

低能带电粒子核反应中电子屏蔽效应的温度相关性*

曾晟^{1;1)} F. Raiola² B. Burchard² C. Rolfs² 连刚¹

1 (中国原子能科学研究院核物理研究所 北京 102413)

2 (Ruhr-Universität 波鸿 D-44780 德国)

摘要 为了揭示低能带电粒子核反应中电子屏蔽效应与温度之间的关系,在德国鲁尔大学实验室的 100kV 加速器上系统测量了 $T = 200^\circ\text{C}$ 时元素周期表中第三、四族以及镧系元素氘靶中 $d(d, p)t$ 反应的电子屏蔽效应. 由于氘在介质中的溶度(介质对氘的吸附能力)随温度升高而迅速下降,该温度下金属表面不能形成氘化物,导致金属性增强,因而观测到了比常温下更显著的电子屏蔽效应. 这一测量结果可以用德拜模型来解释. 为了进一步验证德拜模型,还测量了不同温度下氘化 Co 和 Pt 靶中 $d(d, p)t$ 反应的电子屏蔽效应,得到了电子屏蔽效应和温度相关性的曲线. 实验结果与德拜模型的预言相符.

关键词 电子屏蔽效应 温度相关性 德拜模型

1 引言

带电粒子热核反应中的静电屏蔽效应是核天体物理学的重要课题之一^[1]. 通过实验室低能带电粒子反应了解电子屏蔽效应的规律有助于正确分析恒星等离子体热核反应中的静电屏蔽效应. 为此,人们建立了一些特殊的装置和方法使实验不断向天体物理感兴趣的低能区延伸^[2-4],测量了一系列轻核反应的截面. 这些测量清楚地揭示出电子屏蔽效应的存在及其随能量变化的趋势. 与实验成果相配合,理论工作也有一些进展^[5-7].

在天体物理感兴趣的远低于库仑势垒的能区,带电粒子反应截面 $\sigma(E)$ 随能量降低而近似指数地下降. 由于一般的核反应实验难以达到这一反应截面极小的能区,只能通过较高能区实验数据的走势向低能区外推. 为了便于外推,通常将 $\sigma(E)$ 转换成天体物理 $S(E)$ 因子,其定义为

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

式中 η 是索末菲参数,由 $2\pi\eta = 2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v =$

$31.29 Z_1 Z_2 (\mu/E)^{1/2}$ 给出. Z_1 和 Z_2 分别表示靶和入射粒子的核电荷数; μ 和 E 分别是约化质量(采用原子质量单位)和质心系的能量(以 keV 为单位); $S(E)$ 主要表征核相互作用对截面的固有贡献,在无共振的情况下随能量平缓变化; E^{-1} 是与德布罗意波长相关的非核因子; Gamow 因子 $\exp(-2\pi\eta)$ 表征库仑势垒穿透几率,对反应截面随能量降低而急剧下降的走势起决定性作用,它对势垒高度和宽度的变化相当敏感. 核反应理论研究的对象是裸核,而核反应实验中的靶核是中性原子(或分子),入射粒子则通常是有某种电荷态分布的正离子. 当质心系的能量足够低时,靶原子的电子云对入射离子与靶核之间库仑相互作用的影响示于图 1^[5]. 入射离子的电子云有同样的效应.

从图中可以看出,与裸核的情况相比,靶原子和入射离子的电子云对各自核电荷的屏蔽作用导致有效库仑势垒的高度降低和宽度变窄,从而使测到的被原子或分子效应‘扭曲’的反应截面 $\sigma_s(E)$ 高于裸核的反应截面 $\sigma_b(E)$. 这种电子屏蔽效应相当于将裸核情况下的质心系能量从 E 提高到 $E_{\text{eff}} = E + U_e$, 反应截面的倍增因子可表示为^[8]

2005 - 03 - 28 收稿, 2005 - 07 - 08 收修改稿

* 国家重点基础研究发展规划项目(G200077400, 2003CB716704), 国家杰出青年科学基金(10025524)和国防科技基础研究项目(GFJ00F00101)资助

1) E-mail: llzs@iris.ciae.ac.cn

$$f_{\text{lab}}(E) = \sigma_s(E)/\sigma_b(E) = S_s(E)/S_b(E) \approx \sigma_b(E+U_e)/\sigma_b(E) \approx [E/(E+U_e)] \exp(\pi\eta U_e/E), \quad (2)$$

式中 U_e 为电子屏蔽势能, S_s 和 S_b 分别表示屏蔽核和裸核的天体物理 S 因子. 此式表明, 倍增因子随能量降低而近似指数地增大. 在 $E/U_e \geq 10^3$ 的能区, 屏蔽效应可忽略不计. 但是在 $E/U_e \leq 10^2$ 的能区, 屏蔽效应渐趋显著, 若按 $\sigma_s(E)$ 的走势向低能区外推, 将无法得到真实的 $\sigma_b(E)$. 鉴于恒星等离子体中的屏蔽效应与实验室的情况有巨大的差别, 两者必需分别修正. 为了计算恒星中的热核反应率, 首先要分析实验室测量中的电子屏蔽效应, 确定 U_e 和 $f_{\text{lab}}(E)$, 从而得出可靠的 $\sigma_b(E)$. 电子屏蔽效应导致反应截面升高的起因在于库仑势垒穿透几率的变化, 但表征该几率的 Gamow 因子无法体现电子屏蔽效应引起的变化, 结果使反应截面的升高表现为 $S_s(E)$ 的增大.

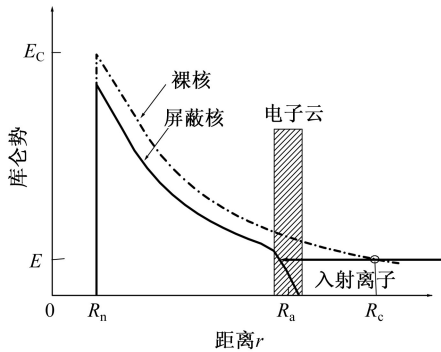


图 1 靶原子的电子云对入射离子与靶核之间库仑相互作用的影响(夸张和理想化的示意)
 R_n , R_a 和 R_c 分别为靶核半径、靶原子半径和入射离子经典轨迹的拐点, E_C 为库仑势垒.

从测量的 $S_s(E)$ 导出 U_e 的步骤如下: (1) 用多项式对屏蔽效应可忽略不计的高能区数据进行参数化分析, 拟合出裸核的 $S_b(E)$; (2) 向屏蔽效应渐趋明显的低能区外推 $S_b(E)$; (3) 以 U_e 作为唯一的待定参数, 利用外推的 $S_b(E)$ 按(2)式拟合 $S_s(E)$ 数据.

迄今, 在德国鲁尔大学的 100kV 加速器上和意大利的 Gran Sasso 地下核天体物理实验室已研究过 $d(d, p)t$, ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ 等一系列轻核反应中的电子屏蔽效应, 测出了它们的电子屏蔽势.

柏林大学的一个实验小组在利用氘化 Al、氘化 Zr 和氘化 Ta 靶进行 $d(d, p)t$ 反应的实验中, 测到了异常大的电子屏蔽势, 结果分别为 $(190 \pm 15)\text{eV}$, $(297 \pm 8)\text{eV}$, $(322 \pm 15)\text{eV}$ ^[9].

为了验证该小组的实验结果, 深入了解电子屏蔽效应的机制, 鲁尔大学 DTL 实验室的研究小组在

100kV 加速器上采用一系列氘化金属靶、氘化绝缘体靶和氘化半导体靶开展了 $d(d, p)t$ 反应的系统研究. 实验结果表明, 大多数氘化金属靶中的电子屏蔽效应较大, 而氘化绝缘体靶和氘化半导体靶中的电子屏蔽效应相对较小^[10, 11]. 通过对各种介质元素的物理与化学性质、晶体结构和电子亲和势, 入射粒子和靶核的热运动, 入射粒子进入氘化靶物质时的沟道效应等的研判^[10, 11], 没有发现与电子屏蔽效应相关的因素. 电子屏蔽效应是由电子云的静电势引起的, 由于近似的球对称, 在原子半径 R_a 以内, 电子云的静电势是常数, 近似等于 $Z_1 e/R_a$, 因此电子屏蔽势可以写成 $U_e = Z_1 Z_2 e^2/R$. 各种理论模型的差别在于对 R 的不同选择上. 进一步的分析表明, 如果对金属中的电子作准自由近似, 采用等离子体物理的德拜模型可以对实验结果给出合理的解释^[12]. 在该模型中德拜半径为

$$R_{\text{Debye}} = \left(\frac{\epsilon_0 k T}{n \rho_a e^2} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

式中 ϵ_0 为介电常数, n 表示每个原子核周围的自由电子数, ρ_a 为单位体积内的原子数. 因此, 电子屏蔽势可表示为

$$U_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_{\text{Debye}}}, \quad (4)$$

将常温下金属的典型参数 $T = 293\text{K}$, $n_{\text{eff}} = 1$ (n_{eff} 表示每个氘核周围对电子屏蔽势有贡献的有效电子数)、 $\rho_a = 6 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ 代入(3)式和(4)式, 算出的电子屏蔽势 $U_e = 300\text{eV}$, 与实验结果基本符合.

为了验证上述解释, 用所有测量的 U_e 计算相应的 n_{eff} , 结果与利用完全独立的霍尔系数方法得到的金属中自由电子数大体相符. 德拜模型是一种经典的模型, 没有考虑量子效应, 所以必须经过进一步的实验验证. 从(3)式和(4)式可以看出电子屏蔽势与温度的平方根成反比, 进行温度相关性的研究是十分必要的.

在分析实验结果时看出, 元素周期表中第三、四族以及镧系金属元素的电子屏蔽势普遍较小, 只能给出上限. 这可能是由于它们对氘的吸附能力很强, 导致注入层的金属性降低所造成的. 元素对氘的吸附能力会随着温度的升高而显著地下降. 如果想测定这些元素的电子屏蔽势并验证上述推测, 升高靶的温度进行 $d(d, p)t$ 反应的测量是一个可行的办法.

2 实验方法

为了测量元素周期表中第三、四族以及镧系元素的电子屏蔽效应, 并且检验用德拜模型解释金属靶

中较大电子屏蔽效应的有效性, 我们在鲁尔大学的 100kV 加速器上测量了氘化金属靶中 $d(d, p)t$ 反应的温度相关性.

实验装置的概貌示于图 2. 100kV 加速器提供的 D_3^+ 束流通过偏转磁铁、狭缝仪、扫描器、电聚焦透镜和准直孔后, 在靶上形成直径 10mm 的束斑. 靶固定在一个金属平台上, 通过一片面积为 $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ 、厚度为 1mm 的特制金刚石对靶进行电加热. 调节电流强度可使金刚石的温度在室温至 800°C 范围内连续改变. 金刚石与靶之间用 MACOR(可加工陶瓷 machinable glass ceramic) 绝缘. 由下到上依次放置金刚石、1mm 厚的 MACOR, 3mm 厚的铜块、1mm 厚的 MACOR 和氘化靶. 上面的 MACOR 有一个直径为 5mm 的中心孔, 其中放入一块与靶接触的圆柱形金刚石, 用来传导因束流轰击而在靶中心产生的热量, 避免靶的温度随束流强度和能量的变化而改变. 采用两个热敏探针分别测量金刚石和靶的温度. 本装置中金刚石和靶的最高温度可分别达 750°C 和 340°C . 在距离靶 62cm 和 280cm 处分别放置了 $\Phi = 3\text{mm}$ 和 $\Phi = 6\text{mm}$ 的两个准直孔. 为提高靶室中的真空度, 又在准直孔后加上了液氮冷却的 41cm 长的铜管. 在靶上游 4cm、相对束流 130° 方向摆放了 4 个有效面积 600mm^2 、厚度 $100\mu\text{m}$ 的 Si 探测器, 用来探测反应产物 p 和 t. 探测器上覆盖了 $0.75\mu\text{m}$ 厚的 Ni 膜以阻挡散射的粒子. t 和 p 的能谱示于图 4. 入射粒子数是通过从靶上引出电流记录的. 由于 t 的能量较低, 为避免噪声的影响, 获取数据时只记录了反应产生的质子. 根据探测器的立体角和以前测过的 $d(d, p)t$ 反应的角分布函数^[13], 得出反应的全截面.

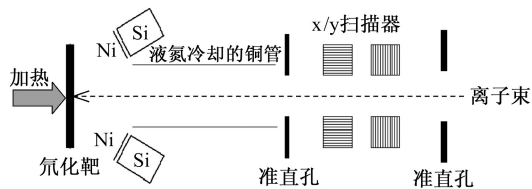


图 2 实验安排示意图

实验开始时首先调节加在金刚石片上的电流, 使靶的温度稳定在预定值, 然后用 35keV 的 Kr^+ 束对靶的表面进行清洁处理. 接下来用 D_3^+ 束流对靶进行离子注入, 当离子注入达到饱和时, 改变能量测量厚靶中 $d(d, p)t$ 反应的产额. 对于 D_3^+ 束流, 能量调节的范围是 $20\text{--}90\text{keV}$ ($E_{D_3^+} = 3E_d$, E_d 为入射氘核的能量), 步长为 5keV . 为了尽可能地减小靶上温度的涨落(小于 2°C), 测量过程中将靶上的束流强度控制在 $2\mu\text{A}$ 以下.

3 数据处理与实验结果

3.1 厚靶中的反应产额

实验中直接测到的是厚靶中的相对产额:

$$Y_{\text{rel}}^\infty(E_d, \theta) = \frac{N_p}{N}, \quad (5)$$

式中 N_p 为探测器记录的质子数, N 为入射粒子数. 根据 4 个探测器的立体角 Ω , 实验室系到质心系的立体角转换因子 $K_\Omega(E_d, \theta)$ 和已测过的这一能区 $d(d, p)t$ 反应的角分布函数 $W(E_d, \theta)$ ^[13], 可以给出厚靶产额的积分表达式, 再将靶厚的积分转换为对能量的积分, 得到

$$Y^\infty(E_d, \theta) = \Omega \int_0^R K_\Omega(E_d, \theta) W(E_d, \theta) \sigma(E_d) dx = \Omega \int_{E_d}^0 K_\Omega(E_d, \theta) W(E_d, \theta) \sigma(E_d) \frac{dx}{dE} dE = \Omega \int_0^{E_d} K_\Omega(E_d, \theta) W(E_d, \theta) \sigma(E_d) \varepsilon_{\text{eff}}(E_d)^{-1} dE, \quad (6)$$

式中 R 为入射粒子在靶中的射程, $\varepsilon_{\text{eff}}(E_d)$ 为靶材料对入射粒子的阻止本领.

3.2 薄靶产额的导出

在很小的能量间隔 Δ 范围内, $K_\Omega(E_d, \theta) W(E_d, \theta) \varepsilon_{\text{eff}}(E_d)^{-1}$ 可以看作常数, 从而可定义有效能量 $E_{d\text{-eff}}$ ^[5]. 在 Δ 范围内 $\sigma(E_{d\text{-eff}})$ 也可以看作常数, 因此有效能量 $E_{d\text{-eff}}$ 处的薄靶产额可表示为

$$Y(E_{d\text{-eff}}, \theta) = \Delta^{-1} \Omega \times \int_{E-\Delta}^E K_\Omega(E_d, \theta) W(E_d, \theta) \varepsilon_{\text{eff}}(E_d)^{-1} \sigma(E_d) dE = \alpha \varepsilon_{\text{eff}}(E_{d\text{-eff}})^{-1} \sigma(E_{d\text{-eff}}), \quad (7)$$

式中 $\alpha = \Omega K_\Omega(E_d, \theta) W(E_d, \theta)$.

薄靶产额可通过对厚靶产额进行微分得出, 即

$$Y(E_{d\text{-eff}}, \theta) = (Y^\infty(E_d, \theta) - Y^\infty(E_d - \Delta E_d, \theta)) / \Delta E_d, \quad (8)$$

将由(8)式求出的薄靶产额代入(7)式即可得到反应截面及 S 因子.

3.3 U_e 的确定

根据实验测到的 $S_s(E)$ 曲线和由高能实验数据外推得到的 $S_b(E)$ 曲线, 以 U_e 作为待定参数按(2)式进行拟合, 就可以确定 U_e 的实验值.

在 20°C 和 200°C 测量的氘化 Hf 靶的天体物理

$S_s(E)$ 因子和氘的溶度示于图3. 从图中可以看出, 200°C时氘的溶度(y)只有20°C时的4.4%, 电子屏蔽势比20°C时增大12倍以上.

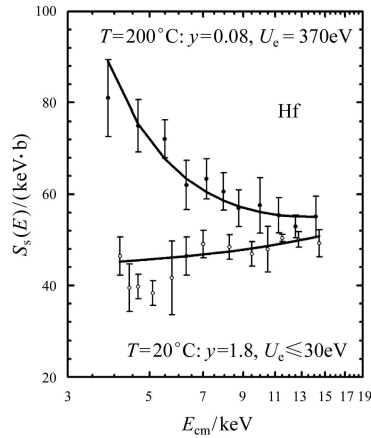


图 3 $T = 200^\circ\text{C}$ 和 $T = 20^\circ\text{C}$ 时氘化 Hf 靶中 d(d, p)t 反应的 $S_s(E)$ 曲线及 U_e 的拟合结果

表 1 实验结果

Material	T/ $^\circ\text{C}$	U_e/eV^a	solubility y^b	n_{eff}^a	$n_{\text{eff}}(\text{Hall})^c$
metals					
Sc	200	320±50	0.11	2.6±0.8	2.2±0.4
Ti	200	290±65	0.20	1.6±0.7	4±1
Y	200	270±75	0.09	2.6±1.4	2.7±0.5
Zr	200	205±70	0.13	1.1±0.7	(1.1±0.2)
Lu	200	265±70	0.08	2.2±1.2	3.4±0.7
Hf	200	370±70	0.04	4.0±1.5	(3.2±0.6)
La	200	245±70	0.09	2.4±1.4	2.9±0.6
Ce	200	200±50	0.11	1.5±0.7	(1.2±0.2)
Nd	200	190±50	0.08	1.4±0.7	(2.2±0.4)
Sm	200	314±60	0.08	3.5±1.3	10±2
Eu	200	120±60	0.05	0.8±0.8	
Gd	200	340±85	0.08	4.2±2.1	2.2±0.4
Tb	200	340±80	0.18	3.9±1.8	
Dy	200	340±70	0.09	4.9±2.0	1.5±0.3
Ho	200	165±50	0.07	0.9±0.5	
Er	200	360±80	0.05	4.3±1.9	6±1
Tm	200	260±80	0.05	2.2±1.4	1.0±0.2
Yb	200	110±40	0.13	0.4±0.3	(0.6±0.1)
insulator					
C	200	<50	0.15		
metals: T-dependence					
Co	20	640±70	0.14		
	200	480±60	0.02		
Pt	20	675±50	0.06		
	100	530±40	0.06		
	200	530±40	0.05		
	300	465±38	0.04		
	340	480±70	0.04		

注: a 误差中未包括阻止本领的系统不确定性; b 假定有 20% 的不确定性; c 由观测的霍尔系数得出(假定该系数有 20% 的误差), 括号中为空穴载流子数.

测量了元素周期表中第三、四族及镧系的所有元素, 实验结果列于表 1. 如我们所预期的, 所有这些元素对氘的吸附能力在 200°C 时都有很显著的下降, 因而观测到的电子屏蔽效应普遍增强. 将所有测量的 U_e 值代入(3)和(4)式计算出各种金属的 n_{eff} , 结果与利用霍尔系数方法得到的金属中自由电子数 $n_{\text{eff}}(\text{Hall})$ 大体相符. 作为比对, 还测量了 $T = 200^\circ\text{C}$ 时氘化 C 靶中的 d(d, p)t 反应. 由于 C 是绝缘体, 虽然 200°C 时氘的溶度由 20°C 时的 0.35 降到 0.15, 仍未观测到明显的电子屏蔽效应(表 1).

最后测量了氘化 Co 和氘化 Pt 靶中电子屏蔽势的温度相关性. 从表 1 中可以看出, 随着温度的升高, 电子屏蔽势逐渐降低. 图 4 给出了 20°C 和 300°C 时氘化 Pt 靶的测量结果及在该温度下氘的溶度. 图 5 中的实验点为 20—340°C 范围内不同温度下氘化 Pt 靶的电子屏蔽势, 虚线为德拜模型预言的电子屏蔽势随温度变化的曲线. 德拜模型没有预言 n_{eff} 的温度相关性, 但是实际上随温度的变化 n_{eff} 也发生改变. 考虑到这一变化对 U_e 影响, 我们由霍尔系数得到不同温度下的 n_{eff} . 在该温度范围内 Pt 的霍尔系数增大 20%^[14], 导致 $n_{\text{eff}}(\text{Hall})$ 相应地下降. 根据 $n_{\text{eff}}(\text{Hall})$ 导出的 U_e 随温度的变化如图中实线所示, 与实验结果和德拜模型的预言基本相符.

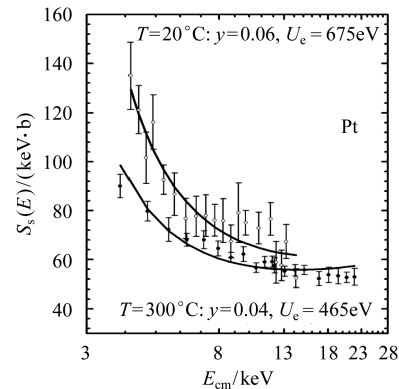


图 4 $T = 20^\circ\text{C}$ 和 $T = 300^\circ\text{C}$ 时氘化 Pt 靶中 d(d, p)t 反应的 $S_s(E)$ 曲线及 U_e 的拟合结果

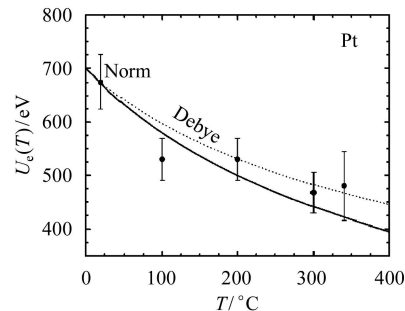


图 5 氘化 Pt 靶中电子屏蔽势随温度的变化

4 分析与讨论

对比常温与高温的实验结果可以看出, 氘化金属靶中的电子屏蔽效应相对较强, 尽管它随温度升高呈下降之势; 而半导体和非金属中的电子屏蔽效应却始终很低. 对金属中的电子做准自由近似后, 氘化金属靶中的电子屏蔽效应随温度的变化符合德拜模型的预言. 至于为什么如此简单的经典模型能够较好的描述

氘化金属靶中的实验结果是一个值得进一步研究的问题.

此次实验是对核反应截面温度相关性的首次测量, 目前, 实验数据处理中存在两方面的不确定性: 一是 Bragg 峰以下的阻止本领还没有实验数据, 只好采用理论编评的结果; 二是裸核 S_0 因子向低能外推可能会带来一定的误差. 为了更精确地研究电子屏蔽效应, 测量 Bragg 峰以下的阻止本领和天体物理感兴趣能区裸核的截面是非常必要的.

参考文献(References)

- 1 BAI Xi-Xiang. Nucl. Phys. Rev., 2002, **19**(1): 7 (in Chinese) (白希祥. 原子核物理评论, 2002, **19**(1): 7)
- 2 Krauss A, Becker H W, Trautvetter H P et al. Nucl. Phys., 1987, **A465**: 150
- 3 Krauss A, Becker H W, Trautvetter H P et al. Nucl. Phys., 1987, **A467**: 273
- 4 Engstler S, Krauss A, Neldner K et al. Phys. Lett., 1988, **B202**: 179
- 5 Rolfs C E, Rodney W S. Cauldrons in the Cosmos. Chicago: The University of Chicago Press, 1988
- 6 Langanke K, Shoppa T D, Barnes C A et al. Phys. Lett., 1996, **B369**: 211
- 7 Liolios T E. Phys. Rev., 2001, **C63**: 045801-1
- 8 Assenbaum H J, Langanke K, Rolfs C. Z. Phys., 1987, **A327**: 461
- 9 Czerski K, Hulke A, Biller A et al. Europhys. Lett., 2001, **54**(4): 449
- 10 Raiola F, Migliardi P, Gyürky G et al. Eur. Phys. J., 2002, **A13**: 377
- 11 Raiola F, Migliardi P, Gang L et al. Phys. Lett., 2002, **B547**: 193
- 12 Banomo C, Fiorentini G, Fulop Z et al. Nucl. Phys., 2003, **A719**: 37c
- 13 Greife U, Gorris F, Junker M et al. Z. Phys., 1995, **A351**: 107
- 14 Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. Berlin: Springer-Verlag, 1959. 166

Temperature Dependence of Electron Screening at Low Energy^{*}

ZENG Sheng^{1,1)} F. Raiola² B. Burchard² C. Rolfs² LIAN Gang¹

1 (China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2 (Ruhr-Universität, Bochum D-44780, Germany)

Abstract For a deep understanding of the electron screening effects, we cooperated with the astrophysics group of Ruhr University to study the electron screening in the $d(d,p)t$ reaction for the deuterated metals of groups 3 and 4 of the periodic table and the lanthanides, at a sample temperature $T = 200^\circ\text{C}$, using the D_3^+ beams provided by the 100kV accelerator of Dynamitron-Tandem-Laboratorium. The hydrogen solubility in the samples dropped to a level of a few percent (compared to $T = 20^\circ\text{C}$) and a large screening became observable. With the classical plasma model of Debye applied to the quasi-free metallic electrons, the deduced number of valence electrons per metallic atom agrees with the corresponding number from the Hall coefficient, for all metals investigated. Finally, we measured the screening for the metals Co and Pt as a function of sample temperature, in part between $T = 20^\circ\text{C}$ and 340°C . The data agree with the Debye model; they represent the first observation of a temperature dependence of a nuclear cross section.

Key words electron screening, temperature effects, Debye model

Received 28 March 2005, Revised 8 July 2005

^{*}Supported by Major State Basic Research Development Program (G200077400, 2003CB716704), National Science Foundation of China for Distinguished Young Scholar (10025524) and Fundamental Research Foundation of National Defense Technology (GFJ00F00101)

1) E-mail: llzs@iris.ciae.ac.cn