

# Chapitre 1 - Le MEB conventionnel

Un microscope électronique à balayage sous environnement gazeux (MEB-EG) est un instrument qui offre la possibilité de travailler :

- soit avec un vide poussé (avec une pression de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-5}$  Pa) comme avec un MEB conventionnel (MEB-C) ;
- soit avec un vide dégradé dans la chambre de l'échantillon (la pression variant typiquement entre 1 et 1330 Pa). Ce second mode d'utilisation est vraiment caractéristique du mode sous environnement gazeux et nécessite une colonne et des détecteurs adaptés à ces conditions particulières. Il fera l'objet du prochain chapitre de cet ouvrage.

Avec les microscopes actuels, il est possible de passer de la configuration vide poussé (basse pression) à la configuration vide dégradé (haute pression). L'expérimentateur peut ainsi choisir son mode de travail en fonction de la nature de l'échantillon (hydraté, sensible au dégazage, isolant, conducteur) et de sa fragilité sous le faisceau.

Pour un échantillon conducteur non sensible au dégazage (cas des métaux), le mode vide poussé est le plus adapté. Celui-ci correspond à l'utilisation standard d'un MEB conventionnel. La suite de ce chapitre sera dédiée à ce mode de fonctionnement classique.

## 1. Les éléments constitutifs du MEB conventionnel

Un MEB est constitué de différents éléments (figure 1) :

- un **canon** qui a pour rôle la production des électrons. La taille du faisceau d'électrons produit varie de la dizaine de micromètre à quelques nanomètres en fonction de la nature du canon ;
- de **lentilles électromagnétiques** et de **diaphragmes** qui permettent de réduire la taille du faisceau d'électrons issue du canon à une dimension de l'ordre du nanomètre sur l'échantillon ;
- des **bobines de balayages** qui permettent le mouvement du faisceau d'électrons sur l'échantillon ;

- des **détecteurs d'électrons** qui permettent l'obtention d'image de l'échantillon. Le signal est détecté de façon synchrone avec le balayage sur l'échantillon et retransmis après amplification sur un moniteur. On observe par exemple la topographie grâce aux variations de contraste induites par les reliefs de la surface pour le détecteur d'électrons secondaires ;
- un **système de vide** pour le canon, la colonne et la chambre de l'échantillon.

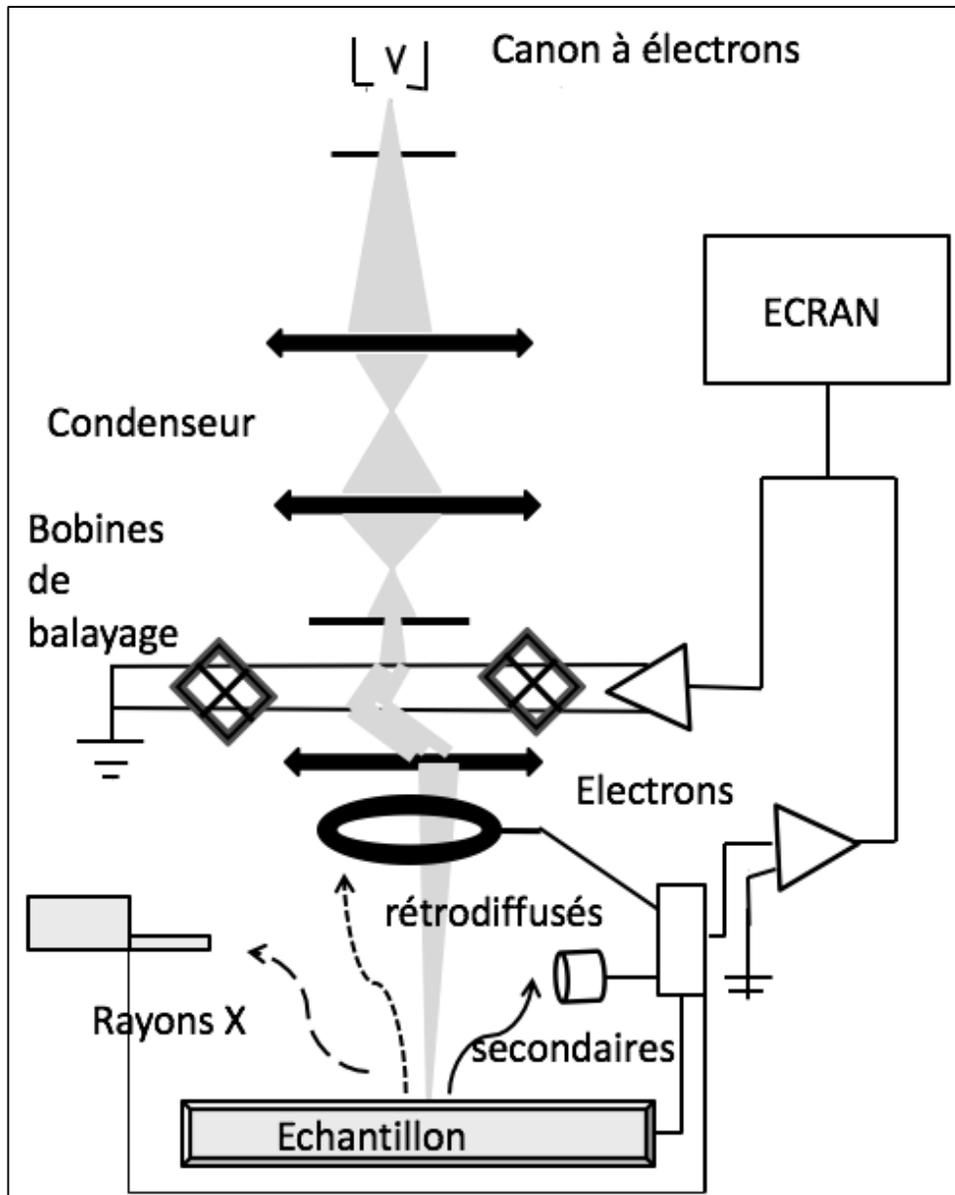


Figure 1. Les différents éléments du microscope électronique à balayage.

## 2. La production des électrons

Pour obtenir un faisceau d'électrons, il est nécessaire tout d'abord d'émettre des électrons, de les accélérer puis de les faire converger. Ceci est réalisé par le canon qui est le premier élément de la colonne électronique. Les canons sont classés en deux familles selon qu'ils utilisent l'émission thermoélectronique ou l'émission de champ.

### 2.1 L'émission des électrons

Un matériau (généralement métallique) est conducteur s'il contient des électrons libres, disponibles pour transporter le courant électrique. Lorsqu'il est porté à haute température, on constate que des électrons sont expulsés dans l'espace voisin. Le phénomène est dû à l'intensité considérable que prend l'agitation thermique lorsque la température du corps est élevée : C'est l'émission thermoélectronique (figure 2). La notion de **travail de sortie** est essentielle : Il s'agit de l'énergie minimum  $\Phi_0$ , mesurée en électron-volt, nécessaire pour arracher un électron depuis le niveau de Fermi d'un métal jusqu'à un point situé à l'infini en-dehors du métal. L'ordre de grandeur du travail d'extraction est l'électron-volt. Sa valeur dépend du matériau considéré, mais aussi de son orientation cristallographique et de l'état de sa surface.

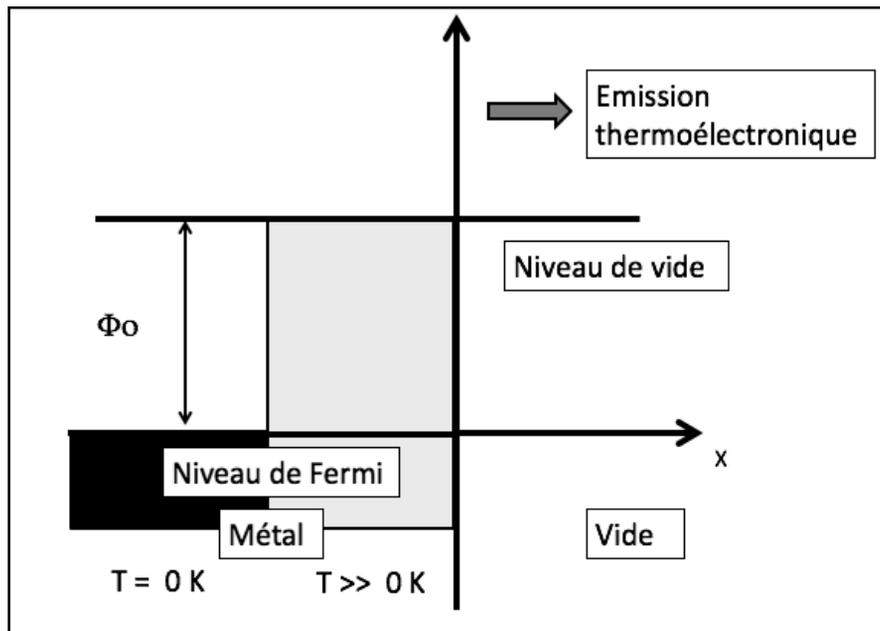


Figure 2. L'émission thermoélectronique.

La densité de courant  $J_0$  (qui désigne l'intensité émise par unité de surface) pour l'émission thermoélectronique est donnée par la relation de Dushman-Richardson :

$$J_0 = A T^2 \exp(-(\Phi_0 - \Delta\Phi)/kT) \quad \text{avec } J_0 \text{ en A/cm}^2, T \text{ en Kelvin,}$$

$A = 120 \text{ A/cm}^2 / \text{K}^2$ ,  $\Phi_0$  travail de sortie en eV,  $\Delta\Phi$  en eV contribution de l'effet

Schottky du au champ électrique avec  $\Delta\Phi = 3,8 \cdot 10^{-4} E^{1/2}$  avec E en V/m et k constante de Boltzmann  $k = 8,614 \cdot 10^{-5}$  en eV/K.

L'émission thermoélectronique est utilisée pour les canons tungstène et LaB<sub>6</sub>. Pour diminuer le travail de sortie, deux autres types de canon ont été développés. La figure 3 illustre le principe utilisé.

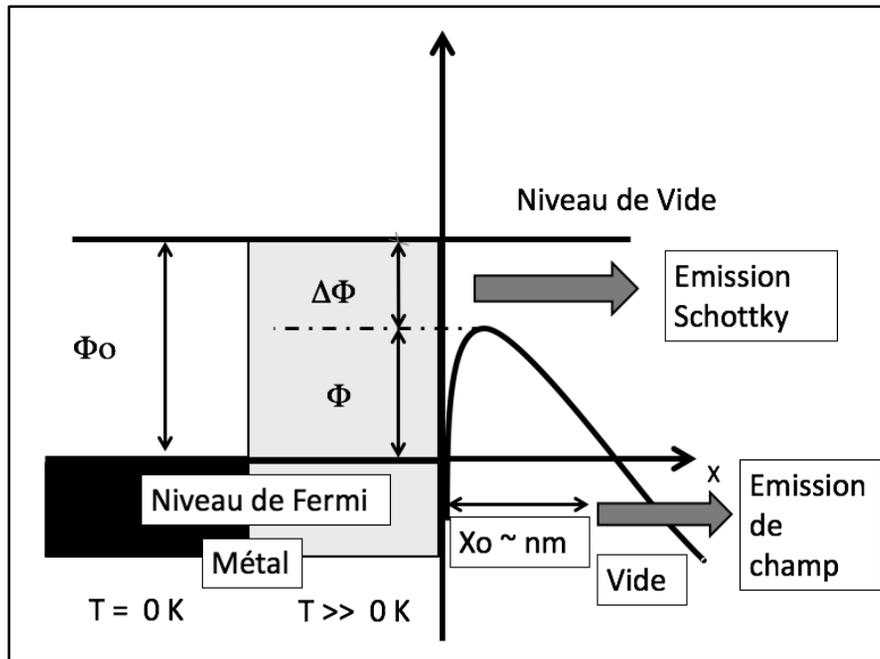


Figure 3. L'émission Schottky et l'émission par effet de champ.

Il s'agit en effet de réduire la barrière de potentiel que constitue le travail de sortie. La première solution retenue dans les canons à émission Schottky (ou communément appelés cathodes chaudes) consiste à extraire les électrons par effet thermoélectrique. Cette extraction est amplifiée par une diminution du travail de sortie par un fort champ électrique. La densité de courant est décrite par la relation de Dushman-Richardson. Si un très fort champ électrique est appliqué, la barrière de potentiel est alors déformée de manière à ce que sa largeur devienne suffisamment étroite. Si la dimension est alors de l'ordre du nanomètre, les électrons peuvent alors passer au travers de celle-ci par un mécanisme tunnel. C'est l'émission par effet de champ. Les canons utilisant ce mécanisme d'émission pour les électrons sont appelés canons à émission de champ (communément appelés cathodes froides). Dans ce cas là, la densité de courant au niveau du canon suit la loi de Fowler-Nordheim :

$$J_0 = A E^2 / \Phi_0 \exp(-B \Phi_0^{3/2} / E)$$

avec  $J_0$  en A/cm<sup>2</sup>,  $A = 1,54 \cdot 10^{-6}$ ,  $B = 6,8 \cdot 10^7$  v avec  $v = 0,66$  pour le tungstène,  $\Phi_0$  travail de sortie en eV  $\Phi_0 = 4,5$  eV pour le tungstène et E champ électrique en V/m.

## 2.2 Les caractéristiques des canons à électrons

Pour les canons à **émission thermoélectronique**, la densité de courant  $J$  de la sonde au niveau de l'échantillon peut être reliée à celle du canon  $J_0$  par la relation de Langmuir :

$$J = J_0 (1 + eV/kT) \sin^2 \alpha = J_0 (eV/kT) \alpha^2$$

avec  $\alpha$  demi d'angle d'ouverture et  $e$  charge de l'électron.

La brillance  $\beta$  définit la densité de courant d'émission par unité d'angle solide :

$$\beta = J / \Omega \text{ avec } \Omega = 2\pi (1 - \cos \alpha) \approx \pi \alpha^2$$

La valeur théorique de la brillance peut être déduite en supposant qu'il n'y a aucune perte d'électrons du canon à l'échantillon par :

$$\beta = J_0 eV / \pi kT$$

Pour les canons à émission de champ, on peut définir la brillance en utilisant une relation analogue :

$$\beta = J_0 eV_1 / \pi \Delta$$

Où  $V_1$  est le potentiel d'extraction et  $\Delta$  la largeur énergétique (de l'ordre de 0,3 eV).

Le tableau 1 résume les caractéristiques des différents canons. Il est important de souligner la grande différence en termes de pression au niveau des canons. L'utilisation du MEB-EG dans les conditions de vide dégradé doit cependant maintenir au niveau du canon des pressions comprises entre  $10^{-3}$  à  $10^{-8}$  Pa. Il apparaît tout de suite qu'au niveau de l'instrument la jonction entre la chambre de l'échantillon (où peut régner un vide primaire) et la colonne est primordiale. Cet aspect sera développé dans le chapitre suivant.

**Tableau 1. Caractéristiques des différents canons à électrons.**

Type de canon	W	LaB <sub>6</sub>	W-ZrO (Schottky)	W (Tunnel)
<b>Pression au Canon (Pa)</b>	$10^{-3} - 10^{-4}$	$10^{-5} - 10^{-6}$	$10^{-8}$	$\sim 10^{-8}$
<b>Température de travail T (K)</b>	2700	1900	1800	300
<b>Travail de sortie <math>\Phi_0</math> (eV)</b>	4,5	2,7	2,8	4,5
<b>Diamètre de la source</b>	50 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$	15 nm	5-10 nm
<b>Dispersion en énergie (eV)</b>	1,5 - 2	1 - 2	0,7 - 1	0,2 - 0,4
<b>Densité de courant d'émission <math>J_0</math> (A cm<sup>-2</sup>)</b>	3	30	$10^4 - 10^5$	$10^4 - 10^6$
<b>Brillance de la sonde à 20 kV (A cm<sup>-2</sup> Sr<sup>-1</sup>)</b>	$10^5$	$10^6$	$10^7 - 5 \cdot 10^8$	$>10^9$

### 3. Eléments d'optique électronique

A partir d'une source électronique dont la taille varie entre quelques dizaines de micromètres à une dizaine de nanomètres en fonction de la nature du canon, l'expérimentateur veut avoir sur l'échantillon une sonde de dimension de l'ordre du nanomètre. Cette réduction est rendue possible par l'utilisation de lentilles électromagnétiques et de diaphragmes dans la colonne électronique.

#### 3.1 Mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique

Une particule chargée se déplaçant à la vitesse  $\vec{V}$  dans un champ magnétique  $\vec{B}$  est soumise à une force  $\vec{F}$  définie par la loi de Laplace :

$$\vec{F} = q \vec{V} \wedge \vec{B}$$

La force  $\vec{F}$  est perpendiculaire au plan défini par la vitesse  $\vec{V}$  et le champ magnétique  $\vec{B}$ .

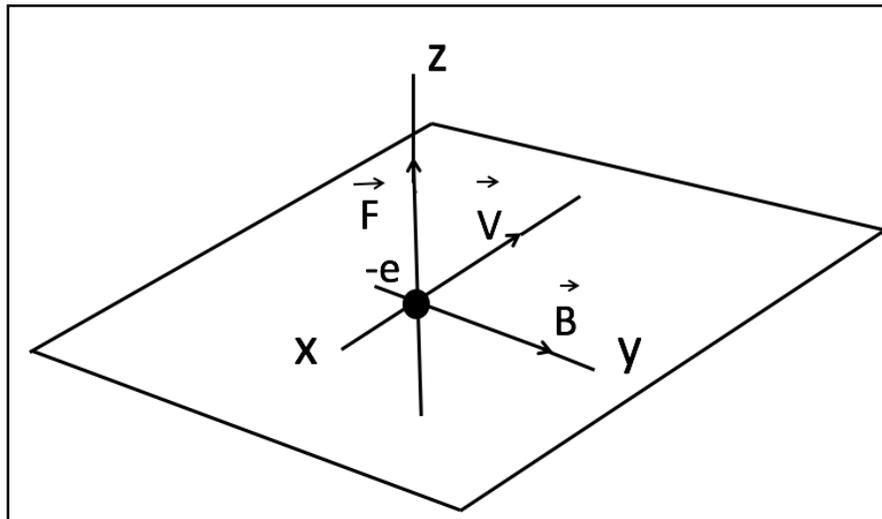


Figure 4. La vitesse  $\vec{V}$  est perpendiculaire au champ magnétique  $\vec{B}$ .

Le module de la force s'écrit :

$$F = q.V.B.\sin\alpha$$

avec  $\alpha$  l'angle entre la direction de la vitesse et celle du champ magnétique.

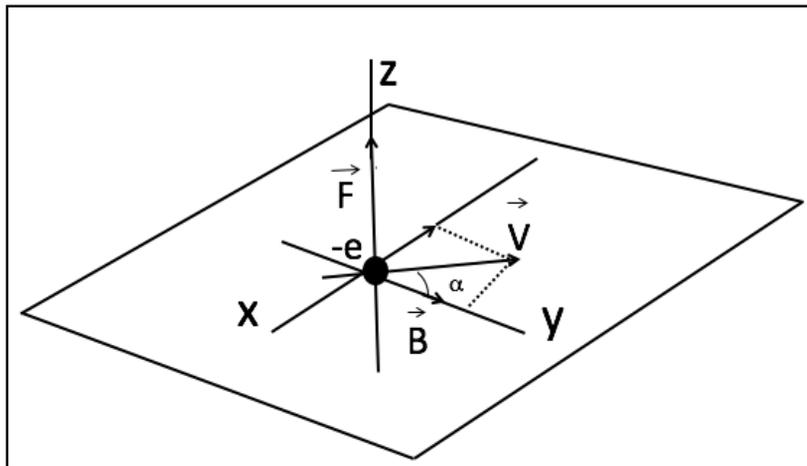


Figure 5. La vitesse  $\vec{V}$  fait un angle  $\alpha$  avec le champ magnétique  $\vec{B}$ .

Lorsque la trajectoire de la particule incidente est perpendiculaire au champ magnétique, la trajectoire est purement circulaire (figure 6).

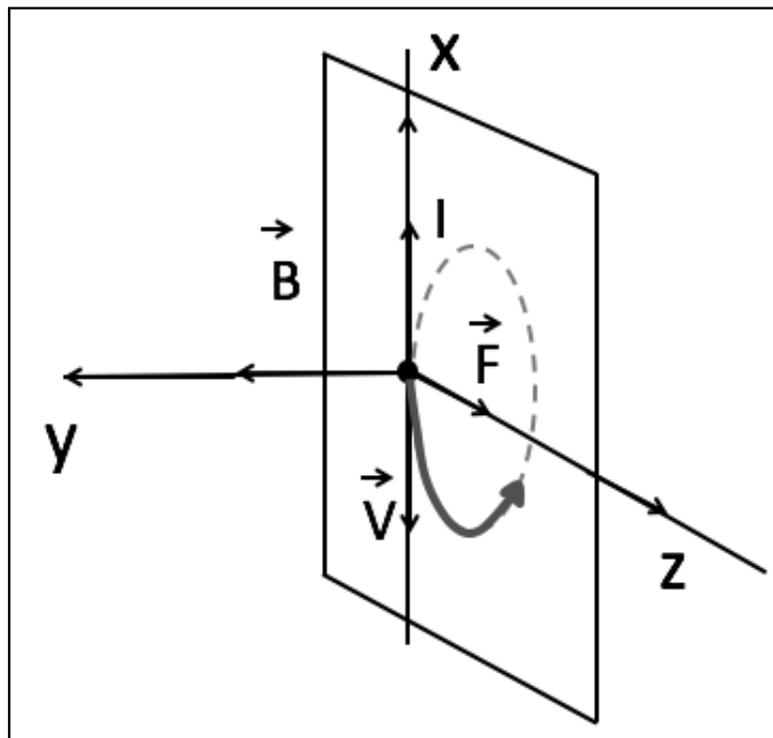
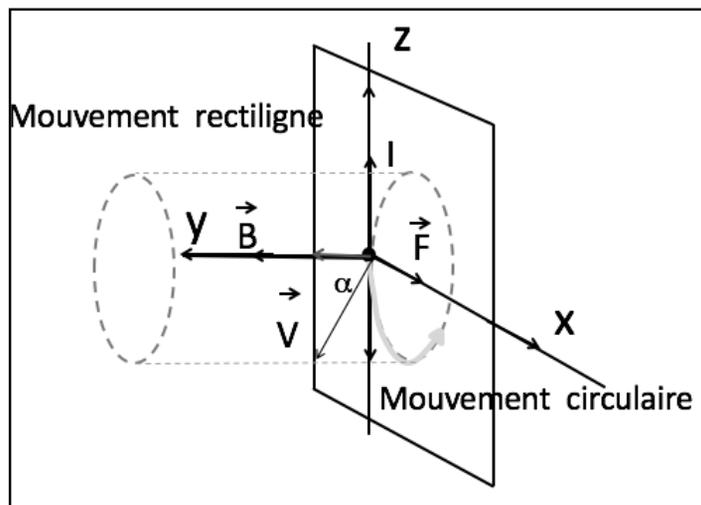


Figure 6. Mouvements d'une particule chargée soumise à un champ magnétique en fonction de la direction de la vitesse de la particule.

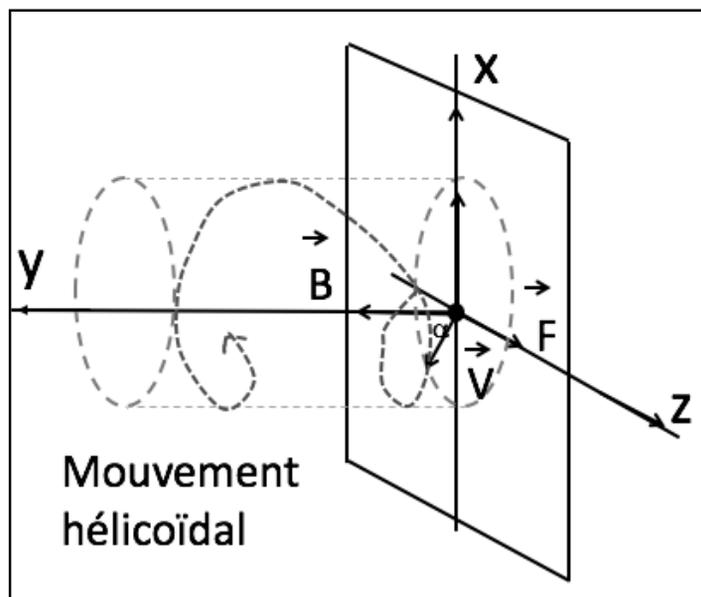
Lorsqu'elle fait un angle  $\alpha$ , le mouvement résultant (figure 7) est une combinaison d'un mouvement circulaire dû à la composante de la vitesse perpendiculaire au champ

magnétique  $V \cdot \sin\alpha$  et d'un mouvement rectiligne uniforme dû à la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique  $V \cdot \cos\alpha$ .



**Figure 7. Mouvements d'une particule chargée soumise à un champ magnétique en fonction de la direction de la vitesse de la particule.**

La trajectoire finale est un mouvement hélicoïdal (figure 8) dont le pas est fonction de la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique ( $V \cdot \cos\alpha$ ).



**Figure 8. Trajectoire réelle d'une particule chargée soumise à un champ magnétique.**