先, 为了获得芯部磁面温度, 选取 42288 炮的数据来对 ECEI 进行标定, 该炮的放电参数如图 2(a)—(d) 所示. 环向磁场  $B_0 = 1.79 \text{ T}$ , 电流平台区 (2—7.5 s) 的等离子体电流  $I_p = 0.4 \text{ MA}$ , 芯部等离子体密度  $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 在  $t = 3.6\text{—}6.4 \text{ s}$  期间存在离子回旋共振加热 (ion cyclotron resonance heating, ICRH), 在该辅助加热期间等离子体储能  $W_{\text{mhd}}$  维持在约  $50 \text{ kJ}$  水平. 从图 2 可知, 等离子体在  $t = 4\text{—}5.5 \text{ s}$  区间处于电流平台区, 其各项参数基本不变, 可以视等离子体处于平衡状态. 该区间内等离子体的平均温度分布  $\langle T_e \rangle (R)$  可以视为平衡状态下的温度, 并用于绝对标定.  $t = 4.85\text{—}4.95 \text{ s}$  区间等离子体详细的参数变化如图 2(e)—(h) 所示, 从图 2(g), (h) 可以观测到等离子体芯部出现了锯齿不稳定性, 利用锯齿崩塌现象的特征可以

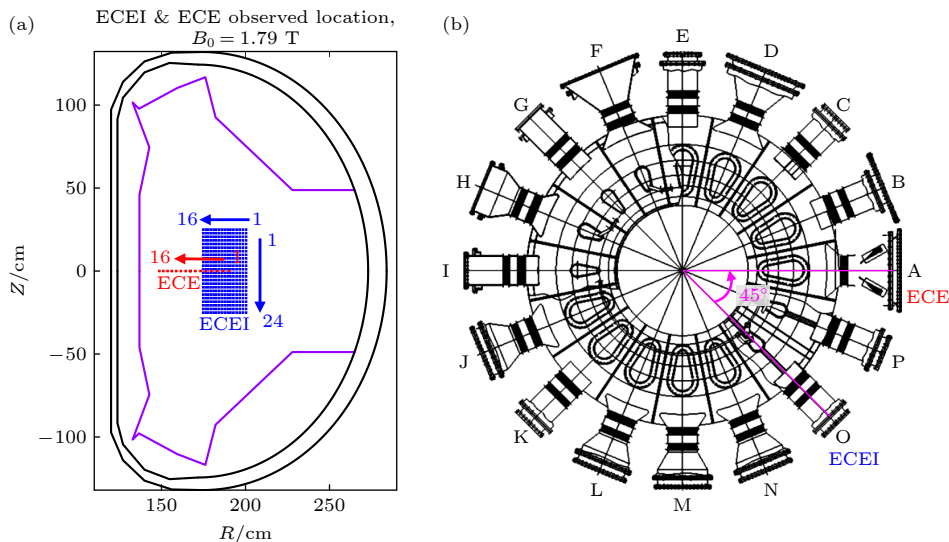


图 1 (a) EAST 上 ECE 和 ECEI 诊断的测量位置在极向截面上的投影 ( $B_0 = 1.79 \text{ T}$ ); (b) EAST 上 ECE 和 ECEI 诊断的环向位置, 环向角  $\phi$  相差  $45^\circ$

Fig. 1. (a) Projection of ECE and ECEI diagnostic measurement positions on the poloidal cross section on the EAST ( $B_0 = 1.79 \text{ T}$ ); (b) toroidal location of ECE and ECEI diagnoses on the EAST, with a  $45^\circ$  difference in toroidal angle  $\phi$ .

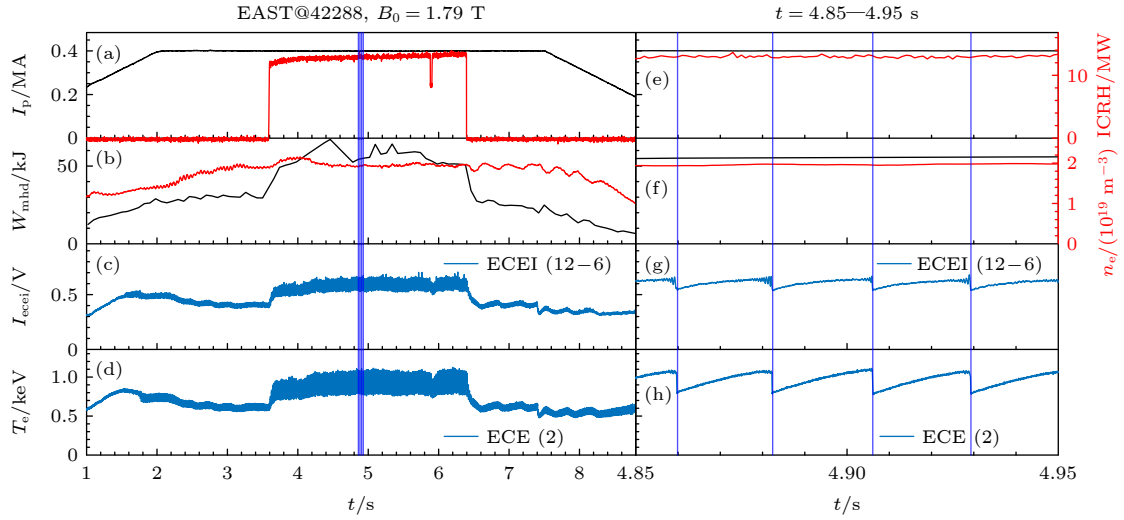


图2 EAST的42288炮放电数据 (a) 黑线为 $I_p$ 电流/MA, 红线为ICRH总加热功率; (b) 黑线为等离子体储能 $W_{\text{mhd}}$ , 红线为等离子体密度 $n_e \times 10^{19}$ ; (c) ECEI的第12行、6列通道的幅值 $I_{\text{eei}}$ ; (d) ECE的第2个测量通道( $R=187$  cm)的绝对温度 $T_e$ . 图(a)–(d)为1–8.8 s的放电参数随时间变化图, 图(e)–(h)为截取4.85–4.95 s的放电参数随时间变化图, 蓝竖线为选取的判断锯齿反转面时刻

Fig. 2. Data of shot 42288 of the EAST: (a) Black line is  $I_p$ , plasma current, and the red line is the total power of ICRH; (b) the black line indicates plasma energy storage  $W_{\text{mhd}}$ , and the red line indicates plasma density  $n_e \times 10^{19}$ ; (c) the radial value  $I_{\text{eei}}$  of the channel in row 12 and column 6 of ECEI; (d) absolute temperature  $T_e$  of ECE's second measurement channel ( $R = 187$  cm). The diagram on the panels (a)–(d) show the variation of discharge parameters of 1–8.8 s over time, the diagram on the panels (e)–(h) show the variation of discharge parameters of 4.85–4.95 s over time, and the blue vertical line show the time when the sawtooth inversion surface is given.

得到ECEI诊断的实验室坐标与等离子体磁面坐标的对映关系。

锯齿崩塌过程等离子体反转半径以内区域温度快速下降, 反转半径与混合半径之间区域的温度快速上升, 混合半径外区域的温度基本不受影响. 温度上升与下降的分界面被称为锯齿反转面, 认为是一个磁面<sup>[16]</sup>, 其温度在锯齿崩塌前后保持不变. 在没有标定的情况下, 通过ECEI信号的相对扰动幅值 $\tilde{I}/\langle I \rangle$ 即可清晰的分辨出温度的上升与下降, 可以用来确定锯齿反转面的位置<sup>[10]</sup>, 处理流程图如图3所示.

第1步, 获得锯齿崩塌过程中, ECEI各个通道的相对扰动幅值 $\tilde{I}/\langle I \rangle$ . 第2步, 使用径向基函数<sup>[17,18]</sup>来拟合相对扰动幅值的二维剖面, 并寻找相对扰动幅值为0的位置. 第3步, 由于EAST的ECEI观测范围可覆盖到混合半径, 混合半径处相对扰动幅值为0的点也会被统计在内, 给计算带来误差, 因此需要对其进行甄别并剔除. 第4步, 获得反转面位置的点集 $S_{\text{inv}}$ , 并使用最小二乘法椭圆拟合<sup>[19]</sup>得到反转面 $S_{\text{inv, fit}}$ .

图4(a)–(d)是42288炮 $t = 4.85$ – $4.95$  s区间4个锯齿崩塌过程获得反转面过程示意. 其中,

伪彩图的不同颜色代表锯齿崩塌前后进行径向基拟合获得的相对扰动幅值二维剖面, 黑色圆圈对应 $\tilde{I}/\langle I \rangle = 0$ 的点. 图4中各个子图右上和右下处的

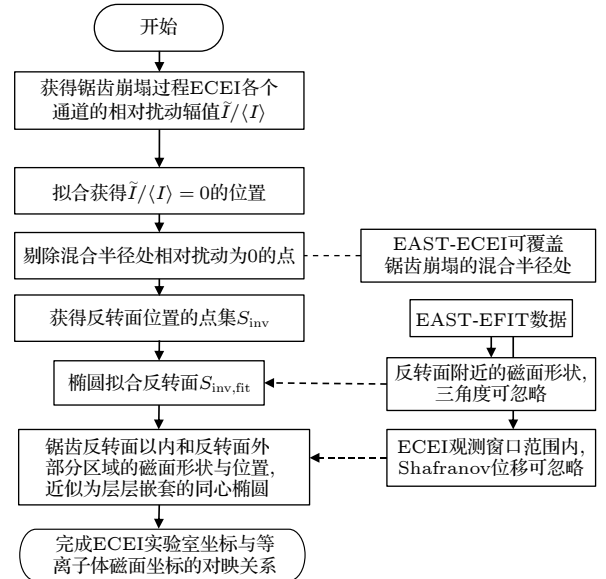


图3 通过锯齿崩塌过程ECEI扰动数据获取ECEI实验室坐标与等离子体磁面坐标对映关系的流程示意图

Fig. 3. Flow diagram of mapping relationship between ECEI laboratory coordinates and plasma magnetic surface coordinates is obtained by using ECEI disturbance data of sawtooth crash process.

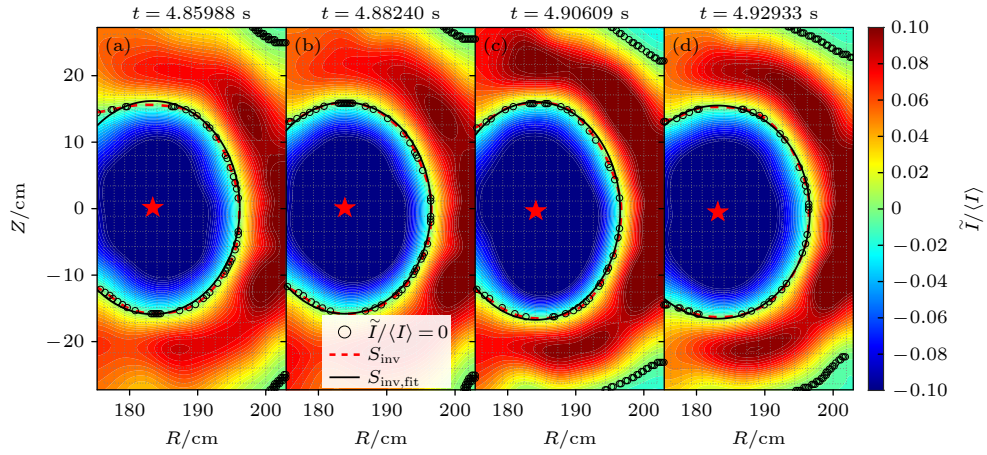


图 4 42288 炮的识别反转面结果 (a)–(d) 分别对应图 2 的 4 条竖线所选取时刻来进行识别

Fig. 4. Results identificate inversion surfaces in shot 42288: (a)–(d) Corresponding to the time selected by the four vertical lines in Fig. 2, respectively.

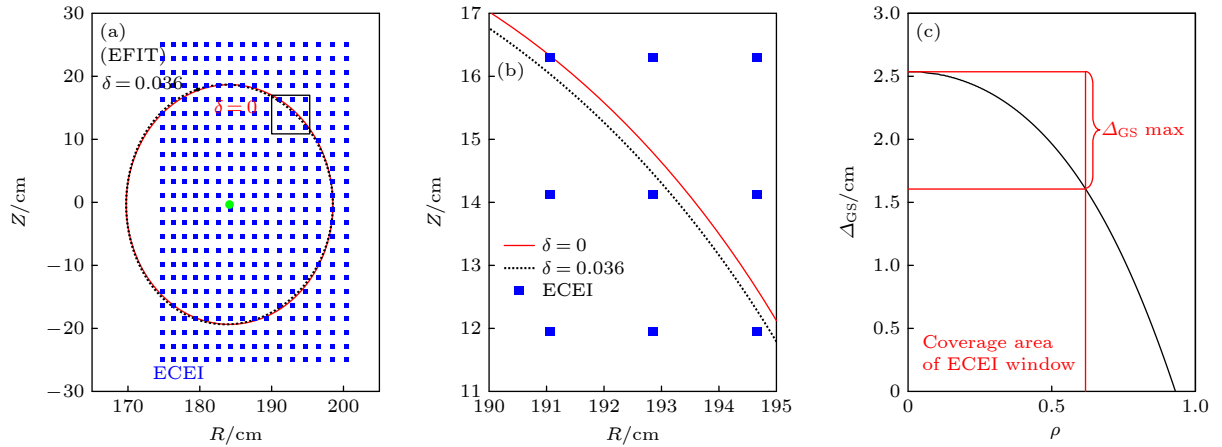


图 5 (a) EAST 的 42288 炮 4.90609 s 时, 由 ECEI 锯齿反转面拟合的磁面形状 (红线) 与 EFIT 反演的磁面形状 (黑虚线) 对比; (b) 图 (a) 的局部放大结果; (c) EFIT 反演磁面的沙夫拉诺夫位移随归一化小半径  $\rho$  的变化, 其中红竖线是 ECEI 诊断窗口在  $\rho$  的最大范围

Fig. 5. (a) For EAST of 42288 shot 4.90609 s, the shape of the magnetic surface fitted by the ECEI sawtooth inversion surface (red line) is compared with the shape of the EFIT magnetic surface (black dashed line); (b) local magnification of panel (a); (c) change of Shafranov shift of EFIT magnetic surface with normalized small radius  $\rho$ , where the red vertical line is the maximum range of the ECEI diagnostic window in  $\rho$ .

黑色圆圈即为混合半径处相对扰动幅度为 0 的点, 需要进行甄别与剔除. 剔除方法可通过判断扰动为 0 的点距离电流中心的距离是否大于一个阈值  $L_r$  来确定, 该阈值等于反转半径长轴  $a_0$  与混合半径短轴  $b_{\text{mix}}$  的平均值, 即  $L_r = (a_0 + b_{\text{mix}})/2$ . 剩下的相对扰动幅度为 0 的点即为反转面点集  $S_{\text{inv}}$  (图 4 红色虚线). 对该点集椭圆拟合得到的反转面为  $S_{\text{inv, fit}}$  (图 4 黑色椭圆实线), 椭圆的长轴与短轴长度分别设为  $a_0$ ,  $b_0$ , 而中心  $(R_0, Z_0)$  用图中的红色五角星表示. 对于绝对标定, 反转面由该时间段内所有锯齿崩塌过程拟合的反转面平均得到.

接下来需对磁面形状与位置的一些假设进行说明. 标准的弱 D 形等离子体磁面用极坐标  $(r, \theta)$  表示为  $R_s = R_0 + r \cos[\theta + \sin^{-1}(\delta) \sin(\theta)]$ , 和  $Z_s = Z_0 + \kappa r \sin \theta$  [20], 其中拉长比  $\kappa = a_0/b_0$ ,  $\delta$  为三角形变. 通过 EAST 上已有的 EFIT 程序 [21] 可以获得 42288 炮的磁面信息, 其中反转面处的磁面形状与位置如图 5(a), (b) 所示, 其三角度  $\delta$  约 0.036, 对应磁面形状偏离椭圆形的距离小于 ECEI 空间分辨率, 因此可以假设芯部的磁面为椭圆形. 此外, 通过 EFIT 获得等离子体各个磁面的沙夫拉诺夫位移 ( $\Delta_{\text{GS}}$ ) 如图 5(c) 所示, 在 ECEI 诊断的窗口

范围内, 沙夫拉诺夫位移变化的最大值约 1 cm, 小于 ECEI 的空间分辨率, 因此也可以忽略沙夫拉诺夫位移带来的影响. 所以在平衡状态下, 锯齿反转面以内和反转面外部分区域的磁面形状与位置, 可近似为层层嵌套的同心椭圆.

最后, 根据 ECEI 获得的锯齿反转面, 可以计算得到 ECEI 各个通道的实验室坐标与磁面坐标的一一对映关系. 在 ECE 与 ECEI 诊断环向相差  $45^\circ$  环向角的范围内, 基于托卡马克等离子体是环向对称的假设, 则可通过 ECE 获得各个磁面上的电子温度, 即对 ECEI 各个通道进行绝对标定, 得到标定系数.

图 6 为 ECEI 实验室坐标与磁面坐标对映的示意图, 其中黑色网格交叉线上的点是 ECEI 的实验室坐标, 红色点为 ECE 的实验室坐标, 黑色实曲线为所定位的反转面椭圆, 椭圆中心坐标为  $(R_0, Z_0)$ , 椭圆长轴为  $a_0$ , 短轴为  $b_0$ . 则反转面上的点可表示为

$$\frac{(Z_s - Z_0)^2}{a_0^2} + \frac{(R_s - R_0)^2}{b_0^2} = 1. \quad (1)$$

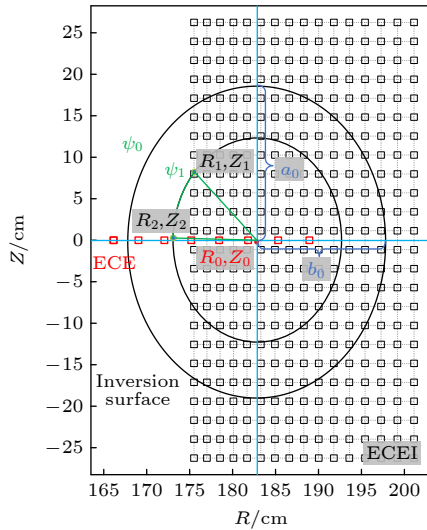


图 6 ECEI 实验室坐标与磁面坐标对映的示意图, 将 ECE 数据插值得到磁面  $\psi_1$  位置处  $(R_2, Z_2)$  的绝对温度, 并使用坐标变换得到同一磁面处的 ECEI 通道  $(R_1, Z_1)$ , 其中锯齿反转面近似为椭圆, 长轴为  $a_0$ , 短轴为  $b_0$ , 所处的磁面为  $\psi_0$

Fig. 6. Schematic showing the ECEI laboratory coordinates mapping to the magnetic surface coordinates. Interpolate ECE data to obtain the absolute temperature at the magnetic surface  $\psi_1$  position  $(R_2, Z_2)$ , and then the ECEI channel  $(R_1, Z_1)$  at the same magnetic surface is obtained by using coordinate transformation. The zigzag inversion surface is approximately an ellipse, the major axis is  $a_0$ , the short axis is  $b_0$ , and the magnetic surface is  $\psi_0$ .

而每道 ECEI 坐标可用  $(R(i, j), Z(i, j))$  表示, 其中  $i$  为径向的 ECEI 通道序号,  $j$  为纵向的 ECEI 通道序号, 序号按图 1(a) 的 ECEI 所排列, 则各个通道实验室坐标与磁面坐标的对映关系可表示为

$$\frac{[Z(i, j) - Z_0]^2}{a_0^2} + \frac{[R(i, j) - R_0]^2}{b_0^2} = \psi_{i,j}, \quad (2)$$

其中  $\psi_{i,j}$  为磁面标识.

将 ECE 诊断测量到的平衡状态下各个径向位置绝对电子温度进行径向基插值拟合, 得到各个磁面上的温度值  $T_{\text{ece}}(\psi_{i,j})$ , 再基于 (2) 式将磁面温度一一映射到 ECEI 位置上, 则可得到 ECEI 通道绝对标定系数  $k(i, j)$ .

$$k(i, j) = \frac{T_{\text{ece}}(\psi_{i,j})}{I_{\text{ecei}}(i, j)}, \quad (3)$$

其中  $I_{\text{ecei}}(i, j)$  为未标定的 ECEI 通道的幅值. 如图 6 所示, 对 ECE 数据插值得到磁面  $\psi_1$  上的绝对温度, 该 ECE 插值点坐标为  $(R_2, Z_2)$ , 对映同一磁面上 ECEI 坐标  $(R_1, Z_1)$  上的绝对温度, 根据 (3) 式可得到  $(R_1, Z_1)$  通道上的 ECEI 标定系数.

### 2.3 ECEI 标定结果

通过上文步骤获得 ECEI 各个通道的绝对标定系数如图 7 所示, 其中白色点为坏道, 不同颜色代表标定系数的大小. 基于该标定系数可以获得

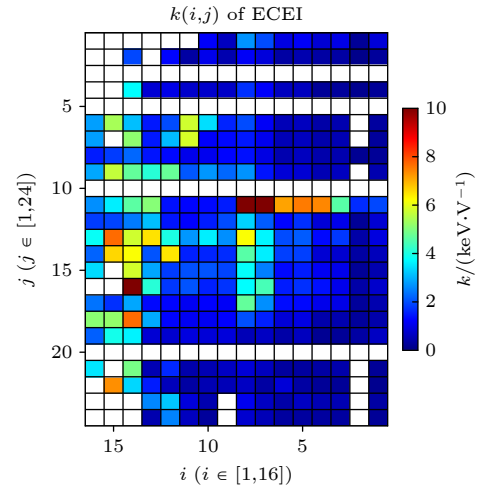


图 7 EAST 的 ECEI 标定系数, 横纵坐标分别表示 ECEI 的径向与纵向的通道号, 不同颜色为标定的系数大小, 白色为坏道位置

Fig. 7. ECEI calibration coefficient of EAST, the horizontal and vertical coordinates represent the radial and vertical channel numbers of ECEI respectively, the color bars represent the value of the calibrated coefficient, and white is the position of the bad track.

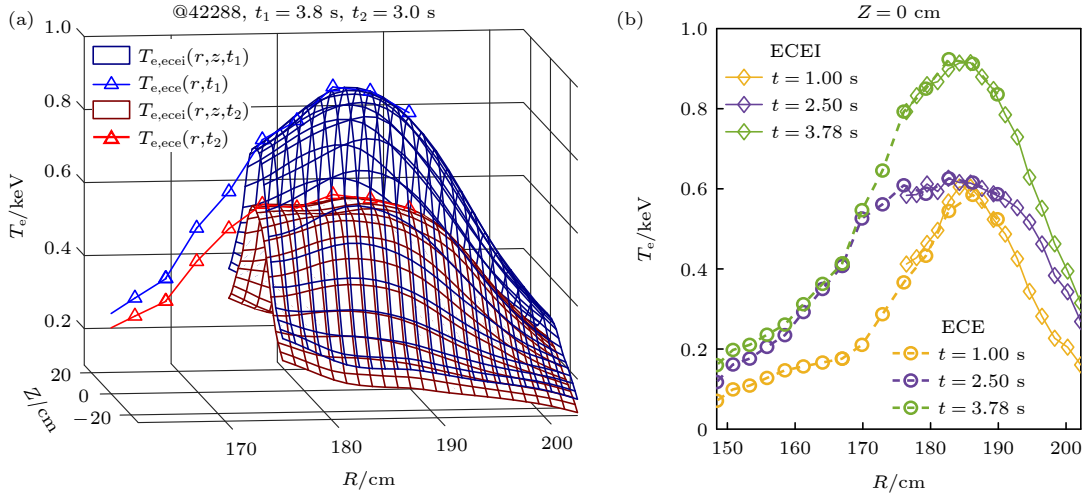


图 8 ECEI 标定结果与 ECE 对比 (a) 标定后 ECEI 所有道与 ECE 绝对温度的对比; (b) 标定后 ECEI 中心道 ( $j = 12$ ) 与 ECE 绝对温度的对比

Fig. 8. Results of ECEI calibration were compared with those of ECE: (a) Comparison of all ECEI channels and ECE absolute temperatures after calibration; (b) the absolute temperature of ECEI center channel ( $j = 12$ ) compared with ECE after calibration.

ECEI 所有好道的绝对温度, 对于坏道, 通过其周围好道的平均值进行拟合得到. 最终, 经过绝对标定后的等离子体电子温度剖面的 ECEI 测量结果如图 8 所示. 图 8(a) 表示标定后在 42288 炮时间分别为 3.8 s 和 3 s 时 ECEI 所有道与 ECE 温度剖面的对比, 三角点表示 ECE 测量结果, 网格线表示 ECEI 结果; 图 8(b) 为标定后  $t = 1$  s, 2.5 s, 3.78 s 时刻 ECEI 中心道 (第 12 行) 与 ECE 绝对温度剖面的比较, 可以发现同一径向位置处 ECEI 绝对温度与 ECE 绝对温度一致. ECEI 与 ECE 在测量同一径向位置的等离子体温度时, 计算 4.1—4.9 s 信号的平均值, 表明 ECEI 绝对标定后标定系数的相对标准差为 6%.

### 3 芯部磁轴位移

当芯部等离子体处于平衡时, 磁轴处的压强梯度为 0, 即  $\nabla p = 0$ . 因此, 等离子体电子温度最高点可以代表磁轴位置 [22]. 经过绝对标定之后的 ECEI 诊断系统可以获得绝对电子温度的二维剖面, 并对不稳定性过程中等离子体磁轴运动进行分析. 可使用质心法将温度剖面最高值附近的数据计入以作一个平均估计, 来消除 ECEI 的本底噪声, 获得芯部磁轴位移的准确数据 [23]. 对于绝对温度剖面  $T_e$ , 取等离子体电子温度高于最大值  $T_{\max}$  的 0.97 倍 (0.9 倍) 区域的质心, 来代表磁轴的位置, 即该剖面满足  $S(T_e > T_{e, \text{lim}})$ , 其中  $T_{e, \text{lim}} = 0.97T_{\max}$

和  $0.9T_{\max}$ . 则第  $t_n$  时刻的磁轴位移  $\xi$  有公式:

$$\xi(t_n) = \frac{\iint_{S(T_e > T_{e, \text{lim}})} x T_e^{\eta, t_n} d^2 S}{\iint_{S(T_e > T_{e, \text{lim}})} T_e^{\eta, t_n} d^2 S}, \quad (4)$$

其中,  $S$  为所选取的温度剖面范围,  $x$  为 ECEI 的坐标位置. 本文取低通滤波  $\eta$  为 15 kHz 以考虑锯齿崩塌时的磁轴变化, 则 EAST@42993 炮的 3.763909—3.764529 s 时刻的磁轴位移如图 9 所示.

图 9(a) 为对 ECEI 原始测量到的 384 道信号进行径向基插值 [17,18] 后, 得到的锯齿崩塌前 (时刻为  $t = 3.76341$  s) 绝对温度剖面等值线图. 其中黑色椭圆是锯齿反面  $S_{\text{inv, fit}}$ , 粉色像素点 (黑色像素点) 表示  $T_e > 0.97T_{\max}$  区域 ( $0.97T_{\max} > T_e > 0.9T_{\max}$  区域) 内 ECEI 的测量通道, 其质心在锯齿崩塌过程中的轨迹如图 9(b) 中粉色 (黑色) 实线所示, 可以视为锯齿崩塌过程等离子体磁轴的运动轨迹; 图 9(a) 中的浅蓝色 (深蓝色) 实线代表由 ECEI 数据拟合获得  $T_e = 0.97T_{\max}$  ( $T_e = 0.9T_{\max}$ ) 等温线, 该区域质心在锯齿崩塌过程中的运动轨迹如图 9(b) 中浅蓝色 (深蓝色) 实线所示. 通过对比 4 条磁轴运动轨迹发现, 不同方法的位移轨迹重合较为一致. 可以推断出, 磁轴位移轨迹不受实际处理方法的选择而变化, 可以反映真实的物理信息. 对于该实验的位移数据, 发现磁轴在锯齿崩塌时出现了先径向位移再极向位移的情况.

因此, 绝对标定方法得到的 ECEI 数据可以对

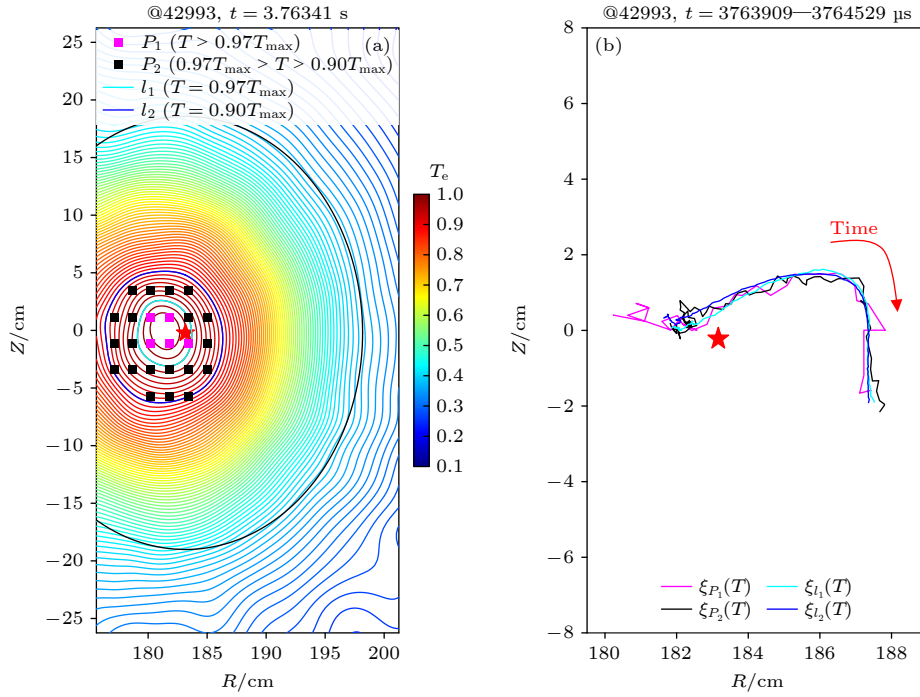


图 9 崩塌期间 ECEI 芯部位移跟踪结果 (a) 基于绝对温度, 用质心法跟踪的芯部的面积范围; (b) 不同范围得到的芯部轨迹  
 Fig. 9. Trajectories of ECEI core core movement tracing during sawtooth collapse: (a) Area range of the core tracked by the centroid method based on the absolute temperature; (b) core tracks obtained at different ranges.

锯齿芯部磁轴变化提供进一步的数据支持, 用于研究锯齿前兆过程与崩塌过程中芯部的空间位移特征.

## 4 结 论

本文提出了一种对 EAST 上 ECEI 系统所有通道绝对标定的方法. 首先选择 ECEI 测量位置位于等离子体中心且含有锯齿的炮号, 然后通过相对温度扰动识别出锯齿反转面  $S_{\text{inv, fit}}$ , 并基于反转面位置推断平衡状态下的磁面形状与位置  $\psi_{i,j}$ . 再获得 ECEI 各个通道实验室坐标与磁面坐标的对映关系. 最终采用经过绝对标定的 ECE 数据拟合各个磁面上的电子温度  $T_{\text{ece}}(\psi_{i,j})$ , 并对比 ECEI 各个通道信号强度  $I_{\text{ecci}}(i,j)$ , 获得 ECEI 各通道的标定系数  $k(i,j)$ . 标定结果与 ECE 吻合较好, 在 EAST 的 42288 炮的 4.1—4.9 s, ECEI 与 ECE 在测量同一径向位置的等离子体温度的平均值, 其相对误差为 6%. 目前新的 ECEI 绝对标定范围相比现有的绝对标定有了很大的提升, 除了因硬件上的坏道外, 所有可观测到的通道均完成标定, 并获得了较为准确的二维绝对电子温度剖面数据, 为后续的物理研究提供了支持. 基于该标定系数数据, 跟踪了

锯齿不稳定性过程中随时间  $t_n$  变化的磁轴位移  $\xi(t_n)$ , 有助于为后续研究锯齿提供更丰富的实验数据.

基于上述实验结果, 目前的绝对标定方法仍然存在提升的空间. 该方法在根据锯齿反转面确定的磁面标定时, 可以使用该时刻 EFIT 反演程序的磁面形状来提升标定的准确度. 此外, 后续还将使用该标定方法得到的 ECEI 绝对温度数据, 进一步研究托卡马克芯部不稳定性相关的物理.

## 参考文献

- [1] Hutchinson I H 1987 *Principles of Plasma Diagnostics* (New York: Cambridge University Press) pp139-144
- [2] Sajjad S, Gao X, Ling B, Ti A, Du Q 2008 *Meas. Sci. Technol.* **19** 075701
- [3] Liu X, Zhao H L, Liu Y, Li E Z, Han X, Domier C W, Luhmann N C, Ti A, Hu L Q, Zhang X D 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 093508
- [4] Qian J P, Lao L L, Holcomb C T, Wan B N, Sun Y W, Moreau D, Li E, Zeng L, Hanada K, Garofalo A M, Gong X Z, Shen B, Xiao B J 2017 *Nucl. Fusion* **57** 084001
- [5] Nagayama Y, Taylor G, Yamada M, Fredrickson E D, Janos A C, McGuire K M 1996 *Nucl. Fusion* **36** 521
- [6] Nagayama Y, Kawahata K, Inagaki S, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 205001
- [7] Nagayama Y, Taylor G, Fredrickson E D, Budny R V, Janos A C, Mansfield D K, McGuire K M, Yamada M 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2631

- [8] Park H, Mazzucato E, Munsat T, Domier C W, Johnson M, Luhmann N C, Wang J, Xia Z, Classen I G J, Donné A J H, VanDePol M J 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3787
- [9] Park H K, Luhmann N C, Donné A J H, Classen I G J, Domier C W, Mazzucato E, Munsat T, van de Pol M J, Xia Z 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 195003
- [10] Igochine V, Boom J, Classen I, Dumbrajs O, Günter S, Lackner K, Pereverzev G, Zohm H, ASDEX Upgrade Team 2010 *Phys. Plasmas* **17** 122506
- [11] Nam Y B, Ko J S, Choe G H, Bae Y, Choi M J, Lee W, Yun G S, Jardin S, Park H K 2018 *Nucl. Fusion* **58** 066009
- [12] Choi M J, Yun G S, Lee W, Park H K, Park Y S, Sabbagh S A, Gibson K J, Bowman C, Domier C W, Luhmann N C, Bak J G, Lee S G, the KSTAR Team 2014 *Nucl. Fusion* **54** 083010
- [13] Kim G, Yun G S, Woo M, the KSTAR team 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 055001
- [14] Han D Q, Xie J L, Hussain A, Gao B X, Qu C M, Liao W, Xu X H, Gao F X, Li H, Lan T, Liu A, Zhuang G, Liu W D 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 10H119
- [15] Gao B X 2013 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [高炳西 2013 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [16] Kadomtsev B B 1975 *Sov. J. Plasma Phys.* **1** 389
- [17] Powell M J D 1977 *Math. Program.* **12** 241
- [18] Holmström K 2008 *J. Global Optim.* **41**(3) 447
- [19] Fitzgibbon A, Pilu M, Fisher R B 1999 *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.* **21** 476
- [20] Waltz R E, Miller R L 1999 *Phys. Plasmas* **6** 4265
- [21] Luo Z P, Xiao B J, Zhu Y F, Yang F 2010 *Plasma Sci. Technol.* **12** 412
- [22] Wesson J (translated by Wang W H) 2021 *Tokamaks* (Beijing: Tsinghua University Press) pp75–78 (in Chinese) [伟森 J 著 (王文浩 译) 2021 托卡马克 (北京: 清华大学出版社) 第 75—78 页]
- [23] Vezinet D, Igochine V, Weiland M, Yu Q, Gude A, Meshcheriakov D, Sertoli M, the Asdex Upgrade Team, the EUROfusion MST1 Team 2016 *Nucl. Fusion* **56** 086001

# Absolute calibration method of electron cyclotron emission imaging system on EAST tokamak

Pei Bo-Yang   Zhuang Ge<sup>†</sup>   Xie Jin-Lin   Zhou Yi-Nan

(School of Nuclear Science and Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

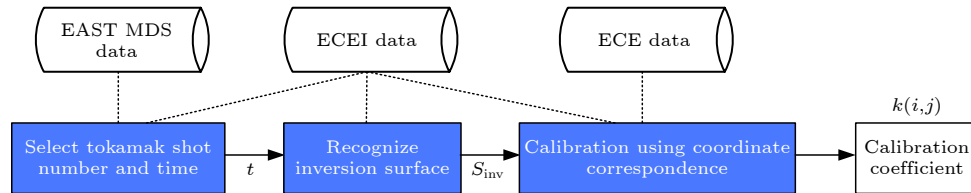
( Received 10 April 2024; revised manuscript received 14 May 2024 )

## Abstract

Electron cyclotron emission imaging (ECEI) system can provide the poloidal two-dimensional (2D) relative electron temperature perturbation profile of the core plasma with high spatial and temporal resolution. After absolute calibration of ECEI system, 2D absolute electron temperature profile and its perturbation can be provided. It can provide experimental data support for studying the local heat transport and the evolution of magnetic surface of macro magneto-hydro-dynamics instability. However, due to a large number of measurement channels and the wide measuring area of ECEI diagnostic system, the absolute calibration method in which a blackbody radiation source is used as a standard source, still has technical difficulties.

This paper provides an absolute calibration method of ECEI diagnostic system on EAST tokamak, which can cover all the channels of ECEI system. Firstly, the sawtooth inversion surface can be determined by measuring the relative electron temperature change before and after the collapse of the sawtooth. The magnetic surface position and the shape ( $S_{inv}$ ) of the ECEI measuring area are fitted based on the position and shape of the inversion surface. Then, the one-to-one mapping relationship between laboratory coordinates of each ECEI channel and magnetic surface is obtained. Secondly, according to the assumption that the electron temperature is the same on each magnetic surface in equilibrium, the electron temperature of each magnetic surface is fitted by the electron cyclotron emission (ECE) system result, while the ECE system is absolutely calibrated. The calibration coefficient  $k(i, j)$  of each ECEI channel is obtained by comparing with the signal amplitude and the electron temperature on the magnetic surface. The relative error of absolute electron temperature between ECEI and ECE is no more than 6% at the same location.

Based on the absolute electron temperature profile provided by ECEI, the motion of the magnetic axis during sawtooth instability can be tracked. It is found that the radial displacement of the magnetic axis occurs followed by the poloidal displacement during sawtooth collapse. This result indicates that after absolute calibration, the ECEI system can provide more abundant information about experimental research.



**Keywords:** plasma diagnostics, calibration, sawtooth, electron cyclotron emission imaging

**PACS:** 52.70.-m, 07.05.Kf, 52.35.-g

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240497

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

EAST装置上电子回旋辐射成像诊断系统的绝对标定方法

裴柏杨 庄革 谢锦林 周乙楠

**Absolute calibration method of electron cyclotron emission imaging system on EAST tokamak**

Pei Bo-Yang Zhuang Ge Xie Jin-Lin Zhou Yi-Nan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 135202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240497

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240497>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

用于等离子体相干模式自动识别的谱聚类算法实现

Implementation of spectral clustering algorithm for automatic identification of plasma coherence patterns

物理学报. 2022, 71(15): 155202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220367>

电四极跃迁对电子束离子阱等离子体中离子能级布居的影响

Effects of electric quadrupole transitions on ion energy-level populations of in electron beam ion trap plasma

物理学报. 2022, 71(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220489>

间接型光谱成像仪相对光谱响应函数标定方法

Calibration method of relative spectral response function of indirect imaging spectrometer

物理学报. 2024, 73(12): 120703 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240200>

应用于电推进的碘工质电子回旋共振等离子体源

Iodine electron cyclotron resonance plasma source for electric propulsion

物理学报. 2023, 72(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230785>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

基于前馈神经网络的等离子体光谱诊断方法

Plasma optical emission spectroscopy based on feedforward neural network

物理学报. 2021, 70(9): 095211 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202248>