

金屬玻璃噴濺之角分佈

陳世明 洪榮木* 蔡崇源*

摘 要

以 90 KeV 的氬離子 (Ar^+) 碰撞一種金屬玻璃 ($\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$) 之噴濺現象的角分佈實驗中，我們發現其碰撞現象，主要是連續幾次彈性碰撞之動量的傳遞所造成，且多次碰撞所造成的噴濺現象只在試料法綫方向造成較大的量分佈。這種結果可由簡單的彈性碰撞現象獲得了解。同時以質譜儀觀測噴濺過程時，却偵測不出有任何組成元素之穩定化合物存在，由此可知本實驗中熱蒸發效應在噴濺過程中的影響很小，幾可完全忽略不計。

前 言

噴濺 (sputtering) 是一項很有趣而且很重要的物理現象，舉凡清除物體表面雜質、製造薄膜、分析物質材料成分等，皆能應用到它，但到目前為止，仍有一些噴濺現象還不清楚，尤其是在多元合金材料 (multiple alloys) 方面，所以才激發了科學家們對「噴濺」研究的興趣。

本文所要探討的材料是金屬玻璃⁽¹⁾ (metallic glasses)，它們是一種非晶態合金。這種合金，本身結構非常紊亂而缺乏規律性，但仍具備了金屬應有的特性。因此在做研究時即利用這些特殊性質。同時，它是當今一種新的金屬材料，在材料工業用途上深具潛力，目前已被應用做高韌性及防腐蝕性材料。若用來做電腦的磁泡，則可節省約 25 倍的記憶空間。另外，超導性金屬玻璃一般具有極高的上臨界磁場 (upper critical field)，將來在製造高磁場磁鐵的發展上具有無比的潛力。由以上這些事實，可知金屬玻璃之應用價值極高，惟目前尚有一些特性不甚了解，以致成為當

今研究新材料的重要課題。目前研究這種新材料的方法很多，在此我們僅利用噴濺的方法來探討金屬玻璃的一些特性。

原 理

1. 碰撞理論：

如果我們假設噴濺過程是為彈性碰撞所造成，則根據古典力學⁽²⁾之理論，依如下之推論，得出噴濺產率之角分佈應為 $\cos \xi$ (ξ 是入射離子束之方向與偵測器之間的夾角)。根據質心座標定義

$$m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 = (m_1 + m_2) \vec{R} \quad (1)$$

在此 m_1 、 \vec{r}_1 分別是入射離子之質量和實驗座標。

m_2 、 \vec{r}_2 分別是靶原子之質量與實驗座標。

\vec{R} 是質心在實驗座標之位置。

由(1)微分得

$$m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2 = (m_1 + m_2) \vec{v} \quad (2)$$

此式中 \vec{u}_1 是實驗座標中入射離子之速度， \vec{u}_2 是靶上原子的速度， \vec{v} 是質心速度。

因靶上的原子在實驗座標上是靜止的，所以

台北醫學院物理學科

* 國立台灣大學物理系

民國七十四年十二月九日受理

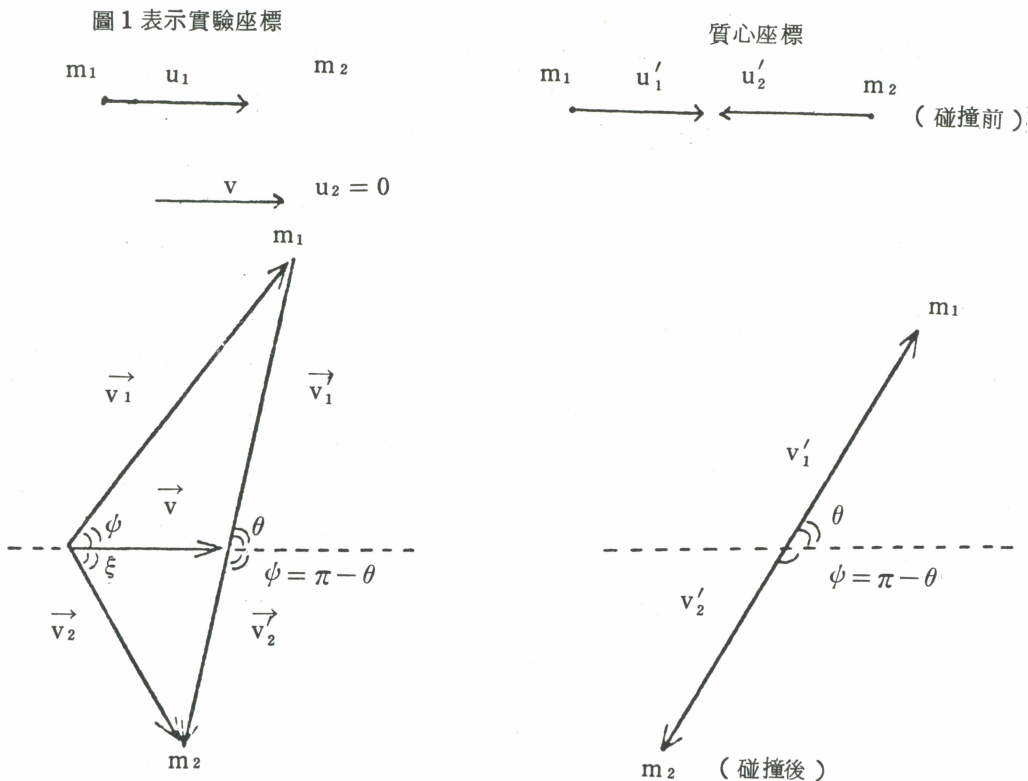


圖 1

$$u_2 = 0 \quad (3)$$

因此我們可得質心速度

$$\vec{v} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{u}_1 \quad (4)$$

因為在質心座標上，靶原子的速度完全是由質心速度而來，故

$$\vec{u}'_2 = -\vec{v} = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{u}_1 \quad (5)$$

$$\text{所以 } \vec{u}'_2 = \vec{v} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{u}_1 \quad (6)$$

在質心座標上的彈性碰撞由能量守恒得

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m_1 u_1'^2 + \frac{1}{2} m_2 u_2'^2 \\ = \frac{1}{2} m_1 v_1'^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2'^2 \end{aligned} \quad (7)$$

由動量守恒得

$$m_1 \vec{u}'_1 + m_2 \vec{u}'_2 = m_1 \vec{v}'_1 + m_2 \vec{v}'_2 \quad (8)$$

由(7)(8)及入射質點在質心座標之速度

$$\vec{u}'_1 = \vec{u}_1 - \vec{v}$$

$$\text{可得 } \vec{v}'_2 = \vec{u}'_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{u}_1 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \vec{v}'_1 = \vec{u}'_1 = \vec{u}_1 - \vec{v} &= \frac{m_1 + m_2}{m_1} \vec{v} - \vec{v} \\ &= \frac{m_2}{m_1} \vec{v} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{u}_1 \end{aligned} \quad (10)$$

由圖 1 可知

$$\begin{aligned} v_2 \sin \xi &= v_2' \sin \theta \\ v_2 \cos \xi &= v - v_2' \cos \theta \end{aligned} \quad (11)$$

$$\tan \xi = \frac{\sin \theta}{\left(\frac{v}{v_2'}\right) - \cos \theta} \quad (12)$$

由(4)和(9)得

$$\frac{v}{v_2'} = \frac{\frac{m_1}{m_1 + m_2} u_1}{\frac{m_1}{m_1 + m_2} u} = 1 \quad (13)$$

$$\text{故 } \tan \xi = \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta}$$

但 $\psi = \pi - \theta$ 故

$$\tan \xi = \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{\sin \psi}{1 + \cos \psi} \quad (14)$$

由(14)微分得

$$\begin{aligned} \sec^2 \xi d\xi &= \frac{\cos \psi + 1}{(1 + \cos \psi)^2} d\psi \\ &= \frac{d\psi}{\cos \psi + 1} \end{aligned}$$

$$\text{即 } \frac{d\psi}{d\xi} = \sec^2 \xi (\cos \psi + 1) \quad (15)$$

由(14)可得

$$\begin{aligned} \sin \xi &= \frac{\sin \psi}{\sqrt{\sin^2 \psi + (1 + \cos \psi)^2}} \\ \text{即 } \frac{\sin \psi}{\sin \xi} &= \sqrt{2 + 2 \cos \psi} \quad (16) \end{aligned}$$

$$\text{及 } \cos \xi = \frac{1 + \cos \psi}{\sqrt{\sin^2 \psi + (1 + \cos \psi)^2}} \quad (17)$$

在實驗座標上以 ξ 角度所偵測到的噴濺之原子數量 (即 $p(\xi) d\Omega_\xi$) 應與在質心座標上以對應之 ψ 角度所偵測到的噴濺之原子數量 ($p(\psi) d\Omega_\psi$) 相同

$$\text{故 } p(\xi) d\Omega_\xi = p(\psi) d\Omega_\psi \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \text{所以 } p(\xi) 2\pi \sin \xi d\xi \\ = p(\psi) 2\pi \sin \psi d\psi \quad (19) \end{aligned}$$

$$\text{因此 } p(\xi) = p(\psi) \frac{\sin \psi d\psi}{\sin \xi d\xi} \quad (20)$$

由(15)及(16)得

$$\text{故 } p(\xi) = p(\psi) \sec^2 \xi (\cos \psi + 1) (2 + 2 \cos \psi)^{1/2} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \text{(17)可寫爲 } \cos \xi &= \frac{1 + \cos \psi}{\sqrt{2 + 2 \cos \psi}} \\ &= \frac{\sqrt{1 + \cos \psi}}{\sqrt{2}} \quad (22) \end{aligned}$$

因此我們得到在實驗座標上之角分佈為

$$\text{所以 } p(\xi) = 4 p(\psi) \cos \xi \quad (23)$$

由此我們發現,如果在質心座標之碰撞角分佈沒有方向性,即 $p(\psi) = \text{常數}$,則在實驗座標(即我們所觀測之結果)之角分佈應為 $\cos \xi$ 形式。

2. 噴濺產率 (sputtering yield) 的基本定義⁽³⁾

$$Y = \frac{\text{試料被撞擊出來的原子數目}}{\text{總入射離子數}}$$

3. 噴濺是根據碰撞原理而來,一切以碰撞為基礎。即當一束質點入射到固體表面而與表面原子相碰撞,將能量傳遞給原子,使原子獲得足夠能量後,便擺脫束縛而彈出固體表面,這種因被撞擊而獲得能量,而後被彈出的現象,便是噴濺現象⁽³⁾。

噴濺大體上可分為物理噴濺和化學噴濺兩種。目前我們僅探討物理噴濺,對化學噴濺在此不加詳述。物理噴濺依入射能量大小,入射離子與試料上原子間的作用而分為單一碰撞 (single knock on 圖2中1),綫性連鎖碰撞 (linear cascade 圖2中2),火花 (spike 圖2中3) 等3種不同形式。

若依能量大小分,單一碰撞的能量最小(約在100 ev左右),綫性連鎖反應的能量略大(約在6 keV左右),火花的能量最大(約在20 keV以上)。由圖2知噴濺現象幾乎均作用於物體表面上,因入射氫離子帶正電,穿透力較為有限。因此我們所要探討的僅以表面現象為主。又噴濺現象取決於碰撞的截面積,物體的組成分,入射離子的質量。因此以上3種只是用來分辨物理噴濺類別,但都表示噴濺的現象⁽⁴⁾。

噴濺現象是屬於一種表面性質,故以入射能量較低的,如單一碰撞,綫性連鎖反應等兩式較能顯示噴濺的特性,惟本實驗所用的離子加速器,在此能量範圍之內較為不穩,常有間歇工作現象,對實驗進展影響甚鉅,故未使用。火花式噴濺的能量較高,做噴

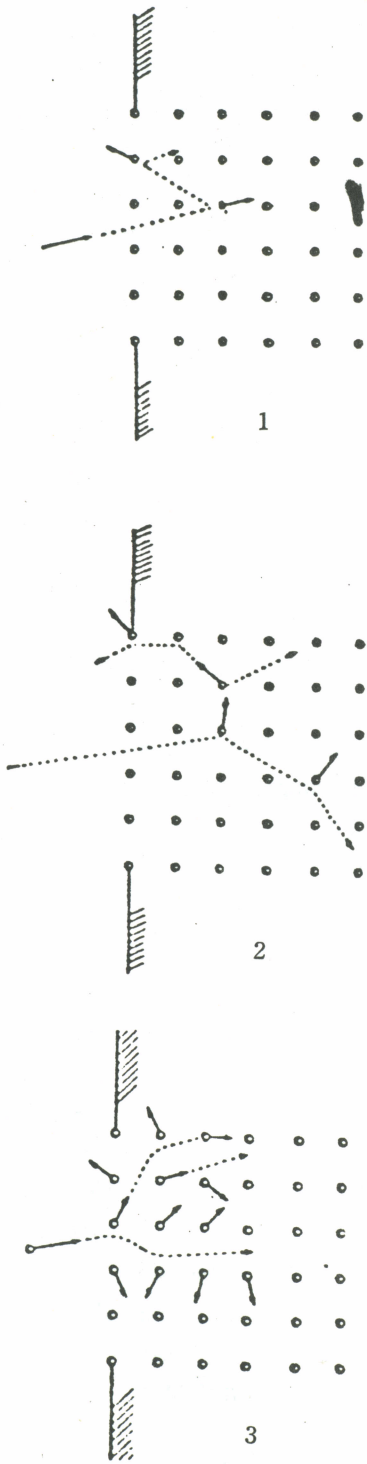


圖2

濺之角分佈實驗較不理想，但也不失為一種噴濺現象，惟在此能量範圍內，離子加速器有最佳的穩定工作範圍，因此，我們所用的離子能量是屬於火花式的能量範圍。

因在火花式能量範圍常有熱蒸發現象隨伴而出，故我們需要對這現象作進一步之探討，以便對噴濺現象有更深一層之了解。因此我們需要區別噴濺過程是因熱蒸發現象或因動量轉換而產生，可由以下分別討論之。

①熱蒸發 (thermal evaporation)

熱蒸發之產生，主要是在一束帶電粒子撞擊物體表面而與表面原子相碰撞時，因表面原子所獲得能量較低，不足以脫離束縛能，故僅在原位振盪，俟多次碰撞後，該振盪原子因陸續獲得能量且大於束縛能，或受鄰近原子因被撞擊致產生擠壓的結果而將該振盪原子彈出或擠出，此種現象即為熱蒸發。

熱蒸發有其獨特的現象，如噴濺之角分佈在垂直試料方向最大，且在入射平面上對試料的法線上有其對稱性，同時會有組成元素之穩定化合物分子產生等現象 (5)。

②動量轉換 (momentum transfer)

動量轉換的結果，可以從運動方向，或不對稱的現象加以探討，如此也許較為便捷而合理。根據碰撞理論，質點與固體碰撞時，由於各種不同因素常造成若干物理現象發生，較常見的有光、熱、結構上的改變、電阻變化等。如欲獲知在整個運動過程中是否為動量轉換，我們可以從被撞擊出來原子的總運動方向，或視其是否有對稱 (對試料撞擊面的法綫而言) 現象而加以認定。

當有一帶電粒子撞擊到試料表面時，試料表面原子因獲得的能量大於表面束縛能而彈出。這些被彈出的原子若是由動量傳遞所造成，則被撞擊出來的量，在試料

法綫兩側之對稱點上，應有不同量的分佈，如本節第 1 分段所推導噴濺之角分佈是 $\cos^2 \xi$ 形式（方程式 23）即試料原子被撞擊出來的量，大部分分佈在接近入射離子束方向上，此處 ξ 角是薄膜厚度偵測器與入射離子束間的夾角。

實驗部份

我們所用的離子加速器，是台大物理系 許雲基教授所建造（見圖 3）。實驗方法如下：

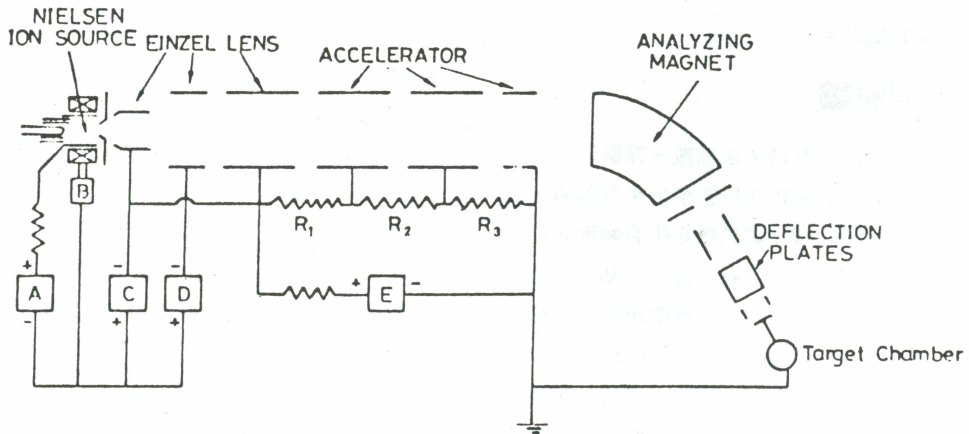
1. 首要工作即檢查密閉室（Chamber 圖 4）中試料（圖 4 中 F）擺設位置，試料外接接頭與引綫，並決定試料撞擊面與入射離子束間的角度。進而利用三用電表測試所有連綫和接頭間是否有接觸不良或有否短路、斷路等情形發生。

在密閉室至外邊之間裝有：(1) 薄膜厚度偵測器（thickness monitor 圖 4 中 I），此儀器分爲兩部分，一在密閉室中的偵測器（detector 圖 4 中 G），一在密閉室外的監視器。利用偵測器放置不同角度，來測量被撞擊出來原子的量經由監視器顯示出，然後依據數據的改變，即可看出噴濺產率與偵測器角度間的關係，以及在不同入射能

與噴濺產率之間的關係。(2) 質譜儀（micro-mass $\frac{1}{2}$ 圖 4 中 H），是用來測定試料被帶電粒子撞擊前後和撞擊中，密閉室裡有那些元素出現。(3) 計數器（counter）是用來測定入射離子撞擊試料時之離子數目。

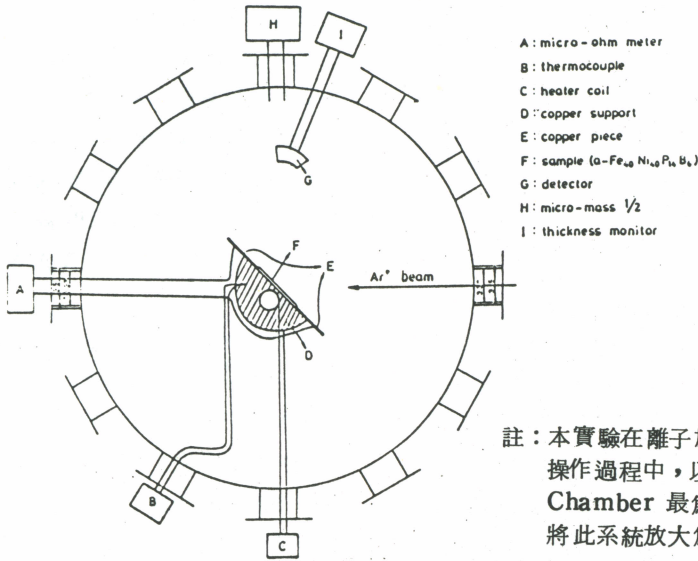
以上是屬於實驗前的準備工作，須經一番周詳的準備與檢查後，始可進行其他的實驗步驟。

2. 抽真空：真空度的好壞對整個實驗結果有絕對的影響。因此在實驗進行前，抽真空爲首要工作，但限於真空泵本身的效率與極限，欲達到較高的真空度（ 10^{-10} torr）實有困難，而本實驗至少須在 1.7×10^{-7} torr 的真空度下進行方可，故在剛開始時用機械泵（mechanical pump）抽吸約 20 分鐘後，再打開擴散泵（diffusion pump）繼續抽吸約一個半小時即可達到 4×10^{-7} torr，此後便可陸續進行另一實驗步驟。
3. 檢查計數器，開啓發電機，加液態氬。
4. 將氫氣放入游離管中，使其游離而帶正電，管中的真空度因氫氣的輸入而由 4×10^{-7} torr 降到 6×10^{-6} torr。
5. 開啓高電壓，本實驗室的高壓範圍在 40KV



Schematic drawing of 150 KeV ion generator.
 (A) arc voltage power supply (E) accelerating voltage
 (B) magnetic field power supply
 (C) extraction voltage
 (D) focusing lens power supply

圖 3



註：本實驗在離子加速器圖3操作過程中，以Target Chamber 最為重要，現將此系統放大為本圖。

圖 4

~ 200 KV，在實驗中我們以 40KV、55 KV、65KV、75KV、90KV 等不同高壓來做實驗，藉高電壓把氬離子加速到所需的能量。

6. 離子經加速管加速後，利用分析磁場作用使正一價的氬離子迅速通過並進入密閉室中，其他帶電離子則不能通過而被分離出來⁽⁶⁾。
7. 當氬離子進入密閉室中撞擊試料時，藉各種不同儀器的裝置，我們便能從中偵測到一些撞擊的結果。

結果與討論

$Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$ 被氬離子撞擊後，若為熱蒸發現象，則撞擊後所揮發出來的物質，應含有各種不同組成元素的穩定化合物而非帶電原子，然本實驗經質譜儀所測得的却是一些帶電原子。在質譜儀分析出被撞擊出來元素和它們的個別分壓值 (partial pressure)，大部分為 Fe^+ , Fe^{++} , Fe^{+++} , Ni^+ , Ni^{++} , Ni^{+++} , B^+ , P^+ , P^{++} , P^{+++} 等元素，但同時也會有其他多種元素出現。這些元素都是由 M/e 值定義出來的。不過上列元素為我們所希望研究的對象，而本實驗所得的 M/e 值，當其值相同時，不但有單一元素存在，可

能亦有出現其他的化合形式，但因化合物的質量過大，得出來的 M/e 值若要滿足它，則必須呈現一個帶多電荷的離子，如 $(AB)^{+4}$, $(AB)^{+5}$, $(AB)^{+6}$ 這些化合物的形式在自然界中極少存在，所以我們不考慮這些可能出現的化合物，而只考慮帶電 + 3 以下的元素。根據這個原則，我們得出表 1 所列的 M/e 值分壓差值 (ΔPx) 和我們所定義的元素 E^* (表 1 的結果乃得自圖 5)。由這些表中我們發現沒有組成靶原子之穩定化合物出現，但我們都了解在化學反應過程中，溫度是一項極重要的因素，它能促進共價原子與原子間相互結合，故在熱蒸發過程中，對於不穩定原子更有促成一種化合物形成的趨勢，然在質譜觀測時，幾無任何組成元素之穩定化合物存在，由此可知熱蒸發對噴濺現象的影響不大，幾可完全忽略不計。

應用碰撞的基本原理，本實驗所得碰撞後的結果是成一餘弦定律分佈⁽⁷⁾，即噴濺產率與薄膜厚度偵測器擺設角度之餘弦成正比 ($Y \propto \cos \xi$, ξ : 薄膜厚度偵測器放置的向位與入射離子束間的夾角)。由我們實驗數據如圖 5 獲知 ξ 角愈小則所得 Y 值愈大，反之 Y 值則

表 1

850430		12:30		25°C				
M/e	21	24	27.5	29.4	40	43	55	58.6
ΔP_x	4×10^{-9}	3.4×10^{-8}	1.16×10^{-7}	6.3×10^{-8}	2×10^{-8}	6.9×10^{-8}	3.5×10^{-8}	6.9×10^{-8}
E*	B ⁺¹ x2 P ⁺³ x2	Mg ⁺	Fe ⁺⁺	Ni ⁺⁺	Ar ⁺	B ⁺⁴ Cu ⁺³ x2	Fe ⁺¹	Ni ⁺¹

850430		14:10		25°C					
M/e	21.5	24	27.5	29	32.6	40	44.6	51	55
ΔP_x	5.2×10^{-8}	9.7×10^{-8}	1.2×10^{-7}	2.2×10^{-7}	6.3×10^{-8}	8.2×10^{-7}	1.15×10^{-7}	3.7×10^{-8}	1.48×10^{-7}
E*	B ⁺¹ x2 P ⁺³ x2	Mg ⁺	Fe ⁺⁺	Ni ⁺⁺	O ⁺¹ x2 B ⁺³	Ar ⁺	B ⁺¹ x4 P ⁺² x3	Cu ⁺⁵ x4	Fe ⁺¹

850430		14:58		25°C			
M/e	21	24	27.5	29	40	44.7	5.5
ΔP_x	7.5×10^{-9}	3.75×10^{-8}	9.8×10^{-8}	1.53×10^{-7}	9.1×10^{-7}	4.8×10^{-8}	6.6×10^{-8}
E*	B ⁺¹ x2 P ⁺³ x2	Mg ⁺	Fe ⁺⁺	Ni ⁺⁺	Ar ⁺	B ⁺¹ x4 P ⁺² x3	Fe ⁺¹

M/e: 單位電荷所含的質量 $\Delta P_x = P_x$ (有氬離子入射時之壓力) - P_y (沒有氬離子入射時之壓力)
 E*: 根據 M/e 定義出來的元素

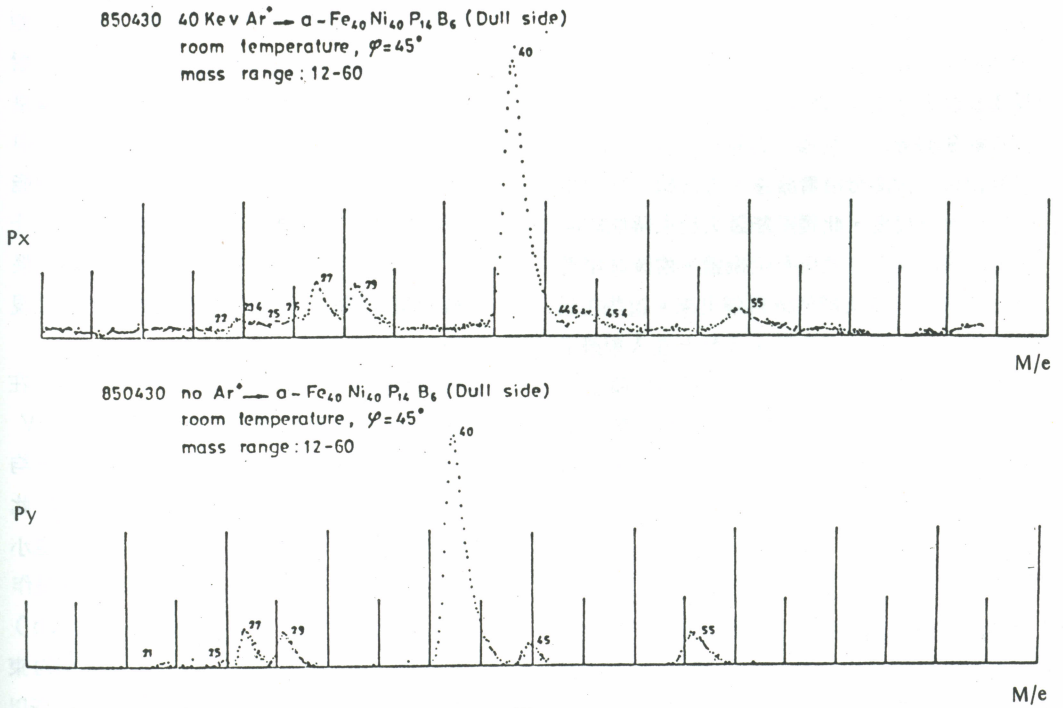


圖 5

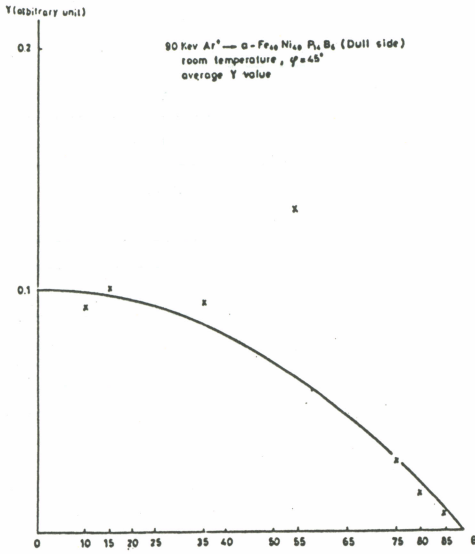


圖 6

愈小，且圖中的數據與實驗之餘弦定律相吻合，所以角分佈符合餘弦定律，這是個不對稱的分佈（對法綫而言）。因此可知本實驗的轉換形式是一種動量轉換，有別於熱蒸發現象。

如入射離子撞擊到試料上之原子，使原子獲得的能量超過束縛能時，即被彈出，同時數據顯示在試料垂直方向上（ $\xi = 45^\circ$ ）⁽⁷⁾，噴濺產率有一最大值（如圖 6），而此值並不在餘弦軌跡上。其所以會造成這種現象，主要是試料經 90 keV 入射離子撞擊後，極少原子直接彈出來，大部分沿着原運動方向植入試料中，經多次碰撞後，此獲得能量大於束縛能的原子即被彈出，不足的便產生振盪，俟後陸續獲得能量足以脫離束縛能時再彈出來。這些在試料中發生多次碰撞的原子，大致上在入射離子束的脫離深度範圍內發生較多，故這些原子在多次碰撞過程中，一旦獲得足夠能量後便往試料垂直方向彈出的可能性亦最大，因此在試料的垂直方向上有一較大量的分佈⁽⁸⁾。

結 論

1. 噴濺是一種碰撞現象，利用入射離子撞擊預先設計好的試料（靶），本實驗所使用的試料是一種非晶態金屬合金 Fe₄₀Ni₄₀P₁₄B₆

，這種合金是一種新的材料，本身結構很亂而沒有規律性，所以做實驗時可免除一些不必要的困擾。因為此種合金具有金屬所有特性，而且韌度強，不易腐蝕，應用價值高，所以很多人都深感興趣。

2. 噴濺是作用於固體表面的一種現象，如欲獲得較好的噴濺結果，應以較低的入射能量較能顯示出其應有特性。
3. 熱蒸發是因離子與靶上原子碰撞而產生，只要靶上原子獲得的能量小於束縛能，經多次碰撞獲得大於束縛能而脫離表面，故當入射離子撞擊試料時，由此熱蒸發所揮發出的物質並非直接撞擊所產生，是經過數次撞擊後才產生，且在揮發出物質中應含有組成元素之穩定化合物存在。若以角分佈而言，在試料法綫兩側之對稱點上應有等量的分佈。這與我們的實驗結果不相符，因此，我們所觀測到的噴濺現象不可能是熱蒸發之機構所造成。
4. 動量轉換可造成噴濺現象。試料原子因撞擊而獲得能量且大於束縛能時就彈出來，若為動量轉換，這些彈出之物質在試料法綫兩側對稱點上應有不同量的分佈，且在接近入射離子束附近有較多的量分佈⁽⁷⁾，由碰撞原理推導，是一種 $\cos \xi$ 的形式。若在試料中植入並經多次碰撞而獲取能量且大於束縛能時即彈出，而大部分分佈在試料垂直方向上⁽⁸⁾。因此我們可由噴濺之角分佈實驗結果得知噴濺現象是一種動量轉換而非熱蒸發現象。
5. 噴濺產率（即 Y 值）與能量、角度有關。在室溫時，入射能量在 40 KeV → 55 KeV → 65 KeV → 90 KeV，Y 值所產生的結果均不相同。在 40 KeV 時 Y 值最大，而大於此值時開始下降（圖 7），這是因為能量愈小，愈能作用於表面，所以 40 KeV 的能量作用大約在脫離深度（escaping depth）的範圍，故有較多的原子克服試料表面的束縛能而彈出來。能量愈大，植入愈深，所以

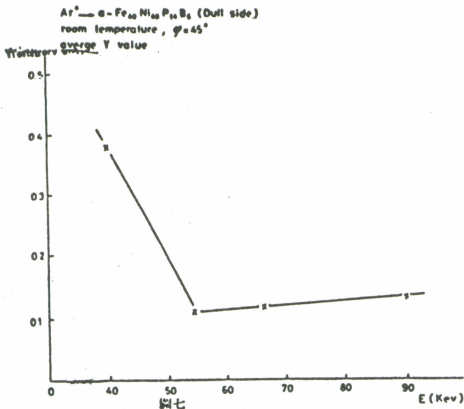


圖 7

在大於 40 KeV 時，由於貫穿深度要比脫離深度大，故大部份的能量均消耗在植入的部分，而留在脫離深度較少，因此被彈出的原子也較少⁽⁹⁾。

誌 謝

本文得以完成，要感謝台大物理系暨系主任鄭以禎教授的協助，和林松雲先生的技術指導，台北醫學院物理學科方錫經教授暨同仁的關照與鼓勵，謹此深致謝忱。

參考文獻

1. DAVID TURNBULL: Metallic Glass. 1980.
2. MARION: Classical Dynamics of Particles and Systems. Chap 9, 292-301.
3. BEHRISCH R: Sputtering by Particle Bombardment (I). Chap 2, 9-17, 1981.
4. BEHRISCH R: Sputtering by Particle Bombardment (II). Chap 1, 2, 1-84, 1983.
5. RUSSELL J, HILL AIRCO TEM-ESCAL: Physical Vapor Deposition, 47-87, 1976.
6. PERNG CC, LIN SY, HSU YC: 150kev Heavy Ion Generator for Sputtering Studies. Chinese Journal of Physics, Vol. 16, No. 1, 20-23, 1978.
7. PALMER DW, THOMPSON MW, TOWNSEND PD: Atomic Collision Phenomena in Solids, 258-265.
8. GOMER R: Interaction on Metal surfaces, 227-271, 1975.
9. Phys Tech Vol. 14, 1983. Printed in Northern Ireland. 225-226.

The Angular Distribution of Physical Sputtering on Metallic Glass $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$

S. M. CHEN*, R. M. HORNG** and T. E. Tsai**

SUMMARY

In the experiment of 90 Kev argon ions bombardment on metallic glass $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$ (target), we find that the sputtering process is mainly due to a few of the first collisions occurred in the escaping range of the target surface. These collisions lead to a $\cos\xi$ angular distribution, where ξ is defined by the scattering angle and the direction of the incident ion beams. We also find that multiple scatterings give higher sputtering which yields in the normal direction of the target. Thus we conclude that this result is essentially attributed to the elastic binary collisions.

The experimental results also shows that no stable compounds are observed. This further substantiates our conclusion that thermal evaporation plays a minor role in the sputtering phenomena.

*Department of Physics, Taipei Medical College, Taipei, Taiwan, R.O.C.

**Department of Physics, National Taiwan University, Taipei, Taiwan, R.O.C.

Received for Publication: December 9, 1985.