

钨中氦热脱附特性的定量研究

王 维^{1,2}, 张学希³, 叶小球², 陈长安², 王 鹏³, 周燕燕², 高 涛¹

(1. 四川大学, 四川 成都 610065)

(2. 表面物理与化学重点实验室, 四川 江油 621908)

(3. 中国科学院兰州化学物理研究所 固体润滑国家重点实验室, 甘肃 兰州 730050)

摘 要: 采用热脱附谱方法定量研究了多晶 W 经能量为 100 eV/D、注量为 3.8×10^{24} D/m² 的 D⁺辐照作用后, 不同升温速率下氦的热脱附特性。研究发现, 氦的热脱附量在不同升温速率下均为 10²² D/m² 量级, 随着升温速率的增大, 氦的热脱附峰峰位向高温方向移动。多晶 W 中氦的热脱附行为符合一级反应特征, 钨中空位是氦在钨中的主要俘获态, 氦原子的热脱附能为 1.04 eV。

关键词: 钨; 氦; 热脱附; 热脱附能; 辐照缺陷; 空位

中图分类号: TL62⁺.7

文献标识码: A

文章编号: 1002-185X(2018)12-3735-06

复杂的聚变堆反应环境中, 面向等离子体材料受到氘(D)、氚(T)及氦(He)等离子和中子的共同辐照作用, 产生辐照缺陷、氢同位素及氦滞留量增加等现象, 导致其服役性能降低, 聚变装置运行不稳定^[1-3]。氢及其同位素在 W 中的溶解度低, 且钨熔点高、热力学性质良好, 已成为聚变堆反应环境的主要候选材料之一^[4-7]。但 W 中各种晶格缺陷(如: 晶界、位错、杂质、空位、空位团簇、孔洞等)的产生对氢同位素及氦的滞留量会产生较大的影响^[8-11]。例如, W 经低能(10~100 eV/D)、大束流(束流密度为 10^{22} D·m⁻²·s⁻¹)的 D⁺辐照作用后, 在辐照温度为 400~500 K 时, W 表面起泡严重, 气泡大且密集, D 滞留量迅速增加; 但当辐照温度 ≥ 700 K 时, W 表面的气泡变小, D 滞留量显著降低^[12-14]。在不同辐照条件下, W 中氢同位素的俘获能、脱附激活能、脱附速率常数、脱附量等参数的获得, 对评估钨的服役性能、聚变堆燃料的物料平衡及制定合适的燃料回收工艺至关重要。

热脱附谱图(TDS)是研究氢同位素、氦及杂质与聚变堆面向等离子体第一壁材料相互作用行为的有效手段。TDS 谱图上的每个特征峰对应于氢同位素、氦等从不同捕获状态的解离过程。研究发现, 氢(或氦)与缺陷(例如位错、空位、空位团簇等)的结合能低, 空位对氢的俘获能为 1.07~1.6 eV^[11,15], 空位团簇的俘获能为 1.7~2.2 eV^[15-17], 所以 W 中氢(或氦)的热脱

附峰通常出现在温度为 300~900 K^[18-21]。然而, 上述能量数据多是理论模拟计算结果, 存在很大的不确定性, 直接的实验数据仍较为缺乏, 这不利于相关物性数据库的建立。

基于此, 本工作通过 TDS 实验定量研究了多晶 W 经能量为 100 eV/D、注量为 3.8×10^{24} D/m² 的 D⁺辐照作用后, 在不同升温速率下氦的热脱附特性, 获得了氦热脱附的特征峰峰位、热脱附温度、热脱附激活能、热脱附量等相关特性参数, 进一步丰富了面向等离子体材料 W 的基础物性数据, 为后续相关工艺参数的制定提供了技术支撑。

1 实 验

本实验所使用的多晶钨样品为 ITER 级钨(购自北京安泰公司), 纯度为 99.9%, 线切割为 10 mm×10 mm×0.5 mm 的方形钨片。钨片在高真空($\sim 5.0 \times 10^{-5}$ Pa)、高温(1173 K)退火 1 h, 以去除样品中残留的杂质气体, 并消除因线切割产生的残余应力。线切割后的样品表面不光滑, 为排除其粗糙程度对 D、T、He 等粒子的滞留行为影响^[1,2], 故对样品表面进行机械打磨抛光至镜面, 然后分别用去离子水、丙酮、乙醇对其超声波清洗, 以去除打磨抛光过程中滞留的油污、抛光剂等杂质。随后, 再次在 10^{-5} Pa 高真空、1173 K 高温下继续退火 1 h, 以减少因机械抛光产生的残余应

收稿日期: 2017-12-25

基金项目: 国家磁约束聚变计划专项(2015GB109002); 国家自然科学基金青年基金(21401173); 中国工程物理研究院科学技术发展基金(2014B0301048)

作者简介: 王 维, 女, 1992 年生, 硕士生, 四川大学原子与分子物理研究所, 四川 成都 610065, E-mail: 1358372882@qq.com

力、缺陷和杂质气体等。

氘等离子体辐照实验在中科院兰州化学物理研究所的直线等离子体发生装置(LEPS)上完成。该装置产生的离子流量为 $10^{21} \sim 10^{22} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ；等离子体密度及温度的大小受轴向磁场的磁场强度($<0.18 \text{ T}$)限制，等离子体束斑直径为 $40 \sim 50 \text{ mm}$ ；等离子体参数通过朗缪尔探针(ESPION Hidden)和等离子体质量能量分析仪(EQP Hidden)测量。样品台的温度通过主动水冷装置调控，温度的大小通过热电偶和红外热成像仪测量。本次实验中 D^+ 的辐照能量为 100 eV/D ，剂量(flucose)为 $3.8 \times 10^{24} \text{ D/m}^2$ ，束流(flux)为 $2.1 \times 10^{21} \text{ D/(m}^2 \cdot \text{s)}$ ，辐照温度为 393 K ，辐照时间为 30 min 。热脱附实验在表面物理与化学重点实验室超高真空气-固反应系统(真空度高于 10^{-6} Pa)上进行。该 TDS 装置上的四极质谱(QMS)仪，能够对样品加热时真空中残余气体的组分进行有效检测，以进一步判断杂质元素在样品中的俘获状态和滞留量。每次 TDS 测试前均用标准漏孔对四极质谱所测荷质比为 $4(\text{D}_2 \text{ 和 He})$ 的离子流信号进行定量校准，以保证实验所测脱附速率的准确性。本次实验中的热脱附行为主要以 D_2 信号为准，但在计算总的 D 滞留量时同时考虑了 D_2 和 HD 信号的贡献。TDS 实验过程中温度的变化通过日本岛电 FP93 可编程 PID 调节器进行程序调控，测试温度最高设置为 1323 K ，升温速率分别为 5 、 10 、 15 和 20 K/min ，样品实际温度的大小通过经计量单位校准的 S 型热电偶实时测试。W 样品表面形貌的变化通过德国蔡司 EVO18 扫描电镜(SEM)进行表征。

2 结果及讨论

2.1 表面形貌的变化

图 1 为通过 SEM 所观察到的 W 样品经氘粒子辐照作用前及其 TDS 测试后表面形貌的变化。W 经打磨抛光及退火后，表面较为平整，未观察到裂纹、孔洞、气泡等缺陷(图 1a)。W 表面经辐照能量为 100 eV/D 、注量为 $3.8 \times 10^{24} \text{ D/m}^2$ 的 D^+ 辐照作用，表面变得粗糙，出现形状大小各异的凹坑(pits)、孔洞(hole)以及气泡(blister)等不同程度的损伤现象。 D^+ 轰击到钨表面后，一部分 D 会逃逸出 W 材料，从而使 W 表面产生凹坑和孔洞等辐照损伤现象；另一部分 D 则会在 W 表面沉积、扩散和累积，W 中累积的 D 会形成很大压强，当压强能使 W 形成屈服时就会产生凸起的形状即气泡。不同的辐照缺陷与 D 的结合能不一样，所以辐照后的 W 样品表面进行 TDS 实验测试后，表面较为微小的缺陷可能在高温作用后消失，但某些结合能较大的辐照缺陷如气泡、孔洞等仍能够观察到如图 1b 所示。

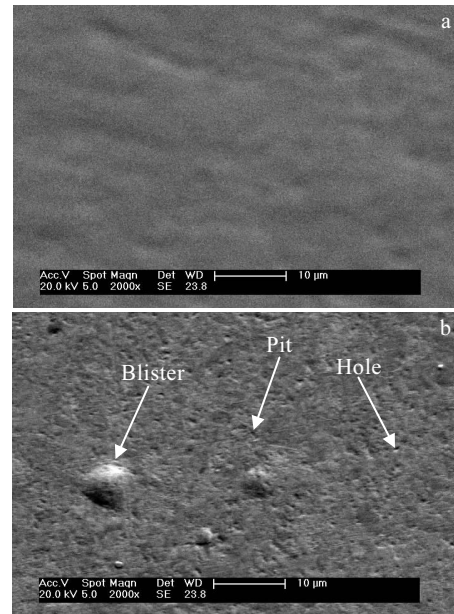


图 1 W 辐照前及 TDS 测试后的表面形貌

Fig.1 Surface morphologies of W before irradiation (a) and after TDS (b)

2.2 氘离子流信号校准

本实验选用的漏孔是 TDL2088-8B-7 型真空标准漏孔，铭牌漏率为 $2.3 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ ($T=300 \text{ K}$, $P=100 \text{ kPa}$, He)。通过定容法研究了示漏气体分别为 D_2 、He 时，真空标准漏孔漏率与其入口端示漏气体压强(100 、 200 、 300 、 400 kPa)之间的关系，如图 2a 所示。由于漏孔出口端示漏气体的压强远远低于其入口端的压强，所以忽略出口端压强的影响。从图 2 中可以看出，随着入口端示漏气体介质压强($100 \sim 400 \text{ kPa}$)的增大，漏孔的漏率增大。通过对漏孔的漏率及其入口端示漏气体的压强进行最小二乘法拟合发现，线性关系并不是很好。然而，入口端示漏气体的压强和出口端压强的平方差，与真空漏孔的漏率进行最小二乘法拟合时有较好的线性关系，如图 2b 所示，即漏率与压强满足下述关系式^[22]：

$$Q = CP^n \quad (1)$$

式中： Q —漏孔漏率， $\text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ ； P —系统内部压强，Pa； C —待定常数，无量纲； n —待定常数，无量纲。

公式(1)中 $n=2$ ，这表明本实验中漏孔内的气体介质处于粘滞流状态。对于 D_2 、He，实验测得的公式(1)中各参数值如表 1 所示；据此可以求出特定压强所对应的漏率大小，进而可获得漏率与四极质谱所测的离子流强度的关系，即实现氘离子流信号的校准，如图 3 所示。

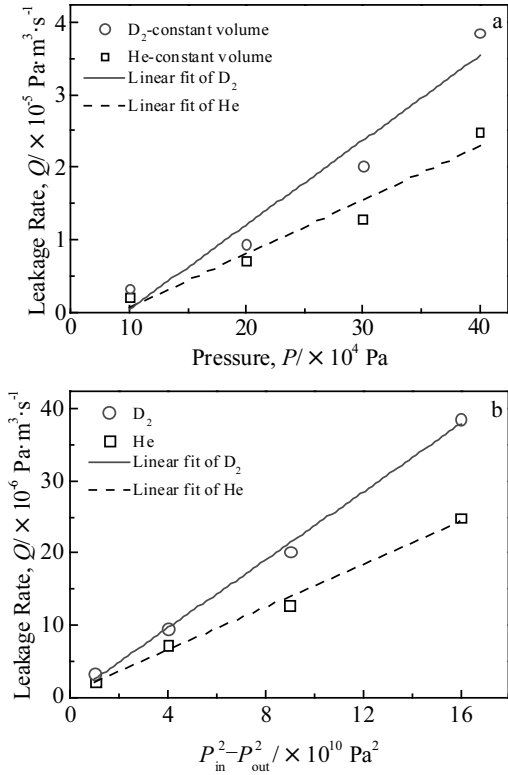


图 2 漏孔漏率与压强的关系

Fig.2 Relationship between the leakage rate and the pressure: (a) inlet pressure and (b) quadratic variance of the inlet pressure and the outlet pressure

表 1 漏孔漏率与压强关系的修正

Table 1 Calibration of the relationship between leakage rate and pressure

Method	Tracer gas	<i>n</i>	<i>C</i> /×10 ⁻¹⁶	Calibrated relationship
Constant	D ₂	2	2.4	$Q=2.4 \times 10^{-16} P^2+2 \times 10^{-17}$
Volume method	He	2	1.5	$Q=1.5 \times 10^{-16} P^2+6 \times 10^{-17}$

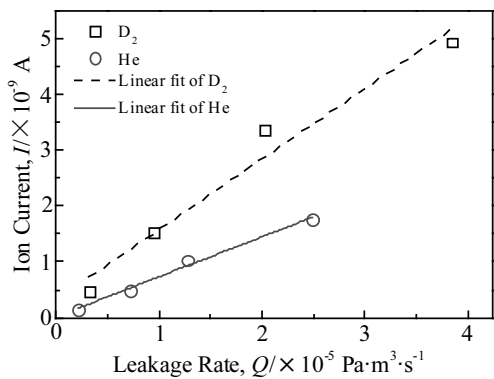


图 3 氘漏率与氘离子流信号强度的关系

Fig.3 Relationship between leakage rate and signal ion current of deuterium

2.3 热脱附谱

图 4 为 W 经 100 eV/D, 3.8×10²⁴ D/m² 的 D⁺辐照作用后, 不同升温速率下的 TDS 图谱。在热脱附温度为 483 K 左右时, 虽然 TDS 实验的升温速率不同, 但这时均可发现滞留于 W 中的 D 开始逐渐释放, 且样品的热解吸峰均符合 Gauss 分布, 解吸峰的形状为非对称峰, 所以具有一级反应解析缺陷的特征^[23]。随着升温速率的增大, D 从空位(或空位团簇等)释放的热脱附峰会向着高温移动, 例如: 升温速率分别为 5、10、15、20 K/min 时, 对应的热脱附温度分别为 646、670、683、692 K。另外, 还可以看热脱附峰的峰强随升温速率增大而变得更大。热脱附峰产生这些现象的原因, 可能是由于随着温度的升高, 不同升温速率下空位俘获缺陷发生了再分布, 使得缺陷中 D 的俘获释放能升高。缺陷中 D 的热脱附过程为吸热过程, 热脱附能越大, 其所需吸收的热量增大, 热脱附峰峰位所对应的热脱附温度增大, 峰位就会向高温移动。此外, D 的热脱附速率也会有所增加^[24-26]。目前, 关于不同升温速率对缺陷处 D 热脱附行为影响的研究较少, 相关作用机理尚不明确。

俘获位的类型以及它们的分布会影响 W 材料中 D 的热脱附行为。当热脱附峰位于 393~573 K 时, 通常认为 D 是从 W 中结合能较低的晶界、位错等本征缺陷处释放的^[3], 而位于 673 K 左右的热脱附峰则与辐照缺陷(可能是空位)处 D 的释放相关。表 2 从实验和理论计算上总结了钨中空位和空位团簇处 D 的释放, 可以发现空位对 D 的俘获能为 1.07±0.03~1.70 eV, 相应的脱附峰温度为 400~720 K; 空位团簇对 D 的俘获能为 2.1±0.02 eV 左右, 相应的脱附峰温度为 400~731 K。因此, 要明确钨中各种缺陷处 D 的释放, 不能仅

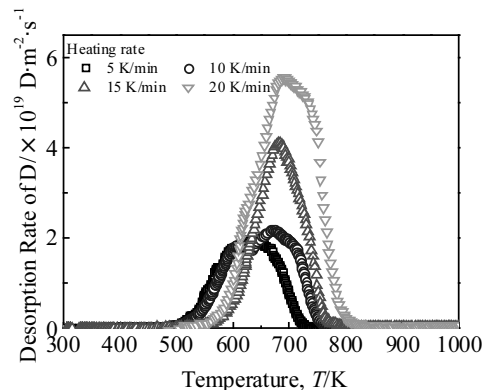


图 4 W 经 100 eV/D, 3.8×10²⁴ D/m² 的 D⁺辐照作用后不同升温速率下的 TDS 图谱

Fig.4 TDS patterns of W at different heating rates after irradiation with D⁺ of 100 eV/D and 3.8×10²⁴ D/m²

表 2 W 中空位/空位团簇处 D 的热脱附
Table 2 D thermal desorption from vacancy/vacancy clusters in W

Ion implantation conditions				TDS Results				
Irradiation temperature/K	Ion energy/eV	Fluence/D·m ⁻²	Heating rate/K·s ⁻¹	Desorption peak temperature/K	Detrapping energy/eV	D/H detrapped	Reference	
520	40	10 ²⁶	1	500	1.14	Vacancies detrapping the 3 rd to 5 th D	[26]	
				600	1.40	Vacancies detrapping the 1 st to 2 nd D		
				730	1.70	Vacancies detrapping D		
300~500	500	10 ²² ~10 ²⁴	5	520	1.07±0.03	Vacancies detrapping the 2 nd D	[27]	
				640	1.34±0.03	Vacancies detrapping the 1 st D		
				900	2.1±0.05	Void detrapping D		
313	670	10 ¹⁹	0.2~4	400~731	2.1±0.02	Vacancy clusters (consist of 4 to 10 vacancies) detrapping D	[11]	
313	670	10 ¹⁹	0.15~4	400~720	1.56±0.06	Vacancies detrapping D	[24]	
393	100	3.8×10 ²⁴	0.08~0.33	646~692	1.04	Vacancies detrapping D	This Work	
					(a)	1.18	Vacancies detrapping H	[28]
					(b)	1.57	Vacancies detrapping the 1 st to 2 nd H	[29]
					(c)	1.6	Vacancies detrapping the 1 st H	[30]
					1.57	Vacancies detrapping the 2 nd H		

Note: (a), (b), (c) are the theoretically calculated data when the vacancy in W captures hydrogen atoms

仅根据其热脱附峰的峰位来判断，还需要结合各缺陷对 D 的俘获能大小来判断。辐照能量较低时，钨因辐照作用产生的空位和空位团簇数量较少，但在 TDS 测试中伴随着加热升温会有空位团簇形成^[11,31]，从而不断地对 D 产生再俘获。结合图 4 中 D 的热脱附谱图及表 2 可初步判断本次实验中 D 可能是由空位处释放的，进一步的论证还需结合 D 的热脱附能分析。此外，本实验中 W 样品受 D⁺辐照作用的能量(100 eV/D)较低，所以辐照过程中所形成的空位数量相对较少。

在不同的升温速率作用下，TDS 实验中所获得的热脱附峰强度随升温速率的增大而增大。目前，对于这些变化并不完全清楚，可能的影响因素是源于异核分子的释放(HD, DHO, D₂O)^[32, 33]。例如，Zibrov^[24]等人发现随着升温速率的升高，HD 的释放量降低(0.15 K/s, 40%; 4 K/s, 22%)。在不同的升温速率下，HDO 和 D₂O 有轻微的变化。但是，无论如何，都比 D₂ 和 HD 要小。这就意味着，在样品的表面有相对少量的氧出现。这些改变可能是由于在不同升温速率的 TDS 实验中，样品表面吸附了不同含量的杂质气体(例如：氢，水)等造成的^[33]。

此外，W 样品中各种类型的缺陷对 D 的俘获需要不同的俘获能，损伤缺陷的分布与 D 滞留量的大小也有着密切联系，从而间接地控制着 TDS 图谱的形状；且随着缺陷浓度的增加，热脱附峰峰位通常也会向高温方向移动。W 中 D 的相对解析量可由脱附速率对时间的积分计算得到，当升温速率分别为 5、10、15 和 20 K/min 时，其相对热脱附量分别为：2.4×10²²、1.6×10²²、1.5×10²² 和 1.9×10²² D/m²。在不同的升温速

率下，W 中 D 的热脱附量均在 10²² D/m² 量级，并未随升温速率的变化而发生明显的变化(出现的较小波动可能与实验环境、样品中氘的实际注入量等相关)，故升温速率对 D 的热脱附总量影响不大。

在本实验中，由于辐照能量较低，结合图 1b 可以看出 W 样品受 D⁺辐照作用后，产生的辐照缺陷较少，浓度较低。在缺陷浓度较低(即所谓的脱附有限范围 detrapping-limited region)、材料表面 D-D 再结合速率较高的条件下，缺陷处 D 的结合能可以通过同种辐照条件下的样品在不同升温速率下的 TDS 特征峰峰位的变化来获得^[11,23,24]：

$$\ln\left(\frac{\beta}{T_p^2}\right) = \ln\left(A \frac{R}{E_a}\right) - \frac{E_a}{R} \cdot \frac{1}{T_p} \quad (2)$$

其中，E_a—金属中 D 的热脱附能，A—指前因子(正比于参与热脱附的 D 原子的振动频率)，R—普适气体常数，β—升温速率，T_p—特征热脱附峰温度。对公式(2)求偏微分，即可得到下述的 Arrhenius 方程式：

$$\frac{\partial \ln(\beta/T_p^2)}{\partial (1/T_p)} = -\frac{E_a}{R} \quad (3)$$

根据公式(3)，就可以得到不同升温速下金属中 D 的热脱附能 E_a。

以 -ln(β/T_p²) 即 2lnT_p-lnβ 为纵坐标，1/T_p 为横坐标做图，并对所有的实验数据通过最小二乘法进行拟合，结果如图 5 所示。拟合后实验数据具有良好的线性，这进一步说明在本实验条件下 TDS 的峰值及形状主要受升温速率影响，受再结合率的影响很小。根据图 5 的斜率 E_a/R，可求出 W 中 D 原子的热脱附能 E_a 为 100.3 kJ/mol(即 1.04 eV)，这与 Poon^[27]等人的实验结

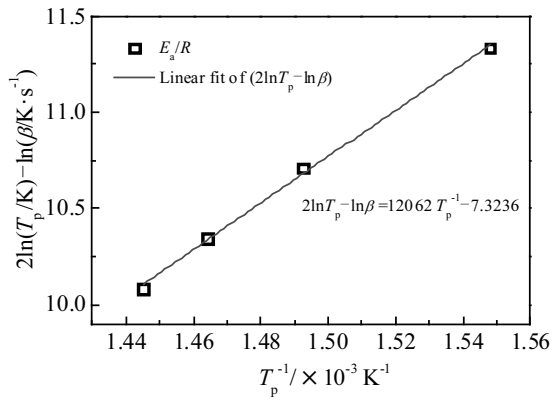


图 5 最小二乘法拟合 D 的热脱附参数 $-\ln(\beta/T_p^2) - 1/T_p$

Fig.5 Linearity fitting curve by method of least squares of thermal desorption parameters $-\ln(\beta/T_p^2) - 1/T_p$ of D

论有较好的一致性, 说明该热脱附峰峰位可能主要是由单一空位所俘获的第 2 个 D 原子热脱附而产生的。此外, 由其截距计算可以获得其脱附速率指前因子, 从而得到脱附速率常数表达式^[34]。

3 结 论

1) 不同升温速率下钨中氩的热脱附量均在 10^{22} D/m² 量级, 热脱附总量受升温速率的影响小。但随着升温速率的增大, 氩的热脱附峰峰位会向高温方向移动。

2) 根据 Arrhenius 公式绘制的 $-\ln(\beta/T_p^2) - 1/T_p$ 图具有较好的线性关系, 多晶 W 中氩的热脱附行为符合一级反应特征, 钨中空位是氩在钨中的主要俘获态, D 原子的热脱附能为 1.04 eV。研究结果进一步丰富了面向等离子材料 W 的基础物性数据, 为后续相关工艺参数的制定提供了技术支撑。

致 谢: 感谢北京航空航天大学吕广宏教授、袁悦博士, 中国原子能科学研究院夏体锐博士, 中国工程物理研究院朱康伟博士、梁传辉博士、金伟博士等参与讨论与指导。

参考文献 References

[1] Lemahieu N, Greuner H, Linke J *et al. Fusion Engineering and Design*[J], 2015, 98-99: 2020
 [2] Ogorodnikova O V, Roth J, Mayer M. *Journal of Nuclear Materials*[J], 2008, 373(1-3): 254
 [3] Miyamoto M, Nishijima D, Ueda Y *et al. Nuclear Fusion*[J], 2009, 49(6): 065 035
 [4] Finlay T J, Davis J W, Sugiyama K *et al. Physica Scripta*[J], 2016, T167: 014 042
 [5] Nobuta Y, Hatano Y, Torikai Y *et al. Fusion Engineering and Design*[J], 2016, 109-111: 1179

[6] Oya Y, Hatano Y, Shimada M *et al. Fusion Engineering and Design*[J], 2016, 113: 211
 [7] Chen Z, Han W J, Yu J G *et al. Journal of Nuclear Materials* [J], 2016, 472: 110
 [8] Tokunaga K, Baldwin M J, Doerner R P *et al. Journal of Nuclear Materials*[J], 2005, 337-339: 887
 [9] Middleburgh S C, Voskoboinikov R E, Guenette M C *et al. Journal of Nuclear Materials*[J], 2014, 448(1-3): 270
 [10] Finlay T J, Davis J W, Haasz A A. *Journal of Nuclear Materials*[J], 2015, 463: 997
 [11] Ryabtsev S, Gasparyan Y, Zibrov M *et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*[J], 2016, 382: 101
 [12] Luo G N, Shu W M, Nishi M. *Fusion Engineering and Design* [J], 2006, 81(8-14): 957
 [13] Tian Z, Davis J W, Haasz A A. *Journal of Nuclear Materials* [J], 2010, 399(1): 101
 [14] Ogorodnikova O V, Roth J, Mayer M. *Journal of Applied Physics*[J], 2008, 103(3): 034 902
 [15] Eleveld H, Van Veen A. *Journal of Nuclear Materials*[J], 1992, 191-194: 433
 [16] Gasparyan Y M, Ogorodnikova O V, Efimov V S *et al. Journal of Nuclear Materials*[J], 2015, 463: 1013
 [17] Gasparyan Y, Rasinski M, Mayer M *et al. Journal of Nuclear Materials*[J], 2011, 417(1-3): 540
 [18] Sato K, Tamiya R, Xu Q *et al. Nuclear Materials and Energy* [J], 2016, 9: 554
 [19] Xu Q, Zhang J, Maejima K *et al. Philosophical Magazine Letters*[J], 2016, 96(12): 477
 [20] Sakurada S, Yuyama K, Uemura Y *et al. Nuclear Materials and Energy*[J], 2016, 9: 141
 [21] Efimov V S, Gasparyan Y M, Pisarev A A. *Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*[J], 2013, 7(3): 472
 [22] Han Dan(韩 琰), Feng Qi(冯 琪), Yan Rongxin(闫荣鑫). *The 10th Chinese Annual Conference of Vacuum Measurement & Test(第十届全国真空计量测试年会)*[C]. Hefei: Chinese Vacuum Society, 2009: 26
 [23] Chen Chang'an(陈长安). *Thesis for Doctorate(博士论文)*[D]. Beijing: China Academy of Engineering Physics, 2003
 [24] Zibrov M, Ryabtsev S, Gasparyan Y *et al. Journal of Nuclear Materials*[J], 2016, 477: 292
 [25] Zibrov M, Gasparyan Y, Ryabtsev S *et al. Physics Procedia* [J], 2015, 71: 83
 [26] Zou Daren(邹达人), Jin Shuo(金 硕), Xu Ke(许 珂) *et al.*

- Acta Physica Sinica*(物理学报)[J], 2015, 64(7): 072 801
- [27] Poon M, Haasz A A, Davis J W. *Journal of Nuclear Materials* [J], 2008, 374(3): 390
- [28] Liu Y L, Zhou H B, Zhang Y. *Journal of Alloys and Compounds*[J], 2011, 509(33): 8277
- [29] You Y W, Kong X S, Wu X B *et al. AIP Advances*[J], 2013, 3(1): 012 118
- [30] Heinola K, Ahlgren T, Nordlund K *et al. Physical Review B Condensed Matter*[J], 2010, 82(9): 094 102
- [31] Ryabtsev S A, Gasparyan Y M, Zibrov M S *et al. Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*[J], 2016, 10(3): 658
- [32] Pisarev A A, Borisyuk Y V, Varava A V *et al. Journal of Nuclear Materials*[J], 1998, 258-263: 1138
- [33] Moshkunov K A, Schmid K, Mayer M *et al. Journal of Nuclear Materials*[J], 2010, 404(3): 174
- [34] Xia Tirui(夏体锐), Yang Hongguang(杨洪广), Hu Yong(胡勇) *et al. Journal of Chinese Mass Spectrometry Society(质谱学报)*[J], 2012, 33(5): 271

Quantitative Study on Thermal Desorption of Deuterium in Tungsten

Wang Wei^{1,2}, Zhang Xuexi³, Ye Xiaoqiu², Chen Chang'an², Wang Peng³, Zhou Yanyan², Gao Tao¹

(1. Sichuan University, Chengdu 610065, China)

(2. Science and Technology on Surface Physics and Chemistry Laboratory, Jiangyou 621908, China)

(3. State Key Laboratory of Solid Lubrication, Lanzhou Institution of Chemical Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730050, China)

Abstract: The polycrystalline W was irradiated with 100 eV D⁺ ions to the fluence of 3.8×10²⁴ D/m². And the subsequent thermal desorption characteristics of deuterium from W at different heating rates were investigated by thermal desorption spectroscopy. The results show that the total amount of deuterium desorption is about 10²² D/m² orders of magnitude. In particular, the thermal desorption peaks can shift to higher temperature side with the increase of heating rate. The thermal desorption behavior of deuterium in polycrystalline W is in accord with the first order reaction. The vacancy formation is the main trapping state of deuterium, and the thermal desorption energy of deuterium atom is 1.04 eV.

Key words: tungsten; deuterium; thermal desorption; thermal desorption energy; radiation defects; vacancy

Corresponding author: Ye Xiaoqiu, Ph. D., Associate Researcher, Science and Technology on Surface Physics and Chemistry Laboratory, Jiangyou 621908, P. R. China, E-mail: yexiaoqiu@caep.cn