



磁约束等离子体中的射频波电流驱动和流驱动

高喆

清华大学工程物理系, 北京 100084

E-mail: gaozhe@tsinghua.edu.cn

2014-06-03 收稿, 2014-07-08 接受, 2014-09-16 网络版发表

国家自然科学基金(11261140327, 11325524)和国家磁约束聚变能发展研究专项(2013GB112001)资助

摘要 射频波可以进入聚变等离子体, 通过无碰撞机制将能量和动量沉积于其中, 在加热等离子体的同时, 还可以驱动等离子体电流和等离子体流. 等离子体电流的非感应维持是托卡马克类型聚变装置稳态运行的关键, 而电流剖面的控制及等离子体流的存在对于抑制磁流体不稳定性、建立和维持高性能的约束模式至关重要, 因此射频波电流驱动和流驱动在磁约束聚变等离子体物理研究中有重要意义. 本文从等离子体中波与粒子相互作用的基本物理出发, 对磁约束等离子体中射频波电流驱动和流驱动的研究现状、面临的挑战、以及可能的研究趋势进行了简要评述. 几个关键问题被特别指出, 包括: 共振吸收机制与高密度下射频波电流驱动效率衰减的内在联系; 非共振驱动机制的可行性探讨; 从动量获取和动量弛豫的平衡关系出发探索共振机制下提高驱动效率的可能性; 流驱动中射频波的直接驱动和间接驱动效应, 尤其是射频波有质动力效应; 射频波耦合和传播过程中复杂的非线性过程对电流驱动和流驱动的影响等.

关键词

磁约束等离子体
射频波
电流驱动
流驱动
等离子体旋转

射频波在磁约束聚变等离子体中有重要的应用. 一方面, 射频功率注入是加热等离子体到聚变自持燃烧所需温度(约 7 keV)的重要手段之一; 另一方面, 利用射频波实现等离子体电流的非感应驱动是托卡马克稳态运行的关键; 同时, 射频波定域加热和电流驱动对等离子体温度和电流剖面的主动控制, 可以有效抑制湍流输运和磁流体活动, 从而建立和维持高性能的约束模式^[1~3]. 近年来, 由于研究表明中性束注入在国际热核聚变实验堆(International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER)等未来堆级等离子体中将无法提供足够的动量^[4], 而维持足够强的等离子体流对于抑制诸如电阻壁模等不稳定性至关重要^[5,6], 射频波条件下等离子体流(或称等离子体旋转)的驱动研究开始受到极大重视. 由于波加热、电流驱动和流驱动的重要作用, 无论是 ITER 还是目前国内大多数实验装置都对射频波系统有重要的规划.

和中性束注入相比, 射频波加热、电流和流驱动存在更复杂的物理过程和更多未完全解决的物理问题. 首先是射频波的耦合问题; 其次是波在等离子体中的传播和功率沉积的精确预测和控制; 接下来是如何采用恰当的途径实现一定剖面的电流和流驱动; 最后是如何提高驱动效率, 从而提高未来聚变堆的经济性.

在磁约束等离子体中, 可以用来加热和驱动等离子体的射频波按照频率逐渐减小的顺序包括电子回旋频段(简称 ECRF, $\omega \sim \omega_{ce} \equiv eB/m_e$, 通常在 10~100 GHz 量级)、低杂波频段(简称 LHRF 或 LHW, $\omega \sim \omega_{LH} \equiv \omega_{pi} / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)^{1/2}$, 通常在 1~10 GHz 量级, 这里 $\omega_{pe,i} \equiv (ne^2/m_{e,i}\epsilon_0)^{1/2}$ 为电子和离子等离子体频率)、离子回旋频段(简称 ICRF, $\omega \sim \omega_{ci} \equiv qB/m_i$, 通常在 10~100 MHz 量级)及阿尔芬波(简称 AW,

引用格式: 高喆. 磁约束等离子体中的射频波电流驱动和流驱动. 科学通报, 2014, 59: 3120–3129

Gao Z. Radio-frequency current drive and flow drive in magnetic confinement fusion plasma (in Chinese). Chin Sci Bull (Chin Ver), 2014, 59: 3120–3129, doi: 10.1360/N972014-00541

$\omega \sim k_{\parallel} v_A \equiv k_{\parallel} B / (\mu_0 n m_i)^{1/2}$, 通常具有兆赫兹或更低频率). 一般而言, 随着波频率降低, 其物理过程将更加复杂, 原因在于: 一方面, 随着频率降低, 与波发生相互作用的粒子种类和数量增加; 另一方面, 波长增加导致波与等离子体耦合更加困难, 同时波与等离子体的相互作用受到更多非局域效应的影响. 不过, 本文并不对各个频段的波在电流和流驱动上的具体研究进行分析评论, 而是从更普遍的角度来审视电流驱动和流驱动中涉及的波与等离子体相互作用的基本物理, 对射频波电流驱动和流驱动的研究现状、面临的挑战、以及可能的研究趋势进行简要评述.

1 射频波在等离子体中的耦合、传播和功率沉积

要驱动等离子体电流和等离子体流, 射频波必须首先实现在等离子体中的耦合、传播和功率沉积.

根据波长的不同, 射频功率可以通过波导或者带状天线耦合到等离子体中. 通常情况下, 天线需要靠近等离子体以提高耦合效率, 但靠近等离子体意味着天线系统需要考虑面向等离子体的屏蔽. 然而, 天线及其屏蔽系统带来复杂的射频鞘层结构. 一方面, 电磁场方程的求解由于鞘层边界条件的加入成为一个非线性问题, 耦合问题不再简单; 另一方面, 入射的射频波与鞘层处激发的等离子体模相互作用, 造成耦合效率的降低, 并可能导致射频功率在面向等离子体的器壁或部件上不可预测的沉积^[7,8].

波在等离子体中的传播通常可以用冷等离子体模型近似描述, 因为当传播远离相速度趋于零的流体共振层和相速度与热速度相当的动理学共振吸收区时, 波的相速度通常远大于热速度. 理想情况下, 当波长远小于等离子体尺寸时, 一般用射线追踪方法描述波的传播; 而对于波长更长的波, 则采用全波解方法直接求解和等离子体动力方程耦合的麦克斯韦方程. 但实际上, 等离子体并不是平静地被磁场约束, 而是存在各种涨落, 而涨落引起的波散射会对功率沉积有明确影响^[9]. 另外, 当射频波功率超出一定阈值后, 非线性效应会起重要影响. 比如射频波可以被等离子体中存在的大量本征模或者本征振荡散射, 激励起所谓的参量不稳定性, 造成射频波的功率损失, 同时改变泵浦波的频谱和波数谱^[10]等.

射频波经过耦合和在等离子体中的传播, 到达流体理论给出的共振层, 再经历模式转换, 转化为可与等离子体共振的动理学波, 最终在波-粒子共振层被等离子体吸收(见图 1). 需要指出的是, 在聚变等离子体芯部, 碰撞非常稀少(温度为 1 keV 的等离子体的电阻率和铜的电阻率相当. 正是因为等离子体电阻率随温度升高迅速降低, 仅仅依靠欧姆加热不能让等离子体达到自持燃烧, 因而必须依赖外部功率的注入). 在这种几乎没有碰撞的等离子体中, 无碰撞的共振阻尼是波和等离子体交换能量的主要手段, 其发生条件为

$$\omega - l|\omega_c| - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0. \quad (1)$$

对于纵波而言, 功率吸收的主要途径是朗道阻尼, 对应于 $l=0$ 的情况; 而对于横波, 功率吸收需要 $l \neq 0$, 称之为回旋阻尼, 其中 l 为谐波数.

朗道阻尼是著名物理学家 Landau^[11]从几乎纯数学的角度推导出的结论. 从初值问题出发, 朗道用正确的路径积分考虑了粒子速度等于相速度的奇点对电子等离子体波色散关系的贡献, 指出对于麦克斯韦分布的等离子体而言, 奇点处的留数提供一个负的频率虚部, 即电子等离子体波在无碰撞等离子体中会被阻尼. 朗道阻尼在 1946 年被提出, 但在很长时间内只被认为是一个数学上的结果, 直到 1961 年 Dawson^[12]从波和粒子能量交换的角度推导出了朗道阻尼, 并在 1966 年得到实验证实^[13]. 现在, 虽然对于朗道阻尼的物理解释还存在着争议, 但朗道阻尼的存在性已被普遍接受, 并被认为是等离子体纷繁复杂的波动和不稳定性演化中最重要的物理机制.

类似地, 回旋阻尼可以理解为多普勒频移后的波与粒子回旋运动共振的结果, 只不过其共振条件

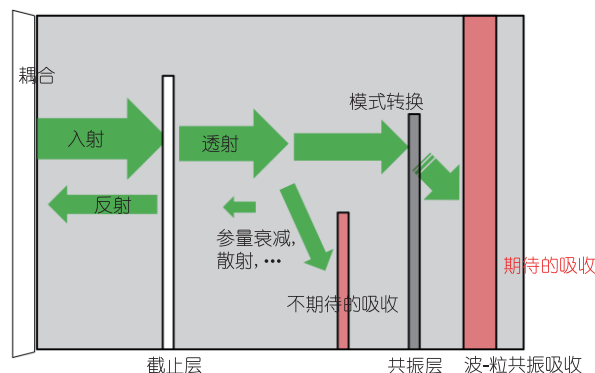


图 1 (网络版彩色)射频波在等离子体中的传播过程示意

的满足依赖平行磁场方向的速度,而粒子在垂直磁场的方向获得能量.回旋阻尼和朗道阻尼相比,通常有着更窄的共振区域,因此功率沉积也更加局域.

无碰撞共振吸收的一个突出特点是只有少数满足共振条件的粒子与波发生相互作用从而获得能量.这和直流电场作用下的情况截然不同,那里所有的粒子都参与吸收能量.射频波共振吸收这个特点将对射频波的电流驱动效率有重要影响.

2 射频波电流驱动

射频波电流驱动是利用非对称的功率注入实现的.其基本原理和主要途径在 Fisch^[14]的评论文章中有很好的阐述.概括来讲,利用射频波驱动等离子体电流主要包含两种机制:非对称直接驱动和建立非对称电阻率.

非对称直接驱动很容易理解.当电子直接被波推动,在电子运动的反方向即获得驱动的电流.需要注意的是,这里电子获得动量并不是依靠线性的波场加速,而是伴随非线性功率吸收的动量吸收,因为线性的波场加速和减速在一个波周期内相互抵消.依靠激光等强驱动产生的等离子体波的强大波场,可以在有效的半个周期内把电子加速到很高的能量.但是这种等离子体加速的机制对于聚变能研究来说可能是没有价值的,因为加速这些少数电子所消耗的功率是巨大的.假设在波的作用下,密度为 n 的电子漂移速度增加 $\Delta v_{\parallel}$,那么驱动的电流密度为 $J = en\Delta v_{\parallel}$;要维持这种定向漂移,需要在一个碰撞周期 ν_c^{-1} 内消耗波能 $\Delta E = nm_e v_{\parallel} \Delta v_{\parallel}$,相应的射频波功率为 $P = \nu_c \Delta E$.定义电流驱动效率为 J/P ,可以很容易得到^[14]

$$\frac{J}{P} = \frac{e}{m_e \nu_c v_{\parallel}}. \quad (2)$$

由于载流电子的碰撞频率反比于其与场粒子相对速度的 3 次方,我们可以在两个极限下获得高的驱动效率.其一是低相速度波.由于与其共振的电子具有较低的速度,其碰撞频率依赖于热速度,而改变其速度只需消耗较低的能量.换言之,低速电子更容易被推动.这种情况下的典型例子是阿尔芬波电流驱动(AWCD)^[15],其相速度为阿尔芬速度,通常远低于电子热速度.但是,在托卡马克这样的环形系统中,低平行速度的电子将俘获,粒子沿香蕉形轨道折返

运动,因此对电流驱动的贡献将会大大降低.尽管 Fisch 等人^[16]认为,在完全稳态情况下,俘获电子获得的动量依然可以通过新经典效应对电流驱动做出贡献,但在到达稳态的过程中,俘获电子的动量也可能通过其他方式(比如在第 3 节介绍的流驱动)表现出来.俘获电子在电流驱动中的效应仍需进一步的理论和实验研究.理论研究需要考虑长时间尺度下多物理过程的竞争和影响;而在实验研究则可以考虑在长脉冲准稳态放电的超导托卡马克以及具有更高俘获电子比例的球形托卡马克上开展^[17].获得高效率的非对称直接驱动的另一个极限是高相速度波.在这种情况下,与波共振的快电子需要更高的能量才能获得一定的速度变化,但快电子一旦被推动,其获得的动量就很难在碰撞中损失掉.由于快电子的碰撞频率随其自身速度的 3 次方降低,因此总的电流驱动效率正比于共振速度的平方.快电子驱动的典型例子是低杂波电流驱动(LHCD)^[18,19].低杂波通过朗道阻尼驱动快电子,获得了目前各种电流驱动方式中最高电流驱动效率.目前国际上托卡马克的长脉冲实验主要依赖低杂波电流驱动.

快电子电流驱动的高效率给我们一个重要的启示:电流的驱动不仅仅取决于动量的注入,还取决于动量的弛豫.如果以射频波非线性作用力表示动量驱动,以电阻率表示碰撞效应,则驱动的电流密度可以表示为 $J = F/\eta e$.低杂波电流驱动中虽然有非对称动量的注入,但更关键的是共振快电子等效电阻率的急剧降低.这个思想进一步推广,即使注入的动量并不沿着电流方向,但只要能够造成电流方向和反方向上非对称的电阻率,同样可以驱动等离子体电流,即 $\delta J/J = -\delta\eta/\eta$.其典型应用是电子回旋波电流驱动(ECCD)^[20].电子回旋波在垂直方向与等离子体共振,加热电子,使得碰撞频率减少.虽然波的注入不直接引入平行动量,但影响动量的维持时间.如果波的注入是非对称的,那么这种效应也是非对称的,结果是动量在一个方向上维持更长时间,而在相反方向上维持较短时间,从而最终体现出净的电流驱动.

前面考虑的只是电子电流.事实上,驱动离子同样可以获得电流.不过由于电子质量远小于离子质量,电子会试图跟随离子,形成和离子电流贡献相消的电子电流.只有在存在杂质或者俘获效应时,电子不能完全有效地屏蔽离子,净电流才能产生^[21].同

样,和电子驱动类似,垂直方向的离子加热也可以通过非对称电阻率的建立驱动等离子体电流^[22]。

但是,射频波电流驱动存在一个可以说是本质的“缺陷”,那就是驱动效率随着密度的增长呈反比衰减。这种行为很容易被理解,获得动量(或者等效地,感受非对称电阻率)的粒子只是少数共振粒子,但动量的损失是由于共振粒子和所有粒子碰撞造成的。这和直流电场驱动电流不同。在直流电场下,所有电子从电场中获得动量,又经历与所有离子的碰撞失去能量,因此驱动效率(即电导率)与密度无关。

射频波电流驱动能否绕过共振机制,不受驱动效率随密度增长呈 $1/n$ 衰减的限制?对于等离子体物理学家来说,这一直是个甜蜜的诱惑。Ohkawa^[23]提出了利用低频波的螺旋度注入驱动稳态电流的想法,它等效于波施加有质动力作用于等离子体整体而非个别共振粒子。随后多个研究小组分别在流体^[24-26]和动理学^[27,28]框架下,从理论上推导出在平行磁场方向上存在依赖于电场径向梯度的非共振力。但是,Gao 等人^[29,30]发现之前的动理学研究忽略了非线性应力的贡献,而流体工作中虽然考虑了雷诺应力,甚至包含了黏滞力,但射频波作用下热应力的改变没有被恰当地考虑。分别从单粒子、流体和动理学观点出发推导出完整的低频波有质动力,可以发现平行方向上的准线性电磁力中包含非共振驱动力,但它会被非线性应力的改变完全抵消。这个结论否定了一直被广泛认为有效的低频波螺旋度注入驱动稳态电流的想法,明确了稳态的射频波电流驱动必须考虑共振效应。这个结论可以推广到任意频率;而且不仅仅是平行方向,在垂直于磁场和波场梯度方向的极向,同样也只有共振力的存在;非共振的有质动力只存在在波场梯度方向^[31]。由于磁面内的驱动必须依赖共振效应,那么只能在共振机制下寻求提高电流驱动效率的手段。

再次考虑电流驱动的原理。电流依赖于动量驱动与碰撞热化之间的平衡。当射频波注入非对称的动量或者形成非对称的电阻率,分布函数在速度空间产生非对称的偏移,从而产生电流。但这种图像是局域的,只考虑了速度空间。如果考虑到等离子体参数是空间分布的,电阻率也是如此(在温度高的等离子体芯部有更低的电阻率),那么会有一个非常简单的想法。那就是在不改变驱动力(即注入动量变化率)总量大小的情况下,如果将力在空间上重新分配,使

得碰撞稀少处的力增强,而碰撞频繁处的力减小,那么总的效果就可以获得更高的驱动电流。此外,这种力的再分布不仅影响总电流的大小,而且会影响其分布,而电流分布的细节对等离子体稳定性而言是非常重要的。最近的研究^[32]表明,平行方向上射频波作用力可近似表示为

$$F_z = \frac{k_z}{\omega} S - \frac{k_y v_l^{\text{res}}}{\omega \omega_c} \partial_x S, \quad (3)$$

这里 S 为共振吸收功率, $v_l^{\text{res}} = (\omega - l\omega_c)/k_z$ 为共振速度。可以看到,(3)式右侧第一项表示直接的动量吸收率,第二项则表示非均匀的径向漂移速度对平行共振动量的输运导致的局域平行力,它可以对射频波作用力进行空间的再分布(见图 2)。对于近垂直传播的波,这个正比于功率沉积径向梯度的再分布力相比于动量直接沉积的力是可观的,这就为提高电流驱动效率提供了一条新的途径。

实际的情况可能更加复杂。例如 LHCD 是目前效率最高的非感应电流驱动方式,但目前大多数实验是在较低的等离子体密度下开展的,而当达到 ITER 所需的堆级等离子体密度时(线平均密度约为 $0.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$),LHCD 出现了问题。即使是在满足线性可近性条件的情况下,低杂波也不能进入等离子体芯部,电流驱动效率也不再遵循理论预测的 $1/n$ 曲线,而是迅速地降低,直到不能产生有效的电流驱动^[33-36]。这就是 LHCD 高密度下的功率耦合失效问题,也被称为密度阈值问题。这个问题直接导致低杂波没能进入 ITER 首期辅助功率计划,很可能影响到 ITER 非感应模式的实现,因为 ECCD 和快波电流驱动(FWCD)还没有在目前装置上实现过 MA 量级电流的驱动。

这种状况可能是射频波耦合和传播中的各种复杂物理过程所导致。基于对这些过程的理解,可以提

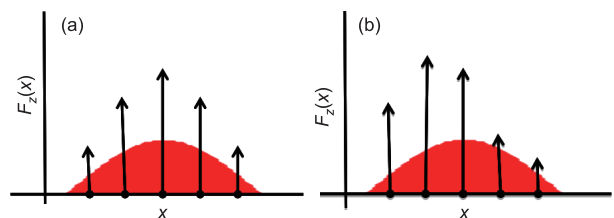


图 2 (网络版彩色)平行方向上射频波作用力示意图

(a) 直接动量注入导致的作用力,正比于功率沉积(用 x 轴上方阴影区示意其分布);(b) 空间再分布后的作用力,功率曲线一侧的力被增强,另一侧被削弱

出相应的解决方案. 比如, 研究表明提高电子温度可以抑制参量不稳定性的增长^[37,38], FTU 和 JET 装置上就利用降低粒子再循环的手段提高等离子体边界的电子温度, 从而在接近 ITER 工作密度的情况下获得了有效的低杂波电流驱动^[39,40].

面临困境, 也有另外一种思路存在, 那就是尽量回避越来越复杂的物理, 而是采用目前已得到大量实验确认的结论. 例如 Fisch^[41]提出一种“振荡电流驱动”的工作模式. 其核心思想是利用电流扩散时间远大于电流建立时间(即碰撞弛豫时间)的特点, 在低密度下实现等离子体电流的高效率驱动, 然后在高密度上让电流自由弛豫; 当电流达到允许的最小值时, 再次重复上面的过程. 注意到电流建立阶段主要是快电子携带电流, 而电流弛豫阶段是热化的漂移电子携带电流, 可以考虑在两个阶段实现不同的电阻率来优化整体的电流驱动效率. 当然需要注意到, 要验证这种新的工作模式在实际聚变装置中的有效性还有很多未解决的问题, 包括对等离子体运行的挑战、控制两个阶段的电阻率所面临的物理问题、电流弛豫时间尺度下与其他过程的耦合等. 因此, 面临未来燃烧等离子体高参数稳态运行的需求, 实现高效率的射频波电流驱动仍然任务艰巨.

3 射频波流驱动

射频波的流驱动在最近得到极大关注. 相对于电流驱动, 流驱动问题更加复杂. 首先, 电流扩散时间尺度远大于输运时间尺度, 因此电流建立和其扩散过程可以分开考虑, 但流驱动和其输运过程密切耦合在一起, 从芯部到刮削层的过程都可能对等离子体流有影响; 其次, 等离子体中的动量输运如同粒子输运和热输运一样是反常的, 不能用经典碰撞输运理论完全解释, 而且其反常性不如热输运理解的透彻, 而电流建立所涉及的输运系数(即电阻率)几乎是反常性最弱的输运系数, 近似可用新经典修正的 Spitzer 电阻率描述; 最后, 研究电流驱动时通常只需要重点考虑电子动力学, 但在流驱动研究中一般都需要同时考虑电子和离子行为.

事实上, 由于流剪切被认为是触发 H 模的最主要因素, 流驱动的问题在二十世纪八九十年代研究低约束模态到高约束模态(L-H)转换中就被讨论. 不过, 当时的理论研究主要围绕极向流展开, 研究指出离子轨道损失^[42,43]、湍流驱动的极向非对称性导致的

自发旋转^[44]、新经典驱动^[45]、湍流雷诺应力^[46]都能驱动极向流. 在射频波作用下, 雷诺应力^[47]和动量输运^[48]等机制仍然有效, 另外波还可以直接通过非线性有质动力^[49-51]驱动极向流. 但是, 这些理论只有极少数在实验中得到部分证实或者证伪, 大部分则并没有进行针对性的实验验证.

相对于极向流, 对环向流的理解则存在更多的不确定因素. 物理上, 由于极向黏滞性和环向黏滞性的巨大差异, 极向流基本上完全是个驱动问题, 但环向流可能更多是弱驱动下的输运问题. 在实验上, L 模中的环向流通常是在逆电流方向, 与磁场位形及等离子体参数的关系也非常复杂^[52,53]. 在 H 模建立后, 在动量输入没有发生明显改变的情况下, 环向流通常会变为顺电流方向. 在很多情况下, 波的动量注入通常远小于环向流所携带的动量, 而且各种类型的功率注入, 包括各频段的波、中性束注入、甚至欧姆加热情况下都有类似现象, 人们因此称之为自发旋转或内禀旋转. Rice 等人^[54]对 L-H 转换时流速变化的大量实验现象进行了归纳, 得到一个环向旋转变化与储能改变成正比、与电流反比的定标率. 考虑储能改变大体与压强梯度增长相关, 而电流和密度相关, Rice 定标率或许可以认为是描述了压强梯度和洛伦兹力之间的平衡关系. 另外, Rice 定标率对实验数据的要求非常苛刻, 在一定程度上减低了它的普适性. 复杂的实验现象给理论带来巨大的挑战. 较早发展的和快粒子行为相关的理论^[55-58]可部分解释 ICRF 加热产生的流, 但无法解释 ECRF、中性束和欧姆加热中观测到的类似旋转. 基于亚经典输运的理论^[59,60]有一定的普适性, 但预测的动量小于观测值几个量级. 基于湍流的残余应力理论^[61]是目前比较热门的理论. 它认为流剪切等机制导致等离子体湍流谱的平行对称性被破坏, 因此雷诺应力包含不能写成扩散项和对流项的部分. 这部分被称为残余应力, 可以驱动等离子体的自发旋转. 考虑等离子体湍流由压强梯度驱动, 残余应力可以得到和 Rice 定标率类似的结论. Wang 等人^[62]则认为, 实验中观测的量是流速, 而不是动量密度, 因此在流速的控制方程中将会出现新的湍流加速项, 其来源可以大致理解为压强梯度驱动下离子声波动力学导致的平行方向上的湍性输运. 不过将流驱动和湍流演化及其自组织过程联系起来, 无论是湍流残余应力理论还是湍流加速理论可能需要更系统的直接实验验证^[63], 并与其他

理论进行相互印证. 事实上, 把等离子体流完全理解为自发旋转未必恰当, 尤其是在射频波驱动的情况下. 例如 C-Mod 装置上 ICRF 模式转换加热^[64]中的环向流远大于同储能下少数粒子加热中的环向流, 比 Rice 定标的自发旋转大两倍左右; 而低杂波实验中伴随电流驱动的环向流^[65]也不能用自发旋转定标描述.

由于环向流问题的复杂性, 想直接建立一个统一的驱动机制也许并不是非常现实. 从等离子体动量方程出发

$$\partial_t(nm\mathbf{V}) - nq\mathbf{V} \times \mathbf{B} = -\nabla p - \nabla \cdot \mathbf{\Pi} + nq\mathbf{E} + \mathbf{F}_{\text{rf}} + \dots \quad (4)$$

不妨考虑将射频波的效应分为直接驱动和间接驱动两类, 其中直接驱动效应是指直接在动量方程中表现出的效应, 包含波施加在等离子体上的非线性作用力 $\mathbf{F}_{\text{rf}}$ 、波导致的径向输运 V_r 或粒子损失等建立起的电场 $\mathbf{E}$ 、波加热导致的压强梯度 ∇p 增加等; 而所谓间接驱动效应主要指波加热与电流驱动通过改变平衡等离子体参数及其剖面, 影响等离子体的宏观和微观稳定性以及输运性质, 从而对射频波流驱动产生影响.

之前 ICRF 条件下和快粒子轨道有关的流驱动机制^[55~58]大都可以看成直接驱动效应, 但这些机制并不适合 ECRF 和 LHW. 当电子作为主要吸收粒子时, 射频波施加的动量只能通过电场或者电流耦合到离子运动方程或单流体运动方程中, 因此关键是如何通过电子动力学建立径向电场. 我们知道, 当通行电子获得平行动量时, 电流被驱动; 然而当俘获电子获得平行动量时, 电流驱动并不会发生, 而是通过轨道箍缩产生径向电子流(见图 3). 这个过程和环向电场下等离子体柱的 Ware 箍缩^[66]是类似的, 只不过这里环向动量是通过共振机制获得的, 因此具有明确的选择性. 只有共振电子参与的径向运动导致电荷分离, 可以建立起径向电场^[67]. 这种机制产生的电场正比于射频功率, 驱动效率依赖于俘获电子获得动量的份额在射频波平行波数谱下的加权和. 对于低

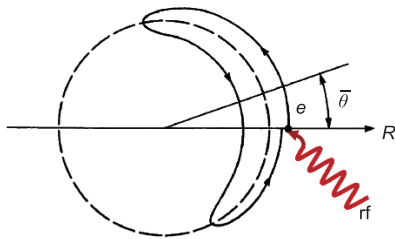


图3 (网络版彩色)射频波作用下的俘获电子共振箍缩

频快波注入, 该机制可以驱动可观的等离子体流; 但在低杂波等快电子驱动为主的情况下, 对流驱动起主要贡献的不再是用于电流驱动的低杂波波谱的主峰, 而是取决于波谱的精细结构. 这种流驱动的机制可以产生顺电流和逆电流方向的流动, 也为利用射频波注入同时驱动电流和流提供了一种可能的思路. 由于与低杂波波谱主峰共振的俘获电子数量非常少, Wang^[68]提出通行电子动量也可能通过碰撞将动量传递给离子, 离子向外漂移形成径向电场. 在这个机制下, 通过在新经典输运框架下加入反常动量输运系数, 可以获得和实验观测量级相当的环向转速. 但这种理论不足以解释实验中出现的顺电流方向的旋转. 随后, Guan 等人^[69]以及 Lee 等人^[70]指出由于环几何的因素, 极向方向的动量注入会对环向流的驱动有显著的贡献. 原则上极向波矢的选择有任意性, 因此可以获得顺电流和逆电流的驱动. 但如果考虑到驱动电流的要求, 极向波矢和环向波矢的关系需要进一步确定. 尽管理论研究取得了一定进展, 但是距离完全解释实验还有相当的差距. 可能需要在理论中考虑更多因素, 比如波的注入对感应电场及其相关效应的影响; 与真实二维甚至三维波传播程序的耦合也是必要的. 另外, EAST 上低杂波流驱动显示出刮削层流和芯部流的联系^[71], 因此波注入对刮削层的影响可能需要考虑; 而 C-MOD 观察到环向流先沿逆电流方向然后变化到顺电流方向的现象^[72], 可能表明实验观测到的旋转是多种机制互相竞争的结果.

注意到对波施加在等离子体上的非线性作用力(或者动量)是讨论直接驱动效应的关键. 之前我们提到功率沉积梯度导致的再分布力在射频波作用力中可能是重要的. 初步研究也表明, 在考虑环几何的情况下, 这个再分布力可以用来解释 ICRF 不同模式加热中不同的流驱动能力^[31]. 在模式转换加热下, 平行波数主要由极向波数决定, 再分布力不依赖于波平行谱的对称性; 而对于少数离子加热, 极向波数和环向波数对平行波数贡献相当, 再分布力项依赖于波平行谱的对称性. 对于几乎对称的 ICRF 平行谱的, 少数离子加热驱动的流就比较微弱. 半定量的估计可以得到在 C-Mod 参数下两种加热模式驱动流的差别大约在 60 km/s, 这和实验现象^[73]基本吻合.

除了在动量方程中体现的直接驱动效应外, 射频波注入的间接驱动效应也同样重要. 等离子体宏观磁流体不稳定性的改变, 会导致磁场三维结构的

变化, 从而影响新经典黏滞性, 进而影响等离子体流^[74]; 或者导致储能改变, 从而影响等离子体流^[75]. 而微观不稳定性发展导致湍流性质的不同, 从而影响动量输运, 而动量输运会显著改变等离子体流的分布^[76,77]. 解释 ECRH 条件下环向流变化的一种机制就认为是等离子体主要湍流模式从 ETG 和 TEM 的转换导致动量对流项向内和向外方向的改变^[78]. 需要注意的是, 波加热改变压力梯度, 然后通过力平衡方程影响流速是直接效应; 但压力梯度是不稳定性和湍流的主要自由能来源, 由于压力梯度改变影响动量输运, 或者通过湍流残余应力改变驱动流的行为则应该视为间接效应. 可以看到, 射频波的间接驱动效应通常需要涉及多尺度物理过程的耦合, 这为物理机制的研究带来了极大的困难.

4 展望

面对目前的研究现状, 考虑未来聚变研究的需求, 射频波电流驱动和流驱动可能需要在未来的研究中特别注意下面几个问题: (1) 电流和流驱动涉及动量问题, 其效果敏感地依赖于速度空间行为, 但驱动动量的空间分布同样重要, 它不仅影响电流与流的大小, 还影响其剖面分布. 波物理研究是个真正的

“相空间工程”, 因此在很多情况下基于动理学理论的研究是需要的. (2) 随着射频波功率的增强, 非线性效应越来越显著, 而原来的理论大都建立在线性或者准线性的基础上, 需要在非线性框架下重新考虑其中的关键物理. (3) 把非线性的框架进一步扩大. 电流驱动和流驱动受到等离子体约束、输运和不稳定性的影响, 同时驱动得到的等离子体电流和流又对等离子体宏观和微观不稳定性、进而对约束和输运有重要影响. 在长的时间尺度里, 这些物理过程完全耦合在一起. 这种耦合超越了单一过程的非线性, 对这种长时间下多尺度物理的非线性耦合应该发展新的研究思路和方法. (4) 模型化的研究方法可以比较容易和目前的实验研究相互结合, 但对未来参数范围进行外推预测以及在和其他过程相互耦合时, 则存在相当的不确定度. 基于第一性原理的基础研究可能是必要的. (5) 在未来聚变堆条件下, 目前一些射频波电流驱动或流驱动的手段将变得不再有效, 需要新的思路解决或者绕过这些困难.

概言之, 在磁约束聚变等离子体中, 开展波与等离子体相互作用的基础研究, 实现高适应性和高效率的射频波电流驱动和流驱动, 是一件意义重大, 但非常具有挑战性的工作.

参考文献

- 1 ITER Physics Expert Group on Confinement and Transport, ITER Physics Expert Group on Confinement Modelling and Database and ITER Physics Basis Editors. Chapter 2: Plasma confinement and transport. Nucl Fusion, 1999, 39: 2175–2250
- 2 ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control, and MHD and ITER Physics Basis Editors. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions. Nucl Fusion, 1999, 39: 2251–2390
- 3 ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors. Chapter 6: Plasma auxiliary heating and current drive. Nucl Fusion, 1999, 39: 2495–2540
- 4 Hemsworth R, Decamps R H, Graceffa J, et al. Status of the ITER heating neutral beam system. Nucl Fusion, 2009, 49: 045006
- 5 Strait E J, Taylor T S, Turnbull A D, et al. Wall stabilization of high-beta tokamak discharges in DIII-D. Phys Rev Lett, 1995, 74: 2483–2486
- 6 Chu M S, Greene J M, Jensen T H, et al. Effect of toroidal plasma flow and flow shear on global magnetohydrodynamic MHD modes. Phys Plasmas, 1995, 2: 2236–2241
- 7 Noterdaeme J M, Van Oost G. The interaction between waves in the ion-cyclotron range of frequencies and the plasma boundary. Plasma Phys Control Fusion, 1993, 35: 1481–1511
- 8 Colas L, Faudot E, Bremond S, et al. Theory and practice in ICRF antennas for long pulse operation. AIP Conf Proc, 2005, 787: 150–157
- 9 Pericoli R V, Apicella M L, Calabr O G, et al. Lower hybrid current drive efficiency in tokamaks and wave scattering by density fluctuations at the plasma edge. Nucl Fusion, 2011, 51: 113023
- 10 Liu C S, Tripathi V K. Parametric instabilities in a magnetized plasma. Phys Rep, 1986, 130: 143–216
- 11 Landau L D. On the vibration of the electronic plasma. J Phys (USSR), 1946, 10: 25–34
- 12 Dawson J. On Landau damping. Phys Fluids, 1961, 4: 869–874
- 13 Malmberg J H, Wharton C B. Dispersion of electron plasma waves. Phys Rev Lett, 1966, 17: 175–178

- 14 Fisch N J. Theory of current drive in plasmas. *Rev Mod Phys*, 1987, 59: 175–234
- 15 Wort D J H. The peristaltic tokamak. *Plasma Phys*, 1971, 13: 258–262
- 16 Fisch N J, Karney C F F. Current generation with low-frequency waves. *Phys Fluids*, 1981, 24: 27–39
- 17 Tan Y, Gao Z, He Y X. Analysis and design of the Alfvén wave antenna system for the SUNIST spherical tokamak. *Fusion Eng Design*, 2009, 84: 2064–2071
- 18 Fisch N J. Confining a tokamak plasma with rf-driven currents. *Phys Rev Lett*, 1978, 41: 873–876
- 19 Karney C F F, Fisch N J. Numerical studies of current generation by radio-frequency traveling waves. *Phys Fluids*, 1979, 22: 1817–1824
- 20 Fisch N J, Boozer A H. Creating an anisotropic plasma resistivity with waves. *Phys Rev Lett*, 1980, 45: 720–723
- 21 Ohkawa T. New methods of driving plasma current in fusion devices. *Nucl Fusion*, 1970, 10: 185–187
- 22 Fisch N J. Current generation by minority-species heating. *Nucl Fusion*, 1981, 21: 15–22
- 23 Ohkawa T. Plasma current drive by injection of photons with helicity. *Comments Plasma Phys Contr Fusion*, 1989, 12: 165–169
- 24 Klima R. Fluid description of particle-transport in HF heated magnetized plasma. *Czech J Phys Sect B*, 1980, 30: 874–884
- 25 Elfimov A G, Petrzilka V, Tataronis J A. Radial plasma transport and toroidal current driven by nonresonant ponderomotive forces. *Phys Plasmas*, 1994, 1: 2882–2889
- 26 Tsypin V S, Elfimov A G, de Azevedo C A, et al. Hydrodynamic description of Alfvén and fast-wave current drive in weakly collisional plasma of magnetic traps. *Phys Plasmas*, 1995, 2: 2784–2789
- 27 Chan V S, Chiu S C. Radio-frequency force and wave helicity transport. *Phys Fluids B*, 1993, 5: 3590–3595
- 28 Fukuyama A, Itoh K, Itoh S I, et al. Nonresonant current drive and helicity injection by radiofrequency waves. *Phys Fluids B*, 1993, 5: 539–549
- 29 Gao Z, Fisch N J, Qin H. Nonlinear ponderomotive force by low frequency waves and nonresonant current drive. *Phys Plasmas*, 2006, 13: 112307
- 30 Gao Z, Fisch N J, Qin H, et al. Nonlinear nonresonant forces by radio-frequency waves in plasmas. *Phys Plasmas*, 2007, 14: 084502
- 31 Chen J, Gao Z. Local nonlinear rf forces in inhomogeneous magnetized plasmas. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 062505
- 32 Gao Z, Chen J, Fisch N J. Parallel rf force driven by the inhomogeneity of power absorption in magnetized plasma. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 235004
- 33 Cesario R, Amicucci L, Calabro G, et al. Lower hybrid current drive at ITER-relevant high plasma densities. *AIP Conf Proc*, 2009, 1187: 419–422
- 34 Kirov K K, Baranov Y, Mailloux J, et al. LH power deposition and CD efficiency studies by application of modulated power at JET. *Nucl Fusion*, 2010, 50: 075003
- 35 Wallace G M, Parker R R, Bonoli P T, et al. Observations of lower hybrid wave absorption in the scrape off layer of a diverted tokamak. *AIP Conf Proc*, 2009, 1187: 395–398
- 36 Ding B J, Kong E H, Li M H, et al. Experimental investigations of LHW-plasma coupling and current drive related to achieving H-mode plasmas in EAST. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 113027
- 37 Cesario R, Cardinali A, Castaldo C, et al. Spectral broadening of lower hybrid waves produced by parametric instability in current drive experiments of tokamak plasmas. *Nucl Fusion*, 2006, 46: 462–476
- 38 Zhao A, Gao Z. Parameter study of parametric instabilities during lower hybrid wave injection into tokamaks. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 083015
- 39 Cesario R, Amicucci L, Castaldo C, et al. Plasma edge density and lower hybrid current drive in JET. *Plasma Phys Contr Fusion*, 2011, 51: 085011
- 40 Cesario R, Amicucci L, Cardinali A, et al. Current drive at plasma densities required for thermonuclear reactors. *Nat Commun*, 2010, 1: 55
- 41 Fisch N J. Some unsolved challenges in radio-frequency heating and current drive. *Fusion Sci Tech*, 2014, 65: 79–87
- 42 Itoh S I, Itoh K. Model of L-mode to H-mode transition in tokamak. *Phys Rev Lett*, 1988, 60: 2276–2279
- 43 Shaing K C, Zhang Y Z. Transition to high mode induced by reduction of magnetic stress. *Phys Plasmas*, 1995, 2: 3243–3245
- 44 Hassam A B, Antonsen T M, Drake J F, et al. Spontaneous poloidal spin-up of tokamaks and the transition to H-mode. *Phys Rev Lett*, 1991, 66: 309–312
- 45 Rozhansky V, Tendler M. The effect of the radial electric field on the L-H transition in tokamaks. *Phys Fluids B*, 1992, 4: 1877–1888
- 46 Hasegawa A, Wakatani M. Self-organization of electrostatic turbulence in a cylindrical plasma. *Phys Rev Lett*, 1987, 59: 1581–1584
- 47 LeBlanc B P, Bell R E, Bernabei S. Direct observation of ion-Bernstein-wave-induced poloidal flow in TFTR. *Phys Rev Lett*, 1999, 82: 331–334
- 48 Perkins F W, White R B, Bonoli P T, et al. Generation of plasma rotation in a tokamak by ion-cyclotron absorption of fast Alfvén waves. *Phys Plasmas*, 2001, 8: 2181–2187

- 49 Jaeger E F, Berry L A, Batchelor D B. Second-order radio frequency kinetic theory with applications to flow drive and heating in tokamak plasmas. *Phys Plasmas*, 2000, 7: 641–656
- 50 Jaeger E F, Berry L A, Batchelor D B. Full-wave calculation of sheared poloidal flow driven by high-harmonic ion Bernstein waves in tokamak plasmas. *Phys Plasmas*, 2000, 7: 3319–3329
- 51 Myra J R, D'Ippolito D A. Poloidal force generation by applied radio frequency waves. *Phys Plasmas*, 2000, 7: 3600–3609
- 52 Rice J E, Lee W D, Marmor E S, et al. Observations of anomalous momentum transport in Alcator C-Mod plasmas with no momentum input. *Nucl Fusion*, 2004, 44: 379–386
- 53 Labombard B, Rice J E, Hubbard A E, et al. Transport-driven scrape-off-layer flows and the boundary conditions imposed at the magnetic separatrix in a tokamak plasma. *Nucl Fusion*, 2004, 44: 1047–1066
- 54 Rice J E, Ince-Cushman A, deGrassie J S, et al. Inter-machine comparison of intrinsic toroidal rotation in tokamaks. *Nucl Fusion*, 2007, 47: 1618–1624
- 55 Chang C S, Phillips C K, White R, et al. Generation of plasma rotation by ion cyclotron resonance heating in tokamaks. *Phys Plasmas*, 1999, 6: 1969–1977
- 56 Perkins F W, White R B, Chan V S. On plasma rotation induced by traveling fast Alfvén waves. *Phys Plasmas*, 2002, 9: 511–516
- 57 Chan V S, Chiu S C, Omelchenko Y A. Radio-frequency-driven radial current and plasma rotation in a tokamak. *Phys Plasmas*, 2002, 9: 501–510
- 58 Eriksson L G, Porcelli F. Toroidal plasma rotation induced by fast ions without external momentum injection in tokamaks. *Nucl Fusion*, 2002, 42: 959–971
- 59 Rogister A L. A unified theory of transport barriers and of subneoclassical transport. *Phys Plasmas*, 1999, 6: 200–213
- 60 Claassen H A, Gerhauser H, Rogister A, et al. Neoclassical theory of rotation and electric field in high collisionality plasmas with steep gradients. *Phys Plasmas*, 2000, 7: 3699–3706
- 61 Diamond P H, McDevitt C J, Guercan O D, et al. Physics of non-diffusive turbulent transport of momentum and the origins of spontaneous rotation in tokamaks. *Nucl Fusion*, 2009, 49: 045002
- 62 Wang L, Diamond P H. Gyrokinetic theory of turbulent acceleration of parallel rotation in tokamak plasmas. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 265006
- 63 Yan Z, Xu M, Diamond P H, et al. Intrinsic rotation from a residual stress at the boundary of a cylindrical laboratory plasma. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 065002
- 64 Lin Y, Rice J E, Wukitch S J, et al. Observation of ion-cyclotron-frequency mode-conversion flow drive in tokamak plasmas. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 235002
- 65 Rice J E, Ince-Cushman A C, Bonoli P T, et al. Observations of counter-current toroidal rotation in Alcator C-Mod LHCD plasmas. *Nucl Fusion*, 2009, 49: 025004
- 66 Ware A A. Pinch effect for trapped particles in a tokamak. *Phys Rev Lett*, 1970, 25: 15–17
- 67 Gao Z, Fisch N J, Qin H. Radial electric field generated by resonant trapped electron pinch with radio frequency injection in a tokamak plasma. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 082507
- 68 Wang S J. Toroidal rotation and radial electric field driven by the lower-hybrid-wave in a tokamak fusion reactor. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 102502
- 69 Guan X Y, Qin H, Liu J, et al. On the toroidal plasma rotations induced by lower hybrid waves. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 022502
- 70 Lee J, Parra F I, Parker R R, et al. Perpendicular momentum injection by lower hybrid wave in a tokamak. *Plasma Phys Contr Fusion*, 2012, 54: 125005
- 71 Shi Y J, Xu G S, Wang F D, et al. Observation of cocurrent toroidal rotation in the EAST tokamak with lower-hybrid current drive. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 235001
- 72 Rice J E, Podpaly Y A, Reinke M L, et al. Effects of LHRF on toroidal rotation in Alcator C-Mod plasmas. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 093015
- 73 Lin Y, Rice J E, Wukitch S J, et al. Observation of ion cyclotron range of frequencies mode conversion plasma flow drive on Alcator C-Mod. *Phys Plasmas*, 2009, 16: 056102
- 74 Seol J, Lee S G, Park B H, et al. Effects of electron-cyclotron-resonance-heating-induced internal kink mode on the toroidal rotation in the KSTAR tokamak. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 195003
- 75 DeGrassie J S, Baker D R, Brennan D, et al. Co-toroidal plasma rotation with electron cyclotron power in DIII-D. *AIP Conf Proc*, 2001, 595: 294–297
- 76 McDermott R M, Angioni C, Dux R, et al. Effect of electron cyclotron resonance heating on toroidal rotation in ASDEX Upgrade H-mode discharges. *Plasma Phys Contr Fusion*, 2011, 53: 035007
- 77 Yoshida M, Sakamoto Y, Takenaga H, et al. Rotation drive and momentum transport with electron cyclotron heating in tokamak plasmas. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 065003

- 78 Shi Y J, Ko W H, Kwon J M, et al. ECH effects on toroidal rotation: KSTAR experiments, intrinsic torque modelling and gyrokinetic stability analyses. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 113031

Radio-frequency current drive and flow drive in magnetic confinement fusion plasma

GAO Zhe

Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China

Radio-frequency (rf) waves can penetrate fusion plasmas and deposit energy and momentum through collisionless mechanisms, resulting in plasma heating and, in some cases, current drive and flow drive. The advantage of this noninductive current drive is that a tokamak-type fusion reactor can be operated at a steady state. Meanwhile, an appropriate profile of plasma current and a significant plasma flow are important in stabilizing magnetohydrodynamics instabilities and realizing and sustaining high-performance confinement regimes. Therefore, rf current drive and flow drive are important in research on the physics of magnetic confinement fusion plasma. This paper presents the elementary physics of wave–particle interactions in plasmas, reviews the present status and challenges of research on rf current drive and flow drive, and suggests possible research strategies. Several problems are highlighted. These include the intrinsic relation of resonant absorption to the reduction of rf current drive efficiency in high-density plasmas; the existence/feasibility of a nonresonant drive scheme; the possibility of increasing the drive efficiency within the resonant mechanism; the direct and indirect effects of rf waves in flow drive, especially the generalized ponderomotive force generated by rf waves; and nonlinear processes during the coupling and propagation of waves, such as parametric decay instabilities, and their possible effects on current drive and flow drive.

magnetic confinement fusion plasma, radio-frequency wave, current drive, flow drive, plasma rotation

doi: 10.1360/N972014-00541