

氢同位素球形靶丸在其相应高能离子 轰击下的消融

唐 福 林

(中国科学院力学研究所, 北京)

张 泽 田

(里萨国家实验室, 丹麦)

本文采用跨音速中性气体屏蔽模型, 得到了氢同位素球形靶丸在其相应高能离子轰击下的消融率 G_{is} , 及其定标律, s 可为氢或氦。计算表明, 当离子与电子的未扰态能量 $E_{0i}/E'_{0e} \geq 1.5$ 时, $G_{is}/G_{es} \geq 20\%$, G_{es} 为靶丸在等离子体电子轰击下的消融率。因此, 当聚变实验有中性粒子束注入加热时, 需考虑高能离子轰击对靶丸消融的影响。这也为此情况下靶丸消融强化提供了一种解释。

关键词 氢同位素, 球形靶丸, 离子, 消融, 定标律。

一、引 言

将氢同位素固体靶丸射入聚变反应堆是公认的反应堆燃料添加手段之一^[1]。此外, 靶丸射入还能作为诊断手段来测量等离子体的各种参数, 确定等离子体中主要元素和杂质的输运系数^[2], 以及改善等离子体的宏观稳定性^[3]。因此, 近年来各国科学家从理论和实验两方面对靶丸在等离子体中的消融进行了大量研究, 来确定靶丸射入所需的速度。

当靶丸射入等离子体后, 其表面受中子、 α 粒子、离子和电子等的轰击, 加热消融。消融物质在靶丸周围形成稠密的云层, 屏蔽靶丸受高能粒子的轰击。曾认为, 靶丸消融主要是由于等离子体中电子的轰击^[1]。但近年来的实验表明, 在许多环形聚变装置中, 当应用中性粒子束注入加热时, 靶丸消融加强。实验还发现, 此时在等离子体中出现了能量远高于电子的高能离子, 如表 1 所列数据所示。可能正是由于它们的轰击, 强化了靶丸的消融。为此, 高能离子轰击对靶丸消融的影响需进一步研究。

表 1 一些聚变实验装置中离子和电子的能量数据^[4]

装置名称	PDX	TFTR
中性粒子束功率, MW	1.1	33.5
高能离子的能量, keV $D_2 \rightarrow D$	50	120
等离子体中心的电子能量, keV	2.2	8.5

由于氘-氘反应是有实际应用意义的聚变反应之一。因此，本文除计算氢靶丸在 高能氘离子轰击下的消融率及消融定律外，还计算了氘靶丸的消融，并将它们与电子轰击引起的消融进行了比较。

二、方程及边界条件

由文献[5]可知，消融气的离解和电离，对靶丸消融率的影响不大，因此采用文献[6]的跨音速中性气体屏蔽模型。这时，消融气流由状态方程及守恒方程组来描述，即

$$p = \frac{\rho}{m} T, \quad (1)$$

$$\frac{G}{4\pi} \frac{d}{dr} (r^2 \rho u) = 0, \quad (2)$$

$$\rho u \frac{du}{dr} + \frac{dp}{dr} = 0, \quad (3)$$

$$\rho u \frac{d}{dr} \left[\frac{\gamma T}{(\gamma-1)m} + \frac{u^2}{2} \right] = Q, \quad (4)$$

式中 p , ρ , T 和 u 分别为消融气体的压力、密度、温度和速度， γ 和 m 分别为消融气的比热比和分子质量， r 为以靶丸中心为原点的径向距离。靶丸的消融率， $G = 4\pi r^2 \rho u = \text{常数}$ 。 Q 是体积能源，由入射高能离子提供，即

$$Q = \frac{dq}{dr}, \quad (5)$$

式中 q 为入射离子的能流。

离子的能流 q 与其能量 E 由下式联系，即

$$q = \frac{n_i v_i}{4} E, \quad (6)$$

此处

$$v_i = \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$E = 2T_i, \quad (8)$$

式中 n_i , v_i , m_i 及 T_i 分别为离子的数密度、速度、质量和温度，其下标“ i ”表示离子。

离子与消融气流相互作用时， E 和 q 的方程分别为

$$\frac{dE}{dr} = \frac{\rho L_m(E)}{m \langle \cos \theta \rangle}, \quad (9)$$

$$\frac{dq}{dr} = \frac{\rho}{m} A(E) q, \quad (10)$$

式中 $\langle \cos \theta \rangle$ 为入射离子与磁场夹角的余弦的平均值。当离子为各向同性时，

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \frac{1}{2}. \quad (11)$$

离子能流减弱总截面 $A(E)$ 由离子的能量损失函数 $L_m(E)$ 及总弹性反向散射截面 $\sigma(E)$ 决定，

$$A(E) = \frac{2L_m(E)}{E} + \sigma(E). \quad (12)$$

这样，方程(1)–(5)及(9)–(10)组成了描述氢同位素球形靶丸在相应高能离子轰击

下消融的方程组。文中除能量单位为eV外，其余量均采用国际单位制。

为使上述方程组能求解，还需知 $L_m(E)$ 和 $\sigma(E)$ 。一般讲，这些函数因元素而异，因此消融方程组也因方程(9)–(10)的形式有异而不尽相同。但由附录I得知，当氢或氘的分子气体与相应的离子相互碰撞时， $\sigma_s(E)$ 可取为零，而它们的损失函数分别为

$$L_{mH}(E) = \begin{cases} 0.9424 \times 10^{-20} E^{0.5} \text{ eV} \cdot \text{m}^2, & (E \geq 500 \text{ eV}) \\ 2.107 \times 10^{-19} \text{ eV} \cdot \text{m}^2, & (E < 500 \text{ eV}) \end{cases} \quad (13)$$

$$L_{mD}(E) = \begin{cases} 0.1187 \times 10^{-18} E^{0.5} \text{ eV} \cdot \text{m}^2, & (E \geq 500 \text{ eV}) \\ 2.6548 \times 10^{-19} \text{ eV} \cdot \text{m}^2, & (E < 500 \text{ eV}) \end{cases} \quad (14)$$

可见，对氢、氘而言， $L_{ms}(E)$ 和 $A_s(E)$ 只差一常数因子，即

$$\frac{L_{mD}(E)}{L_{mH}(E)} = \frac{A_D(E)}{A_H(E)} = 1.26. \quad (15)$$

这样，它们的消融也可由同一形式的方程组来描述。这里及以下，下标 $s=H$ 和 D ，分别表示氢和氘。

由于入射离子的能量很高，且离子的绝大部分能量沉积于音速半径 $r=r_*$ 的距离之内，因此，可假定，氢同位素离子在此处的能量 $E_{*s} \geq 500 \text{ eV}$ 。文中下标“*”表示消融气流及离子在消融气流达音速处的参数。经运算，并用 $r=r_*$ 处的相应量对方程进行无量纲化，最后可得一描述氢同位素球形靶丸消融的无量纲方程组，

$$\frac{d\bar{\rho}_s}{d\bar{r}} = \frac{2\bar{\rho}_s^2 \bar{r}^4 \bar{T}_s}{1 - \bar{\rho}_s^2 \bar{r}^4 \bar{T}_s} \left(\frac{\bar{q}_s \bar{A}_s \bar{\rho}_s \bar{r}^2}{\bar{T}} - \frac{1}{\bar{r}} \right) - \frac{2\bar{\rho}_s}{\bar{r}}, \quad (16)$$

$$\frac{d\bar{T}_s}{d\bar{r}} = 2\bar{q}_s \bar{A}_s \bar{\rho}_s \bar{r}^2 + \frac{(\gamma-1)}{\bar{\rho}_s^2 \bar{r}^4} \left(\frac{2}{\bar{r}} + \frac{1}{\bar{\rho}_s} \frac{d\bar{\rho}_s}{d\bar{r}} \right), \quad (17)$$

$$\frac{d\bar{q}_s}{d\bar{r}} = \lambda_* \bar{q}_s \bar{A}_s \bar{\rho}_s, \quad (18)$$

$$\bar{E}_s = \bar{q}_s, \quad (19)$$

$$\bar{A}_s = \begin{cases} \bar{q}_s^{-0.5}, & (E_s \geq 500 \text{ eV}) \\ 0.2236 \times 10^2 \bar{q}_s^{-1} E_{*s}^{-0.5}, & (E_s < 500 \text{ eV}) \end{cases} \quad (20)$$

上标“-”表示无量纲量。为简单起见，如无特殊需要，此后下标“s”将省略。

无量纲参数 λ_* 为

$$\lambda_* = \frac{2}{\gamma-1} \frac{\rho_* u_*^3}{q_*}, \quad (21)$$

或

$$\lambda_* = \frac{\rho_* A_* r_*}{m}. \quad (21a)$$

在靶丸表面 $r=r_p$ 处，由能量守恒得

$$q_v = \rho_v u_v h_v \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_v^2 + \frac{e}{h_v} \right), \quad (22)$$

式中 M 和 h 分别为消融气流的马赫数和焓，下标“v”表示消融气流和离子在靶丸表面的参数值。

靶丸消融时的表面过程缺乏实验观察，但根据氢同位素的温度-密度相图，表面温度至少应等于其相应的临界温度，因此取

$$T_{vH}=33\text{K}, T_{vD}=38\text{K}. \quad (23)$$

此时, 昇华所需的能量 ε_0 相应为

$$\varepsilon_H=0.475 \times 10^6 \text{J/kg}, \quad (24a)$$

$$\varepsilon_D=0.760 \times 10^6 \text{J/kg}. \quad (24b)$$

大量实验表明, 消融气流对靶丸有强烈的屏蔽作用, 即

$$\bar{q}_v \rightarrow 0, M_v^2 \approx 0. \quad (25)$$

考虑到(24a), (24b)和(25)式, 可得(22)式的无量纲表达式为

$$\frac{T_v}{\bar{q}_v} = \frac{\bar{r}_p^2}{\lambda_*}. \quad (26)$$

再根据对消融气流能量方程的分析, 不难得到

$$\frac{T_v}{\bar{q}_v} < 1. \quad (27)$$

最终, 靶丸表面的边界条件在 $\bar{r}=\bar{r}_p$ 处, 可写成

$$\bar{q}_v \rightarrow 0, \frac{T_v}{\bar{q}_v} < 1. \quad (28)$$

在消融气流的下游, 也即入射离子未受扰动, 流动趋于一渐近状态^[6], 此处的边界条件在 $\bar{r} \rightarrow \infty$ 处, 可写成

$$\begin{aligned} \bar{q} &\rightarrow \hat{q}, \\ \bar{E} &\rightarrow \hat{E}, \\ \bar{M} &= \left(\frac{5}{\gamma}\right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\hat{T} = \frac{\gamma}{5} \left(\frac{30 \hat{A} \hat{q}}{7\gamma - 5} \right)^{2/3} \bar{r}^{2/3},$$

$$\hat{\rho} = \left(\frac{30 \hat{A} \hat{q}}{7\gamma - 5} \right)^{-2/3} \bar{r}^{-2/3},$$

式中, 上标“ \wedge ”表示消融气流及离子在下游的渐近值。

三、方程的解及消融定标律

由上节可知, 靶丸消融是一不定边界、本征值 λ_* 的求解问题。通常采用试探法求解。图1是离子未扰态能量 $E_0=194.81\text{keV}$ 时, 氢同位素靶丸消融气流及离子的无量纲参数沿 \bar{r} 的分布。此时求得的 λ_* 和 \bar{r}_p 各为

$$\lambda_* = 0.9460, \quad (30)$$

$$\bar{r}_p = 0.6366.$$

由于氢同位素的损失函数 $L_m(E)$ 是不光滑的, 因此, λ_* 值将随 E_0 而变化。计算结果见表2。

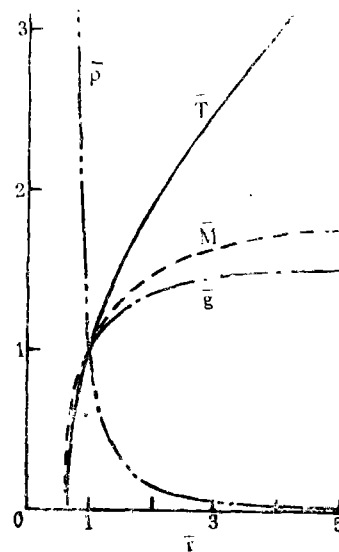


图1 消融气流及离子的无量纲参数沿 \bar{r} 的分布

表2 不同 E_0 时的计算结果

E_0, keV	31.10	77.88	155.80	194.81	233.78
λ_*	0.9405	0.9445	0.9455	0.9460	0.9460
\bar{r}_p	0.6380	0.6370	0.6367	0.6366	0.6366
$\hat{q}=\hat{E}$	1.5550	1.5575	1.5580	1.5585	1.5585
$(\bar{r}_p^2 \hat{q})^{-2/3} \lambda_*$	1.2761	1.2828	1.2847	1.2854	1.2854

靶丸消融定标律的确定是靶丸消融研究的主要目的之一。按消融率的定义, 可得

$$G_{is} \propto (\bar{r}_p^2 \hat{q})^{-2/3} \cdot \lambda_*(E_0) \cdot (r_p^4 n_{i0})^{1/3} \cdot E_0^{5/8} \cdot m_{is}^{1/2}. \quad (31)$$

由表 2 可见, 当 $E_0 \geq 30 \text{keV}$, 如取

$$(\bar{r}_p^2 \hat{q})^{-2/3} \cdot \lambda_*(E_0) = 1.28 = \text{常数}, \quad (32)$$

则可得消融定标律

$$G_{is} = \frac{1.5523 \times 10^4}{C_r^{2/3}} (r_p^4 n_{i0})^{1/3} \cdot E_0^{5/8} \cdot m_{is}^{1/2}. \quad (33)$$

(33)式的误差小于1%。对不同的元素, L_{ms} 不同, 因此, 对 $\text{H}_2 \rightarrow \text{H}^+$, $C_H=1$, 对 $\text{D}_2 \rightarrow \text{D}^+$, $C_D=1.26$ 。

最后可得

$$G_{iH} = 0.8978 \times 10^{-9} (r_p^4 n_{i0})^{1/3} E_{0H}^{0.833}, \quad (34)$$

$$G_{iD} = 1.0884 \times 10^{-9} (r_p^4 n_{i0})^{1/3} E_{0D}^{0.833}. \quad (35)$$

如 r_p , n_{i0} 和 E_{0s} 都相同, 则

$$G_{iD}/G_{iH} = 1.212. \quad (36)$$

由文献[6]得知, 在聚变感兴趣的温度范围内, 氢同位素球形靶丸在等离子体电子轰击下消融时的各参数为,

$$\bar{r}_p = 0.62 - 0.64,$$

$$\lambda_* = 0.925 - 0.98,$$

$$\hat{q}_0 = 1.56,$$

$$A_{0e} = 0.4453 \times 10^{-22} E_{0e}^{-1.735}.$$

由此可得到氢同位素靶丸在相应离子及电子轰击下的消融定标律之比为

$$\frac{G_{iH}}{G_{eH}} = 0.325 \left(\frac{n_{i0H}}{n_{0e}} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{E_{0H}}{E_{0e}} \right)^{0.833}, \quad (37)$$

$$\frac{G_{iD}}{G_{eD}} = 0.250 \left(\frac{n_{i0D}}{n_{0e}} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{E_{0D}}{E_{0e}} \right)^{0.833}, \quad (38)$$

式中下标“e”表示靶丸受电子轰击时的有关量。

采用中性粒子束注入加热时, 高能离子与等离子体电子的数密度之比^[4]通常为

$$\frac{n_{i0s}}{n_{0e}} = 10^{-1}. \quad (39)$$

在此数密度之比下, 由(37)和(38)式可得能量比系数 $I_s = \frac{E_{0s}}{E_{0e}^2}$ 与 G_{is}/G_{es} 的关系如图2所示。

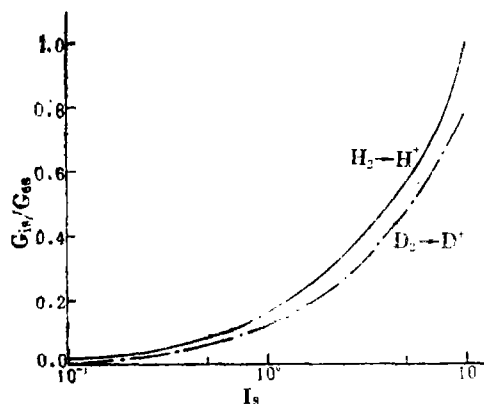


图2 G_{is}/G_{es} 与能量比系数的关系

四、结 论

(1) 由(37)和(38)式可看出, E_{0e} 对 G_{es} 的影响要大于 E_{0e} 对 G_{ie} 的影响, 这是由于 A_e 随 E_e 的变化比 A_{ie} 随 E_e 的变化剧烈;

(2) 氘靶丸的消融率要大于氢靶丸的消融率, 即

$$G_{iD} > G_{iH}.$$

但相对靶丸受电子轰击的消融率而言, 情况正相反, 即

$$\left(\frac{G_{iD}}{G_{eD}}\right) / \left(\frac{G_{iH}}{G_{eH}}\right) = 0.77;$$

(3) 由图2可见, 当 $I_e \geq 1.5$ 时, $G_{is}/G_{es} \geq 20\%$ 。有中性粒子束注入加热时, 一般 $I_e \geq 1.5$, 因此, 需考虑高能离子轰击对靶丸消融的影响。

本文部分工作由唐福林受欧洲共同体委员会资助在欧洲原子能联合研究所-丹麦里萨国家实验室完成, 谨此志谢。

附录 I 高能氢同位素离子与相应气体的分子相互碰撞时的能量损失函数 $L_m(E)$ 和总弹性反向散射截面 $\sigma(E)$

高能带电粒子与气体分子相互碰撞时的 $L_m(E)$ 和 $\sigma(E)$ 通常用带电粒子与相应气体原子的 $L_a(E)$ 和 $\sigma_a(E)$ 乘以一个分子内所包含的原子个数来求得^[7]。当离子以速度 v_i 与静止的原子相碰撞时,

$$L_m(E) = L_e(E) + L_n(E), \quad (A.1)$$

式中 $L_e(E)$ 为电子制动损失函数, $L_n(E)$ 为核子制动损失函数。它们由折合质量 γ_m , 林哈脱参数 eL , 屏蔽半径 a_L 及制动损失函数 $S_e(E)$ 所确定, 即

$$L_x(E) = \frac{\pi a_L^2 \gamma_m}{\left(\frac{eL}{E}\right)} S_x(E), \quad (A.2)$$

下标 $x=e$ 或 n , γ_m 由下式决定, 即

$$\gamma_m = \frac{4m_i m_a}{(m_i + m_a)^2}, \quad (A.3)$$

式中 m_i 为离子的质量, m_a 为原子的质量。当带电粒子能量位于10eV—100keV区间时, 林哈脱参数为,

$$eL = \frac{32.53 \times 10^3 m_a E}{Z_i Z_a (m_i + m_a) (Z_i^{2/3} + Z_a^{2/3})^{1/2}}, \quad (A.4)$$

$$a_L = 0.8853 a_0 (Z_i^{2/3} + Z_a^{2/3})^{-1/2}, \quad (A.5)$$

约简电子制动损失函数

$$S_e(E) = K_L eL^{1/2}, \quad (A.6)$$

约简核子制动损失函数

$$S_n(E) = \frac{\frac{1}{2} \ln(1 + eL)}{eL + 0.10718 eL^{0.37544}}. \quad (A.7)$$

而

$$K_L = \frac{0.0793 Z_i^{2/3} Z_a^{1/2} (m_i + m_a)^{3/2}}{(Z_i^{2/3} + Z_a^{2/3})^{3/2} 4 m_i^{3/2} m_a^{1/2}}, \quad (A.8)$$

式中 Z_i 和 Z_a 相应为离子的电荷数和原子序数, a_0 为波尔半径, $a_0 = 5.2918 \times 10^{-11} m$ 。

为确定总弹性反向散射截面 $\sigma(E)$, 应用林哈脱等^[8]推导的微分弹性散射截面

$$d\sigma = \pi a_L^2 \frac{dt}{2t^{3/2}} f(t^{1/2}), \quad (A.9)$$

式中 $t = e^2 \frac{T_{re}}{T_m}$ 。最大能量过渡 T_m 和最小能量过渡 T_{re} 相应为

$$T_m = \gamma_m E, \quad (A.10)$$

$$T_{re} = \frac{2m_i E}{m_i + m_a}. \quad (A.11)$$

数函 $f(t^{1/2})$ 可由文献[8]得到。

因为(A.9)式对单次和多次散射都适用,所以将其由 T_{re} 至 T_m 积分,即可得 $\sigma(E)$ 。

参 考 文 献

- [1] Chang, C. T. et al., *Nuclear Fusion*, 20(7), 859(1980).
- [2] Кутеев, Б. В., *Вопросы Атомной Науки И Техники*, 4(3), 3(1986).
- [3] Kaufmann, M. et al., *Nuclear Fusion*, 28(7), 827(1988).
- [4] Milora, S. L., ORNL/TM-8616, 1983, p.1.
- [5] Chang, C. T. et al., RISOE-M-2748, 1988, p.1.
- [6] Parks, P. B. et al., *Phys. Fluids*, 21(10), 1735(1978).
- [7] Schou, J., Ion Energy Dissipation and Sputtering During Bombardment of Multicomponent Materials, The NATO-ASI Meeting, Denmark, 1988, p.1.
- [8] Lindhard, J. et al., *Mat. Fys. Medd. Dan. Selsk.*, 33(10), 1(1968).

编辑部1990年10月17日收稿
1991年4月1日收到修改稿

ABLATION OF HYDROGEN ISOTOPIC SPHERICAL PELLLET DUE TO THE IMPACT OF ENERGETIC IONS OF RESPECTIVE ISOTOPE

TANG Fulin

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

CHANG C. T.

(RISOE National Laboratory, Denmark)

ABSTRACT

The ablation rate of a hydrogen isotopic spherical pellet G_{is} due to the impact of energetic ion of respective isotope and its scaling law are obtained using the transonic neutral-shielding model, where subscript s might refers to either hydrogen or deuterium. Numerical results show that if $E_{0s}/E_{0e}^2 \geq 1.5$, $G_{is}/G_{es} \geq 20\%$, where E_{0s} and E_{0e} are the energy of undisturbed ion and electron, respectively, and G_{es} is the ablation rate of pellet due to the impact of electrons. Hence, under the NBI heating, the effect of the impact of energetic ions on the pellet ablation should be taken into consideration. This result also gives an explanation to the observed enhancement of pellet ablation during NBIH.

Key words Hydrogen isotope, Spherical pellet, Ion, Ablation, Scaling law.