

INTERACTIONS

FAISCEAU-MATIERE-VIDE

J.Arianer & C.Prévost

Le technicien ou l'ingénieur spécialiste en basses pressions, que l'on appellera « vidiste », voit sa discipline envahir de plus en plus de domaines et, conséquemment, est amené à résoudre une gamme grandissante de problèmes complexes. En particulier, le vidiste travaillant sur des grands instruments qui exploitent ou explorent l'atome se trouve confronté à la problématique d'une coexistence entre de très basses pressions et de forts flux de particules énergiques. Cette problématique est exacerbée par l'avènement de nouveaux engins à très forts flux de particules (ADS, Mégajoule, ESS, ITER, SPIRAL2, réacteurs G4, EUROTRANS, β -factories, dynamitrons..), qui hisse le niveau des challenges à relever en termes de vide. La panoplie de savoirs nécessaires pour le faire de façon efficace doit être souvent actualisée ou réactualisée.

Les interactions entre les faisceaux, qu'ils soient accélérés (électrons ou ions) ou induits (neutrons ou photons), le gaz résiduel et les parois des enceintes à vide font intervenir des processus complexes que nous allons décrire en langage de praticien. Les effets de ces interactions peuvent être voulus ou subis. Dans de nombreux cas, ils affectent la valeur de la pression, ce qui peut perturber le fonctionnement de l'instrument. Au-delà, ils peuvent avoir une action destructrice sur les composants des enceintes et des systèmes de pompage.

Ce stage est de haut niveau et nécessite, pour être pleinement profitable, d'avoir des connaissances au niveau de Bac+2 et d'être familier des basses pressions. Beaucoup de notions introduites sont hors du cadre de ces pré-requis et nous nous sommes efforcés de donner les éléments de base pour qu'elles soient assimilables, ce qui peut sembler parfois alourdir le propos. Pour ne pas rendre le document trop rébarbatif, la démonstration des formules n'est pas faite. Le lecteur se reportera avec bonheur à la bibliographie jointe.

Par contre, nous avons donné de nombreux exemples d'application des dites formules pour familiariser le profane à leur maniement.

Les références sont le plus souvent des ouvrages généraux plus facilement accessibles que les publications originales.

Phénoménologie.

Faire un survol des phénomènes intervenant quand un faisceau se propage dans une enceinte à basse pression c'est faire une sorte de « menu » du cours. Une fois servis, certains seront gavés parce que tout ceci est bien compliqué, d'autres seront insatisfaits parce que certains phénomènes ne sont pas abordés ou incomplètement faute de sources aisément accessibles.

Présentons le menu.

Qu'est-ce que le vide ? C'est familièrement ce qui occupe un volume délimité par des parois étanches dans lequel la densité des particules est bien moindre que dans l'atmosphère qui nous entoure. C'est un raccourci pour indiquer une basse pression. Par la suite, nous ne considérerons que des pressions correspondant à des régimes moléculaires. Dans ce volume circulent des particules neutres libres, donc sous forme de gaz que les systèmes de pompage s'efforcent d'éliminer, tandis que les parois, par le dégazage, le réapprovisionnement.

Qu'est-ce qu'un faisceau ? Une première définition consiste à en faire un ensemble cohérent de particules se déplaçant dans une direction privilégiée. Ces particules sont issues d'un lieu fixe (une « source ») où :

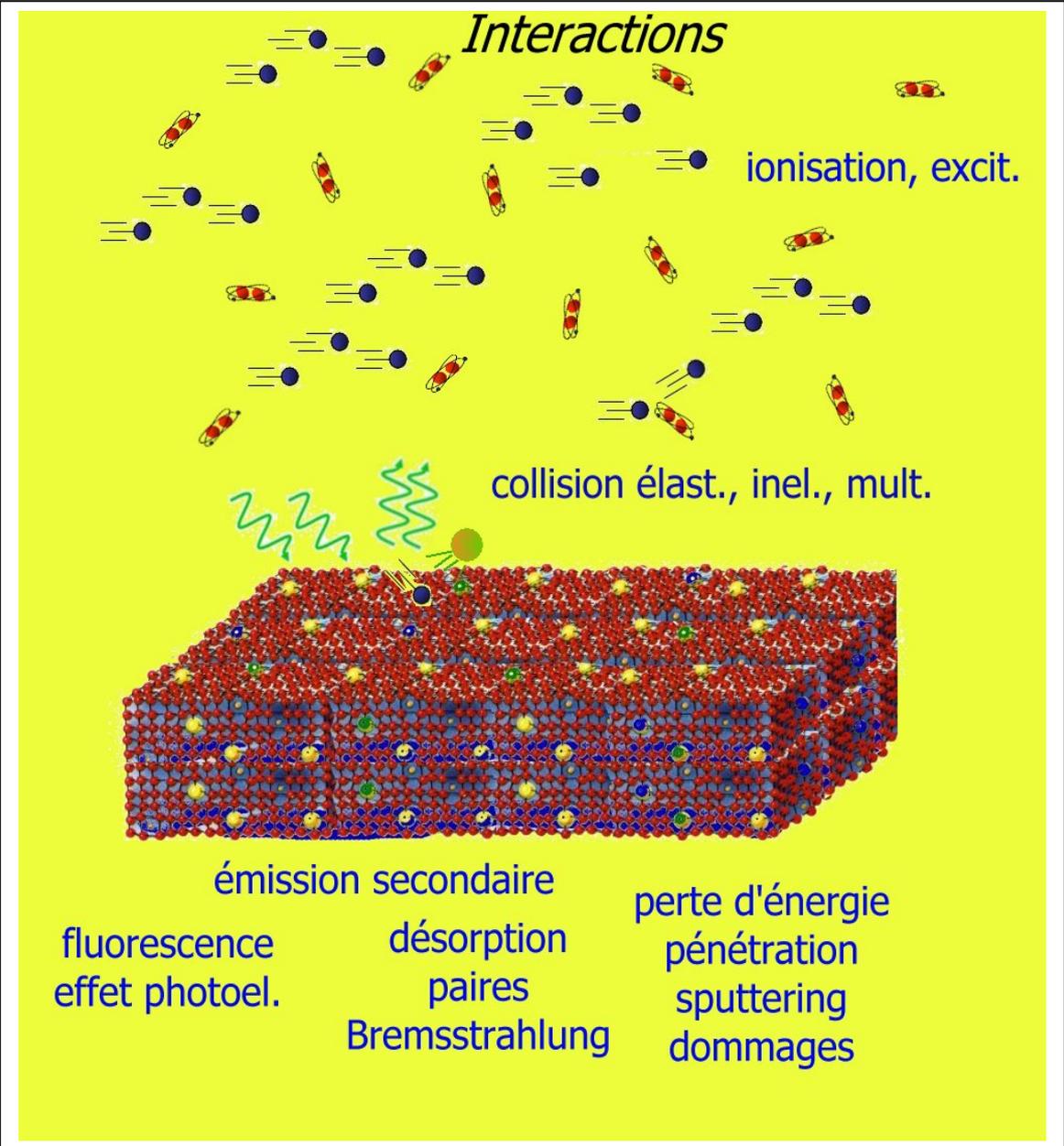
- une perturbation les libère naturellement chargées (électrons e^- ou positrons β^+) ou les charge (« ionisation »). Le caractère aléatoire de la libération ou de l'ionisation amène à une disparité dans les caractéristiques cinématiques initiales de ces particules : c'est la notion d'« émittance ». La cohérence et la direction sont obtenues par une accélération, le plus souvent due à un potentiel électrostatique placé dans l'environ immédiat de la source.

- Ils sont les sous-produits d'une interaction ou collision projectile-atomes (photons du rayonnement de freinage, neutrons de résonance....) et tirent leur énergie du projectile.

- Ils résultent de processus internes (rayonnement synchrotron, luminescence, émission laser....)

Comment faisceau, matière et vide interagissent ? Les particules énergiques du faisceau entrent en collision avec les particules du gaz résiduel. Il en résulte un transfert d'énergie, les premières sont ralenties et plus ou moins déviées, elles peuvent gagner ou perdre une ou plusieurs charges élémentaires, être excitées et émettre du rayonnement, les secondes être excitées ou ionisées. Ces collisions peuvent induire des pertes sur les parois, qui peuvent désorber des atomes neutres, des ions, des électrons ou des photons, lesquels peuvent induire une émission photo-électrique ou se matérialiser. Si les particules du faisceau tombent sur une paroi, elles perdent tout ou partie de leur énergie à plus ou moins grande profondeur, en s'implantant et en créant des rayonnements très ionisants (rayons X et γ).

Nous traiterons ces phénomènes dans les chapitres interactions faisceau-gaz résiduel, faisceau-paroi et rayonnement-paroi en fonction de l'énergie primaire dans une large gamme γ compris vers le bas de sorte que certains processus intervenant dans les plasmas soient d'office inclus dans nos descriptions.



GLOSSAIRE.

Vitesse de la lumière	c	$2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$	
Charge élémentaire	e	$1.602176462 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	
Constante de Planck	h	$6.62606876 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$	$\hbar = h/2\pi$
Masse de l'électron au repos Equivalent en énergie	m_e	$9.10938188 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ 510.998902 keV	
Permittivité du vide	ε₀	$8.854187817 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$	
Constante de structure fine	$\alpha = e^2/2 \epsilon_0 hc$	$7.297352533 \cdot 10^{-3}$	$\approx 1/137$
Rayon de Bohr	$a_0 = 4\pi \epsilon_0 \hbar^2 / m_e e^2$	$0.5291772083 \cdot 10^{-10} \text{ m}$	ou Å
Rayon classique pour l'électron	$r_c = e^2 / 4\pi \epsilon_0 mc^2$	$2.817940285 \cdot 10^{-15} \text{ m}$	
Masse du proton Equivalent en énergie	m_p	$1.67262158 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ 938.271998 MeV	
Nombre d'Avogadro	N_A	$6.02214199 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	
Constante des gaz parfaits	R	$8.314472 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$	
Const. de Boltzmann R/NA	k	$1.3806503 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ $8.617342 \cdot 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$	
Const. de Stephan-Boltzmann	$\sigma = (\pi^2/60)k^4/\hbar^3c^2$	$5.670400 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$	

I- Notions de base.

Nous allons introduire quelques notions de base utiles pour la compréhension des chapitres suivants. Les constantes physiques universelles sont données en fin de ce document, d'autres grandeurs fondamentales sont explicitées dans le glossaire.

Un atome est caractérisé par sa masse réelle m , son numéro atomique Z et son nombre de masse A , les trois pouvant être indicés ou non. A l'état d'ion, son état de charge est noté ξ et sa charge réelle q . On peut alors écrire :

$${}^Z_A X^{\xi+} \quad q = \xi \times \text{Charge élémentaire}$$

Pour toute particule, on définit le rapport charge-sur-masse par :

$$\eta = \left| \frac{q}{m} \right|$$

Les positions des particules du faisceau ou du gaz résiduel peuvent être repérées dans un référentiel orthonormé ou axisymétrique. En général l'axe z/z est l'axe de propagation, sauf spécification nous le considérerons dans le plan horizontal. En repère orthonormé, x/x est aussi horizontal et y/y vertical. En repère axisymétrique, r est le rayon et ϑ l'azimut. En notant les vitesses v indicé, la quantité de mouvement (ou impulsion ou moment) mv sera notée p indicé:

$$\text{Ex : } p_x = mv_x$$

Chaque particule a une affixe x, p_x, y, p_y, z, p_z dans l'espace Γ_6 a 6 dimensions dit « espace des phases ».

Parmi les instruments utilisant des faisceaux de particules chargées, les accélérateurs ont une place prépondérante. Ils sont soumis aux lois de la « relativité restreinte » : la vitesse de la lumière c est une limite absolue, s'en approcher se traduit, entre autres, par un accroissement de masse. Soient E_c l'énergie cinétique d'une particule de masse au repos m_0 , son « énergie de masse ou énergie au repos » est :

$$E_0 = m_0 c^2$$

On définit ensuite les grandeurs suivantes, représentées sur les figures 1-1 :

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

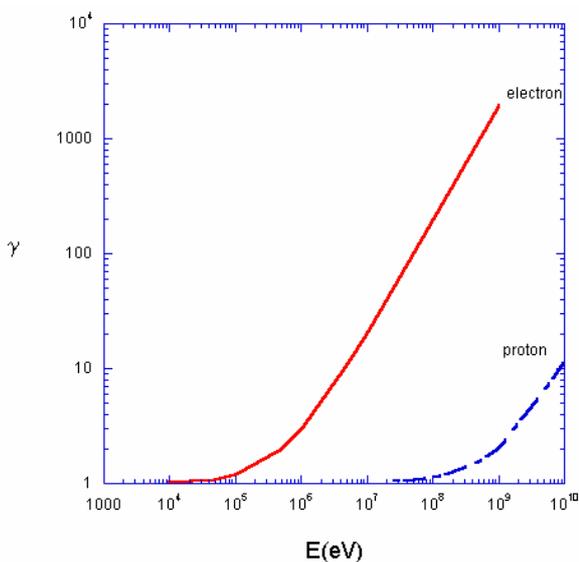
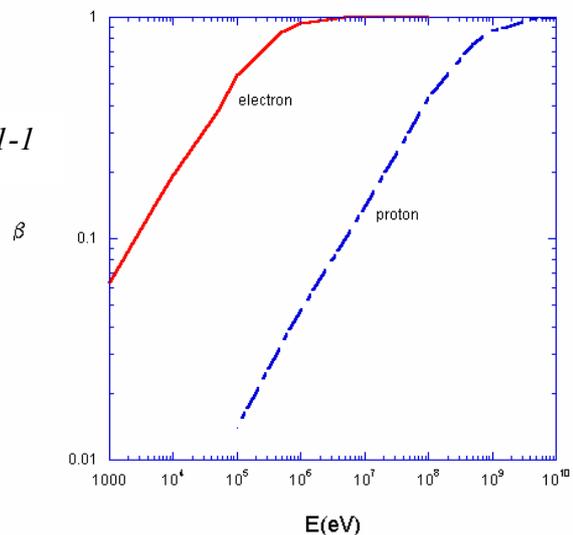


Fig 1-1



L'énergie totale E d'une particule et sa quantité de mouvement p sont alors :

$$E = E_c + E_0 = \gamma m_0 c^2 = m c^2$$

$$p = \gamma m_0 v = mv = \frac{\sqrt{E_c^2 + 2E_c E_0}}{c}$$

Dans ces expressions, la masse m est une variable dépendant de la vitesse, γ étant le « facteur d'accroissement relativiste de masse ».

L'unité légale d'énergie est le Joule (J), mais chaque communauté a son unité pratique ou son équivalent, la principale étant l'électron-volt (eV), énergie acquise par une charge élémentaire sous une différence de potentiel d'1 V :

$$1\text{eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

On trouve dans la littérature des masses exprimées en eV/c²

ex : le proton a une masse au repos de 938 MeV/c²

et des impulsions exprimées en eV/c

ex : un e⁻ de 1.MeV a une impulsion de 1.42MeV/c

Le « vidiste » exprime des enthalpies d'absorption en kcal/mole :

$$1\text{eV} = 23.08\text{kcal/mole} = 96.5\text{kJ/mole}$$

D'autres utilisent des équivalents, le thermodynamicien donne des températures en eV, le spectroscopiste des énergies de transition en cm⁻¹ ou en Hz :

$$1\text{eV} \equiv 11605\text{K} \equiv 8065.5\text{cm}^{-1} \equiv 2.418 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

au travers de formules comme :

$$E = 3/2 kT \text{ ou } E = h\nu \text{ (k et h constantes de Boltzmann et Planck)}$$

1-1 La distribution de Maxwell-Boltzmann

Avec ces éléments, on peut introduire la notion de distribution de vitesses des particules d'un gaz [DUS66, LAF97]. Considérons un volume gazeux en équilibre thermique avec son enceinte à la température absolue T, occupé par des particules toutes semblables qui interagissent sans effets quantiques (atomes ou de molécules dont le spin est négligé). Ces particules ont une vitesse, dont on mesure les effets par la pression liée au changement de signe de la quantité de mouvement lors d'un choc sur la paroi.

On pourrait naïvement penser que cette vitesse est la même pour toutes les particules, cet état est instable parce que les collisions inter-particules induisent des échanges d'énergie comme nous le verrons plus loin. L'état le plus probable, donc stable, est celui dans lequel

-la répartition des particules est uniforme dans le volume

-la distribution des vitesses est identique dans toutes les directions.

Si N est le nombre de particules occupant le volume, le nombre dN de celles qui ont une vitesse comprise entre v et v+dv est montré obéissant à :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dv} = f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$$

f(v) est la fonction de distribution des vitesses représentée pour N₂ à la température ambiante sur la figure 1-1-1. On note que toutes les vitesses sont représentées de 0 à l'∞ avec plus ou moins de probabilité. La vitesse la plus probable est :

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \approx 129 \sqrt{\frac{T}{A}} \text{ en unités SI}$$

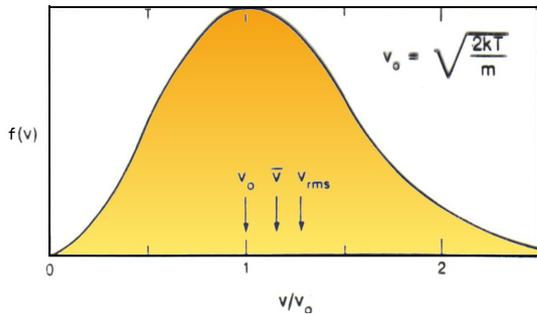


Figure 1-1-1. Exemple de distribution de vitesses de Maxwell-Boltzmann

$A = 29$ pour l'air, 44 pour CO_2 par exemple. Si la vitesse moyenne dans une direction donnée est nulle, la moyenne de sa valeur absolue est :

$$v_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1,128 v_p \approx 145 \sqrt{\frac{T}{A}}$$

La vitesse quadratique moyenne v_{rms} (root mean square) est donnée par :

$$v_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1,225 v_p \approx 158 \sqrt{\frac{T}{A}}$$

L'énergie moyenne est donc :

$$\bar{E} = \frac{3kT}{2}$$

résultat fondamental, l'agitation particulaire croît avec la température et, de fait, celle-ci en est l'échelle.

L'énergie est aussi équirépartie, donc chaque degré de liberté y contribue pour $kT/2$. A la température ambiante, pour l'air :

$$kT \approx \frac{1}{40} \text{ eV}$$

Le son étant transmis grâce à l'agitation des particules, il est normal que sa vitesse c_s soit proche des vitesses définies ci-dessus :

$$c_s = 0,911 v_p \text{ pour les gaz nobles et } 0,836 v_p \text{ pour les gaz diatomiques.}$$

Le nombre de particules frappant l'unité de surface par unité de temps se déduit des considérations précédentes :

$$\dot{N}_s [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] = \frac{nv_a}{4} = 2,635 \cdot 10^{22} \frac{P_{[\text{hPa}]}}{\sqrt{AT}}$$

n étant la densité volumique des particules et P leur pression :

$$n_{[\text{cm}^{-3}]} = 2,65 \cdot 10^{16} P_{[\text{hPa}]}$$

Le temps de formation d'une mono-couche est alors :

$$\tau_{[s]} = \frac{\sqrt{2\pi}}{nd^2} \left(\frac{A}{RT} \right)^{1/2} = \frac{1,1610^{-6}}{P_{[\text{hPa}]}} \text{ pour } \text{H}_2$$

d est le diamètre des particules et R la constante des gaz parfaits ($8,314 \text{ J}\cdot\text{mole}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)

Il est clair qu'une surface ne reste propre à l'échelle de l'heure qu'en ultravide.

H ₂	He	H ₂ O	Ne	Air	O ₂	Ar	CO ₂
2,75	2,18	4,68	2,6	3,74	3,64	3,67	4,65

Tableau 1-1-2. Diamètres en Å de quelques particules.

En moyenne on admet que, pour les atomes :

$$d_{[cm]} \approx 1.43.10^{-8} Z^{1/6}$$

ce qui indique que le volume atomique varie finalement peu de l'hydrogène à l'uranium. Notons, au passage, que le diamètre nucléaire est :

$$d_{N[cm]} = 1.2.10^{-13} A^{1/3}$$

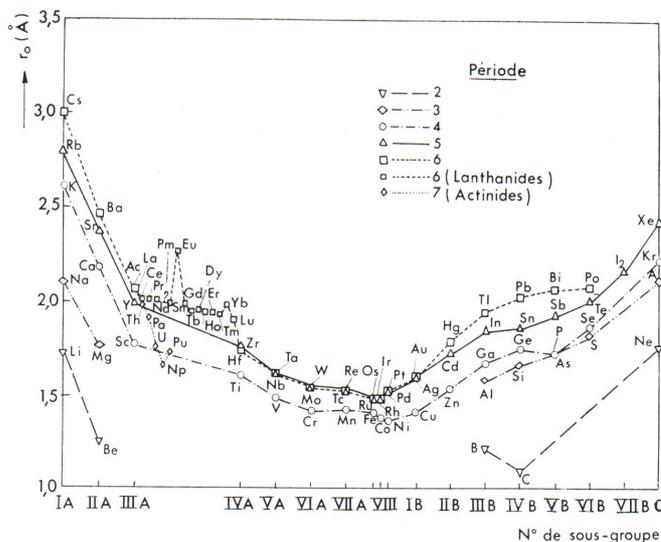


Figure 1-1-3. Rayons en Å des autres atomes.

Exercice : quel est le taux maximal de couverture en H₂ de 1cm² de surface ? Si l'on assimile la molécule à un carré de 2.75Å de coté, on trouve 1.3 10¹⁵. On retiendra pour la suite que le taux de couverture est dans la gamme des 10¹⁴.

1-2 Quelques mouvements simples de particules chargées individuelles

Les instruments parcourus par des faisceaux de particules chargées fonctionnent généralement avec des configurations électromagnétiques simples. Nous allons décrire quelques mouvements de base dans le cas non relativiste.

L'équation du mouvement en présence de champs électromagnétiques statiques est :

$$\vec{F} = m\vec{\gamma} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

On nomme F, force de Lorentz. Dans le trièdre que nous avons défini, cette équation se subdivise en :

$$\begin{aligned}
m\ddot{x} &= q(E_x + \dot{y}B_z - \dot{z}B_y) & m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) &= q(E_r + r\dot{\theta}B_z - \dot{z}B_r) \\
m\ddot{y} &= q(E_y + \dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \text{ ou } m(r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) & &= q\left(\frac{1}{r}E_\theta + \dot{z}B_r - \dot{r}B_z\right) \\
m\ddot{z} &= q(E_z + \dot{x}B_y - \dot{y}B_x) & m\ddot{z} &= q(E_z + \dot{r}B_\theta - r\dot{\theta}B_r)
\end{aligned}$$

A - Cas d'un champ électrique uniforme parallèle au plan xOy avec une particule de vitesse initiale $v_0 = \sqrt{2\eta V_0}$, η étant le rapport charge-sur-masse de la particule. On déduit :

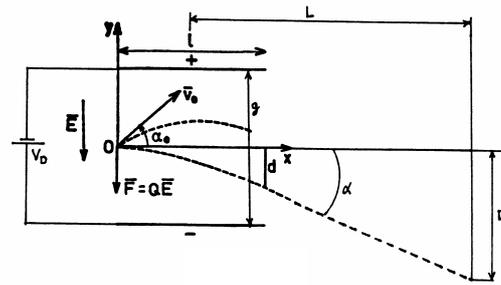
$$\begin{aligned}
x &= v_0 t \cos\alpha_0 \\
y &= \eta \frac{E}{2} t^2 + v_0 t \sin\alpha_0
\end{aligned}$$

d'où

$$y = \eta \frac{E}{2} \frac{x^2}{v_0^2 \cos^2 \alpha_0} + x \tan \alpha_0$$

qui est l'équation d'une parabole. Si la particule part suivant Ox, on obtient l'expression classique de la déviation par un condensateur plan, avec V_D et V_0 respectivement ddp de déviation et d'accélération, $L \gg \ell$ et g la distance inter-plaque :

$$\begin{aligned}
\alpha &= \frac{dy}{dx} \quad (x = \ell) = \frac{V_D \ell}{2gV_0} \\
D &= \frac{V_D \ell L}{2gV_0}
\end{aligned}$$



B - Cas d'une induction magnétique uniforme B_z . Les équations précédentes deviennent, en posant $\omega = \eta B_z$:

$$\begin{aligned}
\ddot{x} &= \omega \dot{y} & \text{soit : } \ddot{x} &= -\omega^2 x \\
\ddot{y} &= -\omega \dot{x} & \ddot{y} &= -\omega^2 y
\end{aligned}$$

dont les solutions sont les équations paramétriques d'un cercle.

$$\begin{aligned}
x &= r \sin(\omega t + \theta_0) \\
y &= r \cos(\omega t + \theta_0) & r &= \frac{\sqrt{2}}{B} \sqrt{\frac{V_0}{\eta}}
\end{aligned}$$

pour les électrons : $r_{[cm]} \approx 3.337 \frac{\sqrt{V_0}}{B_{[Gauss]}}$ et pour les ions : $r_{[cm]} \approx \frac{144}{B_{[Gauss]}} \sqrt{\frac{A}{Z_i}} V_0$

ω est la pulsation cyclotron appelée très souvent (à tort) fréquence cyclotron. La déviation, dans les conditions de la figure précédente, est :

$$D = \frac{\ell L}{r}$$

S'il y a une composante de vitesse initiale suivant Oz, la trajectoire est une hélice.

1-3 Les collisions

Quel que soit l'endroit, les particules n'ont pas un mouvement simple indéfiniment. Elles s'approchent les unes des autres de sorte qu'il peut en résulter une modification de l'orientation et du module de leurs vitesses, voire même de leurs propriétés internes : on parle alors de chocs ou de collisions (vocables qui doivent ici perdre leur sens de brièveté et de violence). La plupart ne font intervenir que deux particules, ce sont des collisions binaires. Nous qui parlons d'interactions faisceau-vidé, allons considérer une particule projectile et une particule cible. A vitesse modérée du projectile, la collision va se traduire par une modification de sa vitesse du fait des processus suivants :

- Excitation ou ionisation de la particule cible, on parle de « perte d'énergie électronique » du projectile.
- Transfert d'énergie à la particule cible, on parle de « perte d'énergie nucléaire » du projectile puisque toute la masse est dans le noyau de la particule cible.
- Changement de nature des 2 particules (émission de radiation).

Les chocs peuvent être élastiques s'ils ne modifient que les vitesses en module et direction ou inélastiques s'ils entraînent, en plus, des changements d'énergie interne ou de nature des particules en présence (masse, charge...). Dans ce dernier cas, l'énergie cinétique totale varie de manière à satisfaire la conservation de l'énergie totale.

Les collisions élastiques sont le principal mécanisme d'échange de quantité de mouvement entre les particules. Elles déterminent les coefficients de transports tels que la mobilité électrique ou les coefficients de diffusion.

Ces particules sont des édifices complexes dont seule la mécanique quantique permet d'étudier à fond les collisions (voir, à cet égard, les quatre volumes exhaustifs de Massey [MAS74]). A notre niveau, quelques principes généraux simples permettent de comprendre bien des faits expérimentaux.

- Le principe de conservation de l'énergie :

$$d(\sum W_c + \sum U_i + \sum h\nu_i) = 0$$

W_c , U_i et $h\nu_i$ respectivement énergie cinétique, interne et photonique de la $i^{\text{ème}}$ particule en collision.

- La conservation de l'impulsion (ou quantité de mouvement que les anglais appelle « momentum ») et du moment cinétique

$$d(\sum m_i \vec{v}_i) = 0$$

$$d(\sum m_i \vec{v}_i \wedge \vec{r}_i + \sum \vec{J}) = 0$$

orbital propre

Les facteurs actifs de la collision sont fondamentaux pour son efficacité. Dans les collisions dites coulombiennes (diffusion Rutherford par exemple), c'est l'état de charge électrique et les particules peuvent interagir à longue distance. Dans le cas du photon comme projectile, à charge et masse nulles, c'est son aspect onde radioélectrique. Dans le cas du neutron, la collision doit être quasiment frontale et faire intervenir son moment magnétique.

Ces remarques sont fondamentales pour comprendre les différents aspects de l'interaction particule-matière en particulier les dommages causés aux matériaux.

Il est temps d'introduire le concept de section efficace de la réaction considérée. Pour une assemblée de particules, la fréquence des collisions est essentiellement fluctuante parce que statistique. En moyenne, on peut définir une probabilité de réaction en termes d'événements N_r telle que :

$$dN_r = \sigma(v) n_c N_i dx$$

n_c est le nombre de particules-cibles au repos par unité de volume, N_i le nombre de particules incidentes, animées en faisceau, à la vitesse v traversant une couche d'épaisseur dx de particules-cibles. $\sigma(v)$ est un coefficient de proportionnalité dépendant de v et de la nature de la réaction de dimension L^2 et appelé de ce fait "section efficace de la réaction". Une tradition solidement ancrée fait qu'elle est, le plus souvent, exprimée en cm^2 . Son sens physique est évident lorsqu'il s'agit de collisions entre particules de contours bien définis (chocs "boules de billard"): par exemple les molécules neutres quasi-sphériques. Si la particule incidente a un rayon R_i et la particule-cible un rayon R_c , le nombre d'événements sera, par unité d'aire :

$$dN_{(r)} = \pi(R_i + R_c)^2 n_c N_i dx$$

Ce qui permet d'écrire :

$$\sigma(v) = \pi(R_i + R_c)^2$$

Donc, dans le cas de particules incidentes et cibles identiques :

$$\sigma(v) = 4\pi R_{i,c}^2$$

Si la particule incidente est telle que $R_i \ll R_c$ (choc électron atome par exemple) :

$$\sigma(v) = \pi R_c^2$$

d'où l'ordre de grandeur des sections efficaces $\approx 10^{-15} cm^2$. Elles sont parfois données en prenant comme unité la surface de la première orbite de Bohr $\pi a_0^2 = 8.810^{-17} cm^2$.

Si une particule frappe une surface où le taux de couverture est n_s , le nombre de collisions γ sera :

$$\gamma = \sigma n_s$$

Exercice : Combien libère de molécules par cm^2 et par photon incident une surface couverte de $1.3 \cdot 10^{15} H_2/cm^2$ bombardée par des photons avec une section efficace de désorption de $10^{-18} cm^2$? Elle libérera $1.3 \cdot 10^3$ molécules par cm^2 et par photon incident.

La fréquence de collisions est :

$$v = n_c v \sigma(v)$$

et le libre parcours moyen, distance moyenne entre deux chocs successifs :

$$\lambda = \frac{1}{n_c \sigma(v)}$$

Dans le cas d'une collision élastique, le phénomène observable est la déviation des particules incidentes. L'observation, en coordonnées sphériques dans le système du laboratoire, dans un angle solide $d\Omega$, de nombre dN de particules incidentes diffusées sera tel que :

$$dN = \sigma(\theta, \varphi) N n d\Omega dx$$

où $\sigma(\theta, \varphi)$ est une section efficace différentielle de collision élastique. La section efficace totale est alors :

$$\sigma_{el} = 2\pi \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} \sigma(\varphi) \sin \varphi d\varphi$$

a) Dans le cas de "boules de billard" :

$$\sigma(\varphi) = \frac{1}{4} (R_i + R_c)^2$$

$$\sigma_{el} = 4\pi\sigma = \pi(R_i + R_c)^2$$

la diffusion est isotrope.

b) Dans le cas de collisions coulombiennes, où la force de répulsion est, entre deux particules distantes de d :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_c}{d^2}$$

on obtient :

$$\sigma(\varphi)_{[m^2]} = \frac{1}{4} \left[\frac{q_i q_c (m_i + m_c)}{4\pi\epsilon_0 m_i m_c v^2} \right]^2 \frac{1}{\sin^4 \varphi / 2}$$

formule de Rutherford. La diffusion est nettement dirigée vers l'avant. σ_{el} dans ce cas est infinie, à cause de la borne d'intégration supérieure, nous y reviendrons au paragraphe 3-1. Cette diffusion est la principale responsable de l'accroissement des dimensions transverses d'un faisceau, soumis aux collisions avec les particules du gaz résiduel comme nous le verrons dans le § 3.1.

La variation de la quantité de mouvement de la particule incidente diffusée, comptée à partir de sa direction initiale est :

$$d(m_i v) = m_i v (1 - \cos \varphi)$$

Cette déviation φ se fait avec une probabilité caractérisée par $\sigma(\theta, \varphi)$, ce qui permet, par analogie, de définir une section efficace de transfert de quantité de mouvement :

$$\sigma_m = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\varphi) (1 - \cos \varphi) \sin \varphi d\varphi$$

qui devient pour une diffusion "boules de billard" :

$$\sigma_m = 4\pi\sigma = \sigma_{el}$$

Le potentiel inter-particulaire dépend de la vitesse des particules en présence et la diffusion n'est pas isotrope. La quantité moyenne d'énergie échangée ΔW entre les deux types de particules est :

$$\frac{\Delta W}{W} \approx \frac{2m_i m_c}{(m_i + m_c)^2}$$

La quantité maximale est le double. L'échange d'énergie est peu important si les masses sont très différentes. Par exemple, un électron rapide perd peu d'énergie dans une collision avec un atome. Notons que ces échanges d'énergie se font d'autant plus facilement que les masses sont voisines. La section efficace de collision élastique d'électrons sur H_2 est illustrée sur la figure 1-4-3, elle est maximale à 10eV, à 1keV, elle devient négligeable.

Si la collision n'est pas élastique, la particule cible gagne une énergie interne W_i dont la valeur maximale est :

$$W_{i,max} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} W$$

Un électron peut donc céder presque toute son énergie dans une collision inélastique avec un atome.

1-4 L'excitation et l'ionisation

Ce sont deux perturbations auxquelles peut être soumis un atome ou une molécule lors d'une collision inélastique. Elles sont presque toujours le résultat des réactions de base évoquées au paragraphe précédent mais interviennent dans d'autres cas (élévation de température, présence d'un fort champ électrique..). Sauf pour la capture électronique, ce sont des réactions à seuil : la perturbation doit céder un minimum d'énergie pour être effective.

Nous savons que les électrons des atomes ont des niveaux d'énergie quantifiés ainsi que les niveaux d'énergie de rotation et vibration des molécules.

Quand un atome dans l'état fondamental (c'est-à-dire dans son état énergétique le plus faible) reçoit de l'énergie, un électron de son cortège peut passer d'un niveau à un autre moins lié : c'est l'excitation (Fig.1-4-1).

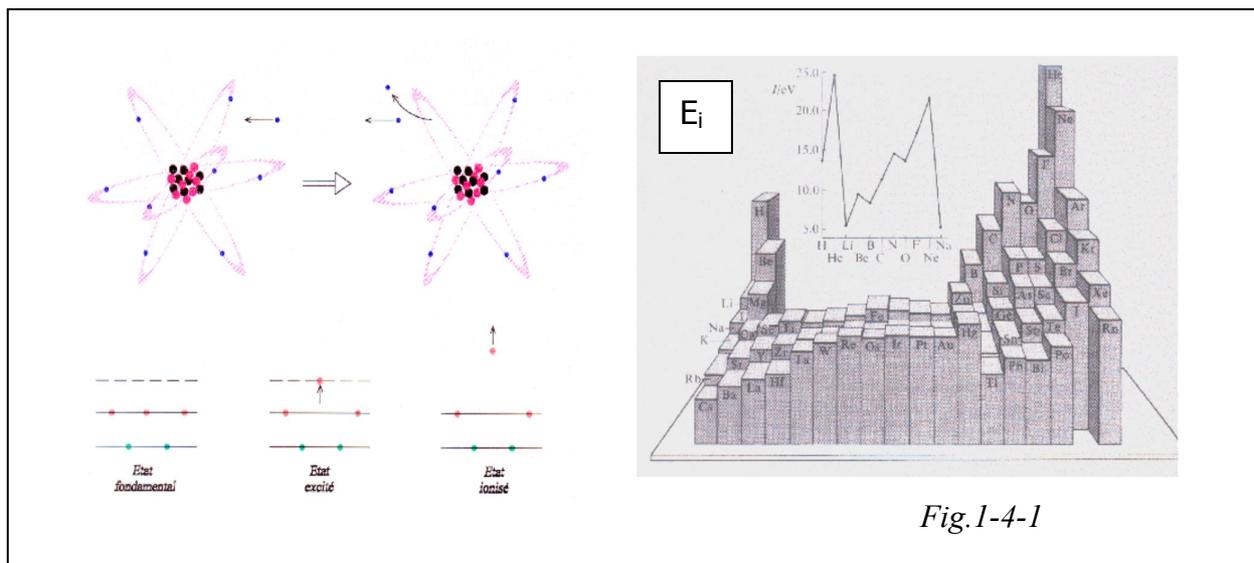


Fig.1-4-1

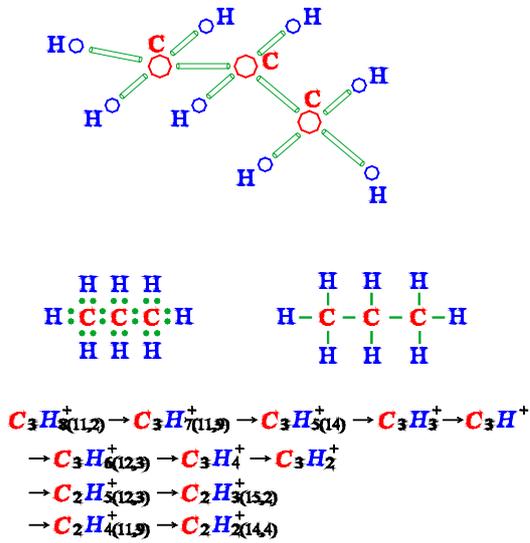
L'électron revient à sa place en un temps bref (de l'ordre de la nanoseconde), sauf dans le cas des niveaux métastables, et restitue l'énergie sous forme de rayonnement. Si l'énergie reçue est suffisante pour libérer l'électron de l'attraction du noyau : c'est l'ionisation positive.

Le seuil est dit énergie de première ionisation E_i exprimée en eV correspondant à un potentiel d'ionisation donné en Volts. Un ion peut être multichargé positivement en cas de collisions simples ou successives très énergiques. Sur la figure 1-4-1 sont schématisés les potentiels d'ionisation, ils sont dans la gamme 5÷25eV.

Exercice : quelle énergie minimale doit avoir un proton pour ioniser un atome d'hydrogène ? Il faut que $W_{i,max}$ soit au moins égal au potentiel d'ionisation de

l'hydrogène qui est 13.6eV, donc le proton doit avoir au moins 27.2eV d'énergie cinétique.

Le cas de la molécule est plus complexe. A très basse énergie, les états de rotation et de vibration peuvent être excités. La désexcitation se traduit par une émission de rayonnement (luminescence). Puis, la molécule est scindée en fragments ionisés, chacun d'eux apparaissant pour un seuil d'énergie appelé potentiel d'apparition. La figure ci-dessous montre le cas du propane.



A/Z	15	26	27	28	29	38	39	41	42	43	44
Fragment	CH ₃ ⁺	C ₂ H ₂ ⁺	C ₂ H ₃ ⁺	C ₂ H ₄ ⁺	C ₂ H ₅ ⁺	C ₃ H ₂ ⁺	C ₃ H ₃ ⁺	C ₃ H ₄ ⁺	C ₃ H ₅ ⁺	C ₃ H ₇ ⁺	C ₃ H ₈ ⁺
Abondance relative	5,9	6	40,3	59,5	100	4	15	12,9	3,8	23,1	29,2

L'ionisation négative ou capture électronique est une réaction exo-énergétique. Elle se produit lors d'une collision entre un atome ayant une forte affinité électronique (cas des halogènes du groupe VII notamment) et un électron mou (d'énergie <10eV) ou avec un atome à faible potentiel d'ionisation (cas des alcalins du groupe I). Toutes ces réactions sont justiciables d'une section efficace. Donnons quelques exemples.

Une formule analytique semi-empirique est très utilisée pour exprimer la section efficace de première ionisation par impact électronique sur un atome, due à W. Lotz [LOT68] et

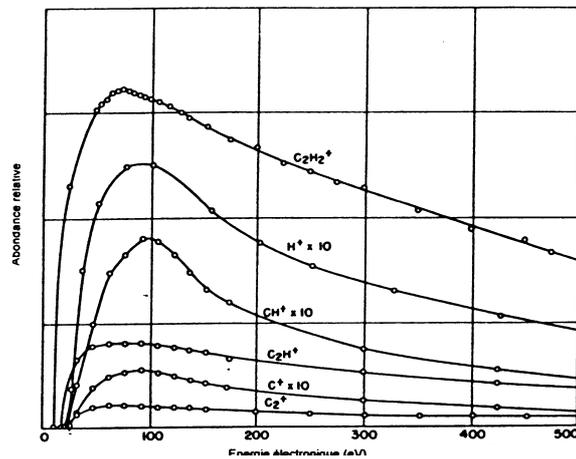
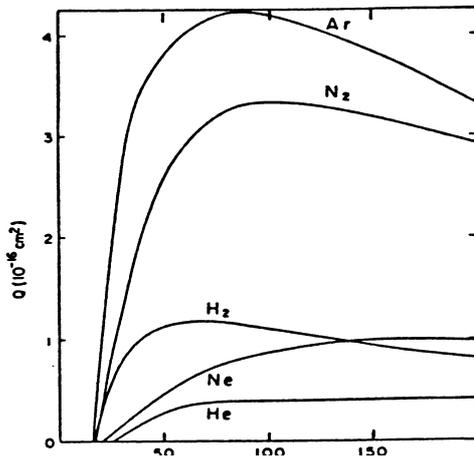


Figure 1-4-2. Sections efficaces d'ionisation par impact électronique des gaz rares et de l'acétylène.

qui s'écrit :

$$\sigma_{[\text{cm}^2]} = \sum_{i=1}^N a_i \zeta_i \frac{\text{Ln}(E/E_i)}{EE_i} \{1 - b_i \exp[-c_i(E/E_i - 1)]\}$$

i est le numéro de la sous-couche compté à partir de la plus extérieure, a_i , b_i et c_i sont des constantes dépendant de l'atome, E_i l'énergie d'ionisation de l'électron le moins lié de la sous-couche et ζ_i le nombre d'électrons qu'elle contient.

En général $a_i \approx 4.5 \cdot 10^{-14}$, b_i et c_i sont compris entre 0 et 1. Cette formule peut être étendue au cas de l'ionisation multiple. Elle permet d'exprimer simplement la sensibilité d'une jauge pour une autre tension grille que celle du constructeur.

Exercice : quelle est la section efficace d'ionisation de l'hydrogène pour des électrons de 100eV ?

On trouve dans les tables de Lotz $a_1=4 \cdot 10^{-14}$, $b_1=0.6$ et $c_1=0.56$. La sommation disparaît puisqu'il n'y a qu'un électron 1s. On trouve $5.77 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$.

Exercice : une jauge à ionisation est étalonnée pour N_2 à 125V de tension grille. Quel est le facteur de correction à apporter si on augmente cette tension à 180V ?

La sensibilité S est proportionnelle à la section efficace. Prenons 15eV comme potentiel d'ionisation de N_2 . Le rapport des sensibilités est :

$$\frac{S_{125}}{S_{180}} = \frac{180 \text{Ln}(125/15)}{125 \text{Ln}(180/15)} = 1.23$$

La pression indiquée sera plus faible que la pression réelle d'un facteur 1.23. (On a supposé illégitimement que les ions sont formés à l'énergie électronique maximale).

Il existe une formule équivalente pour les molécules [ARI97]. La figure 1-4-2 montre l'évolution de ces sections efficaces d'ionisation par bombardement électronique dans le cas de quelques gaz et des fragments de l'acétylène. On constate qu'elles sont maximales pour de faibles énergies électroniques.

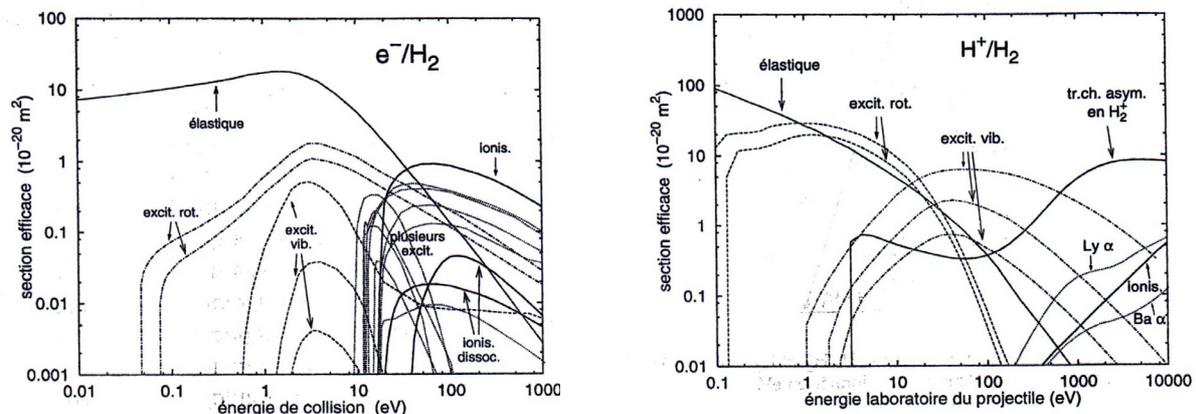


Figure 1-4-3. Sections efficaces de différents processus par impact électronique et protonique du dihydrogène.

Les 2 figures 1-4-3 résument les deux derniers paragraphes. Elles donnent, pour électrons et protons, les sections efficaces de différents processus en fonction de l'énergie sur le principal constituant résiduel d'une enceinte en vide poussé : le dihydrogène. On notera qu'aux énergies des accélérateurs, les collisions ne sont plus élastiques, que les excitations de ro vibration de la molécule deviennent rapidement négligeables mais que les excitations donnant les raies de Lyman et de Balmer sont présentes à haute énergie.

Que se passe-t-il pour l'ionisation par impact avec des projectiles plus lourds ? Loin du seuil (attention !! Ce n'est pas le potentiel d'ionisation), l'ionisation par les protons se traduit par une section efficace variant, en gros, comme celle des électrons en divisant l'énergie protonique par 1836, comme le montre les figures 1-4-4. Ce raisonnement peut être étendu aux excitations.

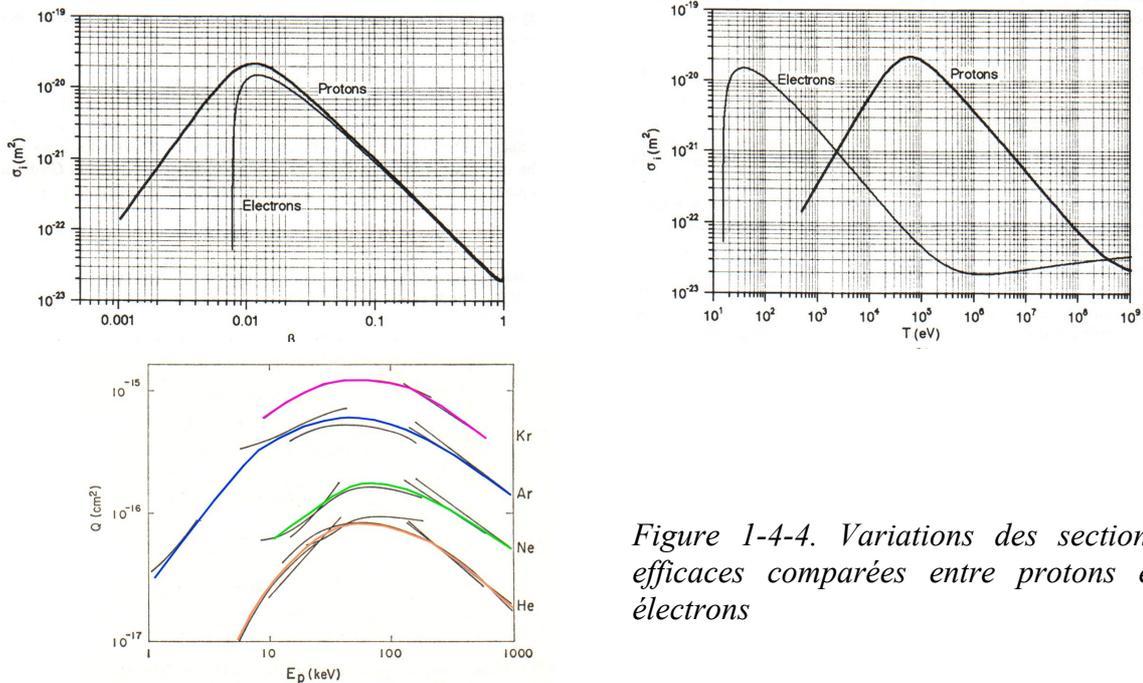


Figure 1-4-4. Variations des sections efficaces comparées entre protons et électrons

Comme on vient de le voir, l'ionisation produit des particules secondaires, des ions dont l'énergie est faible mais largement suffisante pour créer de la désorption de paroi. Elle produit aussi des électrons secondaires qui ont un spectre d'énergie large et d'autant plus que l'énergie des particules incidentes est élevée, au point qu'ils peuvent devenir eux-mêmes ionisants (exemple de H+ de 50keV qui produisent des e- d'énergie jusqu'à 100eV [HAS64]).

II- Les propriétés d'un faisceau.

Un faisceau est un ensemble cohérent de particules se déplaçant dans une direction privilégiée, comme nous l'avons dit dans l'introduction. Cette définition s'étend aux photons. Toutefois, dans la suite de ce paragraphe, nous ne parlerons que des propriétés des faisceaux de particules chargées soumis aux forces coulombiennes qui jouent un rôle majeur dans le comportement de ces faisceaux.

2-1 La notion d'émittance

Tout faisceau normalement utilisé dans les instruments communs que rencontre le spécialiste du vide est généré à partir d'une source. Que ce soit un canon à électrons pourvu d'un émetteur solide ou une source d'ions à plasma, les perturbations extérieures qui sont à l'origine de la formation des particules chargées dans la source sont des interactions aléatoires, ce qui induit une dispersion en énergie initiale de ces particules. La distribution en énergie est généralement de type Maxwell-Boltzmann. Si l'on considère l'espace (dit « des phases ») à 6 dimensions x, p_x, y, p_y, z, p_z , les N points représentatifs de ces particules sont dans un hypervolume dit d'émittance (on peut préciser "d'émittance généralisée"). En vertu du théorème de Liouville, cet hypervolume est invariant le long des systèmes allant de la source à la cible sauf dans les principaux cas suivants :

- diminution de N par diaphragmes ou fentes,
- collisions interparticules (Effet Touschek ou Boersch) ou avec le gaz résiduel,
- forces non hamiltoniennes (ne dérivant pas d'un potentiel), cas de la charge d'espace pour un faisceau à densité variable,
- refroidissement du faisceau,
- instabilités.

Dans la majorité des cas rencontrés pratiquement, le faisceau se propage suivant z avec une dispersion en \dot{z} négligeable et des vitesses \dot{x} et $\dot{y} \ll \dot{z}$. Par ailleurs, les plans $x\dot{x}$ et $y\dot{y}$ sont le plus souvent découplés, de sorte que l'on peut introduire la notion de double figure d'émittance transverse xx' et yy' dans l'espace dit des traces (le prime dénotant la dérivation par rapport à z). En symétrie cylindrique, la figure devient simple en rr' . Dans le cas de faisceaux à faible vergence, x', y' et r' qui sont des tangentes, sont assimilées à des angles α . L'unité d'émittance est donc le m.rad mais on rencontre souvent le sous-multiple mm.mrad. Elle a la forme générale d'une ellipse dont l'orientation dépend de la vergence du faisceau.

Cette notion d'émittance pourrait parfaitement s'étendre à un faisceau lumineux ou de particules neutres.

2-2 Les effets collectifs dans un espace de glissement

Ils sont légion. Intéressons-nous à ceux qui ont un impact sur le vide, en particulier les effets dus à la charge d'espace, force de répulsion coulombienne inévitable quand des charges de même signe se côtoient. Exprimons le champ de charge d'espace E_r dans un faisceau cylindrique de rayon r_f . Le théorème de Gauss permet d'écrire :

$$E_r = \frac{\Sigma Q}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{Jr}{2\beta c\epsilon_0}$$

Si l'on suppose que la densité est uniforme dans la section du faisceau, on a :

$$E_r = \frac{Ir}{2\pi\epsilon_0\beta c r_F^2}$$

Sachant que :

$$E_r = -\frac{dV}{dr}$$

on en conclut qu'il existe une différence de potentiel ΔU entre le centre et le bord du faisceau que l'on baptise « puits de potentiel » en référence abusive aux électrons, avec une répartition interne parabolique si \dot{z} est constante, telle que :

$$\Delta U = V_{r_F} - V_{(0)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{I}{\beta c}$$

Cette notion est fondamentale car elle implique :

- que le champ radial créé par un faisceau est propre à attirer des particules de signe opposé d'où le nom de puits de potentiel. Cette propriété est très importante pour l'étude de la neutralisation de la charge d'espace de faisceaux intenses qui créent, par ionisation du gaz résiduel, des ions ou des électrons qui peuvent combler ce puits.
- Cette variation de potentiel parabolique (en effet, si $E_r \propto r \rightarrow V \propto r^2$) est solution de l'équation de Poisson $\Delta V = \rho / \epsilon_0$. Le faisceau se propageant dans un tube de rayon r_T , entre lui et la paroi, le potentiel obéit à l'équation de Laplace $\Delta V = 0$; il en résulte un potentiel composite tel que la profondeur totale du puits, par rapport au tube, est de la forme :

$$\Delta U_T = \Delta U \left(1 + 2 \ln \frac{r_T}{r_F} \right)$$

dépression qui, pour r_T grand, peut être de l'ordre de grandeur de l'énergie initiale : le faisceau fait alors demi-tour, il y a formation d'une cathode virtuelle. Il faut garder présent à l'esprit que l'on ne peut pas injecter n'importe quelle intensité de faisceau à une énergie donnée dans une géométrie donnée.

Exercice : sachant qu'au LEP circule un faisceau de 100mA, de diamètre 1mm dans un tube de diamètre 100mm. Que vaut le puits total ?

On peut considérer que $\beta=1$, on trouve 30V. Conséquence : un électron d'ionisation créé au fond de ce puits est suffisamment énergétique pour ioniser le gaz résiduel, créer des électrons secondaires sur la paroi et, surtout, la faire désorber.

Exercice : dans un klystron, l'anode fait 10mm de diamètre, peut-on injecter un faisceau de 10A à 5kV ?

On montrerait aisément que, pour des électrons non relativistes :

$$\Delta U_T = 1.54 \cdot 10^4 \frac{I}{\sqrt{V}} \left(1 + 2 \ln \frac{r_T}{r_F} \right)$$

soit 12207V ! plus que l'énergie initiale. Le faisceau ne peut entrer dans cette géométrie. En fait, on montre qu'il y a une limite dite de pervéance telle que l'intensité est limitée à I_{max} donnée par :

$$I_{max} = 32.5 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{1 + 2 \ln(r_T / r_F)}$$

A noter que les paires ions-électrons formées dans un faisceau intense voient un de leurs composants accéléré à une énergie au plus égale à l'équivalence de ce puits et qui frappent les parois de l'enceinte. L'autre est piégé dans le puits.

L'équation différentielle qui régit la variation du rayon de la particule périphérique est (attention aux signes!) :

$$\ddot{r} = \frac{\eta I}{2\pi\epsilon_0 z r}$$

soit, par rapport à z :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\eta I}{2\pi\epsilon_0 (\beta c)^3 r}$$

avec $\eta = \frac{\xi e}{A \gamma m_p}$ pour un ion. (m_p : masse du proton = $1836 m_e$). Cette équation

montre que, même pour un faisceau initialement convergent, il finit par diverger rapidement sous l'effet de cette charge d'espace.

Le puits de potentiel peut être neutralisé par des charges opposées dues à l'ionisation. Ce phénomène n'est pas toujours bénéfique : dans la soudure par bombardement électronique, les faisceaux très intenses sont transportés sur de longues distances sans éclater grâce aux nombreux ions créés par la forte pression, mais il se produit très souvent des instabilités de plasma qui modulent le cordon de soudure ! Dans les anneaux de stockage, la neutralisation partielle change l'enveloppe du faisceau de façon incontrôlée au point de faire perdre le faisceau, par désadaptation à la maille de focalisation. Le temps τ_N nécessaire pour neutraliser ce puits se déduit aisément des considérations précédentes :

$$\tau_N = \frac{1}{\sigma n_0 \beta c}$$

σ est la section efficace d'ionisation en cm^2 pour des particules de faisceau de vitesse βc en cm.s^{-1} sur des particules de gaz résiduel de densité volumique n_0 en cm^{-3} .

Dans une enceinte à vide dont le constituant résiduel est l'hydrogène à la pression P en hPa, la section efficace d'ionisation de la molécule d'hydrogène par un faisceau électronique d'énergie W en eV est donnée par la formule empirique :

$$\sigma_{[\text{cm}^2]} = \frac{1.37 \cdot 10^{-15}}{W} \text{Ln} 3.076W$$

On en déduit le temps de neutralisation :

$$\tau_N \approx 4.65 \cdot 10^{-10} \frac{W^{1/2}}{P \text{Ln}(3W)}$$

Exercice : à $P=10^7 \text{ hPa}$, quel est le temps de neutralisation d'un faisceau d'électrons de 1 keV ? 18 ms . Même dans un vide poussé, un faisceau d'électrons est très vite neutralisé, ce qui veut dire que, s'il est soumis à la charge d'espace, celle-ci est vite compensée, donc l'enveloppe du faisceau peut changer considérablement.

Au bout de ce temps, la pression équivalente dans le faisceau se déduit de sa densité volumique n_F :

$$n_F = \frac{j}{\beta c} = \frac{I}{e \beta c \pi r_F^2}$$

Exercice : avec le faisceau précédent de 100 mA et de 1 mm de diamètre, quelle est la pression interne ? On trouve $\beta c = 1.87 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$, et $P = 1.6 \cdot 10^6 \text{ hPa}$. Au point de chute

de ce faisceau et à condition que la surface collectrice soit polarisée négativement de la valeur du puits de potentiel initial, il peut y avoir une remontée de pression importante en plus de la désorption stimulée (cas des électrodes de nettoyage, par exemple, dans les synchrotrons).

Parmi les autres phénomènes collectifs intervenant dans les espaces de glissement en vide poussé se trouvent un certain nombre d'instabilités que nous ne traiterons pas sinon en considérant qu'elles induisent des pertes de particules qui affectent le vide. Les phénomènes de diffusion de concentration sont masqués, dans les faisceaux que nous considérons, par la diffusion de répulsion coulombienne dans la direction transverse qui se traite en faisant intervenir le champ de charge d'espace dans les équations des mouvements.

2-3 Le rayonnement synchrotron

Les particules chargées à haute vitesse peuvent émettre différents types de rayonnement d'importance variable pour le vide environnant :

- le rayonnement Tcherenkov émis dans un milieu transparent a peu d'impact
- le rayonnement de freinage ou « Bremsstrahlung » intervient lors d'une décélération qui peut créer des photoélectrons et de la désorption, sera traité en détail
- le rayonnement de transition émis à l'interface de deux milieux, peu actif en termes de vide
- enfin le rayonnement synchrotron qui intervient lors d'une accélération transverse et qui est préoccupant dans les accélérateurs à électrons de type circulaire par la désorption qu'il provoque [HOF98]. Bremsstrahlung et rayonnement synchrotron sont de même nature.

Pratiquement, ce dernier se rencontre pour des particules très relativistes défléchies par un ou une série d'aimants. Une particule qui tourne dans un plan horizontal est soumise à une accélération centripète. Elle y produit un champ magnétique normal et un champ électrique qui lui est perpendiculaire du fait des équations de Maxwell, les deux étant perpendiculaires à la direction locale de propagation. Ce sont les caractéristiques d'une onde électromagnétique polarisée horizontalement. Plus précisément, il s'agit d'un rayonnement dipolaire.

A un instant donné, ce rayonnement est émis dans le sens de rotation dans une ouverture angulaire de $\approx \pm 1/\gamma$, de par le mouvement, il balaye le plan horizontal dans un angle proche de l'angle de déviation. Le spectre de longueurs d'onde émis est large et dépend de la longueur de la trajectoire dans l'aimant. Le tableau suivant [BOS92], donne pour 3 machines classiques, en fonction du rayon de courbure R de la machine, la longueur d'onde typique λ qu'elle produit.

Machine	Particule	R(m)	E(GeV)	γ	$\lambda(\text{Å})$
EPA	e-	1.43	0.5	978	20
LEP	e-	3096	45	88000	0.06
SPS	p	741	400	426	128000

On notera que les quanta associés aux deux premiers cas correspondent à des énergies de 615eV et 205keV capables d'ioniser en couches profondes. Par contre les protons donnent des rayonnements très mous.

La puissance totale rayonnée P par une particule portant une charge élémentaire, d'énergie au repos E_0 , de β proche de 1 est :

$$P = \frac{2r_c c E_0 \gamma^4}{3R^2} \quad r_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 E_0}$$

r_c , le rayon classique, vaut $2.818 \cdot 10^{-15} \text{m}$ pour les électrons et $1.535 \cdot 10^{-18} \text{m}$ pour les protons.

La puissance totale rayonnée par tour pour un faisceau d'électrons d'intensité I est :

$$P_t = \frac{4\pi r_c E_0 \gamma^4 I}{3R} = 88.6 \frac{E^4_{[\text{GeV}]} I_{[\text{mA}]}}{R}$$

Quelques chiffres : au LEP la perte d'énergie par tour pour un électron est de 117MeV. Pour un faisceau de 3mA à 45GeV, la puissance collectée par la chambre à vide est de 350kW ! Les mêmes grandeurs à l'ESRF deviennent 4.5MeV, pour 100mA la puissance rayonnée est de 450kW. On comprend pourquoi le système HF doit impulser continuellement le faisceau de ces anneaux. Notons que le LHC à 8TeV-300mA en protons ne rayonne que 500W.

Le flux de photons émis par seconde et par électron est :

$$\dot{n} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{c}{R} \gamma \alpha$$

α est la constante de structure fine (voir le glossaire). Par mètre et avec les unités pratiques précédentes, on en déduit le flux total :

$$\frac{d\dot{N}_{[m^{-1}s^{-1}]}}{ds} = 1.28 \cdot 10^{17} \frac{IE}{R}$$

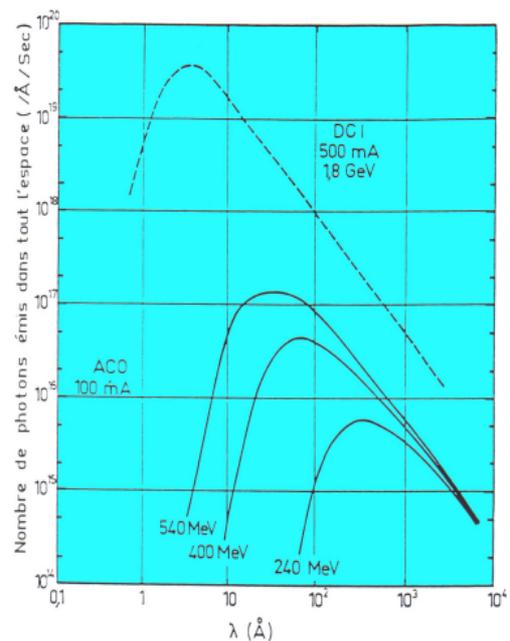
La figure 2-3-1 donne un exemple de spectre en longueurs d'onde de ce flux.

L'énergie moyenne d'un photon est :

$$\bar{E}_\phi = \frac{4r_c E_0 \gamma^3}{5\sqrt{3}\alpha R}$$

Dans le cas du LEP, cette énergie vaut environ 20keV ! Nous examinerons dans le chapitre interactions rayonnement-paroi les effets sur la pression résiduelle de ces flux de photons.

Figure 2-3-1



III- Les interactions faisceau-gaz résiduel.

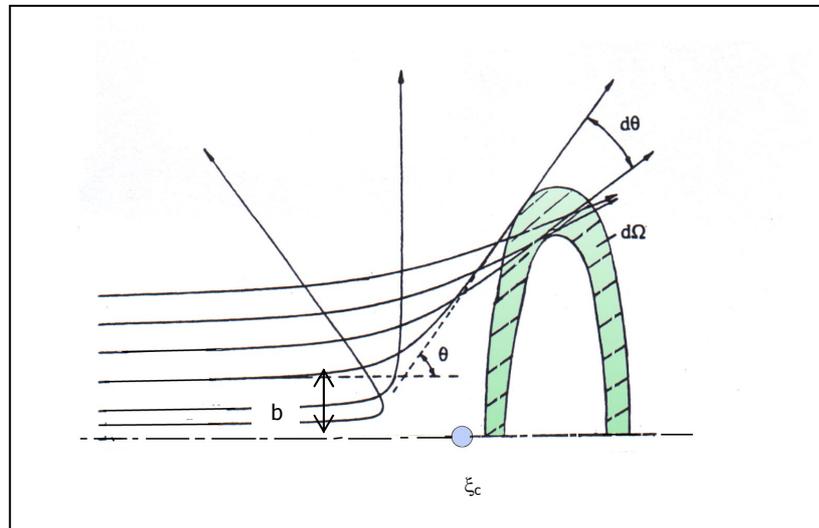
Nous privilégierons les interactions avec le dihydrogène qui est le constituant principal de l'atmosphère résiduelle en vide poussé. Certaines ont été décrites de façon très générale dans l'introduction. Ces interactions sont des collisions binaires de deux types :

- élastiques : diffusion coulombienne simple et multiple
- inélastiques : Bremsstrahlung, perte d'énergie par ionisation, capture et perte électroniques, photo-absorption et -ionisation.

Il est évident que ces interactions peuvent être étendues aux phases condensées. Nous ne parlerons pas des réactions nucléaires.

3-1 La diffusion coulombienne

Un faisceau de particules chargées traversant un gaz dont les atomes peuvent être considérés comme immobiles est soumis à des collisions où l'interaction fait intervenir des charges : c'est la diffusion coulombienne. Selon la distance aux atomes, les particules incidentes subissent l'action du noyau ou des électrons du cortège, le résultat de cette collision est une déflexion sans perte d'énergie, donc élastique. Nous allons traiter ici de la diffusion due à une seule collision dite diffusion simple. La diffusion multiple a des effets globaux sur l'accroissement la divergence du faisceau que nous traiterons dans le paragraphe suivant.



On voit sur la figure ci-dessus que selon la valeur de b dit paramètre d'impact, l'angle θ est plus ou moins grand (ici l'interaction est une répulsion), il existe une valeur θ_{\max} au-delà de laquelle la particule peut être considérée comme perdue. En dessous de cette valeur, les particules défléchies forment un « halo » responsable d'une traîne sur la figure d'émittance. Dans les cas pratiques de collisions sous vide poussé, on considère que le paramètre d'impact est suffisamment grand pour que les déflexions soient faibles (on parle de collisions lointaines). La charge du noyau déflecteur est alors considérée comme écrantée par les électrons du cortège et la force de Coulomb s'écrit :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \xi_i \xi_c e^2 \frac{\exp(-d/a)}{d^2}$$

évidemment $\xi_c = Z_c$, a est la distance d'écrantage et vaut:

$$a = \frac{a_0}{(\xi_i^{2/3} + Z_c^{2/3})}$$

où a_0 est le rayon de la première orbite de Bohr soit 0.53Å. La section efficace différentielle telle qu'elle est définie dans le paragraphe 1-3 vaut alors, pour les angles faibles :

$$\sigma(\theta)_{[m^2]} = \left(\frac{\xi_i Z_c e^2}{8\pi\epsilon_0 m_r v_i^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad \text{avec} \quad m_r = \frac{m_i m_c}{m_i + m_c}$$

Dans le cas d'une symétrie de diffusion azimutale, la section efficace totale σ_{el} est telle que :

$$d\sigma_{el} = \sigma(\theta) d\Omega \approx 2\pi \sin\theta \sigma(\theta)$$

Si l'on veut calculer les pertes au-delà de l'angle θ_{max} , la section efficace totale correspondante est :

$$\sigma_{\theta_{max}} = \int_{\theta_{max}}^{\pi} d\sigma_{el} = 2\pi \left(\frac{\xi_i Z_c e^2}{8\pi\epsilon_0 m_r v_i^2} \right)^2 \cot g^2(\theta_{max} / 2)$$

Cette formule n'est, en principe, pas valable pour la collision élastique e-e (où l'on parle de diffusion de Mott). Dans la réalité, les termes correctifs sont négligeables. Notons, au passage, que le terme en $\cot g^2$ est inversement proportionnel au carré du diamètre de la chambre dans laquelle circule le faisceau diffusé.

Ce type de diffusion n'est important que pour des électrons de faible énergie (dans la gamme des centaines d'eV).

Exercice : quel est le taux de pertes par diffusion sur l'hydrogène d'un faisceau de protons de 100keV sur 1m dans une enceinte à 10^{-5} hPa, au-delà de 2mm ? On trouve une section efficace de $3.24 \cdot 10^{-18} cm^2$. Le terme dN/N de perte se déduit de la définition de la section efficace, n vaut $2.65 \cdot 10^{11}/cm^3$, il vaut donc $8.59 \cdot 10^{-5}$, ce qui est négligeable, mais deviendrait dramatique sur 1km !

Le même calcul avec des électrons de 10keV toujours sur 1m donne une section efficace de $8.11 \cdot 10^{-17} cm^2$ et un taux de pertes de $2.15 \cdot 10^{-3}$, ce qui montre qu'ils sont nettement plus diffusés.

3-2 Le rayonnement de freinage

Nous avons déjà évoqué l'émission de rayonnement par des particules relativistes notamment les électrons (et conséquemment des positrons). Quand les électrons pénètrent dans une collection d'atomes, qu'elle soit diluée comme le gaz résiduel ou condensée comme une paroi, ils sont accélérés radialement dans le champ des noyaux ou des électrons de ces atomes et émettent un rayonnement analogue au rayonnement synchrotron que l'on appelle rayonnement de freinage ou « Bremsstrahlung ».

Cette énergie rayonnée les décélère longitudinalement. L'autre processus de perte d'énergie est par ionisation, que nous étudierons dans le paragraphe suivant.

Material	Z	A	Radiation length X_0		Density
			[g/cm ²]	[cm]	[g/cm ³] () is for gas [g/l]
H ₂	1	1.01	61.28	865	0.0708(0.090)
D ₂	1	2.01	122.6	757	0.162(0.177)
He	2	4.00	94.32	755	0.125(0.178)
Li	3	6.94	82.76	155	0.534
Be	4	9.01	65.19	35.3	1.848
C	6	12.01	42.70	18.8	2.265
N ₂	7	14.01	37.99	47.0	0.808(1.25)
O ₂	8	16.00	34.24	30.0	1.14(1.43)
Ne	10	20.18	28.94	24.0	1.207(0.90)
Al	13	26.98	24.01	8.9	2.70
Si	14	28.09	21.82	9.36	2.33
Ar	18	39.95	19.55	14.0	1.40(1.78)
Ti	22	47.88	16.17	3.56	4.54
Fe	26	55.85	13.84	1.76	7.87
Cu	29	63.55	12.86	1.43	8.96
Ge	32	72.59	12.25	2.30	5.323
Sn	50	118.69	8.82	1.21	7.31
Xe	54	131.29	8.48	2.77	3.057(5.89)
W	74	183.85	6.76	0.35	19.3
Pt	78	195.08	6.54	0.305	21.45
Pb	82	207.19	6.37	0.56	11.35
U	92	238.03	6.00	≈0.32	≈18.95
Air, 20°C, 1 atm. (STP in paren.)			36.66	(30420)	0.001205(1.29)
H ₂ O			36.08	36.1	1.00
Shielding concrete			26.7	10.7	2.5
SiO ₂ (quartz)			27.05	12.3	2.64
NaI			9.49	2.59	3.67
BaF ₂			9.91	2.05	4.89
BGO (Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂)			7.98	1.12	7.1
Polystyrene, scintillator (CH)			43.8	42.4	1.032
Lucite, Plexiglas (C ₅ H ₈ O ₂)			40.55	≈34.4	1.16-1.20
Polyethylene (CH ₂)			44.8	≈47.9	0.92-0.95
Mylar (C ₅ H ₄ O ₂)			39.95	28.7	1.39
Borosilicate glass (Pyrex)			28.3	12.7	2.23
CO ₂			36.2	(18310)	(1.977)
Ethane C ₂ H ₆			45.66	(34035)	0.509(1.356)
Methane CH ₄			46.5	(64850)	0.423(0.717)
Isobutane C ₄ H ₁₀			45.2	(16930)	(2.67)
NaF			29.87	11.68	2.558
LiF			39.25	14.91	2.632
Freon 12 (CCl ₂ F ₂) gas, 26°C, 1 atm.			23.7	4810	(4.93)

On introduit la notion de longueur de radiation χ_0 définie comme la distance au bout de laquelle l'énergie de l'électron est réduite d'un facteur $1/e$ ($e=2.71828$) par Bremsstrahlung tantôt exprimée en cm tantôt en g/cm² quand elle est multipliée par la masse volumique ρ du corps cible considérée, la perte d'énergie relative après un parcours dx s'écrit alors :

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{\chi_0}$$

Le tableau donne cette grandeur pour quelques éléments et matériaux [TSA74]. Si Z_c et A_c sont respectivement le numéro et la masse atomique du corps cible, elle peut être approximée par :

$$\chi_{0[g/cm^2]} = \frac{716.4A_c}{Z_c^2 \ln(183Z_c^{-1/3}) + Z_c \ln(1440Z_c^{-2/3})}$$

Exercice : calculer la longueur de radiation de H₂ gazeux à 10⁶ hPa?

On sait que:

$$\frac{\rho_P}{\rho_{Patm}} = \frac{P}{1013}$$

On trouve 7 10⁹ km.

On considère que ce processus de perte d'énergie est prédominant dès que celle-ci dépasse l'énergie dite critique de 800MeV/Z_c. Un accélérateur a une acceptance en dispersion d'énergie de son faisceau ΔE_{RF} . Au bout d'un certain temps de parcours des particules, la perte d'énergie dépasse cette acceptance et elles sont alors perdues. Dans le cas du LEP, à 10⁻⁹ hPa, la perte d'énergie relative par tour est de 4 10⁻¹². Deux conclusions : cette perte est négligeable devant celle due au rayonnement synchrotron. Le faisceau perd 2.77keV par seconde soit 20MeV en 2 heures, on comprend pourquoi l'ultravide est nécessaire pour avoir de longues durées de vie du faisceau.

Ce calcul de perte d'énergie au travers de la longueur de radiation donne un renseignement global, il ne permet pas de savoir combien de particules initiales sont perdues au bout d'un trajet donné. Pour un faisceau d'électrons d'énergie E, dès que l'un d'eux émet un photon d'énergie $h\nu$ supérieure à ΔE_{RF} , il est considéré comme

perdu, cette probabilité de perte est caractérisée par deux sections efficaces différentielles de radiation, l'une pour la contribution des noyaux, l'autre pour celle des électrons de couches :

$$\left[\frac{d\sigma_B}{d(h\nu)} \right]_N = \frac{4\alpha r_e^2}{h\nu} Z_c^2 \left\{ \left[\frac{4}{3} \left(1 - \frac{h\nu}{E}\right) + \frac{h^2\nu^2}{E^2} \right] (\text{Ln}183 - \frac{1}{3}\text{Ln}Z_c) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{h\nu}{E}\right) \right\}$$

$$\left[\frac{d\sigma_B}{d(h\nu)} \right]_e = \frac{4\alpha r_e^2}{h\nu} Z_c \left\{ \left[\frac{4}{3} \left(1 - \frac{h\nu}{E}\right) + \frac{h^2\nu^2}{E^2} \right] (\text{Ln}1140 - \frac{2}{3}\text{Ln}Z_c) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{h\nu}{E}\right) \right\}$$

Si ΔE_{RF} est petit devant E , on obtient la section efficace totale en intégrant ces deux dernières de ΔE_{RF} à E , soit :

$$\sigma_B = 4\alpha r_e^2 \left[F(Z_c) \frac{4}{3} \left(\text{Ln} \frac{E}{\Delta E_{RF}} - \frac{5}{8} \right) + Z_c \frac{Z_c + 1}{9} \left(\text{Ln} \frac{E}{\Delta E_{RF}} - 1 \right) \right]$$

$$F(Z_c) = Z_c^2 \text{Ln} \left(\frac{183}{Z_c^{1/3}} \right) + Z_c \text{Ln} \left(\frac{1140}{Z_c^{2/3}} \right)$$

Comme pour le rayonnement synchrotron, l'incidence sur le vide est multiple : le Bremsstrahlung véhicule de l'énergie qui sera dissipée dans les parois, il induit de la désorption et, par l'effet photoélectrique, il génère des électrons ionisants. Nous reviendrons sur le rayonnement de freinage dans l'interaction faisceau-paroi.

Exercice : avec une acceptance HF valant le millième de l'énergie, calculer le taux de perte électronique sur 10km à 10^9 hPa. On trouve $\sigma = 5.78 \cdot 10^{26} \text{cm}^2$ et un taux de perte de $1.53 \cdot 10^9$. Rappelons néanmoins que le halo ne doit pas excéder 10^7 dans le LHC.

3-3 Les pertes d'énergie par ionisation

Nous avons décrit l'ionisation comme une collision inélastique dans laquelle la particule énergétique cède de l'énergie au milieu qu'elle traverse. Il s'ensuit donc, pour elle, une perte d'énergie dE qui est proportionnelle à l'épaisseur traversée dx . On constate qu'en dessous du keV, ce sont les noyaux de la cible qui jouent le rôle prédominant dans la décélération et qu'au-delà ce sont les électrons des cortèges. Il existe une abondante littérature traitant de ce problème, le lecteur ayant besoin de précision pourra s'y reporter [HAN58, BOU90, CHE90, FAN63, BAL96, MAR69], en prenant garde aux unités en particulier au facteur $4\pi\epsilon_0$. Soit un projectile autre qu'un électron portant un nombre de charges élémentaires ξ_i , de masse m_i , frappant une cible de numéro atomique Z_c et de nombre de masse A , son nombre d'électrons par cm^3 est :

$$N = \frac{\rho N_A}{A} \quad \text{avec } N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$$

La cible est caractérisée par sa constante d'ionisation \Im (on trouve parfois le terme impropre « potentiel d'ionisation » à ne pas confondre avec celui défini précédemment) :

$$\Im_{[\text{eV}]} = 16 Z_c^{0.9}$$

sauf pour H₂ pour lequel il vaut 19.2eV.

La perte d'énergie (ou pouvoir d'arrêt) s'écrit, selon Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 \xi_i^2 Z_c N}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e c^2 \beta^2} \left(\text{Ln} \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\Im} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right)$$

Le signe – indique une perte d'énergie, le terme δ est un terme de correction relativiste. En général $\xi_i=1$, on peut retenir la formule pratique :

$$-\frac{dE}{dx_{[\text{MeV.cm}^{-1}]}} \approx 0.3071 \frac{Z_c \rho}{A \beta^2} \left(\text{Ln} \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\Im} - \beta^2 \right)$$

La pression agit par l'intermédiaire de ρ .

Si a_0 et v_0 sont respectivement le rayon de la première orbite de Bohr et la vitesse de l'électron sur cette orbite :

$$v_0 = \alpha c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar} = 2.18810^6 \text{ ms}^{-1}$$

Exercice: quelle est la perte d'énergie de protons de 200MeV dans le corps humain et dans le dihydrogène à 10⁶hPa? On peut assimiler le corps humain à de l'eau. Avec les figures 1-1, on trouve 5MeV/cm. Dans le dihydrogène à cette pression $\rho=0.09 \cdot 10^9 \text{ g/cm}^3$, ce qui donne 5.3 10⁴ eV/cm ! On voit que, dans le cas du gaz résiduel, les pertes d'énergie par ionisation sont négligeables en termes d'impact sur le vide.

Le traitement des électrons est légèrement différent, du fait de leur faible masse. Le transfert d'énergie lors de la collision est plus important. On trouve les formules pratiques suivantes :

$$-\frac{dE}{dx_{[\text{MeV.cm}^{-1}]}} \approx 0.179 \frac{Z_c \rho}{A \beta^2} \text{Ln} \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\Im}$$

en dessous de 1MeV et pour des électrons à $\beta=1$:

$$-\frac{dE}{dx_{[\text{MeV.cm}^{-1}]}} \approx 0.1536 \frac{Z_c \rho}{A} \left(\text{Ln} \frac{2m_e c^2}{\Im} + 3\text{Ln}\gamma - 1.95 \right)$$

La figure 3-3-1 illustre la perte d'énergie dans l'air pour quelques particules [BOU90, ROH94, PAP94].

On appelle libre parcours moyen R d'une particule (en anglais « range »), la distance moyenne qu'elle parcourt jusqu'à annulation de son énergie. Il n'existe pas de formule analytique pour le déterminer, on sait que :

$$R \propto \frac{E^2}{m_i \xi_i^2 Z_c N}$$

Les figures 3-3-2 donnent des exemples de parcours de particules, en particulier pour les protons et les électrons dans des matériaux d'intérêt pour le vide et le cas révélateur d'un plastique scintillant. On peut en retenir que pour des énergies <1MeV, les parcours sont microniques au plus.

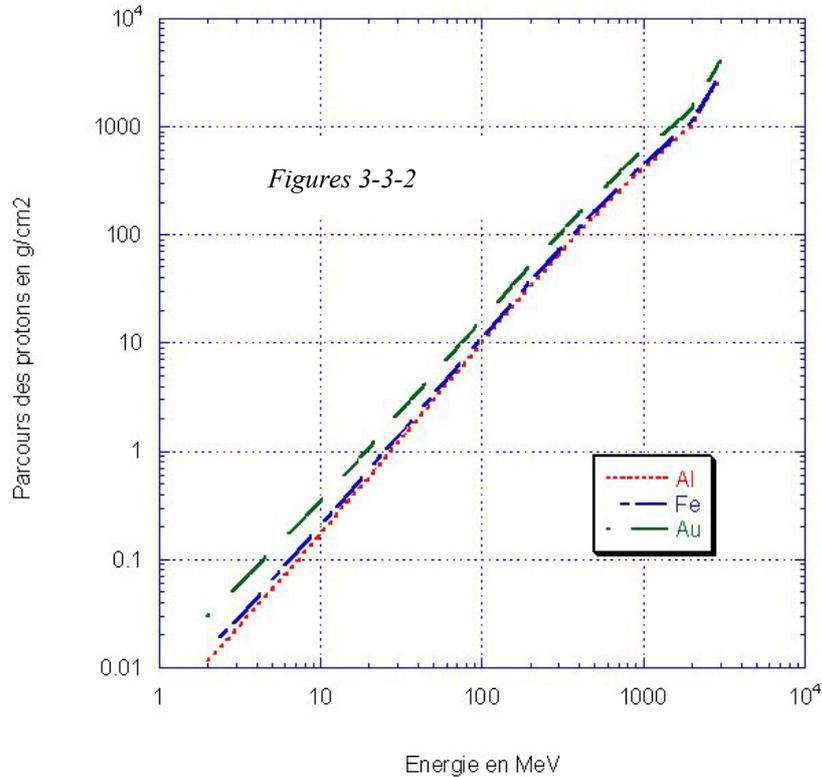
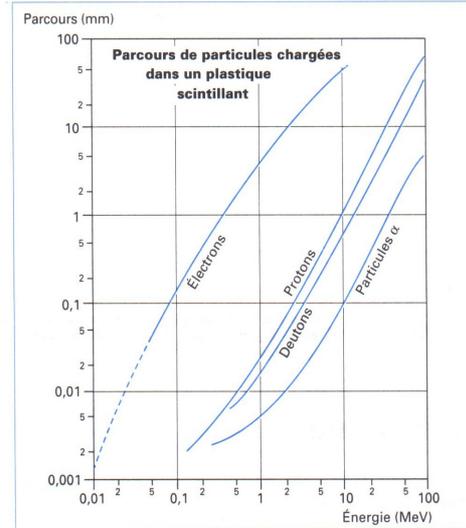
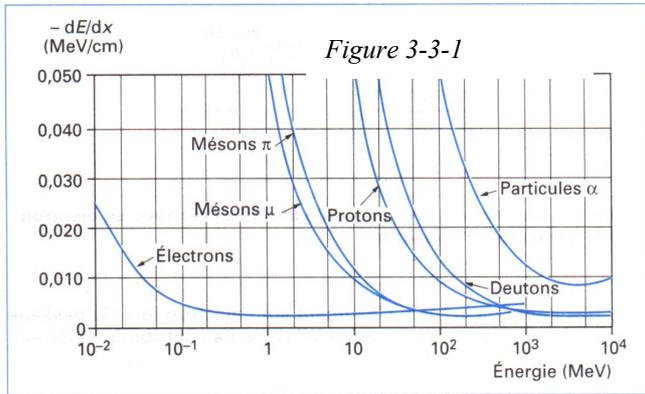
Il existe quelques formules semi-empiriques pour les parcours dans l'air :

$$R_{[\text{g.cm}^{-2}]} = 0.407 E_{[\text{MeV}]}^{1.38} \quad 0.15 < E < 0.8$$

Pour les électrons $= 0.543 E - 0.16 \quad E > 0.7$

$$= 0.53 E - 0.106 \quad 2.5 < E < 20$$

et pour les protons $R_{[m]} = \left(\frac{E_{[MeV]}}{9.3} \right)^{1.8}$



Le cas des ions lourds multichargés est, lui aussi, particulier. Par leur faible vitesse v , on peut utiliser l'expression non relativiste du pouvoir d'arrêt, en appelant toujours ξ_i leur nombre de charges et Z leur numéro atomique :

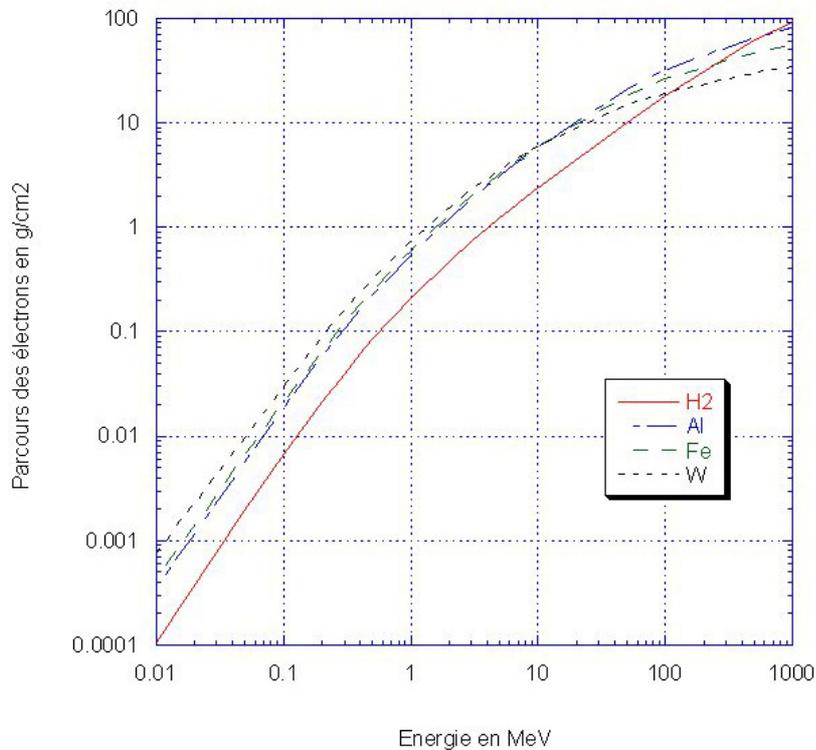
$$-\frac{dE}{dx} \text{ [MeV.cm}^{-1}] \approx 0.3071 \frac{Z_c \rho}{A \beta^2} \frac{\xi_i^2}{Z^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{\xi} \right)$$

Il en résulte que les ions très lourds ont un parcours anormalement grand pour des énergies $< 1 \text{ MeV/A}$.

Au-delà de 1 MeV/A , il existe 2 lois d'échelle pour la détermination des parcours :

- pour 2 particules différentes dans le même matériau :

$$R_1(E_1) = \frac{A_1}{A_2} \frac{\xi_2^2}{\xi_1^2} R_2\left(\frac{A_2}{A_1} E_1\right)$$



Par exemple, le parcours de protons de 10MeV est le même que celui des α de 40MeV.

- pour la même particule dans 2 matériaux :

$$\frac{R_{A_2}}{R_{A_1}} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{A_2}{A_1}}$$

Exercice: quel est le parcours de protons à 4MeV dans le fer ? De la figure 3-3-2, on tire le range (en g/cm^2 !) de $Al=4mg/cm^2$ soit $R_{Al}=1.48 \cdot 10^3 cm$ d'où $R_{Fe}=7.25 \cdot 10^4 cm$.

L'incidence de ces pertes d'énergie sur le faisceau incident est multiple. Il y a d'abord un effet sur la dispersion en énergie. En effet, la perte d'énergie donnée ci-dessus est une valeur moyenne autour de laquelle existe une fluctuation supposée gaussienne appelée « straggling ».

L'écart quadratique moyen associé, pour un parcours Δx , est donné par la variance:

$$\sigma_{E[eV^2]}^2 = \frac{4\pi N e^2}{(4\pi\epsilon_0)^2} \xi_i^2 Z_c \Delta x$$

L'écart relatif moyen est entre 1 et 2%.

Le deuxième effet est la diffusion élastique multiple qui accroît la divergence du faisceau. L'écart quadratique moyen en divergence est donné par :

$$\sigma_\theta^2 = \frac{4\pi\xi_i^2}{\alpha\beta^2\gamma^2} \frac{m_e^2}{m_i^2} \frac{\Delta x}{\chi_0}$$

Il en résulte un accroissement de l'émittance du faisceau avec le temps.

Exercice: dans un accélérateur travaillant à 10^5 hPa d' H_2 , des protons accélérés à 200 MeV parcourent 70 km. Quel est l'accroissement en divergence ? De l'exercice du §3-2, on déduit que la longueur de radiation de H_2 à 10^5 hPa est de $7 \cdot 10^8$ km. On déduit β et γ de la figure 1-1. On trouve 9.4 mrad.

3-4 Photo-absorption et -ionisation

Les photons, comme les neutrons, n'induisent pas d'interactions coulombiennes (ils ne sont pas directement ionisants, par exemple). Ils échangent de l'énergie au travers de l'onde associée. L'absorption de l'énergie des photons par la matière (photo-absorption) produit, à basse énergie, de l'excitation, de la dissociation ou de l'ionisation (photo-ionisation, effet photo-électrique). A plus haute énergie, les photons peuvent être absorbés par diffusion ou par création de paires électron-positron. Ce phénomène sera aussi décrit dans le chapitre VI.

La photo-absorption dans les gaz joue un rôle fondamental dans notre atmosphère. Sous vide, elle va jouer un rôle dans les lignes de rayonnement synchrotron et dans les lasers, par exemple. Si un faisceau de photons d'intensité I traverse un milieu de densité atomique n et d'épaisseur x , cette intensité décroît de ΔI donnée par :

$$\Delta I = -\sigma n x I = -\mu_\ell x I$$

σ est une section efficace totale incluant tous les processus décrits précédemment, elle dépend du milieu traversé et de la longueur d'onde, elle doit être interprétée comme l'aire présentée par la molécule ou l'atome recevant la radiation, μ_ℓ est le coefficient d'absorption linéique. On appelle coefficient d'absorption massique :

$$\mu_m = \frac{\mu_\ell}{\rho}$$

que l'on donne dans des conditions normales de température et de pression (NTP 0°C et 1013 hPa) et que l'on exprime généralement en cm^2/g

Au fur et à mesure que l'énergie $h\nu$ du photon augmente, ce sont d'abord les niveaux de rotation, de vibration et d'excitation des molécules qui transitent comme le montre la figure 3-4-1 relative à l'ozone O_3 .

On constate que les radiations du proche ultraviolet sont absorbées sur 3 bandes nettes de longueurs d'onde, ce qui explique l'importance de la couche d'ozone dans la captation de ces radiations dangereuses.

On note aussi que ces sections efficaces sont au moins de deux ordres de grandeur inférieures à celles liées à l'impact électronique, ce qui est connecté au fait que ces interactions ont une portée correspondant à la longueur d'onde associée.

Dans la gamme d'énergie proche du seuil d'ionisation, la section efficace présente à la fois des pics ou bandes d'absorption et un « continuum » du à la photo-ionisation comme le montre les figures 3-4-2 pour les gaz d'intérêt en ultravide [WEI56].

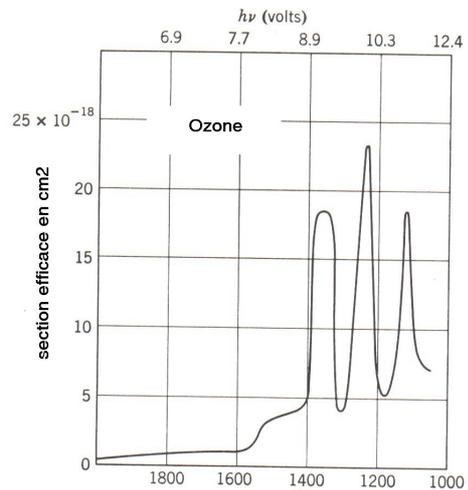
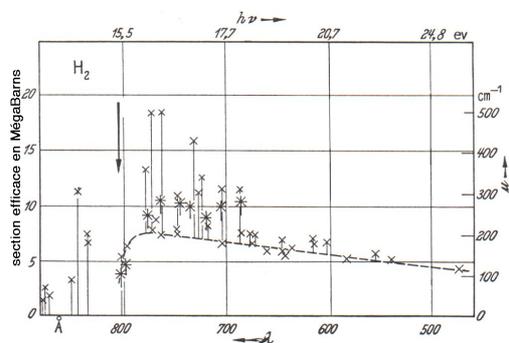
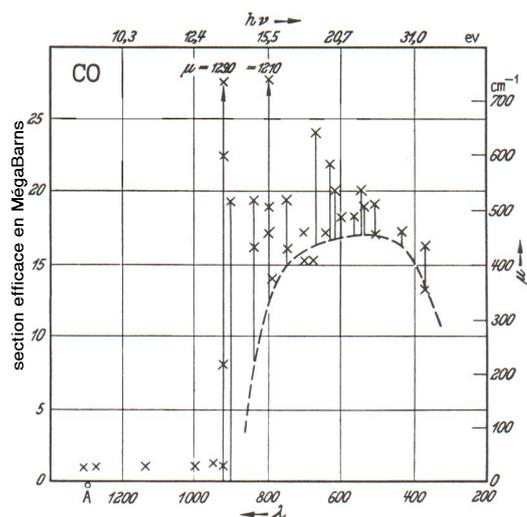
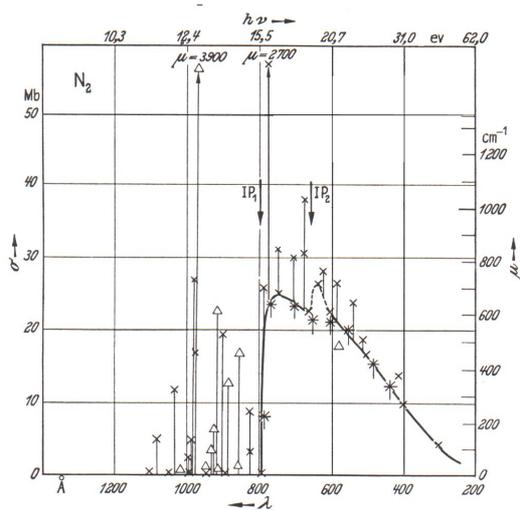


Figure 3-4-1



Figures 3-4-2

Si l'on prend l'exemple de N_2 , on voit quelques pics d'absorption pour $\lambda > 800 \text{ \AA}$, et la croissance de la section efficace à partir du seuil d'ionisation de N_2 , IP1 (1 MegasBarn = 10^{-18} cm^2).

Plus haut en énergie, les photons créent des transitions entre les niveaux atomiques, plus l'énergie est élevée et plus les électrons de couches internes sont excités ou éjectés, la section efficace subissant des sauts à chaque transition (figure 3-4-3). L'émission d'électrons est un effet photo-électrique sur le gaz.

A plus haute énergie, c'est le domaine des rayons X ou γ , qui peuvent créer des paires et des effets photo-nucléaires.

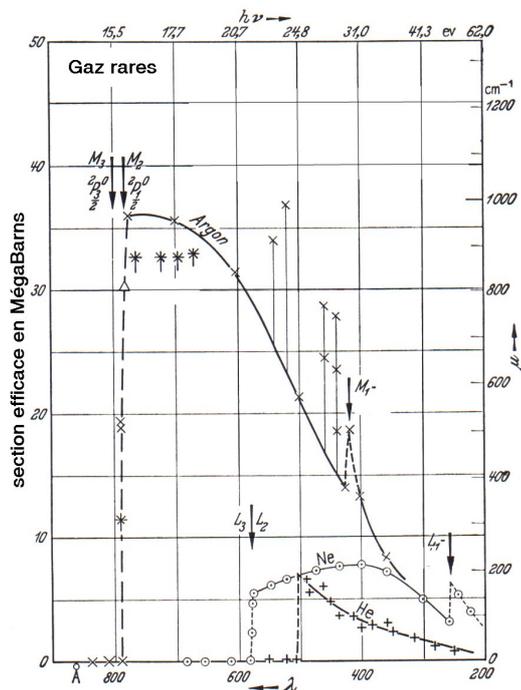
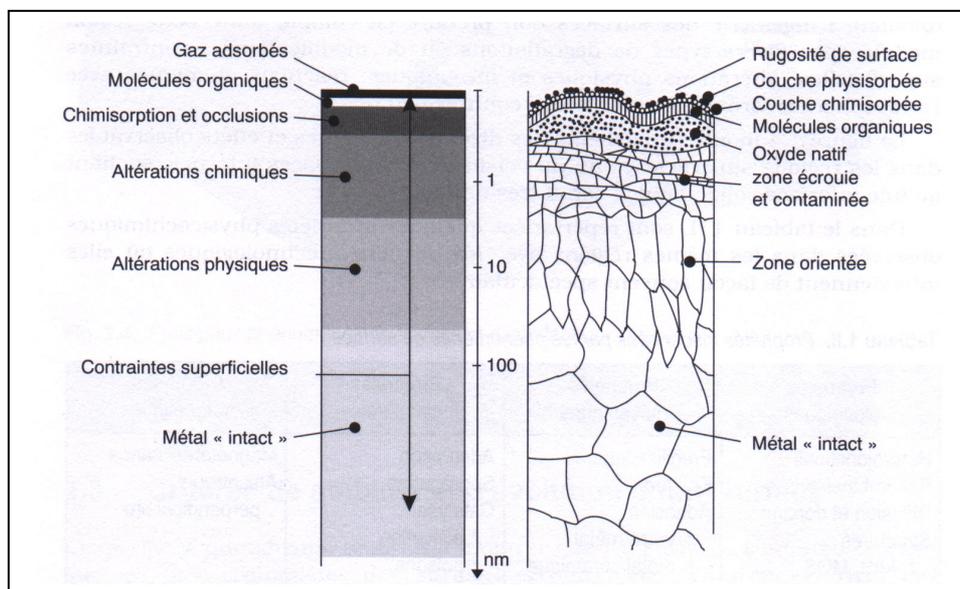


Figure 3-4-3

IV- Les propriétés d'une surface.

Toute enceinte est close par des parois solides. La surface de ces parois en regard du vide est une interface qui régit les interactions avec le milieu intérieur. Elle présente un arrangement de motifs d'atomes, de molécules et d'ions bien différent de l'arrangement périodique situé à l'intérieur du solide. Elle voit l'air de temps à autre et garde la mémoire, en plus de celle de ses étapes d'élaboration et d'usinage, des traitements qu'elle a subis.

Les interactions auxquelles elle est soumise sont nombreuses. Ce sont d'abord des chocs avec les particules du gaz résiduel. La surface va plus ou moins les réfléchir, les adsorber, les accommoder ou les absorber. Ensuite, il y a les interactions avec les faisceaux que nous allons décrire en détail. Enfin, la surface est l'« ouverture » du solide sous-jacent vers le vide : elle désorbe les particules qui diffusent de l'intérieur tandis que les particules qu'elle a adsorbées peuvent aussi diffuser vers l'intérieur.



Une surface brute n'est pas une frontière franche entre le vide et un solide parfaitement organisé dans l'arrangement de ses atomes constituants. Il y a une zone de transition de quelques dizaines de nm, dont la constitution et l'organisation indiquent principalement comment elle a été générée et les corps qui l'ont baignée.

Du vide vers l'intérieur du métal, on rencontre successivement des couches de gaz adsorbés, de molécules organiques puis une couche plus ou moins épaisse d'oxyde. Suit une couche écaillée composée de grains métalliques très désordonnés révélatrice de la coupe et de l'usinage de la surface, qui se structure peu à peu jusqu'à 100nm, enfin, le métal.

Les métaux usuels, en profondeur, sont plutôt des agrégats de grains à structure de cristal parfaite, mais orientés au hasard, que des arrangements atomiques parfaitement organisés en réseaux. Quelques opérations de façonnage, telles le laminage, permettent d'avoir une meilleure cohésion d'orientation de ces grains.

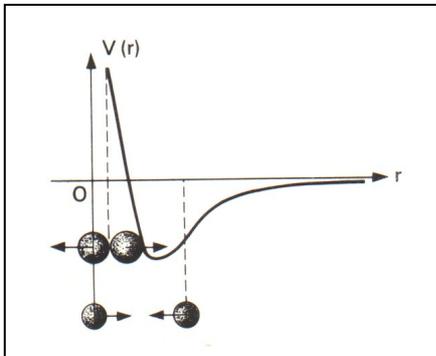
Avant de décrire la surface, nous allons donner quelques notions de base sur les solides [BER84, BER94].

4-1 La structure cristalline

Nous allons nous placer dans le cas idéal d'un solide parfaitement ordonné quitte à parler ensuite de ses défauts structuraux.

Les atomes ou les molécules d'un solide sont liés entre eux par des forces électrodynamiques qui peuvent être ioniques, covalentes, moléculaires ou métalliques. Ces liaisons sont plus ou moins fortes. Nous décrirons les liaisons métalliques ci-après et plus tard les liaisons moléculaires de Van der Waals.

Les métaux sont des corps électropositifs, c'est-à-dire qu'ils cèdent volontiers des électrons, ce qui explique leur conductivité électrique. Quand deux de leurs atomes sont éloignés l'un de l'autre à une distance r de plusieurs fois leur diamètre, on constate qu'ils s'attirent grâce à des forces coulombiennes liées à l'inhomogénéité de répartition des charges négatives dans le cortège. L'énergie potentielle $V(r)$ du système décroît donc comme c'est le cas de deux boules reliées par un ressort en extension qui se recomprime. Par contre, quand les atomes sont très près l'un de l'autre, ils se repoussent pour des raisons liées au principe d'exclusion de Pauli.



Cette énergie potentielle (ou de cohésion) peut s'écrire :

$$V(r) = \frac{3}{10} \left(\frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m_e r^2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{9e^2}{10r}$$

La distance r_0 à laquelle l'énergie est minimale $V(r_0)$ correspond à un état stable du système.

On montre que pour le fer :
 $r_0 \approx 1.4 \text{ \AA}$ et $V(r_0) \approx -4 \text{ eV}$

Dans un cristal, les atomes forment un réseau géométrique à 3 dimensions tel que l'énergie potentielle globale soit minimale. La structure de ce réseau « cristallin » dépend des atomes en question et l'on dénombre 14 types de réseaux dits de Bravais.

Trois principaux concernent les métaux (figure 4-1-1):

- le réseau cubique centré CC se trouvent dans les alcalins (Li, Na, K, Rb, Cs) et dans certains métaux de transition (V, Nb, Ta, Cr, Mo, W, Fe_α base des aciers)

- le réseau cubique à faces centrées CFC pour Cu, Ag, Au, Ni, Rh, Pd, Ir, Pt, Pb, Al

- le réseau hexagonal compact HC pour Be, Mg, Cd et Zn.

Les faces des mailles représentées ci-contre sont repérées conventionnellement, ainsi que les directions et les plans de clivage. Un cristal est composé d'empilements de mailles de base dans les 3 directions (Fig.4-1-2)

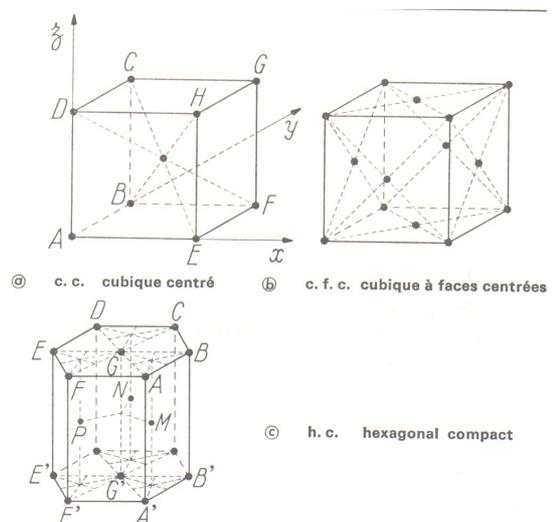


Figure 4-1-1

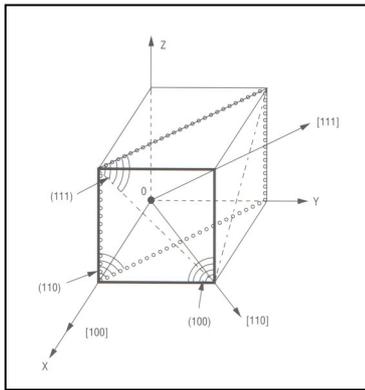
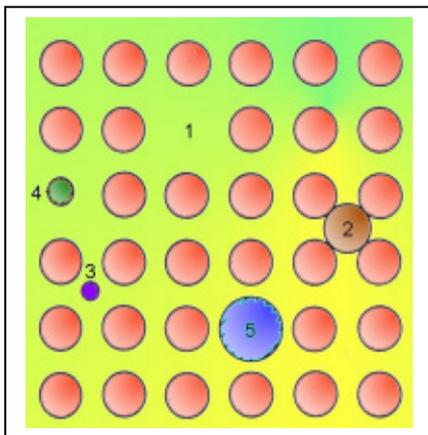


Figure 4-1-2



Ce bel arrangement comprend évidemment des défauts à l'échelle atomique :

- la lacune (1) est un manque d'atome en un point normal du réseau
- l'insertion soit d'un atome du corps (2) soit d'un atome étranger (3)
- l'atome étranger peut aussi être placé en substitution (4 et 5).

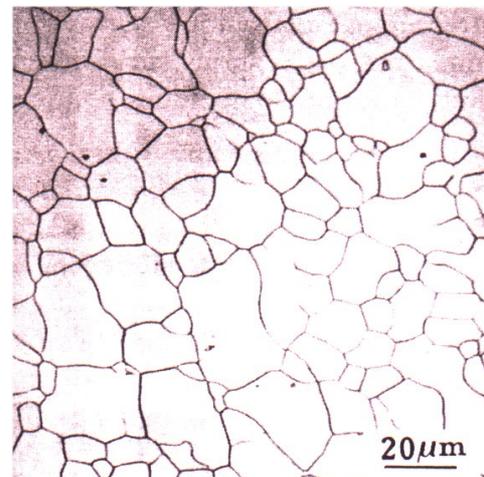
Ces défauts sont notamment produits par l'irradiation. La particule incidente éjecte un atome de son site réticulaire et celui-ci se place en insertion (défaut de Frenkel). On les guérit par recuit.

Le cas 3 est particulièrement intéressant puisque ce peut être le cas de l'hydrogène en solution dans un acier. Sous forme de protons, il diffuse dans le métal de façon interstitielle eu égard à son faible rayon atomique.

Ces défauts ponctuels se déplacent en obéissant aux lois de la diffusion.

Les défauts à 2 dimensions sont principalement :

- les dislocations, déplacements de deux blocs cristallins de part et d'autre d'un plan dit de glissement en général suite à une contrainte.
- les joints de grain. Le solide est constitué de grains juxtaposés dont les axes réticulaires sont orientés différemment de l'un à l'autre. La zone de transition est le joint de grains. Ces défauts amènent à des taux de diffusion de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à ceux de la diffusion en volume à température ambiante dans un cristal parfait.



Par contre, à température élevée, la différence s'estompe.

Il y a évidemment des défauts macroscopiques liés à une élaboration défectueuse (fissures, bulles dans les métaux obtenus par électrolyse....) ou spéciale (frittage à forte porosité).

Nous reviendrons sur ce sujet dans le chapitre VIII relatif aux dommages produits par les radiations.

4-2 L'état de surface

La surface correspond à une discontinuité du réseau cristallin, le nombre des voisins d'un atome n'est plus ce qu'il est dans le volume. L'équilibre des forces est rompu et les atomes de surface ont tendance à le rétablir en créant des liaisons nouvelles avec les particules du milieu environnant.

Si l'on prend une surface propre obtenue par clivage et maintenue sous ultravide lointain, elle ressemble à la figure 4-2-1. Outre les défauts topologiques (marches, terrasses et crans), on trouve des lacunes et des atomes absorbés (adatoms).

La surface la plus souvent rencontrée par le technicien du vide, malgré ses précautions, est, d'une part plus rugueuse parce qu'usinée et d'autre part contaminée par des adsorbats qui réagissent plus ou moins avec le solide, qui diffusent en surface ou en profondeur [COR98].

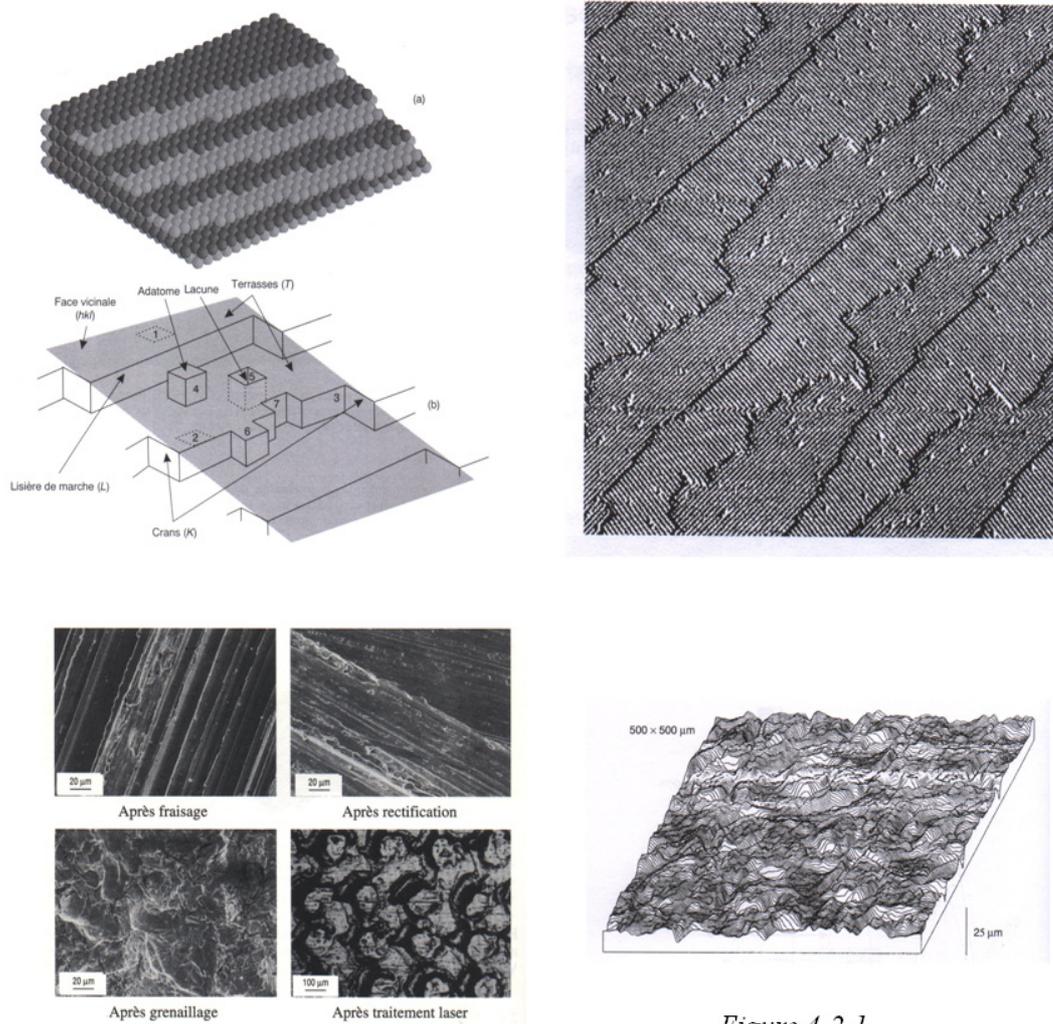


Figure 4-2-1

Fig. 6. — Aspects de surfaces après différents traitements mécaniques effectués sur un acier au carbone.

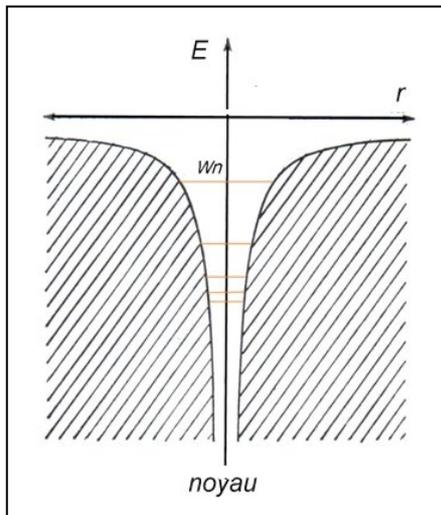
Du fait de ces défauts morphologiques, la surface physique est plus grande que la surface géométrique (dans certains cas, avec des facteurs de 100 à 2000 !), ce qui pose, par exemple, le problème de la mesure absolue des taux de dégazage.

Par ailleurs, pour prévoir le comportement d'une paroi soumise à une interaction avec un faisceau il faut avoir des moyens d'analyse de sa composition et de sa

topologie. Les grands laboratoires disposent de plus en plus de dispositifs de caractérisation des surfaces, lesquels d'ailleurs, utilisent majoritairement dans leur principe les interactions dont nous allons parler. Les principales méthodes sont décrites dans [COR98 & ARI91]

4-3 Le travail de sortie électronique

Nous venons d'acquérir les notions de base sur la liaison des atomes entre eux dans un réseau cristallin métallique. Nous avons donc une idée des énergies à mettre en jeu pour les libérer. L'arrangement géométrique périodique du réseau avec des distances de maillage à l'échelle des rayons atomiques amène à une inter-pénétration des cortèges électroniques de ces atomes. Ceci a une importance majeure sur le comportement des électrons qui vont créer une communauté indépendante dont on peut extraire une partie si on lui fournit de l'énergie : le travail de sortie.

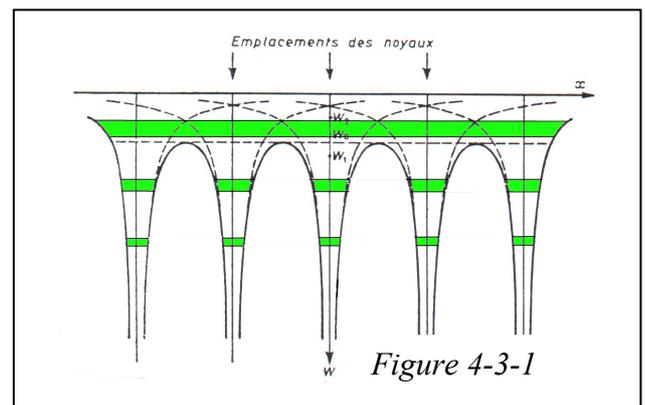


Autour du noyau d'un atome, les électrons ont une énergie mécanique E quantifiée :

$$E = - \frac{m_e e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 n^2 \hbar^2}$$

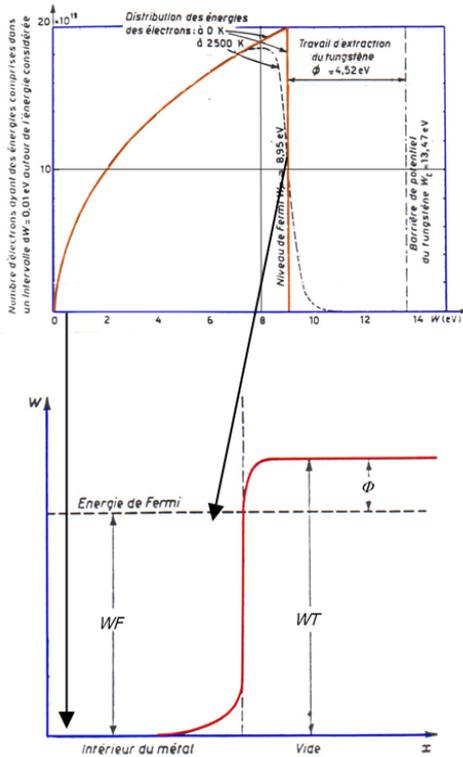
le signe - pour indiquer qu'il faut fournir de l'énergie à l'électron pour l'emmener, à énergie mécanique nulle, à l'infini, n est le nombre quantique principal caractéristique de la couche sur laquelle orbite l'électron. Sur la courbe ci-contre représentant la fonction E pour n réel, sont figurés les niveaux d'énergie successifs. L'électron le moins lié est au niveau W_n .

Quand les atomes sont en réseau, ces courbes d'énergie se combinent de sorte que la résultante présente un maximum périodique au niveau W_0 . Du fait du principe d'exclusion de Pauli, qui stipule (en gros) que 2 électrons ne peuvent avoir la même énergie mécanique, le niveau W_n s'élargit pour devenir une bande (figure 4-3-1).



Si cette bande est au-dessus du niveau W_0 , le matériau est conducteur, parce que les électrons externes peuvent voyager librement d'un atome à l'autre dans le réseau cristallin. Cette bande est appelée bande de conduction, à l'intérieur les électrons ont une distribution en énergie régie par la statistique de Fermi-Dirac-Sommerfeld, qui s'étend du bas au haut de cette bande de conduction. Le niveau haut est appelé niveau de Fermi W_F . Sa valeur est :

$$W_{F[eV]} = \frac{h^2}{8m_e e} \left(\frac{3n_e}{\pi} \right)^{2/3} = 3.64 \cdot 10^{-15} n_e^{2/3} [cm^{-3}]$$



n_e étant la densité volumique des électrons dans la bande de conduction. La distribution en énergie est représentée sur la figure 4-3-2, dans le cas du tungstène. Quand la température augmente, la distribution s'affaïsse et la gamme d'énergie augmente. La bande de conduction est toujours dans les énergies mécaniques négatives, ce qui veut dire que les électrons ne peuvent pas s'échapper du métal. L'éventuelle sortie d'un électron fait apparaître dans le métal une charge opposée qui exerce une force de rappel sur l'électron. Pour sortir l'électron le moins attaché au métal (qui est donc au niveau de Fermi), il faut fournir un travail opposé à celui de la force de rappel, que l'on représente par une barrière de potentiel, et appelé travail de sortie Φ . Schottky en a donné une valeur approximative qui est égale à :

$$\Phi_{[eV]} = \frac{7.2}{r_a[\text{Å}]}$$

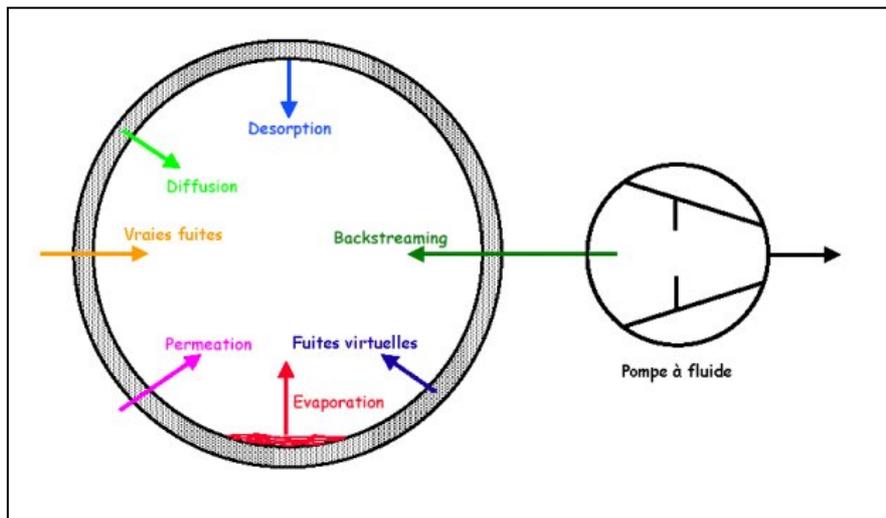
r_a étant le rayon atomique. Par exemple, pour le tungstène $r_a = 1.6 \text{ \AA}$ et $\Phi = 4.5 \text{ eV}$, valeur à peu près commune aux métaux de transition.

Ce travail de sortie est sévèrement affecté par la nature du gaz résiduel. Par exemple, un dépôt de baryum sur du tungstène abaisse son travail de sortie à 1.5 eV , c'est la base des cathodes émissives de canons à électrons. Par contre, l'activation précédente est remplacée par de la contamination si le même dépôt de baryum travaille à 1000°C dans une atmosphère à 10^{-6} hPa contenant O_2 , CO_2 , H_2O , ou des hydrocarbures ou tout composé électro-négatif. C'est une des raisons du maintien de l'ultravide dans les tubes cathodiques.

V- Les interactions solide-surface-gaz résiduel

La surface est la frontière entre le solide et le volume de l'enceinte. Outre qu'elle est soumise aux interactions avec les faisceaux, elle orchestre les mouvements gazeux : elle capture plus ou moins les molécules du gaz résiduel et elle distribue les molécules venant du solide sous-jacent. Le système de pompage élimine les molécules jusqu'à une pression telle que sa capacité d'aspiration est en équilibre avec le flux issu des sources de gaz qui approvisionnent l'enceinte.

Quelles sont ces sources ? Ce sont les flux injectés, les fuites, la vapeur émanant de la sublimation des matériaux solides présents, le contreflux du système de pompage et le dégazage, terme général qui englobe plusieurs processus soit spontanés (désorption thermique) soit induits.



Traisons de suite des flux émanant de l'évaporation ou de la sublimation des matériaux présents dans l'enceinte

5-1 La pression de vapeur

Les changements d'états correspondant aux transitions liquide-vapeur (vaporisation) ou solide-vapeur (sublimation) sont endothermiques. L'énergie consommée par unité de masse est dite « énergie latente » du changement d'état L ; elle s'exprime en J/kg mais on trouve le plus souvent des calories/g.

Supposons constante la température T_c du changement d'état, Clapeyron a montré que :

$$L = T_c (u - u') \frac{dP}{dT}$$

dP/dT est la pente de la fonction $\phi(T)$ à la température T_c , fonction limitée au point critique, u et u' sont les volumes massiques respectivement en phase vapeur et en phase condensée. Loin du point critique, c'est-à-dire aux basses pressions qui nous intéressent $u \gg u'$. Si, de plus, on est loin de la température de liquéfaction, on peut écrire, pour une mole :

$$Pu = RT$$

La pression d'équilibre au-dessus de la phase condensée est « la pression de vapeur saturante » P_s . L'expérience montre que L est une fonction linéaire décroissante de T :

$$L = L_0 - \kappa T$$

Prenant en compte ces 2 dernières égalités, l'équation de Clapeyron devient :

$$R \frac{dP_s}{P_s} = (L_0 - \kappa T) \frac{dT}{T^2}$$

qui, intégrée donne :

$$\ln P_s = \frac{\text{Const.}}{R} - \frac{L_0}{RT} - \frac{\kappa}{R} \ln T$$

Le 3^{ème} terme du second membre est souvent négligé et on trouve la forme ramassée [DUS66] :

$$\ln P_s = A^* - \frac{B}{T}$$

Le tableau suivant donne les valeurs des constantes A^* et B pour les métaux.

Metal	A	$10^{-3} \cdot B$	Metal	A	$10^{-3} \cdot B$
Li	10.99	8.07	Sb ₂	11.15	8.63
Na	10.72	5.49	Bi	11.18	9.53
K	10.28	4.48			
Rb	10.11	4.08	Cr	12.94	20.00
Cs	9.91	3.80	Mo	11.64	30.85
			W	12.40	40.68
Cu	11.96	16.98	U	11.59	23.31
Ag	11.85	14.27			
Au	11.89	17.58	Mn	12.14	13.74
			Fe	12.44	19.97
Be	12.01	16.47	Co	12.70	21.11
Mg	11.64	7.65	Ni	12.75	20.96
Ca	11.22	8.94	Ru*	13.50	33.80
Sr	10.71	7.83	Rh	12.94	27.72
Ba	10.70	8.76	Pd	11.78	19.71
			Os*	13.59	37.00
Zn	11.63	6.56	Ir	13.07	31.23
Cd	11.56	5.72	Pt	12.53	27.28
B	13.07	29.62	Ga	11.41	13.84
Al	11.79	15.94	In	11.23	12.48
Sc*	11.94	18.57	Tl	11.07	8.96
Y*	12.43	21.97	C	15.73	40.03
La	11.60	20.85	Si	12.72	21.30
Ce*	13.74	20.10	Ti	12.50	23.23
			Zr	12.33	30.26
Ge	11.71	18.03	Th*	12.52	28.44
Sn	10.88	14.87			
Pb	10.77	9.71			
V	13.07	25.72			
Cb*	14.37	40.40			
Ta	13.04	40.21			

A est donné pour P en mTorr

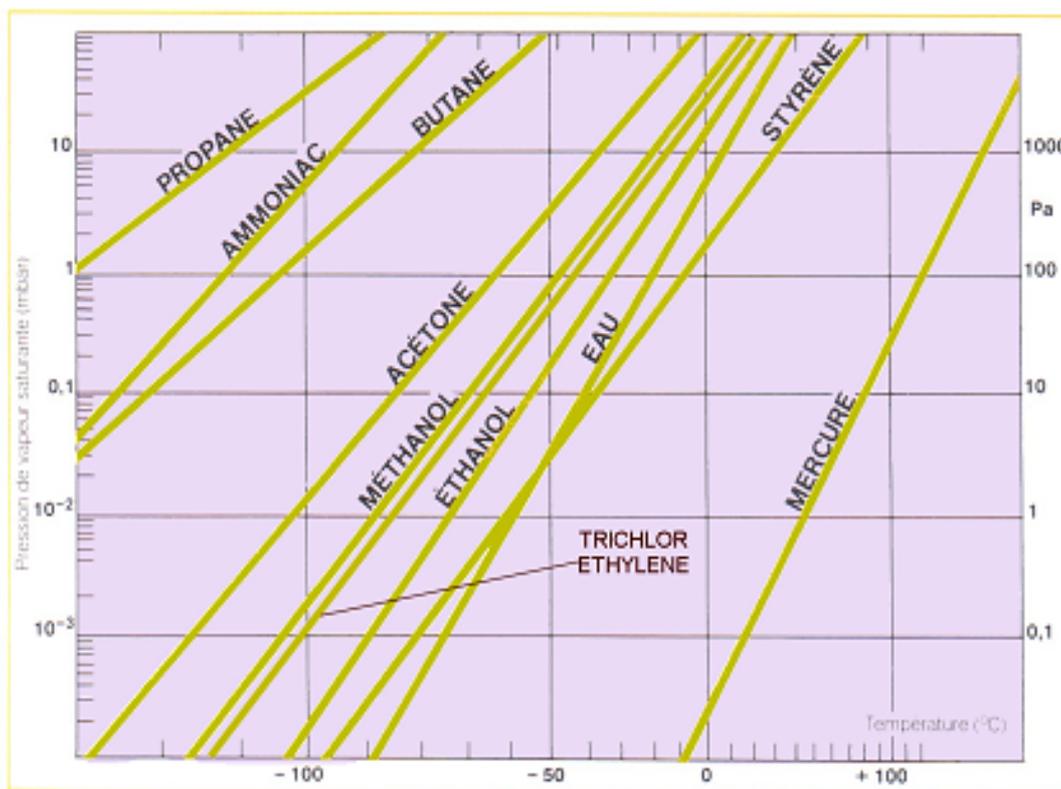
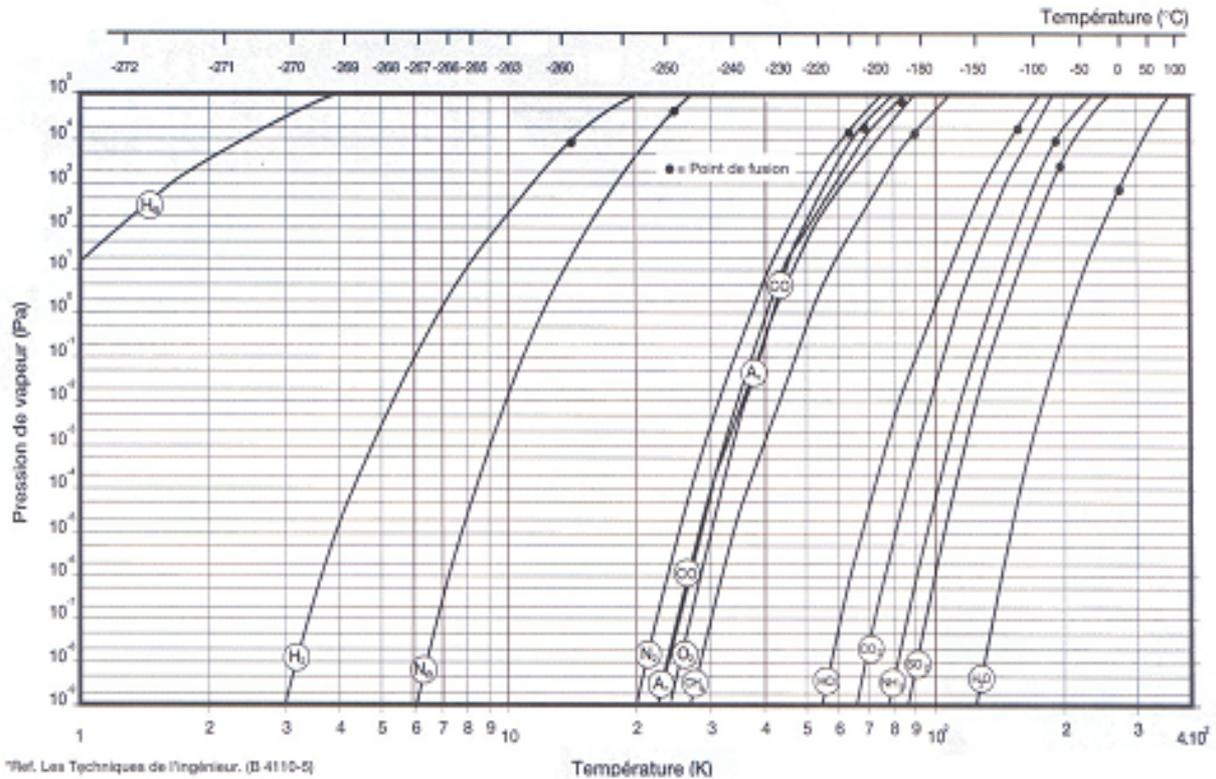
Langmuir a supposé (fort justement) que l'évaporation à une pression très inférieure à P_s n'est pas changée par la présence ou non de vapeurs. Comme la pression de vapeur saturante est le résultat d'un équilibre entre condensation et évaporation, on en déduit que le flux évaporé est donné par la même formule que le flux incident \dot{N} du paragraphe 1-1. Le taux d'évaporation G s'écrit alors :

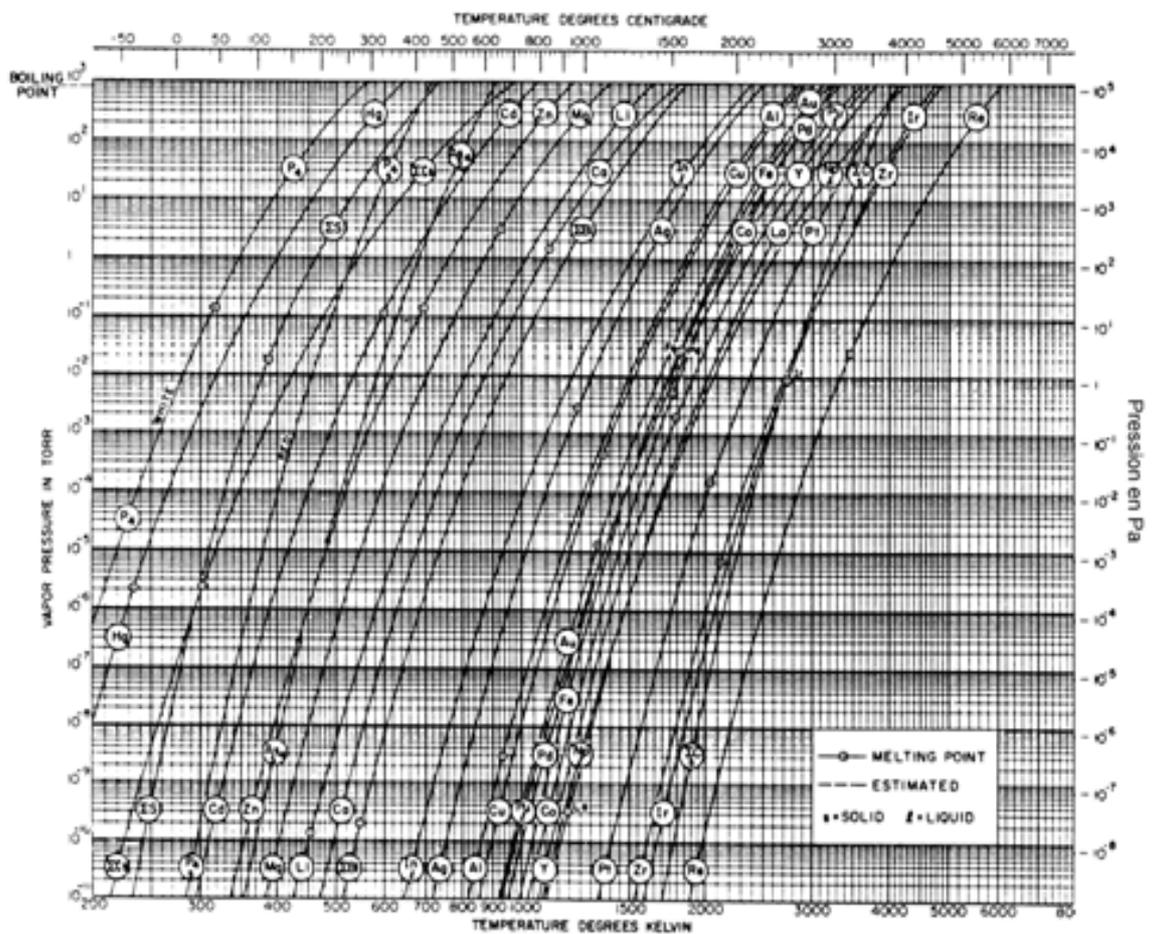
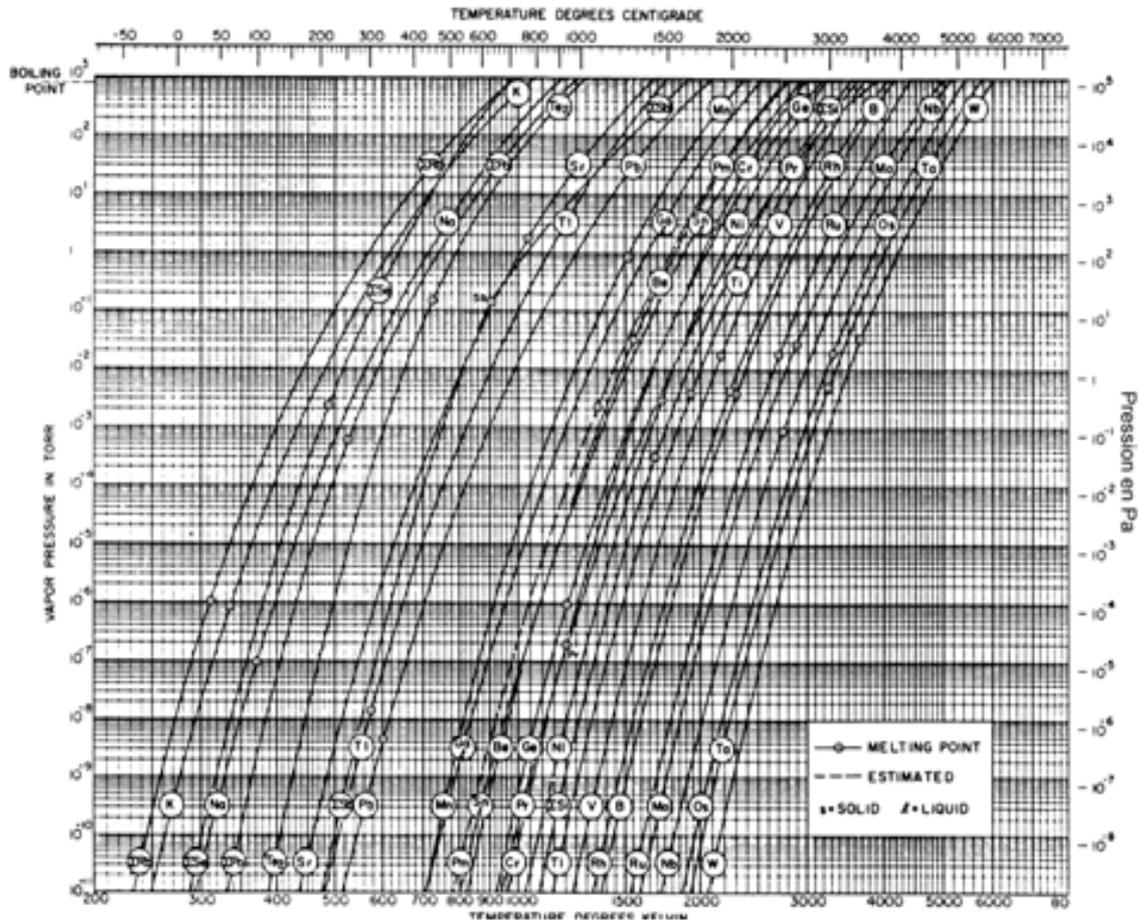
$$G_{[\text{g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}]} = 4.37710^{-2} P_{s[\text{hPa}]} A^{1/2} T^{-1/2}$$

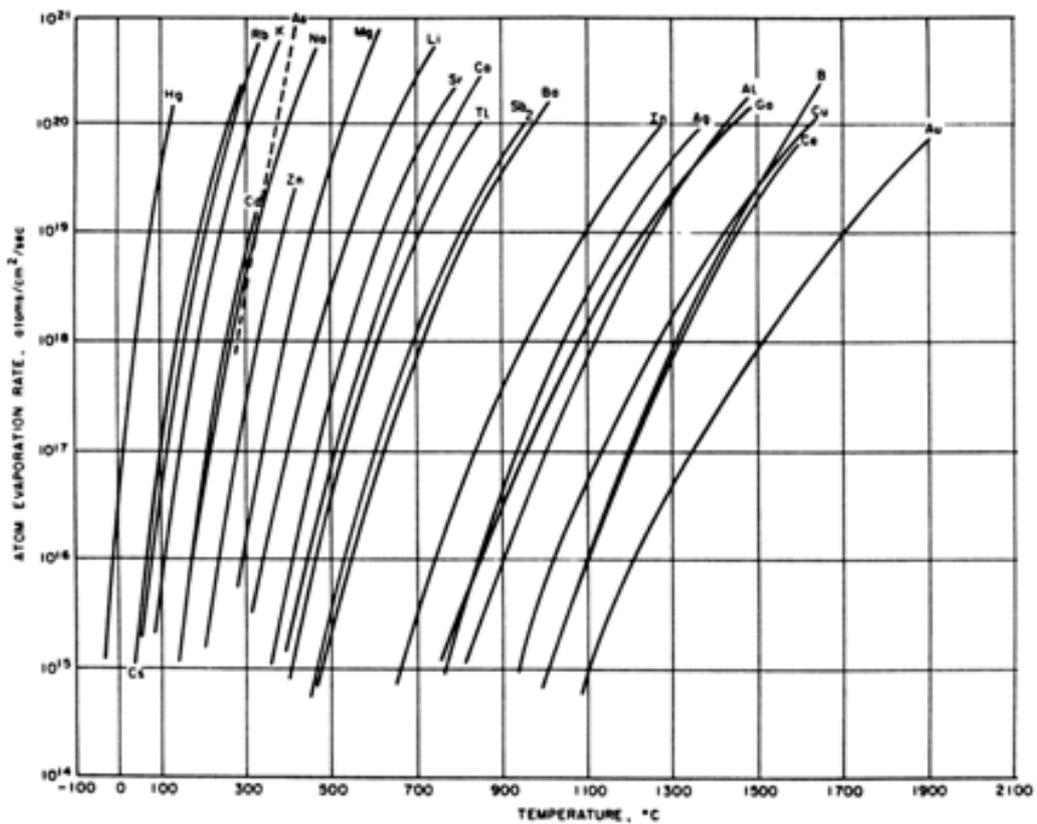
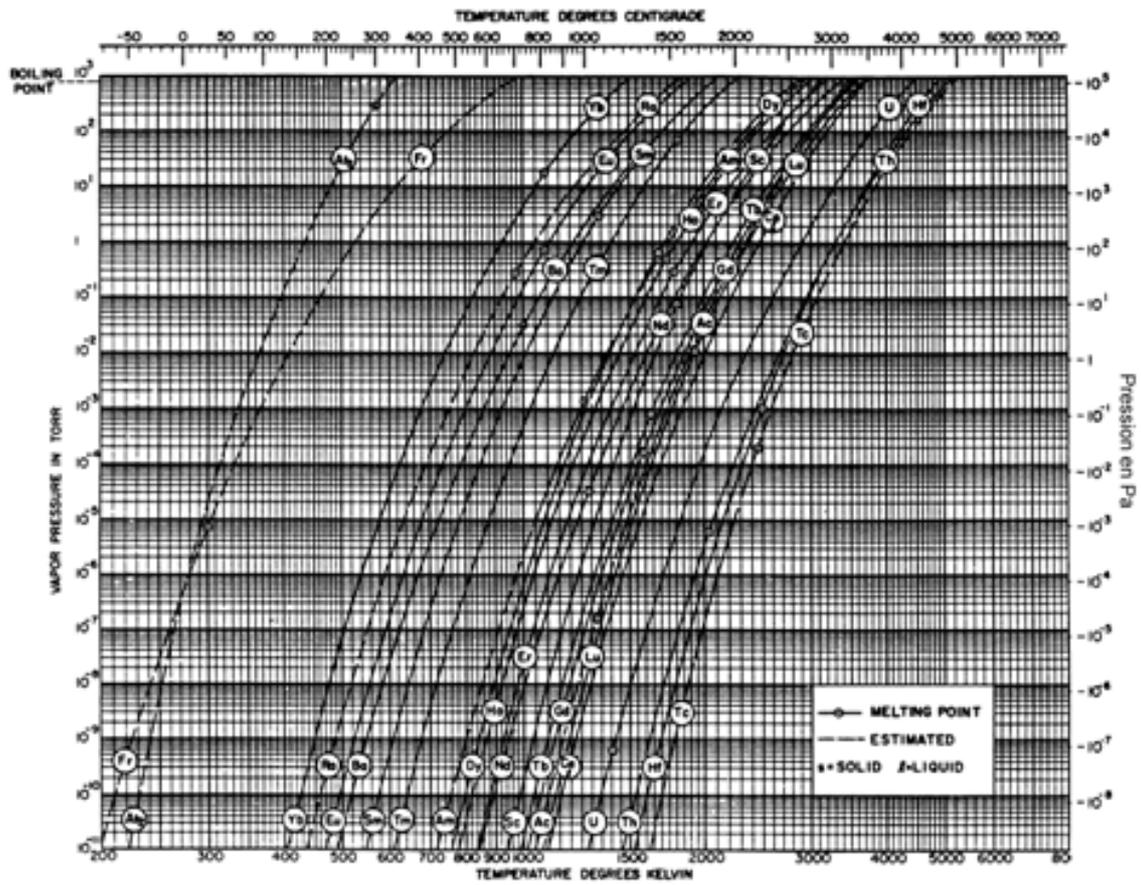
Dans le cas où P n'est plus négligeable devant P_s , le flux évaporé par cm^2 s'écrit :

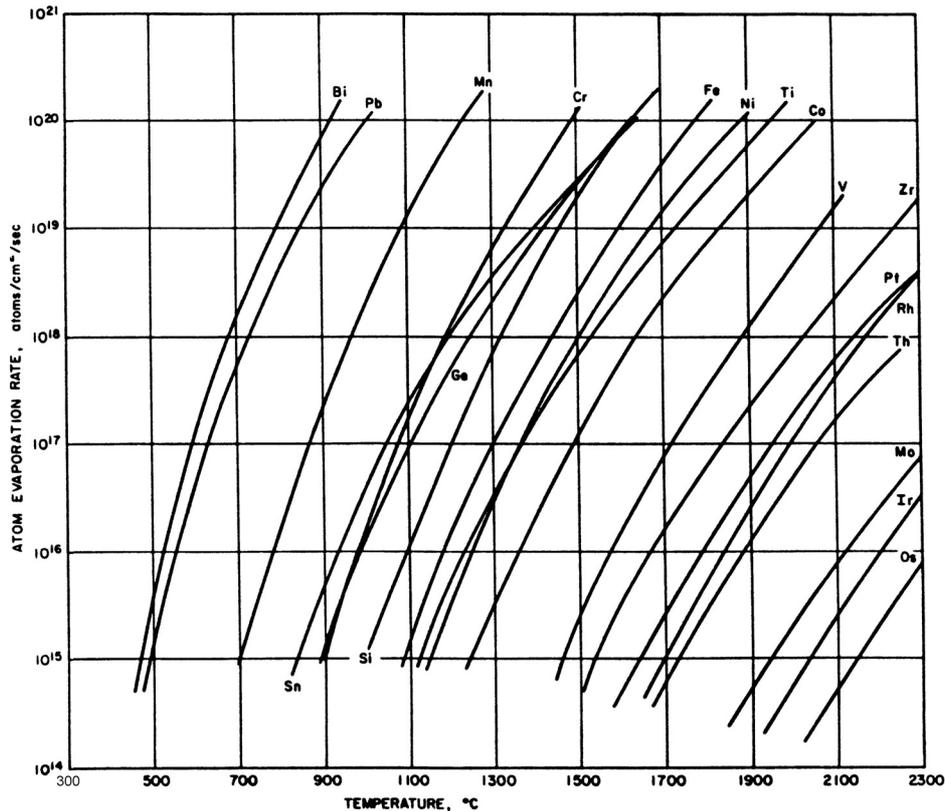
$$Q_{[hPa \cdot \ell \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}]} = 3.64 \sqrt{\frac{T}{M}} (P_s - P)_{[hPa]}$$

Les courbes ci-dessous donnent les pressions de vapeur saturante et les taux d'évaporation de corps d'intérêt pour le vide.









L'examen de ces courbes montre, qu'à température ambiante, les métaux constitutifs des enceintes ne dégradent pas un vide poussé, sauf les alliages contenant du zinc (comme le laiton par exemple) ou du cadmium.

Exercice : calculer en calories/g la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

Le volume massique u est l'inverse de la masse volumique ρ , qui vaut, avec la correction de température ($T=373K$) :

$$\rho = \frac{1810^{-3}}{0.02210^{-3}} \frac{273}{373}$$

en rappelant qu'à la pression atmosphérique, une molécule-gramme occupe $22.4dm^3$. u vaut donc $1.7m^3/kg$, u' vaut $\#10^3m^3/kg$. Les tables indiquent que dP/dT vaut $3631 Pa/K$ à $373K$. L vaut alors $2.3 \cdot 10^6 J/kg$, en sachant qu'1 calorie vaut $4.18J$, on trouve la valeur connue : $L=550calories/g$.

5-2 Forces intermoléculaires-Séjour-Accommodation

Nous allons décrire les interactions entre la surface et le gaz résiduel [ISR91, BOR90], dans lesquelles les forces intermoléculaires jouent un rôle majeur.

L'atmosphère résiduelle d'une enceinte sous vide poussé est normalement et principalement constituée de H_2 , H_2O , N_2 , CO , CO_2 , c'est-à-dire de molécules. Les forces attractives existant entre molécules constituent les forces de Van der Waals.

Ces forces peuvent être purement coulombiennes (attraction charge-charge comme dans la liaison ionique du type Cl^+Na^-), covalentes (par la mise en commun d'électrons de spins antiparallèles) ou dipolaires (forces de Van der Waals proprement dites, de London et Keesom). Ces dernières forces particulières, qui n'impliquent pas de transfert de charge, sont liées à la non-coïncidence entre les

centres de gravité des charges positives et négatives ne serait-ce que par les mouvements électroniques sur des trajectoires plus ou moins elliptiques. Cette configuration dipolaire produit un champ électrique à distance qui, à son tour, peut induire un dipôle dans une molécule ou un atome voisin. Il y a alors attraction de type coulombienne entre les parties de signe opposé des deux partenaires [LOP67]. Quand les molécules se lient, leur inter-distance ne peut pas être infiniment petite parce que des forces de répulsion apparaissent pour les raisons évoquées plus haut. Le résultat est que l'on peut tracer une courbe d'énergie potentielle en fonction de la distance intermoléculaire comme précédemment. Sa forme analytique générale est :

$$V(r) = -\frac{A}{r^n} + \frac{B}{r^m}$$

La forme la plus utilisée est celle de Lennard-Jones, dite 6-12 en référence aux exposants :

$$V(r) = 4V(r_0) \left[\left(\frac{a}{r} \right)^{12} - \left(\frac{a}{r} \right)^6 \right]$$

r_0 est la distance correspondant au minimum de la courbe $V(r_0)$ et $a=r_0/1.112$. Par exemple, pour la liaison N_2-N_2 , on trouve [RED68] $r_0=4.1\text{\AA}$ et $V(r_0)=-7.9 \cdot 10^{-3}$ eV, valeur très faible comparée à celle de la liaison Fe-Fe donnée §4-1.

La valeur absolue de $V(r_0)$ est d'ailleurs un moyen qu'ont les techniciens du vide de caractériser la liaison : en-dessous de 0.2eV/mole (4kcal/mole), ils parlent de liaison physique et au-dessus de liaison chimique, vision un peu manichéenne qui ne masque pas la difficulté réelle de savoir ce qu'il en est exactement dans certains cas.

Qu'en est-il de la liaison molécule-surface ? Avec l'expression du potentiel précédente, en considérant la surface infinie, on obtient une forme de potentiel en 3-9 ou en 4-10 selon l'arrangement cristallin. Le résultat est que le minimum se creuse et que r_0 diminue : la liaison est plus serrée, par exemple $V(r_0)$ pour la liaison H_2 -graphite est de $5 \cdot 10^{-2}$ eV. Cette liaison faiblit plus ou moins au fur et à mesure que la surface se couvre de molécules, c'est le problème théorique de l'énergie d'adsorption en fonction du taux de recouvrement et des types d'isothermes.

La liaison chimique est encore plus serrée ($r_0 \approx 1\text{\AA}$) et résulte d'une dissociation de la molécule incidente (ce qui explique la ligne faible de masse 1 trouvée dans l'analyse de gaz résiduel). Cette éventualité est fréquente dans l'adsorption par les getters, la molécule frappant la surface est d'abord physisorbée, dissociée et chimisorbée.

Pour faire désorber les molécules liées à la surface qui sont dites physi ou chimisorbées, il faut fournir une énergie au moins égale à $V(r_0)$. Les vibrations du cristal peuvent fournir cette énergie, de sorte que les molécules ont un temps τ_s de séjour ou de rétention donné par la formule de Frenkel:

$$\tau_s = \frac{1}{\nu} \exp\left[\frac{|V(r_0)|}{RT} \right]$$

où ν est la fréquence de vibration (de 10^{13} à 10^{15} /s).

A température ambiante, pour le dihydrogène et les surfaces métalliques, ce temps est proche de la picoseconde et dix fois plus grand pour N_2 et CO physisorbés.

Avec ces éléments, on peut étudier l'impact d'une molécule ou d'un atome sur la surface. Trois cas peuvent se produire après l'impact, chacun ayant une probabilité non nulle:

- la molécule repart dans une direction quelconque avec une probabilité lambertienne (hypothèse de Knudsen). Dans le cas général, il n'y a pas de réflexion spéculaire. Elle garde plus ou moins mémoire de la température de la surface : c'est l'accommodation. Celle-ci traduit que l'impact n'est pas une collision élastique, il y a échange d'énergie entre la surface et la particule.

- la molécule est physisorbée, c'est la condensation avec un coefficient de capture c qui est la probabilité de cette éventualité.

- la molécule est chimisorbée, c'est le piégeage avec un coefficient σ .

Le premier cas est illustré par la figure 5-2-1 qui montre, pour 4 incidences différentes sur une surface d'acier polie, la répartition statistique des angles de réflexion d'une molécule de N_2 , à la température ambiante. Sauf aux incidences rasantes, la loi en cosinus de l'angle d'émergence pour exprimer la probabilité normalisée est bien vérifiée.

Si la molécule arrive avec une énergie cinétique incidente $E_i=3/2kT_i$ et repart avec une énergie émergente $E_e=3/2kT_e$ pour une température de surface T_s , le coefficient d'accommodation α est défini par :

$$\alpha = \frac{T_e - T_i}{T_s - T_i}$$

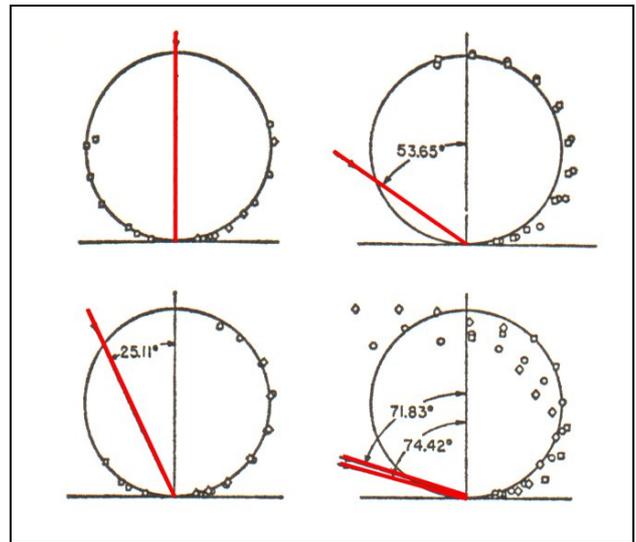


Figure 5-2-1

Réflexion et accommodation sont les résultats de la rétention déjà évoquée : la particule incidente séjourne un temps bref sur la surface et est plus ou moins influencée par sa température, elle oublie ses conditions d'arrivée.

La prise en compte de l'accommodation est fondamentale pour le calcul exact des vitesses de pompage de surfaces cryogéniques fortement écartées.

La figure 5-2-2 montre l'évolution du coefficient d'accommodation de différents gaz sur une surface de verre en fonction de la température [RED68].

On voit que plus le gaz est léger plus α est faible. Il décroît aussi avec l'état de propreté de la surface. L'accroissement d' α vers les basses températures montre qu'une surface très froide abaisse la pression aussi par l'affaiblissement de l'énergie émergente.

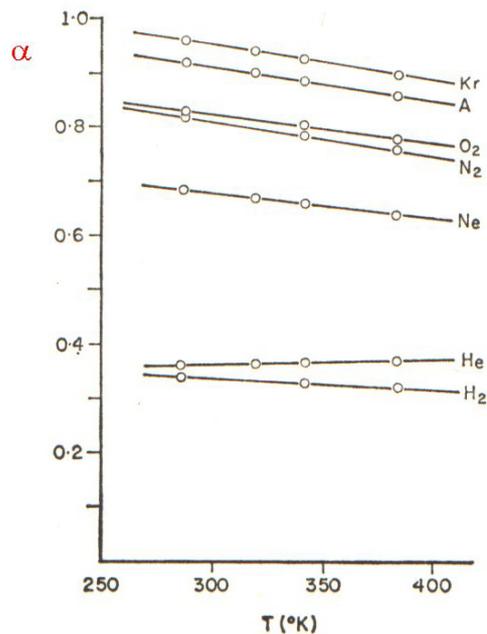


Figure 5-2-2

Cette accommodation est le précurseur du second processus.

Gaz	T _i (K)	T _s (K)	c	Caractéristiques de surface
CO ₂	273	77	0.42	Sphère Cu
H ₂ O	273	77	0.82	Sphère Cu
H ₂ O	488	20	0.92	Plan Cu
C ₂ H ₅ OH	488	20	1.00	Plan Cu
CO ₂	195	12	1.00	Sphère Cu
CO ₂	400	77	0.49	Sphère Cu
N ₂	77	10	1.00	Sphère Cu
Ar	300	20	0.87	Sphère Cu
N ₂	300	15	0.84	Plan Cu

La condensation est la limite de l'accommodation quand le temps de séjour peut s'exprimer en jours. C'est le processus mis en œuvre dans le pompage cryogénique. Le tableau ci-dessus [ROU65] donne quelques valeurs sélectionnées du coefficient de capture c pour différents gaz et différentes surfaces.

Un autre cas de physisorption est le cryopiégeage dynamique ou statique d'un gaz incondensable par un adsorbat d'un gaz condensable ou un dépôt à forte surface physique (charbon de noix de coco, zéolithe 5A, Darco G...). Ces phénomènes sont saturables, la capture décroît avec le taux de couverture des particules sorbées. Les liaisons étant physiques donc faibles, elles sont aisément rompues par les interactions avec les faisceaux.

La chimisorption est mise en œuvre dans les systèmes de pompage à getters. Ils sont évaporés (Ti, Ba, Zr) ou non (alliages Zr-Al NEG). Ils ont quasi-inefficaces sur les gaz nobles et sur CH₄. Le tableau suivant donne le coefficient σ pour un film de Ti flashés à 2 températures et pour quelques gaz et la figure 5-2-3 montre son évolution, dans le cas d'une surface de tungstène, en fonction du nombre de molécules déjà sorbées.

Gaz	$\sigma(280K)$	$\sigma(77K)$
H ₂	0.05	0.24
N ₂	0.1	0.22
CO ₂	0.4	0.98
O ₂	0.85	0.86
CO	0.38	0.95

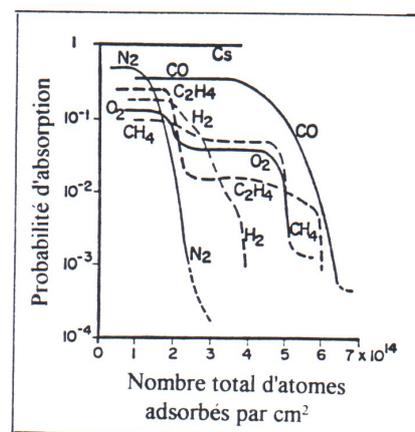


Figure 5-2-3

5-3 Le dégazage thermique

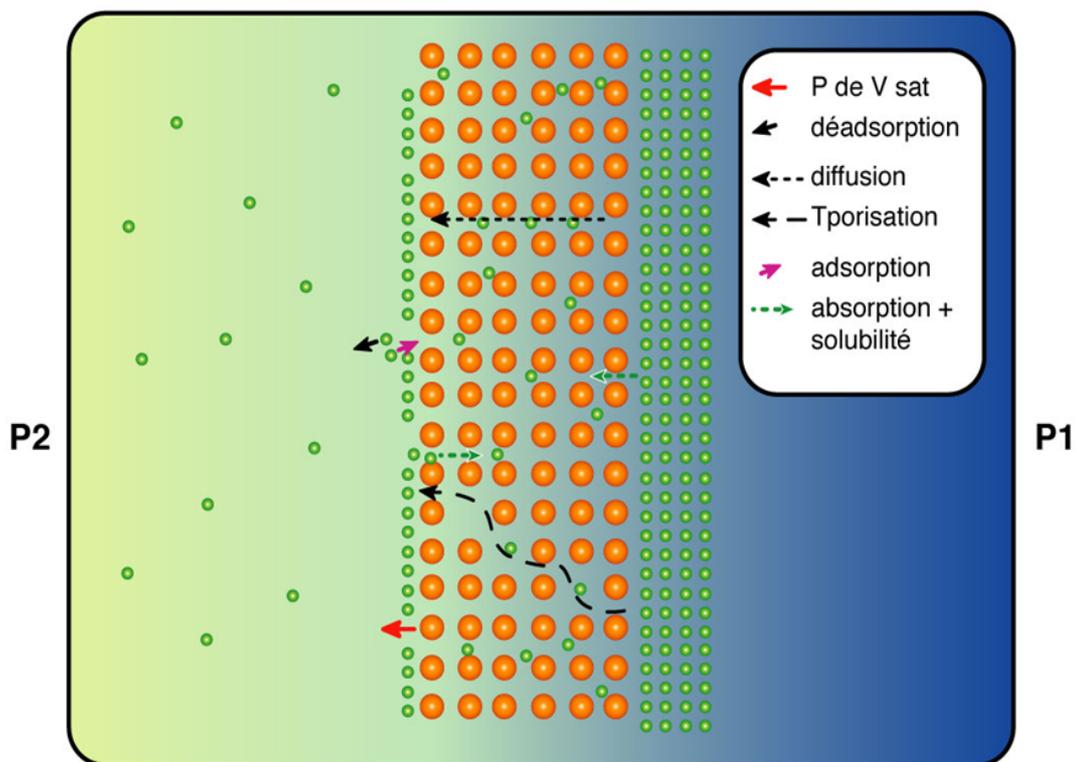
Le dégazage est un phénomène complexe. Nous aborderons son aspect induit dans les chapitres ultérieurs. Le dégazage thermique est la restitution de gaz par un solide via sa surface sous vide dont le paramètre majeur est la température. Quatre processus élémentaires interviennent comme acteurs du dégazage : la sorption des gaz qui se décompose en adsorption sur la surface et en absorption en profondeur dans le solide, la perméation, qui est un écoulement de gaz de l'intérieur du solide vers la surface, alimentée par une absorption du côté de la paroi soumis à la haute pression ou par les gaz initialement occlus, enfin la désorption superficielle ou dé-adsorption qui est la libération de gaz sorbés.

La perméation se subdivise en :

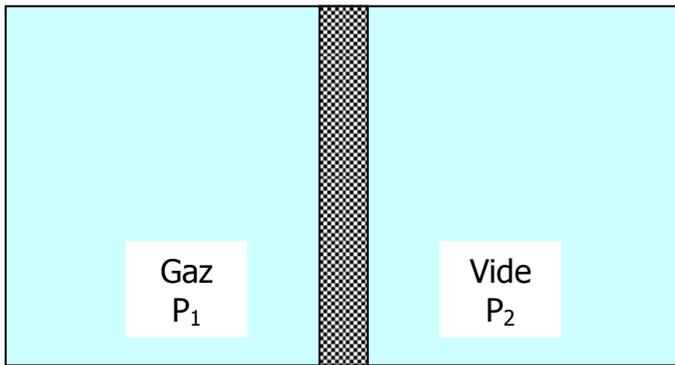
-transporisation qui peut être étudiée comme un écoulement dans les « capillaires » internes au solide formés par sa structure poreuse. L'image est celle de l'écoulement de l'eau à travers une couche de sable

-diffusion qui est le passage dans un solide parfaitement continu sous l'effet d'un gradient de pression. Elle est lacunaire ou interstitielle.

Les anglo-saxons font une distinction entre deux dégazages : « outgassing », libération spontanée de gaz et « degassing » qui est l'évacuation des gaz occlus dans



le solide soit à la manufacture soit sous vide, par une élévation de température. Commençons par traiter la perméation.



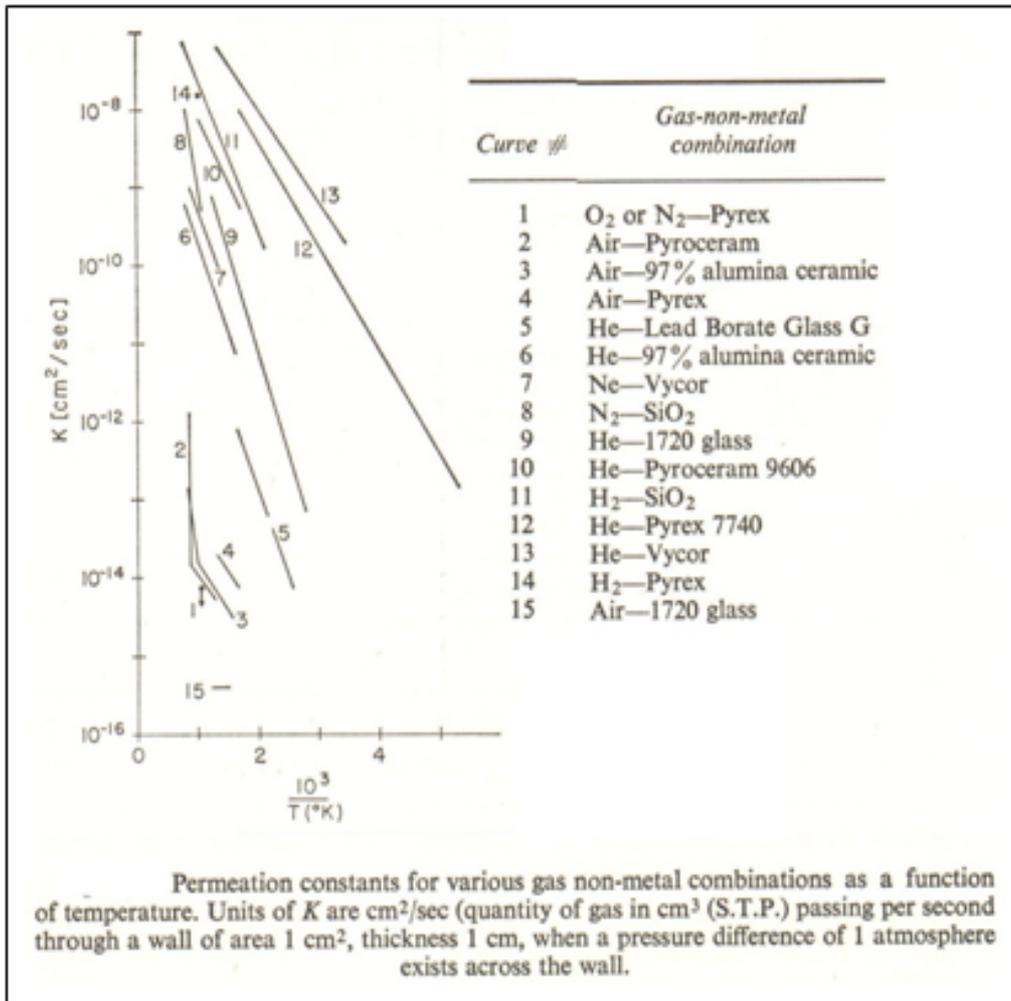
Epaisseur Δx
Surface A

Si l'on examine la figure ci-contre, le flux de gaz qui passe vers le vide, du fait de la perméation, s'écrit :

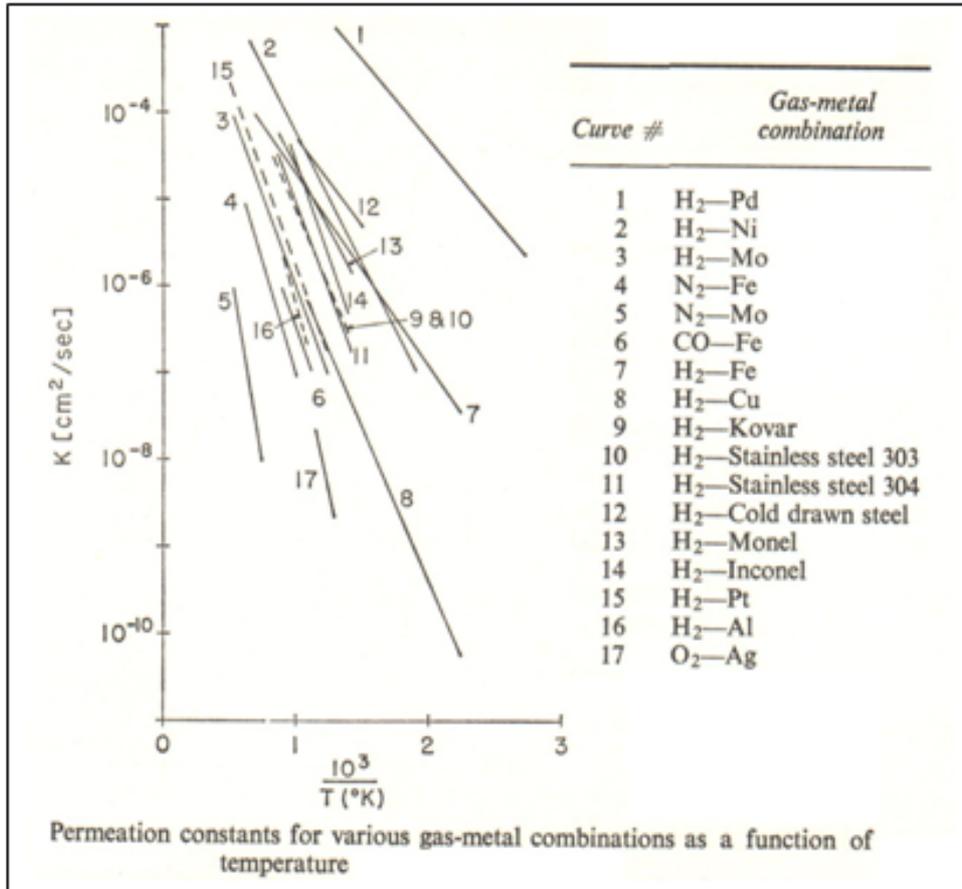
$$Q = K \frac{A}{\Delta x} (P_1^n - P_2^n)$$

$n=2$ dans la transporisation laminaire, $=1/2$ pour les molécules diatomiques dans les métaux et $=1$ dans les autres cas. Le coefficient K est le coefficient de perméabilité, en Pa.m.s^{-1} . unité de longueur. unité de pression⁻ⁿ.

Il ne faudra pas s'étonner de trouver des $\text{hPa.l.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ (cm.hPa^{-1}) !



Les figures 5-3-1 [RED68] donnent des valeurs numériques de K dans des unités bâtardes pour des couples gaz-matériau d'intérêt.



Figures 5-3-1

De tous les processus élémentaires évoqués en introduction, le plus important est la diffusion, dite de « concentration ». Quand on dit le plus important, cela veut dire que c'est le processus ultime que l'on rencontre dans une enceinte placée sous vide depuis plusieurs jours, c'est donc un régime permanent. Elle caractérise l'évolution de la concentration C d'un gaz dissous dans un solide sous l'effet du gradient de pression. C est un nombre de particules/m³, mais dans la pratique on rencontrera par exemple des hPa.l.cm⁻³. La diffusion est régie par les 2 lois de Fick :

$$\vec{J} = -D \vec{\nabla} C$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C$$

expressions dans lesquelles J est le flux d'atomes par unité de surface normale à la direction du gradient et D le coefficient de diffusion généralement exprimé en cm².s⁻¹ et dans la gamme 10⁻⁴ à 10⁻¹⁰ (figures 5-3-2, *loc.cit.*). D varie avec la température suivant :

$$D = D_0 \exp(-E_D / RT)$$

E_D est l'énergie d'activation de la diffusion.

La solution des équations de la diffusion dépend des conditions aux limites, elle est académique et nous ne retiendrons que celle du solide semi-infini qui s'étend à une paroi d'épaisseur Δx dans tous les cas pratiques.

Si $C(t=0,x)=C_0$ est la concentration initiale à l'intérieur du solide, la solution est :

$$C(t, x) = \frac{C_0}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right]$$

erf étant la fonction d'erreur de Gauss. Pour C_0 , on prend les valeurs habituelles : $0.2 < C_0 < 1 \text{ hPa} \cdot \ell \cdot \text{cm}^{-3}$ et $D \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ou l'on considère que la concentration varie linéairement de la haute vers la basse pression. Le flux J à $x=0$ s'écrit alors :

$$J = \frac{C_0}{2} \sqrt{\frac{D}{\pi t}}$$

Si la surface physique est égale à la surface géométrique, J est noté et appelé taux de désorption ou de dégazage, ici de diffusion, et dans la pratique est exprimé en $\text{Pa} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ou, le plus souvent, en $\text{hPa} \cdot \ell \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. En coordonnées log-log, la courbe de descente en pression en fonction du temps à vitesse de pompage constante est une droite de pente $-1/2$.

Étudions maintenant l'adsorption de façon quantitative, mais sans trop approfondir car le processus est complexe (on consultera avec profit l'article de A.Schram. Le Vide 103 p.55). Nous avons décrit le phénomène précédemment. Rappelons qu'il y a deux types d'adsorption dont la séparation est floue et définie assez arbitrairement en fonction de l'énergie de liaison entre l'adatom et la surface. Ces deux types d'adsorption varient selon que la molécule sorbée est dissociée ou non. L'étude de l'adsorption est importante, puisque le processus inverse est une des composantes de la désorption : la dé-adsorption. La physisorption ne met en œuvre que des forces de Van der Waals, elle n'est pas spécifique et n'est pas généralement dissociatrice des molécules adsorbées. Plusieurs couches de gaz peuvent être physisorbées. La chimisorption est spécifique des affinités chimiques entre surface et gaz, elle est toujours dissociatrice, ce qui est endothermique alors que l'adsorption est exothermique. La couche chimisorbée est unique mais peut être recouverte de couches physisorbées.

La relation entre la quantité de gaz adsorbée et la pression à température constante est l'isotherme d'adsorption. Appelons ϑ le taux de couverture, rapport entre le nombre réel de particules adsorbées au nombre de particules maximal que peut contenir une monocouche n_m . Sur l'unité de surface le nombre de particules incidentes captées est :

$$\frac{dn_c}{dt} = \zeta N_s (Cf S_1 - 1)$$

ζ étant un coefficient de captation égal à c ou s suivant le type de sorption. Nous avons vu que ces coefficients dépendent de ϑ et de la température. ζ varie comme l'inverse du temps de séjour, on peut l'exprimer sous la forme :

$$\zeta = Cte \times f(\vartheta) \exp(-E_a / RT)$$

E_a étant l'énergie d'adsorption. La fonction $f(\vartheta)$ est corrélée au degré de dissociation.

Si l'on suppose, comme Langmuir, que l'énergie d'adsorption est indépendante de la température et qu'une particule n'est adsorbée que sur un site disponible sans dissociation, on peut écrire :

$$\frac{dn_c}{dt} = k_1 (1 - \vartheta) P$$

Le nombre de particules s'échappant de la surface est inversement proportionnel à leur temps de séjour :

$$\frac{dn_e}{dt} = v\vartheta n_m \exp-(E_d / RT)$$

E_d est l'énergie de désorption. Cette expression permet de calculer le flux de désorption régie par la dé-adsorption. A l'équilibre, on obtient une expression de ϑ :

$$\vartheta = \frac{kP}{1 + kP}$$

k est reliée à k_1 , E_a , v et E_d . C'est l'expression de l'isotherme de Langmuir, valable pour $\vartheta < 0.3$. L'expression ci-dessus indique que la quantité de gaz adsorbée croît avec la pression et quand la température décroît.

Dans l'isotherme de Temkin, l'énergie d'adsorption décroît linéairement avec ϑ (fig5-3-3a).

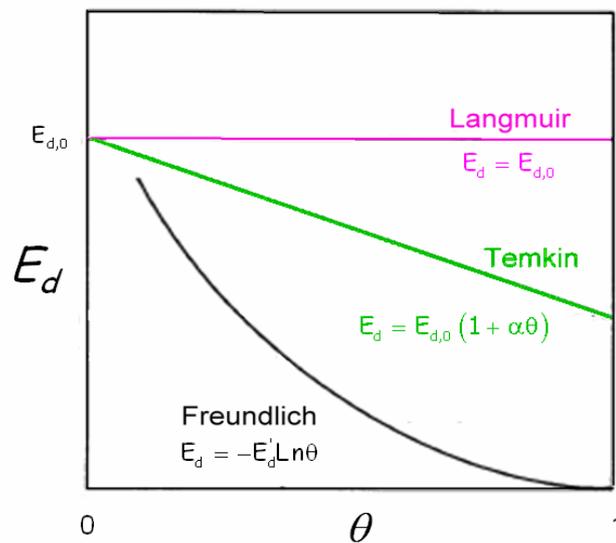


Figure 5-3-3a

Elle concorde avec les données expérimentales concernant l'adsorption d'une monocouche d' H_2O sur l'inox avec une pression décroissant en t^{-1} .

L'isotherme de Freundlich suppose que l'énergie d'adsorption décroît exponentiellement avec ϑ . Elle s'applique aux fortes valeurs de ϑ .

La figure 5-3-3b donne quelques exemples d'isothermes d'adsorption de différents gaz sur la zéolithe 5A et sur le charbon actif à différentes températures, la plupart validant l'expression de Langmuir.

La dé-adsorption comme la diffusion amène à des flux de désorption qui croissent en $\exp-(Cte/T)$. Dans la pratique, on chauffe les enceintes que l'on veut « dégazer » pour éliminer plus rapidement les gaz occlus ou adsorbés quitte à remonter en pression.

Après avoir évoqué l'adsorption qui est un processus de surface, il faut parler d'un processus concomitant : l'absorption qui agit en volume et qui dilue le gaz adsorbé dans la masse du solide comme le sucre se dilue dans le café, réaction endothermique.

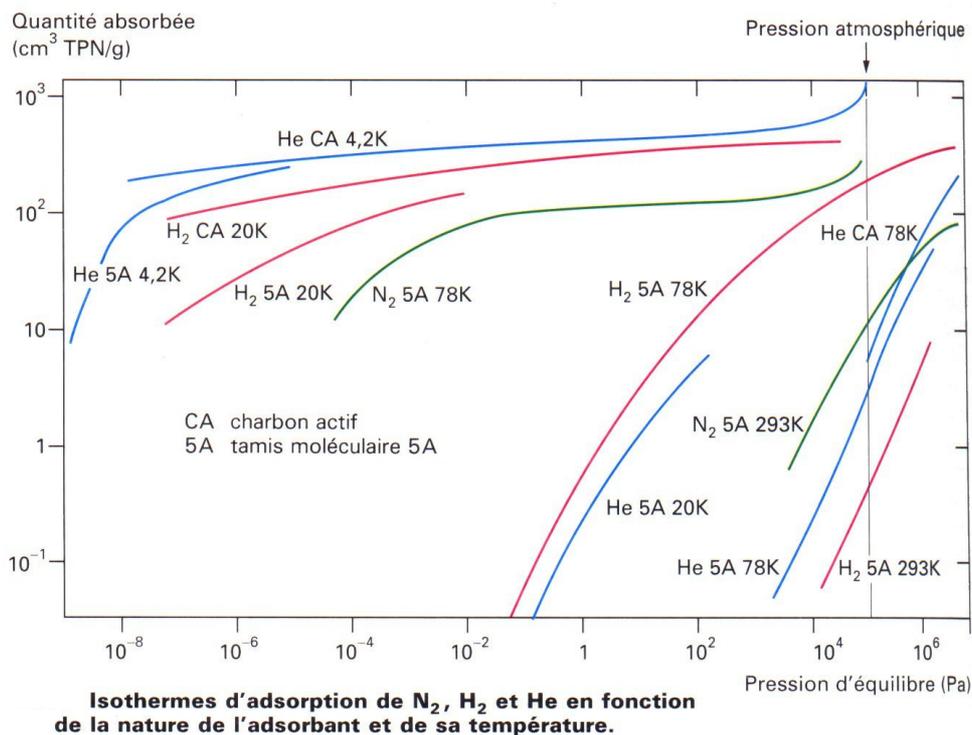
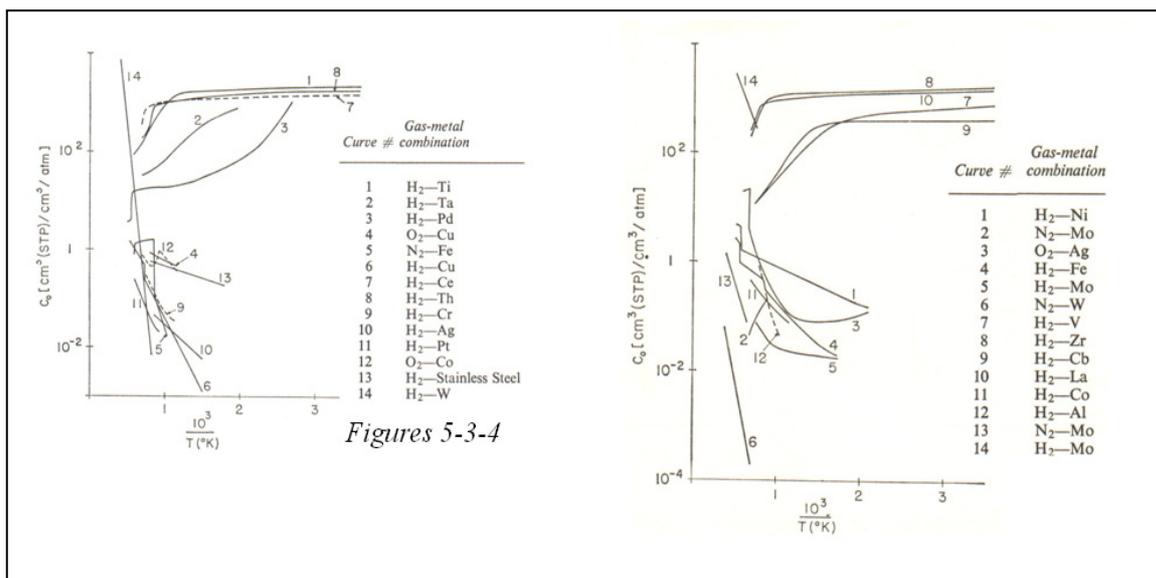


Figure 5-3-3b

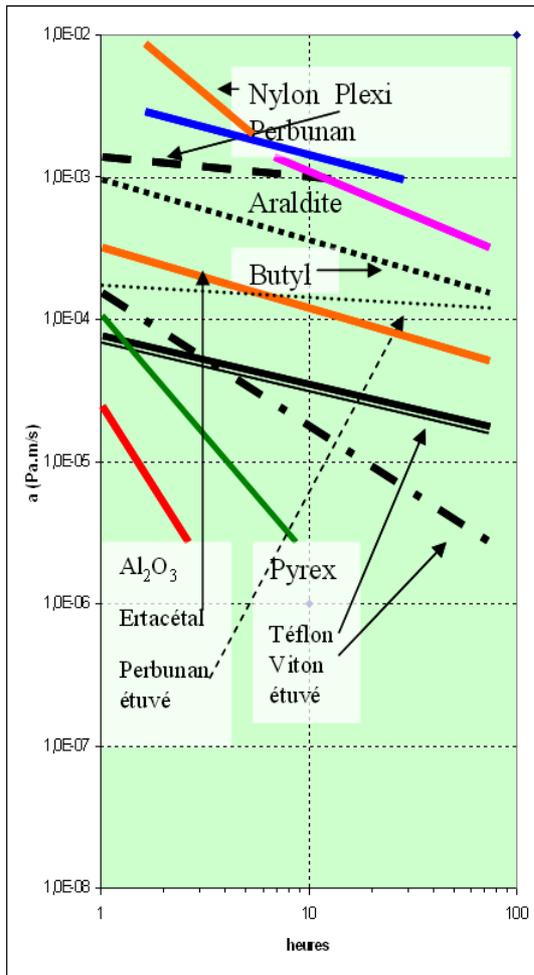


L'absorption fait donc intervenir la notion de solubilité d'un gaz dans un solide, le paramètre évolutif étant la concentration du gaz C qui varie comme :

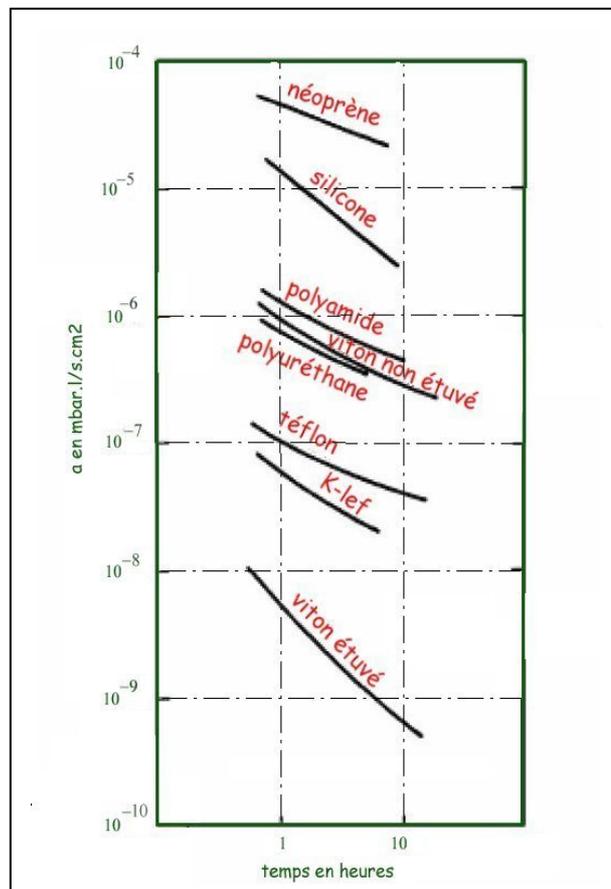
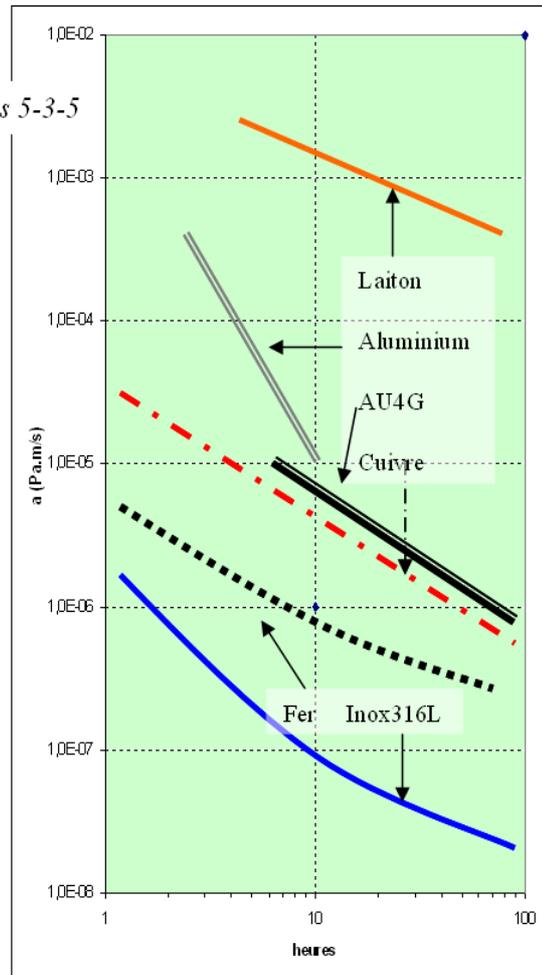
$$C = C_0 P^n$$

C_0 est une constante dépendant de la température donnée pour quelques couples gaz-solide sur les figures 5-3-4 en $\text{cm}^3 \text{ TPN}/\text{cm}^3$ de solide à la pression atmosphérique, n vaut 1 pour les gaz dans les métalloïdes et $1/2$ pour les gaz diatomiques.

Terminons ce paragraphe en donnant les graphes représentatifs du taux de désorption des matériaux les plus usuels et ce en fonction du temps (figures 5-3-5).



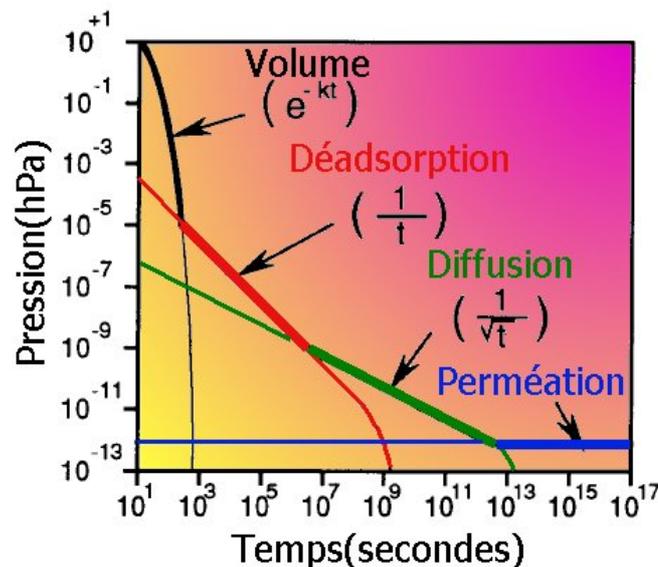
Figures 5-3-5



5-4 La réduction du dégazage

Dans la réalité, ces « taux de dégazage » dépendent fondamentalement des traitements subis par le matériau avant sa mise sous vide. Ils ont pour but d'éliminer toutes traces de graisse, d'humidité et d'hydrocarbures puis de diminuer la surface physique et la ramener à la valeur la plus proche possible de la surface géométrique. Nous n'en parlerons pas. Trois autres méthodes sont utilisées ensuite :

- la décharge froide
- le traitement à plus moins haute température (étuvage, « bake-out & vacuum firing »)
- la couche mince en surface.



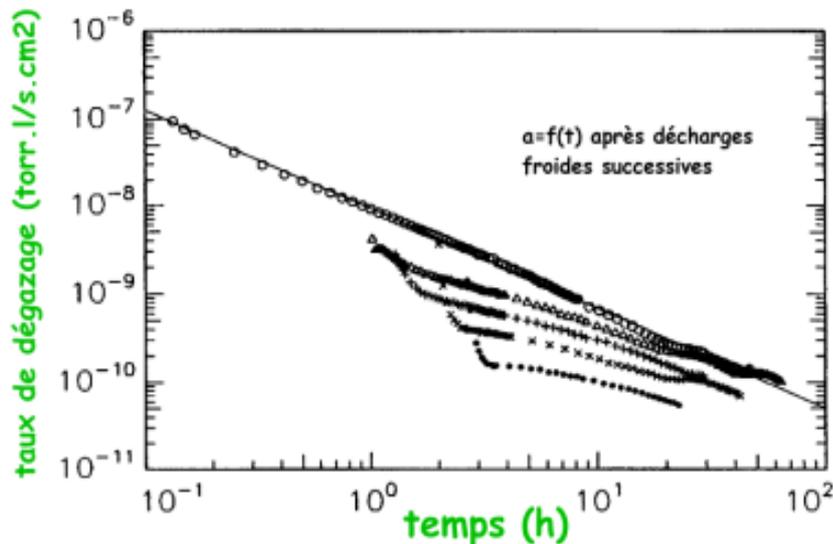
Cette courbe de descente en pression montre que l'asymptote est due à la perméation. Comment l'atteindre rapidement ? D'abord en identifiant le principal gaz présent dans une enceinte sous vide poussé : le dihydrogène. Ensuite en sériant les processus d'obstruction : la diffusion qui varie ~ au gradient de concentration dans le solide et la dé-adsorption, qui dans le cas de ce gaz dissociable-recombinable, varie ~ au carré du taux de couverture.

La décharge froide, identique à celle de nos tubes néon, réduit le dégazage grâce à trois processus [REI99]:

- les ions qu'elle crée ont quelques dizaines d'eV d'énergie et « microbillent » la surface éjectant les particules sorbées (Cf § interaction ions-paroi)
- si elle est initiée dans un milieu à fort taux d'oxygène, les ions O_n^+ peuvent réagir avec les particules de carbone présentes en surface pour former CO_2 et CO gazeux pompés
- une « anodisation » crée un film d'oxyde qui fait office de barrière pour la diffusion.

Cette décharge AC ou DC est établie entre une électrode isolée et l'enceinte sous une pression d'une fraction d'hPa et quelques centaines de volts. Cette méthode est parfois la seule possible pour de grosses installations comme les accélérateurs ou les tokomaks. Elle a l'avantage de réduire la désorption induite. Elle est très efficace sur

l'inox mais moins sur le cuivre. La figure suivante montre la réduction de a avec des décharges successives : on peut gagner un facteur 100. Elle peut être associée à l'une des deux autres méthodes.



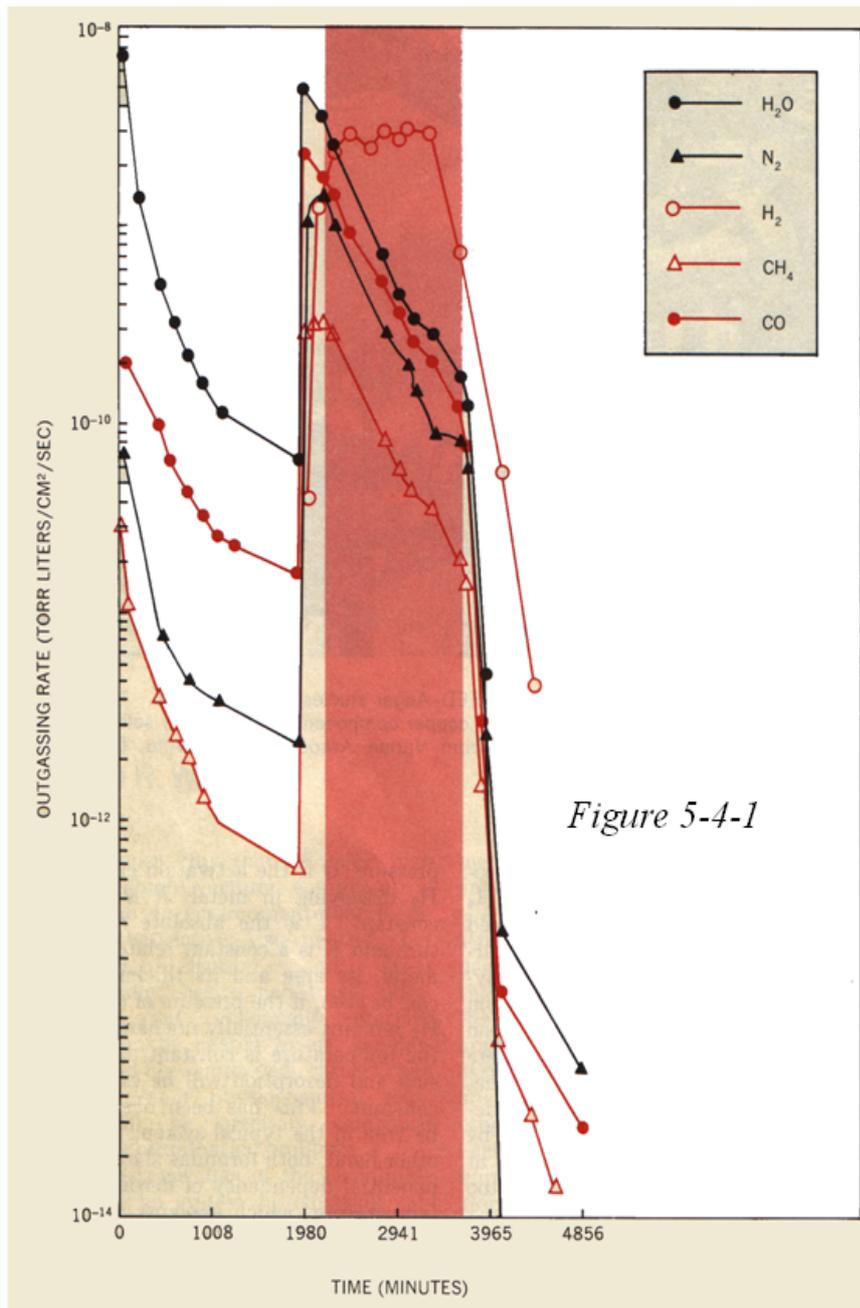
Le traitement thermique sous vide a pour but de décroître la concentration des matériaux en gaz. En ce qui concerne les métaux d'enceinte, il y a deux types de traitement [CHI06] :

- in-situ à des températures $< 400^{\circ}\text{C}$ ($< 250^{\circ}\text{C}$ pour le cuivre), c'est l'étuvage (bake-out) utilisé sur des systèmes déjà assemblés et remis périodiquement à l'air
- hors enceinte, généralement après fabrication, à des températures de $450\div 1050^{\circ}\text{C}$, c'est le grillage (vacuum firing).

La figure 5-4-1 montre l'effet d'un étuvage de 24h sur l'inox à 150°C . On y voit clairement l'effet sur l'eau. Le processus principal est la diffusion gazeuse. Chaque étuvage de l'inox en plaques de 1 à 2mm et à $300^{\circ}\text{C}\times 24\text{h}$ réduit le taux de dégazage d'un facteur ≈ 1.8 . Ce type de traitement n'est pas nécessaire pour obtenir un vide poussé, il est indispensable pour atteindre l'ultravide. On quantifie bien son effet en calculant D avec des énergies d'activation $\approx 0.4\text{eV/atome}$. On atteint $a < 10^{-13}$ hPa.l/cm².s en quelques jours.

L'autre traitement permet un gain d'un facteur ≈ 100 sur ce chiffre et donc d'accéder en un temps raisonnable à l'extrême ultravide. Il fait intervenir un dégazage forcé (le « degassing » anglo-saxon) du matériau dans un four sous vide juste après élaboration. L'inox austénitique ressort de ce traitement durci et plus rugueux en surface par recristallisation.

Théoriquement le modèle devrait inclure l'aspect recombinaison de la désorption (on est avec H_2 uniquement) mais en fait le résultat pratique correspond là aussi à une simple diffusion. La concentration C_0 chute à $5 \cdot 10^{15}$ atomes de H/cm^3 ce qui permet d'atteindre $a \approx 10^{-16}$ hPa.l/cm².s.

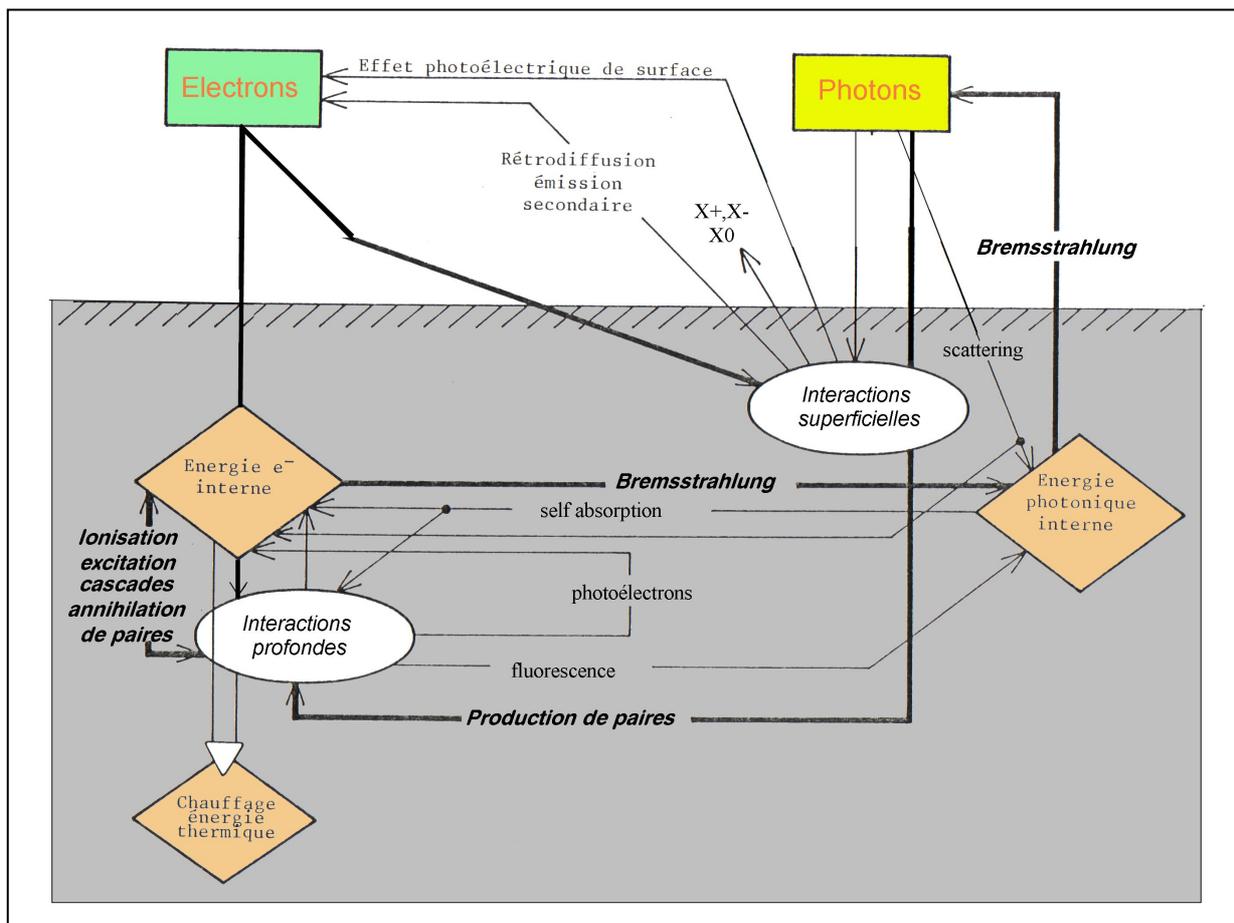


La troisième méthode consiste à créer une couche mince en surface soit par dépôt soit par oxydation. Elle peut agir par sa faible transparence à l'hydrogène (barrière passive) soit par sorption (barrière active). Sur l'inox, une technique récente consiste à faire un étuvage à l'air ambiant qui produit une couche d'oxyde qui bloque l'hydrogène sans appauvrir le métal pour autant. On obtient $a \approx 10^{-15}$ hPa. $\ell/cm^2.s$ après un tel étuvage à 450°C pendant 38h suivi d'un autre étuvage sous vide à 200°C pendant 7 jours. Une température supérieure détruirait la couche. On s'oriente vers des barrières actives par dépôt de NEG [MAZ06].

VI- L'interaction faisceau chargé-paroi

Nous allons traiter dans ce chapitre de faisceaux de particules chargées. Une distinction nette sera faite entre électrons et ions. La paroi (ou surface) sera considérée comme propre, ce qui sous-entend que les traitements qu'elle a subis jouent un rôle important sur les conséquences de l'interaction. Par ailleurs, nous ne parlerons pas du chauffage qui joue, et de loin, le rôle le plus important, au-dessous de 100keV.

6-1 L'interaction électrons-paroi



Comme le montre ce diagramme, elle génère de nombreux phénomènes secondaires et sous-produits, mention spéciale faite aux photons (X,UV,IR) qui ré-alimentent le vide en électrons par l'effet photoélectrique. Tout ce que nous allons évoquer peut s'appliquer aux positrons sans changement au premier ordre.

Un code permet de simuler cette interaction : <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino>.

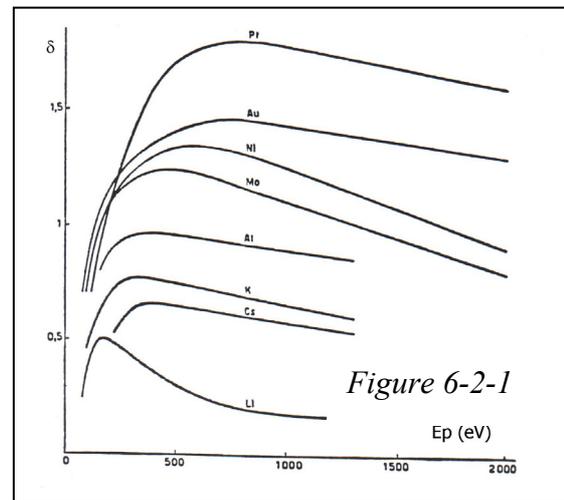
6-2 L'émission secondaire d'électrons

L'émission secondaire électronique se superpose à ces phénomènes et à tous ceux que nous allons décrire dans ce paragraphe. Au sens large, c'est l'émission d'électrons par une surface solide ou liquide bombardée par une particule, chargée

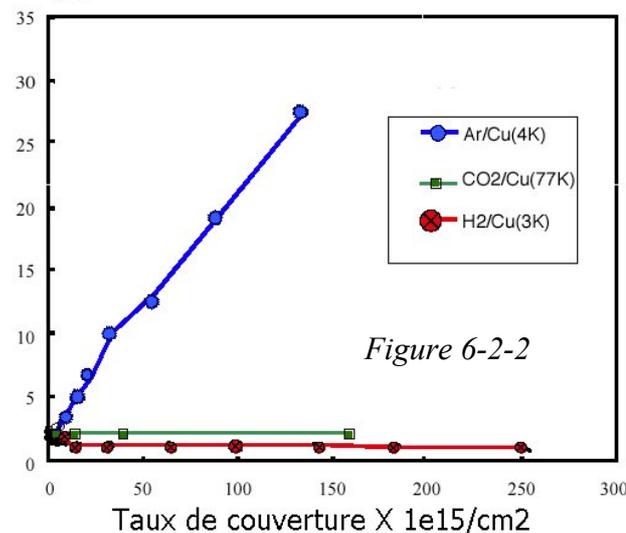
ou non. Il est évident que l'on entend par surface, la partie supérieure de la cible, celle qui correspond au « range » de la particule incidente. Au sens de ce paragraphe, un électron primaire d'énergie E_p décoche de la surface δ électrons, δ est alors le coefficient d'émission secondaire total :

$$\delta = \frac{\text{nombre d'électrons secondaires}}{\text{nombre d'électrons primaires}}$$

Ce coefficient dépend de l'énergie primaire et de la nature de la cible comme le montre la figure 6-2-1. Certains composés ont des coefficients de plusieurs milliers et sont utilisés dans les dynodes de photomultiplieurs. Le tableau ci-dessous donne la valeur de δ pour les métaux usuels. Certaines couches minces diélectriques (Al_2O_3 sur Al par exemple) donnent des coefficients aussi élevés par effet de champ interne (effet Malter).



Ce phénomène est peut-être à l'origine des coefficients d'émission secondaire très élevés que l'on constate sur des couches de gaz cryosorbées [HIL02]. La figure 6-2-2 montre l'évolution du maximum de ce taux en fonction du taux de couverture pour différents couples gaz-surface.



Le graphite (Aquadag) déposé en spray, NTi et NCr permettent de réduire ce phénomène parasite, particulièrement destructeur quand il est résonant avec une tension HF (multipactor).

La distribution en énergie typique présente 3 populations d'électrons secondaires, chacune ayant son propre coefficient (Fig. 6-2-3):

- les électrons réfléchis (r) qui ont l'énergie incidente sont majoritairement produits à basse énergie, comme nous l'avons dit plus haut
- les électrons rétrodiffusés (η) qui peuvent être soit des électrons primaires repartant de la surface après avoir perdu plus ou moins d'énergie, soit des électrons du métal ayant capté cette énergie

- les électrons secondaires vrais (s) dont l'énergie est <50 eV, valeur assez arbitraire mais communément acceptée. Ils sont libérés des atomes du réseau par collision inélastique.

Elément	δ_{\max}	$E_p \delta_{\max}$
		v
Ag	1,47	800
Al	0,97	300
Au	1,47	700
C Glatt	1,02	300
C Rauh	0,45	460
Cd	1,10	450
Co	1,2	600
Cs	0,76 ÷ 0,90	400
Cu	1,35	500
Fe	1,32	400
Mg	0,95	300
Mo	1,23	380
Nb	1,18	375
Ni	1,27	550
Pb	1,08	500
Pd	1,3	
Pt	1,78	700
Rb	0,85	350
Re	1,30	800
Ta	1,1 ÷ 1,35	500
Ti	0,85	280
W	1,43	700

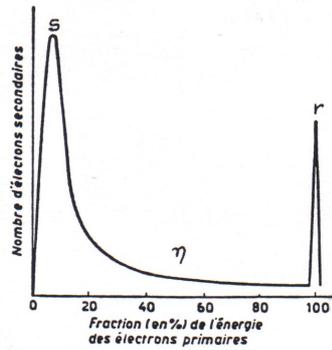
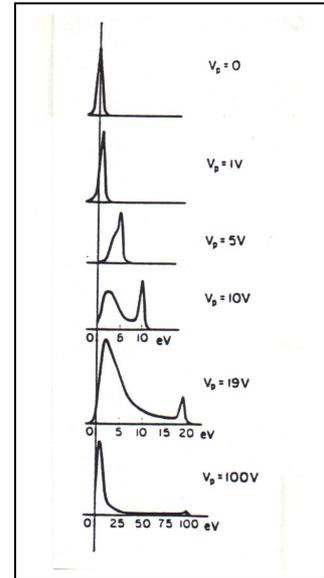


Figure 6-2-3



On constate que cette distribution a des variantes en fonction de l'énergie primaire. A basse énergie r prédomine, à énergie moyenne c'est s et à haute énergie c'est η , comme le montre les courbes des figures 6-2-4 et 6-2-5 [MCD64].

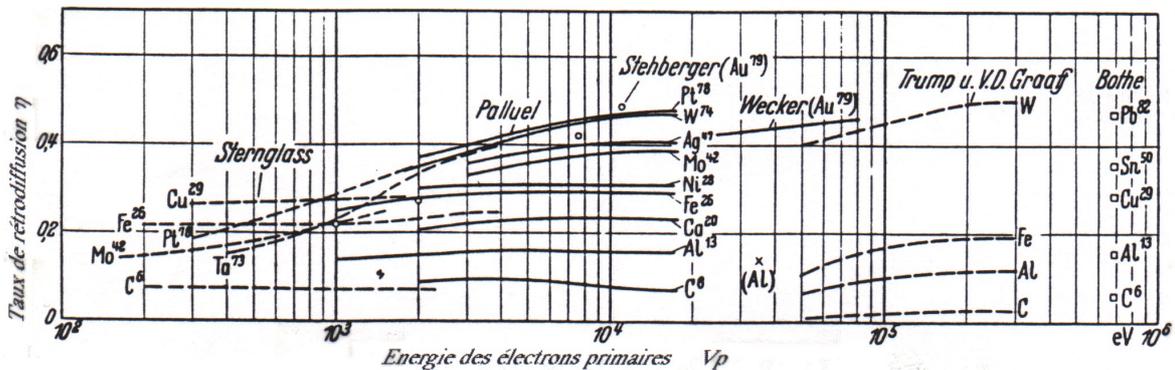


Figure 6-2-4

Au-delà d'1MeV, η redécroit. Ce coefficient varie quasiment linéairement avec Z_c , le numéro atomique de la cible. Les électrons rétrodiffusés peuvent être très énergiques.

Cet aspect est très problématique pour la soudure par bombardement électronique où l'énergie incidente n'est pas totalement déposée dans le matériau. Il l'est aussi pour la mesure des intensités électroniques avec une cage de Faraday.

Quelles que soient les précautions prises (potentiels retardateurs, champ magnétique...), la lecture est largement pessimiste.

Enfin, plus l'incidence est rasante, plus δ augmente.

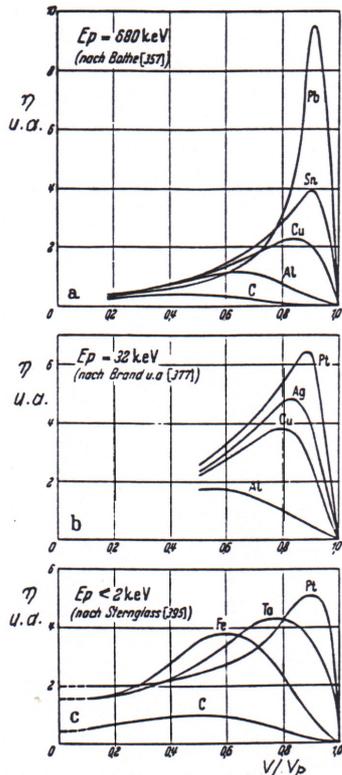


Figure 6-2-5

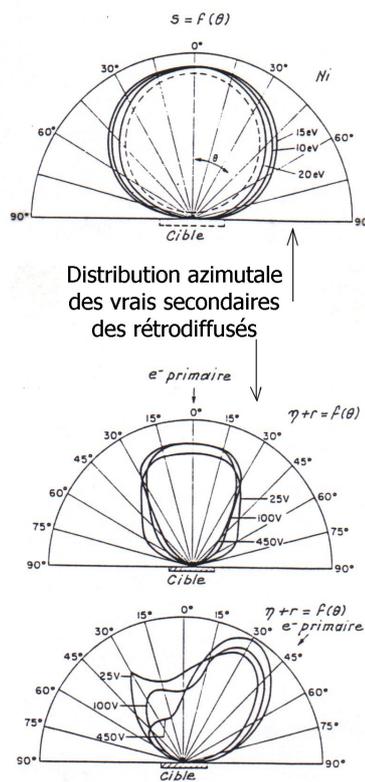


Figure 6-2-6

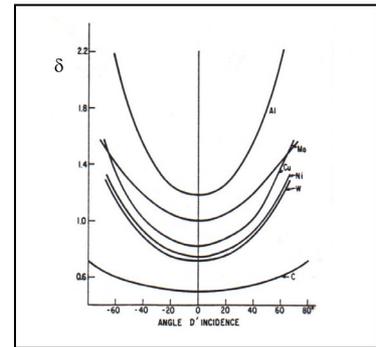


Figure 6-2-7

Sa loi de variation en fonction de l'incidence θ est de la forme :

$$\ln \frac{\delta(\theta)}{\delta(0)} = C(1 - \cos \theta)$$

La figure 6-2-6 montre les distributions azimutales des secondaires et des rétrodiffusés et la figure 6-2-7 les variations de δ avec l'incidence. Pour les premiers, elle est presque lambertienne, pour les seconds, elle peut présenter un lobe spéculaire ou tourné vers l'incidence. A cette émission secondaire de distribution en énergie continue, se superpose une émission de raies discrètes correspondant à des électrons venant de couches profondes des atomes des corps constituant la surface : les électrons Auger (Fig 6-2-8 et voir le cours sur la caractérisation des surfaces) [ARI02].

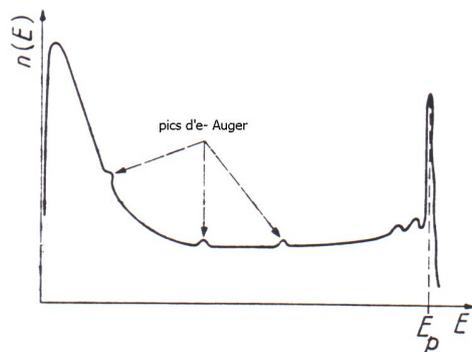
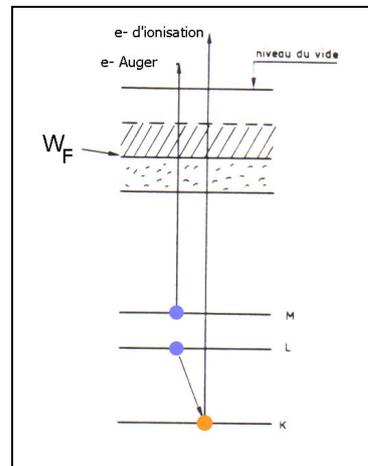


Figure 6-2-8



6-3 La désorption induite par impact électronique

Pour des énergies de faisceau électronique tombant sur une surface telle que la température de celle-ci ne soit pas modifiée, les électrons incidents peuvent induire un processus de désorption (EID Electron Impact Desorption). Les particules produites peuvent être des atomes neutres, des molécules, des agrégats, tous excités ou ionisés positivement ou négativement. Nous avons vu dans le premier chapitre que la quantité moyenne d'énergie que peut céder un électron à un atome libre immobile de nombre de masse A est :

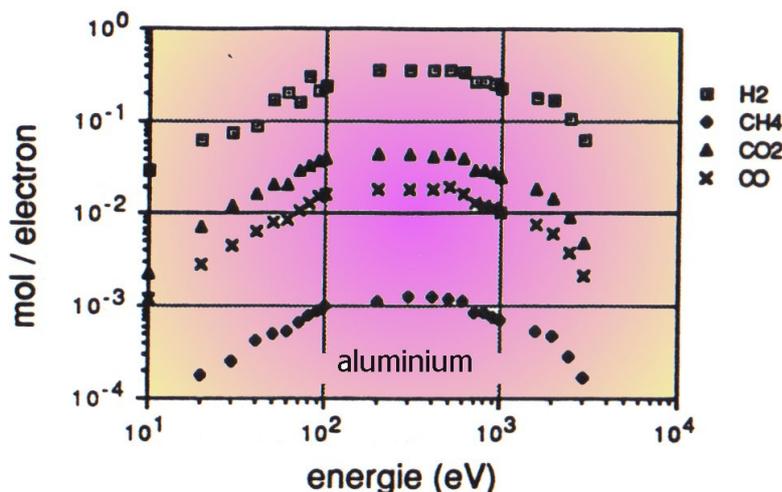
$$\Delta E = \frac{2E}{1836A}$$

La correction pour un atome lié est négligeable. On en conclut qu'il faut des électrons de plusieurs keV pour détruire des liaisons chimiques, en deçà, ce sont les particules physiosorbées qui sont libérées.

La littérature sur le sujet n'est pas abondante, on en tire néanmoins quelques règles générales [HIL06]. Ce processus, qui est une collision coulombienne, est justiciable d'une section efficace, on constate qu'elle varie comme celle d'ionisation avec un maximum entre 70 et 150eV. Elle est généralement $< 5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ soit environ $5 \cdot 10^{-3}$ particule désorbée par électron. Comme ce phénomène a beaucoup de similitude avec l'ionisation, on peut imaginer que cette section efficace peut prendre une forme analytique proche de celle de l'approximation de Bethe-Born [MAS74]:

$$\sigma = \frac{C}{EE_d} \ln \frac{E}{E_d}$$

où E_d est une énergie caractéristique du couple gaz-métal appelée précédemment énergie de désorption (par exemple 0.56 eV pour l'hydrogène sur l'inox), C est une constante de l'ordre de 10^{-16} avec des cm^2 . On en conclut que cette désorption croît à partir d'un seuil puis décroît avec l'énergie des électrons quand celle-ci devient grande, ce que confirme la figure suivante.



Les ions monochargés ou les neutres désorbés ont des énergies de quelques eV. On en conclut qu'un engin utilisant un faisceau électronique ne verra pas son vide trop perturbé par ce processus tant que les pertes de faisceau primaire sont faibles. Les électrons issus de l'ionisation du gaz résiduel, s'ils ont la bonne gamme

d'énergie, sont en nombre trop faible, en considérant les sections efficaces, pour avoir une action notable sur la pression, sauf dans des conditions de multiplication en avalanche (« multipactor »). Ces considérations font comprendre pourquoi on ne parle jamais de « sputtering » électronique dans l'élaboration de couches minces bien qu'il existe faiblement.

Les faisceaux intenses et énergiques peuvent modifier profondément la température de la surface, de façon voulue (soudure, usinage, raffinage, trempe...) ou gênante (collecteurs de klystrons par exemple). Cela n'intervient que pour des faisceaux focalisés de façon à obtenir des puissances surfaciques bien supérieures au kW/cm². Nous avons vu qu'en plus de déposer de la puissance aux points de chute, une partie de celle-ci peut être emportée par les électrons secondaires, de façon spatialement diluée. Cette énergie thermique est la conséquence de la perte d'énergie analysée dans le §3-3. Elle peut se faire en profondeur. Outre la désorption induite en surface, il peut y avoir accroissement de la désorption thermique voire une vaporisation ou sublimation de matériaux ou de sérieux dommages structurels.

6-4 La production de photons

Un faisceau électronique énergétique frappant une surface produit aussi des rayonnements très pénétrants capables de traverser les parois d'une enceinte et de créer des dommages corporels : d'abord les rayons X, dont la gamme de longueurs d'onde s'étend de 0.1 à 10Å.

Un spectre typique est représenté sur la figure 6-4-1 [STE56]. Il comprend deux composantes : les raies caractéristiques et le spectre continu (Bremsstrahlung). Les premières viennent de la collision entre l'électron incident et un électron d'une couche profonde auquel il cède une part importante de son énergie en l'éjectant de l'atome.

Un photon X est émis quand cet électron manquant est remplacé par un électron d'une couche extérieure. Son énergie, comme celle de l'électron Auger décrit dans le paragraphe précédent, dépend de la structure des niveaux de l'atome percuté et permet donc de l'identifier. On voit, par exemple, sur le spectre du molybdène les raies K β et K α (transitions M \rightarrow K et L \rightarrow K) à 0.62 et 0.7Å qui se superposent au fond. Dans le cas du tungstène, l'énergie n'est pas suffisante pour les produire.

Le Bremsstrahlung, dont nous avons déjà parlé, est lié à la décélération de l'électron incident dans le champ électrique des noyaux. Il constitue généralement la partie la plus importante du spectre.

L'intensité totale s'exprime approximativement par :

$$I = kZE^2$$

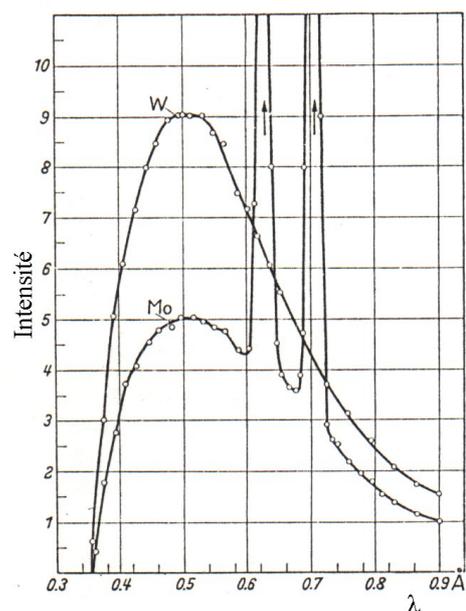
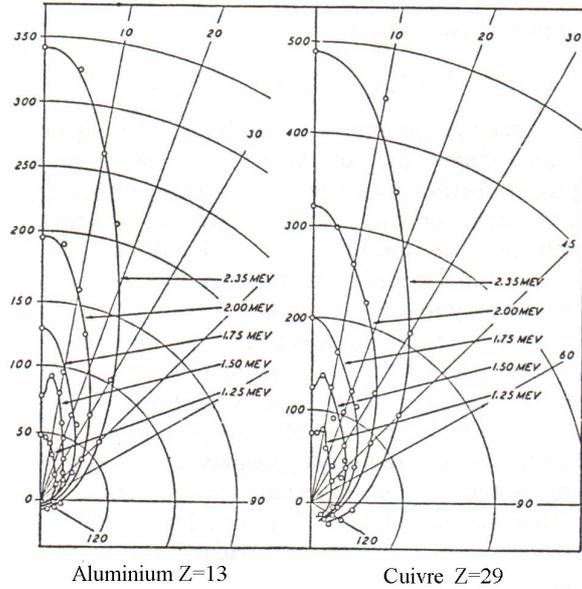
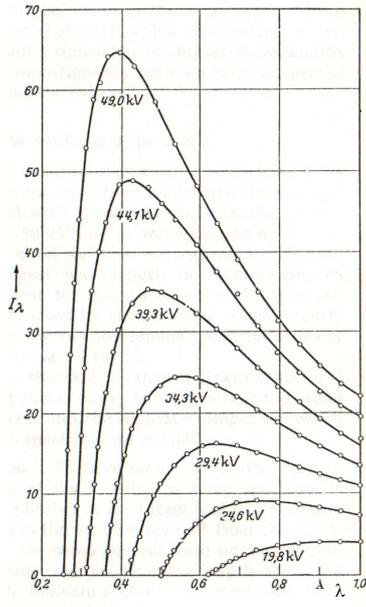


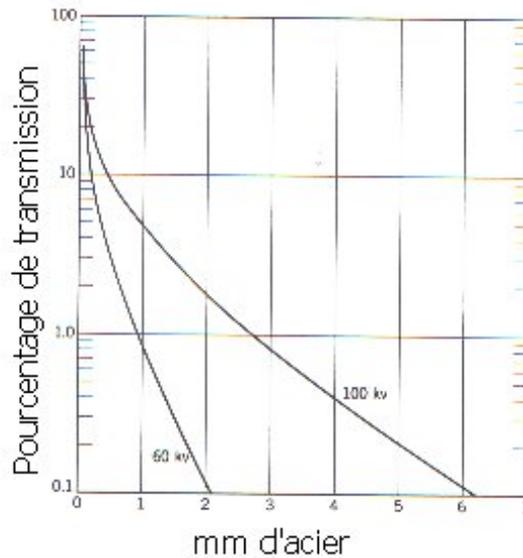
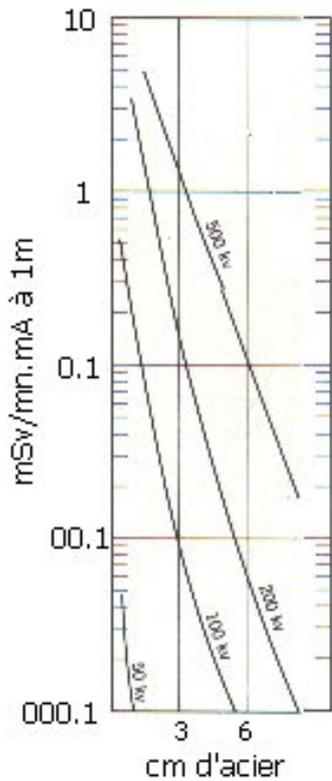
Figure 6-4-1



Figures 6-4-2

k étant une constante $\approx 1.5 \cdot 10^{-9}$ pour E exprimée en eV (le terme intensité est issu de la tradition, il s'agit d'un flux d'énergie).

Les figures 6-4-2 montrent la distribution en énergie de spectres continus pour le platine à différentes énergies incidentes et sa répartition azimutale dans les cas de l'aluminium et du cuivre, le tout pour des cibles épaisses [BUE48].



Figures 6-4-3

Le rayonnement est d'autant plus directif que l'énergie est élevée. La queue de la distribution s'étend jusqu'à la longueur d'onde correspondant à l'énergie E_i .
 Même à basse énergie, l'atténuation des rayons X (voir chapitre 7-5) pour amener la dose à un niveau acceptable pour le personnel gravitant autour d'un accélérateur à électrons, impose de fortes épaisseurs d'acier comme le montre les figures 6-4-3 [BAK62], la dose maximale admissible est, à ce jour, de 20mSv/an.
 Ces photons posent aussi des problèmes sous vide du fait de la production de photo-électrons.

Ensuite, à partir de 2MeV, on parle plus volontiers de rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung et les rayons X font place aux rayons γ . Ces rayons génèrent des neutrons par interactions avec les noyaux des atomes de la cible. Si n_ϕ photons γ d'énergie E_ϕ frappent un matériau de nombre atomique Z , ils produisent N_n neutrons tel que :

$$N_n = 4.410^{-5} \sqrt{Z} n_\phi E_{\phi[\text{MeV}]}$$

mieux décrit par la figure 6-4-4.

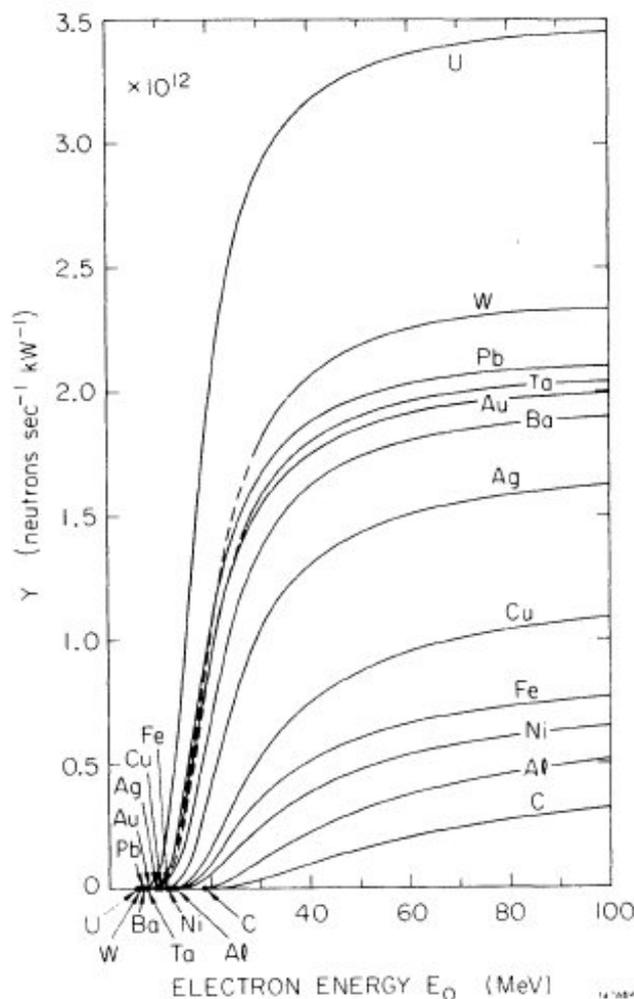
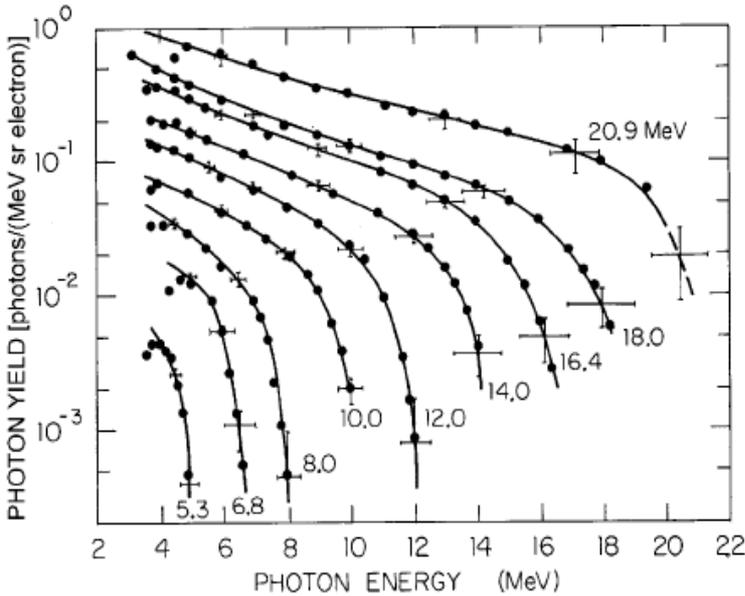
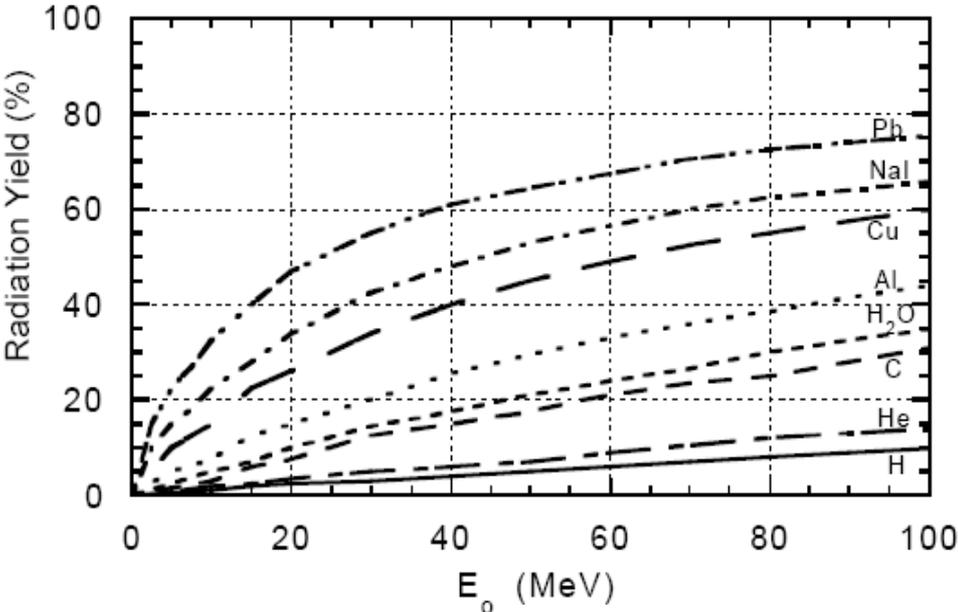


Figure 6-4-4

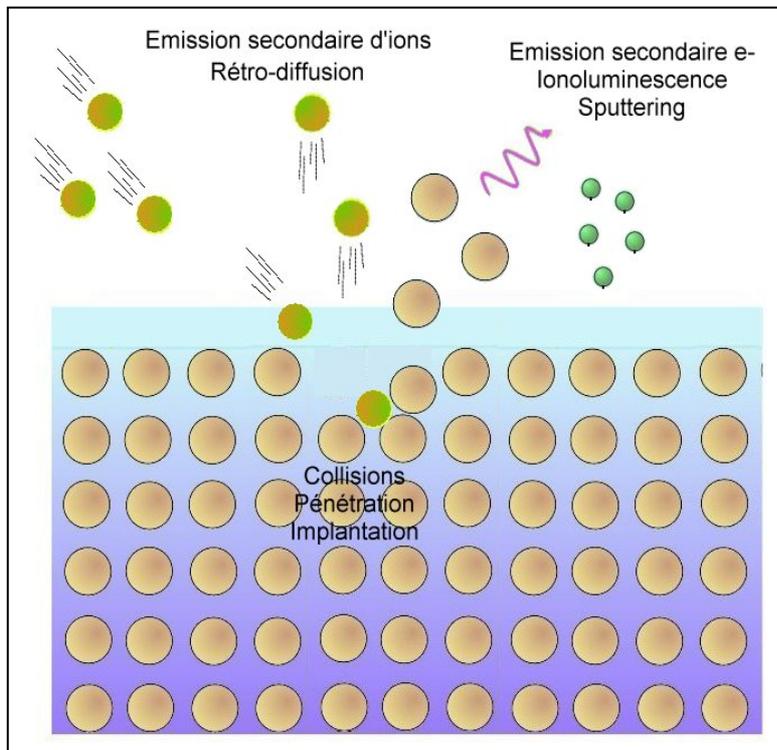
Rayons X, γ et neutrons posent de sérieux problèmes de protection sur les machines à électrons de haute énergie, d'autant qu'une part très importante de l'énergie électronique est alors convertie en rayonnement lui aussi énergétique comme le révèle les courbes des figures 6-4-5 [COS04].



Bremsstrahlung spectra measured at zero degrees from intermediate thickness ($0.2 X_0$) targets of high atomic number (Z) material.

Figures 6-4-5

6-5 L'interaction ions-paroi



Il n'y a pas de différences fondamentales avec l'interaction précédente, sinon du fait de l'écart en masse et en taille. Nous ne parlerons pas du Bremsstrahlung induit par les ions bien qu'il existe, comme nous n'avons pas parlé de la pulvérisation électronique. Les ions frappent la surface, rebondissent ou rétrodiffusent, les plus énergiques pénètrent plus ou moins dans le solide et transfèrent leurs énergies aux atomes via une cascade de collisions.

Les conséquences peuvent être mécaniques (désordre cristallin, génération de défauts internes et de dommages...), chimiques, thermiques...

Les ions peuvent s'implanter plus ou moins temporairement, créer des photons, éjecter des particules neutres ou chargées voire des agrégats. Il est impossible de faire un catalogue exhaustif de tous ces phénomènes. On sait simplement que les paramètres fondamentaux sont la nature de l'ion incident, son énergie, son angle d'incidence, sa profondeur de pénétration et l'état de la surface. Un calcul élémentaire du temps d'interaction entre un ion de quelques dizaines d'eV et une couche superficielle de quelques nm est dans l'échelle des femtosecondes. On pourra consulter le remarquable article de revue de ces interactions dans un récent article de RSI [GRI001] et simuler avec SRIM : <http://www.srim.org>.

6-6 La désorption induite par bombardement ionique

Si la pulvérisation concerne les atomes constitutifs de la surface métallique, le bombardement ionique induit de la désorption de façon plus importante que dans le cas des électrons du fait de la masse des ions qui accroît l'énergie maximale déposable. Les figures 6-6-1 montrent les taux de désorption partiels de gaz occlus dans l'inox. Si les ions nettoient presque instantanément la surface, en ultravide, les taux résiduels proviennent de la perméation et dépendent évidemment du volume des gaz occlus, ce qui explique l'action majeure d'un étuvage *in-situ*.

En raisonnant comme pour les électrons, on peut penser que la section efficace associée est de la forme :

$$\sigma_{[\text{cm}^2]} = \frac{C' \xi^2}{m_e v_i^2 E_d} \text{Ln} \frac{m_e v_i^2}{E_d}$$

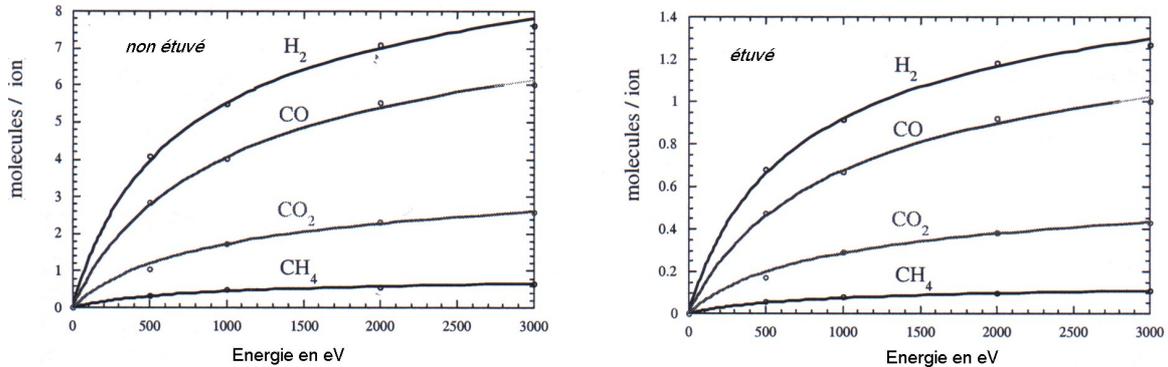


Figure 6-6-1. Taux de désorption induite par des protons sur l'inox selon le traitement.

pour un ion de vitesse incidente v_i en m/s de charge ξ et pour $m_e v_i^2 > E_d$ les 2 exprimées en eV, C' est égal à $1.6 \cdot 10^{-14}$ dans l'approximation de Bethe-Born (il s'agit bien de m_e et non de m dans la formule). Par exemple, dans le cas d'un proton de 2000eV et de H_2 ($E_d=0.56\text{eV}$), on trouve $\sigma = 2.1 \cdot 10^{-14} \text{cm}^2$, sachant que le taux de désorption γ est donné par :

$$\gamma = \sigma n_{s[\text{cm}^{-2}]}$$

Si l'on prend pour le taux de couverture n_s , la valeur de $1.3 \cdot 10^{15}$ estimée dans le premier chapitre, on trouve un taux de désorption de 26, supérieur à celui de la courbe 6-6-1. Il chute d'un facteur 5 à 100keV. Dans la réalité, le taux de couverture est entre 30 et 50% de la valeur maximale théorique si l'on s'en réfère au coefficient de piégeage, ce qui ramène ce taux à une valeur proche de celle mesurée. Un cas particulier très intéressant est la désorption de couches condensées, inévitables sur les dispositifs cryogéniques et supraconducteurs. La figure 6-6-2 montre des taux de désorption par ion incident très élevés.

Les taux de désorption induite par neutrons sont $\approx 10^8$ fois plus faibles.

L'émission secondaire d'ions est une forme particulière de désorption, elle est souvent décrite comme part de la pulvérisation. Pour le technicien du vide, le résultat est une libération de particules qui finiront à l'état d'atomes neutres libres. Elle donne des taux inférieurs de plusieurs ordres de grandeur (les spécialistes parlent d'un facteur 1000 en moyenne).

Les ions sont positifs ou négatifs. Pour les positifs le taux décroît avec les potentiels d'ionisation croissants et pour les négatifs il croît avec l'affinité électronique. L'oxygène exalte ce type d'émission. La composition comprend à la fois des ions du matériau et des ions issus des composants de la surface et des gaz occlus.

Comme pour la pulvérisation, le taux croît avec la masse incidente, il possède un maximum en fonction de l'énergie vers quelques dizaines de keV. Les ions libérés ont des énergies dans la gamme des dizaines d'eV [CAR69]. Comme pour l'émission secondaire d'électrons et la pulvérisation, l'angle d'incidence joue un rôle important sur ce taux. La figure 6-6-3 montre son évolution dans le cas du cuivre et de l'inox bombardés par des protons de 50keV.

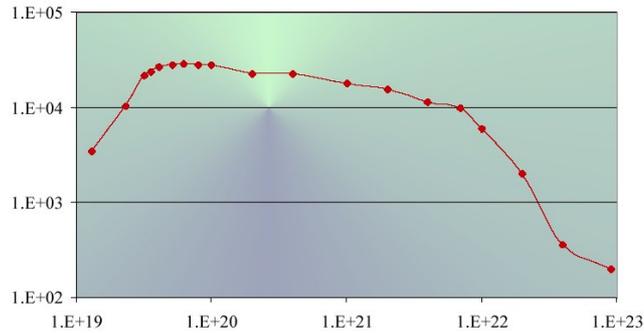


Figure 6-6-2. Taux de désorption d'hydrogène condensé/ ion H_2^+ en fonction du taux de couverture par m^2 .

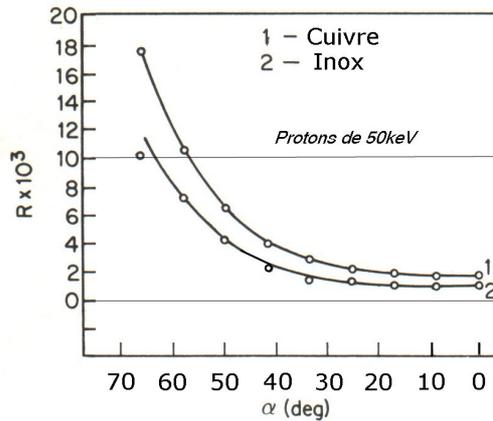


Figure 6-6-3. Taux d'émission d'ions/ proton en fonction de l'angle d'incidence.

En conclusion, les ions sont d'excellents candidats au nettoyage des surfaces, ce qui explique l'efficacité des décharges sous vide. Ils ont l'inconvénient d'induire des émissions de particules chargées et d'éroder la surface bombardée. Ils n'accélèrent la diffusion que dans le cas de parcours élevés, donc pour de fortes énergies (des protons de 100keV ne pénètrent que de 0.55μ dans le cuivre).

6-7 L'émission secondaire d'électrons sous impact ionique

Un autre très important processus que nous allons étudier dans ce chapitre est l'émission secondaire électronique due au bombardement ionique. Dans le cas de l'émission secondaire sous impact d'électrons, l'éjection dudit électron secondaire de la bande de conduction se fait de façon purement cinétique, par suite d'un choc et donc pour un seuil d'énergie électronique égale à 2Φ . Dans le cas d'impact ionique, à ce type d'éjection s'ajoute celle due au potentiel coulombien de l'ion. La simple proximité d'un ion avec une surface métallique peut engendrer une émission secondaire. Un électron de la bande de conduction peut, par effet tunnel, neutraliser l'ion incident en comblant la lacune sur la couche périphérique. L'énergie disponible par cette transition peut alors être utilisée par un autre électron de la bande de conduction pour s'échapper. On voit que cette éventualité ne peut se produire que si :

$$E_i \geq 2\Phi$$

C'est la neutralisation Auger. On en conclut, comme cité précédemment, qu'un ion n'est neutralisé sur une surface qu'à cette condition.

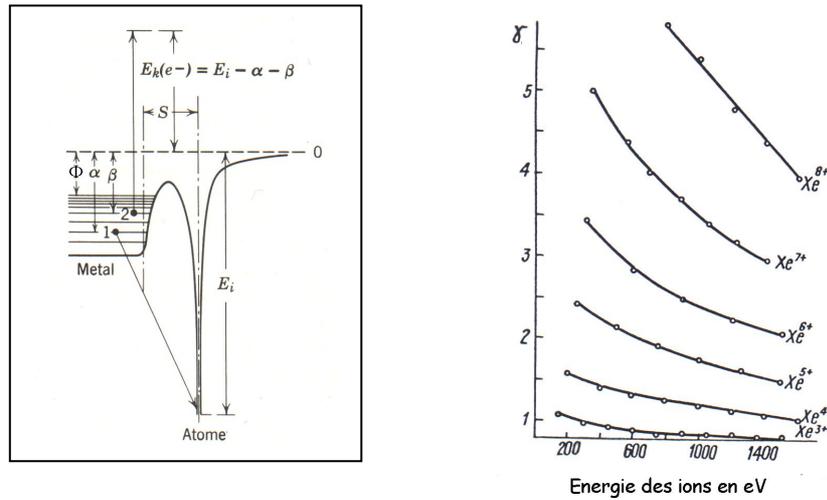


Figure 6-7-1

Cette éjection potentielle joue le rôle principal pour des ions à faible énergie, en particulier si ceux-ci sont multichargés. Pour les ions, le coefficient d'émission secondaire est γ , on constate pratiquement qu'il est d'autant plus élevé que la charge de l'ion est élevée et que son énergie est faible (Fig. 6-7-1), ce qui s'explique simplement du fait de l'accroissement du potentiel ionique et du raccourcissement du temps d'interaction [WIN96]. γ peut atteindre 300 pour des ions Th^{80+} à énergie thermique. On pourrait aussi en conclure que la désorption induite par ions multichargés suit une loi similaire.

A moyenne énergie, l'éjection cinétique prédomine et varie comme la section efficace de collision, avec un maximum à quelques dizaines de keV pour des ions monochargés [STE57].

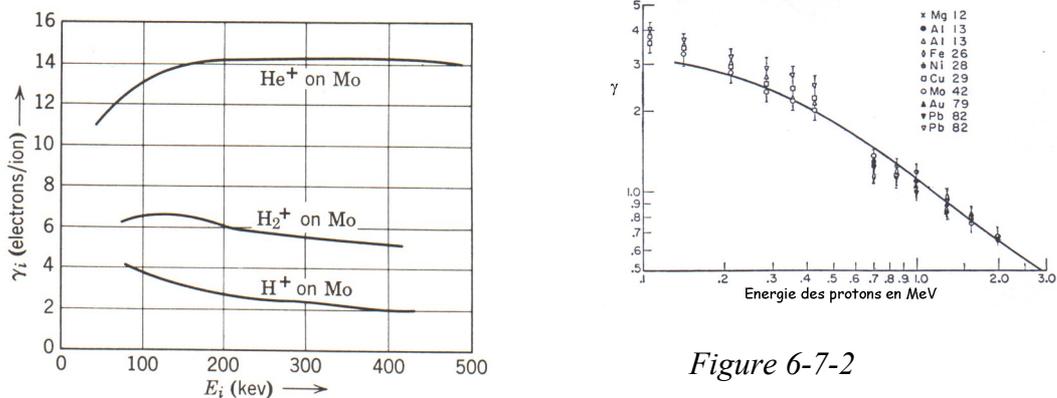


Figure 6-7-2

On voit sur les courbes de la figure 6-7-2 que γ est élevé, ce qui fausse considérablement les lectures d'intensités ioniques. Heureusement, les électrons éjectés ont rarement plus de 20eV, ce qui permet de les bloquer dans une cage de Faraday à anneau de garde polarisé.

6-8 La pulvérisation

La pulvérisation (« sputtering »), dans son sens le plus général, est l'émission de particules neutres ou chargées issues de la surface bombardée, sans effet thermique. Dans la littérature, une distinction est souvent faite entre l'émission secondaire ionique et l'émission de neutres baptisée de façon restrictive « sputtering ». Si le processus sous-jacent est toujours une ou plusieurs collisions binaires, la théorie très complexe n'est pas aboutie et les formules de quantification qui vont suivre doivent être utilisées avec circonspection.

La théorie la plus couramment utilisée est due à P. Sigmund [SIG69, SIG81]. Avec nos notations habituelles, S est le rendement de pulvérisation, quotient du nombre de particules expulsées, sans distinction de charge, au nombre de particules incidentes:

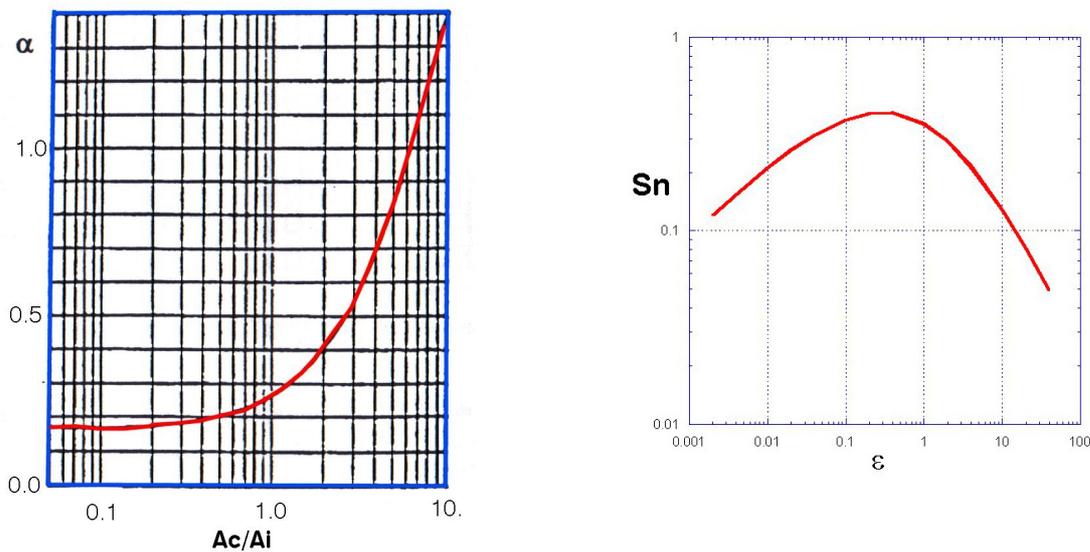


Figure 6-8-1

Soient a et ϵ les rayon atomique et énergie incidente réduits donnés par :

$$a = 0.47 \cdot 10^{-10} \frac{1}{\sqrt{Z_i^{2/3} + Z_c^{2/3}}} \quad \text{et} \quad \epsilon = \frac{3.25 \cdot 10^{-2}}{Z_i Z_c} \frac{A_c}{A_c + A_i} E_{i[\text{eV}]}$$

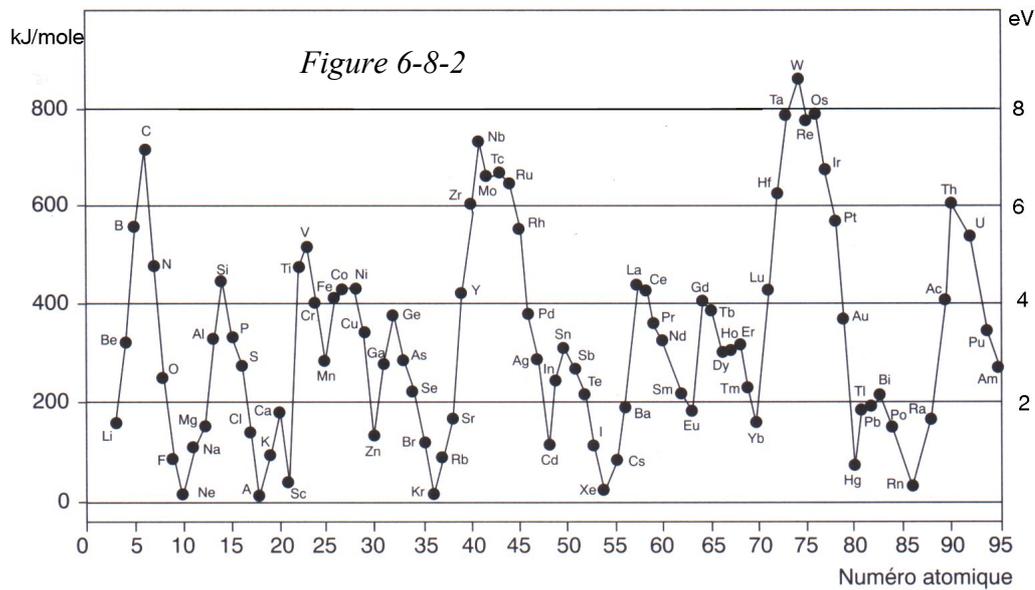
En introduisant deux fonctions tabulées $\alpha(A_c/A_i)$ et $S_n(\epsilon)$ représentées sur la figure 6-8-1, le rendement de pulvérisation S est donné par :

$$S = 76 \cdot 10^9 a \alpha Z_i Z_c \frac{A_i}{A_i + A_c} \frac{S_n}{U[\text{eV}]}$$

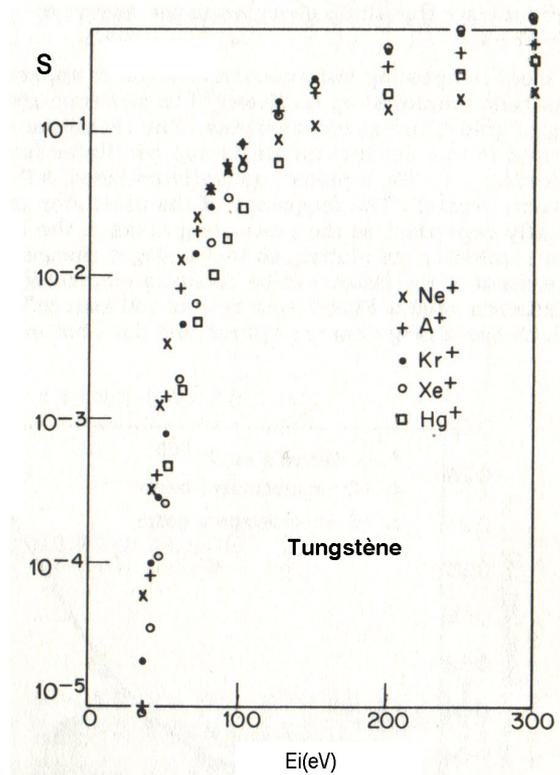
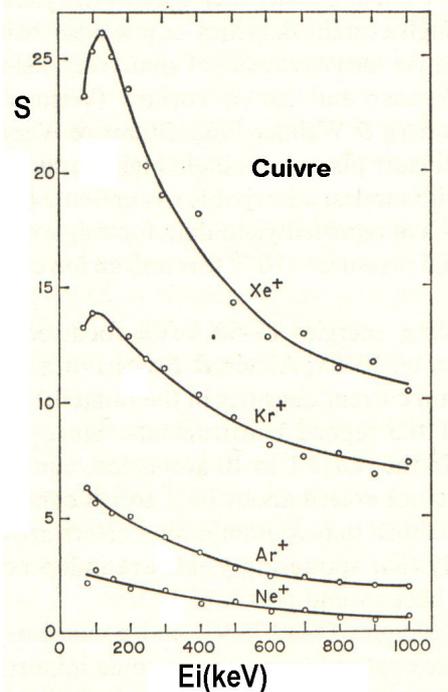
U est l'énergie de liaison de surface d'un atome cible, en fait on prend la chaleur latente de sublimation du solide bombardé exprimée en eV (figure 6-8-2). Cette formule est valable pour des énergies incidentes au-delà du keV. Le seuil en énergie où apparaît la pulvérisation varie de 15 à 35eV. S augmente avec l'incidence jusqu'à 70° suivant une loi de la forme :

$$S(\theta) = S(0)(\cos \theta)^{-5/3}$$

La pulvérisation croît sévèrement avec l'incidence et l'on constate qu'il en est de même pour les désorptions induites par bombardement qui procèdent globalement de façon similaire.



Les figures 6-8-3 suivantes donnent quelques résultats expérimentaux. On constate que S croît avec la masse de l'ion incident (on atteint 20000 avec un agrégat d'Au₁₃ à 1MeV !!) et culmine aux environs de 10keV. A 1keV il est proche de 1 mais dépend du matériau et de ses plans de clivage: Cu, Zn, Ag et Au sont à proscrire dans un environnement bombardé. Les matériaux les moins pulvérisés sont les métaux réfractaires.



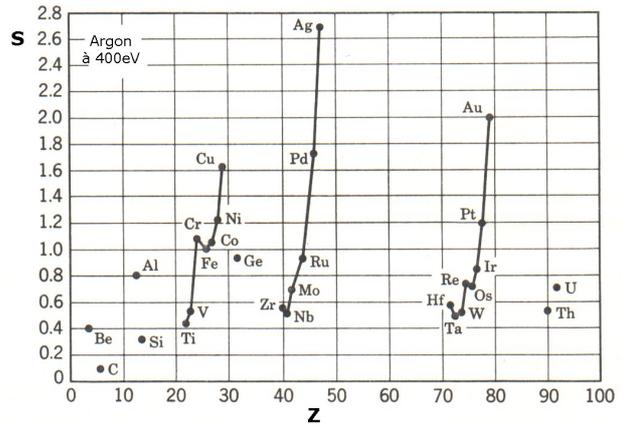
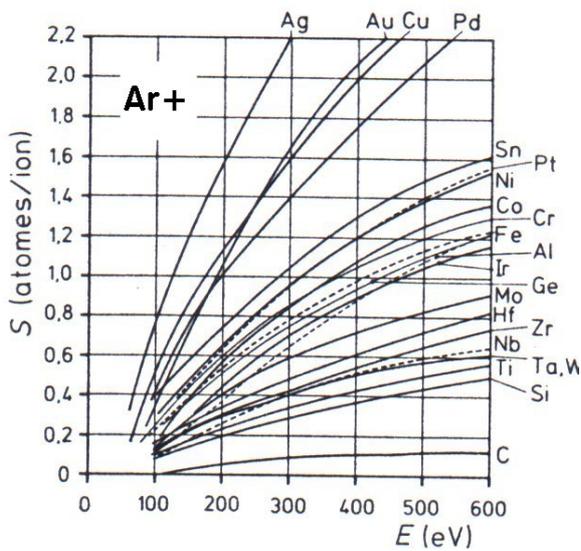


Figure 6-8-3

On comprend mieux au vu de ces courbes que l'utilisation d'une pompe ionique à haute pression conduit à une érosion des cathodes très rapide, que l'utilisation du titane qui pulvérise relativement peu est moins bien adaptée que celle du baryum ou du zirconium pour faire du pompage par enterrement.

Le spectre en énergie des particules éjectées ressemble à celui des électrons secondaires, cette énergie dépasse rarement quelques centaines d'eV et est plutôt centrée sur 5eV, ce qui est un avantage pour le dépôt de couches minces qui sont plus adhérentes que celles obtenues par vaporisation. La distribution angulaire se déplace vers la direction correspondant à la réflexion spéculaire des primaires en dessous de 20keV. Au-delà, elle devient lambertienne.

Exercice : la cathode en titane d'une pompe ionique fait 3mm d'épaisseur. Cette pompe travaille à 10^{-5} hPa dans une atmosphère d'azote. En supposant que les ions d'azote frappe cette cathode à 5keV et qu'elle collecte $100\mu A$ par cm^2 , quelle est sa durée de vie ?

Considérons 1 cm^2 de cathode, il contient 1.35 g de Ti sachant que sa densité est de 4.5 . Ceci représente $1.69 \cdot 10^{22}$ atomes de Ti dont le nombre de masse est 48 pour un Z de 18. Si $1A$ représente $1/e$ ions N^+ par seconde, la cathode est donc frappée par $6.25 \cdot 10^{14}$ ions par seconde. Pour calculer le taux de pulvérisation, on calcule les grandeurs intermédiaires : on trouve $a=1.4 \cdot 10^{11}$, $\epsilon=0.8$, $Sn=0.35$, $\alpha=0.6$ d'où $S=1.62$. Le nombre d'atomes de Ti s'échappant, par seconde, de la cathode est de $1.01 \cdot 10^{15}$. La cathode sera complètement vaporisée au bout de 193 jours, mais inutilisable bien avant. Moralité : la pompe ionique doit travailler dans un vide pré-établi suffisamment poussé pour que les cathodes durent plusieurs années.

L'émission secondaire ionique est un des aspects de la pulvérisation. Nous en avons parlé au §6-6.

6-9 La pénétration ionique

Une autre interaction ion-surface est la pénétration, utilisée dans l'implantation et le pompage ionique. Toute sa théorie est basée sur le pouvoir d'arrêt et le calcul des « ranges » évoqués dans le paragraphe 3-3 sur les pertes d'énergie par ionisation. Il faut distinguer la pénétration en surface à faible énergie où l'ion reste capturé et neutralisé dans les premières couches du réseau cristallin de la pénétration en profondeur. Le premier cas est un piégeage (« entrapment, sticking ») où l'ion s'enterre mais peut s'échapper et retourner vers le vide si la température de la surface est élevée ou s'il reçoit un choc du à un autre ion (désorption thermique ou ré-émission). Il ne faut pas le confondre avec une physiochimisorption qui interviennent dans l'interface vide-surface et qui concernent des atomes neutres à vitesses thermiques. Le second cas est une implantation, la probabilité de ré-émission est faible. Etudions-le d'abord.

Evaluons les parcours à basse énergie. La figure 6-9-1 donne le pouvoir d'arrêt de l'argon dans le cuivre : à basse énergie il vaut environ $1 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{mg}$ soit $\approx 100 \text{ eV} / \text{Å}$. Il est dû aux collisions ion-noyaux. L'autre courbe montre les courbes de dépôt d'énergie (pics de Bragg) à différentes énergies d'ions d'azote bombardant du titane où il est du même ordre. Pour l'hydrogène, il est plutôt de l'ordre de $10 \text{ keV} / \text{Å}$. Ce pouvoir d'arrêt dépend, entre autres, de la façon dont l'ion se présente par rapport à l'arrangement cristallin, en particulier, s'il est parallèle au maillage, il peut avoir un parcours très grand (channelling). On tire deux conclusions :

- l'implantation en profondeur nécessitent des énergies au-delà de 100 keV d'où la tendance actuelle des implanteurs.
- A l'échelle du keV, les ions pénètrent seulement dans les premiers Å de la surface.

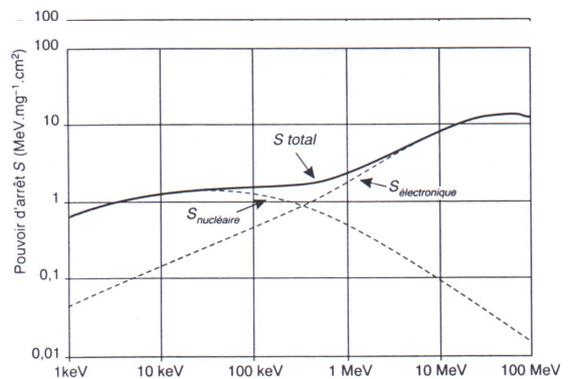
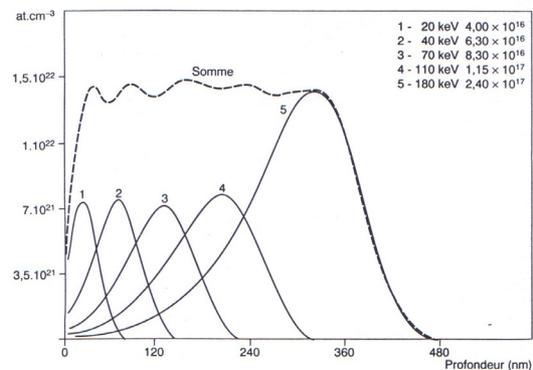


Figure 6-9-1



Pour de plus amples détails sur les parcours, consulter [ZIE80, WIL66, NSS64]. Cette implantation peut désorganiser le réseau cristallin et le rendre plus ou moins amorphe. Il peut aussi y avoir création de bulles gazeuses.

Le premier cas précité peut poser des problèmes dans le cas d'un apport continu d'ions à la surface. Celle-ci se sature et à la simple pénétration du premier instant succède un équilibre entre les ions implantés et ceux qui sont qui vont être ré-émis par choc.

La figure 6-9-2 montre la capture de différents ions de gaz nobles dans le tungstène. Deux constatations de bon sens : plus l'énergie est élevée et plus la capture est efficace, c'est l'une des raisons de l'augmentation de la tension appliquée entre

cathodes et anodes des pompes ioniques. A même énergie, plus l'atome est petit et mieux il est capturé. La figure 6-9-3 donne le coefficient de capture de ces mêmes gaz dans le pyrex à basse énergie. On en conclut que les jauges à enveloppe de verre constituent des pompes à gaz rares très efficaces !

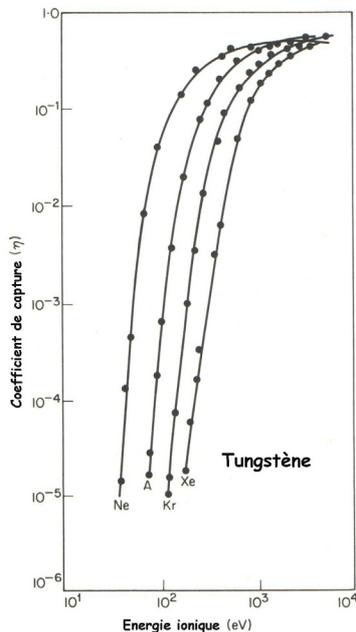


Figure 6-9-2

Au-delà de ce nombre maximal, un équilibre s'établit avec la désorption. La figure 6-9-5 montre ce qu'il advient de l'argon piégé dans du pyrex, bombardé par des ions de gaz nobles à 250eV, dans les premiers instants et ce, en fonction de la quantité piégée. Le taux de désorption croît avec cette quantité. Ce phénomène explique l'effet de mémoire dans une pompe ionique.

Si l'on piège un gaz et que l'on étudie l'évolution de la désorption thermique, sans bombardement, avec le temps t , on constate une décroissance du taux de désorption en $1/t$: la capture n'est pas étanche et évolue avec le temps.

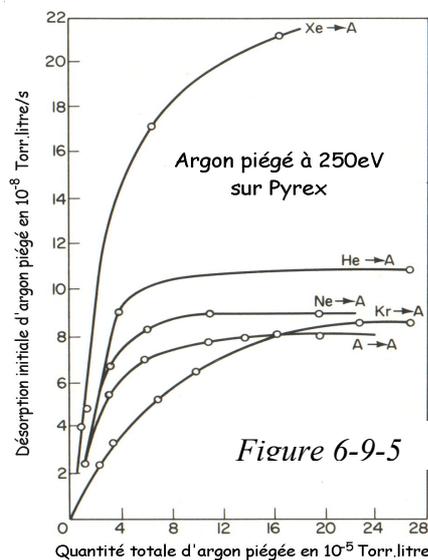


Figure 6-9-5

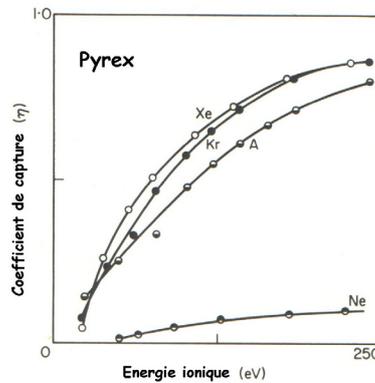


Figure 6-9-3

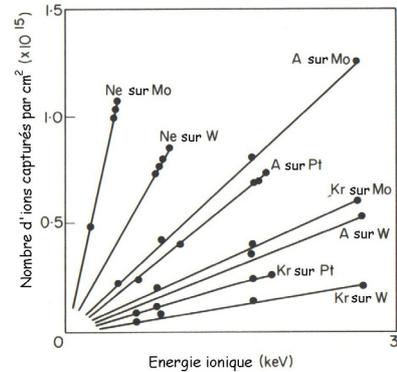


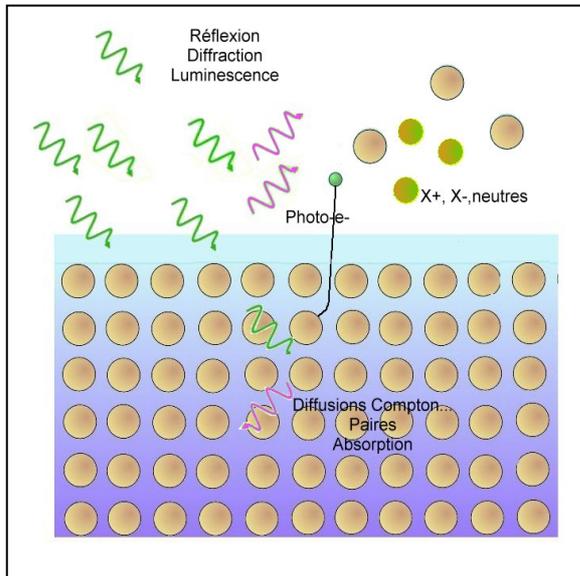
Figure 6-9-4

La figure 6-9-4 montre l'évolution du nombre maximal d'ions de gaz nobles capturés par cm^2 sur différents supports en fonction de l'énergie incidente de ces ions. Ce nombre croît avec l'énergie, il correspond à quelques monocouches. Il est d'autant plus élevé que l'ion est petit.

C'est le phénomène de remontée de pression après l'arrêt d'une pompe ionique. On pourrait extrapoler les résultats précédents et conclure qu'une surface piègeante ne doit jamais être placée dans un environnement où un faisceau peut la frapper aléatoirement, ce qui pose le problème de la technologie des parois de tubes de guidage de faisceaux. Par contre, en présence d'une perte stationnaire de faisceau, la pression doit naturellement baisser par effet des pompes annexes, qui, de toute façon, abaissent la population des atomes parasites.

VII- L'interaction rayonnement-paroi

Nous avons déjà parlé de la transmission des rayons X dans celui de l'interaction faisceau-paroi.



- La diffusion
- L'effet photo-électrique
- La désorption induite
- L'interaction laser-matière.

7-1 La diffusion

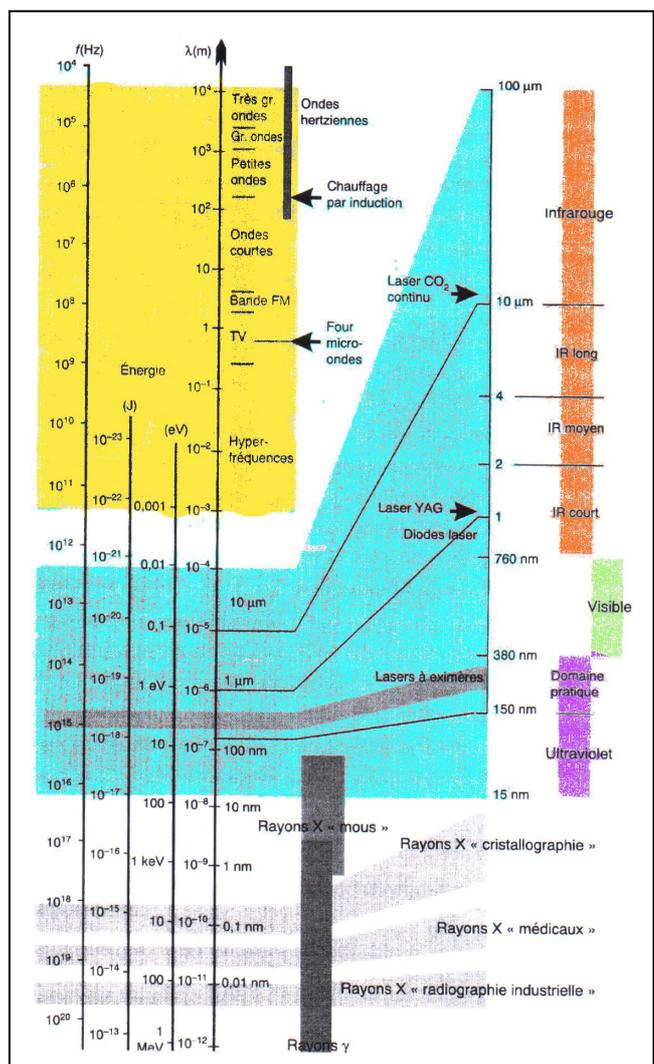
Comme les électrons, les photons peuvent être diffractés et réfléchis, c'est le domaine de l'optique. Dans l'interaction avec la paroi, les photons agissent principalement sur les électrons liés des atomes du solide. On considère qu'un photon incident est absorbé par un électron qui en ré-émet un autre. Si le photon émis a la même longueur d'onde que l'incident, la collision est élastique : c'est la diffusion Rayleigh (responsable de la couleur du ciel). Dans le cas contraire, la collision inélastique peut libérer l'électron : c'est la diffusion Compton, ou le faire changer de niveau lié et c'est la diffusion Raman. Sans entrer dans le détail, ces dernières sont responsables de la luminescence et de l'effet Tyndall.

Bien qu'ils aient une masse nulle, les photons véhiculent une énergie E_ϕ de par leur nature ondulatoire :

$$E_\phi = \frac{hc}{\lambda} = h\nu \text{ en eV} = \frac{12378}{\lambda_{[\text{\AA}]}}$$

On les classe en différents domaines mais ceux d'intérêt pour le vide correspondent à des énergies $> 1\text{eV}$, soit du domaine de l'infrarouge à celui des rayons γ .

Quatre principaux processus vont être décrits :



Pour le technicien du vide, la diffusion n'intervient qu'en présence de rayonnement synchrotron où elle peut diminuer la directivité des pinces ou lors du transport de faisceaux laser.

7-2 L'effet photo-électrique

L'effet photo-électrique est une émission d'électrons, libérés du solide par les quanta dont l'énergie est supérieure à la barrière de potentiel. C'est un processus en trois étapes comme l'émission secondaire : pénétration du photon sur quelques couches atomiques, diffusion vers la surface des électrons libérés et franchissement de la barrière. L'énergie cinétique maximale de l'électron éjecté est donnée par :

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \Phi \quad h\nu_0 = \Phi$$

ν_0 est la fréquence correspondant au seuil d'émission. Dans le visible, seuls les éléments alcalins émettent des photo-électrons.

On définit alors le rendement quantique η comme le nombre moyen de photo-électrons émis par photon incident. On pourrait le déduire des sections efficaces suivantes :

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad \sigma = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} Z_c^5 \alpha^4 \frac{r_e^2}{\varepsilon^{7/2}} \quad \text{pour } \varepsilon \approx 1$$

$$\sigma = 4\pi r_e^2 Z_c^5 \alpha^4 \frac{1}{\varepsilon} \quad \text{pour } \varepsilon > 1$$

pour des énergies plus faibles, cette section varie en Z^4 .

Dans l'UV et dans le visible, les métaux ont des rendements quantiques $< 10^{-3}$ du fait de leur forte réflectivité pour les grandes longueurs d'onde. Le maximum est autour de 20 à 50 eV correspondant à des photons produits dans les jauges par exemple et qui troublent l'appréciation des pressions ultimes. L'utilisation de sels d'alcalins ou de semi-conducteurs permet d'obtenir des rendements quantiques proches de 1 comme le montre les courbes de la figure 7-2-1.

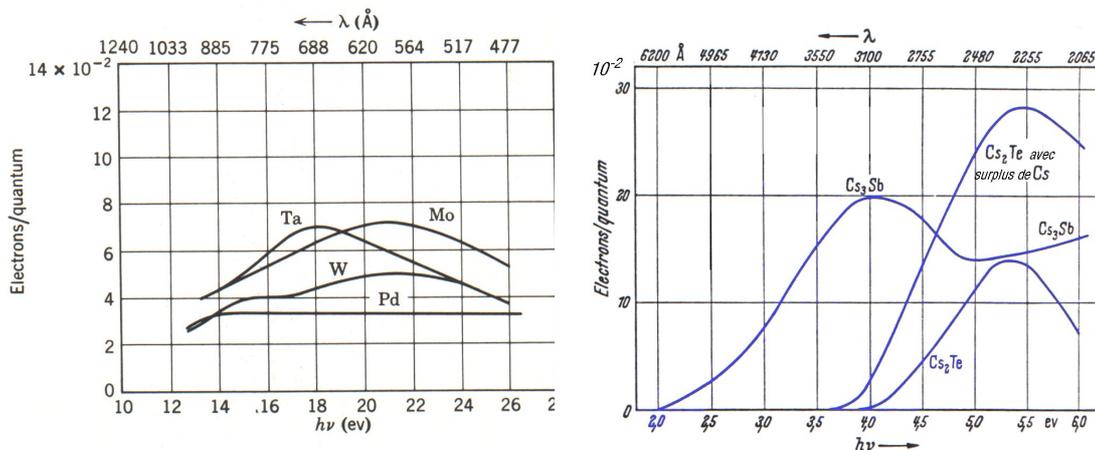
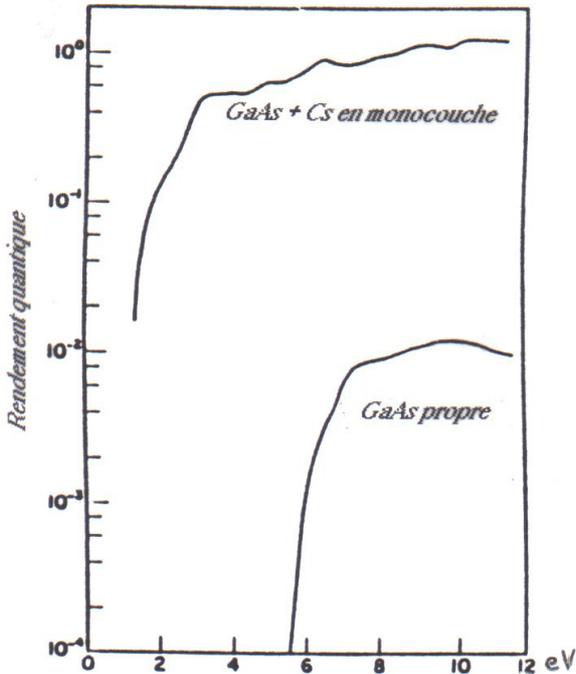


Figure 7-2-1



Ces rendements élevés sont importants dans les canons à électrons à photo-émission et dans les photomultiplicateurs. L'état de pollution de la surface joue un rôle majeur près du seuil car il agit sur le travail de sortie : un dépôt électronégatif diminue ce travail, cas de la césiation de l'AsGa dans la figure 7-2-1, par exemple. A plus haute énergie, l'effet est nettement moins sensible.

On pourrait penser que la distribution en énergie des photo-électrons s'étend de 0 à $h\nu - \Phi$, en fait pour des excitations proches du seuil, cette distribution s'étend sur quelques eV (Fig. 7-2-2). Avec des rayonnements durs (X et γ), la majorité de ces électrons a moins de 50 eV, mais il y a une faible traîne jusqu'à l'énergie maximale comme le montre la figure suivante où des photons de 1.5 keV frappe une surface d'or.

Il apparaît des discontinuités dans la photo-émission correspondant aux différentes couches internes. On retrouve un peu le phénomène des discontinuités d'absorption et des raies Auger dans l'émission secondaire.

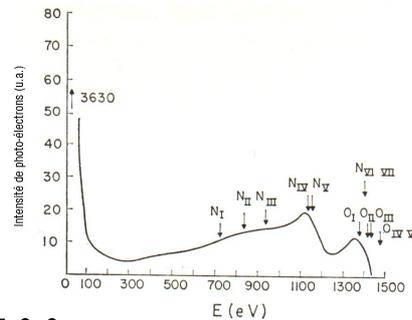
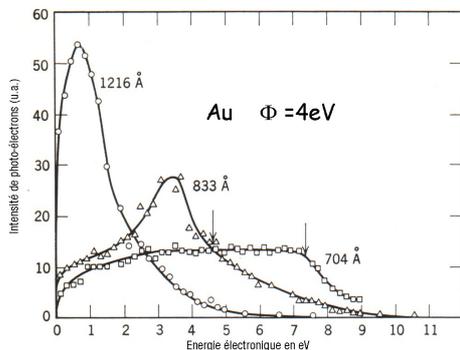
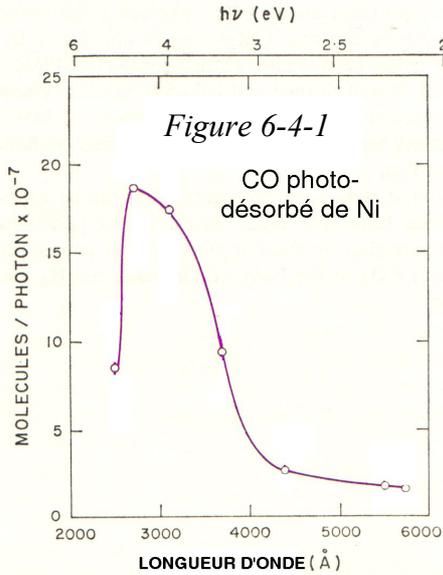


Figure 7-2-2

Cette détection des niveaux d'énergie est à la base de la spectrométrie photo-électronique et permet la détermination des travaux de sortie.

7-3 La désorption induite par les photons

Comme les particules chargées, les photons induisent de la désorption. Faut-il éviter les hublots en verre en UHV? La photo-désorption peut être accompagnée de photo-décomposition pour les photons au-delà de 5eV. Cette dernière est problématique pour les hublots en verre soumis à de forts flux d'ultraviolet qui le décompose. Le processus de désorption est moins bien compris, il ne dépend pas de son énergie caractéristique.



On suppose que le phénomène précurseur est une émission de photo-électrons qui induisent une désorption stimulée par impact électronique. Il faut donc s'attendre à des sections efficaces plus petites que celles de ce processus.

Revenons à notre question. La figure 7-3-1 est un exemple typique du taux de désorption en fonction de la longueur d'onde. Il atteint son maximum dans le proche ultraviolet avec des photons de 5 eV, mais il traîne dans le visible !

Donc, il faut éviter d'illuminer les parois sous vide.

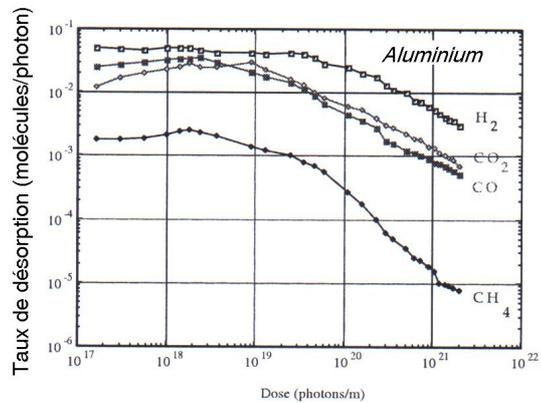
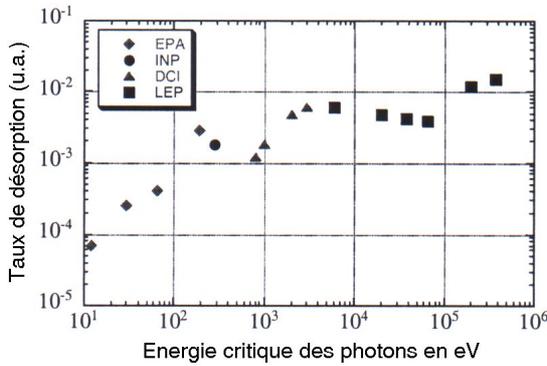
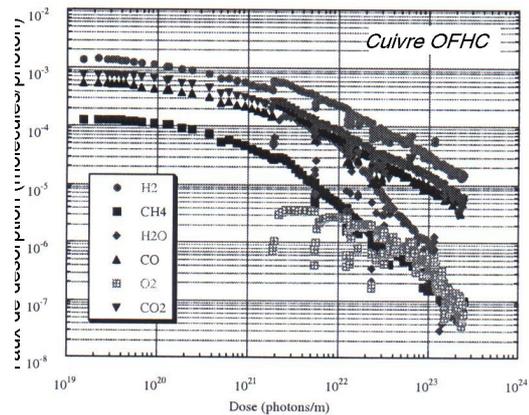
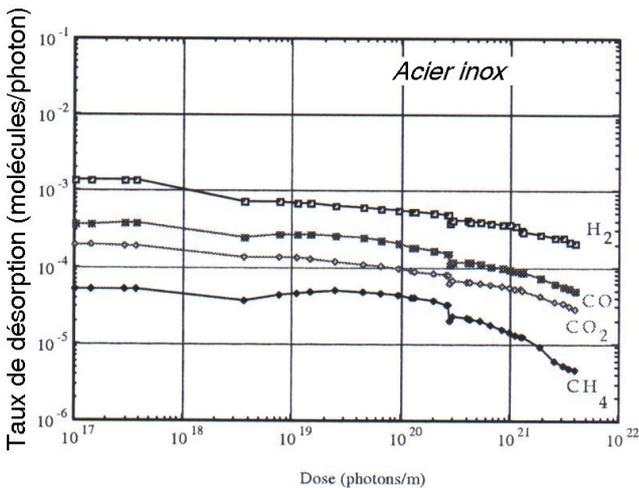


Figure 7-3-2



Le taux de couverture n_s de CO est de $\approx 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, le rendement γ en molécules par photon est de 10^{-6} , ce qui donne une section efficace :

$$\sigma = \frac{\gamma}{n_s} \approx 2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$$

bien inférieure à celles de la désorption stimulée par particules chargées.

Cette photo-désorption est très sélective. Par exemple, pour des photons de quelques eV, il n'y pas de désorption de H₂ de l'inox. A haute énergie, les photons pénètrent dans la matière et diffusent. Ils semblent induire une augmentation de la diffusion des gaz occlus [GRO83, GRO99] comme le montre la figure 7-3-2.

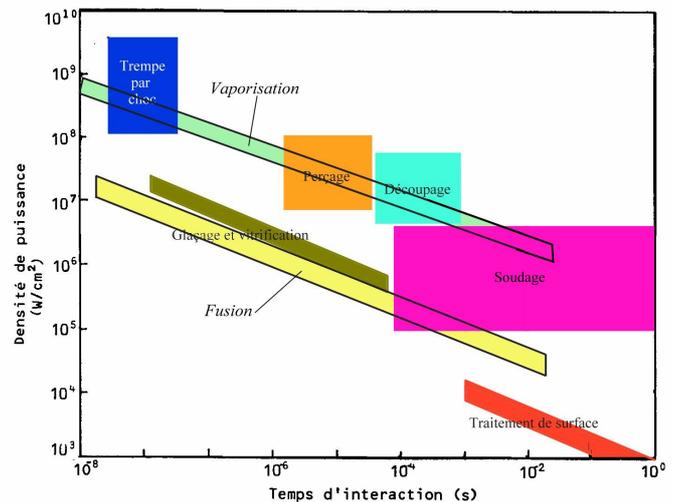
Les figures ci-dessus donnent les taux de désorption de 3 matériaux principaux en fonction de la dose linéique. Le taux décroît légèrement par « épuisement » plus rapide des sources internes avec les fortes doses.

Ces taux γ sont au niveau de 10⁻³, sachant qu'un électron peut créer des millions, des milliards de photons et plus, on comprend pourquoi le rayonnement synchrotron est un problème majeur dans les accélérateurs circulaires à haute énergie.

7-4 L'interaction laser-surface

On ne peut traiter le thème en détail [ARI99]. La singularité de ce type d'interaction vient de la possibilité de focaliser finement le faisceau lumineux issu d'un laser.

Le flux de puissance peut atteindre 10²³ W/cm² en impulsions ultra-brèves. Les différents processus qui se produisent dépendent principalement du temps d'interaction comme on peut le voir sur ce diagramme. Pour des impulsions lumineuses longues ou en continu, l'absorption des photons accroît l'agitation des atomes du matériau, l'effet est principalement thermique. En impulsions brèves, l'interaction induit une onde de choc thermique qui génère un plasma avec lequel l'onde électromagnétique associée aux photons réagit.



Tous les phénomènes décrits dans ce chapitre se produisent de façon localisée et exaltée. La transmission d'un faisceau laser dans le vide et sa captation par une surface peut amener une vaporisation (abrasion laser) et l'éjection de particules chargées accompagnées d'un dégazage intense. Quelle que soit l'incidence du faisceau, les produits éjectés sortent perpendiculairement à la surface, avec une directivité croissant avec le flux.

7-5 L'atténuation.

Nous avons vu dans le paragraphe 3-4 que l'atténuation des photons est liée à la photo-absorption. Les photons sont absorbés dans la matière au travers de trois processus :

- par éjection d'électrons internes aux atomes (absorption vraie ou photoélectrique)
- par altération de la direction de propagation du photon par interaction électrodynamique (diffusion)
- au-delà de 1.022MeV, par création de paires électron-positron.

Si une intensité I_0 de photons traverse une épaisseur x de matière homogène, l'intensité transmise I s'écrit :

$$I = I_0 \exp(-\mu_\ell x)$$

μ_ℓ est le coefficient d'absorption linéique, sommant les trois effets. On introduit la longueur d'atténuation λ par :

$$\lambda = \frac{\rho}{\mu_\ell}$$

ρ masse volumique du matériau, comme pour la longueur de radiation, on l'exprime en g.cm^{-2} . Si celui-ci est composite à partir de i éléments de proportion f_i , λ totale se déduit de :

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_i f_i \left(\frac{1}{\lambda} \right)_i$$

Les courbes de la figure 7-5-1 donnent les variations de λ pour les matériaux d'intérêt [HUB82].

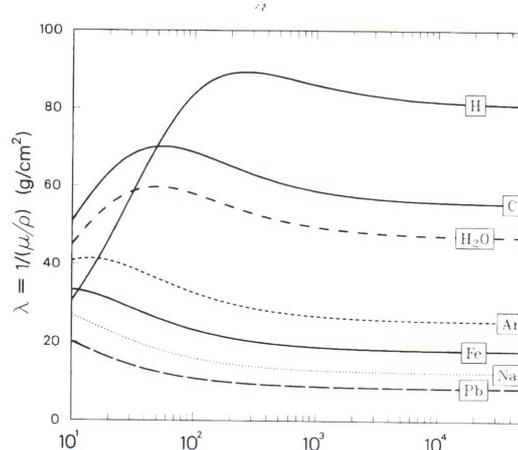
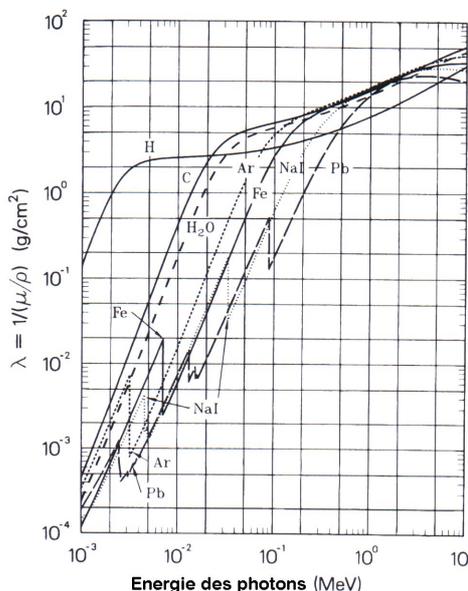


Figure 7-5-1

VIII- L'interaction neutrons-paroi

Elle est la préoccupation majeure auprès des réacteurs nucléaires. Elle s'immisce de plus en plus dans d'autres secteurs (sources de neutrons de spallation, lasers géants, production d'ions radioactifs, linacs à électrons...).

L'absence de charge du neutron fait que l'absorption de son énergie par les matériaux se fait par deux processus :

- s'ils sont rapides, par collision élastique avec les noyaux
- s'ils sont lents par capture.

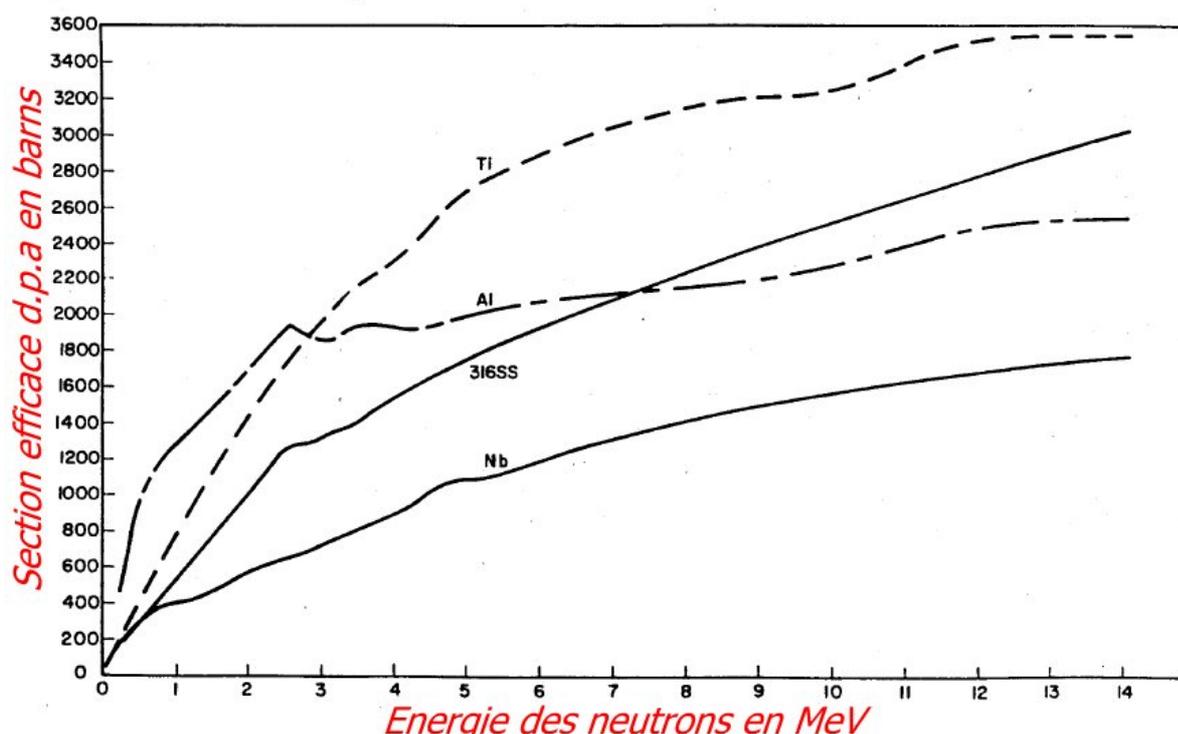
Dans les deux cas les sections efficaces sont ≈ 10000 fois $<$ à celles de l'ionisation, rappelons que c'est le rapport des sections de l'atome et du noyau.

Hors la radioactivité induite, les neutrons créent de sérieux dégâts aux matériaux par les collisions élastiques qui sont capables de déplacer les atomes agrégés.

Le déplacement correspond le plus souvent à un atome ayant reçu suffisamment d'énergie ($E_s=15\div 40$ eV) pour se libérer des forces de cohésion cristallines et se déplacer pour s'insérer dans le réseau (défaut auto-interstitiel). Cet atome laisse derrière lui une lacune. Le couple lacune-interstitiel constitue, nous l'avons vu, un défaut de Frenkel. Cette action mécanique augmente la perméation et peut changer le régime de simple diffusion en transporisation.

Une unité de dose de rayonnement, très usitée pour les neutrons, est le nombre de déplacements par atome d.p.a que subit un matériau. En reprenant la formule de base des interactions binaires, on peut écrire $N_{d.p.a}$ comme un taux de collision intégré sur la durée d'irradiation :

$$\frac{dn_c}{n_c} = \frac{\sigma N_{[s^{-1}]} dx}{S_{[cm^2]} dx} \dagger = N_{d.p.a} = \sigma N_{[cm^{-2}.s^{-1}]} \dagger$$



\dot{N} est la fluence et S la section du faisceau de neutrons. Des exemples de sections efficaces sont représentés sur la figure ci-dessous (le barn équivaut à 10^{-24} cm²).

Exercice : un petit réacteur fournit $5 \cdot 10^{13}$ neutrons/cm².s. En supposant qu'ils aient tous 10MeV, calculer le d.p.a sur un an de l'inox.

La section efficace est de $2.4 \cdot 10^{-21}$ cm², on trouve 3.8, valeur très élevée, comme nous le verrons [MAN06].

Le flux de neutrons peut être atténué par absorption due aux noyaux-cibles. C'est une collision inélastique dont la section efficace reste à peu près constante au-delà de 25MeV. On peut introduire une notion de longueur d'atténuation λ_n [COS04] :

$$\lambda_{n[\text{g.cm}^{-2}]} \approx 40 A^{1/3}$$

Le tableau ci-dessous donne les épaisseurs de béton (2.33g/cm³) et les coefficients d'absorption linéique pour des neutrons lents en fonction du taux d'atténuation :

I/I_0	<i>Energie des neutrons en MeV et épaisseurs de béton en cm</i>						
	0.14	0.26	0.78	0.96	2.34	4.50	5.40
μ_l	0.143	0.137	0.128	0.120	0.077	0.059	0.057
2	4.8	5.0	5.4	5.7	9.0	11.7	12.0
5	11.2	11.7	12.5	13.3	21.0	27.1	27.9
10	16.1	16.7	17.9	19.1	30.0	38.9	39.9
100	32.3	33.4	35.8	38.2	60.1	77.7	79.9
1E3	48.4	50.2	53.8	57.3	90.1	116.6	119.9
1E4	64.6	66.9	71.7	76.4	120.2	155.5	159.9
1E5	80.7	83.7	89.6	95.5	150.3	194.4	199.8
1E6	96.9	100.4	107.6	114.6	180.3	233.3	239.8
1E7	113.1	117.2	125.5	133.7	210.4	272.2	279.8

IX- Les dommages dus aux rayonnements

L'avènement des dispositifs utilisant des faisceaux de plus en plus intenses à des énergies sans cesse plus élevées pose dorénavant des problèmes supplémentaires de conception pour l'ingénieur du vide qui doit sélectionner des matériaux résistants dans la durée à différents types de radiation souvent simultanés.

Le domaine fait l'objet d'une abondante littérature [La revue mensuelle « Radiation effects » s'y consacre] surtout concernant l'action des neutrons dans les réacteurs. Nous ne parlerons que des dommages ayant un impact sur les matériaux d'intérêt pour le vide en nous appuyant principalement sur les expériences du CERN décrites dans les « yellow reports » CERN 69-12, 70-5, 70-10, 75-4, 75-18, 79-04, 82-10, 84-02, 85-02, 89-12, 96-05 et 98-01

<http://cdsweb.cern.ch/collection/CERN%20Yellow%20Reports> et le cours USPAS très complet de J.D. Cossairt [COS04]. Le sujet est aussi traité de façon condensée dans [Handbook of Accelerator Physics & Engineering édité chez World Scientific p642] par H.Schönbacher avec une liste de références majeures et dans [SIC07].

9-1 Introduction

Nous avons donné des rudiments de Physique du Solide dans le chapitre IV. Les matériaux solides d'usage en vide sont :

- les matières organiques des types thermoplastiques ou thermodurcissables (polymères).
- Les isolants céramiques.
- Les corps vitreux.
- Les semi-conducteurs et les circuits électroniques.
- Les métaux.

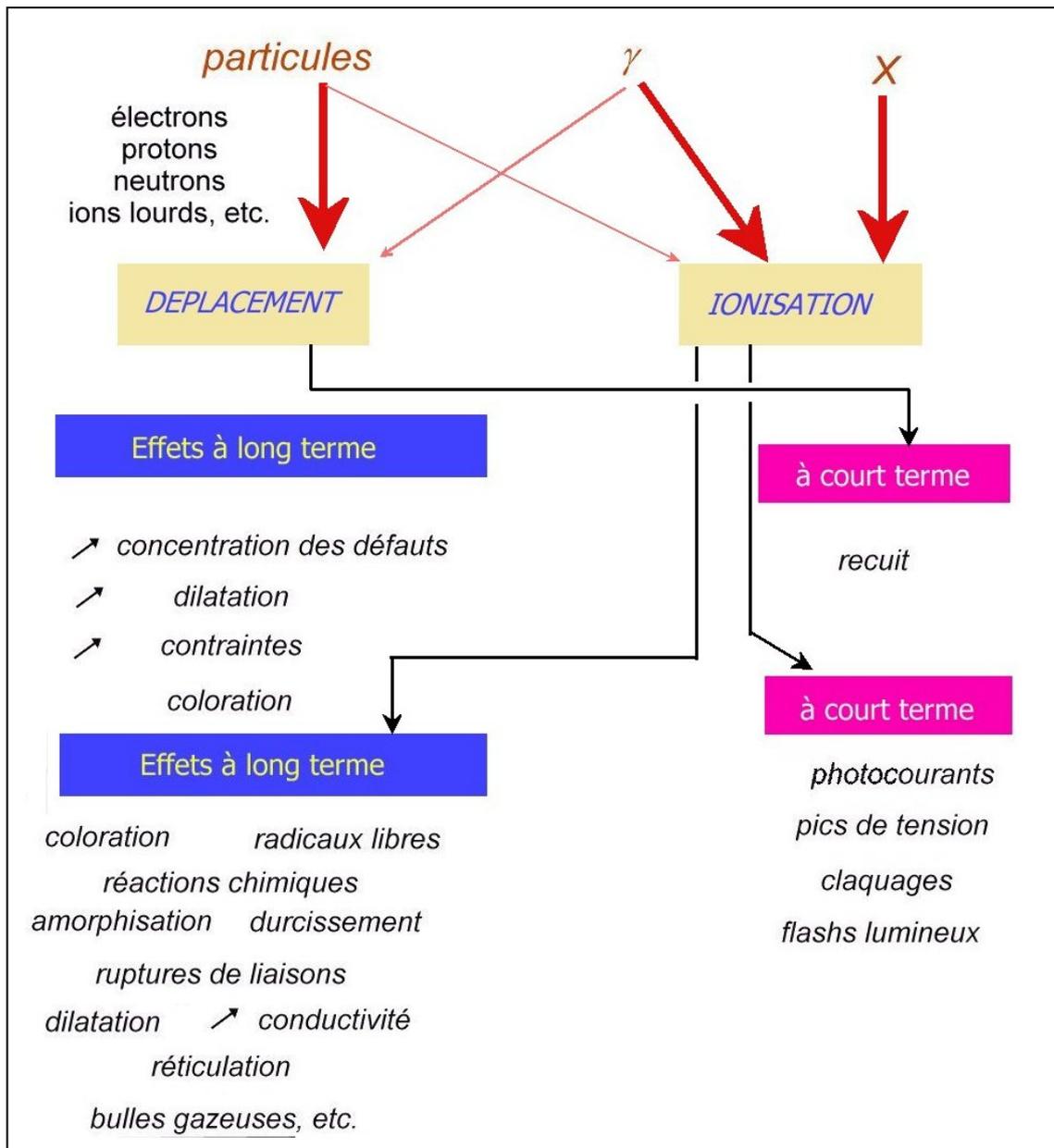
Ces matériaux se présentent sous forme cristalline ou amorphe. Les défauts introduits par une irradiation sont ponctuels. Ils sont créés dans des volumes de l'ordre du volume atomique, de sorte l'ordre ou le désordre à longue distance ne jouent aucun rôle sur la nature du défaut. Donc un défaut créé dans une phase cristalline peut s'accroître après amorphisation du matériau.

Il ne faut jamais perdre de vue que les effets dommageables des radiations sont liés à des collisions ou interactions binaires que nous avons décrites et quantifiées dans les chapitres précédents. Nous allons traiter ici de leurs effets cumulatifs.

9-2 Les effets de l'irradiation dans les matériaux

Le tableau suivant donne les principaux effets de l'irradiation [HOL93], hors l'échauffement qui est l'effet majeur à basse énergie et la radioactivité induite. Deux grands résultats: le déplacement d'atomes et/ou leur ionisation. Il ya des effets transitoires pendant l'irradiation et des effets à long terme. Ce sont ces derniers qui ont un impact sur le solide par rapport aux basses pressions qui l'entourent. Les gros dégâts sont occasionnés par les particules lourdes qui peuvent transférer beaucoup d'énergie aux atomes du matériau (Cf fin du §1-3). Il peut même y avoir cascade

d'effets : des éléments d'atomes du matériau peuvent, dans ce cas, créer des dégâts supplémentaires



Dans l'ionisation, l'atome ne change pas de place, seuls les électrons de son cortège sont libérés dans l'interaction. Il y a formation de paires électron-trou.

Ces charges, ainsi que les photocourants électroniques, peuvent s'accumuler et créer, par exemple, des claquages dans les isolateurs ou changer leur conductivité. Dans les semi-conducteurs, outre l'augmentation du bruit, il peut y avoir réduction ou destruction des porteurs de charge minoritaires avec des conséquences sur les performances des circuits électroniques. Des ions lourds de 100MeV÷1GeV génèrent chacun $5 \cdot 10^6$ électrons dans la gamme 10-20eV.

Explicitons quelques termes du tableau.

L'apparition de luminescence ou de coloration mérite une explication. Les défauts ponctuels peuvent être porteurs de charges, en particulier il y a des lacunes positives. Un couple lacune positive-électron est un pseudo-atome dont les états électroniques sont quantifiés. Les écarts de niveaux d'énergie correspondent à des transitions principalement dans le visible. La couleur et les effets lumineux viennent de ces transitions (centres colorés F). Cet effet de luminescence est à la base de nombreux détecteurs utilisés en Physique Nucléaire.

Les réactions physico-chimiques sont principalement des ruptures de liaisons moléculaires. Les polymères γ sont particulièrement sensibles. Par exemple, une lumière synchrotron à 187-295keV frappant les composés halogénés dans les matériaux libère ceux-ci qui sont transformés en acides avec l'eau. Les connecteurs de pompe et les câbles contenant du téflon sont endommagés par le fluor natif.

La réticulation (cross-linking) est l'établissement de liaisons chimiques entre les chaînes moléculaires des polymères. En grand nombre dans les plastiques thermodurcissables, cela peut créer une supermolécule 3D. Le procédé d'irradiation est couramment utilisé pour améliorer les propriétés mécaniques des matériaux.

L'amorphisation est une perte de cristallinité et transition vers un état désordonné qui conduit au gonflement.

La dilatation, le gonflement et le durcissement proviennent de l'accumulation d'interstitiels.

L'hydrogène est dissous dans les métaux sous forme atomique. Les molécules se reforment en bulles de préférence près des imperfections du réseau cristallin et ce d'autant plus rapidement que la température est élevée. L'irradiation est un facteur aggravant qui peut créer des bulles dont la pression interne dépasse le millier de bars ! Les contraintes locales deviennent alors très importantes et le métal se fragilise (embrittlement).

9-3 Les unités de dosimétrie

On se bornera aux unités d'intérêt pour l'action des rayonnements sur les matériaux sans aborder les aspects biologiques (voir http://cchst.ca/responsesst/phys_agents/ionizing.html). Appelons rayons soit des particules soit des photons.

La densité de flux est le nombre de rayons traversant une sphère de surface unitaire pendant l'unité de temps, en général exprimée en $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

La fluence est la densité de flux intégrée sur le temps.

L'exposition est la mesure de la capacité des X et γ à ioniser l'air. Le roentgen (R) est la quantité de ces photons capable de produire 1 C/cm³ d'air NTP.

La dose absorbée correspond à un dépôt d'énergie par les rayons de 1J/kg de matériau. Elle se mesure en grays (Gy) ou en rads (1Gy=100rads). Cette unité est la plus pratique pour comparer les matériaux entre eux.

Si E_p est l'énergie incidente complètement absorbée d'une particule ionisante et E_s l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-trou, on a respectivement le taux de création et la dose absorbée par unité de temps qui s'écrivent :

$$\dot{N}_p = \frac{E_p}{E_s} \quad \dot{D} = \frac{E_s}{\rho V} \dot{N}_p$$

ρ et V étant la masse volumique et le volume du matériau irradié. E_s vaut $\approx 30\text{eV}$ pour les gaz et 3.2eV pour le silicium par exemple. Par exemple, des neutrons de 1 MeV produisent, dans le cuivre, ≈ 1000 paires chacun. Cette relation est à la base de la dosimétrie.

Soumis à la même exposition, les différents matériaux absorbent plus ou moins d'énergie et il est très difficile d'en faire un calcul précis, néanmoins pour notre application, on peut considérer que le facteur de conversion $\text{Gy/R} \approx 1$.

On trouve dans [HOL93] des valeurs typiques de ces grandeurs (hors protection) pour quelques générateurs de rayons, qu'il est facile d'extrapoler.

Générateur X 40keV-20mA	10^4 Gy/h dans un spot de 1cm de rayon.
Bombe au Co en γ	10^3 Gy/h dans 1 dm^3 .
Linac e- 4MeV-20 μ A	$1 \cdot 10^6$ Gy/h @ un spot de 5cm de rayon.
Van de Graaff e- 500keV-10 μ A	$5 \cdot 10^6$ Gy/h @ un spot de 2.5cm de rayon.
Microsc.electr. 100keV-20 μ A	10^6 Gy/h @ un spot de 2cm de rayon.
Tube cathodique 30keV-0.1nA	10^5 Gy/h dans 10^{-6}cm^2 .
VdG protons 3MeV-2 μ A	$10^{13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ @ un spot de 1cm.
Réacteur U-6MW neutrons	$6 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Pour des neutrons faiblement ralentis, on peut estimer la dose absorbée grâce au tableau suivant :

Energie neutrons (MeV)	Dose absorbée 10^{-10} rad-cm ² /neutron							
	H	C	N	O	F	Si	S	Cl
0.1	60	0.53		0.24	1.24	0.02	0.15	0.02
0.5	150	2.0	1.0	1.8	1.5	0.38		0.13
1.0	205	3.0	1.9	5.4	1.6	1.18	0.50	0.34
2.0	280	4.0	3.0	2.2	3.0	1.5	1.0	1.0
3.0		4.0	4.5	2.5	3.5	1.7	1.5	1.5
4.0		8.7	6.2	5.0	3.3	1.2	2.0	1.7
5.0	388	7.1	6.0	3.4	4.6	2.8	2.3	2.0
6.0		7.2	7.5	6.0	5.4	3.0	2.8	2.5
7.0		6.5	8.5	6.4	6.0	3.0	2.8	2.8
8.0		17	12	5.4	6.8	3.2	3.0	2.8
9.0		12	10	7.0	3.7	3.7	3.2	3.0
10.0	460	15	12	8.0	8.0	4.5	3.5	3.0

Exercice : calculer la dose absorbée par un film de polyéthylène soumis à un rayonnement de neutrons d'1MeV à une fluence de 10^{18} neutrons/cm². cumulée en une semaine.

La formule du polyéthylène est $(C_2H_4)_n$. donc les proportions des 2 constituants sont 0.857 pour C et 0.143 pour H. La dose totale absorbée est de $(3 \times 0.143 + 205 \times 0.857) \times 10^{-10} \times 10^{18} = 3.2 \cdot 10^9 \text{ rad} = 3.2 \cdot 10^7 \text{ Gy}$. Il est mort !!

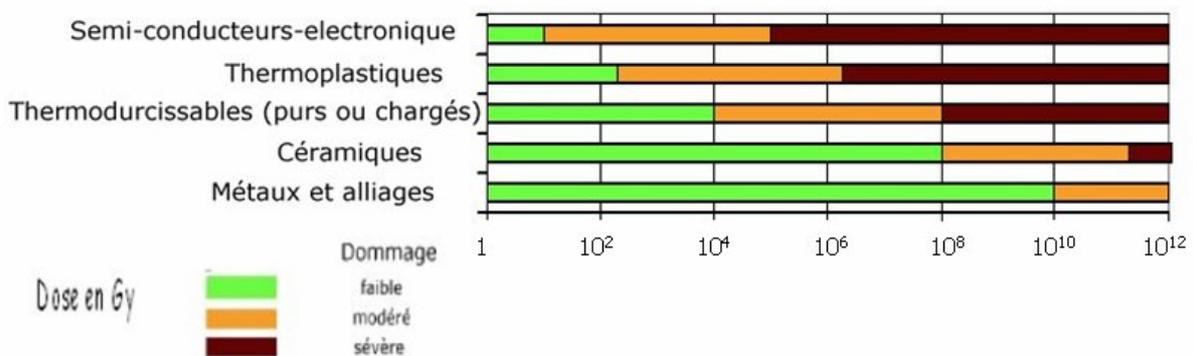
Si l'on calcule le nombre de d.p.a/semaine en prenant 1 barn de section efficace, on trouve 6, valeur énorme !

Autour des accélérateurs actuels, grâce aux blindages, les doses ne dépassent pas 10^6 Gy/an. Il n'empêche que les éléments de machine tels que blocs d'arrêt, septum, collimateurs et cibles génèrent des flux très importants localement qui peuvent créer des dommages irréversibles aux matériaux des enceintes et aux systèmes de pompage.

9-4 La réaction des différents matériaux

Les graphes donnés ci-après sont des remixages principalement de [HOL93 et du rapport CERN70-5].

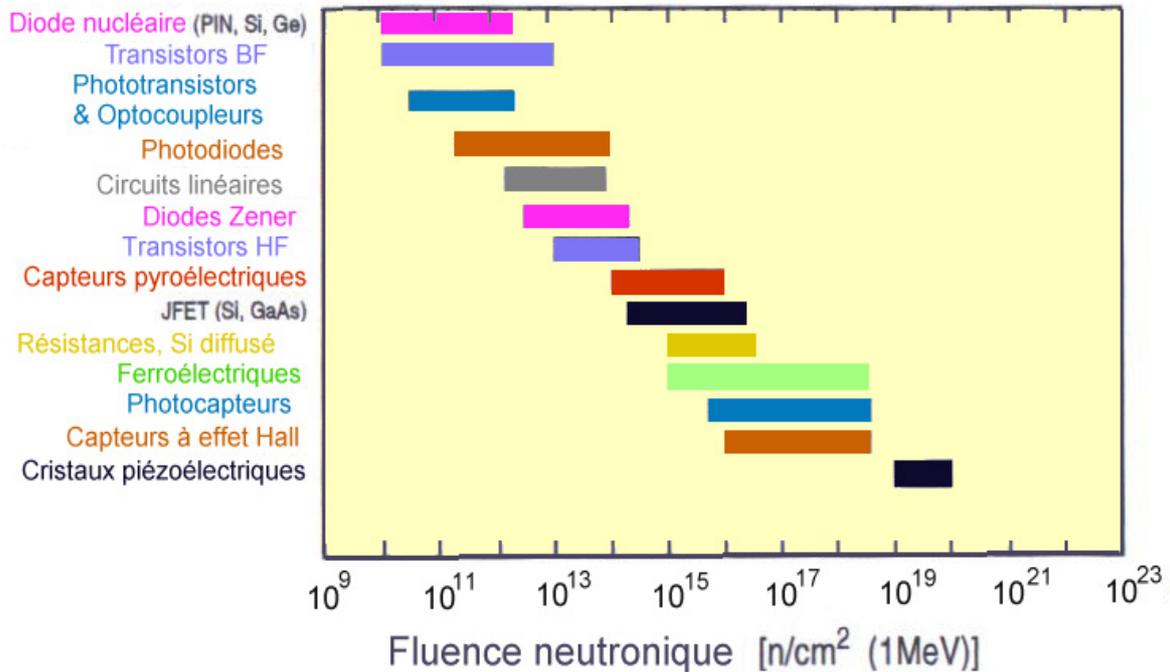
Commençons par des tableaux généraux avant d'aborder la structure fine. On voit sur le premier que les métaux sont les plus résistants et que les dispositifs électroniques sont les plus fragiles.



Sur le second est figurée la résistance à la fluence neutronique, même constat.

Les matières plastiques sont des polymères, c'est-à-dire de longues chaînes de molécules semblables liées entre elles. Ces chaînes peuvent se rompre (dissociation) ou s'agglutiner (réticulation), elles peuvent libérer des radicaux libres ou des gaz. Le processus est parfois accéléré sous vide (PTFE, PMMA) et retardé à basse température [CERN 96-05]. Il peut y avoir un effet de rémanence : après remise à l'air, les radicaux libres peuvent s'allier à l'oxygène pour lentement fragiliser le matériau.

Les tableaux ci-dessous montrent que les matériaux avancés (PI, PEI, PEEK, PPS, PAI) résistent le mieux, alors que le Mylar des superisolations, le Kel-F et le Téflon sont peu résistants. Mention spéciale pour le Viton (copolymère fluorocarboné) qui se dégrade brutalement à $3 \cdot 10^5$ Gy. La résistance à la traction, la dureté et le module



d'Young augmente avec la dose absorbée. Pendant l'irradiation, la conductivité augmente proportionnellement à l'intensité du flux jusqu'à un stade de saturation (on reste néanmoins dans les MΩ.cm).

A noter que les adhésifs phénoliques chargés (renforcés) sont recommandés.

Les céramiques sont surtout sensibles aux déplacements qui peuvent induire des gonflements et transformations en poudre, donc aux neutrons. La conductivité thermique est réduite mais l'électrique croît surtout durant l'irradiation. Ces effets interviennent au-delà de 10¹⁰ Gy. L'ionisation se traduit par la création de centres colorés.

Les matériaux vitreux sont plus encore sujets à la coloration au point de devenir opaques au-delà de 10⁸ Gy. En deçà, la réponse spectrale et la transmission sont affectées.

L'effet est gênant pour les fibres optiques, où la luminescence peut troubler la transmission des informations.

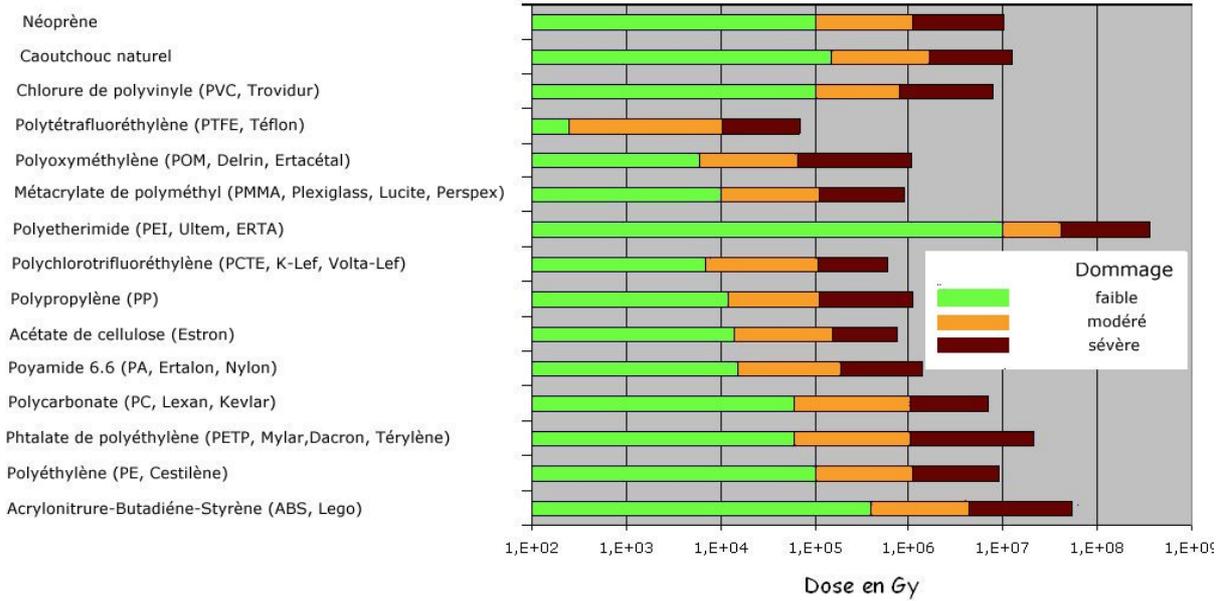
L'effet des radiations sur l'électronique est encore plus sévère et le technicien du vide doit veiller à placer ses appareillages loin des sources.

<http://rd49.web.cern.ch/RD49/RD49Docs/anelli/these.html>

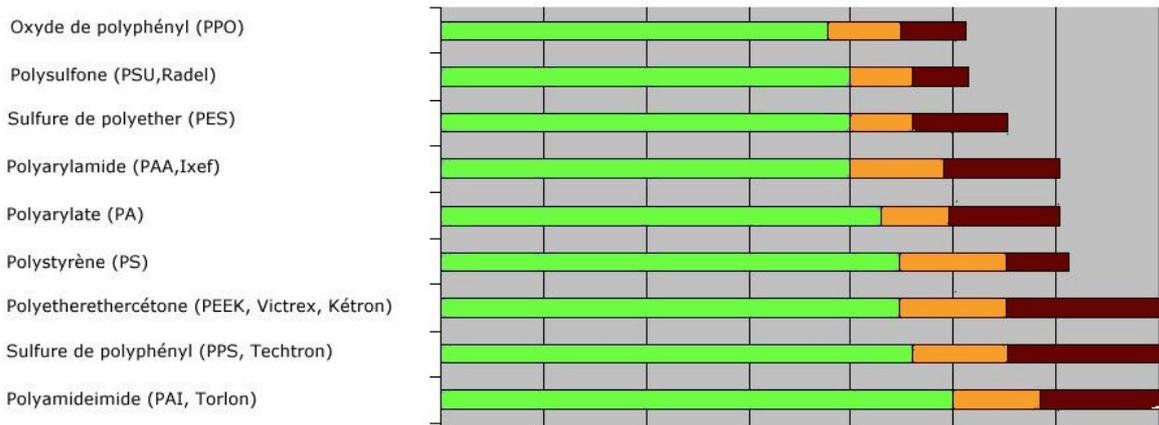
Les métaux sont très résistants et l'effet des déplacements n'intervient qu'avec des neutrons à très forte fluence (>10²¹/cm²). Nous avons décrit ci-dessus les effets.

Conclusion : jusqu'à ce jour, les effets des radiations perturbent la conception des systèmes à vide dans des cas très particuliers (principalement auprès des réacteurs). L'avènement des accélérateurs à très haute intensité et des machines à fusion (tokamaks et superlasers) nécessite une prise de conscience de ces effets.

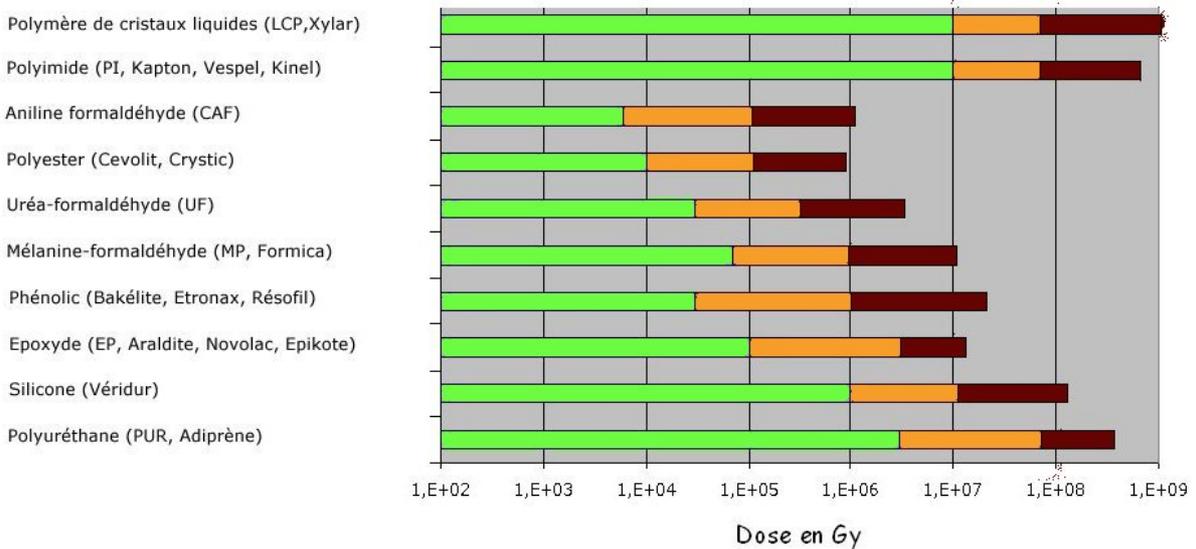
THERMOPLASTIQUES

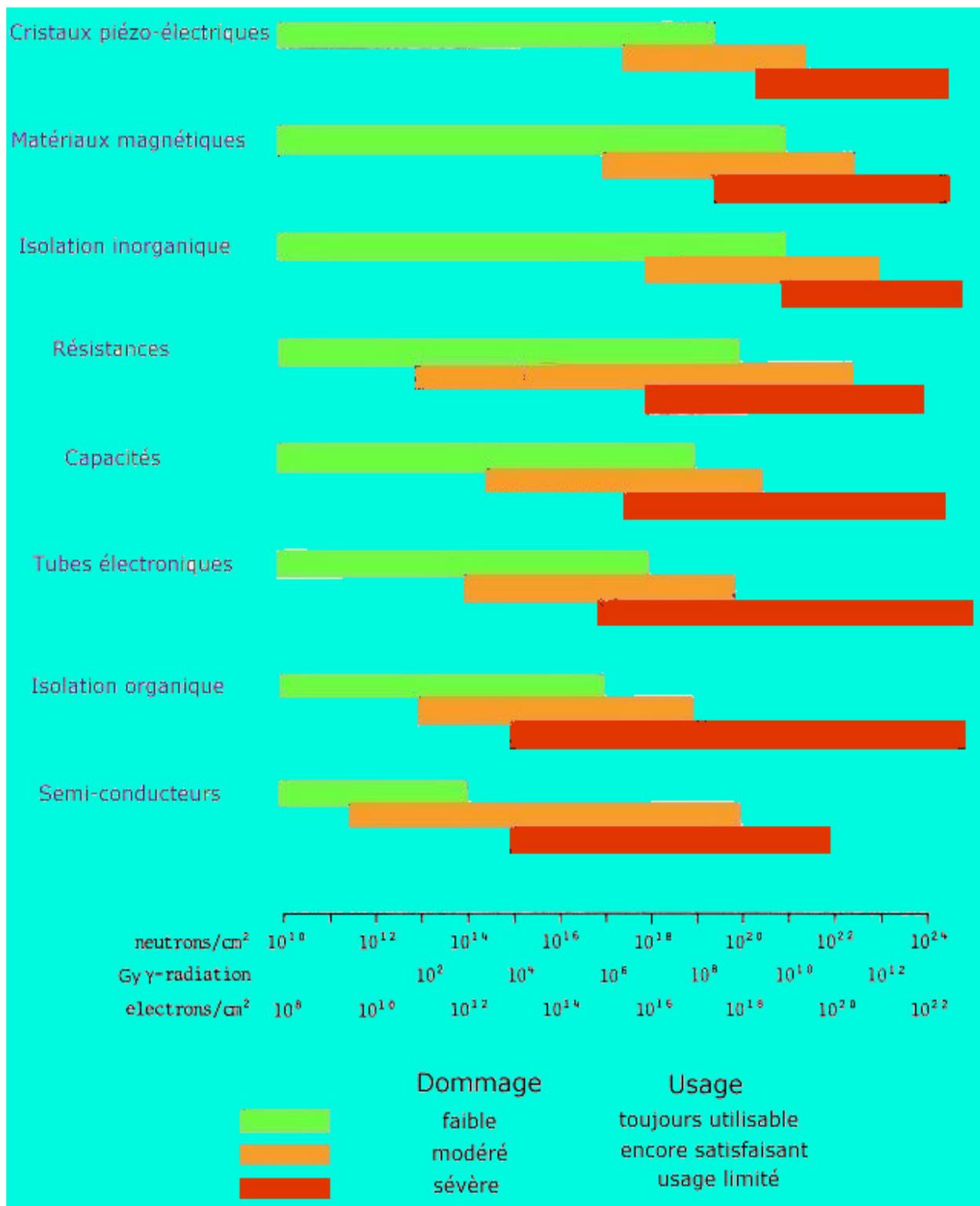


THERMOPLASTIQUES



THERMODURCISSABLES





1- On pourrait déduire de la figure 3-3-2 que des protons de 70MeV ont un parcours de 3 cm dans l'eau. En supposant que l'énergie d'un faisceau de 1nA et de diamètre 2mm est déposée uniformément le long de ce parcours, quelle est la dose absorbée par seconde par l'eau ?

Solution : la puissance déposée est de 70mW. Le Gray/s correspond à 1W/ kg. Le volume irradié est de $94.25 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3$ soit $94.25 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$. La dose est de 742 Gy/s.

2-Un coffret de jauge comprend des composants électroniques détruits à partir de $10^{12} \text{ n}^0/\text{cm}^2$. Il est placé sans protection à 1m d'un bloc d'arrêt en acier d'un faisceau d'électrons de 50MeV-20 μ A- $\Phi=2\text{mm}$ travaillant à 10% de cycle-utile. Quelle est sa durée de vie ? Quelle dose est absorbée par le bloc d'arrêt ?

Solution : la figure 6-4-4 montre qu'à 50MeV sont produits $0.6 \cdot 10^{12} \text{ n}^0/\text{kW}$. Si les neutrons sont produits de façon homogène et sans atténuation dans l'espace, à 1m la dose surfacique est de $0.19 \cdot 10^6 \text{ n}^0/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$. La durée de vie est donc de 2 mois. La figure 6-4-5 montre qu'à 50MeV, 45% de la puissance des électrons est transférée au rayonnement photonique. De la figure 3-3-2, on déduit que le range dans l'acier est de 1cm. 5.5W sont dissipés dans $0.242 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$, soit une dose de 22.7 kGy/s !!

3- En supposant que dans le bloc d'arrêt précédent, les photons produits aient une énergie de 50MeV (corroboré par la figure 6-4-5), quelle épaisseur de plomb faut-il pour abaisser le rayonnement d'un facteur 1000 (en négligeant l'atténuation due à l'acier) ?

Solution : la longueur d'atténuation dans le plomb est de $10\text{g}/\text{cm}^2$ pour des photons de 50MeV (figure 7-5-1), le coefficient d'absorption linéique μ_l est donc de 1.14cm^{-1} . Il faut 6cm de plomb.

4- Le béton absorbe 5 fois moins que le plomb mais est beaucoup moins coûteux. On souhaite blinder le bloc d'arrêt par un bunker de béton derrière lequel le rayonnement résiduel est équiréparti dans l'espace. La dose annuelle admissible pour l'homme est de 20mGy/an. Un opérateur exposé 1000h/an à 50m du bloc, de surface sensible 1m^2 et de masse 75kg absorbe complètement le rayonnement résiduel derrière ce blindage. Quelle est l'épaisseur du bunker nécessaire pour respecter la norme ?

Solution : on déduit que le μ_l du béton est de 0.23cm^{-1} et que l'homme ne capte par sa surface que $1.3 \cdot 10^{-4}$ du rayonnement résiduel. Sans blindage l'opérateur recevrait 2106J soit 28.08Gy. Il faut atténuer d'un facteur 1404 soit avec 31.5cm de béton.

Références

- ANG72** N. Angert. ICOMCHISAAS Trans. on Nucl. Sc. NS19-2 (1972) 263.
- ARI91** J. Arianer. *Perfectionnement en technique du vide*. Cours CNRS (1991).
- ARI97** J. Arianer. *Le vide* 53-286 (1997) 481.
- ARI99** J. Arianer. *Une sélection d'applications des lasers*. Cours CNRS (1999)
http://ipnweb.in2p3.fr/~divac/thesestages/Lasers_JArianer.pdf
- ARI02** J. Arianer. *Faisceau&Vide, un mélodrame à trois*. Rapport IPNO-02-07 (2002).
<http://hal.in2p3.fr/docs/00/01/59/77/PDF/democrite-00012369.pdf>
- ARI06** J. Arianer. *Technique du Vide*. Cours Univ Paris VI&XI
<http://cel.archives-ouvertes.fr/docs/00/09/29/56/PDF/cel-30.pdf>
- BAK62** R. Bakish. *Introduction to electron beam technology*. John Wiley & sons. New-York (1962).
- BAL96** V.V. Balashov. *Interaction of particles and radiation with Matter*. Springer Verlag. Berlin (1996).
- BAR50** C.F. Barnett. *Vade-Mecum of the American Physical Society*. American Institute of Physics (1981).
- BER84** J. Bernard, A. Michel, J. Philibert, J. Talbot. *Métallurgie générale*. Masson. Paris (1984).
- BER04** L.R. Bertolini. *US Accelerator School*.
<http://uspas.fnal.gov/materials/uspas2004all.pdf>
- BER94** G.Béranger, G. Henry, G. Sanz. *Le livre de l'acier*. Tec. Doc. Lavoisier. Paris (1994).
- BOR90** V. Bortolani, N.H. March, M.P. Tosi. *Interactions of atoms and molecules with solid surfaces*. Plenum Press. (1990).
- BOS92** J. Bossler. *Beam instrumentation*. Rapport CERN-PE-ED001-92 (1992).
- BOU90** C. Bourgeois. *Techniques de l'ingénieur AF3530*.
- BUE48** W.W. Buechner, R.J. Van de Graaf, E.A. Burriel, A. Sperduto. *Phys. Rev.* 74-10 (1948) 1348.
- CAR69** G. Carter, J.S. Colligon. *Ion bombardment of solids*. Heinemann Educational Books. Londres (1969).

- CHE90** P. Chevallier. *Techniques de l'ingénieur A214*.
- CHI06** P. Chiggiato. *Thermal outgassing*. CAS CERN 2006
<http://cas.web.cern.ch/cas/>.
- COC79** C.L. Cocke. *Phys. Rev.* A20-3 (1979) 749.
- COR98** A. Cornet, J.P. Deville. *Physique et ingénierie des surfaces*. EDP Sciences. Paris (1998).
- COS04** J.D. Cossairt. Rapport Fermilab TM-1834 (2004).
http://www-esh.fnal.gov/TM1834_PDF_Files/TM_1834_Revision_9.pdf
- DEL94** J.L. Delcroix, A.Bers. *Physique des plasmas*. Savoirs actuels-CNRS éditions-EDP Sciences. Paris (1994).
- DUS66** S. Dushman, J.M. Lafferty. *Scientific foundations of vacuum technique*. John Wiley & sons. New-York (1966).
- FAN63** U.Fano et L.C. Northcliffe. *Annual Review of Nucl. Sc.* 13(1963)1&67
- FOR87** A.T. Forrester. *Large ion beams*. John Wiley & sons. New-York (1987).
- FRA92** B. Franzke. Rapport CERN 92-01 (1992).
- GAR68** J.D. Garcia, E. Guerguoy, J.E. Welker. *Phys. Rev.* 165-1 (1968) 66.
- GRI001** V. Grill, J. Shen, C. Evans, R. Graham Cooks. *Rev. Scient. Inst.* 72-8 (2001) 3149.
- GRO83** O. Gröbner et al. *Vacuum* 33-7 (1983) 397.
- GRO99** O. Gröbner. Dynamic outgassing. Rapport CAS CERN 99-05 (1999)
<http://cas.web.cern.ch/cas/>.
- HAN58** *Handbuch der Physik* 34 (1958) Springer Verlag. Berlin.
- HAS64** J.B. Hasted. *Physics of atomic collisions*. Butterworths. Londres (1964).
- HIL02** N. Hilleret. *Comportement des systèmes UV des grands instruments*. Stage CNRS UV3.Gif/Yvette (2002).
- HIL06** N. Hilleret. *Non-thermal outgassing*. CAS CERN 2006
<http://cas.web.cern.ch/cas/>.
- HOF98** A. Hofmann. Rapport CAS CERN 98-04 (1998).

HOL93 A. Holmes-Siedle et L.Adams. *Handbook of radiation effects*. Oxford Sc. Publ. (1993).

HUB82 J.H. Hubbel. *Int. Journal Rad. and Isotopes* 33 (1982) 1269.

ISR91 J. Israelachvili. *Intermolecular and surface forces*. Academic Press. Londres (1991).

LAF97 J.M. Lafferty. *Foundations of Vacuum Science and Technology*. John Wiley & sons. New-York (1997).

LIN63 J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schiott. *Mat.-Fys. Med.* 33 (1963) 14.

LOP67 J. Leite Lopes. *Fondements de la physique atomique*. Herman. Paris (1967).

LOT68 W. Lotz. *Zeitschrift für Physik* 216 (1968) 241.

MAN06 L.K. Mansur. *Materials issues in high power accelerators. Nucl.Inst.&Meth.A* 562 (2006) 666.

MAR69 P. Marnier et E.Sheldon. *Physics of nuclei and particles*. Academic Press. Londres (1969).

MAS74 H.S.W. Massey, H.B. Gilbody, E.H.S. Burhop. *Electronic and ionic impact phenomena*. Clarendon Press. Oxford (1974).

MAT94 A.G. Mathewson. Rapport CAS CERN 94-01 (1994).

MAZ06 F.Mazzolini. *Use of NEG and coatings*. CAS CERN 2006
<http://cas.web.cern.ch/cas/>.

MCD64 E. W. McDaniel. *Collision phenomena in ionized gases*. John Wiley & sons. New-Yor k (1964).

MOO93 E. Mooser. *Introduction à la physique du solide*. Presses polytechniques et universitaires romandes. Lausanne (1993).

NSS64 *Studies in penetration of charged particles in matter*. Nucl. Sc. Series. Report 39. National Academy of Sciences. Washington (1964).

OGU72 G.N. Ogurtsov. *Rev. Mod. Phys.* 44-1 (1972) 1.

PAP94 *Particle properties*. *Phys. Rev.* D50 (1994).

RED68 P.A. Redhead, J.P. Hobson, E.V. Kornelsen. *The physical basis of ultrahigh vacuum*. Chapman & Hall. Londres (1968).

REI94 M. Reiser. *Theory and design of charged particle beams*. John Wiley & sons. New-York (1994).

REI99 R.J. Reid. *Cleaning for Vacuum services*. Rapport CAS CERN 99-05 (1999) <http://cas.web.cern.ch/cas/>.

RIE72 F.Rieke et W.Prepejchal. *Phys.Rev.A* 6-4(1972)1507.

ROH94 J.W. Rohlif. *Modern Physics*. John Wiley & sons. New-York (1994).

ROU65 J. Roussel, J.J. Thibault, A. Nanoboff. *Le Vide* 118 (1965) 249.

RUD85 M.E. Rudd, Y.K. Kim, D.H. Madison, J.W. Gallagher. *Rev. Mod. Phys.* 57-4 (1985) 965.

SIC07 K. Sickafus & al.. *Radiation effects in solids*. NATO Sc. Series vol 235. Springer(2007).

SIG69 P. Sigmund. *Phys. Rev.* 184-2 (1969) 383.

SIG81 P. Sigmund, C. Claussen. *J. Appl. Phys.* 52-2 (1981) 990.

STE56 S.T. Stephenson. *The continuous X-ray spectrum*. Handbuch der Physik XXX. Springer Verlag. Berlin (1956).

STE57 E.J. Sternglass. *Phys. Rev.* 108-1 (1957) 1.

TSA74 Y.S. Tsai. *Rev. Mod. Phys.* 46 (1974) 815.

WAL82 A.J. Walton. *Three phases of matter*. Clarendon Press. Oxford (1982).

WEI56 G.L. Weissler. *Handbuch der Physik* 21 (1956) Springer Verlag. Berlin.

WIL66 C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard. *Table de parcours et de pouvoirs d'arrêt des éléments chimiques pour des particules chargées de 0.05MeV à 500MeV*. Rapport CEA R3042 (1966).

WIL73 R.G. Wilson, G.R. Brewer. *Ion beams*. John Wiley & sons. New-York (1973).

WIN96 H. Winter. *Rev. Sc. Inst.* 67-4 (1996) 1674.

ZHA99 H. Zhang. *Ion Sources*. Science Press Springer. Berlin (1999).

ZIE80 J.F. Ziegler. *Stopping powers and ranges of ions in matter*. Pergamon Press. New-York (1980).

Tableau des constantes et conversions

Quantity	Symbol	Value	Unit
UNIVERSAL			
speed of light in vacuum	c, c_0	299 792 458	m s ⁻¹
magnetic constant	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ $= 12.566\,370\,614 \dots \times 10^{-7}$	N A ⁻² N A ⁻²
electric constant $1/\mu_0 c^2$	ϵ_0	$8.854\,187\,817 \dots \times 10^{-12}$	F m ⁻¹
characteristic impedance of vacuum $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = \mu_0 c$	Z_0	376.730 313 461 ...	Ω
Newtonian constant of gravitation	G	$6.673(10) \times 10^{-11}$	m ³ kg ⁻¹ s ⁻²
	$G/\hbar c$	$6.707(10) \times 10^{-39}$	(GeV/c ²)
Planck constant	h	$6.626\,068\,76(52) \times 10^{-34}$	J s
in eV s		$4.135\,667\,27(16) \times 10^{-15}$	eV s
$h/2\pi$	\hbar	$1.054\,571\,596(82) \times 10^{-34}$	J s
in eV s		$6.582\,118\,89(26) \times 10^{-16}$	eV s
ELECTROMAGNETIC			
elementary charge	e	$1.602\,176\,462(63) \times 10^{-19}$	C
	e/h	$2.417\,989\,491(95) \times 10^{14}$	A J ⁻¹
Bohr magneton $e\hbar/2m_e$	μ_B	$927.400\,899(37) \times 10^{-26}$	J T ⁻¹
in eV T ⁻¹		$5.788\,381\,749(43) \times 10^{-5}$	eV T ⁻¹
	μ_B/h	$13.996\,246\,24(56) \times 10^9$	Hz T ⁻¹
	μ_B/hc	46.686 4521(19)	m ⁻¹ T ⁻¹
	μ_R/k	0.671 7131(12)	K T ⁻¹
ATOMIC AND NUCLEAR			
General			
fine-structure constant $e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$	α	$7.297\,352\,533(27) \times 10^{-3}$	
inverse fine-structure constant	α^{-1}	137.035 999 76(50)	
Rydberg constant $\alpha^2 m_e c/2h$	R_∞	10 973 731.568 549(83)	m ⁻¹
	$R_\infty c$	$3.289\,841\,960\,368(25) \times 10^{15}$	Hz
	$R_\infty \hbar c$	$2.179\,871\,90(17) \times 10^{-18}$	J
$R_\infty \hbar c$ in eV		13.605 691 72(53)	eV
Bohr radius $\alpha/4\pi R_\infty = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_e e^2$	a_0	$0.529\,177\,2083(19) \times 10^{-10}$	m
Electron, e⁻			
electron mass	m_e	$9.109\,381\,88(72) \times 10^{-31}$	kg
in u, $m_e = A_r(e)$ u (electron rel. atomic mass times u)		$5.485\,799\,110(12) \times 10^{-4}$	u
energy equivalent	$m_e c^2$	$8.187\,104\,14(64) \times 10^{-14}$	J
in MeV		0.510 998 902(21)	MeV
electron-proton mass ratio	m_e/m_p	$5.446\,170\,232(12) \times 10^{-4}$	
electron charge to mass quotient	$-e/m_e$	$-1.758\,820\,174(71) \times 10^{11}$	C kg ⁻¹
electron molar mass $N_A m_e$	$M(e), M_e$	$5.485\,799\,110(12) \times 10^{-7}$	kg mol ⁻¹
classical electron radius $\alpha^2 a_0$	r_e	$2.817\,940\,285(31) \times 10^{-15}$	m
Proton, p			
proton mass	m_p	$1.672\,621\,58(13) \times 10^{-27}$	kg
in u, $m_p = A_r(p)$ u (proton rel. atomic mass times u)		1.007 276 466 88(13)	u
energy equivalent	$m_p c^2$	$1.503\,277\,31(12) \times 10^{-10}$	J
in MeV		938.271 998(38)	MeV

Avogadro constant
 atomic mass constant
 $m_u = \frac{1}{12} m(^{12}\text{C}) = 1 \text{ u} = 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}/N_A$
 energy equivalent
 in MeV
 Faraday constant⁸ $N_A e$
 molar Planck constant

 molar gas constant
 Boltzmann constant R/N_A
 in eV K⁻¹

 molar volume of ideal gas RT/p
 $T = 273.15 \text{ K}, p = 101.325 \text{ kPa}$
 Loschmidt constant N_A/V_m
 $T = 273.15 \text{ K}, p = 100 \text{ kPa}$
 Stefan-Boltzmann constant $(\pi^2/60)k^4/\hbar^3 c^2$

PHYSICOCHEMICAL

N_A, L	$6.022\ 141\ 99(47) \times 10^{23}$	mol ⁻¹
m_u	$1.660\ 538\ 73(13) \times 10^{-27}$	kg
$m_u c^2$	$1.492\ 417\ 78(12) \times 10^{-10}$	J
	931.494 013(37)	MeV
F	96 485.3415(39)	C mol ⁻¹
$N_A h$	$3.990\ 312\ 689(30) \times 10^{-10}$	J s mol ⁻¹
$N_A h c$	0.119 626 564 92(91)	J m mol ⁻¹
R	8.314 472(15)	J mol ⁻¹ K ⁻¹
k	$1.380\ 6503(24) \times 10^{-23}$	J K ⁻¹
	$8.617\ 342(15) \times 10^{-5}$	eV K ⁻¹
k/h	$2.083\ 6644(36) \times 10^{10}$	Hz K ⁻¹
k/hc	69.503 56(12)	m ⁻¹ K ⁻¹
V_m	$22.413\ 996(39) \times 10^{-3}$	m ³ mol ⁻¹
n_0	$2.686\ 7775(47) \times 10^{25}$	m ⁻³
V_m	$22.710\ 981(40) \times 10^{-3}$	m ³ mol ⁻¹
σ	$5.670\ 400(40) \times 10^{-8}$	W m ⁻² K ⁻⁴

	J	kg	m ⁻¹	Hz
1 J	(1 J) = 1 J	(1 J)/c ² = 1.112 650 056 × 10 ⁻¹⁷ kg	(1 J)/hc = 5.034 117 62(39) × 10 ²⁴ m ⁻¹	(1 J)/h = 1.509 190 50(12) × 10 ³³ Hz
1 kg	(1 kg)c ² = 8.987 551 787 × 10 ¹⁶ J	(1 kg) = 1 kg	(1 kg)c/h = 4.524 439 29(35) × 10 ⁴¹ m ⁻¹	(1 kg)c ² /h = 1.356 392 77(11) × 10 ⁵⁰ Hz
1 m ⁻¹	(1 m ⁻¹)hc = 1.986 445 44(16) × 10 ⁻²⁵ J	(1 m ⁻¹)h/c = 2.210 218 63(17) × 10 ⁻⁴² kg	(1 m ⁻¹) = 1 m ⁻¹	(1 m ⁻¹)c = 299 792 458 Hz
1 Hz	(1 Hz)h = 6.626 068 76(52) × 10 ⁻³⁴ J	(1 Hz)h/c ² = 7.372 495 78(58) × 10 ⁻⁵¹ kg	(1 Hz)/c = 3.335 640 952 × 10 ⁻⁹ m ⁻¹	(1 Hz) = 1 Hz
1 K	(1 K)k = 1.380 6503(24) × 10 ⁻²³ J	(1 K)k/c ² = 1.536 1807(27) × 10 ⁻⁴⁰ kg	(1 K)k/hc = 69.503 56(12) m ⁻¹	(1 K)k/h = 2.083 6644(36) × 10 ¹⁰ Hz
1 eV	(1 eV) = 1.602 176 462(63) × 10 ⁻¹⁹ J	(1 eV)/c ² = 1.782 661 731(70) × 10 ⁻³⁶ kg	(1 eV)/hc = 8.065 544 77(32) × 10 ⁵ m ⁻¹	(1 eV)/h = 2.417 989 491(95) × 10 ¹⁴ Hz
1 u	(1 u)c ² = 1.492 417 78(12) × 10 ⁻¹⁰ J	(1 u) = 1.660 538 73(13) × 10 ⁻²⁷ kg	(1 u)c/h = 7.513 006 658(57) × 10 ¹⁴ m ⁻¹	(1 u)c ² /h = 2.252 342 733(17) × 10 ²³ Hz
1 E _h	(1 E _h) = 4.359 743 81(34) × 10 ⁻¹⁸ J	(1 E _h)/c ² = 4.850 869 19(38) × 10 ⁻³⁵ kg	(1 E _h)/hc = 2.194 746 313 710(17) × 10 ⁷ m ⁻¹	(1 E _h)/h = 6.579 683 920 735(50) × 10 ¹⁵ Hz
	K	eV	u	E _h
1 J	(1 J)/k = 7.242 964(13) × 10 ²² K	(1 J) = 6.241 509 74(24) × 10 ¹⁸ eV	(1 J)/c ² = 6.700 536 62(53) × 10 ⁹ u	(1 J) = 2.293 712 76(18) × 10 ¹⁷ E _h
1 kg	(1 kg)c ² /k = 6.509 651(11) × 10 ³⁹ K	(1 kg)c ² = 5.609 589 21(22) × 10 ³⁵ eV	(1 kg) = 6.022 141 99(47) × 10 ²⁶ u	(1 kg)c ² = 2.061 486 22(16) × 10 ³⁴ E _h
1 m ⁻¹	(1 m ⁻¹)hc/k = 1.438 7752(25) × 10 ⁻² K	(1 m ⁻¹)hc = 1.239 841 857(49) × 10 ⁻⁶ eV	(1 m ⁻¹)h/c = 1.331 025 042(10) × 10 ⁻¹⁵ u	(1 m ⁻¹)hc = 4.556 335 252 750(35) × 10 ⁻⁸ E _h
1 Hz	(1 Hz)h/k = 4.799 2374(84) × 10 ⁻¹¹ K	(1 Hz)h = 4.135 667 27(16) × 10 ⁻¹⁵ eV	(1 Hz)h/c ² = 4.439 821 637(34) × 10 ⁻²⁴ u	(1 Hz)h = 1.519 829 846 003(12) × 10 ⁻¹⁶ E _h
1 K	(1 K) = 1 K	(1 K)k = 8.617 342(15) × 10 ⁻⁵ eV	(1 K)k/c ² = 9.251 098(16) × 10 ⁻¹⁴ u	(1 K)k = 3.166 8153(55) × 10 ⁻⁶ E _h
1 eV	(1 eV)/k = 1.160 4506(20) × 10 ⁴ K	(1 eV) = 1 eV	(1 eV)/c ² = 1.073 544 206(43) × 10 ⁻⁹ u	(1 eV) = 3.674 932 60(14) × 10 ⁻² E _h
1 u	(1 u)c ² /k = 1.080 9528(19) × 10 ¹³ K	(1 u)c ² = 931.494 013(37) × 10 ⁶ eV	(1 u) = 1 u	(1 u)c ² = 3.423 177 709(26) × 10 ⁷ E _h
1 E _h	(1 E _h)/k = 3.157 7465(55) × 10 ⁵ K	(1 E _h) = 27.211 3834(11) eV	(1 E _h)/c ² = 2.921 262 304(22) × 10 ⁻⁸ u	(1 E _h) = 1 E _h