

文章编号: 1007-4627(2004)03-0225-06

载能团簇离子在物质中的能量损失*

丁富荣, 史平, 王尧, 何卫红, 聂锐

(北京大学物理学院技术物理系, 北京 100871)

摘要: 实验表明, 团簇离子在物质中的能量损失并不等于各成分单独作用的总和, 而是具有非线性效应. 这种非线性效应与团簇离子的能量、团簇的种类和大小、团簇成分之间的空间关联程度以及作用物质的结构有关. 对团簇作用的非线性效应研究对于了解团簇与物质相互作用的机制具有重要的理论意义. MeV 能区的团簇离子在物质中的非线性电子能损和核能损方面的直接实验数据还相当缺乏, 其理论模型也更待建立. 评述了载能团簇离子在物质中的能量损失及测量方法.

关键词: 团簇离子; 非线性效应; 能量损失; 脉冲幅度亏损; 离子束混合

中图分类号: O571.33 **文献标识码:** A

1 引言

团簇是由 n 个原子 ($n \geq 2$) 组成的稳定的微观或亚微观集合, 其空间尺度为几 Å 到几百 Å 的范围.

载能离子在固体中通过对靶原子核外电子的离与激发过程(电子阻止过程)及与靶原子核的碰撞过程(核阻止过程)而损失能量. 载能离子在靶中所沉积能量的释放则往往导致光子、电子、二次离子及中性粒子的发射. 载能单原子离子与靶原子的碰撞过程是相互独立的, 其作用结果为所有单原子离子作用的总和. 当载能团簇离子进入固体时, 它们的束缚电子被剥离, 由于相互排斥的库仑作用, 运动着的带电团簇成分将逐步散开. 如果团簇成分之间的距离比较小, 团簇成分之间仍然保持着一定的空间关联, 则会在入射路径上产生非常高的能量沉积密度, 在固体中造成局部高温和高压的环境. 和单原子离子相比, 团簇离子与靶原子相互作用时, 由于团簇成分的空间关联效应和集体作用, 其结果并不等于团簇中各原子独立作用的总和, 而是具有非线性效应: 如非线性能量损失^[1-8]、非线性二次离子发射^[1,9-13]以及在辐照物质中产生非线性损伤^[14,15]、大的弹坑和径迹^[16]. 这些非线性效应与团簇离子的能量、电荷态、团簇的种类和大小、团簇成分之间的空间关联程度以及作用物质的结构有关. 当团簇成分之间的距离大到一定的程度时, 团

簇中各原子与固体的作用相互独立, 团簇作用的非线性效应也就消失. 一般讲, 在 MeV 能区入射离子在固体中的能量损失机制主要是电子阻止过程, 而在 keV 低能区入射离子在固体中的能量损失则是核碰撞过程占优势.

团簇作用的非线性效应研究对于了解团簇与物质相互作用的机制具有十分重要的理论意义. 同时, 团簇在凝聚态物理、材料科学、表面科学和核科学, 特别是在大分子材料的二次离子的质谱分析方面, 也有着非常好的应用前景. 载能团簇束有可能成为离子束材料表面改性、新功能材料的合成与研究的一种有效的新手段. 所以载能团簇束与物质的相互作用成为当今国际上的研究热点之一.

在 keV 低能区, 已经有理论模型模拟计算, 并且与实验结果比较符合. 而在 MeV 高能区, 由于加速器产生团簇离子的种类和能量上的各种限制, 实验数据还不够丰富, 实验结果的差异有时还比较大, 也还没有成熟的理论模型. 目前在 MeV 能区对团簇与物质相互作用的研究主要集中在以下 3 个方面:

- (1) 载能团簇离子在物质中的非线性能量损失.
- (2) 载能团簇离子在固体表面引起的非线性二次离子发射.

收稿日期: 2003 - 11 - 03; 修改日期: 2004 - 03 - 19

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10175005); 北京大学重离子物理研究所资助项目

作者简介: 丁富荣(1945—), 男(汉族), 山东曹县人, 教授, 从事核物理与核技术应用研究.

(3) 载能团簇离子在固体中的非线性辐射损伤, 包括缺陷的产生、大的弹坑和径迹。

本文主要介绍 MeV 载能团簇离子在物质中的非线性能量损失方面的研究. 其研究方法通常采用透射法、半导体探测器脉冲幅度亏损法、标记原子的背散射法和标记原子的离子束混合方法。

2 透射法

透射法是直接测量载能离子穿过薄膜后的能量的一种方法. 速度相同的载能单原子离子和团簇离子分别穿过不同厚度的自支撑薄膜, 然后用高能量分辨本领的静电分析器或磁分析器测量它们的能量, 确定其能量损失. 设团簇中每个原子的能量损失与单原子离子入射时能量损失的比值为 R :

$$R = \frac{\Delta E(n)}{n \cdot \Delta E(1)}, \quad (1)$$

其中 $\Delta E(n)$ 为团簇离子穿过薄膜后的能量损失, n 为团簇的原子数目, $\Delta E(1)$ 为单原子离子穿过薄膜后的能量损失. 若 $R > 1$, 则表示载能团簇成分在薄膜中的能量损失有增强效应, 团簇成分之间在薄膜中具有一定的空间关联并产生集体相互作用. 若 $R = 1$, 则表示团簇成分在薄膜中的能量损失与单原子离子入射时的能量损失相同. 该方法测量的是载能离子在薄膜中总的能量损失, 即电子能损和核能损的总和. 电子能损和核能损的大小取决于载能离子的种类和能量以及靶物质的性质. 只有在薄膜厚度比较小时, 团簇离子在薄膜中能量损失的非线性效应才能被测量到. 随着薄膜厚度的增加, 团簇成分的空间关联程度减弱, 团簇成分由于集体作用在薄膜中产生的非线性能量损失占总能量损失的份额相对减小, 团簇离子在薄膜中能量损失的非线性效应也就不容易显示出来. 由于自支撑薄膜制备上的困难, 薄膜的厚度不可能太薄, 所以该方法只适用于能量较高的重团簇离子的非线性能量损失的测量. 另外, 离子能量越高, 在薄膜中的能量损失也越小, 能量损失的测量也越困难. 因此该方法受测量设备的能量分辨本领、自支撑薄膜的制备和加速器设备的限制。

3 半导体探测器脉冲幅度亏损法

由于重带电离子和团簇离子在半导体探测器中

有非常高的能量沉积密度, 因此在半导体探测器中产生高密度的电子空穴对. 而高密度的电子空穴对可以影响半导体探测器灵敏区内的电场分布, 同时也使电子空穴对的复合几率大大增加, 从而减小了半导体探测器实际输出的脉冲幅度, 将这种现象称为脉冲幅度亏损 (PHD). 根据半导体探测器产生的脉冲幅度亏损现象可以研究载能团簇离子能量损失的非线性效应. 利用该方法发表的文章主要集中在 MeV 能量的 C 和 B 团簇离子穿过 C 或 Au 薄膜后的非线性能量损失的研究^[2-6].

速度相同的单原子离子和团簇离子分别穿过不同厚度的自支撑薄膜进入半导体探测器. 薄膜也可以在半导体探测器的人射窗表面台阶式的真空镀膜形成, 测量时移动半导体探测器与人射束流斑点的相对位置, 从而改变半导体探测器前面的薄膜厚度. 该方法克服了自支撑薄膜制备上的困难, 薄膜的厚度也可以更薄. 法国和德国的研究小组合作利用脉冲幅度亏损法研究团簇离子能量损失的非线性效应就是采用这种镀膜方法^[2]. 图 1 是利用半导体探测器脉冲幅度亏损法测量团簇离子非线性能量损失的示意图. 其中团簇离子 A_n 的能量为 E_n , n 为团簇的原子数目, ΔE 为有薄膜和无薄膜时半导体探测器所测量的能量差. 下角标 PHD 为脉冲幅度亏损, W 为探测器的人射窗, F 为薄膜, N 为核碰撞. 所以, $\Delta_{\text{PHD}}(A_n)$ 为无薄膜时团簇离子 A_n 在半导体探测器中产生的脉冲幅度亏损, $\Delta_{\text{PHD}}(A_1)$ 为穿过薄膜后团簇成分 A_1 在半导体探测器中产生的脉冲幅度亏损, $\Delta_F(E_n)$ 为团簇离子 A_n 在薄膜中的能量损失. $\Delta_W(E_1^*)$ 为穿过薄膜后团簇成分 A_1 在半导体探测器人射窗中的能量损失, $\Delta_N(E_1^*)$ 为穿过薄膜后团簇成分 A_1 在半导体探测器内与 Si 原子核碰撞时的能量损失, E_1^* 为穿过薄膜后每个团簇成分 A_1 的能量. $\Delta_W(E_n)$ 为无薄膜时团簇离子 A_n 在半导体探测器人射窗中的能量损失, $\Delta_N(E_n)$ 为无薄膜时团簇离子 A_n 在探测器内与 Si 原子核碰撞时的能量损失. 当半导体探测器前面的薄膜比较薄时, 可以认为 $E_1^* \approx E_1 = E_n/n$. 如果在半导体探测器人射窗中和在半导体探测器内与 Si 原子核碰撞时团簇离子能量损失的非线性效应比较小时, 可以认为 $n[\Delta_W(E_1^*) + \Delta_N(E_1^*)] = \Delta_W(E_n) + \Delta_N(E_n)$. 根据图 1 所示, 对于团簇离子入射时有:

$$\Delta_{\text{PHD}}(A_n) - n\Delta_{\text{PHD}}(A_1) = \Delta E + \Delta_F(E_n). \quad (2)$$

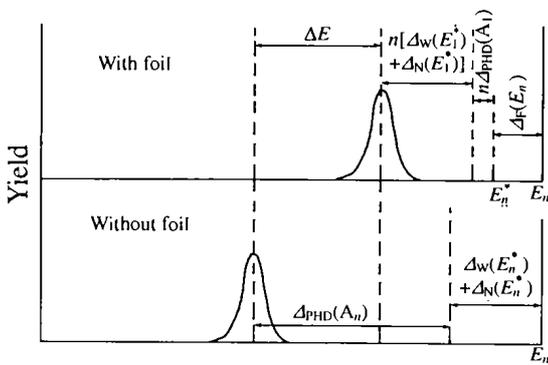


图 1 半导体探测器脉冲幅度亏损法测量团簇离子非线性能量损失的示意图^[2]

同样对于能量为 E_1 的单原子离子入射时，设 $\Delta_F(E_1)$ 为单原子离子在薄膜中的能量损失， ΔE_1 为有薄膜和无薄膜时半导体探测器所测量的能量差。由于单原子离子在有薄膜和无薄膜时在半导体探测器内产生的脉冲幅度亏损相同，在探测器入射窗中的能量损失相同，所以有：

$$\Delta E_1 = \Delta_F(E_1). \quad (3)$$

当薄膜比较薄时，还可以近似认为 $\Delta_F(E_n) \approx n\Delta_F(E_1)$ 。因此，根据公式(2)和(3)可以计算团簇离子和单原子离子在半导体探测器中产生的脉冲幅度亏损的差值。

图 2 是速度相同的碳团簇离子和碳单原子离子在半导体探测器中产生的脉冲幅度亏损差值 $\Delta_{PHD}(C_n) - n\Delta_{PHD}(C_1)$ 随 Au 薄膜厚度的变化关系及不同团簇大小时实验结果的比较，其中 $\Delta_{PHD}(C_n)$ 为无薄膜时碳团簇离子 C_n 在半导体探测器中产生的脉冲幅度亏损， $\Delta_{PHD}(C_1)$ 为有薄膜时碳团簇成分 C_1 在半导体探测器中产生的脉冲幅度亏损， n 为团簇的原子数目。从图 2 可以看出：(1) 随 Au 薄膜厚度的增加，脉冲幅度亏损差值 $\Delta_{PHD}(C_n) - n\Delta_{PHD}(C_1)$ 减小。这是因为团簇成分在半导体探测器内的空间关联程度和集体作用的效应随薄膜厚度的增加而逐渐减弱；(2) 团簇离子越大(即 n 越大)，能量沉积密度越大，团簇离子能量损失的非线性效应越明显，因此通过相同厚度的 Au 薄膜后在半导体探测器内产生的脉冲幅度亏损差值 $\Delta_{PHD}(C_n) - n\Delta_{PHD}(C_1)$ 也越大。根据半导体探测器的工作原理，输出的脉冲幅度取决于在半导体探测器内产生的电子空穴对的浓度，所以该方法测量的是团簇离子在半导体探测器中由于电子阻止过程所产生的能

量损失的非线性效应。从以上的讨论可以看出，这种方法只适用于能量较高的团簇离子，并且要求在薄膜和半导体探测器入射窗中的非线性能量损失远远小于在半导体探测器中的脉冲幅度亏损。另外，半导体探测器入射窗的厚度也应当尽可能的薄，通常采用离子注入型半导体探测器。在能谱测量时，载能团簇离子和单原子离子的计数率及能谱测量的总计数也应尽量少一些，否则半导体探测器在离子轰击下会性能变坏或严重损坏。

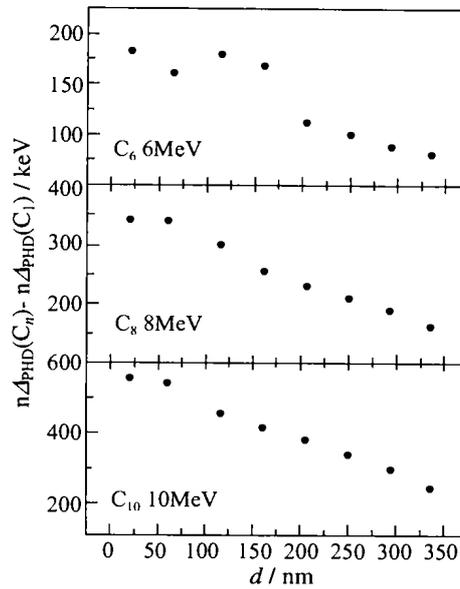


图 2 不同能量的碳团簇离子在半导体探测器中的幅度亏损随 Au 薄膜厚度的变化关系^[2]

4 标记原子背散射法

标记原子背散射法测量载能团簇离子的非线性能量损失与传统的背散射方法基本相同，如图 3 所示。在单晶硅衬底上真空镀上厚度约为 1 nm 的 Au 标记原子层，然后将样品切割成若干块。每块样品的一半面积上再分别真空镀上不同厚度的另一种薄膜材料，如碳。根据背散射原理，

$$E_2 = KE_0, \quad (4)$$

$$E_1 = K(E_0 - \Delta E_{in}) - \Delta E_{out}, \quad (5)$$

$$\Delta E = E_2 - E_1 = K\Delta E_{in} + \Delta E_{out}, \quad (6)$$

E_2 和 E_1 分别为无薄膜和有薄膜时从标记原子层上背散射后的离子的能量。由于标记原子层非常薄，所以从标记原子层上背散射的能谱为高斯分布。对能谱进行高斯拟合，可以得到能量 E_2 和 E_1 。K 为

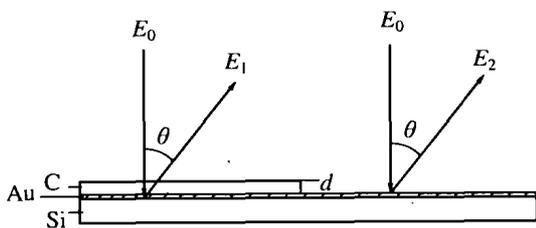


图 3 标记原子背散射法示意图

载能离子在标记原子上的背散射运动学因子, ΔE 为载能离子在薄膜中的能量损失, ΔE_{in} 和 ΔE_{out} 分别表示载能离子在薄膜的入射路径和出射路径上的能量损失. 当载能离子垂直入射和散射角度为 θ 时,

$$\Delta E_{in} = d \left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_0},$$

$$\Delta E_{out} = \frac{d}{\cos\theta} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{K(E_0 - \Delta E_{in})},$$

dE/dx 为载能离子在相应能量下的阻止本领, d 为标记原子层上面薄膜的厚度. 用上角标 1 和 c 分别表示单原子离子和团簇离子, 我们可以得到:

$$\Delta E^1 = K\Delta E_{in}^1 + \Delta E_{out}^1,$$

$$\Delta E_{in}^1 = \frac{\Delta E^1 - \Delta E_{out}^1}{K}, \quad (7)$$

$$\Delta E^c = K\Delta E_{in}^c + \Delta E_{out}^c,$$

$$\Delta E_{in}^c = \frac{\Delta E^c - \Delta E_{out}^c}{K}, \quad (8)$$

$$R = \frac{\Delta E_{in}^c}{\Delta E_{in}^1}, \quad (9)$$

R 表示团簇成分和单原子离子在薄膜入射路径上能量损失的相对比值. 团簇离子发生背散射后完全裂开, 不再具有空间关联, 因此在薄膜出射路径上的能量损失可以用单原子离子背散射的公式进行计算. 图 4 是北京大学研究组利用 Au 标记原子背散射法测量 2.06 MeV Si_2 和 1.03 MeV Si 的 R 随碳薄膜厚度的变化关系^[7]. $R > 1$, 表示团簇成分在薄膜入射路径上的能量损失有增强效应, 团簇成分之间在薄膜的入射路径上具有一定的空间关联并产生集体相互作用. 随薄膜厚度的增加, 团簇成分的空间关联程度和集体作用减弱, 同时在薄膜入射路径上的总能量损失也变大, 因此团簇成分在薄膜入射路径上的非线性能量损失在总能量损失中所占的份额也相对减小, 因此 R 减小. 当薄膜增大到一定的厚度时, $R \approx 1$, 这时将观察不到团簇离子在薄膜入

射路径上能量损失的非线性效应. 实际上, 该方法测量的是载能离子在薄膜入射路径上的电子能损和核能损的总和. 同样, 电子能损和核能损的大小取决于载能离子的种类和能量以及靶物质的性质. 由于背散射测量时入射粒子为重离子和团簇离子, 所以应使用抗辐射的重离子探测器, 并尽量减少进入探测器的离子数目, 以避免对探测器的辐射损伤, 保证探测器具有良好的能量分辨本领.

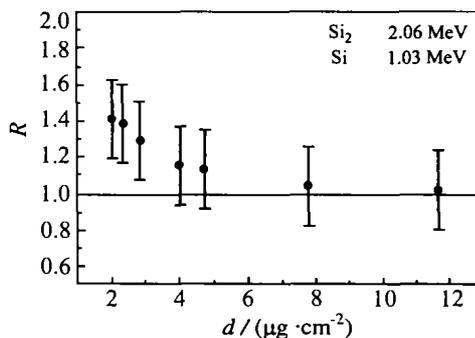


图 4 利用标记原子背散射法测量 2.06 MeV Si_2 和 1.03 MeV Si 的 R 随碳薄膜厚度的变化关系^[7]

5 标记原子的离子束混合法

多层固体薄膜在载能离子束辐照下, 通过与靶原子的初级碰撞和级联碰撞, 在辐照物质中造成大量的原子移位, 使原子的扩散几率增加, 在界面引起靶原子的重新排列, 这个过程被称为离子束混合. 离子束混合的主要机制是载能离子与靶原子的核碰撞过程. 对于同类物质中含有薄标记原子埋层的样品, 经离子束混合后, 标记原子的分布为高斯分布, 通过测量辐照前后标记原子分布的变化可以研究载能离子在物质中的核能损.

设 D 为标记原子在离子束混合过程中的扩散系数, 根据离子束混合理论^[17], 则有

$$Dt \propto n_d \langle r^2 \rangle, \quad (10)$$

其中, n_d 为离子束混合过程中每一个靶原子位移的数目, $\langle r^2 \rangle$ 为靶原子平均位移的平方, t 为离子束辐照的时间. 设 F_D 为载能离子在靶中单位长度上的能量损失(核能损), 则 F_D 与 n_d 之间的关系为

$$n_d \propto \frac{F_D \phi}{E_d N_0}, \quad (11)$$

其中, ϕ 为载能离子的辐照剂量, N_0 为靶物质的原子密度, E_d 为靶原子产生位移所需要的最小能量.

由式(10)和(11)得到

$$Dt \propto \frac{F_D \phi(r^2)}{E_d N_0} \quad (12)$$

利用离子背散射方法测量薄标记原子层的背散射能谱为高斯分布,其半高宽为 $FWHM$. 辐照后,由于离子束混合,标记原子的分布变大,它的背散射能谱也将会展宽. 辐照前后标记原子的背散射能谱的半高宽 $FWHM$ 的变化与标记原子的扩散系数之间的关系为

$$2Dt = \frac{FWHM_{\text{辐照后}}^2 - FWHM_{\text{辐照前}}^2}{2.35^2 S_{\text{标记}}^2} \quad (13)$$

$FWHM_{\text{辐照前}}$ 和 $FWHM_{\text{辐照后}}$ 分别为辐照前和辐照后标记原子层上背散射能谱的半高宽, $S_{\text{标记}}$ 为在标记原子上的背散射能量损失因子. 结合式(12)和(13)可以得到:

$$F_D \propto \frac{E_d N_0}{S_{\text{标记}}^2 \phi(r^2)} (FWHM_{\text{辐照后}}^2 - FWHM_{\text{辐照前}}^2) \quad (14)$$

因此, $FWHM_{\text{辐照后}}^2 - FWHM_{\text{辐照前}}^2$ 反映了载能离子在标记原子层中核能损的变化.

用上角标 A_n 和 A_1 分别表示团簇离子和单原子离子. 在相同速度和相同的原子辐照剂量下,在标记原子层中团簇成分的核能损与单原子离子的核能损的相对比值 R 为:

$$R = \frac{F_{D_n}^A}{F_{D_1}^A} = \frac{(FWHM_{\text{辐照后}}^{A_n})^2 - FWHM_{\text{辐照前}}^2}{(FWHM_{\text{辐照后}}^{A_1})^2 - FWHM_{\text{辐照前}}^2} \quad (15)$$

分别测量团簇离子和单原子离子对样品辐照前和辐照后标记原子层的背散射能谱,通过高斯拟合可以计算出从标记原子层上背散射的能谱的半高宽,然后计算在标记原子层中核能损的相对比值 R . 通过改变标记原子层上面的薄膜厚度,还可以测量 R 随薄膜厚度的变化关系,进而计算团簇成分在标记原子层处的空间关联长度. 当 $R > 1$ 时,说明团簇成分在标记原子层中的核能损具有增强效应,团簇成分之间在标记原子层处具有一定的空间关联并产生集体相互作用. 当 $R = 1$ 时,说明团簇成分在标记原子层处不再具有空间关联,团簇成分的核能损等于单原子离子的核能损. 我们研究组首次利用该方法对 Al_3 团簇离子在 Ta 标记原子层处

核能损的增强效应进行了测量^[8]. 样品制备如下:在 Si 单晶衬底上真空镀 50 nm 的 Si 薄膜,然后镀 1 nm 的 Ta 标记原子层,最后在标记原子层上面再分别镀不同厚度的 Si 薄膜. 样品分别用 0.9 MeV 的 Al 单原子离子和 2.7 MeV 的 Al_3 团簇离子辐照,辐照剂量为 1×10^{16} atoms/cm²,然后用 1.8 MeV 的 He 离子对样品进行背散射测量. 图 5 是利用标记原子的离子束混合方法对上述样品测量的 R 随 Si 薄膜厚度的变化曲线^[8]. 从图中可以看出,当 Si

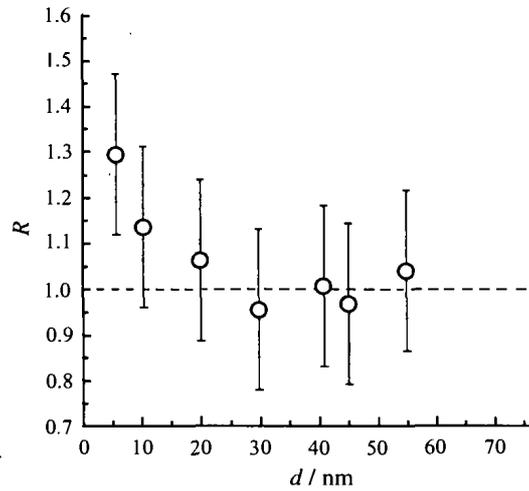


图 5 在 Ta 标记原子层处, Al_3 团簇成分对单原子离子 Al 的核能损的相对比值 R 随 Si 薄膜厚度的变化曲线^[8]

薄膜厚度小于 25 nm 时, $R > 1$, 并且 R 随薄膜厚度的增加而减小. 穿过薄膜后, Al_3 团簇离子中的原子之间仍然具有一定的空间关联并产生集体相互作用. 当薄膜厚度大于 25 nm 时, $R \approx 1$, 团簇成分与单原子离子在标记原子层中的核能损基本相同, 这表明团簇离子穿过薄膜后已经完全散裂开, 原子之间不再具有空间关联, 集体相互作用消失. 根据团簇离子在薄膜中的飞行时间和团簇成分之间的库仑作用, 当 2.7 MeV 的 Al_3 团簇离子通过 25 nm 厚的 Si 薄膜后, 经过迭代计算, 可以估计 Al_3 团簇成分之间的空间关联长度约为 0.6 nm. 一般讲, 当团簇成分之间的距离增大 2—3 倍后, 团簇的集体作用也就基本消失. 从上述讨论可以看出, 该方法测量的是团簇离子在物质中核能损的相对变化, 与电子阻止过程产生的能量损失无关. 该实验结果也是首次给出了团簇离子在物质中核能损增强效应的实验证据.

总之, 对于 MeV 载能团簇离子与物质相互作用

用过程中非线性能量损失的研究仍处于探索阶段, 虽然不断有新的实验结果发表, 但仍然缺乏有关团簇离子的电子能损和核能损方面的直接实验数据,

载能团簇离子与物质相互作用的理论模型也更待创立.

参 考 文 献:

- [1] Brunelle A, Della-Negra S, Depauw J, *et al.* Nucl Instr and Meth, 1997, **B125**: 207.
- [2] Seidl M, Voit H, Bouneau S, *et al.* Nucl Instr and Meth, 2001, **B183**: 502.
- [3] Tomaschko Ch, Brandl D, Kügler R, *et al.* Nucl Instr and Meth, 1995, **B103**: 407.
- [4] Narumi K, Nakajima K, Kimura K, *et al.* Nucl Instr and Meth, 1998, **B135**: 77.
- [5] Santiago H A, Rafael G M, Isabel A. Nucl Instr and Meth, 2000, **B164**: 296.
- [6] Baudin K, Brunelle A, Chabot M, *et al.* Nucl Instr and Meth, 1994, **B94**: 341.
- [7] Shen Yixiong, Lu Xiting, Jiang Dongxing, *et al.* Nucl Instr and Meth, 2001, **B179**: 480.
- [8] He W H, Kang H S, Shen D Y, *et al.* Nucl Instr and Meth, 2003, **B201**: 449.
- [9] Andersen H H. Matematisk-Fysiske Meddeleser, 1993, **43**: 127.
- [10] Beyec Y L. International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, 1998, **174**: 101.
- [11] Bouneau S, Brunelle A, Della-Negra S, *et al.* Phys Rev, 2002, **B65**: 144106.
- [12] Brunelle A, Della-Negra S, Depauw J, *et al.* Phys Rev, 2001, **A63**: 022902.
- [13] 丁富荣, 史平, 王尧等. 原子核物理评论, 2004, **21**(1): 34.
- [14] Shen Dingyu, Jiang Dongxing, Lu Xiting, *et al.* Appl Surf Sci, 2002, **199**: 123.
- [15] Döbeli M, Ames F, Ender R M, *et al.* Nucl Instr and Meth, 1995, **B106**: 43.
- [16] Jensen J, Dunlop A, Della-Negra S. Nucl Instr and Meth, 1998, **B141**: 753.
- [17] Nastasi M, Mayer J W. Materials Science and Engineering, 1994, **R12**: 1.

Energy Losses of Energetic Cluster in Matter*

DING Fu-rong, SHI Ping, WANG Yao, HE Wei-hong, NIE Rui

(Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract: Fast ions deposit energy in matter through electronic and nuclear collision processes. The relaxation of the deposited energy induces emission of photons, electrons, ions, and neutral species from the target. Comparing with single incident ion, cluster induces many new phenomena; such as non-linear energy loss, non-linear emission of secondary ions, production of giant tracks and craters in various irradiated materials. These new phenomena induced by clusters are attributed to the vicinage effect (or collective effect). This paper will review the measurements of non-linear energy loss of clusters in matter by using transmission method, pulse height defect in solid state detector, Au marked RBS technique and ion beam mixing of the marked atom.

Key words: cluster; non-linear effect; energy loss; pulse height defect; ion beam mixing

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China(10175005)