

# $H_2^+$ , $H_3^+$ 团簇离子在沟道条件下的 背散射质子产额测量\*

杨朝文

(四川大学物理科学与技术学院, 原子核科学技术研究所, 成都 610064)

V. A. Khodyrev V. S. Kulikauskas

(莫斯科大学核物理研究所, 莫斯科 119899, 俄罗斯)

(2002 年 5 月 13 日收到, 2002 年 11 月 29 日收到修改稿)

采用卢瑟福背散射方法, 测得了每质子能量为 650 keV 的  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  团簇离子在 Si 晶体  $\langle 100 \rangle$  和  $\langle 110 \rangle$  沟道条件下的质子背散射能谱. 结果发现, 由于  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  团簇在晶体中的库仑爆炸和团簇效应,  $H_2^+$  的背散射质子产额大于  $H^+$  的背散射产额, 而  $H_3^+$  的背散射质子产额又大于  $H_2^+$  的背散射质子产额. 通过计算, 分别得到了  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  在  $\langle 100 \rangle$  和  $\langle 110 \rangle$  沟道方向的背散射质子产额相对于随机方向背散射产额之比随深度的分布.

关键词: 团簇, 沟道效应, 库仑爆炸, 背散射

PACC: 3400, 3490, 3640

## 1. 引言

当带电粒子射入固体靶时, 会产生许多不同的物理现象, 如卢瑟福散射、能损过程、二次电子发射、核反应、 $\alpha$  射线产生等. 所有这些过程都有一个与碰撞参量  $b$  相关的截面. 假如靶材料是均匀分布且各向同性的, 那么碰撞参量的分布就与入射束的方向无关. 因此, 如果忽略表面效应, 观察到的结果应该与方向无关. 但是, 当靶材料是晶体时, 情况会发生变化. 此时如果一束高度准直的离子沿晶体低维数晶轴或晶面入射时, 由于受到原子阵列的周期性静电力的作用, 离子与晶体原子的近距离相互作用概率急剧下降, 晶体的阻止本领变小, 入射离子在晶体中的射程增加, 这就是在 20 世纪 60 年代初发现的沟道效应. 但是, 同样在沟道条件下, 当入射粒子为团簇时, 由于电子被剥离, 组成团簇的离子之间的库仑势能要转变成动能. 再由于组成团簇的离子之间连线方向在空间的均匀随机分布, 使得库仑爆炸碎片的平均横向动能增加, 团簇离子在沟道条件下的背散射谱将不同于在相同速度下组成团簇的单个离子的背散射谱. 于是可以预期,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  团簇离子在

沟道条件下的卢瑟福背散射谱将不同于具有相同速度的  $H^+$  的卢瑟福背散射谱. 根据这一差异, 我们有可能获得团簇与物质相互作用的特殊性以及团簇自身的结构等信息.

然而, 目前所见的采用沟道效应研究团簇与物质相互作用的报道仅见于文献 [1]. Gemmel<sup>[1]</sup>等在  $\langle 111 \rangle$  平面沟道条件下测量了能量为 4 MeV 的  $^4\text{HeH}^+$  穿过 53.5 nm 厚的金晶体后库仑爆炸碎片——质子的角度分布. 在这种实验中必须采用晶体薄膜, 这增加了实验的难度. 因此, 为了获得团簇离子与物质相互作用的有关信息, 也为了克服制作晶体薄膜及实验操作的困难, 我们采用卢瑟福背散射方法, 测量了具有相同速度的  $H^+$ ,  $H_2^+$  和  $H_3^+$  在 Si 晶体中不同沟道条件下的卢瑟福背散射谱, 并获得了沟道条件下质子背散射事件相对于非沟道条件发生概率随深度的分布.

## 2. 实验装置和方法

实验是在莫斯科大学核物理研究所完成的, 图 1 为实验装置及电子学测量系统示意图.

\* 国家自然科学基金(批准号: 19975034, 19975033, 10175041)资助的课题.

$\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$  或  $\text{H}_3^+$  束流由 3 MV Van de Graaff 静电加速器产生并加速,经  $90^\circ$  磁分析器偏转后,再经光阑  $C_1$ 、 $C_2$  狭缝准直。 $C_1$  与  $C_2$  之间距离约 5 m。管道中真空度约为  $133 \times 10^{-6}$  Pa。由于残余气体的存在,一部分  $\text{H}_2^+$ 、 $\text{H}_3^+$  将与残余气体碰撞而分裂。因此,在晶体靶前 1 m 处安放一个磁铁,用于偏转和分离  $\text{H}_2^+$ 、 $\text{H}_3^+$  的分裂碎片  $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$ 、 $\text{H}^0$ 、 $\text{H}_2$  等,仅让未分裂的  $\text{H}_2^+$  或  $\text{H}_3^+$  通过狭缝  $C_3$ 。Si 晶体靶安放在一个多维精密旋转仪上。旋转仪可在空间任意方向旋转或

平移,旋转角度可精确到  $0.01^\circ$ 。探测器  $D_2$  置于离晶体约 30 cm 处,与束流方向成  $127^\circ$  夹角。束流监测器采用高速旋转的镀金铝片制成,监测束流的探测器  $D_1$  记录束流在镀金铝片上的背散射能谱。根据背散射能谱金层所产生的散射峰总计数,可以确定束流的相对大小。每次在晶体上产生的背散射能谱以监测束流的探测器  $D_1$  记录的金层所产生的散射峰总计数进行归一化。预置的计数达到后,计数器产生一个停止信号,通知多道分析器停止计数。

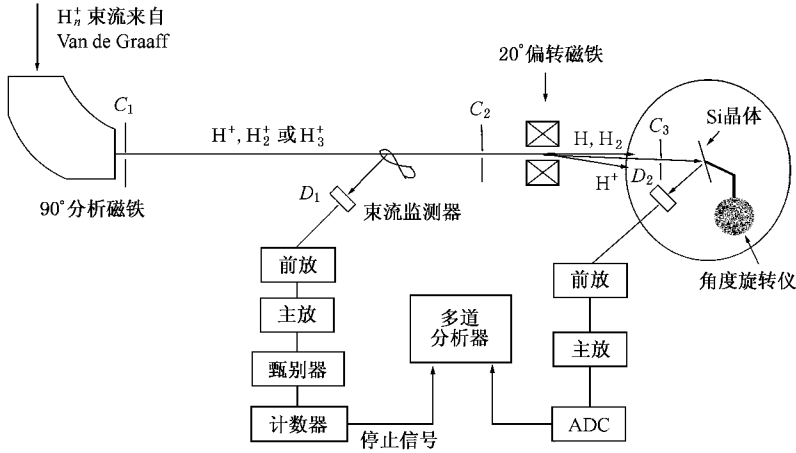


图 1 实验装置及电子学测量系统示意图

为了确定准确的沟道方向,首先采用激光器对准。激光器安装在狭缝  $C_1$  前面,激光经过  $C_1$ 、 $C_2$  后,照射在晶体上。调整旋转仪使得激光垂直照射在晶体上。但是,这并非是真的沟道方向。主要原因是:第一,晶面的切割加工存在微小的方向误差;第二,由于磁铁的存在,使得  $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$  或  $\text{H}_3^+$  入射到晶体上时,有微小的方向改变。因此,为了确定真正的沟道方向,在用激光初步对准的基础上,调整多维旋转仪,沿  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  三个不同的角度方向扫描,在相同的监测计数条件下,每步进  $0.01^\circ$  测量相同能量的质子在晶体上的背散射谱。取对应于晶体表面下极薄层的背散射谱计数之和与扫描角度作图,当在某一角度下计数和最少时,此位置就是所要求的沟道方向。

3. 测量结果

利用上述实验装置,在随机方向和  $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 110 \rangle$  沟道情况下,分别测量了每质子能量为 650

keV 的  $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$ 、 $\text{H}_3^+$  的背散射谱,分别如图 2、图 3 及图 4 所示。它们都是在监测计数相同的情况下得到的。

图 2 为相同速度 650 keV/p 的  $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$ 、 $\text{H}_3^+$  在硅晶体上随机方向的背散射谱。由图可见,无论是  $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$  或者  $\text{H}_3^+$ ,它们在随机方向的质子背散射谱是一样的,看不出差异。因此,用普通的膜或样品研究团簇离子的背散射时可能应采用一些特殊的方法<sup>[2,3]</sup>。

图 3 和图 4 是  $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$ 、 $\text{H}_3^+$  分别在  $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 110 \rangle$  沟道条件下的背散射谱。比较图 2、图 3 和图 4 可以发现:在  $\langle 100 \rangle$  方向和  $\langle 110 \rangle$  方向,背散射产额都明显小于在随机方向的产额。在随机方向上,背散射产额最大。而在  $\langle 100 \rangle$  方向和  $\langle 110 \rangle$  方向之间比较, $\langle 100 \rangle$  方向的背散射产额又大于  $\langle 110 \rangle$  方向的产额。这是非常合理的结果,因为  $\langle 110 \rangle$  沟道比  $\langle 100 \rangle$  沟道宽,粒子更容易通过沟道。更重要的是,在沟道条件下,  $\text{H}_2^+$  的背散射产额大于  $\text{H}^+$ ,而  $\text{H}_3^+$  团簇离子的背散射产额又大于  $\text{H}_2^+$ 。这是非常

有意义的结果 ,也是我们预期的结果 .这说明 ,团簇离子在晶体沟道条件下的背散射具有特异性 ,不同于相同速度的单离子背散射 .这为研究团簇离子与

物质相互作用提供了一种新的方法 .从图 4 中还可以发现两个微小的峰 ,对应元素为 C ,O ,这是由于晶体表面受到污染的缘故 .

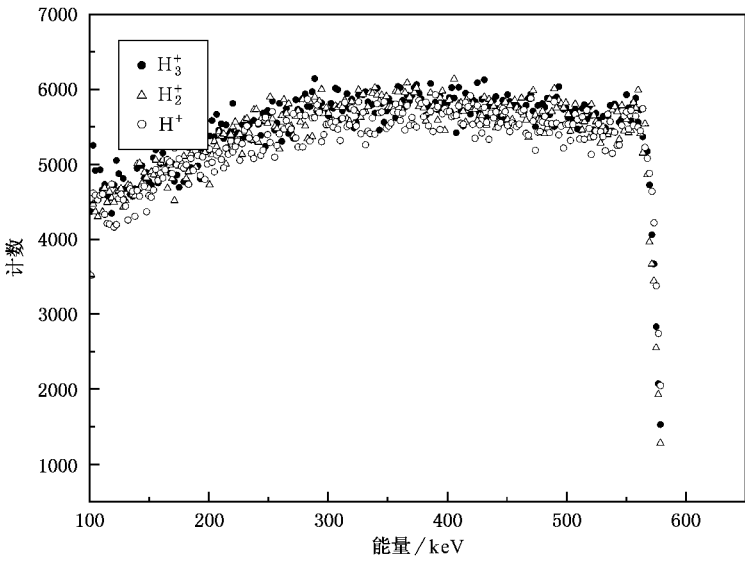


图 2 650 keV/p H<sup>+</sup> ,H<sub>2</sub><sup>+</sup> ,H<sub>3</sub><sup>+</sup> 在随机方向的背散射谱

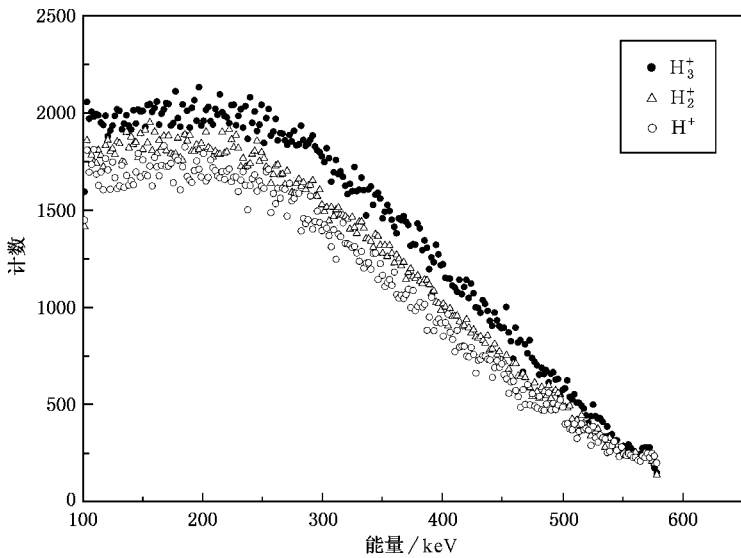


图 3 650 keV/p H<sup>+</sup> ,H<sub>2</sub><sup>+</sup> ,H<sub>3</sub><sup>+</sup> 在 <100> 方向的背散射谱

#### 4. 背散射产额随深度的分布

图 2、图 3 及图 4 都是背散射粒子的能量分布 .由于粒子在晶体中的能量损失不仅与沟道方向有关<sup>[4]</sup> ,而且与团簇的组成有关<sup>[2,3,5—12]</sup> ,因此在背散射谱中相同的能量位置 ,对于 H<sup>+</sup> ,H<sub>2</sub><sup>+</sup> ,H<sub>3</sub><sup>+</sup> 而言 ,分

别对应于不同的靶深度 .为了比较 H<sup>+</sup> ,H<sub>2</sub><sup>+</sup> ,H<sub>3</sub><sup>+</sup> 在相同的沟道方向下在靶中相同深度处的背散射概率 ,就必须将能量分布谱转换为深度分布谱 .

采用迭代算法 .将靶分为若干薄层 ,每层厚  $\Delta x$  .入射粒子垂直进入靶中 ,背散射粒子出射方向与入射方向夹角为  $\theta$  .当入射粒子达到第  $n$  层时 ,由于能量损失 ,其能量为  $E_n$  .在入射路径上逐层中的能损为

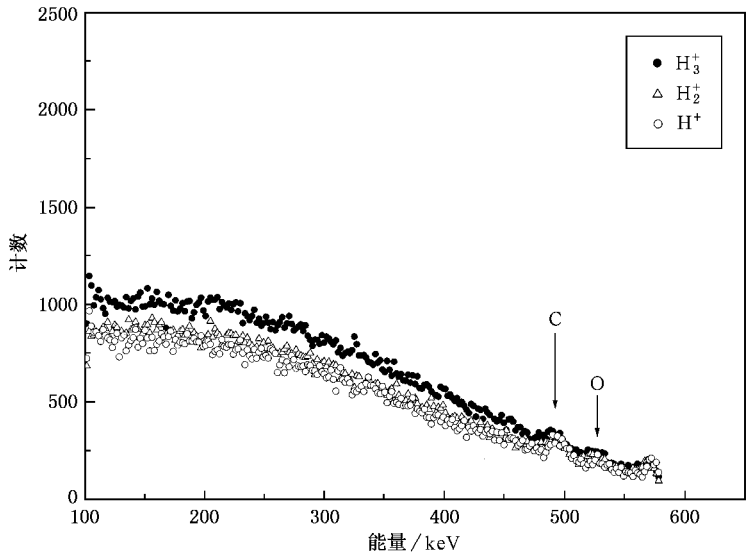


图4 650 keV/p  $H^+$  , $H_2^+$  , $H_3^+$  在  $\langle 110 \rangle$  方向的背散射谱

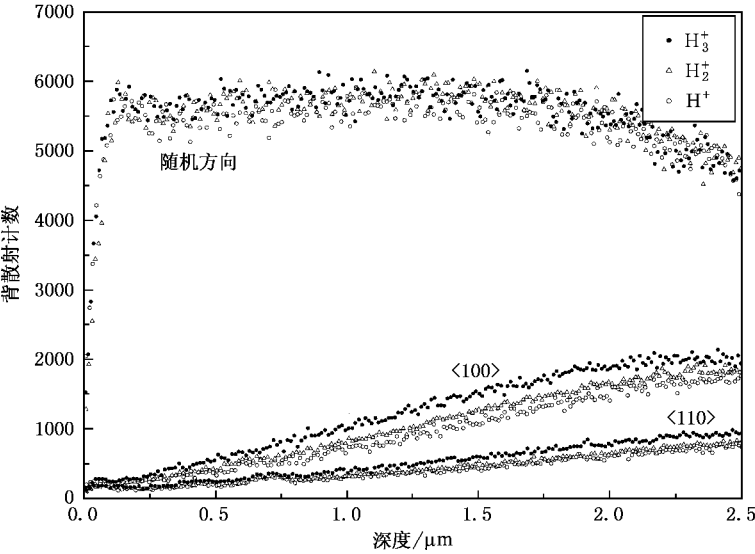


图5 650 keV/p  $H^+$  , $H_2^+$  , $H_3^+$  在不同沟道条件下背散射谱随入射深度的分布

$$\Delta E_i = -\frac{dE_i}{dx} \Delta x \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (1)$$

$$E_i = E_{i-1} - \Delta E_i. \quad (2)$$

假设此时发生沿  $\theta$  方向的背散射,那么,背散射粒子的初始能量为  $E'_n = KE_n$ ,此处  $K$  为背散射动力学因子<sup>[13]</sup>,可以根据公式计算.在背散射后的出射路径上,粒子仍将继续损失能量,直到离开靶.

$$\Delta E'_{i-1} = -\frac{dE'_i}{dx} \frac{\Delta x}{\cos\theta} \quad i = n, n-1, \dots, 2, 1, \quad (3)$$

$$E'_{i-1} = E'_i - \Delta E'_{i-1}, \quad (4)$$

式中  $-dE/dx$  为介质对粒子的阻止本领.在此采用 Bethe-Bloch 公式,并考虑到能损的沟道效应<sup>[4]</sup>和团簇效应,有

$$-\frac{dE}{dx} = \alpha\beta \frac{4\pi nZ_1^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I}. \quad (5)$$

(5) 式中  $I$  为介质的平均电离能.对于 Si,根据 Bier-sack 和 Haggmark 在 TRIM<sup>[14]</sup>程序中采用的值,取  $I = 150$  eV.  $\alpha$  为沟道效应因子.当粒子在沟道中运动时,其能量损失要小于在随机方向运动时的能量损失.根据文献[4],当粒子在随机方向的介质中,其能损的沟道因子  $\alpha = 1$ ,在沟道中时,  $\alpha = 0.3-0.9$ .作

为粗略计算,在  $\langle 100 \rangle$  沟道下,取  $\alpha(100)=0.7$ ;在  $\langle 110 \rangle$  沟道下,取  $\alpha(110)=0.4$ .  $\beta$  为能损的团簇效应因子,即氢团簇中平均每个质子的能损与相同速度下单质子能损之比.根据文献 [5—8] 的实验结果及 Monte Carlo 模拟计算,  $\beta$  是深度和沟道方向的函数,对  $\text{H}_3^+$ , 随入射深度的增加,  $\beta$  从 1.95 到 1.10 递减;对  $\text{H}_2^+$ ,  $\beta$  从 1.45 到 1.00 递减(将另文发表).

经过计算,我们将背散射能谱转换成了深度分布谱,并将  $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$ 、 $\text{H}_3^+$  的结果一起显示在图 5 中.

为了更有利于和将来的理论模拟结果进行比较,相对于随机方向进行归一,定义比值  $R$ ,

$$R = \frac{\alpha(d)}{R(d)}, \tag{6}$$

其中  $\alpha(d)$  为在沟道条件下入射粒子在深度为  $d$  时的背散射计数,  $R(d)$  为在随机方向下的计数.结果如图 6 所示.这为我们进一步研究团簇的结构、库仑爆炸、尾流势以及团簇与物质相互作用时特殊的团簇效应等提供了实验依据.

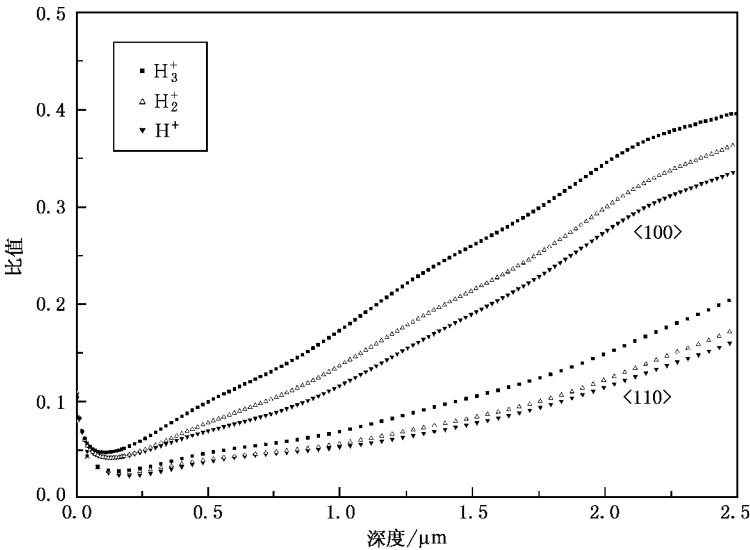


图 6  $\text{H}^+$ 、 $\text{H}_2^+$ 、 $\text{H}_3^+$  在  $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 110 \rangle$  沟道方向下背散射计数与随机方向计数之比随入射深度的分布

5. 讨 论

从图 5 或图 6 的结果可以发现:无论在  $\langle 100 \rangle$  方向还是在  $\langle 110 \rangle$  方向,  $\text{H}_2^+$  的质子背散射产额明显大于相同速度的入射质子的背散射产额,而相同速度的  $\text{H}_3^+$  的质子背散射产额又明显大于  $\text{H}_2^+$  的质子背散射产额.这说明  $\text{H}_3^+$  与物质相互作用时库仑爆炸和尾流势引起的横向运动速度比  $\text{H}_2^+$  的库仑爆炸和尾流势引起的横向运动速度更大,反沟道效应

更明显,这一结果与文献 [15—17] 的结果是相符的.

理论上通过模拟计算  $\text{H}_n^+$  在不同沟道条件下的背散射质子分布,并与所测实验结果进行比较,将可能有助于了解氢团簇立体结构、尾流势的形式和大小以及团簇与物质相互作用的微观过程等.

本文工作是在俄罗斯莫斯科大学核物理研究所完成的.作者杨朝文感谢莫斯科大学核物理研究所的同事 G. A. If-erov, G. P. Pokhil 等教授的大力帮助和支持,同时也要感谢 Alla 女士的热心帮助和 Khodyrev 夫人的热情接待.

[ 1 ] Gemmell D S, Remillieux J, Poizat J C et al 1976 Nucl. Instr. Meth. **132** 61

[ 2 ] Sheng Y X, Lu X T, Jiang D X et al 2001 Nucl. Instr. Meth. B **179** 480

[ 3 ] Sheng Y X, Jiang D X, Lu X T et al 2001 Chin. Phys. Lett. **18** 525

[ 4 ] Gemmell D S 1974 Rev. Mod. Phys. **46** 129

[ 5 ] Brandt W, Ratkowski A, Ritchie R H 1974 Phys. Rev. Lett. **33** 1325

- [ 6 ] Matrunami N 1996 *Nucl. Instr. Meth. B* **115** 55
- [ 7 ] Ray E , Kirsch R , Mikkelsen H H *et al* 1992 *Nucl. Instr. Meth. B* **69** 133
- [ 8 ] Susuki Y , Fritz M , Kimura K *et al* 1994 *Phys. Rev. A* **50** 3533
- [ 9 ] Denton C , Perez F J , Abril I *et al* 1996 *Europhys. Lett.* **35** 499
- [ 10 ] McGurie E J 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2758
- [ 11 ] Arista N R 2000 *Nucl. Instr. Meth. B* **164—165** 108
- [ 12 ] Yang C W *et al* 1999 *Journal of Atomic and Molecular Physics* **16** 106 ( in Chinese ) 杨朝文等 1999 原子与分子物理学报 **16** 106 ]
- [ 13 ] Chu W K , Mayer J W , Nicolet M A 1978 *Backscattering Spectrometry* ( New York , San Francisco , London :Academic Press )
- [ 14 ] Biersack J P , Haggmark L G 1980 *Nucl. Instr. Meth.* **170** 257
- [ 15 ] Behar M ,Grande P L ,Azevedo G de M *et al* 2000 *Nucl. Instr. Meth. B* **161—163** 168
- [ 16 ] Yang B F *et al* 2002 , *Acta Phys. Sin.* **51** 55 ( in Chinese ) 杨百方等 2002 物理学报 **51** 55 ]
- [ 17 ] Miao J W *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1058 ( in Chinese ) 缪竞威等 2000 物理学报 **49** 1058 ]

## Measurement of the backscattering yields for protons of $H_2^+$ , $H_3^+$ cluster ions in channeling condition \*

Yang Chao-Wen

( *Institute of Physics Science and Technology , Sichuan University , Chengdu 610064 ,China* )

V. A. Khodyrev V. S. Kulikauskas

( *Institute of Nuclear Physics , Moscow State University , Moscow 119899 , Russia* )

( Received 13 May 2002 ; revised manuscript received 29 November 2002 )

### Abstract

Rutherford backscattering spectrum of protons in  $H_2^+$  ,  $H_3^+$  cluster ions have been measured in channeling directions  $\langle 100 \rangle$  and  $\langle 110 \rangle$  of silicon crystal. It has been found that , under the same velocity of 650 keV/p , the backscattering probability for protons of  $H_2^+$  cluster ions is greater than that of  $H^+$  projectile , and the backscattering probability for protons of  $H_3^+$  is greater than that of  $H_2^+$  . The ratio of backscattering yields of channeling direction to that of random direction is defined and the depth dependence of ratio distribution is calculated.

**Keywords :** cluster , channeling effects , Coulomb explosion , Rutherford backscattering

**PACC :** 3400 , 3490 , 3640

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 19975034 , 19975033 and 10175041 ).