

文章编号: 1007-4627(2008)03-0240-09

# 金属环境中低能 $D(d, p)T$ 反应的研究\*

吕会议, 王铁山<sup>#</sup>, 陈建勇, 杨 振, 刘盛进, 方开洪

(兰州大学核科学与技术学院, 甘肃 兰州 730000)

**摘 要:** 近年来一系列实验表明, 金属环境中的低能带电粒子引起的核反应截面与气体靶中的相比出现明显增大, 这种现象通常被归结为电子屏蔽效应。全面介绍了金属环境中  $D(d, p)T$  反应电子屏蔽效应的测量方法、数据分析和实验结果的规律性, 并简要论述了包括德拜等离子体模型在内的各种理论模型对实验结果的解释。通过研究, 可以获得有关核物理、核天体物理和凝聚态物理的宝贵知识。

**关键词:** 低能核反应; 电子屏蔽效应; 德拜模型

**中图分类号:** O571.4      **文献标识码:** A

## 1 引言

核天体物理学研究的中心问题是带电粒子的热核反应。带电粒子热核反应截面是研究恒星演化进程中核能的产生和核素合成所必需的关键的核物理输入量之一, 所以实验室轻带电粒子核反应中的原子和分子效应是多年来核天体物理学家倾力研究的重要课题之一<sup>[1, 2]</sup>。近年来, 国内外许多科研单位均致力于这方面的研究, 如德国柏林技术大学光学与原子物理研究所、德国波鸿鲁尔大学离子束物理研究所、意大利国家核物理研究院及日本东北大学核科学实验室等单位, 国内的研究单位相对较少如中国原子能科学研究所和兰州大学等。

天体中所发生的带电粒子间热反应的特点是反应能量低, 并且发生在等离子体环境中。这类反应在实验研究上存在一定的困难: 首先是对实验仪器和实验环境的要求很高。反应中入射离子的能量比库仑势垒还要低, 必须考虑库仑势垒的作用。由于穿透库仑势垒隧道效应的影响, 反应截面随能量的降低成指数下降, 所要测量的反应截面数值非常小。这种条件下本底对测量的影响会很大, 所以要求有高灵敏度的实验仪器和低本底的实验环境。再者, 恒星等离子体条件在实验室中无法得到满足。为要获得等离子体内部核反应过程的知识, 以便尽

可能定量理解恒星演变过程, 所以要变通环境条件加以研究。因为金属中的电子气可以作为低温、高密度的等离子体模型, 这样金属环境中的  $D(d, p)T$  聚变反应就成为研究者们的主要研究对象。金属环境中  $D(d, p)T$  反应的库仑屏蔽是由原子中电子的作用引起的, 所以又称作电子屏蔽效应。库仑屏蔽作用的结果使得在低能时相对于裸核而言反应截面有很大程度的提高<sup>[3]</sup>。天体等离子体中的屏蔽效应则主要是由自由电子引起的, 它会导致恒星内部反应率提高几个量级<sup>[4]</sup>。所以库仑屏蔽成为核天体物理中一个重要的研究课题。

金属环境中的电子屏蔽效应使得库仑势垒有效高度变低、宽度减小(如图 1 所示)。由于其绝对数值较小, 所以在垒上反应时可以忽略; 而当入射能量低于库仑势垒能时, 其对截面测量的影响相对较大, 必须加以考虑。如果截面用天体物理学  $S$  因子表示为

$$\sigma(E) = S(E)E^{-1} \exp(-2\pi\eta(E)), \quad (1)$$

则电子屏蔽效应导致低能带电粒子所引起核反应的反应截面增大的增强因子可以表示为<sup>[3]</sup>

$$f_{\text{lab}}(E) = \frac{\sigma_s(E)}{\sigma_b(E)} = \frac{\sigma_b(E + U_e)}{\sigma_b(E)}$$

\* 收稿日期: 2007-08-30; 修改日期: 2008-03-31

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(A050314)

作者简介: 吕会议(1970-), 男(汉族), 河北邢台人, 博士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: huiyilv@gmail.com

# 通讯联系人: 王铁山, E-mail: bergkoenig518@yahoo.com.cn

$$= \frac{S_b(E + U_e)(E + U_e)^{-1} \exp(-2\pi\eta(E + U_e))}{S_b(E)E^{-1} \exp(-2\pi\eta(E))}$$

$$\approx E(E + U_e)^{-1} \exp\left(\frac{\pi\eta(E)U_e}{E}\right), U_e \ll E \quad (2)$$

式中,  $E$  是相互作用粒子在质心系的能量;  $U_e$  是电子屏蔽势能;  $S(E)$  是天体物理学  $S$  因子, 它表征纯粹的核相互作用对截面的贡献, 在无共振情况下对能量的变化并不敏感;  $\eta(E)$  是索末菲参数,  $\exp(-2\pi\eta(E))$  为 Gamow 因子, 表征裸核情况下穿透库仑势垒的几率, 它对库仑势垒的变化(高度或宽度)非常敏感; 下角标  $s$  和  $b$  分别表示有屏蔽效应和裸核两种情形。

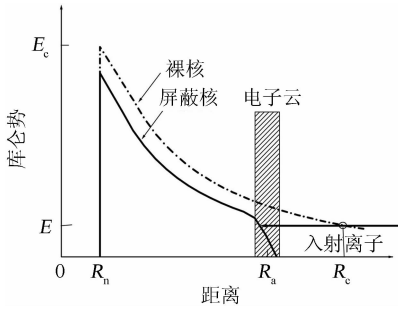


图1 靶原子电子云对入射离子与靶核之间库仑相互作用的影响示意图

$R_n$ ,  $R_a$  和  $R_c$  分别是靶核半径、靶原子半径和入射离子经典轨迹拐点,  $E_c$  为库仑势垒。

## 2 实验装置与数据分析方法

### 2.1 实验装置

本文主要论述金属环境中 D(d, p)T 反应的实验研究。实验中用的靶都是厚靶, 各研究单位的实验设备有许多共同之处, 比如对能量控制都很精确(截面与弹核能量成指数关系, 所以能量的很小变化就会引起测量结果有很大的浮动), 都注重真空度的提高(真空度对束流品质、靶都有很大影响), 实验所用探测器前面都挡有金属箔, 以防止散射的氦离子、二次电子等损伤探测器, 同时可以明显地区分能谱中 3 个峰(质子、氦和氦-3)等等。实验设备具体细节可见文献[5—8]。下面仅就国外各单位实验设备的特色部分加以描述。

德国柏林技术大学光学与原子物理研究所实验设备的主要特色为有利于对靶表面效应的研究<sup>[8]</sup>。具体表现在: (1) 在靶室装有精密的电磁阀, 用来注入气体调节残留气体的组成(靶下装有一个涡轮分

子泵排除这个范围内的气体, 以防止破坏靶室的真空), 以研究靶表面污染对靶表面的构成乃至对实验结果的影响; (2) 设备带有冷阱装置, 用来减少真空中的水蒸汽; (3) 所用探测器是 4 个 100 mm<sup>2</sup> 的 PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon) 探测器, 放在距靶 10 cm, 与束流方向夹角分别为 90°, 110°, 130° 和 150° (实验室系) 的位置, 并用 150 μg/cm<sup>2</sup> 铝箔遮蔽。

德国波鸿鲁尔大学离子束物理研究所的实验是在其校内 DTL (the Dynamitron Tandem Laboratory) 实验室进行的, 其实验设计则是适合于进行温度效应实验<sup>[6, 9]</sup>。实验的靶系统由以下几部分组成: (1) 镀有一层金属膜的金刚石(面积 20 mm × 20 mm, 厚 1 mm), 用电流加热; (2) 靶金属箔(15 mm × 17 mm) 与金刚石之间从下到上依次放置 MACOR (可加工陶瓷片, 厚 1 mm), 铜片(3 mm) 和 MACOR (1 mm)。上面的 MACOR 中间开的一个直径为 5 mm 的洞, 填充上同样形状 2 mm 厚的金刚石, 主要是对金属箔进行加热。金属箔对测量系统是电绝缘的。用热敏探针测量金刚石和金属箔的温度。4 个探测器放置在金属箔附近, 并用超低温设备冷却到 0 °C (可以降低电子学噪声提高探测精度)。靶前有两个准直器, 一个直径为 3 mm, 距靶 62 cm; 另一个直径为 6 mm, 距靶 280 cm。在两个准直器之间放置了一块电磁铁用来聚焦束流。束流强度控制在 2 μA 以下, 避免对靶温度产生影响(误差小于 2 °C)。硅探测器用 0.75 μm 镍金属膜遮蔽, 以阻挡强流弹性散射粒子。该实验室在近年来的实验中, 为了除去靶表面的污染物, 实验前用 35 keV Ar 束对靶的表面进行清理, 打掉表面原位的约 300 个原子层。然后再进行给定能量氦离子束的注入, 直到产额达到饱和为止。最后用弹性反冲探测分析法(Elastic Recoil Detection Analysis, 简称 ERDA) 检测氦的深度分布。

日本东北大学核科学实验室则是用 ΔE-E 探测系统提高测量精度<sup>[7]</sup>。该探测系统包含 50 和 200 μm 厚的 Au-Si 面垒探测器各一个。利用两个探测器信号的符合可以很好地降低电子学噪声。前边的 ΔE 探测器有 5 μm 厚的铝箔覆盖, 以阻止高能 δ 射线及散射的氦离子。探测器与束流方向成 145° 角。

### 2.2 数据分析方法

在数据分析中, 反应的实验产额即质子产额由

下式给出:

$$Y^\infty(E, q) = \frac{1}{\epsilon} \frac{dN}{dN_0}, \quad (3)$$

其中,  $\epsilon$  是探测效率,  $E$  是弹核能量,  $N$  是探测器探测到的质子数,  $N_0$  是入射氦离子数, 且  $N_0 = q/ze$ ,  $q$  是注入电荷量,  $z$  是入射弹核的电荷态。理论产额则可以通过下面的方程得到:

$$Y^\infty(E, q) = \int_0^R n(q, x) \sigma(E(x)) dx, \quad (4)$$

其中  $n(q, x)$  是氦密度。因为实验所用的是厚靶, 所以产额的计算中对整个射程进行了积分。为得到厚靶产额, 在数据分析中都假设氦的密度分布是均匀的, 并且是稳定的(事实上金属环境中氦有很高的迁移率, 并且与较重原子相比要高出很多量级<sup>[8]</sup>, 如果在实验前进行氦的注入时达到化学计量比的饱和状态, 则认为这一假设是成立的)。

波鲁尔大学采取的数据分析方法是经立体角转换、积分变量代换把方程(4)写成以下形式<sup>[10]</sup>:

$$Y^\infty(E, \theta) = \Omega \int_0^{E_0} K_\Omega(E, \theta) W(E, \theta) \times \sigma(E) \epsilon_{\text{eff}}(E)^{-1} dE, \quad (5)$$

其中,  $K_\Omega(E, \theta)$  是立体角转换因子,  $W(E, \theta)$  是角分布函数,  $\epsilon_{\text{eff}}(E)$  是靶的有效阻止本领。然后转换成薄靶产额, 即用相邻弹核能量对应产额的差与能量差的商作为薄靶产额:

$$Y(E, \theta) = \frac{Y^\infty(E, \theta) - Y^\infty(E - \Delta E, \theta)}{\Delta E}, \quad (6)$$

其中  $\Delta E$  是实验中弹核能量的步长。在这个步长范围内, 在测量角度上立体角转换因子与角分布函数的乘积变化并不大<sup>[11]</sup>, 可以作为常数  $\alpha$  (可由实验测得) 处理。这样结合方程(5)和(6)可以得到

$$Y(E, \theta) = \alpha \epsilon_{\text{eff}}(E)^{-1} \frac{\int_{E-\Delta E}^E \sigma(E) dE}{\Delta E}. \quad (7)$$

截面函数并不是一个常数, 所以可以定义一个有效能量  $E_{\text{eff}}$  (也可以由实验测出<sup>[6]</sup>), 在这个能量时的产额是方程(7)的一半, 则(7)式可写成以下形式:

$$Y(E, \theta) = \alpha \epsilon_{\text{eff}}(E)^{-1} \sigma(E_{\text{eff}}), \quad (8)$$

设靶材料表示为  $M_x D$ , 则有效阻止本领可以表示为<sup>[10]</sup>

$$\epsilon_{\text{eff}}(E) = \epsilon_D(E) + x \epsilon_M(E), \quad (9)$$

等式后边两项分别是氦和靶的阻止本领, 以  $e \cdot \text{Vatom}^{-1} \cdot \text{cm}^2$  为单位;  $x$  是化学计量比。考虑到屏蔽效应后(即用  $E + U_e$  替代公式中的  $E$ ), 方程(8)中就有两个自由参数  $x$  和  $U_e$ , 用它对实验结果进行拟合可以得出屏蔽势能的值。

日本东北大学核科学实验室用另一种分析方法对数据进行处理, 在实验室系下假定金属对氦离子的阻止本领与  $\sqrt{E}$  成正比。根据文献[12]假设下式成立:

$$\sigma(E) = \frac{A}{E} \exp\left(-\frac{A}{\sqrt{E}}\right). \quad (10)$$

因为  $S$  因子对能量  $E$  变化并不敏感, 所以这种假设带来的误差不会太大。经过立体角转换、积分变量转换, 由方程(5)求解积分得到:

$$Y^\infty(E) = C \exp\left(\frac{-B}{\sqrt{E}}\right), \quad C = \text{const} \quad (11)$$

定义一个归一化产额, 作为裸核的理论产额:

$$Y_{\text{norm}}^\infty = \frac{Y(E)}{Y(E_0)} = \frac{\exp\left(\frac{-B}{\sqrt{E}}\right)}{\exp\left(\frac{-B}{\sqrt{E_0}}\right)}, \quad (12)$$

其中,  $E_0$  是实验中弹核的最高能量,  $B$  在实验室系下值为 44.4。这样考虑屏蔽效应后的归一化产额为

$$Y_{\text{norm}}^\infty(E, U_e) = \frac{\exp\left(\frac{-44.4}{\sqrt{E+0.002U_e}}\right)}{\exp\left(\frac{-44.4}{\sqrt{E_0+0.002U_e}}\right)}, \quad (13)$$

其中, 系数 0.002 是因为  $U_e$  由质心系向实验室系转换而加上的。把实验得到的产额进行归一化处理后与方程(13)得到的数据, 根据  $x^2$  分布理论求出  $x^2$  最小值即可得到  $U_e$ 。

柏林技术大学光学与原子物理研究所进行数据分析处理方法是微分分析法<sup>[8]</sup>。考虑到粒子密度的不均匀性和不稳定性, 在方程(3)的处理过程中, 他们没有按惯例用差商代替微商, 而是保留了微分的形式。用下式作积分变量代换:

$$\frac{dE}{dx} = -\left(c_M + \frac{n(q)}{n_D} c_D\right) E^r, \quad r \in \{0.45, 0.5\}, \quad (14)$$

其中  $c_M$  和  $c_D$  分别是靶材料和氘的阻止本领系数，氘的密度  $n_D$  是对液态氘的相对密度。而截面采取文献[13]中给出的形式：

$$\sigma(E) = 2S_0 \frac{1 + \alpha E}{E} \exp\left(-\frac{44.44021}{\sqrt{E}}\right), \quad (15)$$

这样可以定义一个约化产额函数：

$$Y^\infty(E, q) = \frac{Y^\infty(E, q)}{\int_0^E \frac{\sigma(E)}{E^r} dE} = \frac{n(q)}{c_M + \frac{n(q)}{n_D} c_D} F(E), \quad (16)$$

$F(E)$  是考虑到实验产额与弹核能量密切相关而加上去的，显然它可以由经过修正的产额与没有修正产额的商得到：

$$F(E) = \frac{Y_{\text{mod}}^\infty(E)}{Y^\infty(E)} = \frac{y_{\text{mod}}^\infty(E)}{y^\infty(E)}. \quad (17)$$

很明显  $F(E)$  实际上就是厚靶的增强因子。所谓修正是考虑各种增强因素后的修正，如果只考虑屏蔽效应则根据方程(4)和(14)对厚靶产额的修正如下：

$$Y_{\text{scr}}^\infty(E) = \frac{n(q)}{c_M + \frac{n(q)}{n_D} c_D} \int_0^E \frac{\sigma(E + 2U_e)}{E^r} dE, \quad (18)$$

系数 2 是因实验室系与质心系能量转换需要而加的。但由于实验中得到的产额都是有增强效应的值，没有增强效应的产额值是未知的，所以把产额值对特定能量  $E_0$  (25 keV, 可以认为在这个能量时没有增强效应) 的产额值进行归一，这样可以得到一个归一化增强因子：

$$F_{\text{norm}}(E) = \frac{F(E)}{F(E_0)} = \frac{y(E)}{y(E_0)}, \quad (19)$$

结合方程(16), (17), (18)和(19), 它的理论归一化增强因子可以表示为<sup>[8]</sup>

$$F_{\text{norm}}(E) = \frac{\int_0^E \frac{\sigma(E + 2U_e)}{E^r} dE \int_0^E \frac{\sigma(E)}{E^r} dE}{\int_0^{E_0} \frac{\sigma(E + 2U_e)}{E^r} dE \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{E^r} dE}, \quad (20)$$

在这个方程中只有一个待定参数  $U_e$ , 对实验值进行拟合就可以得到  $U_e$  值。

### 3 D(d, p)T 反应的实验结果

#### 3.1 柏林技术大学的实验结果

表 1 列出的是柏林技术大学的实验结果。通过对实验数据的分析, 得出的结论是: 屏蔽势能包括了电子屏蔽、氘密度变化等因素所带来的增强效应。实验误差的主要来源是靶中氘密度深度分布的不均匀性, 实验中得到的屏蔽势能值是真实值的下限值。

表 1 柏林技术大学的实验结果<sup>[8]</sup>

材料	$U_e/\text{eV}$
Ta	322 ± 15
Zr	297 ± 8
Al	190 ± 15

#### 3.2 玻鸿鲁尔大学实验结果

玻鸿鲁尔大学对 D(d, p)T 反应研究的实验结果如表 2 所示<sup>[14]</sup>。其中,  $n_{\text{eff}}$  为每一个金属原子周围的价电子数目,  $n_{\text{eff}}(\text{Hall})$  为由金属霍尔效应求出的  $n_{\text{eff}}$  值。

表 2 DTL 实验室的实验结果<sup>(a)\*</sup>

	材料	$U_e/\text{eV}^{(b)}$	氢溶度(1/x) <sup>(c)</sup>	$n_{\text{eff}}$	$n_{\text{eff}}(\text{Hall})^{(d)}$
金属	Be	180 ± 40	0.08	0.2 ± 0.1	(0.21 ± 0.04)
	Mg	440 ± 40	0.11	3.0 ± 0.5	1.8 ± 0.4
	Al	520 ± 50	0.26	3.0 ± 0.6	3.1 ± 0.6
	V	480 ± 60	0.04	2.1 ± 0.5	(1.1 ± 0.2)
	Cr	320 ± 70	0.15	0.8 ± 0.4	(0.20 ± 0.04)
	Mn	390 ± 50	0.12	1.2 ± 0.3	(0.8 ± 0.2)
	Fe	460 ± 60	0.06	1.7 ± 0.4	(3.0 ± 0.6)
	Co	640 ± 70	0.14	3.1 ± 0.7	(1.7 ± 0.3)
	Ni	380 ± 40	0.13	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2

	Cu	470±50	0.09	1.8±0.4	1.5±0.3
	Zn	480±50	0.13	2.4±0.5	(1.5±0.3)
	Sr	210±30	0.27	1.7±0.5	
	Nb	470±60	0.13	2.7±0.7	(1.3±0.3)
	Mo	420±50	0.12	1.9±0.5	(0.8±0.2)
	Ru	215±30	0.18	0.4±0.1	(0.4±0.1)
	Rh	230±40	0.09	0.5±0.2	(1.7±0.4)
	Pd	800±90	0.03	6.3±1.3	1.1±0.2
	Ag	330±40	0.14	1.3±0.3	1.2±0.3
	Cd	360±40	0.18	1.9±0.4	(2.5±0.5)
	In	520±50	0.02	4.8±0.9	
	Sn	130±20	0.08	0.3±0.1	
	Sb	720±70	0.13	11±2	
	Ba	490±70	0.21	9.9±2.9	
	Ta	270±30	0.13	0.9±0.2	(1.1±0.2)
	W	250±30	0.29	0.7±0.2	(0.8±0.2)
	Re	230±30	0.14	0.5±0.1	(0.3±0.1)
	Ir	200±40	0.23	0.4±0.2	(2.2±0.5)
	Pt	670±50	0.06	4.6±0.7	3.9±0.8
	Au	280±50	0.18	0.9±0.3	1.5±0.3
	Tl	550±90	0.01	5.8±1.2	(7.4±1.5)
	Pb	480±50	0.04	4.3±0.9	
	Bi	540±60	0.12	6.9±1.5	
半导体	C	≤60	0.35		
	Si	≤60	0.23		
绝缘体	Ge	≤80	0.56		
	BeO	≤30	0.25		
	B	≤30	0.38		
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	≤30	0.27		
	CaO <sub>2</sub>	≤50	0.60		
第三第四族元素	Sc	≤30	1.4		
	Ti	≤30	1.3		
	Y	≤70	1.8		
	Zr	≤40	1.1		
	Lu	≤40	1.5		
	Hf	≤30	1.8		
稀土元素	La	≤60	0.6		
	Ce	≤30	1.3		
	Pr	≤70	0.9		
	Nd	≤30	0.7		
	Sm	≤30	1.3		
	Eu	≤50	0.6		
	Gd	≤50	1.4		
	Tb	≤30	1.3		
	Dy	≤30	1.1		
	Ho	≤70	1.6		
	Er	≤50	1.0		
	Tm	≤70	1.4		
	Yb	≤40	1.3		

\* (a)靶温度为  $T=20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，靶表面用 Ar 束进行清洁；(b)误差包括阻止本领的系统不确定性；(c) $x$  为化学计量比，估计  $1/x$  不确定度为 20%；(d)是  $T=20\text{ }^{\circ}\text{C}$  时的霍尔系数，设定误差 20%，括号中的数字是空穴载流子的系数。

屏蔽势能的值与元素在周期表位置的关系(如图 2 所示)有如下规律<sup>[14]</sup>:同族的元素  $U_e$  值相近。

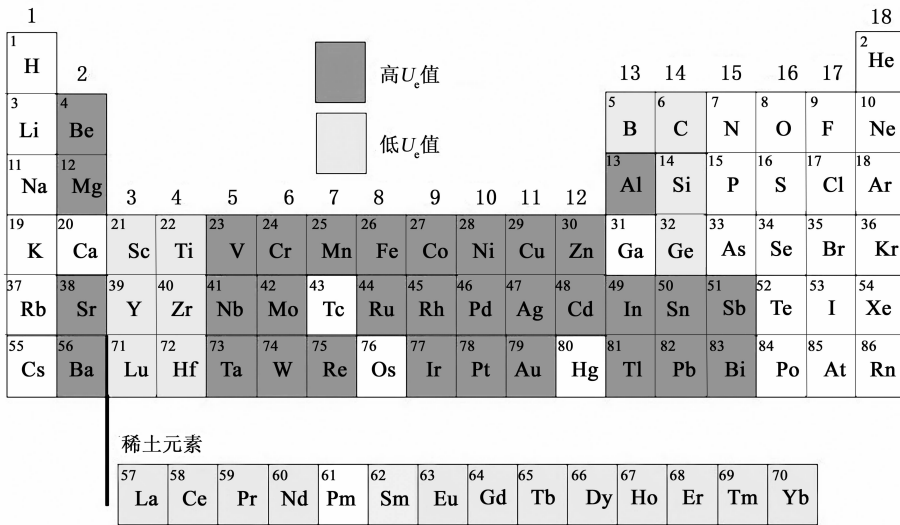


图 2 屏蔽势能值与元素在周期表位置关系

而第十四族的元素不满足这个规律,金属锡和铝具有较高的  $U_e$  值,而半导体碳、硅和锗的  $U_e$  值则较小。这说明具有高的  $U_e$  值是金属的特征。第十三族也有类似情形,硼是绝缘体,铝和铊是金属。这个规律在氧化硼、氧化铝和氧化钙的实验中也得到了证实。屏蔽势能  $U_e$  和靶材料  $M_xD$  中的氢溶度 ( $y = 1/x$ ) 有关,第三族、第四族和稀土元素屏蔽势能值较小,它们与绝缘体一样  $y$  值较大,这和过去测得的结果相吻合<sup>[15]</sup>。金属具有较高的  $U_e$  值,  $y$  的报告值很小,除几种特殊的金属外,实际中很难测定。

### 3.3 东北大学的实验结果

日本东北大学 J. Kasagi 实验小组研究取得的数据如表 3 所示<sup>[16]</sup>。

表 3 东北大学的实验结果

材料	$U_e/eV$
PdO	$600 \pm 30$
Pd	$310 \pm 30$
Fe	$200 \pm 20$
Re	$200 \pm 20$
Cu	$120 \pm 20$
Yb	$80 \pm 20$
Ni	$80 \pm 20$
Au	$70 \pm 20$
Ti	$65 \pm 30$

该实验小组的研究结论是:低能 D(d, p)T 反应在金属环境下会有很大的增强,可以用与金属材料有很大关联的屏蔽势能来衡量其增强幅度。增强的机理,特别是对于屏蔽势能高于 200 eV 的屏蔽机理,目前尚不清楚。

## 4 屏蔽效应机理的探索

屏蔽势能值可以对实验系统作绝热近似(当入射粒子的速度小于轨道电子速度时可以做此近似,在低能核反应中这个条件可以满足),通过弹核、靶核的结合能之和与复合核原子结合能的差计算得到。在气体靶、绝缘体环境和半导体环境下,实验所得屏蔽势能值与计算值相符合,比如在<sup>7</sup>Li(p,  $\alpha$ )<sup>4</sup>He反应的电子屏蔽效应研究中采用氢气气体靶的逆运动学反应,所得原子屏蔽势能值  $U_A = (300 \pm 160)$  eV 与绝热计算结果(175 eV)吻合。而在金属环境下,实验得到的屏蔽势能值比计算值高,而且有数量级的差别。例如,在 PbLi<sub>x</sub> 合金中<sup>7</sup>Li(p,  $\alpha$ )<sup>4</sup>He反应的屏蔽势能实验值分别为  $(3\ 790 \pm 330)$  eV<sup>[17]</sup> 和  $(1\ 500 \pm 310)$  eV<sup>[18]</sup>。

在屏蔽势能增强的影响因素探索过程中,曾经对阻止本领、原子热运动、沟道效应、扩散与传导等多方面因素进行分析<sup>[6]</sup>。但推导出的结果与实验现象不相符合,因此可以断定它们都不是屏蔽势能值增大的主要因素。也有人提出在金属与氦化合过

程中会出现一个屏蔽势能,但这只是理论上的一种提法,并没有具体的计算结果支持。东北大学最近进行了金属中 D(d, p)T 反应的运动学实验<sup>[16]</sup>,认为大的屏蔽势能值和氦靶核的运动是同一种作用的结果。

对金属环境下 D(d, p)T 反应的增强还有一种解释就是德拜等离子体模型<sup>[14]</sup>。该模型把电子作准自由近似,把金属环境下氦周围电子的德拜半径定义为

$$R_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{e^2 n_{\text{eff}} \rho_a}} = 69 \sqrt{\frac{T}{n_{\text{eff}} \rho_a}} [\text{m}], \quad (21)$$

其中,温度  $T$  用开尔文作单位,金属密度  $\rho_a$  用  $\text{m}^{-3}$  作单位。设  $R_D$  内离子间的库仑能就是屏蔽势能(单位: eV),可以得到:

$$\begin{aligned} U_{e, D} &= \frac{e^2}{(4\pi\epsilon_0)R_D} \\ &= 2.09 \times 10^{11} \sqrt{\frac{n_{\text{eff}} \rho_a}{T}}. \end{aligned} \quad (22)$$

在室温条件下,  $T = 293 \text{ K}$ ,  $\rho_a = 6 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ , 且  $n_{\text{eff}} = 1$ , 得到的德拜半径约是玻尔半径的十分之一,得到屏蔽势能的特征值在 300 eV 左右,这与实验结果相吻合。

氦在金属靶中的溶度  $y(T) = 1/x$  随温度的上升而降低<sup>[19]</sup>, 假设温度对  $y(T)$  的影响直接影响到原子的价电子数  $n_{\text{eff}}$ , 且考虑温度对  $n_{\text{eff}}$  的影响, 则有下式:

$$U_{e, D} = \begin{cases} 2.09 \times 10^{11} \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}(T)(1-y(T))\rho_a}{T}}, & y(T) \leq 1 \\ 0, & y(T) > 1. \end{cases} \quad (23)$$

根据这一模型,大多数电子被量子效应所束缚,只有那些具有费米能量的电子才对屏蔽有贡献,  $n_{\text{eff}} = 0.67 \text{ kT}/E_F \propto T$ , 则从方程(23)来看,  $U_{e, D}$  不应该存在温度效应。绝缘体和半导体因为具有有限的能级间隔确实不存在温度效应,在 C 的相关实验中证明这个结论是正确的<sup>[20]</sup>; 因为金属没有能级间隔,费米能量也是在特定条件下才有,所以对金属应该有  $U_{e, D} \propto T^{-1/2}$ , 这一关系式在以 Pt 和 Co 为寄主材料的温度效应实验中得到了验证<sup>[20]</sup>。

德拜模型认为屏蔽效应是由原子的电子云、准自由电子,以及靶离子运动共同作用的结果。在绝缘体中氦核的加速机制是原子电子云的作用,而在金属中则是原子电子云作用和德拜半径上准自由电子作用的合成结果。

柏林技术大学光学与原子物理研究所研究了靶表面所发生的反应以及它对金属环境下 D(d, p)T 反应实验的影响<sup>[8]</sup>。由于残留气体的存在、泵油的泄漏等因素会造成靶表面的污染,从而引起靶表面的化学反应,形成表面碳层或金属氧化层。他们提出了层效应模型(设想靶是由三层构成,即金属氧化层或碳层、含氦层和纯金属层),并运用这一模型对实验结果进行了定量分析。结果表明,碳层和氦的不同深度分布都会导致增强效应的变化,进而影响到屏蔽势能的分析结果。

通过对电子屏蔽效应的研究可以得出以下结论:

(1) 金属环境下 D(d, p)T 反应有增强效应,这与反应发生的环境有密切关系。在对  $d(^3\text{He}, p)^4\text{He}$  逆运动学反应的研究中也得到了高的屏蔽势能值,这说明屏蔽势能的增强与反应发生的金属环境密切相关,而与束流种类没有关系,即无论什么样的低能带电粒子反应都有较高的  $U_e$  值。并且屏蔽势能的值  $U_e$  大体上与靶核的核电荷数  $Z_t$  和入射离子的核电荷数  $Z_i$  成正比<sup>[2, 21]</sup>。这在金属环境中对  $^7\text{Li}(p, \alpha)\alpha$ ,  $^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}(Z_t=3)$ ,  $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}(p, d)^8\text{Be}(Z_t=4)$ <sup>[17]</sup> 以及  $^{50}\text{V}(p, n)^{50}\text{Cr}(Z_t=23)$ ,  $^{176}\text{Lu}(p, n)^{176}\text{Hf}(Z_t=71)$ <sup>[21]</sup> 和  $d(^3\text{He}, p)^4\text{He}(Z_t=2)$ <sup>[14]</sup> 等反应的研究中得到了证实。

(2) 电子屏蔽效应与核反应中的入射道相关,不受出射粒子是否带电的影响。这个结论被  $^{50}\text{V}(p, n)^{50}\text{Cr}$  和  $^{176}\text{Lu}(p, n)^{176}\text{Hf}$  两个反应的实验结果所证实<sup>[21]</sup>, 因为虽然出射粒子为中性的,但仍有增强的屏蔽势能值存在。

(3) 在电子屏蔽效应中,不同同位素的屏蔽势能增强相同。 $^7\text{Li}(p, \alpha)\alpha$  和  $^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}$  的电子屏蔽效应研究中<sup>[17]</sup>, 在 Li 金属和 PdLi<sub>x</sub> 合金环境下分别进行实验,都得到了同样的屏蔽势能值,它们的屏蔽势能增强相同。

(4) 现有实验技术水平对实验影响很大,如弹核能量控制的精确度、真空度水平等,特别是靶物质(氦)的浓度及分布,都会影响到实验结果。

需要指出的是, 虽然目前我们对轻核之间核反应的电子屏蔽效应研究的较多, 但重核的核反应过程中也同样存在电子屏蔽的作用。

## 5 结束语

多年来对金属环境下 D(d, p)T 反应的研究取得了很大进展, 这些研究成果加深了人们对低能核反应以及天体热核聚变反应的认识。但到目前为止, 对屏蔽机制的研究成果还不能对报道的大的屏蔽势能值做出解释。德拜等离子体模型能够对一些实验结果进行定性的解释, 但它依然缺乏理论上的支持。要彻底搞清楚天体中等离子体环境的屏蔽效应机制, 还要探究能够改变反应率的各种因素, 这些因素可能是束斑表面状况、温度、氘密度等。

总之, 理论上需要有进一步的发展: 对于德拜模型来说, 如果不能找到理论上的支持, 只能作为一个数据参数来处理; 实验上要对屏蔽势能值有更为精确测量, 需要提高实验技术、改进实验方案, 例如进一步提高真空度(真空要好于  $10^{-10}$  hPa), 改变残余气体的组成成分(最好是只有氢和惰性气体), 对靶物质浓度及分布最好做到在线实时的测量。只有理论和实验共同发展才能解决凝聚物中核反应机制的问题。

**致谢** 感谢兰州大学核科学与技术学院韩运成、赵江涛、杨桂霞等同学的帮助。

## 参考文献 (References):

- [1] Bai Xixiang. Nuclear Physics Review, 2002, **19**(1): 7(in Chinese).  
(白希祥. 原子核物理评论, 2002, **19**(1): 7.)
- [2] Rolfs C. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2007, **59**

- (1): 43.
- [3] Assenbaum H J, Langanke K, Rolfs C. Z Phys, 1987, **A327**: 461.
- [4] Ichimaru S. Rev Mod Phys, 1993, **65**: 255.
- [5] Czernski K, Huke A, Biller A, *et al.* Europhys Lett, 2001, **54**: 449.
- [6] Raiola F, Migliardi P, Gyürky G, *et al.* Eur Phys J, 2002, **A13**: 377.
- [7] Yuki H, Kasagi J, Lipson A G, *et al.* JETP Lett, 1998, **68**: 823.
- [8] Huke A, Czernski K, Heide P. Nucl Instr and Meth, 2007, **B256**: 599.
- [9] Raiola F. Enhanced d (d, p)t Cross Section in Metallic Environments. Germany: Ruhr-Universität Bochum, 2005, 15—20.
- [10] Raiola F, Burchard B, Fülöp Z, *et al.* J Phys, Nucl Part Phys, 2005, **G31**: 1 141.
- [11] Greife U, Gorris F, Junker M, *et al.* Z Phys, 1995, **A351**: 107.
- [12] Bosch H S, Hale G M. Nuclear Fusion, 1992, **32**(4): 611.
- [13] Brown R E, Jarmie N. Phys Rev, 1990, **C41**: 1 391.
- [14] Raiola F, Gang L, Bonomo C, *et al.* Eur Phys J, 2004, **A19**: 283.
- [15] Lewis F A, Aladjem A. Hydrogen Metal Systems. Zürich: Scitec Publ, 1996, 49—50.
- [16] Jirohta Kasagi. Surface & Coatings Technology, 2007, **201** (19—20): 8 574.
- [17] Cruz J, Fülöp Z, Gyürky G, *et al.* Physics Letters, 2005, **B624**: 181.
- [18] Kasagi J, Yuki H, Baba T, *et al.* J Phys Soc Jpn, 2004, **73**: 608.
- [19] Züttel A. Naturwissenschaften, 2004, **91**: 157.
- [20] Raiola F, Burchard B, Fülöp Z, *et al.* Eur Phys J, 2006, **A27** (s01): 79.
- [21] Kettner K U, Becker H W, Strieder F, *et al.* J Phys (Nucl Part Phys), 2006, **G32**: 489.

# Study of Low-energy D-D Fusion Reaction in Metal\*

Lü Hui-yi, WANG Tie-shan<sup>#</sup>, CHEN Jian-yong, YANG Zhen, LIU Sheng-jin, FANG Kai-hong  
(School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

**Abstract:** The cross sections  $\sigma(E)$  of low energy nuclear reactions induced by charged particles in metallic

\* Received date: 30 Aug. 2008; Revised date: 31 Mar. 2008

\* Foundation item: National Natural Science Foundation of China(A050314)

# Corresponding author: Wang Tie-shan, E-mail: bergkoenig518@yahoo.com.cn



environment are much larger than that in gas. Generally, it was taken as the effect of the electron screening. In this work, the experimental method of the  $D(d, p)T$  reaction in metallic environment was introduced. The data analysis and the regularity of experimental results were also discussed. All kinds of theoretical models including the Debye model were discussed, which can roughly explain the results of the experiments. The valuable knowledge of nuclear physics, nuclear astrophysics and condensed state physics can be obtained in the study of low-energy nuclear reaction in metallic environment.

**Key words:** low-energy nuclear reaction; electron screening effect; Debye model