

托卡马克装置中高能离子的直接损失*

牟茂淋¹⁾ 刘宇¹⁾ 王中天²⁾ 陈少永¹⁾ 唐昌建^{1)†}

1)(四川大学物理科学与技术学院, 成都 610065)

2)(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2014年3月17日收到; 2014年4月16日收到修改稿)

通过严格求解导心坐标系下的哈密顿方程, 提出了托卡马克装置中离子的真实轨道理论, 并利用此理论对国际热核聚变实验堆 (ITER) 中 α 离子的真实轨道进行了数值模拟研究, 获得了驻点轨道和近期理论预言的半俘获轨道. 根据此真实轨道理论计算了 ITER 中 α 离子的直接损失率. 结果发现, 与所提出的真实轨道理论相比, 以前的回旋平均理论大幅度低估了 α 离子的直接损失率, 两种理论的损失率差值可达 14%, 对此差异进行了详细的分析并给出了物理上的解释.

关键词: 哈密顿方程, 高能离子, 真实轨道, 直接损失

PACS: 52.20.Dq

DOI: 10.7498/aps.63.165201

1 引言

托卡马克装置中由于聚变反应、中性束注入、射频波加热都将产生大量高能离子, 对高能离子约束问题的研究是高能离子研究领域的重要课题之一. 高能离子的损失机理主要有输运和直接损失. 直接损失是指由于高能离子未被角向场约束住, 轨道偏离较大, 以致撞击器壁而产生的损失. 对高能离子直接损失的研究至今已有将近半个世纪的历史, 其中最重要的方法是计算离子轨道, 进而直观地得到离子直接损失图像. 计算离子轨道方法主要有以下三种: 一是直接求解运动方程得到离子轨道^[1-3]; 二是利用 3 个独立运动常数 (离子能量、磁矩、环向正则角动量) 确定离子轨道^[4-6]; 三是通过正则哈密顿理论描述离子运动^[7-9]. 这些研究中, 普遍会对离子回旋运动做平均, 仅考虑离子回旋中心 (即导心) 运动, 而在真实托卡马克装置中, 特别是国际热核聚变实验堆 (ITER) 情况下 (大半径为 6.2 m, 小半径为 2.0 m, 磁轴处的磁感应强度 $B_0 = 5.3$ T) 的 3.5 MeV 能量的 α 离子, 其回旋半径

与小圆截面半径之比最大可达 2.54%, 这并不满足做回旋平均的条件. 因此, 对于高能离子, 需要考虑真实的回旋运动轨道及其导致的直接损失. 同时, 对托卡马克装置边缘等离子体的研究^[10-15]表明, 高能离子直接损失对边缘等离子体的径向电场和极向旋转变化都会产生不可忽视的作用. 所以, 高能离子直接损失在不同理论中的差异对目前很多与边缘物理相关的实验的解释和预测都会产生直接影响.

Littlejohn^[7] 在哈密顿理论上通过变分原理严格推导了离子回旋中心的运动. 由于哈密顿体系适用于任意坐标系, 本文通过生成函数将其转换到导心坐标系, 得到了导心坐标系下描述离子真实运动轨道的哈密顿方程, 并对其进行严格数值求解, 研究了高能离子的真实运动轨道, 验证了驻点轨道 (stagnation orbit)^[16] 和近期理论预言的半俘获轨道 (semitrapped orbit)^[3]. 最后, 分析了真实理论轨道和回旋平均理论轨道的差异, 比较了两者的损失率.

* 国际热核聚变实验堆国内配套研究计划 (批准号: 2013GB107002) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: tchangjian@scu.edu.cn

2 导心坐标哈密顿方程

描述轴对称系统平衡的 Grad-Shafranov 方程为

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \Psi}{R^2} \right) = \frac{\mu_0}{R} j_\varphi(R, \Psi), \quad (1)$$

式中, Ψ 为极向磁通, 磁轴处其值为零; μ_0 为真空磁导率; j_φ 为等离子体环向电流密度. 当等离子体电流近似均匀分布时, 方程 (1) 有如下形式的 Solov'ev 解:

$$\Psi = \Psi_0 \left\{ \frac{1}{\kappa} [\delta R_0^2 + (1 - \delta) R^2] Z^2 + \frac{\kappa}{4} (R^2 - R_0^2)^2 \right\}, \quad (2)$$

式中,

$$\Psi_0 = \frac{j_0 \mu_0 \kappa}{2R_0(1 + \kappa^2)},$$

j_0 为等离子体环向平均电流密度, κ 为拉长比, δ 为三角形变参数. 等离子体电流方向与 φ 方向相同, 在磁面坐标系下, 极向磁感应强度 $\mathbf{B}_p = \nabla \varphi \times \nabla \Psi$, 沿顺时针方向,

$$B_R = \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z}, \quad B_Z = -\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R},$$

环向磁感应强度 $B_\varphi = \frac{B_0 R_0}{R}$. 基于 (2) 式, 代入相应参数即可得到完整的磁场信息. 使用这一平衡解可以定性研究一般托卡马克装置平衡位型的很多性质. 对于托卡马克装置位型, 带电离子的哈密顿函数可表示为

$$H = \frac{1}{2M} \left[(P_R - qA_R)^2 + (P_Z - qA_Z)^2 + (P_\varphi - qRA_\varphi)^2 / R^2 \right] + q\Phi, \quad (3)$$

式中, A_R, A_Z, A_φ 为磁矢势的环柱坐标分量; P_R, P_Z, P_φ 为柱坐标系下的正则角动量; M 为离子质量; q 为离子电量; Φ 为静电势 (模拟中暂不考虑此项, 将其取为零). 方程 (3) 为未做任何近似的哈密顿量表达式, 但这并不便于轨道求解. 为此, 引入生成函数^[9]

$$F_1 = -\frac{\Omega_0 R_0^2}{2} \exp\left(\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right) \times \left(\ln \frac{R}{R_0} - \frac{X}{\Omega_0 R_0} \right)^2 \tan \alpha - ZX. \quad (4)$$

将哈密顿函数从柱坐标系转换到导心变量坐标系 ($\alpha, X, \varphi, P_\alpha, P_X, P_\varphi$) 中, 带电离子的哈密顿函数可

改写为

$$H = \Omega_C P_\alpha \left[\left(\frac{R_C}{R} \right)^2 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \right] + \frac{1}{2R^2} (P_\varphi + q\Psi)^2 + q\Phi. \quad (5)$$

这里, $X = \Omega_0 R_0 \ln \left(\frac{R_C}{R_0} \right)$; Ω_0 为磁轴处离子回旋频率; Ω_C 为离子导心回旋频率, 下标为 0 和 C 的量分别对应磁轴和离子导心处的值; α 为离子回旋运动相角; P_α 为磁矩, $P_\alpha = \frac{1}{2} \Omega_C \rho^2$, 其中 ρ 为拉莫尔半径; P_φ 为正则环向角动量, $P_\varphi = Rv_\varphi - q\Psi$. α 和 X 为与动量 P_α 和 P_X 共轭的新坐标, 这里的坐标变换是面积守恒的, 哈密顿量仍未做任何近似, 所以能够准确地描述带电离子每一时刻的运动. 变量 $\alpha, X, \varphi, P_\alpha, P_X, P_\varphi$ 满足如下哈密顿方程组:

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial P_\alpha}, \\ \frac{dP_\alpha}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial \alpha}, \\ \frac{dX}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial P_X}, \\ \frac{dP_X}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial X}, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial P_\varphi}, \\ \frac{dP_\varphi}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (6)$$

同时, 柱坐标系与导心变量坐标系间有如下转换关系:

$$\begin{aligned} R &= R_C \exp\left(-\frac{\rho \cos \alpha}{R_C}\right), \\ Z &= P_X - \rho \sin \alpha - \frac{\rho^2}{4R_C} \sin 2\alpha. \end{aligned}$$

将方程 (2), (5) 代入方程 (6) 可以得到离子导心坐标哈密顿方程为

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= \Omega_0 \exp\left(-\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right) \cos^2 \alpha \\ &+ \Omega_0 \exp\left(\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right) R_0^2 \sin^2 \alpha \\ &\times \left(R - 2P_\alpha \frac{\partial R}{\partial P_\alpha} \right) / R^3 \\ &+ \frac{q(P_\varphi + q\Psi)}{R^2} \frac{\partial \Psi}{\partial P_\alpha} \\ &- \frac{(P_\varphi + q\Psi)^2}{R^3} \frac{\partial R}{\partial P_\alpha}, \\ \frac{dP_\alpha}{dt} &= \Omega_0 \exp\left(-\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right) P_\alpha \sin 2\alpha \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 & -\Omega_0 \exp\left(\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right) P_\alpha R_0^2 \\
 & \times \left(R \sin 2\alpha - 2 \sin^2 \alpha \frac{\partial R}{\partial \alpha}\right) / R^3 \\
 & - \frac{q(P_\varphi + q\Psi)}{R^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha} \\
 & + \frac{(P_\varphi + q\Psi)^2}{R^3} \frac{\partial R}{\partial \alpha}, \tag{8}
 \end{aligned}$$

$$\frac{dX}{dt} = \frac{q(P_\varphi + q\Psi)}{R^2} \frac{\partial \Psi}{\partial P_X}, \tag{9}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_X}{dt} = & \exp\left(-\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right) P_\alpha \cos^2 \alpha / R_0 \\
 & - \Omega_0 \exp\left(\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right) P_\alpha R_0^2 \sin^2 \alpha \\
 & \times \left(\frac{R}{\Omega_0 R_0} - 2 \frac{\partial R}{\partial X}\right) / R^3 \\
 & - \frac{q(P_\varphi + q\Psi)}{R^2} \frac{\partial \Psi}{\partial X} \\
 & + \frac{(P_\varphi + q\Psi)^2}{R^3} \frac{\partial R}{\partial X}, \tag{10}
 \end{aligned}$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{P_\varphi + q\Psi}{R^2}, \tag{11}$$

$$\frac{dP_\varphi}{dt} = 0. \tag{12}$$

由初始时刻离子导心在小圆截面的位置 (R_C, Z_C) 和初始速度与磁场间夹角 θ 可以设定方程 (7)–(12) 的初始条件为

$$\begin{aligned}
 \alpha_i &= 0, \\
 P_{\alpha_i} &= (v_i \sin \theta)^2 / (2\Omega_C), \\
 X_i &= \Omega_0 R_0 \ln\left(\frac{R_C}{R_0}\right), \\
 P_{X_i} &= Z_C, \quad \varphi_i = 0,
 \end{aligned}$$

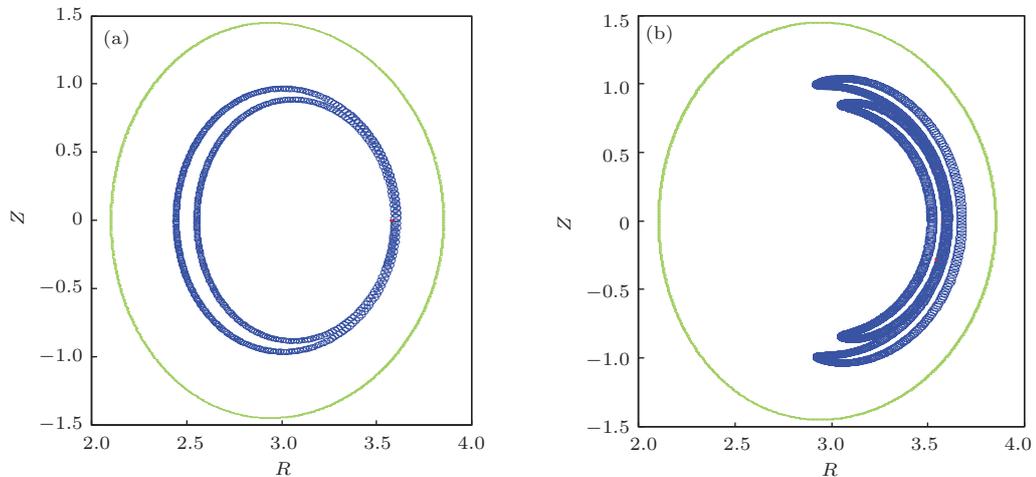


图1 (网刊彩色) ITER中 α 离子真实轨道(螺旋线代表离子真实轨道, 外圈椭圆代表最外闭合磁面) (a) 向内和向外漂移的通行轨道; (b) 向内和向外漂移的俘获轨道

$$P_{\varphi_i} = R v_i \cos \theta \frac{B_0 R_0}{B R} - q\Psi, \tag{13}$$

式中, $v_i = \sqrt{2E_k/m}$, 其中 E_k 为离子初始动能;

$$\Omega_C = \frac{\Omega_0 R_0}{R_C}; \quad B = \sqrt{B_R^2 + B_Z^2 + B_\varphi^2}.$$

把初始条件代入方程 (7)–(12) 数值求解, 即可得到描述离子真实运动轨道的数值解.

3 数值模拟结果及直接损失分析

3.1 真实轨道模拟结果

模拟采用 ITER 参数, 装置大半径为 6.2 m, 小半径为 2.0 m, $B_0 = 5.3$ T, 拉长比 $\kappa = 1.7$, 三角形变参数为 0.33, 等离子体电流为 15 MA. 实验离子为具有 3.5 MeV 能量的 α 离子, 初始时刻离子导心坐标 $R_C = R_0 + r$ ($r = 0 - 0.725$), $Z_C = 0$ (R_0 为归一化的大半径, 本文中所有位置坐标均由装置小半径归一化), 初始速度与磁场间夹角 $\theta = 0^\circ - 180^\circ$. 模拟采用一阶中心差分法, 结果精确到时间步长的二次方, 取守恒量 H 来估计程序计算误差, 根据需要模拟的回旋周期数调整时间步长, 以保证程序计算误差在 1% 以内, 此时, 程序计算误差对离子轨道及直接损失的影响是可以忽略的.

通过数值求解, 得到了 α 离子在 ITER 中每一时刻的真实运动轨道. 图 1 所示为四种典型的离子真实轨道在 ITER 小圆截面上的投影. 真实轨道不仅描述了离子沿磁力线的运动和漂移, 还包含了离子垂直于磁力线的回旋运动, 所以轨道图像为螺旋线.

驻点轨道^[16]是在许多理论推导中都存在的一种特别的轨道. 离子的极向运动为漂移运动和平行于磁力线的运动在极向投影的叠加, 当两者叠加的结果刚好相互抵消时, 会出现驻点轨道. 由于漂移速度较离子运动速度而言很小, 所以驻点轨道出现时离子平行于磁力线的速度很小, 此类轨道在极向上固定于一点做回旋运动, 在环向上则沿着磁力线方向缓慢运动. 图2为离子真实运动轨迹, 图中模拟了1000个回旋周期(模拟中离子运动一个完整的通行轨道需要200—400个回旋周期, 运动一个完整的俘获轨道需要600—800个回旋周期), 离子在环向只运动了很短的距离, 可以看出其环向速度

确实很小.

由Kolesnichenko等^[3]推导得到的环向通行、极向俘获的半俘获轨道在本文模拟中也得到了验证. 由于离子拉莫尔半径较大, 真实轨道在极向的投影相互重叠, 无法区分运动轨迹, 所以这里用离子相应的导心轨道在极向的投影来反映极向运动情况, 模拟结果如图3(a)所示. 图3(b)同样模拟了离子1000个回旋周期的运动. 从图3(b)可以看出, 离子环向运动速度仍然很小, 但比驻点轨道环向速度稍大, 模拟中这种轨道出现在磁轴附近, 与Kolesnichenko等^[3]的理论推导相符.

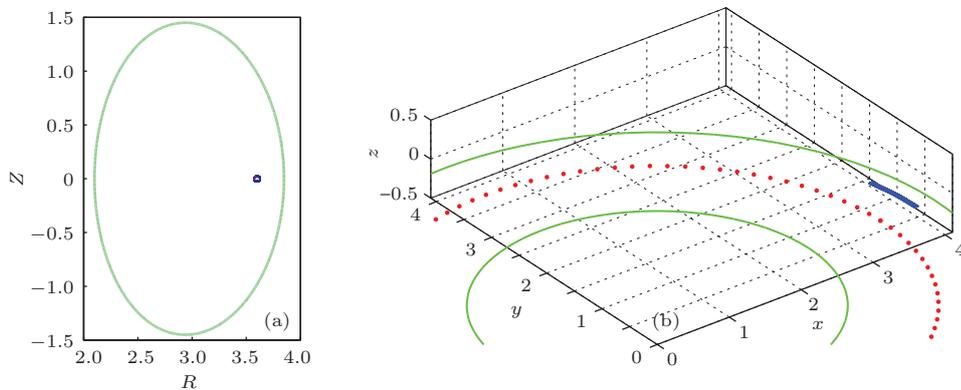


图2 (网刊彩色) 小圆截面的驻点轨道和真实空间的驻点轨道 (a) 小圆截面的驻点轨道 (螺旋线代表离子真实轨道, 外圈椭圆代表最外闭合磁面); (b) 真实空间的驻点轨道 (螺旋线代表离子真实轨道, 两实线代表最外闭合磁面在中平面的交线, 虚线代表磁轴)

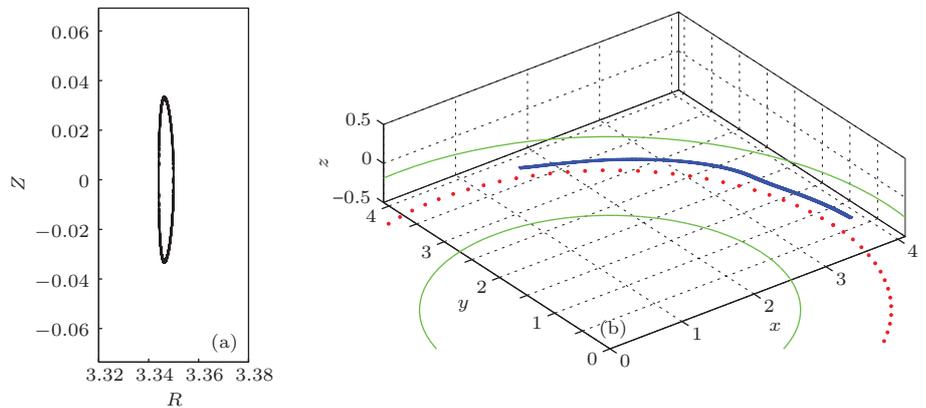


图3 (网刊彩色) 小圆截面的半俘获轨道和真实空间的半俘获轨道 (a) 小圆截面的半俘获轨道 (离子导心轨道); (b) 真实空间的半俘获轨道 (螺旋线代表离子真实轨道, 两实线代表最外闭合磁面在中平面的交线, 虚线代表磁轴)

3.2 拉莫尔半径对离子直接损失的影响

真实轨道理论中拉莫尔半径对离子直接损失主要产生两方面的影响, 可以通过对比真实轨道理论与回旋平均理论的俘获轨道区域的差异和真实轨道与导心轨道的直接损失的不同加以分析.

首先, 考虑真实轨道理论与回旋平均理论的俘获轨道区域的差异. 对方程(5)作回旋平均, 取回旋平均条件 ρ/r_0 远小于1, 则近似有 $R_C = R$, 方程(5)简化为

$$H = \Omega_C P_\alpha + \frac{1}{2R^2} (P_\varphi + q\Psi)^2 + q\Phi. \quad (14)$$

把方程 (2), (14) 代入方程 (6) 可以得到回旋平均理论中描述离子回旋平均轨道的运动方程为

$$\frac{d\alpha}{dt} = \Omega_0 \exp\left(-\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right), \quad (15)$$

$$\frac{dP_\alpha}{dt} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{dX}{dt} = \frac{q(P_\varphi + q\Psi)}{R^2} \frac{\partial\Psi}{\partial P_X}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_X}{dt} = & \exp\left(-\frac{X}{\Omega_0 R_0}\right) P_\alpha / R_0 \\ & - \frac{q(P_\varphi + q\Psi)}{R^2} \frac{\partial\Psi}{\partial X} \\ & + \frac{(P_\varphi + q\Psi)^2}{R^3} \frac{\partial R}{\partial X}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{P_\varphi + q\Psi}{R^2}, \quad (19)$$

$$\frac{dP_\varphi}{dt} = 0. \quad (20)$$

拉莫尔半径与装置小半径的比值越小, 回旋平均理论描述的轨道越准确. 由此可以推测, 在离子能量较低时两种理论应具有相同的俘获轨道区域, 而能量较高时两种理论的俘获轨道区域则存在差异. 为了验证上述猜想, 在其他参数不变的前提下, 分别模拟了能量为 3.5 MeV 和 3.5 keV 的 α 离子的轨道情况, 结果如图 4 所示. 从图 4 可以看出: 能量较低 (3.5 keV) 时, 两种理论的俘获轨道区域重合得很好, 但能量较高 (3.5 MeV) 时, 真实轨道理论中的俘获轨道区域明显大于回旋平均理论结果; 回旋平均理论中俘获轨道在所有轨道中所占比例基本不随离子能量的变化而变化, 但在真实轨道理论中俘获轨道所占比例随离子能量的增加而增大, 这说明拉莫尔半径与装置小半径的比值较大时, 离子更容易被俘获. 俘获轨道区域的增大也意味着有更多向外漂移的被俘获离子, 进而会产生更多的直接损失. 这种高能情况下真实轨道理论因为具有更大的俘获轨道区域而产生更强的直接损失的效应, 本文称之为拉莫尔半径的间接效应.

真实轨道中考虑了离子的回旋运动, 与导心轨道相比会更容易超出最外闭合磁面而产生直接损失. 图 5 直观地给出了在拉莫尔半径影响下离子的真实轨道发生损失而相应导心轨道并不发生损失的情况. 这种真实轨道与导心轨道的直接损失的差异称之为拉莫尔半径的直接效应. 不仅向外漂移的通行轨道和俘获轨道的直接损失受拉莫尔半径直接效应的影响, 而且向内漂移的离子也会因为拉莫

尔半径直接效应产生直接损失. 这是因为对于向内漂移的离子, 如果离子的漂移运动不足以抑制拉莫尔半径直接效应的发生, 那么当离子导心位置越接近最外闭合磁面时, 离子发生损失的概率越大, 这表现为真实轨道的直接损失率在逐步接近最外闭合磁面的过程中会迅速增大.

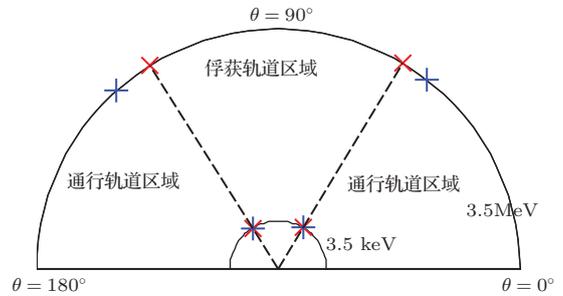


图 4 3.5 MeV 和 3.5 keV 的 α 离子的俘获轨道区域 (× 和 + 分别代表回旋平均理论和真实轨道理论中俘获轨道与通行轨道的分界点, 同一圆弧上两个 + 之间的区域代表真实轨道理论中的俘获轨道区域, 两个 × 之间的区域代表回旋平均理论中的俘获轨道区域)

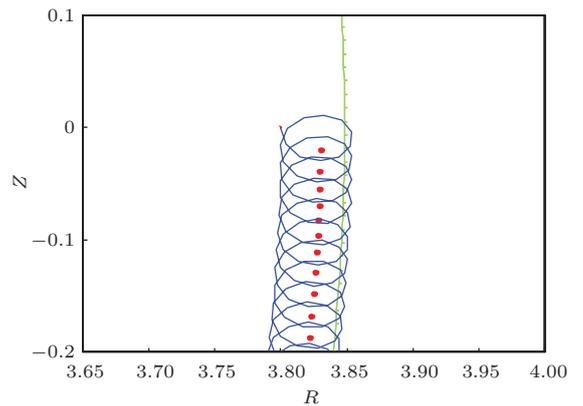


图 5 拉莫尔半径的直接效应产生离子真实轨道的直接损失 (螺旋线代表离子真实轨道, 虚线代表导心轨道, 实线代表部分最外闭合磁面)

3.3 离子直接损失率分析

上面定性地描述了拉莫尔半径间接效应和直接效应对高能离子直接损失的影响, 下面定量地统计 3.5 MeV 的 α 离子在真实轨道理论和回旋平均理论中的直接损失率 (直接损失率为从同一导心位置出发的轨道中损失轨道在所有轨道中所占的比例), 统计结果如图 6 所示.

从图 6 可以看出: 随着离子初始导心位置向最外闭合磁面靠近, 离子真实轨道的直接损失率和回旋平均轨道的直接损失率都不断增大, 但不是线性变化, 越接近最外闭合磁面损失率增加得越迅速;

同时, 两损失率的差值也随离子初始导心位置向最外闭合磁面靠近而增大. 这主要是由于以下拉莫尔半径两方面的影响: 一方面, 真实轨道理论中被俘获的离子比回旋平均理论中被俘获的离子多, 而被俘获的离子漂移较大时更容易发生损失, 所以真实轨道理论损失率大于回旋平均理论损失率(图4); 另一方面, 对回旋半径的考虑本身就增大了离子损失率(图5). 所以, 真实轨道直接损失率总是大于回旋平均轨道直接损失率, 接近最外闭合磁面时两者的损失率差值甚至达到14%.

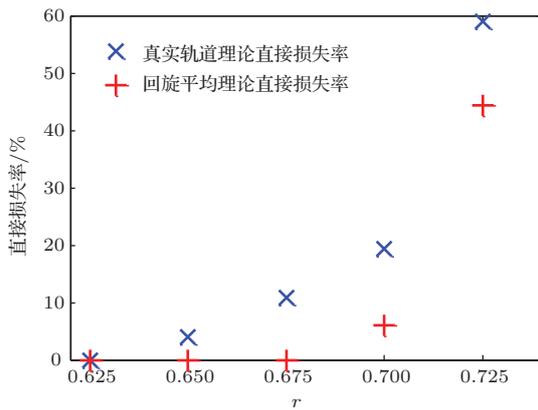


图6 3.5 MeV的 α 离子的直接损失率

4 结 论

本文通过引入生成函数获得了新的哈密顿方程, 求解此方程可以得到离子在托卡马克装置中每一时刻的真实运动轨道. 相比于回旋平均理论, 当离子拉莫尔半径与装置小半径之比不满足做回旋平均的条件时, 真实轨道理论能够更加准确地描述离子真实运动轨道, 从而计算得到离子的直接损失. 模拟发现: 对于ITER中3.5 MeV的 α 离子, 由于拉莫尔半径的影响, 离子能量较高时更容易被俘

获, 且离子真实轨道理论的直接损失率明显大于回旋平均理论的直接损失率, 接近最外闭合磁面时损失率差值可以达到14%; 离子的拉莫尔半径与装置小半径之比越大, 拉莫尔半径对轨道的影响越大, 离子真实轨道理论直接损失率与回旋平均理论直接损失率间差值越大. 真实等离子体环向电流分布非常复杂, 本文仅取等离子体电流近均匀分布时的Solov'ev解来描述托卡马克装置平衡磁场位型, 并未考虑离子在刮削层的沉积、等离子体径向电场、离子间碰撞、环向场纹波等因素的影响. 所以, 本文结论在不失一般性的同时与真实情况离子损失率间仍存在一定差异.

参考文献

- [1] Yu J S 1992 *Chin. Phys. Lett.* **9** 187
- [2] Wu L N, Yu G Y 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 1312
- [3] Kolesnichenko Y I, White R B, Yakovenko Y V 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1449
- [4] Gao Q D, Long Y X 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1582
- [5] Zhang J, Luo J R, Wang S J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1077 (in Chinese) [张杰, 罗家融, 王少杰 2006 物理学报 **55** 1077]
- [6] Stacey W M 2013 *Nucl. Fusion* **53** 063011
- [7] Littlejohn R G 1983 *J. Plasmas Phys.* **29** 111
- [8] Xu X L, Zhao X M, Wang Z T, Tang C J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 185201 (in Chinese) [徐欣亮, 赵小明, 王中天, 唐昌建 2012 物理学报 **61** 185201]
- [9] Wang Z T, Wang L, Long L X, Dong J Q, He Z X, Liu Y, Tang C J 2012 *Phys. Plasmas* **19** 072110
- [10] Hinton F L, Chu M S 1985 *Nucl. Fusion* **25** 345
- [11] Miyamoto K 1996 *Nucl. Fusion* **36** 927
- [12] Gao J M, Liu Y, Li W, Cui Z Y, Zhou Y, Huang Y, Ji X Q 2010 *Chin. Phys. B* **19** 115201
- [13] Stacey W M 2011 *Phys. Plasmas* **18** 102504
- [14] Wu G J, Zhang X D 2012 *Plasma Sci. Technol.* **14** 789
- [15] Shi B R 2012 *Chin. Phys. B* **21** 045203
- [16] Rome J A, Peng Y K M 1979 *Nucl. Fusion* **19** 1293

Prompt loss of energetic ion in tokamak*

Mou Mao-Lin¹⁾ Liu Yu¹⁾ Wang Zhong-Tian²⁾ Chen Shao-Yong¹⁾ Tang Chang-Jian^{1)†}

1) (*College of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

2) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

(Received 17 March 2014; revised manuscript received 16 April 2014)

Abstract

The full orbit of energetic ion in tokamak is simulated by strictly solving Hamiltonian equations in guiding center coordinate system, and the semi-trapped orbit which is predicted in a recent theoretical research and the stagnation orbit are confirmed by the presently developed full orbit theory. The prompt loss of the energetic particle in international thermonuclear experimental reactor is calculated according to the present full orbit theory. It is found that the prompt loss rate of energetic ion in the full orbit theory can be larger than 14% the result in gyro-averaged theory, and the detailed analysis is carried out and physical understanding is presented in this paper.

Keywords: Hamiltonian equations, energetic ion, full orbit, prompt loss

PACS: 52.20.Dq

DOI: [10.7498/aps.63.165201](https://doi.org/10.7498/aps.63.165201)

* Project supported by the Chinese Fusion Research Program for International Thermonuclear Experimental Reactor (Grant No. 2013GB107002).

† Corresponding author. E-mail: tchangjian@scu.edu.cn