

文章编号: 1007- 4627(2000)03-159-06

快重离子在固体中引起的电子发射*

肖国青

(中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 简要介绍了快重离子与固体相互作用研究的状况和快重离子引起固体电子发射的机制, 讨论了电子能损导致原子位移的 3 种微观模型, 即“库仑爆炸”模型、“热峰”模型和“激发排斥”模型, 简述了研究电子发射的实验测量装置和测量方法, 讨论了总电子发射产额与电子能损的关系以及靶俄歇电子和快传输电子测量在电子激发诱发辐照损伤微观机制研究中的应用, 并介绍了重离子在 C 靶中产生的离子径迹处的电子温度和聚丙烯靶中离子径迹势的提取方法.

关键词: 快重离子; 靶俄歇电子; 传输电子; 离子径迹电子温度; 离子径迹势

中图分类号: O571.33 文献标识码: A

1 前言

重离子穿过固体介质时, 将会引起靶原子的激发和电离, 诱发介质的宏观特性产生变化, 形成可观察到的辐照损伤. 由于重离子所具有的广泛应用前景, 重离子与固体相互作用的研究日益受到人们的重视. 特别是对基本的原子碰撞机制已经开展了大量的研究, 但是对于高激发固体的性质还了解得不够深入. 未解决的问题之一是电子激发如何转变成成为固体中原子的运动.

为了研究电子激发传递能量的微观过程, 一种有效的研究方法就是测量从离子径迹中发射的电子, 由此而获得初始阶段离子径迹形成和能量沉积的重要信息. 特别是利用传输电子和俄歇电子能谱能够提取与上述模型相关的两个关键物理参数, 即离子径迹势^[1-5]和离子径迹处的电子温度^[6-7]. 本文将着重介绍快重离子引起固体电子发射研究以及导电介质中离子径迹的电子温度和绝缘介质中离子径迹势的提取方法.

2 重离子引起固体电子发射的机制

重离子在固体中所引起的电子发射需要经过 3 个过程. 快重离子在穿过固体介质时主要是通过激发和电离来损失能量的, 因此会引起大量的初级电

子产生. 初级电子在固体介质内向表面传输时还会通过多次碰撞和级联碰撞产生次级电子, 最后电子将会克服表面势垒折射出表面. 初级电子主要由 4 种机制产生的电子所组成, 即两体碰撞电子 (BEE)、连续态电子 (ECC 和 ELC)、靶俄歇电子和等离子激发电子.

BEE 电子是由快重离子直接电离不同靶壳层上的电子而产生的, 其电子谱与入射离子的能量和电荷态、靶核的初始电子速度分布、靶原子壳层结合能和靶核的库仑势有关. 对于静止电子来说可获得的最大动能为 $2 m_e V_p^2$, 其中 m_e 为电子的静止质量, V_p 为炮弹离子的速度.

ECC 和 ELC 电子是在离子原子碰撞实验研究中首先发现的^[8]. 在离子固体碰撞实验中称该峰为传输电子 (Convoy Electron)^[9]. 传输电子实际上是在炮弹离子的库仑势的作用下从固体表面沿炮弹方向出射的具有与炮弹相同速度的电子, 在能谱上成一尖峰状. 传输电子对表面镜像势和表面离子径迹势较为敏感, 可作为研究表面电子激发的探针.

快重离子可使离子径迹中靶原子的内壳层 (如 C 靶的 K 壳层) 电子电离, 位于导带 V 上的电子在填充 K 壳层空位时会造成导带上的另一个电子激发, 该发射电子被称为 $K^{-1}VV$ (K 壳层有一个空位) 和 $K^{-2}VV$ (K 壳层有 2 个空位) 俄歇电子, 其峰

* 收稿日期: 2000 -04 -01

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (19804012); 中国科学院留学回国择优支持基金资助

作者简介: 肖国青 (1962-), 男 (汉族), 河北承德人, 研究员, 从事高电荷态重离子与固体及原子碰撞研究和放射性束物理研究.

值能量分别位于 250 eV 和 300 eV 附近. 由于 C 靶的俄歇电子的自由程仅为 20Å , 因此只有在表面附近发射的俄歇电子才能飞离表面, 和传输电子一样俄歇电子也可作为研究表面电子激发的探针.

快重离子在固体中运动时由于动力学屏蔽效应会引起导带和价带电子振荡而产生集体激发(等离子体激发), 其能量损失与炮弹的电荷态、炮弹的速度和电子密度有关. 在 C 靶中等离子激发能约为 7 和 21 eV, 因此只能产生低能电子.

3 电子激发原子位移的几种机制

描述电子能损转化为原子运动的模型主要有下面 3 种, “库仑爆炸模型”、“热峰模型”和“激发排斥模型”. “库仑爆炸模型”^[10-12]认为, 如果在高电离密度的靶原子区域, 即离子径迹中, 电子复合中性化过程进行得足够慢, 就会使离子间产生强烈的库仑排斥而导致原子的位移. 也就是说靶电离和激发的强度以及复合时间决定着原子运动的剧烈程度. 该模型特别适合于绝缘体和电子迁移率低的固体介质. 近年来普遍使用的“热峰模型”^[13-15]认为, 激发电离的电子可以通过电子和声子的耦合与晶格原子进行相互作用, 如果传递的能量使晶格的温度超过了熔点就将导致晶格的熔化. 该模型能够有效地描述快重离子在具有强电子和声子耦合的金属材料中产生的辐照损伤^[15]. “激发排斥模型”^[16, 17]则认为大量的电子从价带被激发到导带时将会减弱原子间的结合力而导致原子运动, 该模型适用于描述具有共价键结构的材料的辐照损伤. 如果仅仅通过观察离子引起的固体宏观性质的变化, 如辐照损伤效应, 尚不足以区分何种微观机制起决定性作用. 离子引起的固体中原子运动是一种随机运动. 其时间尺度为 10^{-13} 至 10^{-12} s, 而电子发射的时间尺度为 10^{-17} 至 10^{-14} s, 如何将两种不同时间尺度的过程联系起来, 是近年来一项极为引人关注的研究课题.

4 电子发射的测量装置

束流首先经过靶室前的 3 组狭缝进行准直和约束, 然后在靶室内由一组精密光栏将束斑限制到 $\Phi 1\text{ mm}$. 为了降低地球磁场($\sim 5 \times 10^{-5}\text{ T}$)和其它电磁干扰源对低能电子的影响, 靶室内加入了双层 μ 金属坡莫合金屏蔽罩. 利用该靶室可以测量总电

子发射产额、零度角和前角区电子发射谱以及后角区的电子发射谱.

测量总电子发射产额时, 一般需在靶子上加上负电压, 使能量接近零的电子能够克服表面接触势垒而飞离表面. 为了将总电子产额与入射离子数归一化, 在测量靶电流的同时用法拉第筒测量穿过靶子的入射离子的强度. 归一化总电子发射产额为

$$Y = \frac{\int I_T dt}{\int I_{\text{ion}} dt / q},$$

其中 I_T 为靶电流, I_{ion} 为离子电流, q 为离子电荷态.

靶俄歇电子通常在后角区进行测量, 因为前角区发射的 BEE 和级联电子的产额较高, 会给俄歇电子测量带来较高的本底. 俄歇电子探测器通常是静电型的, 如 45° 平行板结构, 收集级为微道板或电子倍增器. 该探测器的立体角接收度可做到约 2 msr, 能量分辨率为 7.5% 左右.

传输电子主要是向零度角发射的, 因此在零度角放置了两个串列起来的双 45° 平行板探测器. 位于探测器上部的平行板上开有小孔. 既能排除离子阻止在平行板内所产生的二次电子本底, 又能通过法拉第筒接收离子而进行归一. 该探测器的能量分辨率($\sim 3\%$) 好于俄歇电子探测器, 但立体角接收度仅为约 0.02 msr.

5 总电子产额的实验结果讨论

总电子发射产额 Y 与电子能损 S_e 有关, 通过测量 Y 可以对 S_e 在固体中产生的电子效应进行研究. 早期的电子传输理论模型认为 Y 应与 S_e 成正比^[18-20]. 另一些模型则认为该正比关系并无有力的证据^[21-23]. 图 1 给出了 5 MeV/u 离子穿过 C 靶产生的发射电子产额, 可以看出 Y 与 S_e 的关系在 $Z_{\text{ion}} < 15$ 时呈下降趋势, 而在 $Z_{\text{ion}} > 15$ 时近似为一常数. 尽管人们从理论和实验上对 Y 和 S_e 的关系进行了大量的研究, 但是对 $Z_{\text{ion}} < 15$ 的离子的电子产额 Y 随 Z_{ion} 下降趋势的机制尚不十分清楚. 一些研究人员认为降低的原因是带正电的离子径迹对低能电子发射抑制的结果^[24-33]. 新的研究结果表明, 当 $Z_{\text{ion}} < 15$ 时, Y/S_e 比值随炮弹电荷态增加而降低是由于入射离子抑制等离子激发和初始低能电子产

生的结果^[3]. 对于 $Z_{ion} > 15$ 的炮弹, 电子产额与靶厚和电荷态的依赖关系主要是由快电子产生的级联效应而引起的^[3].

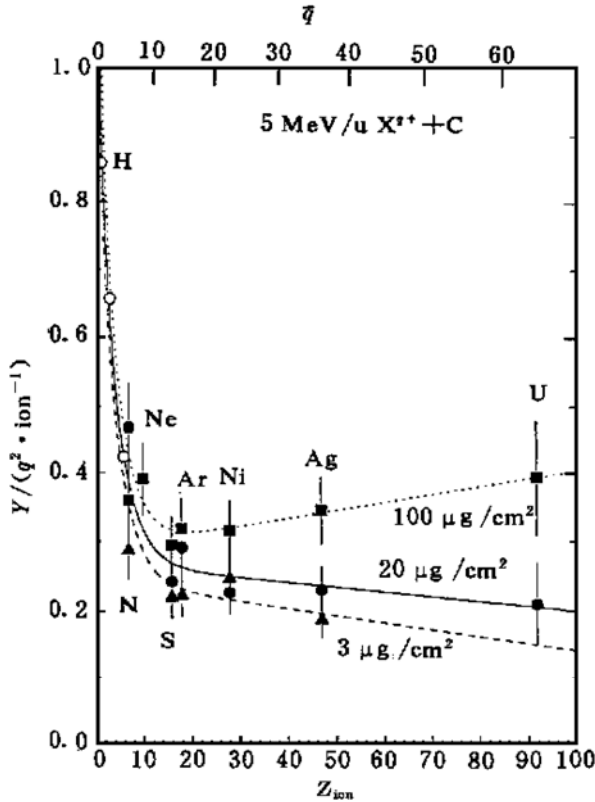


图 1 离子穿过靶产生的发射电子产额

6 电子温度的测量及提取方法

C 靶的 $K^{-1}VV$ 和 $K^{-2}VV$ 衰变过程的典型时间分别是 11 和 6 fs, 根据这一时钟可以对离子径迹复合过程的快慢程度进行测定, 同时根据上述两种衰变过程产生的俄歇电子的谱形和产额比又可以获得复合过程中的离子径迹处的电子温度. 由碰撞参数和靶壳层相关的 CTMC (Classical-Trajectory-Monte-Carlo) 模型^[34] 计算表明, 当炮弹电荷态 $Z_{ion} > 24$ 时, 离子径迹中心将达到完全电离. 对于 U 离子来说离子径迹完全电离区将扩延至直径为 1 Å 的圆柱形. 由于泡利阻塞效应和能量匹配的限制, 当离子径迹复合时, 电子将首先填充外壳层, 然后通过级联跃迁从外壳层向内壳层填充. 在复合过程中大量热电子将在 10^{-15} s 的时间内达到热力学平衡, 电子分布遵从费米狄拉克分布, 电子的能量分布可表述为

$$n(E_e, T_e) = D(E_e) \cdot f(E_e, T_e),$$

其中 E_e 是电子能量, T_e 是电子系统的温度, $D(E_e)$ 为 C 靶中处于费米能级 E_F 附近电子的态密

度, 费米狄拉克分布函数为

$$f(E_e, T_e) = 1 / \{ \exp[(E_e - \mu) / (k_B \cdot T_e)] + 1 \},$$

其中 k_B 是玻尔兹曼常数, μ 为化学势. 当 $T_e \ll E_F$ 时, $\mu = E_F$.

利用独立电子模型, 并通过不同能带之间的电子能量分布的卷积可以得到初始俄歇电子的分布函数

$$I_{AES}(E, T_e) \propto \int n_I(E_e, T_e) \cdot n_J(E - I_K - E_e) dE_e,$$

其中 I_K 是 K 壳层的结合能, 角标 I 和 J 代表不同的能带. 初始俄歇电子在传输到表面的过程中将会通过级联碰撞激发电子而损失能量, 因此俄歇电子能量损失谱为

$$I(E, T_e) = \int \frac{I_{AES}(E_A, T_e)}{S_e(E)} dE_A.$$

在出射表面俄歇电子还将会受到表面势 V_s (对于 C 约为 27 eV) 的折射, 最后俄歇电子的发射能谱可写为

$$J(E, T_e) = I(E, T_e) \frac{E}{(E + V_s)}.$$

利用模型给出的能谱函数拟合实验测得的 C 靶 $K^{-1}VV$ 和 $K^{-2}VV$ 俄歇电子能谱(见图 2) 就可以

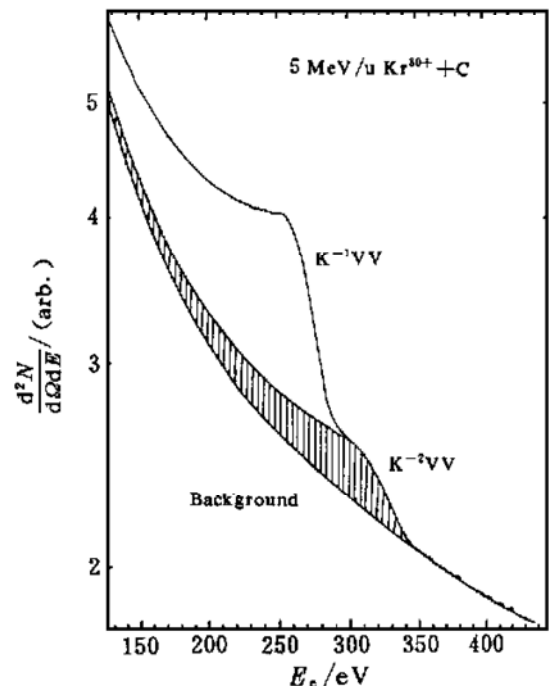


图 2 靶上激发的 $K^{-1}VV$ 和 $K^{-2}VV$ 俄歇电子双微分谱

提取出电子温度. 在分别计算 $K^{-1}VV$ 和 $K^{-2}VV$ 两种不同成份的强度时需要扣除叠加上的二次电子造成的连续分布本底.

图 3 给出了利用上述方法提取的对应于 4 种不同电荷态粒子在 C 靶中产生的电子温度, 两组曲线分别为考虑强电子-声子耦合^[15]和忽略电子-声子耦合^[7]的“热峰模型”模拟计算结果. 从图上可以看出, 最近提出的忽略电子-声子耦合的模型反而与实验结果相符. 这主要是因为在该种模型的热扩散方程中所使用的比热和热传导系数都大大低于前一种模型, 并且考虑了更多因素对电子激发能量源函数的影响. 在新模型中, 比热是利用 C 靶的态密度分布计算得到的, 因而比从实验数据拟合和根据自由电子气体模型估计的要小 5 倍. 而在热传导系数的计算中则考虑了电子-原子和电子-电子碰撞以及泡利排斥效应, 所获得的计算值特别是在温度较低时远小于前一模型使用线性插值得出的结果. 另外在电子激发能量源函数中分别考虑了 K 壳层、价带、电子能量沉积和离子径迹中心空穴的衰变的贡献, 由此而得到的电子激发源的能量比前一模型要高 30%. 从图 3 中可以看出, 电子温度随入射炮弹电荷态的增加而显著地增加, 甚至可达到 60 000 K. 只有考虑了带结构的“热峰模型”才能够解释上述测量结果.

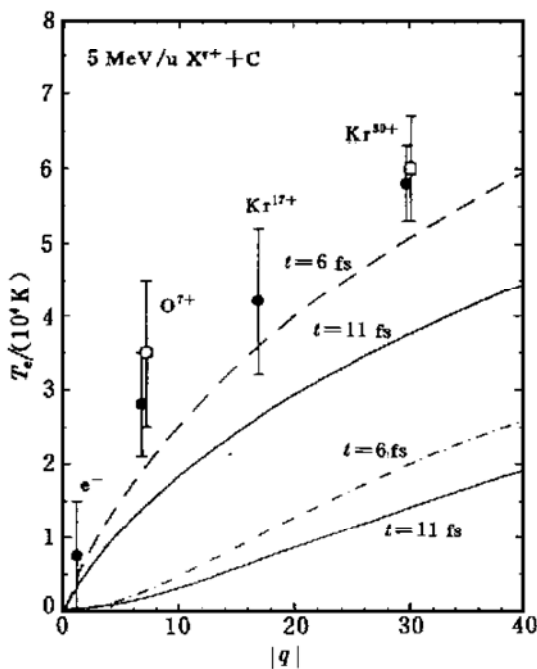


图 3 离子和电子在靶中产生的电子温度

实圆点是从 $K^{-1}VV$ 谱提取出的, 而空方框是从 $K^{-2}VV$ 谱提取的, 曲线为“热峰模型”计算的结果, t 为复合时间.

7 离子径迹势的提取

在利用 Si 半导体探测器测量重离子时通常会观察到离子径迹势所引起的幅度亏损. Schiwietz 等^[1]通过测定 5 MeV/u 的 Ne 离子激发聚丙烯薄膜靶中 C 原子发射的俄歇电子峰位随辐照剂量的变化同样观察到了离子径迹势的影响. 在低辐照剂量时, 俄歇电子受到离子径迹势的减速(电子能量降低了 68 eV), 而随着辐照剂量的增大聚丙烯薄膜靶逐渐被碳化, 离子径迹的复合时间逐渐减小, 直至俄歇电子的峰位与 C 靶中的重合. 离子径迹势就是当外推至零辐照剂量时聚丙烯薄膜靶俄歇电子峰位与 C 靶中的峰值之差. Wien 等^[2]利用能量为几个 MeV 的离子轰击有机固体表面, 采用飞行时间方法测量了出射的二次离子分布, 发现了离子径迹势造成的二次离子峰位的移动, 其中质子的能量增加了 1- 5.2 eV, 但该值远小于俄歇电子测量的结果. Schiwietz 等^[3]研究了 5 MeV/u 的 N, Ne, Ar 和 Ni 离子在聚丙烯薄膜中产生的俄歇电子峰位的移动变化(见图 4), 依据俄歇电子峰位的变化与入射离子电荷态的关系, 推断出离子径迹在 C 膜中的复合时间小于 1 fs, 而在聚丙烯薄膜中复合时间为 20- 10 000 fs. 因而只有在电子迁移率低的系统中才会

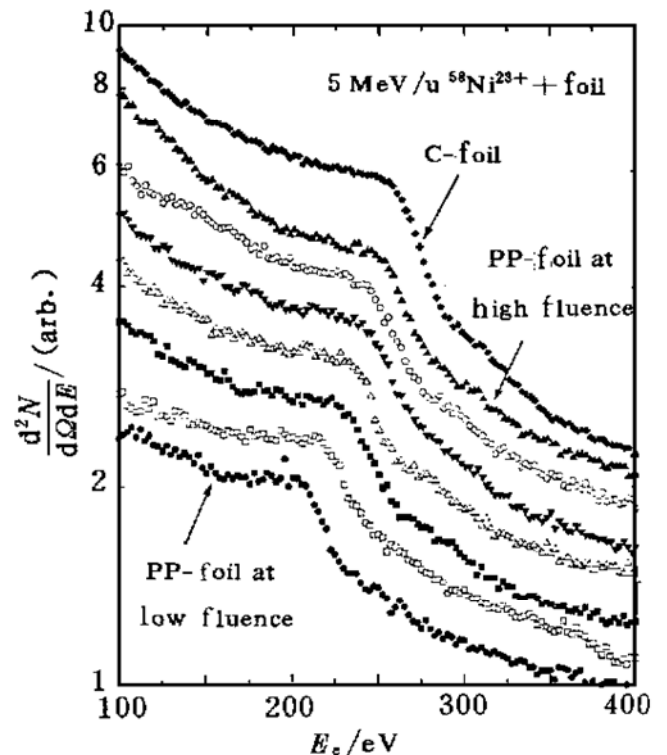


图 4 5 MeV/u 的 Ni^{23+} 离子在 C 靶和聚丙烯薄膜靶产生的 C-KLL 俄歇电子谱

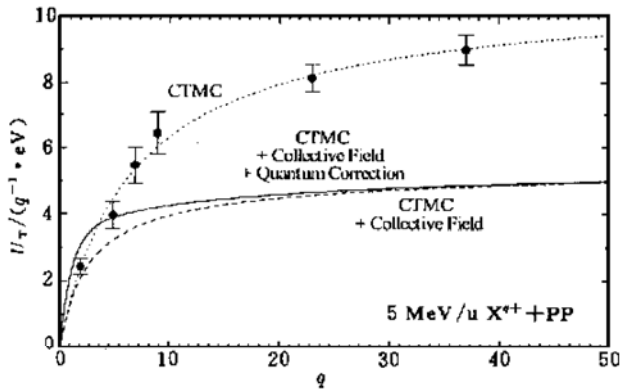


图 5 CTMC 模型计算的离子在聚丙烯薄膜靶中的径迹势

出现原子间的库仑排斥, 传递给原子的能量可高达 100 eV. 通过在零度角测定传输电子峰的峰位, 发现传输电子对表面势和离子径迹势特别敏感, 在导

参 考 文 献:

- [1] Schiwietz G, Grande P L, Skogvall B *et al.* Influence of Nuclear Track Potentials in Insulators on the Emission of Target Auger Electrons [J]. *Phys Rev Lett*, 1992, 69: 628– 631.
- [2] Wien K, Koch Ch, Nguyen van Tan. Line Shifts in Mass Spectra of Secondary Ions Ejected from Solids by MeV-ion Impact [J]. *Nucl Instr and Meth in Phys Res*, 1995, B100: 322– 330.
- [3] Schiwietz G, Xiao G. Electron Ejection from Solids Induced by Fast Highly-charged Ions [J]. *Nucl Instr and Meth in Phys Res*, 1996, B107: 113– 127.
- [4] Xiao G, Schiwietz G, Grande P L *et al.* Evidence for Convoy-electron Shifts due to Induced Potentials [J]. *Nucl Instr and Meth in Phys Res*, 1996, B115: 215– 219.
- [5] Xiao G, Schiwietz G, Grande P L *et al.* Indications for Nuclear-track Guided Electrons Induced by Fast Heavy Ions in Insulators [J]. *Phys Rev Lett*, 1997, 79: 1 821– 1 824.
- [6] Schiwietz G, Xiao G, Grande P L *et al.* An Experimental Determination of Electron Temperatures in the Center of Nuclear Tracks in Amorphous Carbon [J]. *Nucl Instr and Meth in Phys Res*, 1998, B146: 131– 136.
- [7] Schiwietz G, Xiao G, Grande P L *et al.* Determination of the Electron Temperature in the Thermal Spike of Amorphous Carbon [J]. *Europhys Lett*, 1999, 47: 384– 390.
- [8] Crooks G B, Rudd M E. Experimental Evidence for the Mechanism of Charge Transfer into Continuum States [J]. *Phys Rev Lett*, 1970, 25: 1 599– 1 601.
- [9] Harrison K G, Lucas M W. Secondary Electron Energy Spectra from Foils under Light-ion Bombardment [J]. *Phys Lett*, 1970, A33: 142.
- [10] Fleischer R L, Price P B, Walker R M. Ion Explosion Spike Mechanism for Formation of Charged-particle Tracks in Solids [J]. *J Appl Phys*, 1965, 36: 3 645– 3 652.
- [11] Johnson R E, Brown W L. Electronic Mechanisms for Sputtering of Condensed-gas Solids by Energetic Ions [J]. *Nucl Instr and Meth in Phys Res*, 1982, B198: 103– 118.
- [12] Watson C C, Tombrello T A. A Modified Lattice Potential Model of Electronically Mediated Sputtering [J]. *Radiation Effects*, 1985, 89: 263– 283.
- [13] Ritchie R H, Claussen C. A Core Plasma Model of Charged Particle Track Formation in Insulators [J]. *Nucl Instr and Meth in Phys Res*, 1982, B198: 133– 138.
- [14] Leseur D, Dunlop A. Damage Creation via Electronic Excitations in Metallic Targets, Part II: A theoretical model [J]. *Rad Eff and Def Solids*, 1993, 126: 163– 172.
- [15] Wang Z G, Dufour C, Paumier E *et al.* The S_e Sensitivity of Metals under Swift-heavy-ion Irradiation: A transient thermal process [J]. *J Phys: Condens Matter*, 1994, 6: 6 733– 6 750.
- [16] Stampfli P, Bennemann K H. Time Dependence of the Laser-Induced Femtosecond Lattice Instability of Si and GaAs: Role of longitudinal optical distortions [J]. *Phys Rev*, 1994, B49: 7 299– 7 305.
- [17] Stampfli P. Electronic Excitation and Structural Stability of Solids [J]. *Nucl Instr and Meth in Phys Res*, 1996, B107: 138– 145.
- [18] Sternglass E J. Theory of Secondary Electron Emission by High-speed Ions [J]. *Phys Rev*. 1957, 108: 1– 12.
- [19] Schou J. Transport Theory for Kinetic Emission of Secondary Electrons from Solids [J]. *Phys Rev*. 1980, B22: 2 141– 2 174.

电介质中它将受到镜像势的影响而加速, 而在绝缘介质中将会受到离子径迹势的吸引而减速^[4, 5]. 由于传输电子受离子径迹势的聚焦作用的影响, 根据测定传输电子峰位的变化不能够直接提取出离子径迹势的大小.

利用 CTMC^[34] 模型并引入电子与邻近原子的相互作用和电子与其它电子碰撞连续损失能量的分析关系式, 可以精确地计算固体中单电子激发产生的离子径迹势, 图 5 给出了计算结果.

总之, 通过对快离子引起的固体电子发射的研究, 使我们更加深入地了解了固体电子激发的特性, 所提出的模型解释了电子激发转变成原子运动的机制.

- [20] Sigmund P, Tougaard S. Electron Emission from Solids during Ion Bombardment. Theoretical Aspects [M]. Springer Series in Chemical Physics 17. Berlin: Springer-Verlag. 1981, 2– 37.
- [21] Schiwietz G, Biersack J P, Schneider D. Investigation of δ -Electron Emission in Collisions of Highly Charged Fast Ne Projectiles with Carbon-foil Targets [J]. Phys Rev. 1990, B41: 6 262– 6 271.
- [22] Roesler M, Brauer W. Theory of Electron Emission from Nearly-free-electron Metals by Proton and Electron Bombardment. In: Particle induced electron emission I [M]. Springer Tracts of Modern Physics. Berlin: Springer. 1991, 122: 1– 66.
- [23] Schneider D, Schiwietz G, DeWitt D. Doubly Differential Secondary-electron Yields following 8-MeV/u U^{68+} – and 3.5 MeV/u U^{38+} Ion Impact on a Thin Carbon-foil Target [J]. Phys Rev. 1993, A47: 3 945– 3 950.
- [24] Oda O, Lyman J T. Position and Secondary-electron Distribution for Heavy Ions [J]. Rad Res Suppl. 1967, 7: 20–32.
- [25] Clerk H G, Gehrhardt H J, Richter L *et al.* Heavy-ion Induced Secondary Electron Emission: A possible methode for z-identification [J]. Nucl Instr and Meth in Phys Res. 1973, 113: 325– 331.
- [26] Clouvas A, Rothard H, Burkhard M *et al.* Secondary Electron Emission from Thin Foils under Fast-ion Bombardment [J]. Phys Rev, 1989, B39: 6 316– 6 320.
- [27] Borovsky J E, Barraclough B L. High-velocity Ionic Projectiles Interacting with Metals: Models and measurements of secondary-electron yields from gold and aluminum targets struck by 13.5– 31.5 MeV ${}^7\text{Li}$ and 9– 63 MeV ${}^{12}\text{C}$ [J]. Nucl Instr and Meth in Phys Res. 1989, B36: 377– 394.
- [28] Borovsky J E, Suszcynsky D M. Experimental Investigation of the z^2 Scaling Law of Fast-ion-produced Secondary-electron Emission [J]. Phys Rev, 1991, A43: 1 416– 1 432.
- [29] Borovsky J E, Suszcynsky D M. Reduction of Secondary-Electron Yields by Collective Electric Fields within Metals [J]. Phys Rev. 1991, A43: 1433– 1440.
- [30] Rothard H, Schou J, Groeneveld K O. Projectile- and Charge-state-dependent Electron Yields from Ion Penetration of Solids as a Probe of Preequilibrium Stopping Power [J]. Phys Rev. 1992, A45: 1 701– 1 710.
- [31] Clouvas A, Katsanos A, Farizon-Mazuy B *et al.* Projectile Dependence of Ion-induced Electron Emission from Thin Carbon Foils [J]. Phys Rev, 1993, B48: 6 832– 6 838.
- [32] Benka O, Steinbauer E, Bauer P. Kinetic Electron Emission Yield Induced by H and He Ions versus Stopping Power for Al, Cu, Ag and Au [J]. Nucl Instr and Meth in Phys Res, 1994, B90: 64– 66.
- [33] Benka O, Schinner A, Fink T *et al.* Electron Emission Yield of Al, Cu, and Au for the Impact of Swift Bare Light Ions [J]. Phys Rev, 1995, A52: 3 959– 3 965.
- [34] Schiwietz G, Fritsch W. Determination of Differential Cross Sections in Classical Trajectory Monte Carlo [J]. J Phys, 1987, B20: 5 463– 5 474.

Electron Emission from Solids Induced by Swift Heavy Ions^{*}

XIAO Guo-qing

(*Institute of Modern Physics, the Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

Abstract: The recent progresses in experimental and theoretical studies of the collision between swift heavy ion and solids as well as electron emission induced by swift heavy ion in solids were briefly reviewed. Three models, Coulomb explosion, thermal spike and repulsive long-lived states, for interpreting the atomic displacements stimulated by the electronic energy loss were discussed. The experimental setup and methods for measuring the electron emission from solids were described. The signification deviation from a proportionality between total electron emission yields and electronic stopping power was found. Auger-electron and convoy-electron spectra are thought to be a probe for investigating the microscopic production mechanisms of the electronic irradiation-damage. Electron temperature and track potential at the center of nuclear tracks in C and polypropylene foils induced by 5 MeV/u heavy ions, which are related to the electronic excitation density in metals and insulators respectively, were extracted by measuring the high resolution electron spectra.

Key words: swift heavy ion; target Auger-electron; convoy-electron; nuclear track electron temperature; nuclear track potential

* **Foundation item:** NSFC(19804012); the Scientific Foundation of CAS