HAL open science

Technique du Vide

Joel Arianer

To cite this version:

Joel Arianer. Technique du Vide. DEA. 2006. cel-00092956

HAL Id: cel-00092956

https://cel.hal.science/cel-00092956

Submitted on 12 Sep 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

TECHNIQUE DU VIDE

J.Arianer 01/04-0169157484-

arianer@ipno.in2p3.fr

GLOSSAIRE.

Vitesse de la lumière	c	$2.99792458\ 10^{8}$ m.s^{-1}	
Charge élémentaire	e	$1.602176462\ 10^{-19}$ C	
Constante de Planck	h	$6.62606876\ 10^{-34}$ J.s	$\hbar=h/2\pi$
Masse de l'électron au repos	m_e	$9.10938188\ 10^{-31}$ kg	
Equivalent en énergie		510.998902 keV	
Permittivité du vide	ε_0	$8.854187817\ 10^{-12}$ F.m-1	
Constante de structure fine	$\alpha=e^2/2\ \varepsilon_0 hc$		
		$7.297352533\ 10^{-3}$	$\approx 1/137$
Rayon de Bohr	$a_0=4\pi\ \varepsilon_0\hbar^2/m_e e^2$		
		$0.5291772083\ 10^{-10}$ m ou Å	
Rayon classique	$r_c=e^2/4\pi\ \varepsilon_0 mc^2$		
pour l'électron		$2.817940285\ 10^{-15}$ m	
Masse du proton	m_p	$1.67262158\ 10^{-27}$ kg	
Equivalent en énergie		938.271998 MeV	
Nombre d'Avogadro	N_A	$6.02214199\ 10^{23}$ mol^{-1}	
Constante des gaz parfaits	R	8.314472 J.mol^{-1}.K^{-1}	
Const. de Boltzmann R/NA	k	$1.3806503\ 10^{-23}$ J.K^{-1}	
		$8.617342\ 10^{-5}$ eV.K^{-1}	
Const. de Stephan-Boltzmann	$\sigma=(\pi^2/60)k^4/\hbar^3c^2$		
		$5.670400\ 10^{-8}$ W.m^{-2}.K^{-4}	

Introduction.

Qu'est-ce que le vide pour le scientifique? 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 pression plus basse que la pression atmosphérique.
D'abord qu'est ce que la pression ? c'est la réponse à cette question qui va permettre de pouvoir la diminuer, obsession du Technicien du Vide. C'est le quotient d'une force par la surface sur laquelle elle s'exerce. Cette définition de la pression nous permet de comprendre que les corps peuvent exercer des pressions sur le milieu environnant par l'intermédiaire de leurs poids qui sont des forces. Elle ne permet pas immédiatement de comprendre pourquoi, par exemple, la pression d'un gaz s'accroît avec la température. Nous savons que les atomes et molécules peuvent, sans modifier leur géométrie et leur masse, s'agréger pour former des états condensés (solide ou liquide) ou rester indépendants (gaz). Ce dernier état est celui qui intéresse le plus le technicien du Vide. Nous allons en donner une description microscopique qui va permettre de comprendre (presque) tous les phénomènes physiques intervenant dans une enceinte à basse pression.

1-La pression macroscopique.

L'unité de pression dans le système SI est le N/m^2 dénommé Pascal (Pa). Cette unité est trop petite par rapport à notre référence qu'est la pression atmosphérique et les techniciens du vide utilisent d'autres unités plus pratiques comme le mbar, unité légale puisque multiple du Pa (l'usage consacre indifféremment mbar ou hPa).
Le tableau suivant donne les correspondances entre ces différentes unités.

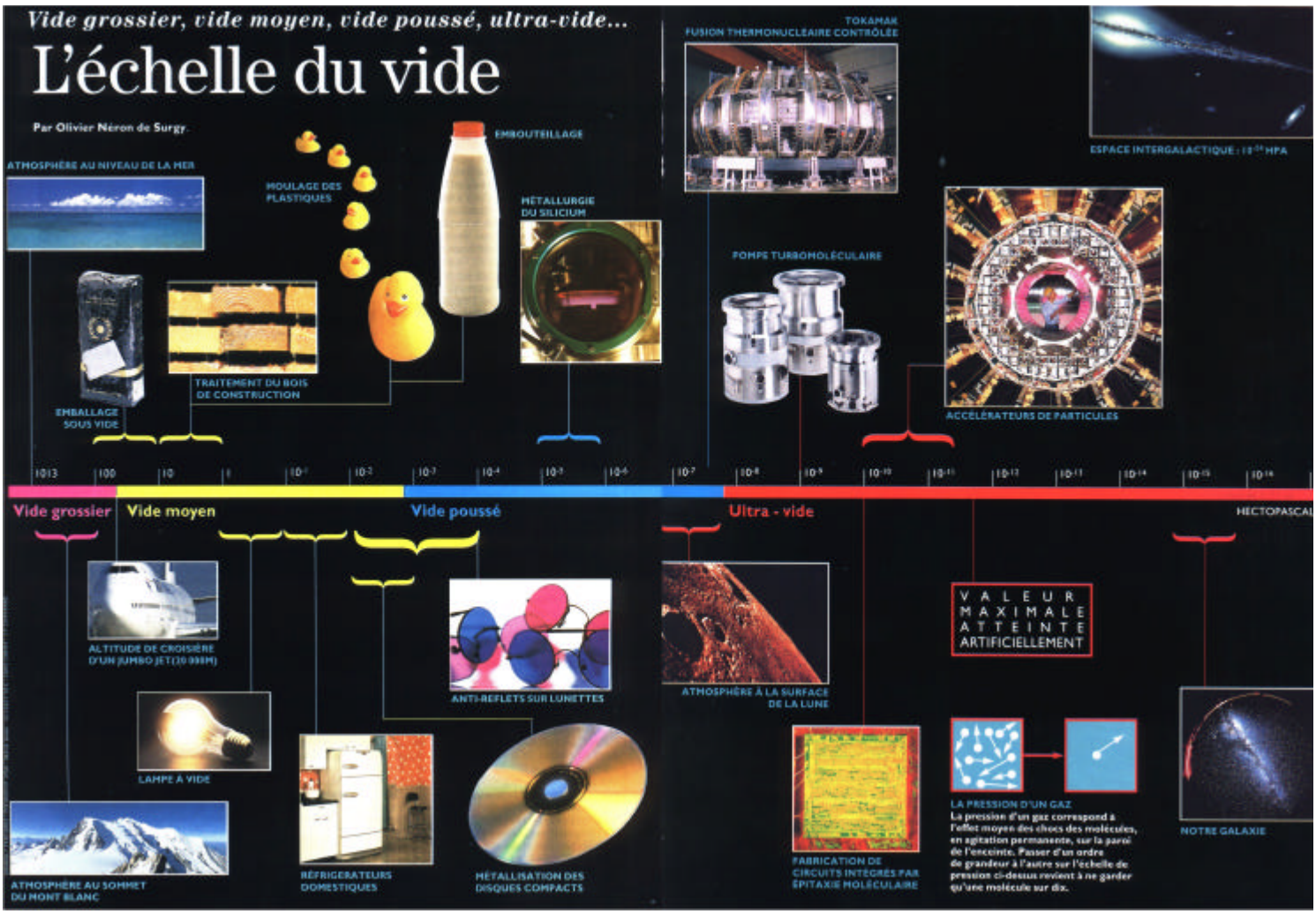
	Pa N/m^2	bar	mbar	Torr mm Hg	atm	psi $lbf/inch^2$
Pa	1	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$7.5 \cdot 10^{-3}$	$9.87 \cdot 10^{-6}$	$1.45 \cdot 10^{-4}$
bar	$1 \cdot 10^{5}$	1	$1 \cdot 10^{3}$	750	0.987	14.5
mbar	100	$1 \cdot 10^{-3}$	1	0.75	$9.87 \cdot 10^{-4}$	$1.45 \cdot 10^{-2}$
Torr	$1.33 \cdot 10^{2}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$	1.33	1	$1.32 \cdot 10^{-3}$	$1.93 \cdot 10^{-2}$
atm	$1.01 \cdot 10^{5}$	1.013	1013	760	1	14.7
psi	$6.89 \cdot 10^{3}$	$6.89 \cdot 10^{-2}$	68.9	51.71	$6.8 \cdot 10^{-2}$	1

PFEIFFER VACUUM

Dans l'Univers qui nous entoure, la gamme des pressions varie sur plus de 35 décades. Pour les pressions d'intérêt dans la Technique du Vide, la nature offre une palette représentée par le tableau ci-dessous :

Altitude	(km)	Pression (hPa)
Au niveau de la mer	0	1013
Au sommet du Mont-Blanc	4,8	560
Au sommet du mont Everest	8,8	320
A l'altitude de croisière des avions	15	120
A l'altitude des satellites géostationnaires	35 800	2×10^{-8}
Au voisinage du sol lunaire	384 000	5×10^{-7}
A l'altitude de la lune	384 000	5×10^{-9}
Dans notre galaxie	(estimation)	10^{-18} à 10^{-17}
Dans l'espace intergalactique	(estimation)	10^{-22} à 10^{-24}

On retient l'image que dans l'espace intergalactique, on rencontre une particule dans un cube de 50km de coté, alors que dans une enceinte ultravide comme un poste de télévision, il y a dix millions d'atomes par cm^3.
La figure ci-dessous montre que le domaine des basses pressions est subdivisé en 4 régions dont on expliquera plus loin l'origine. Le Vide a de nombreuses applications dans tous les domaines comme on peut le voir.



Terminons en donnant la composition de l'atmosphère « moyenne », comprenant 1.15% d'humidité (RH). Notons que la majorité des nombres de masse est < à 40.

	% en volume	Pression partielle en mbar
N_2	78,1	792
O_2	20,93	212
Ar	0,93	9,47
CO_2	0,03	0,31
Ne	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$
He	$7 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$
CH_4	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Kr	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
N_2O	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-4}$
H_2	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-4}$
Xe	$8,7 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-5}$
O_3	$7 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-5}$
	Σ 100 %	Σ 1013,8
50 % RH à 20°C	1,15	11,7

2-La distribution de Maxwell-Boltzmann.

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), base de la théorie cinétique des gaz. Ces particules ont une vitesse dont on pourrait penser naïvement qu'elle est la même pour toutes les particules. Un tel état est instable parce que les collisions inter-particules induisent des échanges d'énergie. L'état le plus probable, donc stable, est celui dans lequel :

-la répartition des particules est uniforme dans le volume

-le nombre de particules dans un intervalle fixe d'énergie autour d'une valeur donnée est constant

-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 :

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

f(v) est la fonction de distribution des vitesses, dite de Maxwell-Boltzmann, est représentée pour N_2 à la température ambiante sur la figure 2-1.

On note que toutes les vitesses sont représentées de 0 à l'∞ avec plus ou moins de probabilité. La vitesse la plus probable est :

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

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 :

$$v_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1{,}128 v_p = 145{,}5\sqrt{\frac{T}{A}}$$

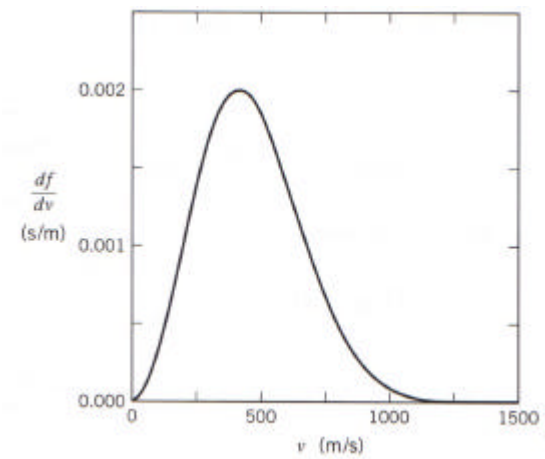


Figure 2-1. Exemple de distribution de vitesses de Maxwell-Boltzmann.

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

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

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 :

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

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 :

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

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

$$\dot{N}_{s[cm^{-2}s^{-1}]} = \frac{n v_a}{4} = 2{,}635.10^{22}\,\frac{P_{[hPa]}}{\sqrt{AT}}$$

n étant la densité volumique des particules et P leur pression. Le temps de formation d'une mono-couche est alors :

$$\tau_{[s]} = \frac{\sqrt{2\pi}}{nd^2}\left(\frac{A}{RT}\right)^{1/2} = \frac{1{,}165\,10^{-6}}{P_{[hPa]}}\,\text{pour}\,H_2$$

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

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

H_2	He	H_2O	Ne	Air	O_2	Ar	CO_2
2,75	2,18	4,68	2,6	3,74	3,64	3,67	4,65

Tableau 2-2. 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 :

$$d_{N[cm]} = 1.2\,10^{-13}\,A^{1/3}$$

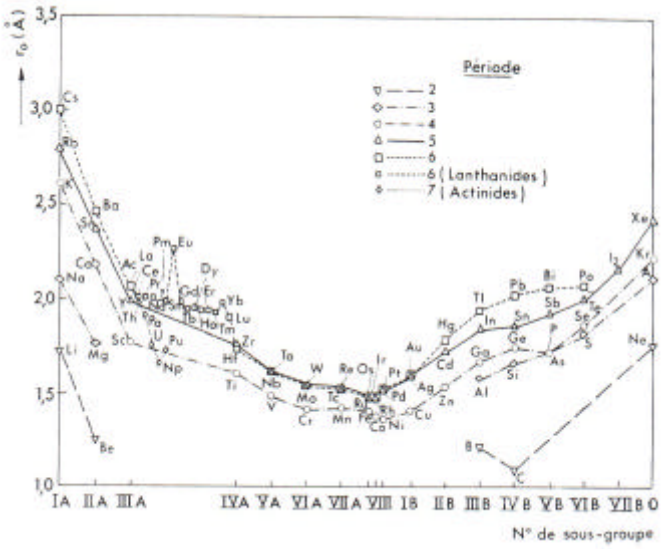


Figure 2-3. Rayons en Å des autres atomes.

Exercice : quel est le taux maximal de couverture en H_2 de 1cm^2 de surface ?

Si l'on assimile la molécule à un carré de 2.75Å de coté, on trouve 1.3 10^{15}. On retiendra pour la suite que le taux de couverture est dans la gamme des 10^{14}.

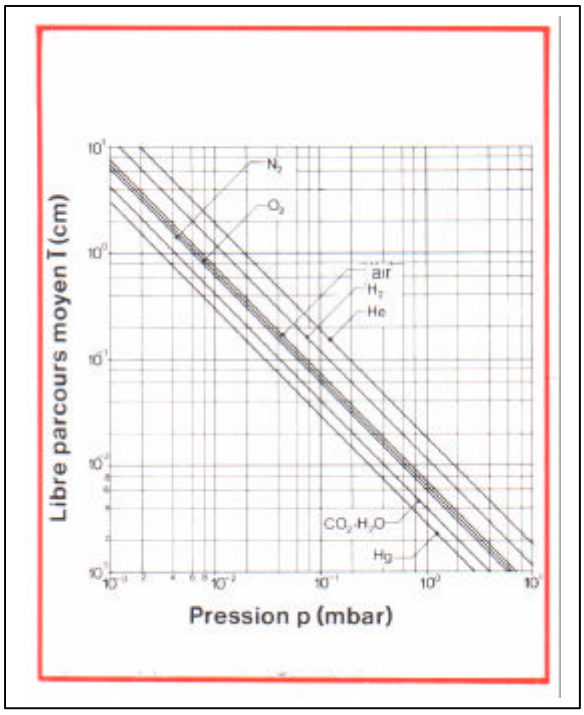
Le libre parcours moyen λ est la distance moyenne parcourue par une molécule entre deux collisions successives avec ses semblables :

$$\lambda_{[cm]} = \frac{1}{\sqrt{2}.\pi.n.d^2} = \frac{3.107.10^{-20}\,T}{P_{[hPa]}.d^2_{[cm]}}$$

Les courbes de la figure ci-contre représentent λ en fonction de la pression pour différents gaz à 293K.

Pour l'azote :

$$\lambda_{[cm]} \approx \frac{6.5\ 10^{-3}}{P_{[hPa]}}$$



DANS TOUT CE QUI VA SUIVRE, NOUS ALLONS CONSIDERER QUE LES PROCESSUS DE COMPRESSION OU DE DETENTE D'UNE MASSE DONNEE DE GAZ SE FONT A TEMPERATURE CONSTANTE

3-La pression microscopique.

Bien avant Gay-Lussac et Charles, l'abbé Mariotte et Boyle avaient établi que, pour une masse de gaz à température constante loin de celle de liquéfaction :

PV = Cte

Utilisons la théorie cinétique pour expliciter cette constante.
Soient N particules de masse m et de vitesse v contenues dans une enceinte cubique d'arête ℓ. Au moment du choc sur une paroi, la quantité de mouvement de l'une d'elles varie algébriquement de 2mv. Le nombre de ses chocs par seconde est $2\ell/v$. Par conséquent la force moyenne qu'elle exerce sur une paroi est:

$$F = 2mv\frac{v}{2\ell}$$

Elle est due aux chocs des particules gazeuses sur les parois. Celles-ci ont l' énergie cinétique moyenne quantifiée ci-dessus. Si l'on admet que N/3 particules se déplacent dans chacune des 3 directions perpendiculaires aux parois de l' enceinte et que le nombre de particules par unité de volume est $n = N/\ell^3$, la pression sur la paroi vaut:

$$P = \frac{1}{3}nmv^3$$

Soit, en prenant pour mv^2 le double de l'énergie moyenne :

$$P = nkT$$

et pour le volume total:

$$PV = NkT$$

C'est la loi des gaz parfaits. Elle indique clairement qu'***<u>à mêmes température et pression, un même volume de gaz contient le même nombre de particules quelle que soit leur masse (hypothèse d'Avogadro).</u>***
Deux conclusions fondamentales :

1) Pour abaisser la pression dans un volume constant soit on diminue N soit on diminue l'énergie des particules gazeuses en abaissant leur énergie. Les systèmes de pompage se divisent en 2 catégories : à transfert ou à fixation.
2) Dans un écoulement isotherme, en un lieu donné :

$$\frac{dN}{dt} \equiv \frac{d(pV)}{dt} \equiv p\frac{dV}{dt}$$

Déplacer des particules est équivalent à créer du débit volumique. Un nombre de particules est équivalent à un produit pV.
Pour classer les corps par ordre de masses, il suffit de peser des volumes égaux de leurs gaz dans les conditions normales de température et pression (TPN). Sachant que le plus léger est l'hydrogène, pour en avoir 1g, en prenant sa masse pour base (en fait 2 puisque l'hydrogène ne se présente que sous forme moléculaire H_2), il faut en prendre un volume égal à $22414cm^3$. On en déduit aisément le nombre de molécules contenues dans ce volume à 273K et $1{,}01\ 10^5$ Pa:

$N = 6{,}022\ 10^{23}$, c'est le nombre d'Avogadro.

On appelle atome-gramme ou molécule-gramme (ou mole) la masse de *N* atomes ou molécules d'un corps donné.
Si l'on considère 1 mole, P=1,013 10^5 Pa et V=22,414 $10^{-3}m^3$, la loi des gaz parfaits peut s'écrire :

$$PV = RT$$

R étant le produit *N* k=8.314J.K^{-1}.$mole^{-1}$. On en déduit :

$$n_{[cm^{-3}]} = 2.65\ 10^{16}\ P_{[hPa]}$$

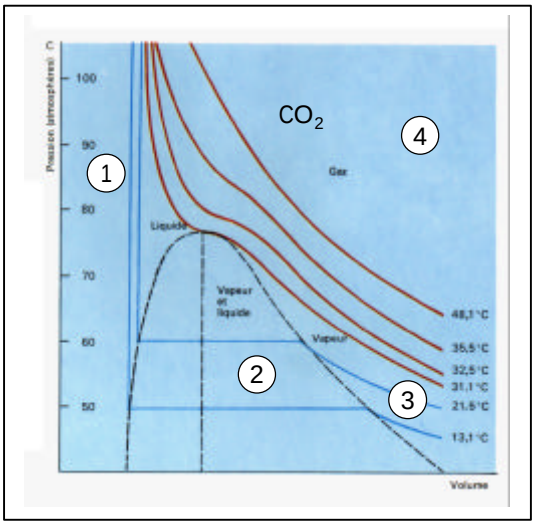
La constante est appelée nombre de Lochschmidt.
Dans le cas d'un mélange de gaz (cas de l'air dont la composition est donnée ci-dessus), la pression totale est la somme des contributions des différents gaz, que l'on nomme pressions partielles π_i (Loi de Dalton) :

$$P = \sum_i \pi_i \qquad n = \sum_i n_i$$

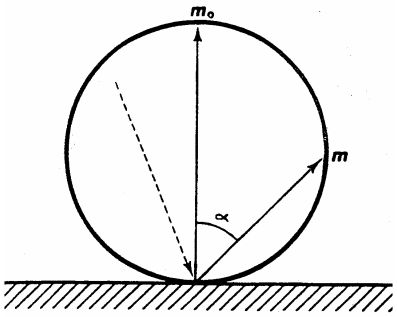
Les gaz réels ne suivent pas exactement la loi de Boyle-Mariotte. Pour qu'ils s'en approchent, ils doivent impérativement être dans la zone 4 de la figure ci-contre, c'est-à-dire loin de la température critique. Une expression plus réaliste a été donnée par Van der Waals. Elle tient compte du fait que tous les gaz sont liquéfiables donc que leurs molécules s'attirent et qu'ils ne sont pas infiniment comprimables, elle s'écrit pour une mole :

$$(P + \frac{a}{V^2})(V - b) = RT$$

par exemple, pour He : a=3.5 10^7 mbar .cm^{-6} et b= 24 cm^3.



Le choc d'une particule gazeuse avec une paroi n'est pas assimilable à celui d'une boule de billard avec une bande, elle n'est pas renvoyée suivant la loi de la réflexion (réflexion spéculaire). Selon l'hypothèse de Knudsen, la particule « séjourne » un court instant (à l'échelle de la ns) puis est ré-émise dans une direction quelconque avec une probabilité donnée par la loi de Lambert : si m_0 est le nombre de particules ré-émises normalement à la paroi, le nombre m de celles repartant suivant un angle α est :



$$m = m_0 \cos\alpha$$

représentable géométriquement selon la figure ci-dessus.

Cet état de fait est fondamental pour les écoulements : toute insertion d'une tubulure le long d'un transport gazeux augmente le nombre de chocs et donc ralentit le flux, ce que nous quantifierons par le calcul des « conductances ». Dans le cas d'un déséquilibre thermique entre gaz et paroi, il y a échange d'énergie. Si un gaz à Tg frappe une paroi à Ts, 2 cas peuvent se produire:

Tg<Ts, l'agitation des particules du matériau de la paroi va accroître l'énergie cinétique des particules gazeuses au moment des chocs. On sait que chauffer un récipient contenant un gaz accroît la pression interne en dehors de toute considération de dégazage.

Tg>Ts, les particules gazeuses vont perdre de l'énergie cinétique en augmentant l'amplitude des oscillations des particules du matériau, celui-ci va chauffer. C'est le cas de la surface froide d'une pompe cryogénique, qui nécessite un apport continuel de frigories d'autant plus grand que le nombre de particules gazeuses à pomper est grand.

Donc les particules gazeuses subissent une influence de la paroi qui modifie leur énergie cinétique, elles sont « accommodées », nous y reviendrons au chapitre sur la désorption.

4-Le génie du vide.

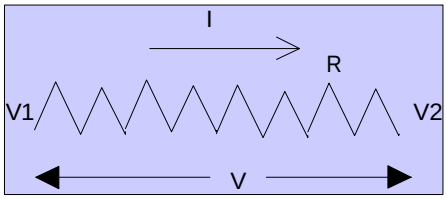
Le but recherché par le spécialiste du vide est d'obtenir la plus basse pression possible dans une enceinte close, initialement à la pression atmosphérique. L'enceinte, faite de différents matériaux, est reliée à un système de pompage au moyen de tubulures. La pression finale est le résultat de deux phases successives :

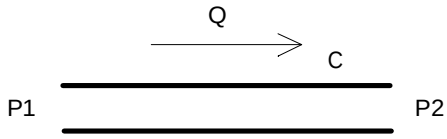
- le pompage en volume, où l'on évacue à l'extérieur de l'enceinte les gaz qu'elle contient et ceux qu'elle génère. C'est la descente en pression.
- Le pompage en surface où sont évacués les gaz « désorbés ou dégazés » des parois (avec éventuellement ceux qui sont injectés).

Dans les deux phases, il y a transfert de particules gazeuses de l'enceinte vers la pompe, on parle de « flux gazeux » et le transfert est un « écoulement » que nous considèrerons isotherme.

Quelques remarques liminaires : les écoulements vont être différents selon la pression et les paramètres géométriques locaux. Le flux gazeux va de la région à haute pression vers celle à basse pression, même si dans la zone à haute pression, il y a moins de particules que dans celle à basse pression. Ceci du fait de la distribution des vitesses : l'état stable est celui correspondant à une homogénéité de concentration n, donc de pression. Si l'on comprend bien que le flux gazeux est un transfert de molécules rapporté à l'unité de temps, sa représentation par un produit PV et la notion de conductance sont souvent moins bien appréhendées.

Pour bien les comprendre, faisons une analogie avec ce qui se passe au travers d'une résistance électrique**.** Dans la résistance électrique R passe le courant I grâce à la tension V : C est la conductance.





Cette canalisation offre une résistance au passage du flux, elle a donc une conductance définie par :

$$Q = C(P1 - P2)$$

P1 et P2 étant dues à des particules gazeuses. La quantité de gaz Q_1 contenue dans la région 1 à la pression P1 est représentable par N1, nombre de particules gazeuses dans le volume V1, de même pour la région 2. Ce que perd la région 1 pendant le temps Δt est gagné par la région 2, en valeur absolue, cela s'écrit :

$$\frac{\Delta Q_1}{\Delta t} = \frac{\Delta Q_2}{\Delta t} = Q$$

En rappelant que PV=NkT, on obtient :

En régime établi, les pressions sont constantes, les quotients $\Delta N/\Delta t$ sont appelés

$$\frac{\Delta N1}{\Delta t} = \frac{\Delta N2}{\Delta t} \rightarrow \frac{\Delta P1V1}{kT\Delta t} = \frac{\Delta P2V2}{kT\Delta t}$$

débits massiques et le flux gazeux est assimilable à :

$$Q = \frac{P1\Delta V1}{\Delta t} = \frac{P2\Delta V2}{\Delta t}$$

Par extension, en tout point à la pression P, il est défini comme :

$$Q = P\frac{\Delta V}{\Delta t}$$

L'unité SI est le Pa.m3/s (équivalent au watt), avec les conversions suivantes :

	Pa m³/s W	mbar l/s	Torr l/s	atm cm³/s	lusec	sccm	slm	Mol/s
Pa m³/s	1	10	7.5	9.78	$7.5 \cdot 10^{3}$	592	0.592	$4.41 \cdot 10^{-4}$
mbar l/s	0.1	1	0.75	0.987	750	59.2	$5.92 \cdot 10^{-2}$	$4.41 \cdot 10^{-5}$
Torr l/s	0.133	1.33	1	1.32	1000	78.9	$7.89 \cdot 10^{-2}$	$5.85 \cdot 10^{-5}$
atm cm³/s	0.101	1.01	0.76	1	760	59.8	$5.98 \cdot 10^{-2}$	$4.45 \cdot 10^{-5}$
lusec	$1.33 \cdot 10^{-4}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$1.32 \cdot 10^{-3}$	1	$7.89 \cdot 10^{-2}$	$7.89 \cdot 10^{-5}$	$5.86 \cdot 10^{-8}$
sccm	$1.69 \cdot 10^{-3}$	$1.69 \cdot 10^{-2}$	$1.27 \cdot 10^{-2}$	$1.67 \cdot 10^{-2}$	12.7	1	10^{-3}	$7.45 \cdot 10^{-7}$
slm	1.69	16.9	12.7	16.7	$1.27 \cdot 10^{4}$	1000	1	$7.45 \cdot 10^{-4}$
Mol/s	$2.27 \cdot 10^{3}$	$2.27 \cdot 10^{4}$	$1.7 \cdot 10^{4}$	$2.24 \cdot 10^{4}$	$1.7 \cdot 10^{7}$	$1.34 \cdot 10^{6}$	$1.34 \cdot 10^{3}$	1

Le quotient $\Delta V/\Delta t$ est appelé débit-volume. La conductance a les dimensions d'un débit-volume. Puisqu'une pompe évacue du flux gazeux à son orifice d'aspiration à une pression donnée, on peut la caractériser par un débit-volume appelé aussi capacité d'aspiration ou vitesse de pompage, les unités les plus employées sont :

Unité de mesure	$l \cdot s^{-1}$	$m^3 \cdot h^{-1}$	$cm^3 \cdot s^{-1}$	cuft min^{-1}
1 $l \cdot s^{-1}$	1	3,6	1000	2,12
1 $m^3 \cdot h^{-1}$	0,2778	1	277,8	0,589
1 $cm^3 \cdot s^{-1}$	10^{-3}	$3,6 \cdot 10^{-3}$	1	$2,1 \cdot 10^{-3}$
1 cuft $\cdot$ min^{-1}	0,4719	1,699	471,95	1

Passons aux différents régimes de pompage. Donnons quelques caractéristiques essentielles des principaux gaz que l'on rencontre en Technique du Vide, sur le tableau suivant, et rappelons quelques grandeurs essentielles :

$$n_{[cm^{-3}]} = 2.65\ 10^{16}\ P_{[hPa]}$$

$$\lambda_{[cm]} = \frac{1}{\sqrt{2}.\pi.n.d^2} = \frac{3.107\ 10^{-20}\ T}{P_{[hPa]}.d^2_{[cm]}}$$ Soit, pour l'air à 293K: $$\lambda_{[cm]} == \frac{6.6\ 10^{-3}}{P_{[hPa]}}$$

$$v_{a[m.s^{-1}]} = \left(\frac{8kT}{\pi A}\right)^{1/2} = 145.5\sqrt{\frac{T}{A}}$$

la densité δ du gaz par rapport à l'air et sa masse volumique ρ sont données par :

$$\delta = \frac{A}{29} \text{ et } \rho_{[g.cm^{-3}]} = nm = \frac{A}{V_0} = 1.2027\ 10^{-5}\ \frac{P_{[hPa]}}{T}$$

NATURE	*Masse molaire*	*Diamètre cinétique*	*Température d'ébullition*	*Masse volumique*	*Volume de vapeur*	*Viscosité dynamique*
	M (10^{-3}kg.mole^{-1})	d (10^{-10}m)	Te (K)	ρ (10^{-3}kg.m^{-3})	m^{3}TPN/m^3 liq	η (10^{-7}Pa.s)
Hydrogène H_2	2,014	2,62	20,37	0,090	846	83,9
Hélium He	4,000	2,19	4,23	0,178	754	187,8
Eau H_2O	18,001	4,68	373,15	0,771	1280	85
Azote N_2	27,993	3,76	77,34	1,251	695	170,7
Air	29,088	3,68	81,65	1,293	825	172,2
Oxygène O_2	31,973	3,56	90,19	1,780	858	191,8
Argon Ar	39,911	3,67	87,29	1,429	845	209,7

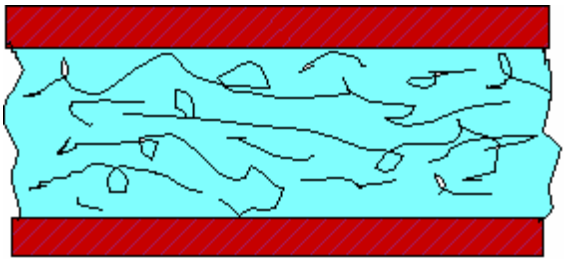
V_0 étant le volume molaire (22,414dm^3). La viscosité dynamique η (coefficient de viscosité) est :

$$\eta_{[Pa.s]} = 0.499 \rho v_a \lambda$$

encore couramment exprimée en poises (1Pa.s=10poises). Enfin, le nombre de Reynolds Re :

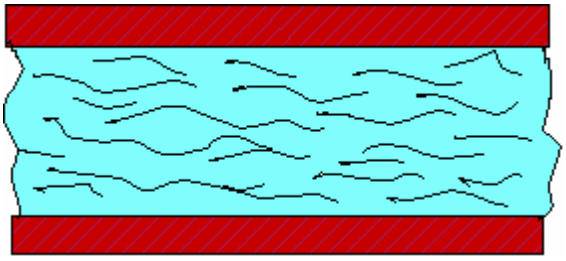
$$R_e = \frac{Dv\rho}{\eta} = \frac{4A}{\pi RT\eta}\frac{Q}{D} \approx 8.4\frac{Q_{[hPa.dm^3.s^{-1}]}}{D_{[cm]}} \text{ pour l'air à } 20°C$$

v étant la vitesse de l'écoulement gazeux, quotient du volume moyen déplacé par la section de la canalisation considérée, de diamètre D.



Régime turbulent :

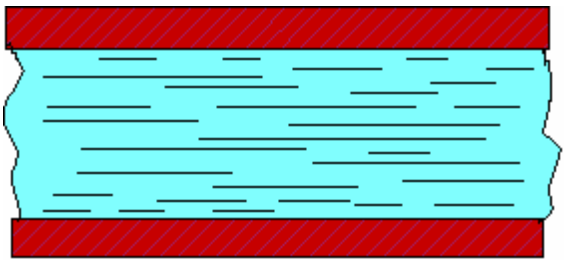
Re>3000 soit > 400hPa.dm^3.s^{-1}.cm^{-1}



Régime de transition:

1200<Re<3000

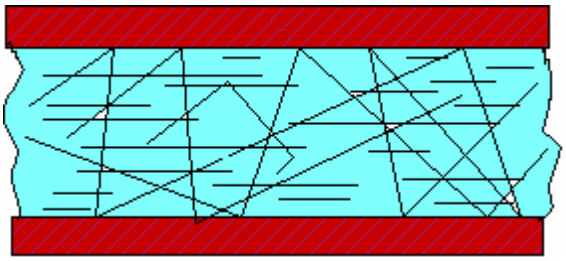
Rapidement, le flot devient régulier, il s'écoule en filets parallèles, le profil de vitesse d'entraînement est parabolique, c'est le régime *visqueux-laminaire* :



$\lambda = \frac{D}{100}$ ou Re < 1200 soit, pour l'air :

P.D>0.7hPa.cm ou $\frac{Q}{D}$ <150hPa.dm^3.s^{-1}.cm^{-1}

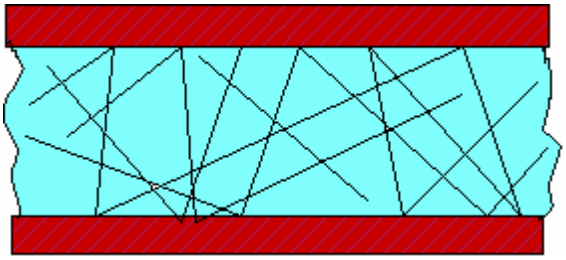
Les régimes turbulent et laminaire s'observent quotidiennement à l'ouverture d'un robinet d'eau : grand ouvert, le flot liquide est désordonné, il éclabousse, moins ouvert, il se discipline.
Lorsque la pression atteint une valeur telle que le lpm devient de l'ordre de grandeur des dimensions transverses, on entre dans le régime *intermédiaire* :



$\frac{D}{100} < \lambda < \frac{D}{3}$

2. 10^{-2}< PD < 0.67hPa.cm

L'écoulement est composite, les particules ont tantôt un comportement collectif, tantôt individuel.
Ensuite, le lpm devient plus grand que les dimensions du contenant, le régime est dit *moléculaire*, les particules sont indépendantes, c'est le domaine du vide poussé. Plus bas encore, les phénomènes de surface (sorption et désorption) deviennent prépondérants : c'est l'ultravide (UV) puis l'extrême ultravide (XHV) :



$\lambda > \frac{D}{3}$

soit PD < 2. 10^{-2} hPa.cm

En conclusion, 2 régimes prédominent en Technique du Vide : le régime visqueux dans lequel les chocs interparticulaires sont plus fréquents que les chocs particules-parois et le régime moléculaire où c'est l'inverse.
Nous avons parlé de régimes de pompage faisant appel à des écoulements qui sont des transferts de particules. D'autres types de transferts existent, au moins aussi importants pour le technicien du Vide, par exemple la diffusion de surface (« backcreeping » rencontrée dans la migration d'huile sur une paroi), la perméation, passage de particules au travers d'un solide (He et verre, H_2 et palladium...), la diffusion gazeuse, passage d'un gaz au travers d'un autre par inégalités de concentrations (processus à la base des pompes à jets de fluide)...

Nous avons introduit les notions de conductance et de flux gazeux, nous allons donner les méthodes de calcul des conductances dans les cas géométriques les plus

courants. D'abord le couplage des conductances, le résultat est une affaire de bon sens : lorsque 2 conductances C1 et C2 sont en parallèle, pour une même différence de pression aux extrémités, elles laissent passer plus de flux gazeux que lorsqu'elles sont seules.
Mises en série, ce sont les résistances à l'avancement du flux qui s'additionnent. En appelant C la conductance résultante, on a pour les 2 couplages :

$$C_P = C1 + C2 \qquad \frac{1}{C_S} = \frac{1}{C1} + \frac{1}{C2}$$

On en déduit un résultat très important dans le cas où une conductance C est placée sur une pompe de débit-volume S, au bout de la conductance le débit-volume résultant Se n'est plus que :

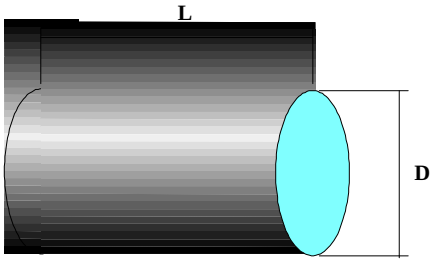
$$\frac{1}{S_e} = \frac{1}{S} + \frac{1}{C}$$

Avant de faire un calcul de conductance, le technicien du Vide doit répondre à 2 questions :

-quel est le régime de pompage à considérer ?→ calcul de λ →visqueux ou moléculaire.

-quel est le gaz résiduel majoritaire ? : on oublie trop souvent qu'en vide poussé, il s'agit principalement de l'hydrogène.

Nantis de ces renseignements, on peut calculer les conductances dans les cas géométriques suivants, en appelant P_1 et P_2 les pressions en amont et aval, Cv et Cm ces conductances en régimes visqueux et moléculaire:
La canalisation cylindrique longue :



$$C_v = \frac{\pi D^4}{128 \eta L} \frac{(P_1 + P_2)}{2}$$

$$C_m = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{2\pi RT}{A}} \frac{D^3}{L}$$

Ce qui donne pour l'air TPN, avec les unités traditionnelles dm^3/s (on voit le plus souvent des ℓ/s), hPa et cm :

$$C_v = \frac{136{,}4 D^4}{L} \frac{(P_1 + P_2)}{2} \qquad C_m = 12{,}1 \frac{D^3}{L}$$

et les facteurs correctifs suivants pour les autres gaz donné par le tableau ci-après.
Dans le cas du régime intermédiaire, la conductance C pour l'air, peut s'écrire :

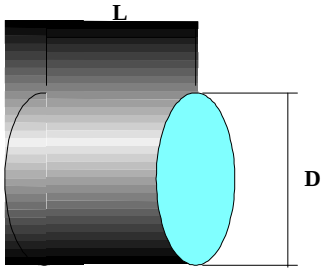
$$C = 12{,}1 \frac{D^3}{L} J \text{ avec } J = \frac{1 + 203\, DP_m + 2696\, (DP_m)^2}{1 + 237\, DP_m} \text{ et } P_m = \frac{P_1 + P_2}{2}$$

Gaz	H_2	He	H_2O	Ne	N_2	O_2	A	CO_2
Masse	2	4	18	20	28	32	40	44
η gaz x 10^6	9.04	19.66	9.84	31.1	17.8	20.78	22.67	15.03
$C_{gaz\,,\,v\,/\,air\,,\,v}$	1.9	0.87	1.74	0.55	1.04	0.82	0.75	1.14
$C_{gaz\,,\,m\,/\,air\,,\,m}$	3.78	2.67	1.26	1.2	1.01	0.95	0.85	0.81

En se plaçant dans le cas du régime moléculaire, on obtient la formule de conductance d'un orifice de section S à paroi mince :

$$C = 11{,}6\ S$$

Ce qui amène un facteur de correction dans le cas d'une canalisation courte, dit facteur de Clausing α que l'on peut calculer par l'approximation :



$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{4D}{3L}}$$

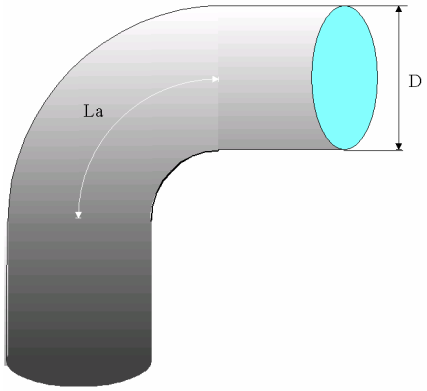
$$C_m = 12{,}1\,\alpha\,\frac{D^3}{L}$$

L'ensemble de ces résultats peut être résumé par la série d'abaques parallèles ci-après: prenons l'exemple d'une canalisation L=1m, D=5cm travaillant à une pression moyenne de 0.08hPa de vapeur d'eau. On joint les points représentatifs de L et D, ce qui permet de déduire C_m soit »20ℓ/s. Le facteur de Clausing est de 0,92, peut-on l'appliquer ?

En joignant Pm = 0,08mbar (hPa) à D, on trouve J=5,5, on est donc en régime intermédiaire, très proche du régime moléculaire, on peut donc appliquer le facteur de Clausing et la correction pour la vapeur d'eau de 1,26, d'où la conductance :

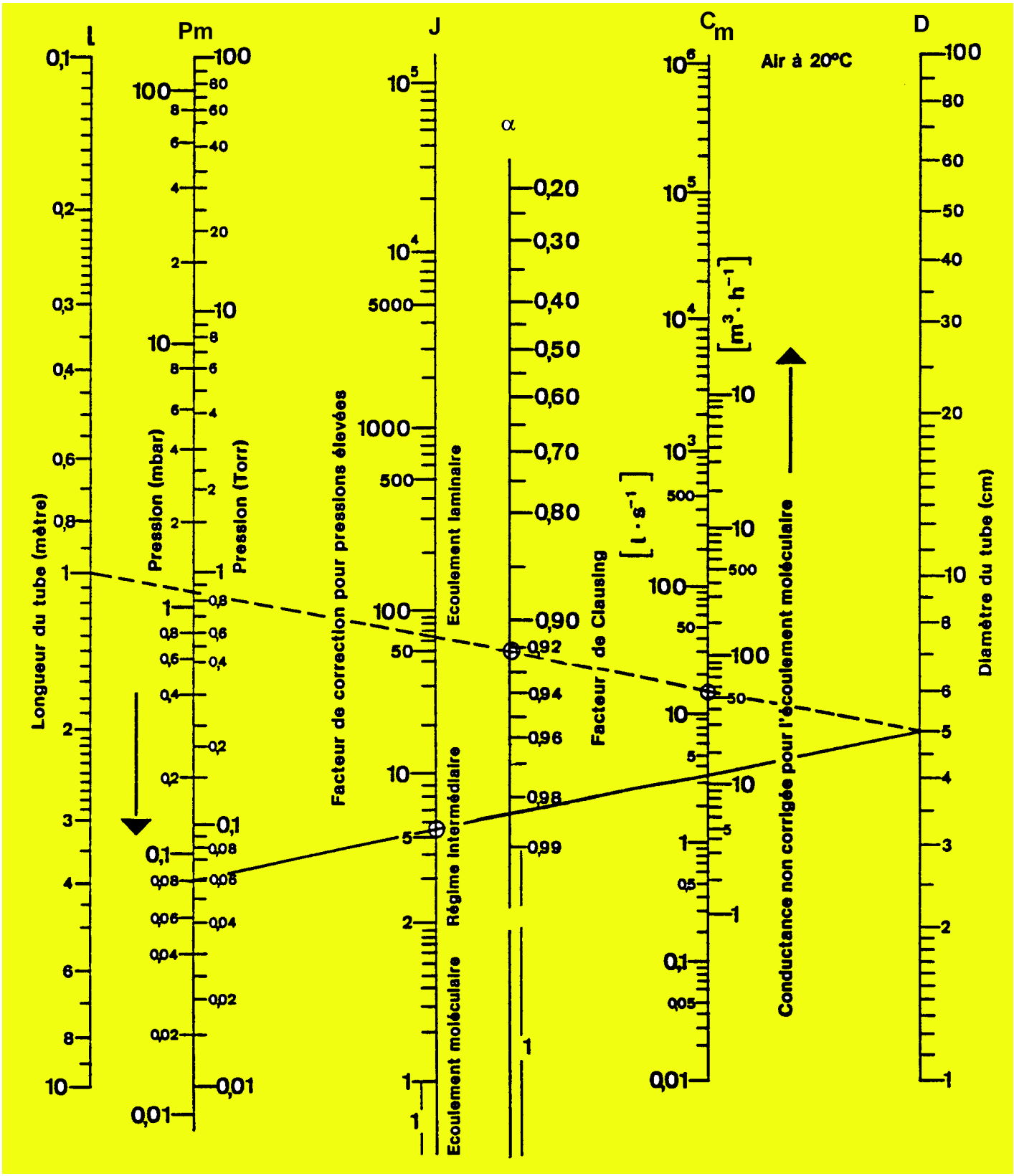
$$C = 1{,}26 \times 0{,}92 \times 5{,}5 \times 20 = 127\,\ell/s$$

Deux remarques : on montrerait que la correction de Clausing est peu différente pour l'écoulement visqueux, par ailleurs ces abaques sont approximatifs, en cas de besoin de chiffres précis, il vaut mieux s'en tenir aux formules.



Terminons par la détermination de la longueur L à considérer dans le cas d'un coude en régime moléculaire :

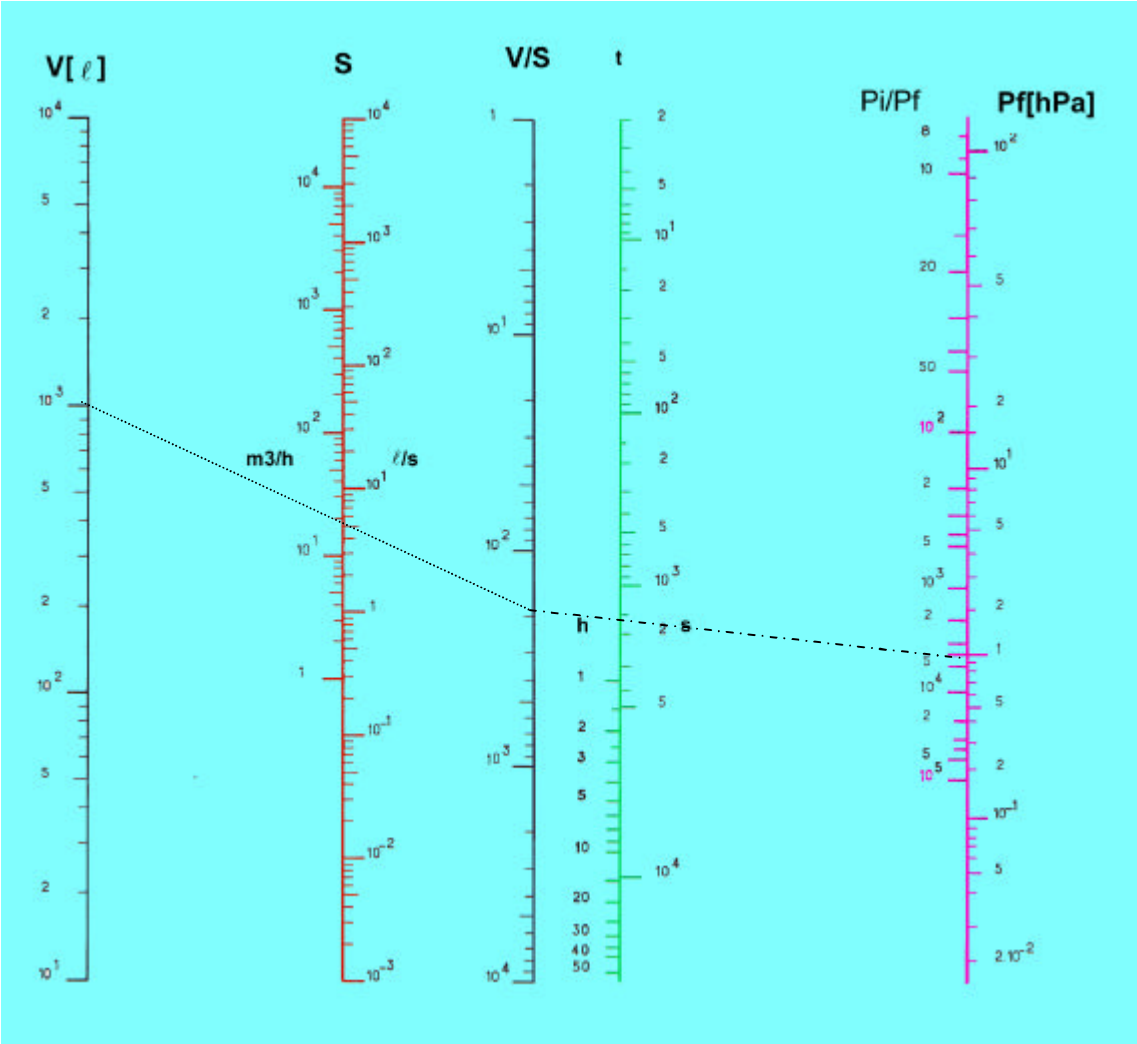
$$L = La + 2{,}66D$$


L
Pm
J
α
Cm
D
Air à 20°C
Longueur du tube (mètre)
Pression (mbar)
Pression (Torr)
Facteur de correction pour pressions élevées
Ecoulement laminaire
Régime intermédiaire
Ecoulement moléculaire
Facteur de Clausing
[l · s⁻¹]
[m³ · h⁻¹]
Conductance non corrigée pour l'écoulement moléculaire
Diamètre du tube (cm)

5-La descente en pression.

Nous allons considérer une enceinte de volume V évacuée par une pompe + sa tubulure donnant un débit-volume effectif S. Nous allons étudier la phase de descente en pression par pompage en volume puis décrire les phénomènes responsables de la ré-injection de gaz qui limitent la pression ultime.

D'abord la phase de pompage en volume. Elle intervient dans les premiers instants du pompage et consiste en l'évacuation de l'air présent initialement dans l'enceinte.



On sait que le flux retiré de l'enceinte est :

$$Q = -\frac{d(PV)}{dt} = PS$$

le signe – pour indiquer que le produit PV est déficitaire, S étant une fonction de P. En général, S est constante dans une large gamme de pression de sorte que l'on peut écrire:

$$P = P_0\, e^{-\frac{S}{V}t}$$

si l'on est loin de la pression limite de la pompe. Cette relation est traduite par l'abaque ci-dessus qui tient compte de la chute de débit-volume des pompes primaires près de leurs vides limites: par exemple pour V=1000ℓ, avec S= 20m^3/h, on joint ces 2 valeurs par une ligne qui se prolonge jusqu'à l'interception avec la ligne V/S. De ce point, la ligne qui va à P désirée, ici 1 hPa, on coupe la ligne de t en 1600s.

Vient ensuite la phase de pompage en surface. Une fois atteint le vide primaire, le gaz résiduel de l'enceinte tend de moins en moins à refléter la constitution de l'atmosphère qui la remplissait et de plus en plus à dépendre des matériaux constituant les parois, les liaisons, les joints et les éléments placés coté vide parce qu'ils font partie des ***sources de gaz***.

La pression ultime obtenue dans une enceinte est le quotient des flux produits par ces sources de gaz par le débit-volume effectif du système de pompage. Baisser la pression quand on atteint l'ultravide est plus affaire de diminution des flux que d'augmentation du débit-volume.

Quelles ont ces sources ? Ce sont les flux injectés, les flux émanant de la sublimation des matériaux solides présents, la désorption superficielle (dé-adsorption), la diffusion à l'intérieur du solide constituant la paroi et la perméation au-travers de la paroi (combinaison d'une adsorption sur la paroi externe et d'une diffusion).

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

Dans le chapitre suivant, nous négligerons ces flux et nous nous placerons dans le cas où il n'y a pas de flux injectés, à température ambiante et en absence d'un faisceau de particules. Les sources de gaz viennent des trois processus restants englobés sous les vocables de désorption ou dégazage.

Les changements d'états correspondant aux transitions liquide-vapeur (vaporisation) ou solide-vapeur (sublimation) sont endo-énergétiques. 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>>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 » Ps. 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 :

$$LnP_s = \frac{Const.}{R} - \frac{L_0}{RT} - \frac{\kappa}{R}LnT$$

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

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

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

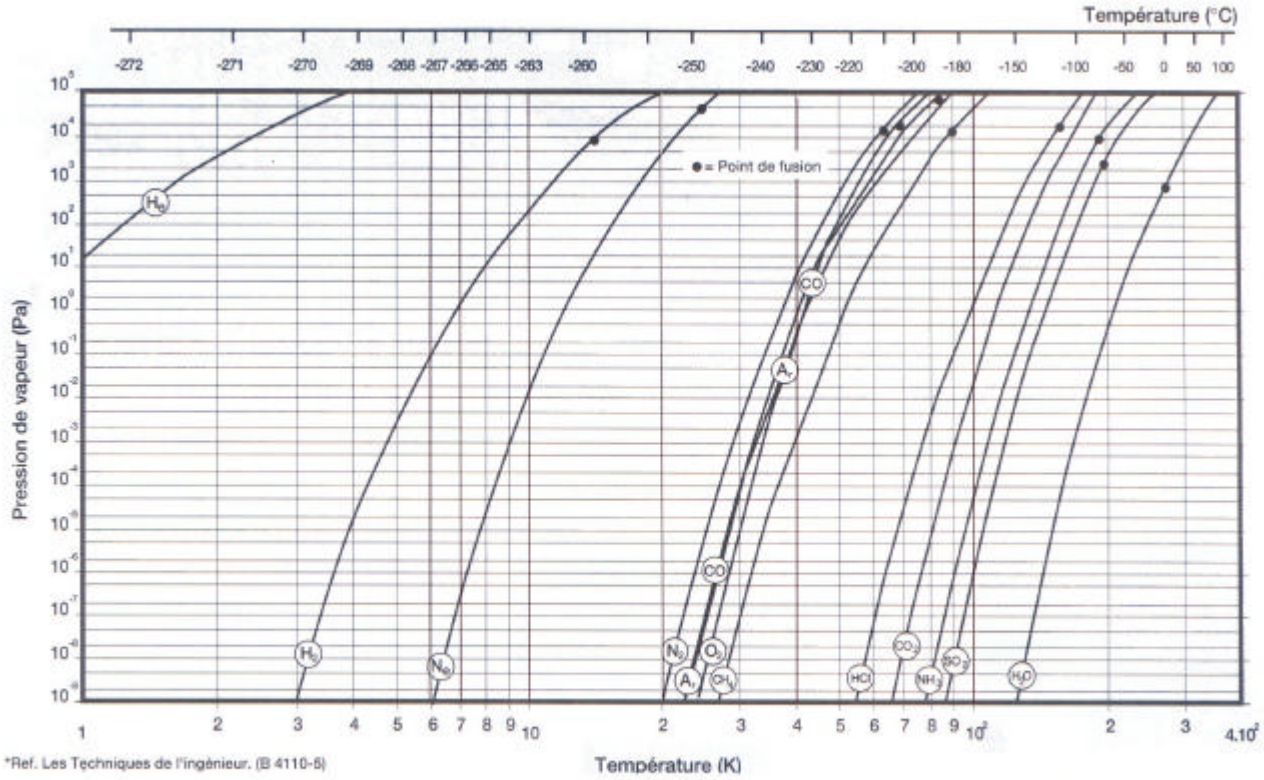
Langmuir a supposé (fort justement) que l'évaporation à basse pression n'est pas changée par la présence ou non de vapeurs. Comme la pression de vapeur saturante est le résultat d'un équilibre entre condensation et évaporation, on en déduit que le flux évaporé est donné par la même formule que le flux incident $\dot{N}$ du chapitre 2. Le taux d'évaporation G s'écrit alors :

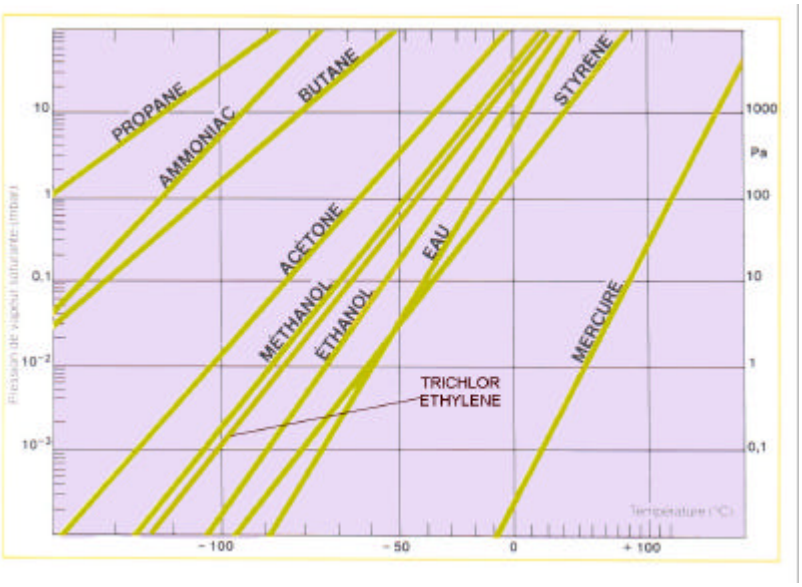
$$G_{[g.cm^{-2}.s^{-1}]} = 4.37710^{-2} P_{s[hPa]} A^{1/2} T^{-1/2}$$

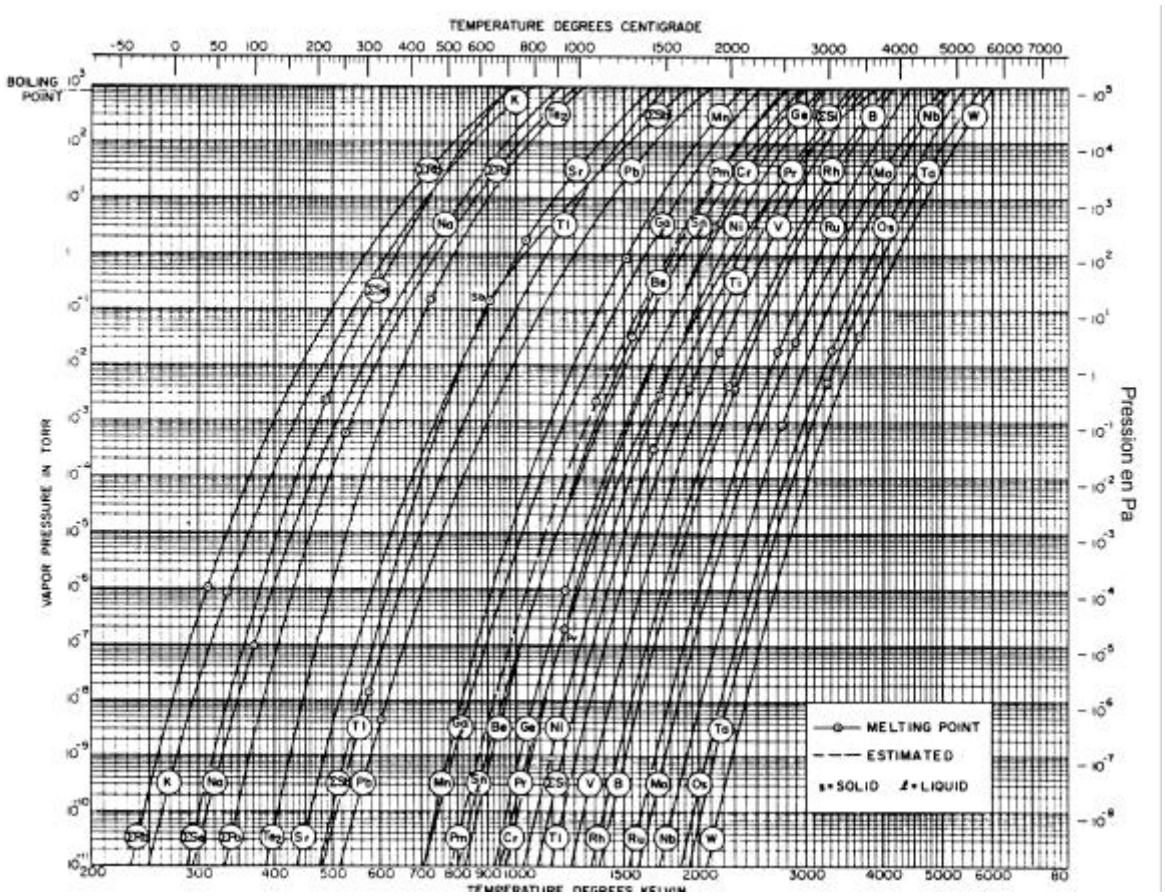
Metal	A	$10^{-3} \cdot B$	Metal	A	$10^{-3} \cdot B$
Li	10.99	8.07	Sb_2	11.15	8.63
Na	10.72	5.49	Bi	11.18	9.53
K	10.28	4.48			
Rb	10.11	4.08	Cr	12.94	20.00
Cs	9.91	3.80	Mo	11.64	30.85
			W	12.40	40.68
Cu	11.96	16.98	U	11.59	23.31
Ag	11.85	14.27			
Au	11.89	17.58	Mn	12.14	13.74
			Fe	12.44	19.97
Be	12.01	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			

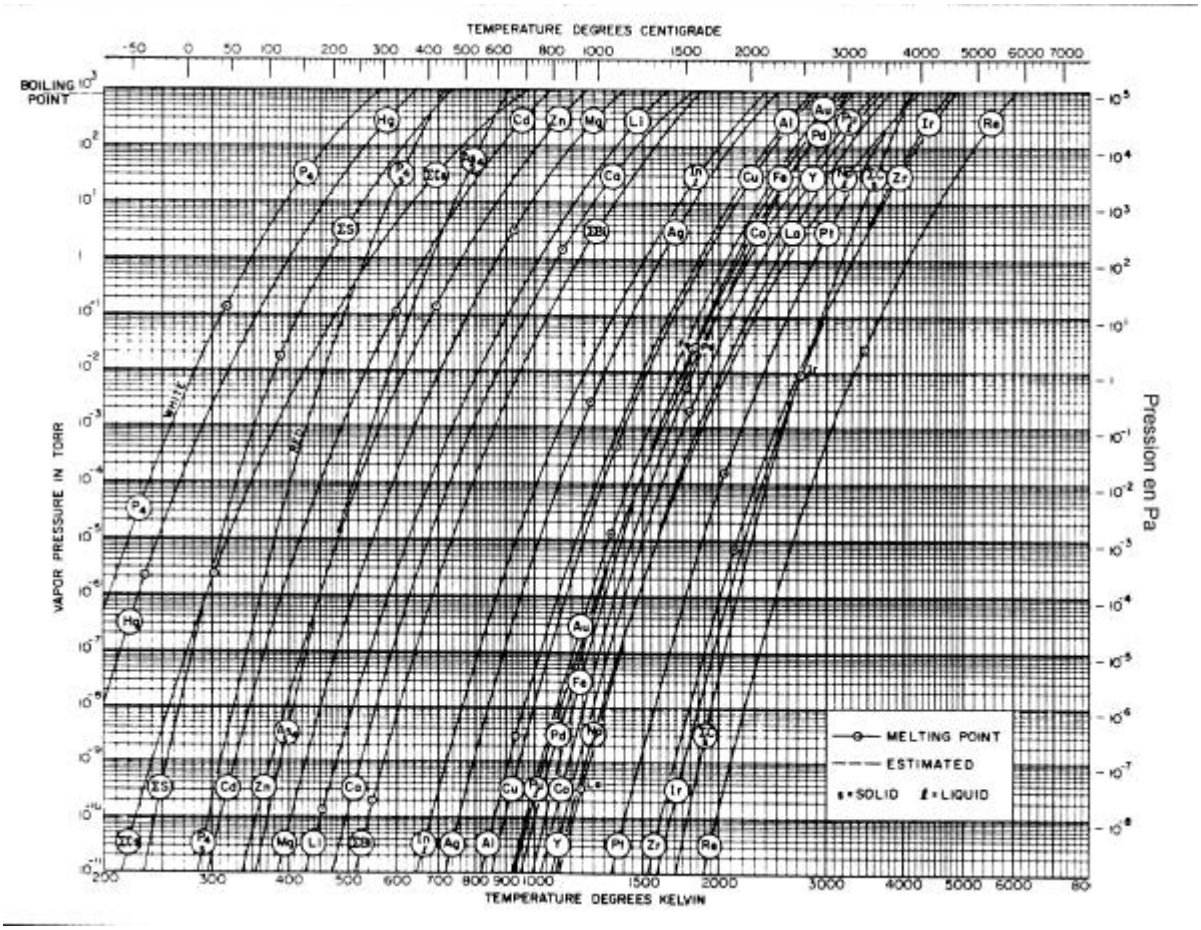
A est donné pour P en mTorrs

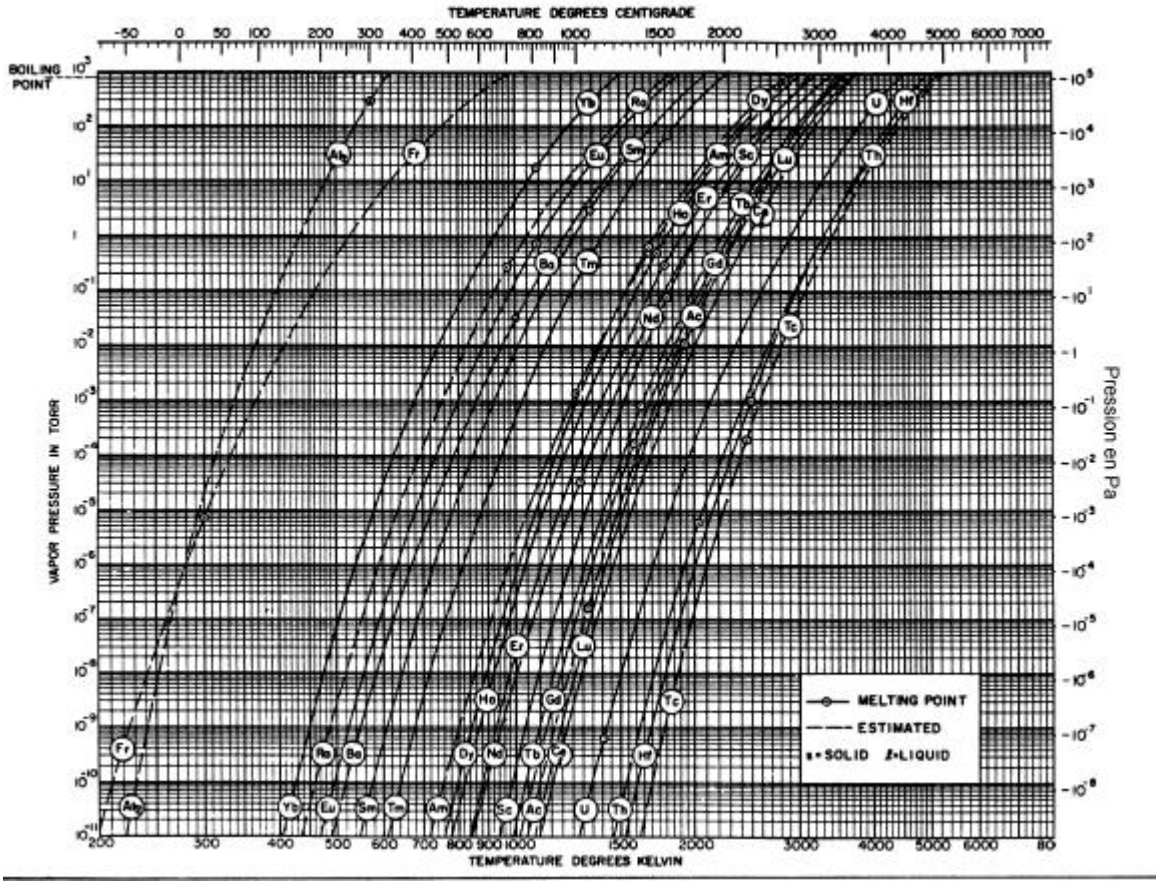
Les courbes ci-dessous donnent les pressions de vapeur saturante et les taux d'évaporation de corps d'intérêt pour le vide.

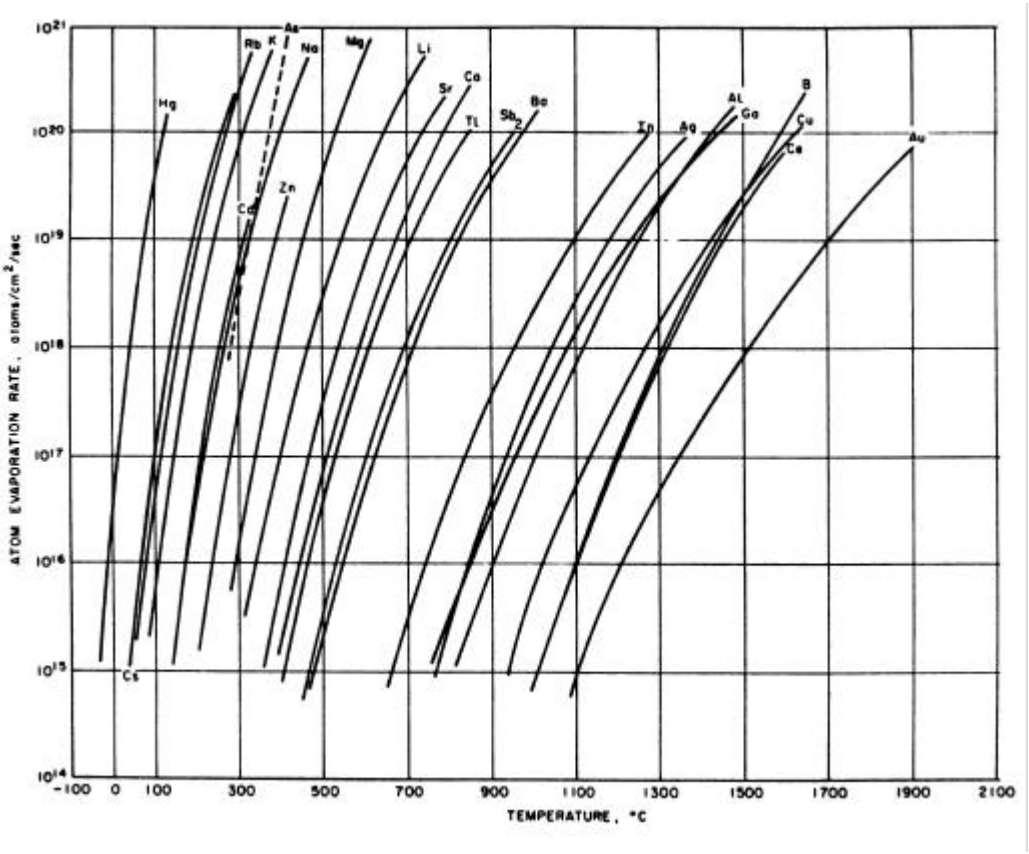


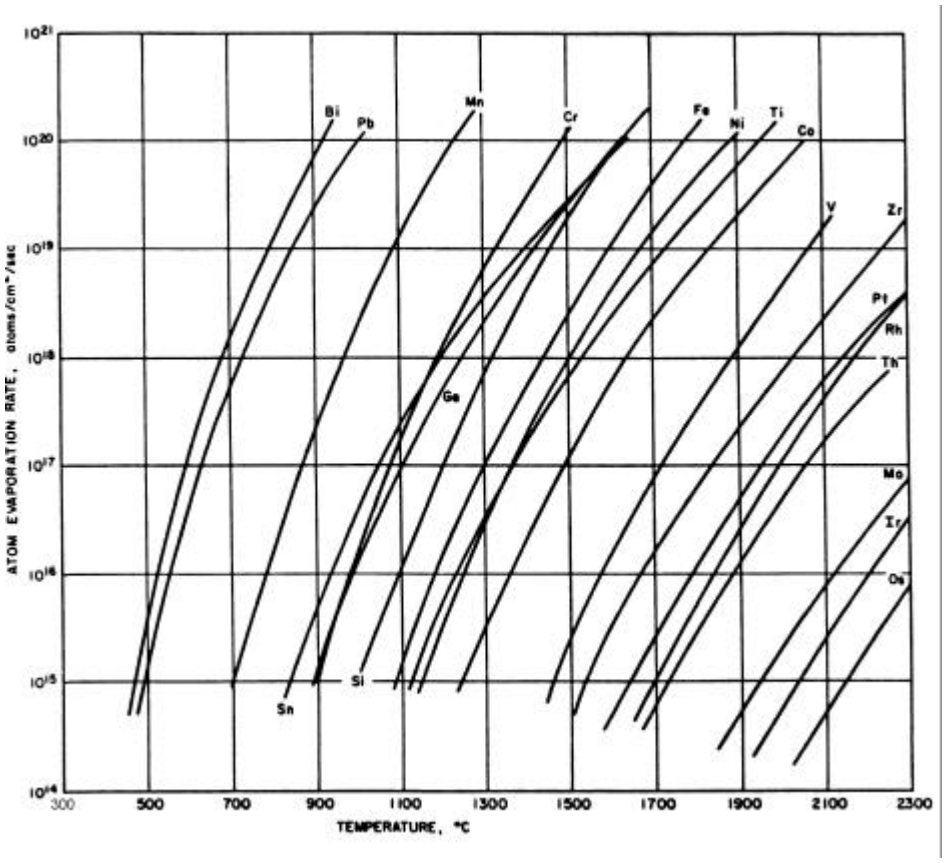



TEMPERATURE DEGREES CENTIGRADE
BOILING POINT
VAPOR PRESSURE IN TORR
Pression en Pa
MELTING POINT
ESTIMATED
s = SOLID ℓ = LIQUID


TEMPERATURE DEGREES CENTIGRADE
BOILING POINT
VAPOR PRESSURE IN TORR
Pression en Pa
MELTING POINT
ESTIMATED
s = SOLID ℓ = LIQUID
TEMPERATURE DEGREES KELVIN


TEMPERATURE DEGREES CENTIGRADE
BOILING POINT
VAPOR PRESSURE IN TORR
Pression en Pa
TEMPERATURE DEGREES KELVIN
MELTING POINT
ESTIMATED
SOLID
LIQUID


ATOM EVAPORATION RATE, atoms/cm²/sec
TEMPERATURE, °C
Hg
Rb
K
As
Na
Mg
Li
Sr
Ca
Tl
Sb
Ba
Zn
Cd
Cs
Ag
Al
Ga
B
Cu
Ce
Au



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.

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

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

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

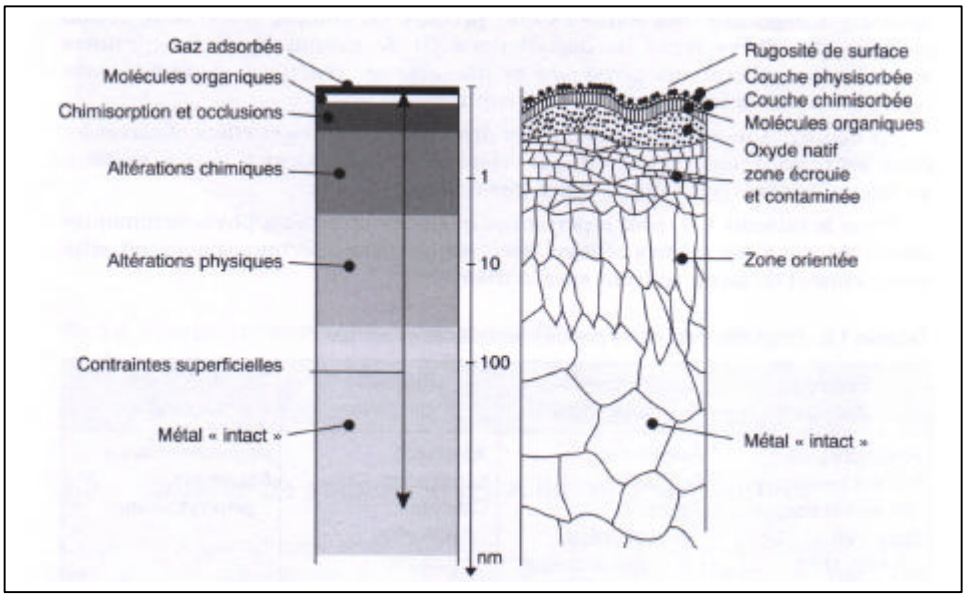
en rappelant qu'à la pression atmosphérique, une molécule-gramme occupe 22.4dm^3. u vaut donc 1.7m^3/kg, u' vaut #10^{-3}m^3/kg. Les tables indiquent que dP/dT vaut 3631 Pa/K à 373K. L vaut alors 2.3 10^{6}J/kg, en sachant qu'1 calorie vaut 4.18J, on trouve la valeur connue : L=550calories/g.

6-La désorption.

Commençons par décrire la surface. La suite est un extrait du cours « Faisceaux et Vide » du CNRS.

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 subit.

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 mais les particules qu'elle a adsorbées peuvent aussi diffuser vers l'intérieur.

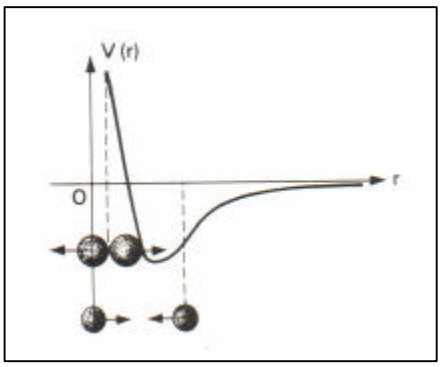


Une surface brute n'est pas une frontière franche entre le vide et un solide parfaitement organisé dans l'arrangement de ses atomes constituants. Il y a une zone de transition de quelques dizaines de nm, dont la constitution et l'organisation indiquent principalement comment elle a été générée et les 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 écrouie 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, telle 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] en se plaçant 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 électro-dynamiques 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 :

$$V(r) = \frac{3}{10}\left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3}\frac{\hbar^2}{m_e r^2} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{9e^2}{10r}$$

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 :
$r_0 \approx 1.4$ Å et $V(r_0) \approx -4$ 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 6-1):
-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, Feα 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.

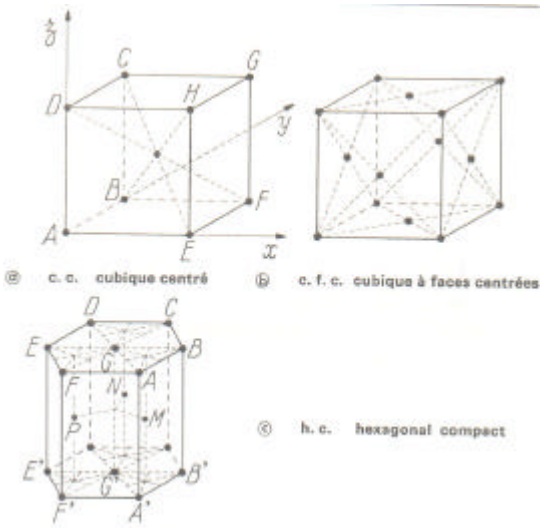
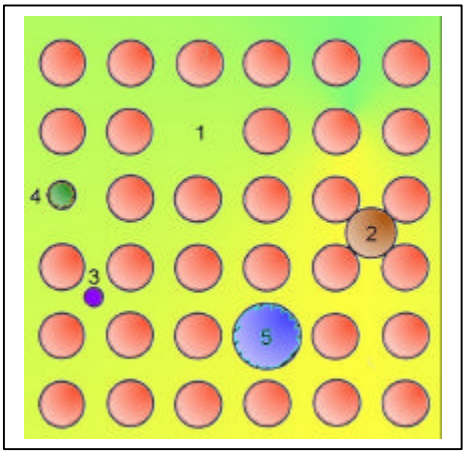
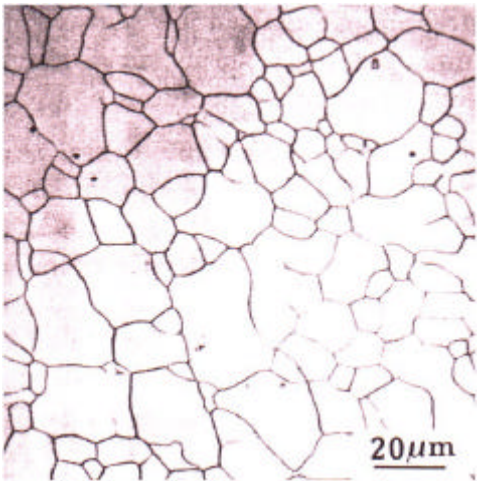


Figure 6-1



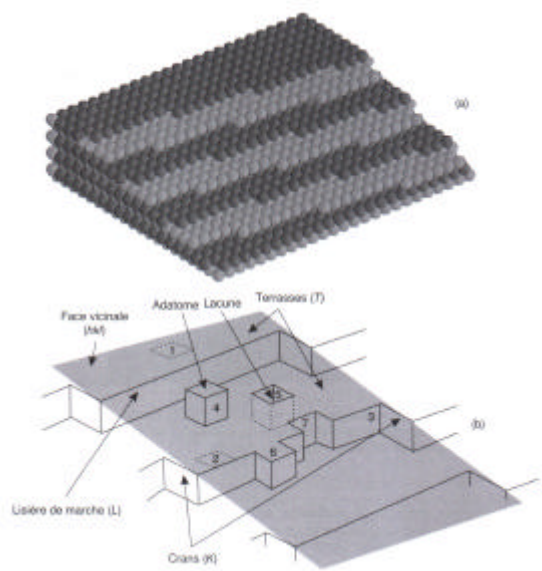
Ce bel arrangement comprend évidemment des défauts à l'échelle atomique :
-la lacune (1) est un manque d'atome en un point normal du réseau
-l'insertion soit d'un atome du corps (2) soit d'un atome étranger (3)
-l'atome étranger peut aussi être placé en substitution (4 et 5).
Ces défauts sont notamment 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, l'hydrogène 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 qui sont des 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).

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 6-2. Outre les défauts topologiques (marches, terrasses et crans), on trouve des lacunes et des atomes absorbés (adatomes).
La surface le plus souvent rencontrée par le technicien du vide et 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].



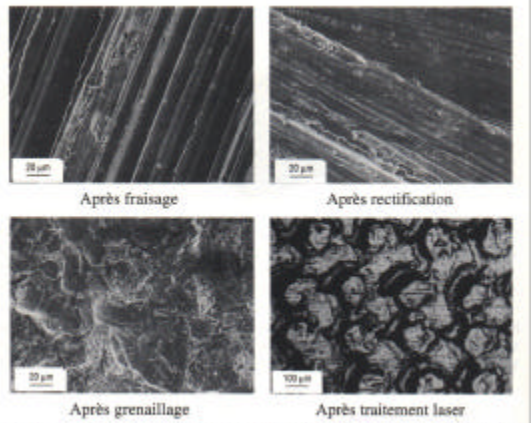


Fig. 6. — Aspects de surfaces après différents traitements mécaniques effectués sur un acier au carbone.

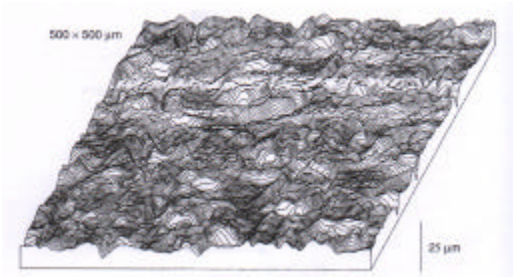


Figure 6-2

Du fait de ces défauts morphologiques la surface physique est plus grande que la surface géométrique (parfois d'un facteur 100 à 2000 !), ce qui pose, par exemple, le problème de la mesure absolue des taux de dégazage.

Décrivons maintenant l'interaction entre la surface et le gaz résiduel [ISR91, BOR90]. 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). 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=4.1Å et $V(r_0)$=-7.9 10^{-3} eV, valeur très faible comparée à celle de la liaison Fe-Fe donnée ci-dessus.
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 0.4eV/mole (10kcal/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 10^{-2} eV. Cette liaison faiblit au fur et à mesure que la surface se couvre de molécules.
La liaison chimique est encore plus serrée ($r_0 \approx 1$Å) 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 chimi-sorbées, 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, conséquence de la loi d'action de masses:

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

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 (sous-entendu 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 déjà décrite. 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 6-3 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.

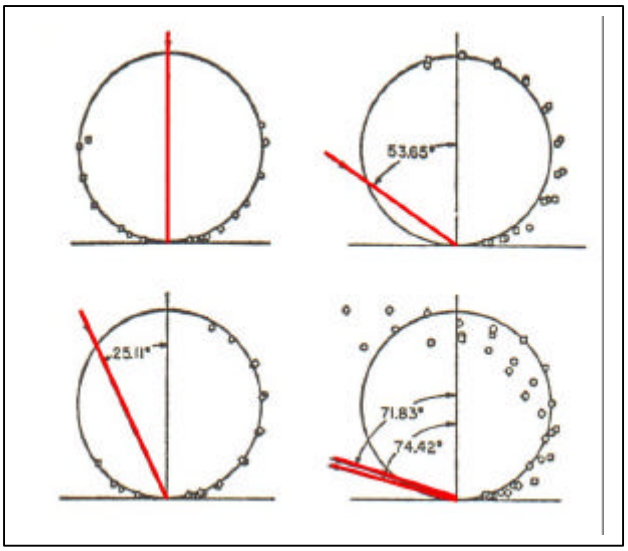


Figure 6-3

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 :

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

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 écrantées.

La figure 6-4 montre l'évolution du coefficient d'accommodation de différents gaz sur une surface de verre en fonction de la température [RED68].

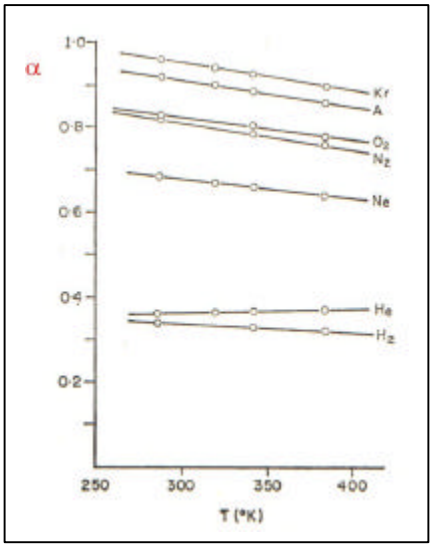


Figure 6-4

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.

Cette accommodation est le précurseur du second processus.

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 suivant [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.

Gaz	T_i(K)	T_s(K)	c	Caractéristiques de surface
CO_2	273	77	0.42	Sphère Cu
H_2O	273	77	0.82	Sphère Cu
H_2O	488	20	0.92	Plan Cu
C_2H_5OH	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 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 CH_4. Le tableau suivant donne le coefficient σ pour un film de Ti flashés à 2 températures et pour quelques gaz et la figure 6-5 montre son évolution, dans le cas d'une surface de tungstène, en fonction du nombre de molécules déjà sorbées.

Gaz	σ(280K)	σ(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

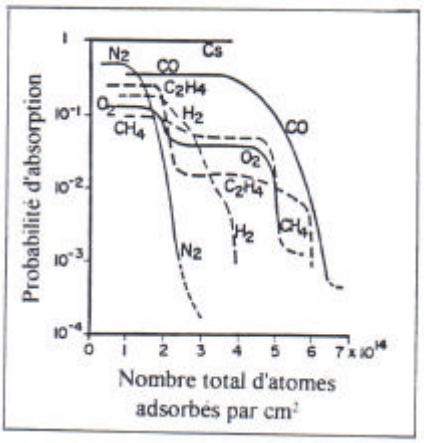


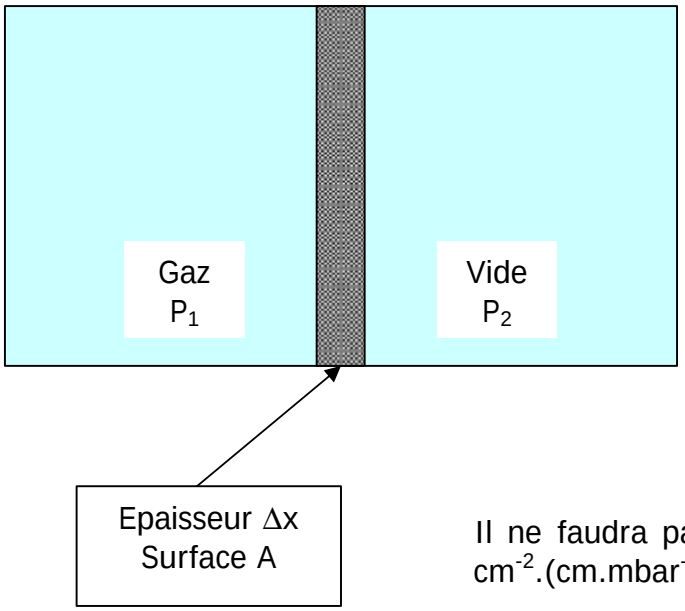
Figure 6-5

Après avoir décrit les relations binaires surface-gaz résiduel, examinons les interactions solide-gaz résiduel au travers de l'interface qu'est la surface. Quatre processus élémentaires interviennent comme acteurs de la désorption : la sorption des gaz qui se décompose en <u>adsorption</u> sur la surface et en <u>absorption</u> en profondeur dans le solide, la <u>perméation</u>, qui est un écoulement de gaz de l'intérieur du solide vers la surface, le plus souvent alimentée par une absorption coté de la paroi soumis à la haute pression, enfin la <u>désorption</u> superficielle qui est le résultat de la compétition entre les 3 autres processus.

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 activée ou intergranulaire qui est une transporisation en régime moléculaire entre les joints de grain
-diffusion qui est le passage dans un solide parfaitement continu sous l'effet d'un gradient de pression. Elle est lacunaire ou interstitielle.

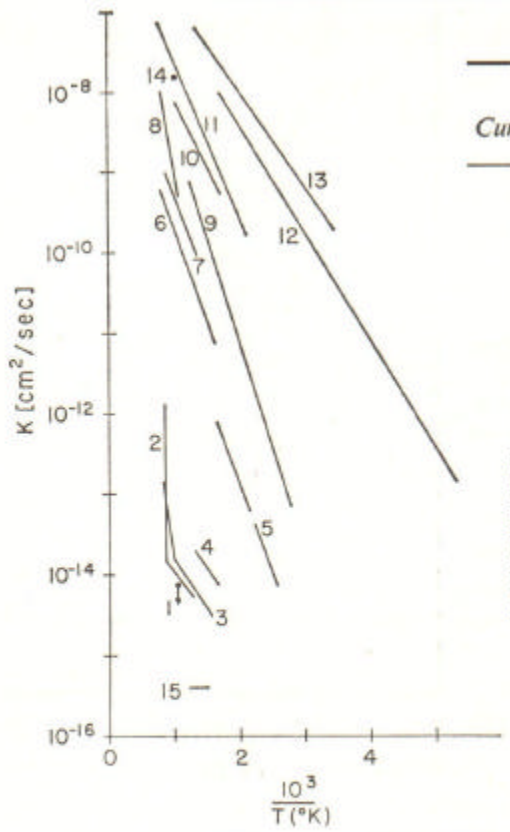


Si l'on examine la figure ci-contre, le flux de gaz qui passe vers le vide, du fait de la perméation, s'écrit :

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

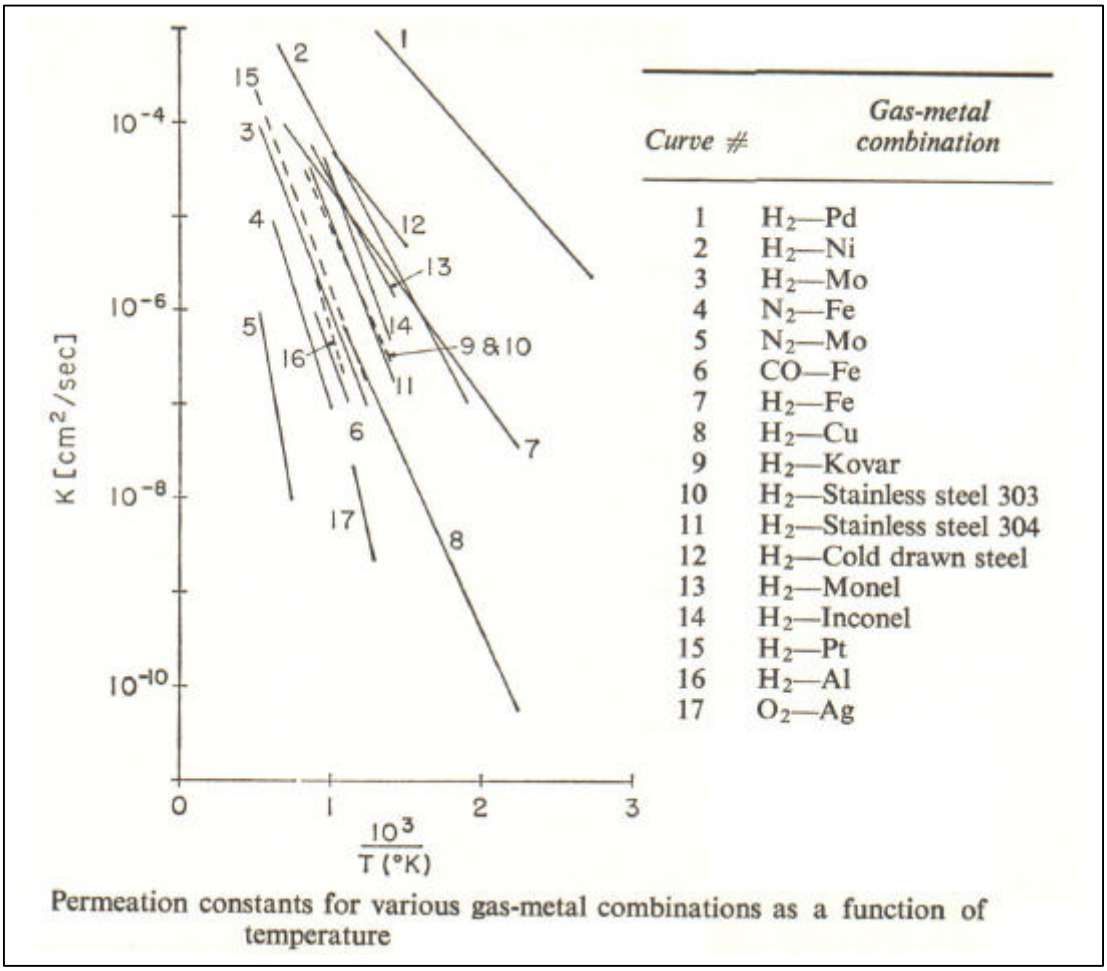
n=2 dans la transporisation laminaire, =1/2 pour les molécules diatomiques dans les métaux et =1 dans les autres cas. Le coefficient K est le coefficient de perméabilité, en $Pa.m.s^{-1}$. unité de longueur. unité de $pression^{-n}$.

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



Curve #	Gas-non-metal combination
1	O_2 or N_2—Pyrex
2	Air—Pyroceram
3	Air—97% alumina ceramic
4	Air—Pyrex
5	He—Lead Borate Glass G
6	He—97% alumina ceramic
7	Ne—Vycor
8	N_2—SiO_2
9	He—1720 glass
10	He—Pyroceram 9606
11	H_2—SiO_2
12	He—Pyrex 7740
13	He—Vycor
14	H_2—Pyrex
15	Air—1720 glass

Permeation constants for various gas non-metal combinations as a function of temperature. Units of *K* are cm²/sec (quantity of gas in cm³ (S.T.P.) passing per second through a wall of area 1 cm², thickness 1 cm, when a pressure difference of 1 atmosphere exists across the wall.



Permeation constants for various gas-metal combinations as a function of temperature

Figures 6-6

Les figures 6-6 [RED68] donnent des valeurs numériques de K dans des unités bâtardes pour des couples gaz-matériau d'intérêt.

De tous les processus élémentaires évoqués ci-dessus, 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/m^3, mais dans la pratique on rencontrera par exemple des mbar.ℓ.cm^{-3} . La diffusion est régie par les 2 lois de Fick :

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

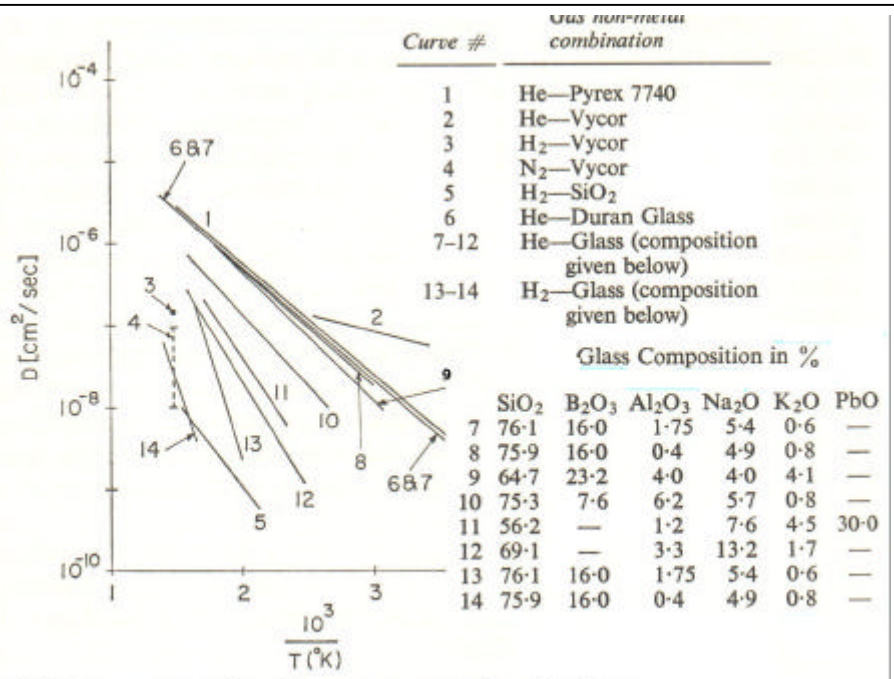
$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C$$

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 $cm^2.s^{-1}$ et dans la gamme 10^{-4} à 10^{-10} (figures 6-7, *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.

Figures 6-7

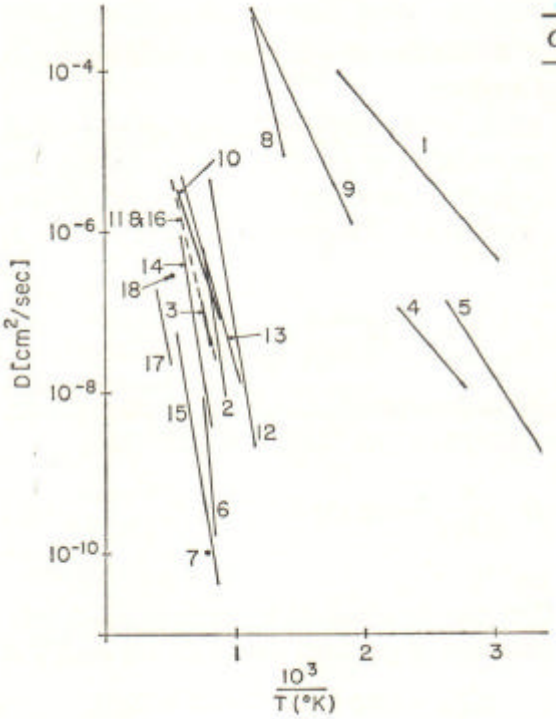


Curve #	Gas non-metal combination
1	He—Pyrex 7740
2	He—Vycor
3	H_2—Vycor
4	N_2—Vycor
5	H_2—SiO_2
6	He—Duran Glass
7–12	He—Glass (composition given below)
13–14	H_2—Glass (composition given below)

Glass Composition in %

	SiO_2	B_2O_3	Al_2O_3	Na_2O	K_2O	PbO
7	76·1	16·0	1·75	5·4	0·6	—
8	75·9	16·0	0·4	4·9	0·8	—
9	64·7	23·2	4·0	4·0	4·1	—
10	75·3	7·6	6·2	5·7	0·8	—
11	56·2	—	1·2	7·6	4·5	30·0
12	69·1	—	3·3	13·2	1·7	—
13	76·1	16·0	1·75	5·4	0·6	—
14	75·9	16·0	0·4	4·9	0·8	—

Diffusion constants for various gas non-metal combinations. Units are $cm^2\ sec^{-1}$.



Curve #	Gas-metal combination
1	H_2—Pd
2	N_2—Fe
3	CO—Ni
4	H_2—Ni
5	H_2—Fe
6	O_2—Ni
7	O_2—Fe
8	H_2—Al
9	H_2—Cu
10	N_2—Th
11	N_2—Zr (β)
12	O_2—Cu
13	O_2—Ta
14	O_2—Ti
15	N_2—Ti (α)
16	N_2—Ti (β)
17	H_2—W
18	H_2—Mo

Diffusion constants for various gas-metal combinations.

La solution des équations de la diffusion dépendent des conditions aux limites, elles sont académiques 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 :

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

erf étant la fonction d'erreur de Gauss. Pour C_0, on prend les valeurs habituelles : $0.2<C_0<1$ mbar.ℓ.cm^{-3} et D# 4.10^{-5}m^2.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 a appelé taux de désorption, ici de diffusion, et dans la pratique est exprimé en Pa.m.s^{-1} ou, le plus souvent, en mbar.ℓ.cm^{-2}.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.

Etudions 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'adatome et la surface. 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 :

$$\frac{dn_c}{dt} = \zeta \dot{N}_s \quad \text{(Cf§2)}$$

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 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 :

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

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 , ν et E_d. C'est l'expression de l'isotherme de Langmuir, valable pour ϑ<0.3. On rencontre d'autres types d'isothermes (Freunlich et Temkin) valables pour des taux de couverture plus grands ou tenant compte de la dissociation. L'expression ci-dessus indique que la quantité de gaz adsorbée croît avec la pression et quand la température décroît.

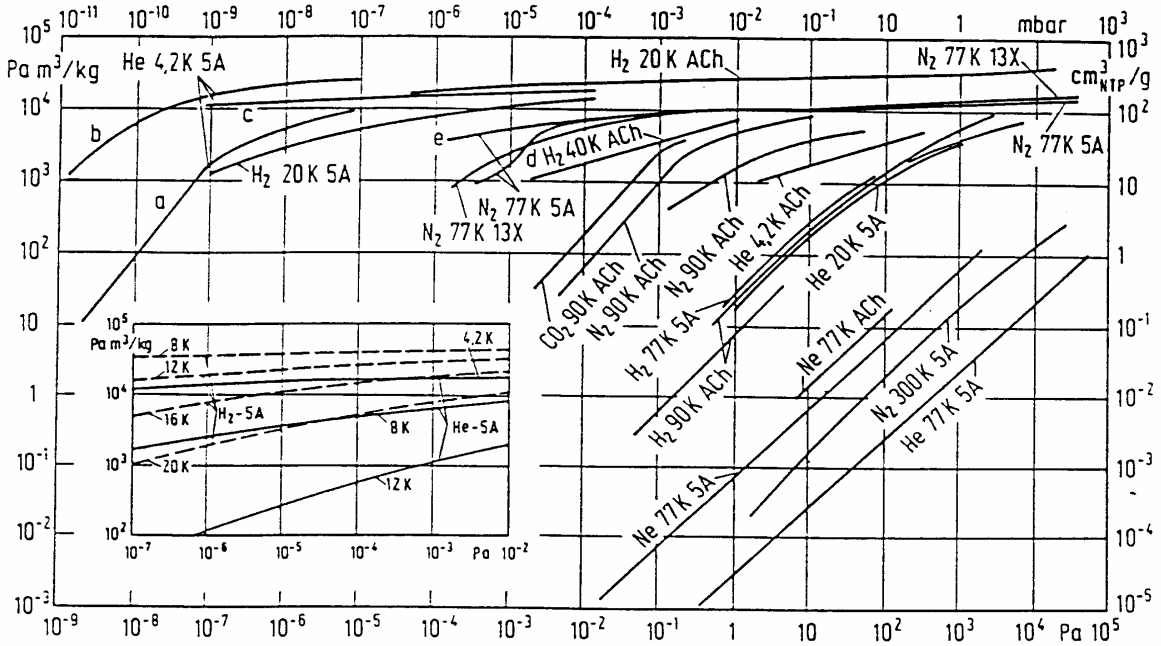


Figure 6-8

La figure 6-8 donne quelques exemples d'isothermes d'adsorption de différents gaz sur les zéolithes 5A et 13X 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. La figure 6-9 montre l'évolution de la pression partielle des différents gaz constituant l'atmosphère résiduelle avec le temps dans une enceinte étuvée temporairement.

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.

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 :

$$C = C_0 P^n$$

C0 est une constante dépendant de la température donnée pour quelques couples gaz-solide sur les figures 6-10 en cm3 TPN/cm3 de solide à la pression

atmosphérique, n vaut 1 pour les gaz dans les métalloïdes et ½ pour les gaz diatomiques.

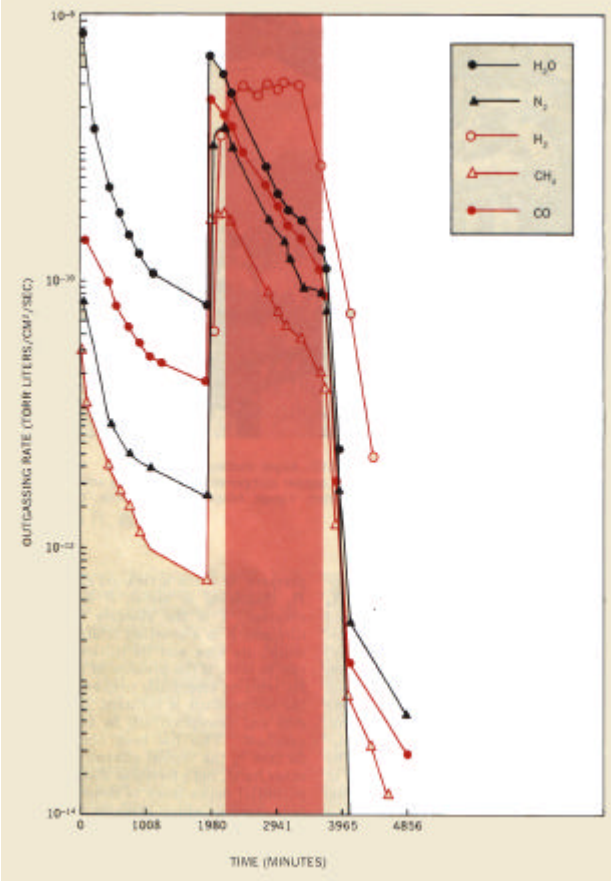
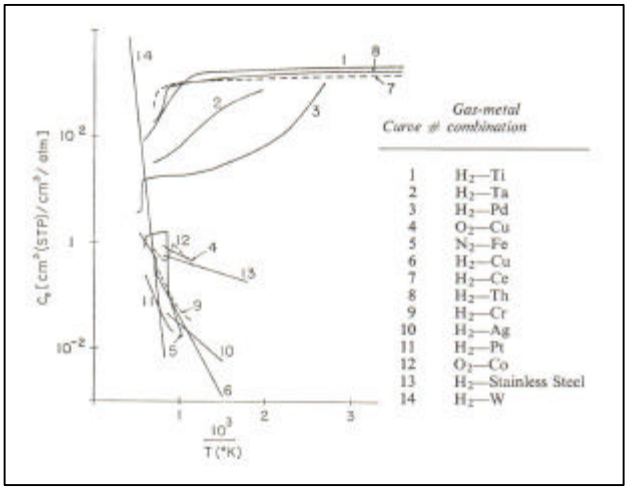
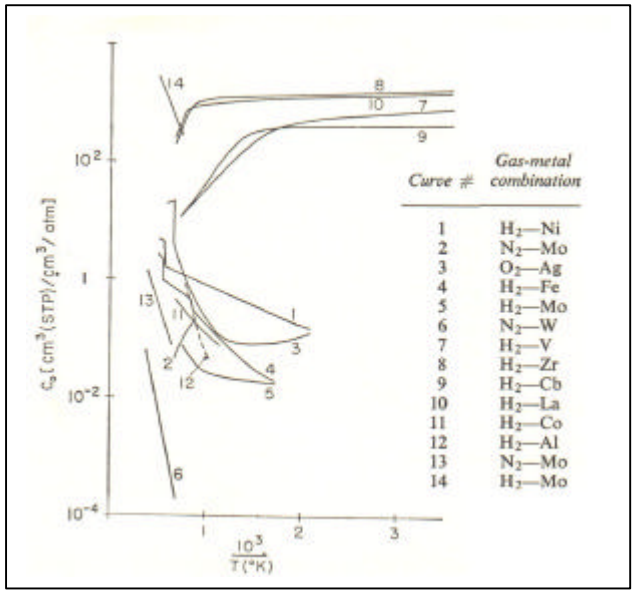


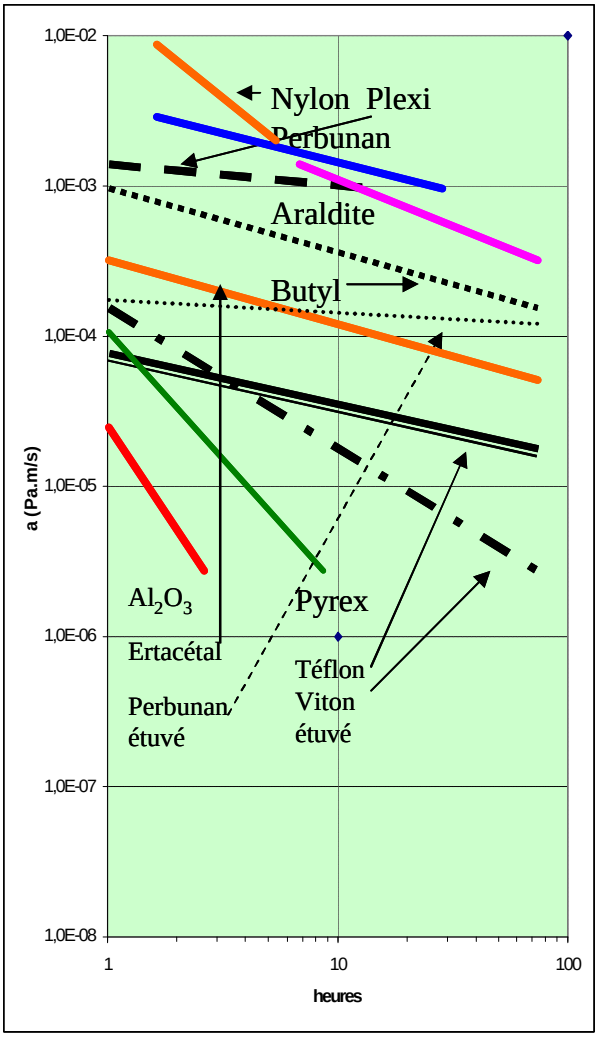
Figure 6-9

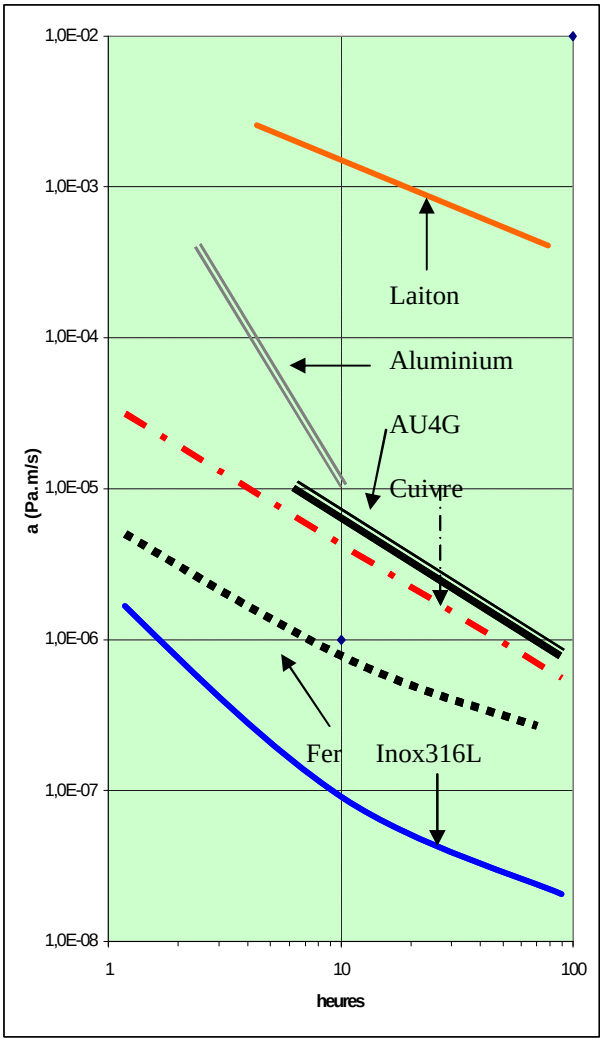




Figures 6-10

Terminons ce paragraphe en donnant les graphes représentatifs du taux de désorption des matériaux les plus usuels et ce en fonction du temps (figures 6-11).



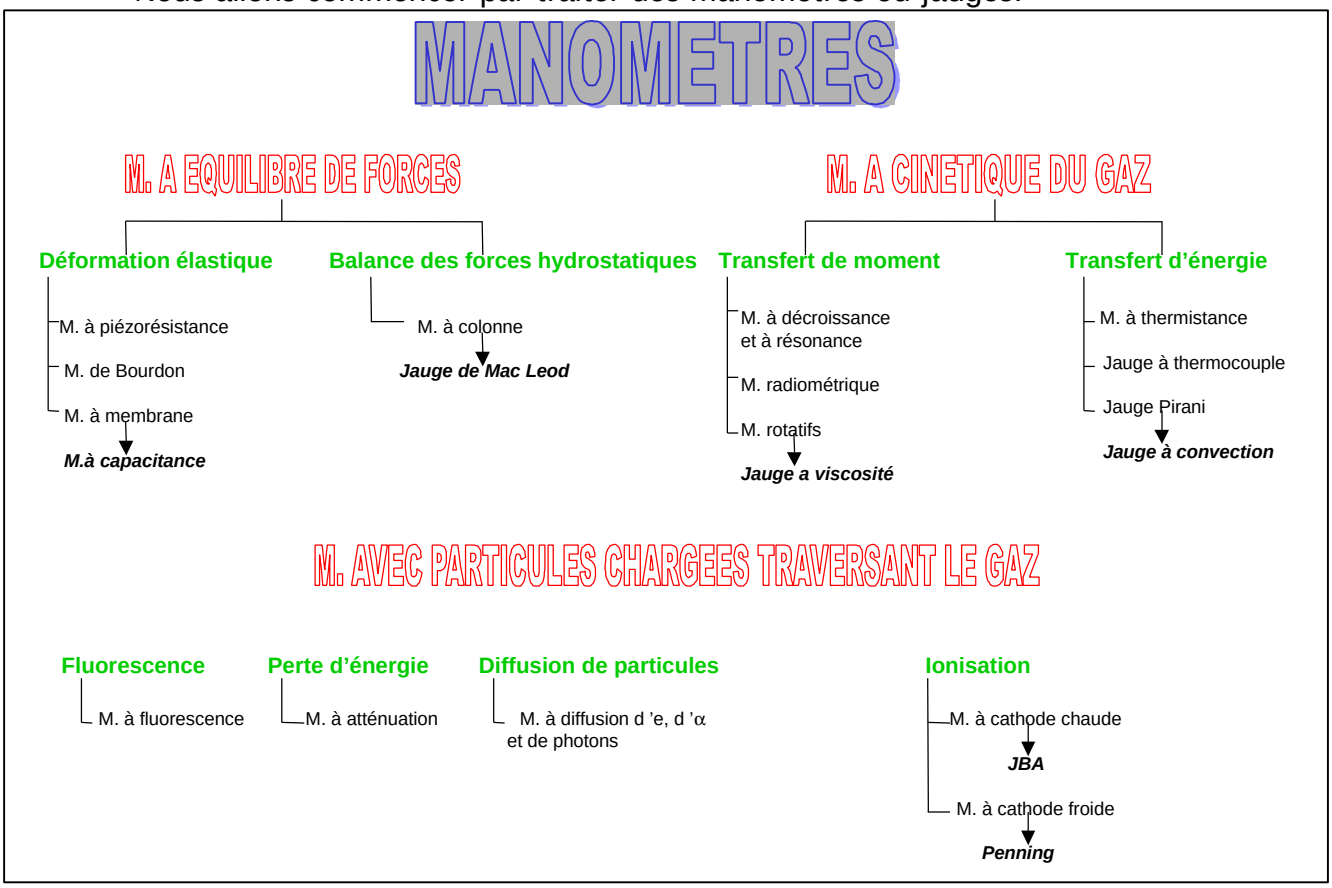


Figures 6-11

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. Une fois sous vide, la descente en pression est accélérée par l'étuvage.
Nous avons montré comment abaisser le flux résiduel dans une enceinte, le chapitre suivant va traiter des systèmes aptes à évacuer ce flux le plus efficacement possible.

7-Les manomètres et les systèmes de pompage.

Nous allons commencer par traiter des manomètres ou jauges.



Bien pomper une enceinte est une chose, bien savoir où l'on en est de la pression en est une autre. La grandeur physique en science du vide est bien définie: c'est le quotient de la force exercée par les molécules d'un gaz par unité de surface de la paroi les recevant. Nous avons vu que cette grandeur est reliée à la température T du gaz et à sa densité volumique n par:

$$P = n\,k\,T$$

Nous ne reviendrons pas sur les unités employées.

Nous savons explorer une gamme de 14 décades sous la pression atmosphérique et l'appareil universel (nous dirons une jauge à vide ou un manomètre) permettant une lecture continue sur une telle gamme n'existe pas. Il en faut plusieurs successivement. La mesure de la pression se traduit par la variation d'une autre grandeur que nous appellerons X, par exemple une hauteur de colonne, un temps, un courant électrique et ce, en faisant intervenir des processus physiques extrêmement variés comme l'indique le diagramme ci-dessus. Le manomètre peut être caractérisé par quatre qualités métrologiques principales :

- sa justesse ou **précision**, c'est-à-dire sa faculté de donner la valeur réelle de la grandeur mesurée, que l'on obtient par un étalonnage ;

- sa **fidélité** qui est son aptitude à donner toujours la même indication pour la mesure de la même grandeur ;

- sa **sensibilité** $\mathcal{S}$ qui est le rapport $\frac{dX}{dP}$ et qui traduit son aptitude à détecter les faibles variations de la grandeur mesurée ;

- sa **résolution** qui est la plus petite variation de P que l'on puisse mesurer.

La mesure directe de la pression absolue ne doit pas dépendre de la nature du gaz. Cette pression, agissant uniformément sur une surface connue, développe une force que l'on contrebalance de façon détectable en équilibrant par :

- la force hydrostatique d'une colonne de liquide ;
- la contrainte induite sur un élément déformable ;
- la force de gravitation.

Les forces mécaniques se mesurent précisément dans une gamme limitée si l'on ne veut pas mettre en oeuvre un dispositif très lourd, ce qui restreint la mesure de la plus faible pression absolue à ~ 10^{-5} mbar (aujourd'hui!).

La mesure indirecte consiste à relier une propriété physique du gaz à sa pression ou à sa densité volumique (conductibilité électrique ou thermique, probabilité d'ionisation, viscosité, ...). Cette propriété dépend toujours de la nature du gaz pompé de sorte qu'il est nécessaire d'avoir un facteur d'étalonnage de la jauge pour celui-ci par rapport à un gaz pris comme référence (en général l'azote). Si le gaz est composite, l'estimation de la pression vraie à partir de la pression lue est une opération compliquée. Hormis ce désavantage, on atteint, par ce moyen, des précisions de mesure bien meilleures.

Un manomètre dont l'étalonnage est obtenu à partir de ses mensurations et de constantes physiques est un étalon primaire. Exemples : le manomètre à colonne interférométrique et la jauge de Mac Leod.

Celui qui a des qualités métrologiques excellentes, calibré avec un étalon primaire et qui est apte à servir de référence est un étalon secondaire. Exemples : le manomètre à capacitance et la jauge à viscosité.

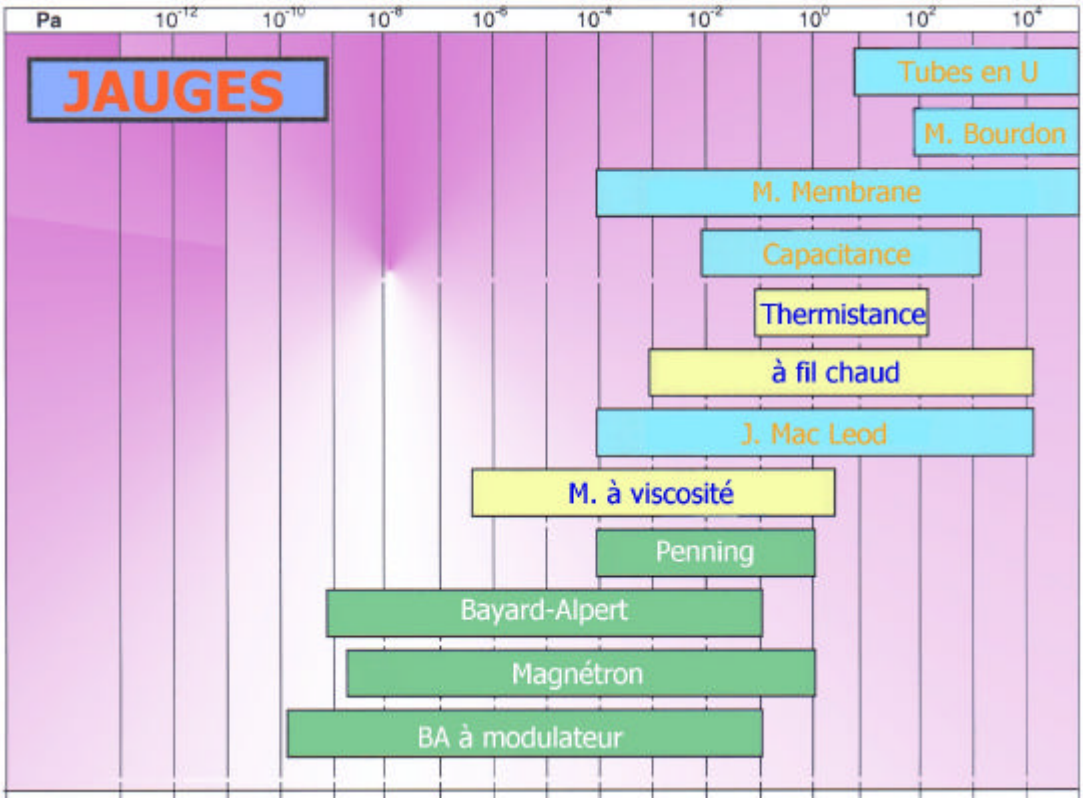
Avant d'entamer la description des différentes jauges, il est utile de faire quelques remarques générales. La satisfaction de pouvoir donner un valeur à 10% près de la pression en dessous de 10^{-4} mbar ne s'obtient qu'après une longue série de précautions. La première est de savoir, nous l'avons dit, de quoi est constituée l'atmosphère résiduelle. La seconde est de savoir si l'appareil est suffisamment fidèle pour que son indication soit conforme à celle du moment de son étalonnage (propreté, position, température). La troisième est de tenir compte de la "correction thermomoléculaire" quand on opère sur des systèmes cryogéniques. Si une jauge est à la température T_j mais que le gaz dont elle mesure la pression P_j est à la température T_g différente (par exemple par accommodation sur une surface cryo-refroidie) la pression réelle Pg du gaz est :

$$p_g = \left(\frac{T_g}{T_j} \right)^{1/2} P_j$$

Enfin, il faut que la pression à mesurer ne soit pas perturbée par la jauge elle-même, ce qui arrive fréquemment en ultravide où le manomètre peut donner des indications plutôt empreintes du passé que du présent, de la proximité immédiate que de l'enceinte.

Le tableau ci-dessous donne la gamme couverte par quelques manomètres parmi les plus usuels. Les systèmes de mesure de pression partielle seront décrits ensuite. La classification des jauges qui va structurer les lignes suivantes est donnée

sur le diagramme d'introduction, à partir des phénomènes physiques mis en jeu. Nous ne décrirons que les modèles couramment utilisés et l'on se reportera, à l'excellent ouvrage de *A. Berman "Total Pressure Measurements In Vacuum Technology" (1985) édité chez Academic Press* pour de plus amples détails.

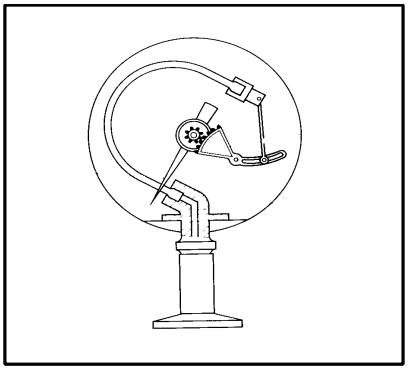


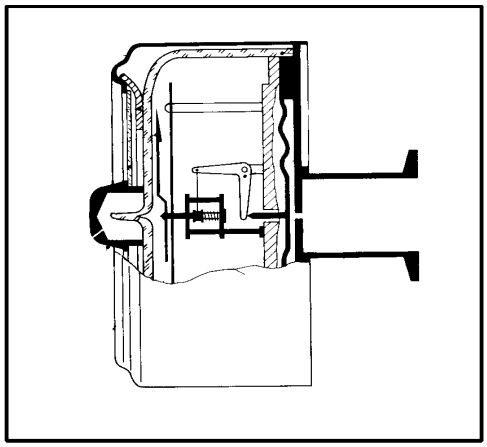
7-1 Manomètres mesurant les forces dues aux gaz

Ils donnent des indications indépendantes de la nature du gaz et permettent donc des mesures de pression absolue.

■ Commençons par les manomètres utilisant l'action de ces forces pour déformer un élément élastique.

Le plus rustique est le **manomètre de Bourdon**. Un tube creux préalablement vidé de son air est mis en contact avec un gaz dont on désire mesurer la pression P, l'extérieur de ce tube étant soumis à la pression atmosphérique H ; la différence $\Delta P = H - P$ le déforme en entrainant un système de déplacement d'une aiguille devant une graduation à peu près linéaire. La lecture dépend de H et la précision est ~ 10%. On les gradue parfois en négatif pour indiquer des dépressions par rapport à H. Ces manomètres sont robustes et de faible coût mais sont peu précis.





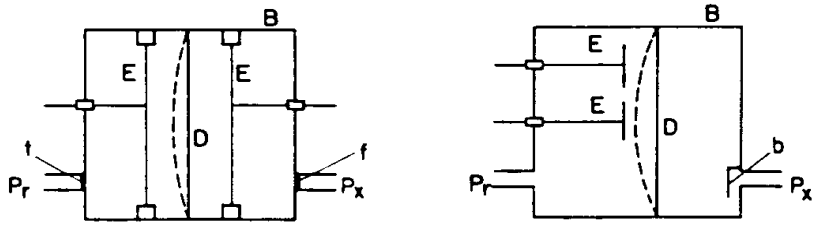
Les **manomètres à capsules** sont des assemblages de membranes en calotte sphérique parfois nervurées soudées tête-bêche dont la capsule est vidée à une pression de référence. L'extérieur de la capsule est soumis à la pression à mesurer (on fait parfois l'inverse). Les indications sont indépendantes de la pression atmosphérique et la précision peut atteindre 1%. En soignant l'empilage des capsules et le mécanisme amplificateur de mouvement, on arrive à 0,3% et une résolution de 30 mbar.

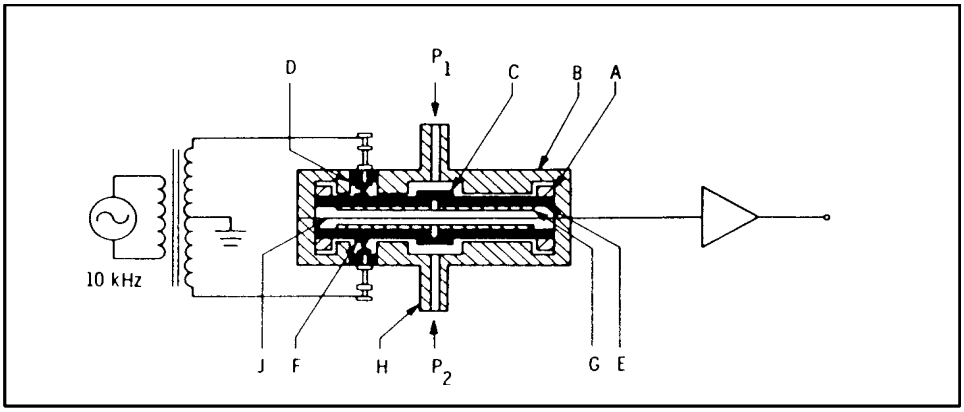
Ces manomètres sont concurrencés par les **jauges piézorésistives** dans lesquelles un dépôt de silicium sur une membrane voit sa résistance varier en fonction de la déformation de celle-ci. La sensibilité de ce type de jauge est :

$$\mathcal{S} = \frac{\Delta X}{\Delta P} \text{ quivaut ici } \frac{\Delta R}{\Delta P}$$

Cette sensibilité dépend de ΔR qui, avec un montage en pont de Wheatstone, peut être notablement accrue. La précision peut atteindre ainsi 10^{-4}. On réalise des capteurs de ce type, de coût élevé, mais qui ont une résolution de 10^{-4} mbar et une excellente linéarité (~ 2%) sur une gamme s'étendant jusqu'à H/5.

Encore plus précis et plus sensibles sont les **manomètres à capacitance** qui constituent des étalons secondaires. Les figures représentent le schéma des types symétrique (a) et asymétrique (b). La membrane (en inconel) mobile sous l'action de la différence de pression existant entre une pression de référence et la pression à mesurer est une des armatures d'un condensateur dont on mesure la capacitance avec un pont de Kohlsrauch en la transformant en une impédance par une excitation en BF (10 kHz).





Rappelons qu'une capacité vaut :

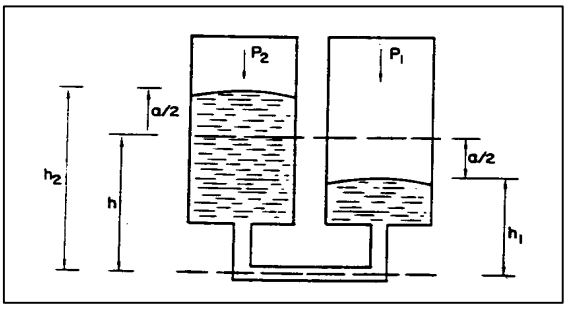
$$C=\varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{A_c}{d}$$

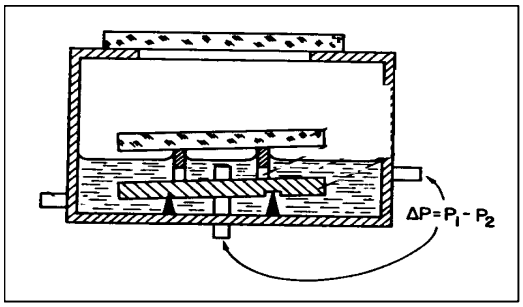
ε_0 étant la permittivité du vide, ε_r la permittivité relative du gaz remplissant l'espace interplaque, A_c la surface en regard et d la distance interplaque (d est ici une valeur moyenne). La déformation d d'une membrane circulaire attachée à sa périphérie est :

$$d=k_1 \frac{\Delta P r^4}{e^3}$$

k étant un coefficient dépendant du matériau, r le rayon de la membrane, e son épaisseur. La sensibilité dépend donc des paramètres géométriques de la membrane. En montage symétrique, la capacité droite est dans le gaz de l'enceinte, ce qui induit une réponse sensible à la nature du gaz que le montage asymétrique permet d'éviter. La résolution peut atteindre 10^{-5} mbar (on sait détecter aisément $\Delta d = 10^{-6}$ mm et $\mathcal{S}=\frac{\Delta d}{\Delta P}=k_2 C \frac{r^3}{e^3}$) pour une gamme limitée à 1 mbar. On sait faire de telles jauges pour différentes gammes dont une allant jusqu'à H. La sophistication peut être extrême et le coût très élevé (> 3500€). Les anciens modèles courants sont parfois sensibles aux variations de température et présentent un hystérésis qui oblige à un recalage du zéro. En général, cette jauge est étuvable et donc compatible avec l'ultravide.

■ Passons maintenant aux manomètres utilisant l'équilibrage des forces dues aux pressions de gaz par des forces hydrostatiques. Ils peuvent paraître désuets car peu commodes d'emploi, mais ils ont fait, eux aussi, l'objet de constantes améliorations et leur précision accrue les maintient plus que jamais dans la catégorie des étalons primaires. Parmi eux, les **manomètres à colonne de liquide à tube en U** utilisent 2 colonnes en verre généralement de section identique communiquant entre elles par le bas. L'appareil permet de mesurer des pressions différen-tielles (et donc à fortiori, absolues).





Le fluide manométrique a longtemps été du mercure, puis du phtalate de butyl ; il doit avoir une très faible tension de vapeur à la température d'utilisation. Aujourd'hui, on utilise des fluides moteurs (DC704 par exemple) ou des métaux liquides (gallium (Ga)).
Avec les notations de la figure, on peut écrire :

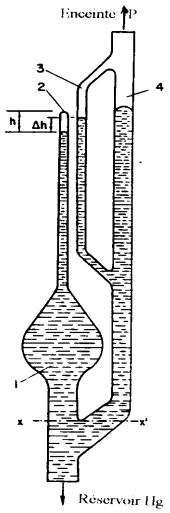
$$P_1 - P_2 = \rho g a$$

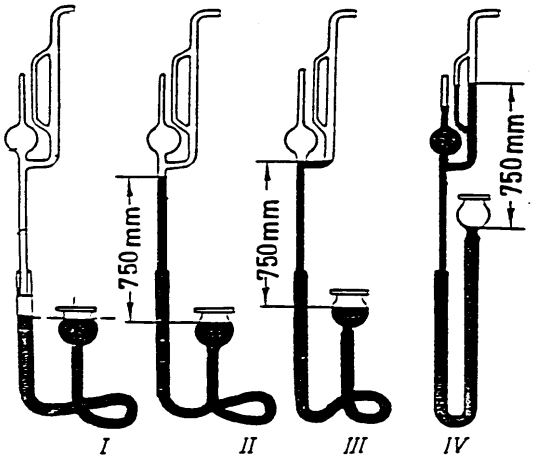
d'où l'on déduit :

$$\delta = \frac{\Delta a}{\Delta P} = \frac{1}{\rho g}$$

g étant l'accélération de la pesanteur (9.81 ms^{-2} à Paris) et ρ la masse volumique du fluide manométrique. La précision de la mesure est améliorée avec la précision de la connaissance de ρ et en accroissant celle de la mesure de a. Le ménisque formé par le liquide et la dépression capillaire peuvent induire les erreurs principales. Du plus simple au plus compliqué, les moyens d'accroître la précision sur a sont l'inclinaison d'un tube (manomètre incliné), le repérage électrique des niveaux avec le mercure, les repérages cathétométrique et interférométrique. On arrive ainsi à des résolutions de 10^{-5} mbar pour une gamme allant de 10^{-4} à 1 mbar.
Dans le cas où $P_{1,2}$ = 0, on obtient un manomètre absolu (dont le baromètre de Torricelli est une variante). La résolution est, dans ce cas, d'environ 1 mbar.
Ces manomètres sont fragiles et il ne faut pas appliquer les pressions de manière brutale sous peine de voir le fluide manométrique remplir l'installation. L'utilisation du mercure est, à cet égard, délicate. Les mesures soignées mettent obligatoirement en oeuvre un dégazage du fluide manométrique et une mesure de sa température.

La **jauge de Mac Leod** est un type particulier de manomètre à colonne liquide. Il est basé sur la loi de Boyle-Mariotte qui exprime la constance du produit volume-pression d'une masse donnée de gaz parfait, à température constante. Il est constitué d'un bulbe de verre 1 de fort volume terminé par un fin capillaire 2 dit de compression. Le bulbe est connecté à un réservoir mobile de mercure et à un bras latéral 4 comprenant un capillaire 3 de même diamètre que 2. Le bras 4 est relié à l'installation à la pression à mesurer P.





Le compartiment de compression à partir de xx' délimite un volume V (voisin de celui du bulbe). En remontant lentement le réservoir, on isole un volume de gaz à la pression P au niveau xx' et à une pression croissante au fur et à mesure que l'on monte le réservoir. Avec les notations de la figure, on peut écrire :

$$PV = (P + \Delta h\, \rho\, g)Ah$$

Si v = Ah et si V >> v, on a :

$$P=\frac{v}{V}\Delta h\rho g$$

Le rapport $\frac{v}{V}=k$ est le taux de compression de la jauge et l'on a intérêt à ce qu'il soit le plus élevé possible. A partir de cette formule, il existe deux méthodes opératoires :

a) dans la méthode dite à échelle quadratique où le niveau dans le capillaire 3 affleure au sommet du capillaire 2, d'où $\Delta h = h$:

$$P=\frac{A}{V}h^2\rho g$$

La sensibilité est :

$$\mathcal{S}=\frac{1}{2\rho gk}$$

Par cette méthode, on peut couvrir 5 décades avec une précision de 5% en une seule échelle.

b) Dans celle dite à échelle linéaire, on fait affleurer le niveau dans le tube 2 toujours à la même position, h est alors constante :

$$\mathcal{S}=\frac{h}{\rho gk}$$

La mise en oeuvre de cet appareil nécessite quelques précautions :

- travailler avec une verrerie et un mercure propres ;
- interposer un piège pour éliminer les vapeurs condensables ;
- monter le réservoir suffisamment lentement pour que la compression n'élève pas la température du gaz dans le tube 2.

Les variantes simplifiées, mais moins précises de cette jauge, sont le **manomètre de Kammerer** et le **vacuscope de Gaede**.
Moyennant quelques corrections (écart de la loi des gaz parfaits, dépression capillaire, tension de vapeur du mercure, ...) et une littérature abondante sur le sujet de par son ancienneté (1874), ce type de jauge a longtemps été le seul étalon primaire de pression permettant l'étalonnage d'autres jauges (on atteint 6% de précision à 4 10^{-5} mbar!).

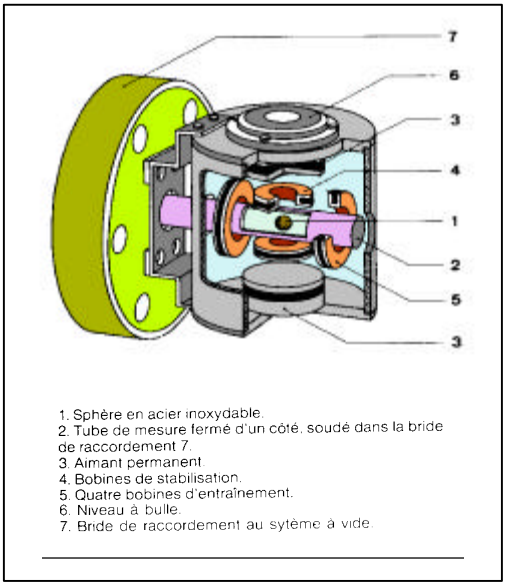
7-2 Manomètres à transfert de moment

Un corps en mouvement rapide dans un milieu raréfié transfère une quantité de mouvement à une molécule qui le frappe. Le taux de transfert est montré proportionnel à la pression et indépendant de la masse du gaz. Cette intéressante propriété a été tôt exploitée dans les manomètres à amortissement ou à résonance dans lesquels un corps mis en oscillation voit celle-ci modifiée par la friction avec le gaz ambiant. La modification est quantifiée et reliée à la pression. Ces appareils mal commodes ne sont plus que des objets de musée.
Un regain d'intérêt est apparu pour la **jauge à viscosité** qui a montré un fonctionnement suffisamment fiable pour constituer un étalon secondaire très répandu quoique coûteux, capable de mesurer des pressions absolues.
Une sphère d'acier est maintenue en lévitation magnétique dans un tube relié à l'enceinte dont la pression est à mesurer. Deux bobines produisent un champ magnétique tournant qui entraîne la bille jusqu'à une vitesse de rotation ~ 400 tours. s^{-1}. La bille est ensuite livrée à elle-même et ralentie par friction avec le gaz. Au cours de la décélération, on mesure deux laps de temps successifs t et t' pour qu'elle effectue un nombre donné de tours ; on montre alors que :

$$P=\frac{\pi c r \rho}{10\sigma}.\frac{t-t'}{tt'}$$

c est la vitesse moyenne des molécules du gaz $(\sqrt{8kT/\pi M})$, r le rayon de la sphère de masse volumique ρ et σ un coefficient de transfert de moment radial peu différent de 1 pour une surface de bille polie. Les temps t et t' sont corrigés du ralentissement induit par les courants de Foucault dû à la suspension magnétique de la bille.
Le libre parcours moyen doit être grand comparé à r.
La sensibilité est :

$$\delta=\frac{10\sigma}{\pi c r \rho}$$



Ceci montre que cette jauge pourrait être considérée comme un étalon primaire, dans la mesure où σ, r et ρ sont accessibles par des moyens métrologiques de base. En fait, t et t' sont mesurés à travers une circuiterie électronique d'un

microprocesseur et cette jauge est trop récente pour que l'on connaisse déjà tous les facteurs agissant sur σ (en particulier l'évolution de l'état de surface de la bille).
La gamme de mesure s'étend de 10^{-2} à 10^{-6} mbar avec une résolution de 5 10^{-7} mbar. Cette jauge coûteuse (~ 12000€) est compatible avec l'ultravide et insensible aux entrées d'air, elle est sans dégazage et sans pompage intrinsèque.

7-3 Manomètres à transfert d'energie thermique

Prenons la figure ci-dessous qui montre un **manomètre thermique** dans lequel un fil fin est tendu et chauffé par un courant électrique dans un tube clos relié à une enceinte dont on veut mesurer la pression. La température d'équilibre de ce fil dépendra de l'équilibre entre la puissance électrique fournie et les déperditions de chaleur. Le transfert d'énergie du fil vers l'enveloppe via les molécules gazeuses est une cause de déperdition de chaleur; ce transfert n'est proportionnel à P qu'en régime moléculaire et il est alors de la forme :

$$E_T = k_1 P T^{-1/2} (T_f - T)$$

k_1 est un coefficient dépendant de la nature du gaz, T_f la température du filament et T celle du gaz (supposée être celle de l'enveloppe).
Les autres causes de déperdition sont :
le rayonnement : $E_R \propto T_f^4 - T^4$
la conduction du support : $E_C \propto T_f - T$
et par convection : $E_{CN} \propto P^{\delta} (T_f - T) \gamma T^{-1/2}$ avec $\delta \sim 0.5$ et $\gamma \sim 1.25$.

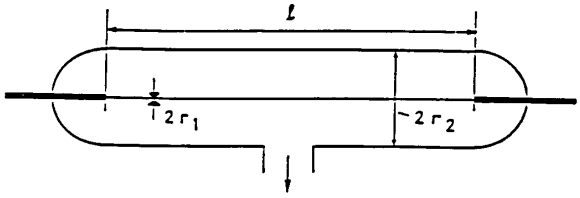
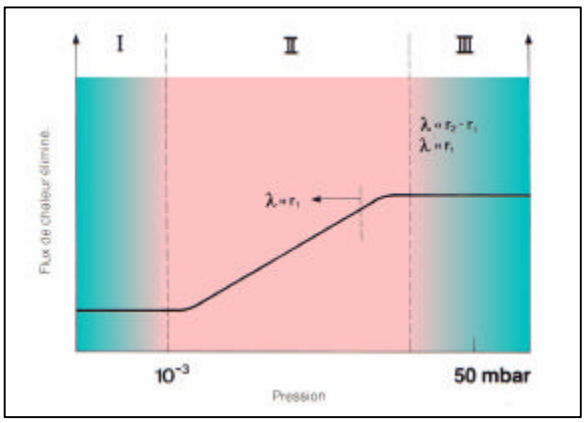


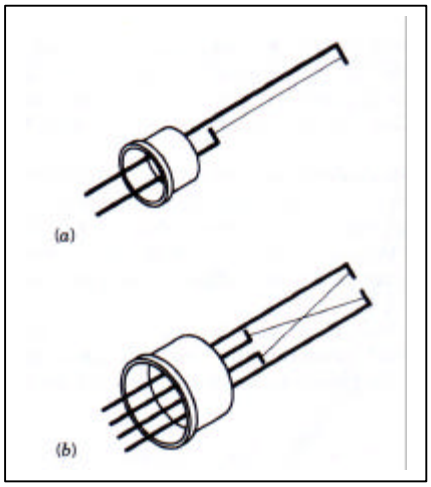
Schéma d'un manomètre thermique



Examinons ce qui se passe en fonction de P pour le bilan. Aux très basses pressions (I) $E_R + E_C >> E_T$, le système s'équilibre indépendamment de la pression. Entre quelques 10^{-3} mbar et 1 mbar, $E_T > E_R + E_C$, E_{CN} # 0, le transfert est dépendant linéairement de la pression et la mesure de la température du fil est un moyen de mesure de P : ce sont les jauges Pirani et à thermocouple.
Quand P continue de croître, on passe dans un régime transitoire puis visqueux où E_{CN} n'est plus négligeable devant E_T. En général, δ est suffisamment petit pour que le transfert redevienne indépendant de P pour $P \geq 10$ mbar parce que le libre parcours moyen des molécules λ est faible devant les dimensions transverses de la jauge, les chocs molécule-molécule prédominent et le transfert d'énergie n'est pas directionnel.

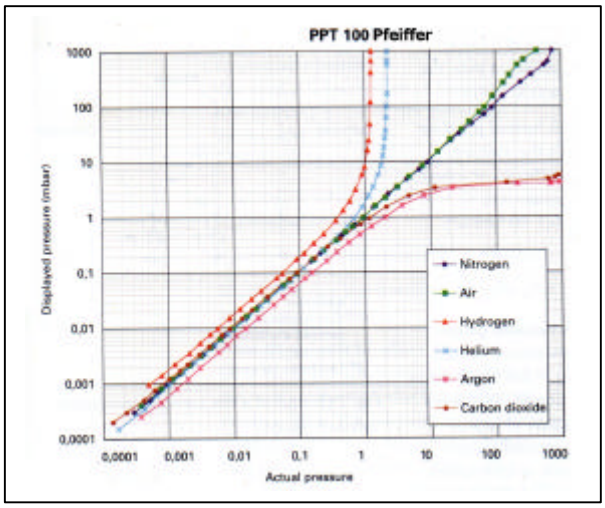
Ceci n'est pas valable pour le manomètre à convection où l'arrangement intérieur favorise un mouvement gazeux cohérent bouclé (courants de convection) qui véhicule l'énergie thermique E_{CN} avec δ # 1, jusqu'à P ~ H, avec l'inconvénient que cette cohérence soit très dépendante du gaz.

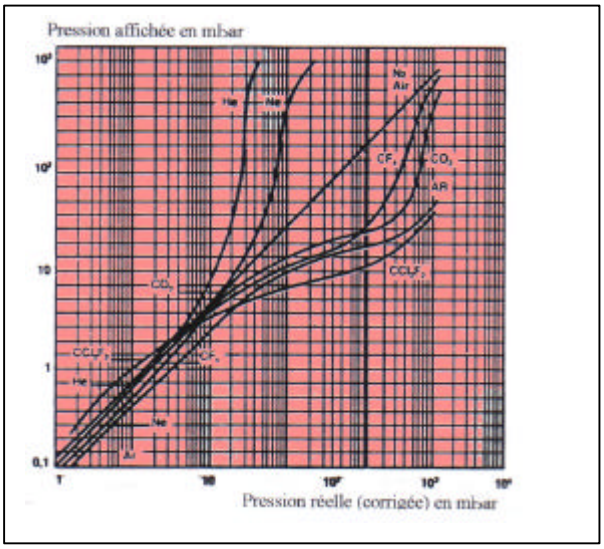
La **jauge Pirani** a) est principalement constituée d'un filament (tungstène, nickel ou platine) inclus dans un tube de verre ou de métal dont on maintient constant soit le courant I, soit la tension aux bornes V; la diminution des pertes thermiques, quand P diminue, se traduit par une variation de R détectée par un pont de Wheatstone. Parfois, c'est la température du filament T_f qui est maintenue constante et l'on détecte la variation de V ou de I.



Dans la **jauge à thermocouple** b), on détecte la température du fil au moyen d'un thermocouple, le courant I étant maintenu constant.

Ces deux jauges ont une gamme de mesures qui va de 10^{-3} à ~ 50 mbar avec une précision ~ 15%. Elles sont robustes mais sensibles à la contamination, ont un temps de réponse élevé (0.15 pour la Pirani, quelques secondes pour le thermocouple). Un exemple de réponse en fonction du gaz et de la pression est illustrée ci-contre pour une jauge Pirani.





Le **manomètre à convection** est un manomètre de type Pirani modifié de sorte que la gamme de pression s'étende jusqu'à H avec une réponse du type de celle de la figure ci-contre, une position horizontale imposée et les mêmes propriétés qu'une jauge Pirani.

Une variante de la jauge Pirani qui a une gamme s'étendant jusqu'à H est la **jauge à thermistance** dans laquelle le fil est remplacé par une thermistance à coefficient de température négatif. La technologie délicate et l'électronique complexe liée à cette jauge ont empêché son application industrielle en Europe.

7-4 Manomètres à ionisation

Ils sont les manomètres privilégiés du **vide élevé** et de **l'ultravide**. Ils font partie de la classe des manomètres à mouvement de particules chargées qui comprend un grand nombre de types de jauges que nous ne décrirons pas toutes car certaines ne sont pas utilisées communément.
Le phénomène de l'ionisation mérite une description succincte du fait de son importance en technique du vide.
L'**ionisation positive** est une perturbation de l'atome ou de la molécule qui provoque le départ d'un ou plusieurs électrons du cortège, dans la mesure où cette perturbation est suffisamment énergique pour vaincre la force qui lie ce ou ces électrons au/x noyau/x. On parle d'**énergie d'ionisation** ou de **potentiel d'ionisation** $\Im$ (ddp minimale sous laquelle doit être accéléré un électron pour arracher l'électron lié au cortège électronique). Si l'atome est neutre, l'ionisation fournit un ion une fois chargé et un électron ; si c'est un ion n fois chargé qui est ionisé, on forme un ion n+1 fois chargé et un électron.
L'énergie de **première ionisation** pour tous les éléments est <25eV. L'ionisation peut être produite par une particule (collision) ou un rayonnement (photo-ionisation); nous ne nous intéresserons qu'à l'ionisation par impact électronique.
Dans le cas de l'ionisation d'une molécule, il peut y avoir fragmentation ; chaque fragment n'apparaissant que pour un seuil d'énergie électronique donné appelé « potentiel d'apparition » qui est la somme d'un potentiel d'ionisation et d'un de dissociation. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de ce potentiel d'apparition pour les fragments de l'éthylène C_2H_4, par exemple .

Fragment	H^+	H_2^+	C^+	CH^+	CH_2^+	C_2^+	C_2H^+	$C_2H_2^+$	$C_2H_3^+$	$C_2H_4^+$
$\Im$	26.3	28.1	24.7	23.0	19.3	26.5	19.3	13.5	14.0	10.5

Quel est le taux de production d'ions à partir d'un électron?
Prenons un élément de volume d'une enceinte à la pression P en mbar, la densité de neutres n par cm^3 est :

$$n = 2.65\ 10^{16}P$$

Prenons N_e électrons se déplaçant sur un trajet L avec la même énergie E_e ; ils vont produire une quantité d'ions (et d'électrons) N^+ telle que :

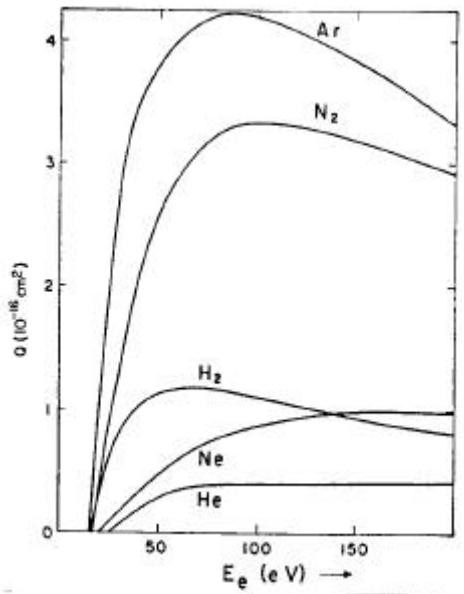
$$N^+ = \sigma n N_e L$$

Le facteur de proportionnalité σ a les dimensions d'une surface, on l'appelle **section efficace d'ionisation**. Si N_e est un flux d'électrons, c'est-à-dire une intensité I^-, N^+ est une intensité ionique I^+ :

$$I^+ = \sigma n I^- L = 2.65\ 10^{16} \sigma P I^- L$$

Si P est normalisée à 1 mbar, L à 1 cm et n = 1, N^+ est baptisée probabilité d'ionisation notée généralement $\mathcal{P}_i$ proportionnelle à σ. σ dépend de E_e et de la nature du gaz. Nous avons vu que si $E_e < \Im$, $\sigma = 0$, il y a un seuil; la forme générale $\sigma = f(E_e)$ est celle de la figure ci-dessous. On voit qu'elle ne dépasse guère 10^{-16} cm^2, donc $\mathcal{P}_i \leq 25$.

Notons, au passage, que si P < 10^{-4} mbar, il faut à peu près 400 électrons pour produire 1 ion sur 1 cm. On comprend alors pourquoi dans les pompes ioniques et les jauges à ionisation, on a intérêt à accroître L.



Il faut retenir que l'abondance de l'ion d'un corps dans un système ionisant est proportionnelle à sa section efficace pour l'énergie considérée.
L'évaluation de σ peut se faire par des mesures extrêmement délicates, pour E_e > 2$\Im$ (cas des jauges et pompes ioniques), parmi toutes les représentations analytiques, celle de Lotz (qui est semi-empirique) semble la plus réaliste.
Elle exprime que chaque électron du cortège peut participer à la première ionisation avec une probabilité liée à son potentiel d'ionisation $\Im_i$ propre, correspondant à la sous-couche d'ordre i qu'il occupe :

$$\underset{0\to 1}{s} = \frac{a}{E_e}\sum_{1}^{N}\frac{q_i}{\Im_i}\,\mathrm{Ln}\,\frac{E_e}{\Im_i}$$

q_i est le nombre d'électrons sur la sous-couche considérée, a est un coefficient égal à 4.5 10^{-14} pour les corps légers (Z_e < 15) et à 6.5 10^{-14} au delà. Cette formule est la seule faisant intervenir tout le cortège et à corroborer les résultats de sensibilité des jauges en fonction du Z des gaz (Cf plus loin). Si on approxime aux n électrons périphériques, on obtient :

$$s = a\frac{n}{E_e\Im_1}\,\mathrm{Ln}\frac{E_e}{\Im_1}$$

σ est maximale pour E_e # 2.72 $\Im_1$ dans cette première approximation. On peut appliquer cette formule avec des potentiels d'apparition. On comprend pourquoi l'étalonnage d'une jauge à ionisation, pour différents gaz, dépend de la tension grille (qui joue sur E_e)!
Les constructeurs ne spécifient pas la tension grille dans leur table d'étalonnage parce qu'ils utilisent à peu près tous la même.
Pourquoi ne peut-on faire un étalonnage théorique des jauges à ionisation? Parce que le mouvement oscillatoire des électrons fait qu'ils n'ont pas, en tous lieux, la même énergie et que seule une lourde statistique (méthode de Monte-Carlo), tenant compte d'une distribution de potentiel en 3 dimensions, pourrait le permettre.
Pourquoi la loi du courant de décharge dans une pompe ionique dépend-elle d'une puissance # 1? De même, on ne sait d'où part et où ionise l'électron énergique ; on a alors :

$$I^+ = kP\int_{E_e=I}^{E_e=U_a}\sigma(E_e)\,Ne(E_e)\,dE_e$$

où Ne (E_e) est le nombre d'électrons d'énergie comprise entre E_e et E_e + dE_e . Ne (E_e) n'est pas indépendant de P parce que les électrons d'ionisation participent à la

décharge et que l'émission secondaire des cathodes dépend de I^+, donc de P. L'intégrale est donc inextricable sauf dans les configurations dans lesquelles ces électrons d'ionisation jouent un rôle mineur (allongement du parcours des électrons libres) où $I^+ \propto P$.

A titre d'application numérique, on peut déduire l'étalonnage d'une jauge à ionisation à une énergie E'_e connaissant celui à E_e . La sensibilité est proportionnelle à σ, donc :

$$\frac{S_{E_e}}{S_{E'_e}} = \frac{E'_e}{E_e} \frac{LnE_e / \Im}{LnE'_e / \Im}$$

Prenons N_2 avec $\Im$ ~ 15V, E_e = 125V et E'_e = 180V, $\mathcal{S}'_{E_e} = 1.23\, \mathcal{S}_{E_e}$, la jauge indique une pression plus faible que la pression réelle.

Il y a deux types de jauges à ionisation selon le processus de production des électrons ionisants : les jauges à cathode chaude où ils sont produits par l'émission thermo-électronique d'un filament chaud et les jauges à cathode froide où une décharge est initiée à partir d'électrons nomades.

Dans les jauges à cathode chaude, le courant électronique ionisant I^- est indépendant de la pression (dans la mesure où les électrons issus de l'ionisation n'apportent pas eux-mêmes une contribution notable à ce courant), le courant I^+ est de la forme :

$$I^+ = I^- \bar{L} \varepsilon P$$

où $\bar{L}$ est le parcours moyen d'un électron dans la géométrie considérée, ε une constante liée à la section efficace d'ionisation et à la géométrie. La sensibilité est alors :

$$\mathcal{S} = \bar{L} \varepsilon I^-$$

Dans le cas des jauges à cathode froide, type diode de Penning, le courant I^- est lui-même une fonction de P puisque c'est une décharge d'avalanche sustentée par les électrons d'ionisation; dans ce cas, la sensibilité est :

$$\mathcal{S} = \bar{L} \varepsilon P^n$$

où $0.1 < n \leq 0.4$.

Au travers d'ε, l'étalonnage dépend de la nature du gaz et de l'énergie électronique, au travers de $\bar{L}$ de la géométrie. Il n'est donc pas possible de transposer la table d'étalonnage d'une jauge à une autre sous peine de faire de grossières erreurs d'évaluation de la pression. Il n'empêche que l'augmentation de la sensibilité se fait en maximalisant ε (donc la section efficace de première ionisation par une sélection de la tension d'accélération des électrons) et $\bar{L}$ en utilisant des géométries électromagnétiques piégeant les électrons (puits de potentiel électrique, inductions axiales). L'unité utilisée pour $\mathcal{S}$ est l'Ampère par mbar ou par P et le $mbar^{-1}$ ou Pa^{-1} lorsque la sensibilité est relativisée à I^-.

Les facteurs affectant les caractéristiques de ces manomètres sont :

a) **les pompages électronique et chimique**. Les ions créés vont en majorité sur les parois de la jauge où ils peuvent être sorbés. Après l'arrêt de la jauge, ils peuvent être désorbés et participer à la "mémoire" de la jauge et perturber la lecture de pression. Le filament incandescent est l'objet de réactions chimiques

complexes (transport du tungstène vers les parois en présence d'H_2O et l'inverse en présence d'halogènes, dissociation des molécules O_2, H_2). Le col-lecteur d'électrons peut, après physiosorption, être le siège d'une désorption induite par impact électronique qui accroît le courant ionique collecté indépendamment de la pression.

b) **Les courants parasites**. Nous venons de parler de la désorption induite du collecteur d'électrons, il faut y ajouter celles du filament, des parois, celle due à la perméation au travers des passages de jauge. Une mention toute particulière doit être faite du courant parasite dû à l'émission de rayons X mous par la grille bombardée par les électrons primaires, courant qui est la principale cause d'erreur d'appréciation de la valeur absolue des très basses pressions. Les électrons frappant l'anode perdent leur énergie dans la matière en la cédant soit à des électrons (émission secondaire vraie), soit à des photons (Bremsstrahlung).
Les photons ne sont pas affectés par la distribution de potentiel et peuvent décrocher des électrons d'une surface quand ils la frappent (photoémission), ce qui, au niveau du collecteur d'ions, équivaut à une arrivée ionique. La quantité d'énergie rayonnée en photons est :

$$E_\gamma \approx 1.5 10^{-9} Z I^- V^2$$

tandis que l'intensité totale irradiée dans tout l'espace est :

$$I_\gamma \approx k Z I^- V^{2.65}$$

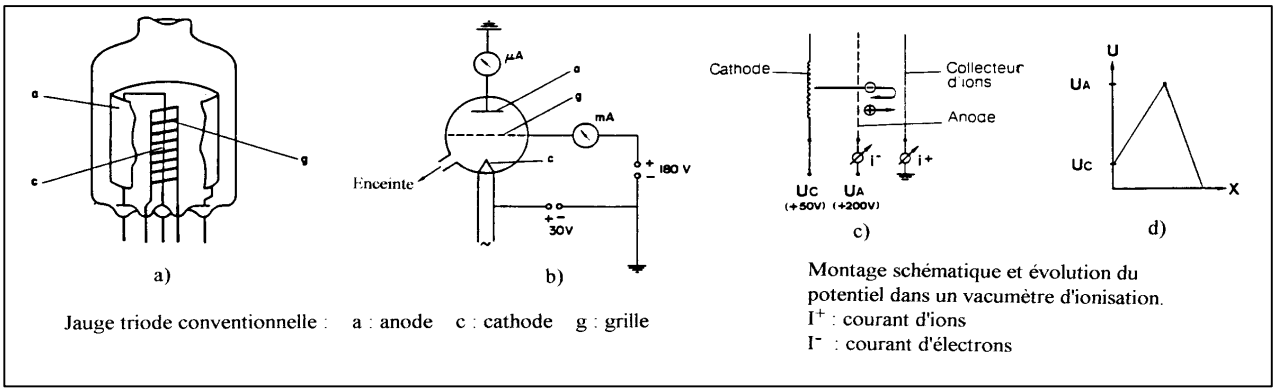
k est une constante, V l'énergie électronique et Z le numéro atomique du matériau du collecteur d'électrons. On voit que l'on a intérêt à utiliser un matériau de faible Z et la plus basse énergie possible compatible avec le seuil d'ionisation.

c) **La géométrie de collection ionique**. La façon dont le potentiel accélérateur est distribué agit sur l'efficacité de collection des ions. La cathode collectrice (appelée souvent collecteur) doit être protégée du rayonnement X, ses dimensions sont un compromis entre l'efficacité de collection et la moindre captation de ce rayonnement. Elle ne doit pas induire de désorption.

d) **La technologie cathodique**. Quand elle est froide, la cathode est aussi le collecteur. Elle est généralement faite en nickel à cause de sa malléabilité. Quand elle est chaude, il s'agit d'un filament. Sa propre désorption et l'action chimique à chaud ainsi que la désorption par la puissance irradiée qu'il induit sont des facteurs de perturbation importants. Les matériaux utilisés sont W, Re, W+ThO_2 , Ta+LaB_6 . Ce dernier composé a l'avantage d'un faible travail de sortie (2.66 eV) qui limite la température d'émission à ~ 1500°C, une aptitude à de multiples réactivations (en cas de remontée brutale de pression) et une faible activité chimique sur O_2 et H_2 .
L'ensemble de ces paramètres (et la liste n'est pas complète) montre que la mise en oeuvre d'un manomètre à ionisation nécessite au moins un temps de stabilisation de plusieurs heures. La mesure des très basses pressions n'a pu se faire qu'en minimisant la propre participation de la jauge à cette pression. On va voir l'évolution des deux catégories de manomètres à ionisation selon qu'ils sont à cathode chaude ou froide.

La première **jauge à cathode chaude** a une géométrie directement inspirée de la triode avec une distribution de potentiel modifiée. Les électrons sont émis par un filament (cathode) porté à haute température par effet Joule, ils sont accélérés grâce à la tension de la grille entourant le filament, portée à un potentiel proche du

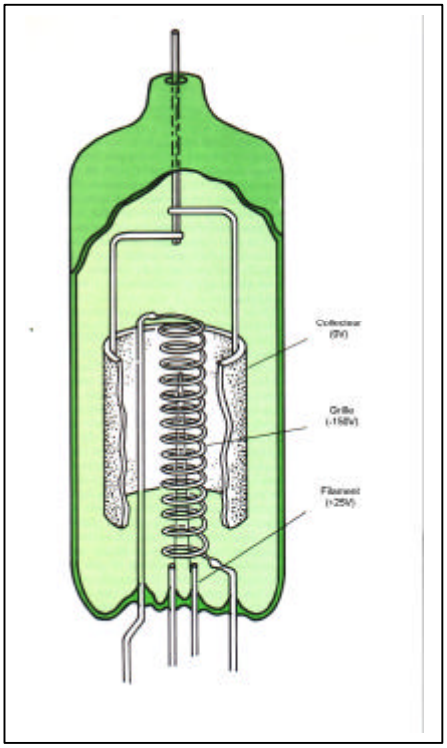
maximum des sections efficaces (100÷200V). Le collecteur d'ions est à un potentiel négatif par rapport à celui du filament de sorte qu'un électron émis se trouve dans un « creux de potentiel » qui le fait osciller, ce qui accroît $\bar{L}$, donc la sensibilité ; il finit par être capté par la grille. Moins d'un électron sur 10000 participe à l'ionisation, de sorte que les électrons issus de la collision sont en quantité négligeable. Le courant d'émission est maintenu stable dans la gamme 0.1÷10mA et le courant d'ions est proportionnel à la pression (~ 1 nA) jusque vers 10^{-8} mbar où le courant photoélectrique prédomine et jusque vers 10^{-3} mbar où peuvent apparaître des décharges et où les électrons d'ionisation commencent à fausser la sensibilité.



Jauge triode conventionnelle : a : anode c : cathode g : grille

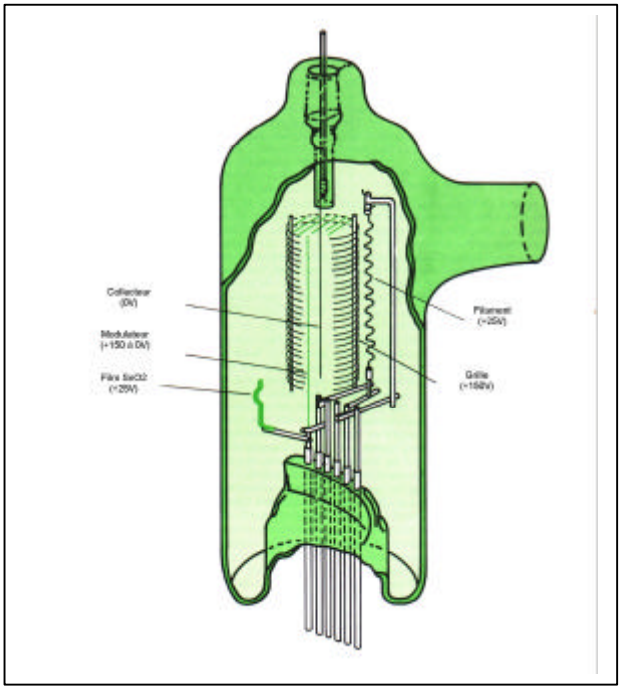
Montage schématique et évolution du potentiel dans un vacumètre d'ionisation.
I^+ : courant d'ions
I^- : courant d'électrons

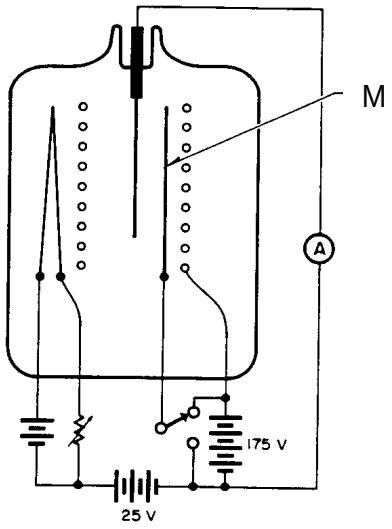
La géométrie de la figure ci-contre est classique, fournissant une sensibilité ≈ 10 $mbar^{-1}$ pour N_2 . Ce dessin original a subi des modifications pour étendre la gamme d'utilisation de cette jauge. Vers le haut avec les jauges haute pression qui ont une réponse linéaire jusqu'à 1 mbar et dans lesquelles on s'efforce de réduire I^+ pour éviter le trop fort bombardement ionique du filament et du collecteur. On y parvient en réduisant le volume d'ionisation (ce qui réduit $\bar{L}$) et le courant d'émission (< 0.1 mA). Le filament travaille donc à une température plus basse qu'à l'accoutumée ; il est, en outre, constitué de matériaux très résistants à l'oxydation (Ir+ThO_2 dit filament imbrûlable, Pt+Rh+Y_2O_3).



Vers les basses pressions, la réduction de la taille du collecteur et sa mise au centre de la grille ont permis de réduire considérablement « l'effet Röntgen » (production de rayons X). C'est la jauge Bayard-Alpert. De nombreuses études ont permis d'optimiser les paramètres : le diamètre du collecteur est ≤0.1mm (jusqu'à 4 microns), sa position et sa longueur (~ 10 mm), qui agissent sur la répartition du potentiel accélérateur des ions, ne peuvent être quelconques ; il est préférable

d'utiliser de faibles courants d'émission (aussi bas que 10 µA), la position et la forme de la grille sont ajustées pour augmenter les oscillations des électrons ionisants, ce qui accroît $\bar{L}$ et compense la perte de sensibilité due à la ténuité.





La réduction des courants photoélectronique et de désorption qui a résulté de ces études a permis la mesure de pressions dans la gamme des 10^{-11} mbar avec une sensibilité de ~ 20 mbar $^{-1}$.
La construction d'anneaux de stockage à pression interne obligatoirement inférieure à 10^{-11} mbar a stimulé l'étude de variantes de cette jauge, le problème étant toujours de limiter le rayonnement X ou ses effets.
La **jauge Bayard-Alpert à modulateur** permet d'atteindre la gamme des 10^{-13} mbar en adjoignant un second collecteur appelé modulateur M. Dans l'espace intérieur de la grille tantôt porté au potentiel de celle-ci, le premier collecteur recevant un courant I_1, tantôt au potentiel du premier collecteur qui ne reçoit plus que $I_2 < I_1$ (la différence allant au modulateur). Soit I_X le courant parasite dû aux rayons X ; à haute pression, on a :

$$I_1 = I^+ + I_X \quad \# \; I^+$$

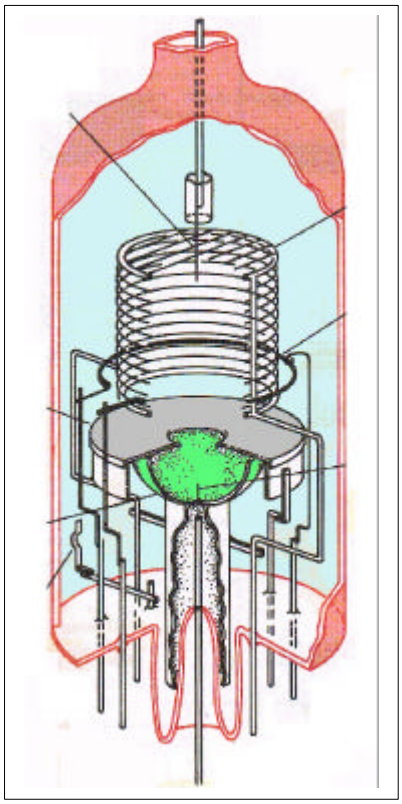
$$I_2 = \alpha I^+ + I_X \quad \# \; I^+$$

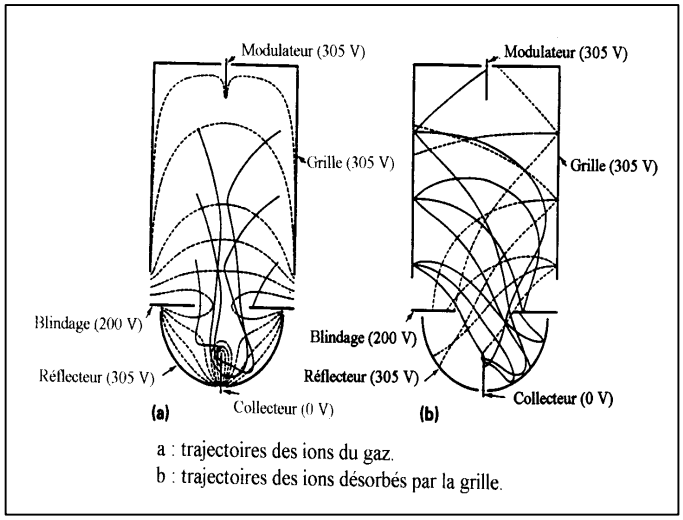
En appelant $(1 - \alpha)I^+$ le courant modulateur, à basse pression, I_X ne peut être négligé mais on tire :

$$I^+ = \frac{I_1 - I_2}{1 - \alpha}$$

Cet artifice permet d'éliminer la contribution de l'effet Röntgen, malheureusement de façon limitée car, aux très basses pressions $I_X >> I_1$, I_2 et la différence $I_1 - I_2$ tombe dans les erreurs de mesures.
Une autre approche a consisté à s'affranchir des photoélectrons en les repoussant vers le collecteur au moyen d'une grille suppresseuse (idée de base de la tétrode). Le

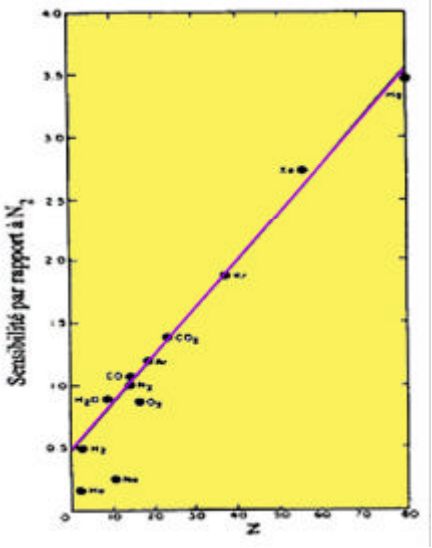
mélange des deux a abouti à la **jauge à extracteur**. Le collecteur est extrêmement réduit et hors du volume d'ionisation. Les ions utiles sont focalisés vers lui. Il est protégé par un blindage repousseur de photoélectrons.





L'angle solide sous lequel il est vu de tout point émetteur de rayons X est très faible. Les ions produits par désorption électronique ont des trajectoires préférentiellement réfléchies vers le blindage. Les caractéristiques sont celles d'une jauge Bayard-Alpert à modulateur avec une sensibilité un peu améliorée (~ 40 $mbar^{-1}$). L'accession de plus en plus fréquente à l'extrême haut vide (XHV, $P < 10^{-12}$ mbar) a conduit à des configurations encore plus complexes: citons les **jauges à faisceau courbé** (BBG), où les ions sont défléchis, ce qui élimine toute contribution électronique car cette déflexion est sélective en charge (exemple de la jauge Helmer améliorée, on lira avec profit deux articles de *Vacuum 44 (1993)* sur ces sujets extrêmes).

Terminons ce paragraphe par une expression de la sensibilité de ces jauges à ionisation à cathode chaude traduite sur cette courbe qui donne le facteur d'étalonnage par rapport à N_2 mais ceci pour des conditions d'accélération électronique particulières (V_g = 125 V). L'extension à des tensions légèrement différentes est possible dans la mesure où l'on reste sur la portion décroissante des courbes de sections efficaces. Elle n'est pas transposable aux jauges à cathode froide. Le fait que cette sensibilité varie linéairement avec le numéro atomique n'est pas expliqué.



Les **manomètres à cathode froide** n'utilisent pas de courant électronique ionisant calibré. Ils sont une extrapolation du tube à décharge : une forte différence de potentiel dans un milieu raréfié accélère des électrons libres, toujours présents, qui ionisent le gaz résiduel. Si la pression est suffisamment élevée ou le parcours électronique suffisamment grand pour que les électrons libérés par l'ionisation remplacent ceux qui sont perdus, un régime de « décharge » stable s'établit de telle sorte que le courant d'ions collecté par l'électrode négative dépende de la pression.

Cette configuration a l'énorme avantage de ne pas posséder de filament chaud. Son utilisation dans le vide élevé requiert la présence d'un champ magnétique pour allonger le parcours des électrons ionisants d'une façon similaire à ce qui se fait dans une pompe ionique : c'est le **manomètre de Penning**. Une haute tension (1500 à 3000 V) est appli-quée, au travers d'une résistance, entre deux cathodes planes et une anode cy-lindrique dans une induction de ~ 0.2T. Le courant de décharge I^+ varie comme :

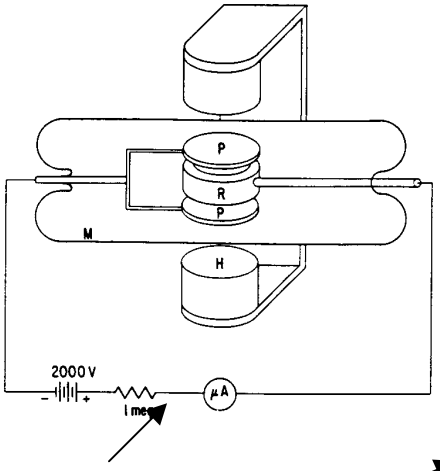
$$I^+ \propto P^n \qquad 1.2 < n < 1.4$$

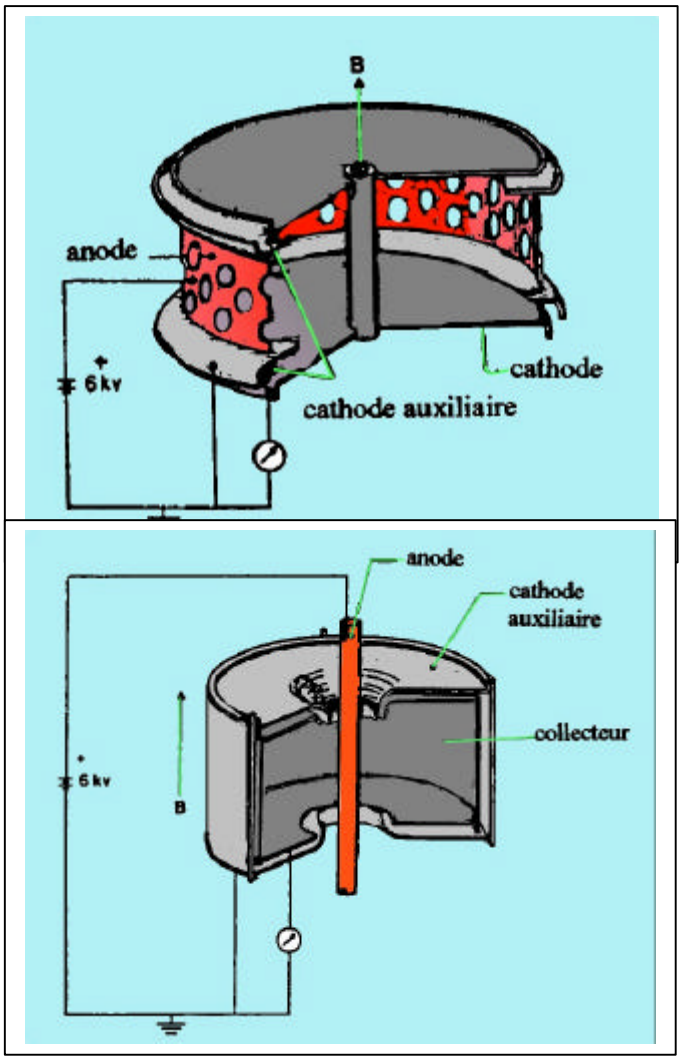
La gamme de mesures s'étend de 10^{-2} à 10^{-7} mbar. Au-delà, la décharge est instable et érode les cathodes puis s'éteint; en deçà, le courant devient erratique et la décharge s'éteint.

Ce manomètre est robuste et ne craint pas les entrées d'air brutales, il a une forte vitesse de pompage mais sa réponse n'est pas linéaire et il démarre difficilement à basse pression. La sensibilité est voisine de 5A.mbar^{-1}, la précision est très mauvaise (≥ 30%). Il constitue un indicateur de pression.

Une amélioration du manomètre de Penning est l'adoption d'une géométrie de type magnétron ou magnétron inversé dans laquelle la tension de décharge est portée à 6kV. Les trajectoires électroniques sont des courbes closes festonnées de sorte que le parcours électronique est considérablement rallongé. La gamme de mesures s'étend jusqu'à 10^{-10} mbar avec une meilleure linéarité de réponse (1 < n < 1.15). L'émission de champ qui apparaît avec l'emploi de tensions élevées favorise le démarrage et le maintien de la décharge mais induit une erreur sur le courant d'ions

mesuré (un électron émis équivaut à un ion qui arrive). Les photoélectrons sont naturellement recaptés par le collecteur de sorte que l'effet Röntgen est minimisé.



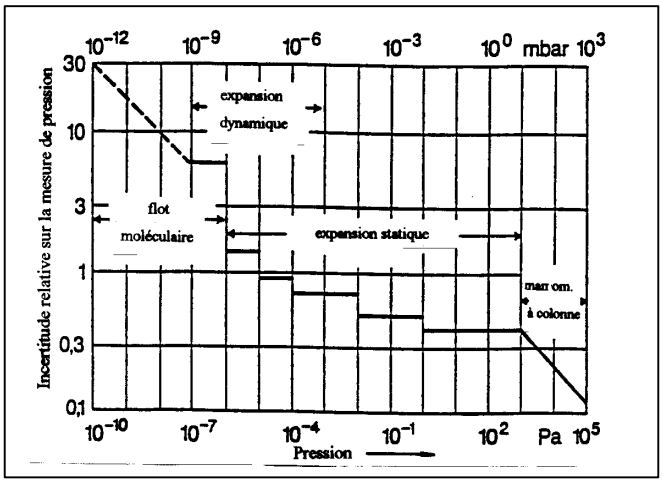


Penning

Magnétron

Magnétron inversé

7-5 L'étalonnage des manomètres

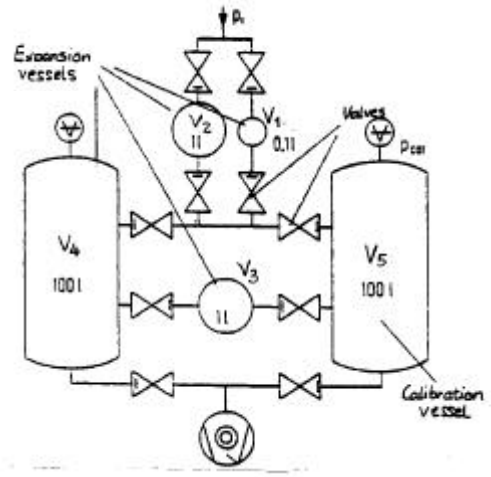


Dans la majorité des applications de la technique du vide, il n'est pas nécessaire d'avoir une grande précision sur la valeur de la pression absolue mais, certains domaines en cours de développement (collisionneurs, physique des surfaces, ...) deviennent exigeants à cet égard. Le diagramme de la figure ci-contre montre où en est aujourd'hui la précision des mesures de pression. Nous allons décrire succinctement les différentes méthodes d'étalonnage des jauges.

L'étalonnage absolu consiste à comparer l'indication de pression de la jauge P_g à la pression absolue P mesurée par des étalons, et ce pour différents gaz. Le manomètre est gradué pour l'azote bien que, le plus généralement, le calibrage soit effectué d'abord à l'argon. Les étalons utilisés sont la jauge de Mac Leod ou le manomètre à colonne. On utilise parfois un étalon secondaire comme le manomètre à capacitance ou la jauge à friction.
Quand cette comparaison directe n'est plus possible, ce qui se produit en dehors de la gamme des étalons primaires, on a recours à des techniques d'extension dont le nombre augmente très rapidement ces derniers temps.
Nous allons en décrire trois : la méthode de l'expansion statique, celle de l'expansion dynamique et celle du flot moléculaire.

■ Dans la **méthode de l'expansion statique**, un volume V_1 de gaz à la pression P_1 accessible à un étalon absolu est accru à une valeur $V_1 + V_2$. La loi de Boyle-Mariotte donne P_2 :

$$P_2 = \frac{P_1}{V_1 + V}$$



L'adjonction de n volumes successifs permet d'obtenir une gamme de variation de P_j permettant l'étalonnage :

$$P_j = \frac{P_1}{\sum_1^n V_j}$$

Quelques précautions à prendre :

- assurer une détente progressive pour que la température du gaz reste constante ;
- introduire des termes de correction de Van der Waals sur la variation du produit PV pour les gaz non parfaits ;
- s'assurer, lors des ultimes détentes, que la jauge à étalonner ou l'enceinte n'introduisent pas de dégazages parasites (nécessité d'un étuvage préalable) ou de pompage important.

Les volumes sont mesurés précisément par pesées sans et avec un liquide de remplissage (méthode gravimétrique). La gamme d'application de cette méthode va de 1 à 10^{-7} mbar avec une précision inférieure à 1%.

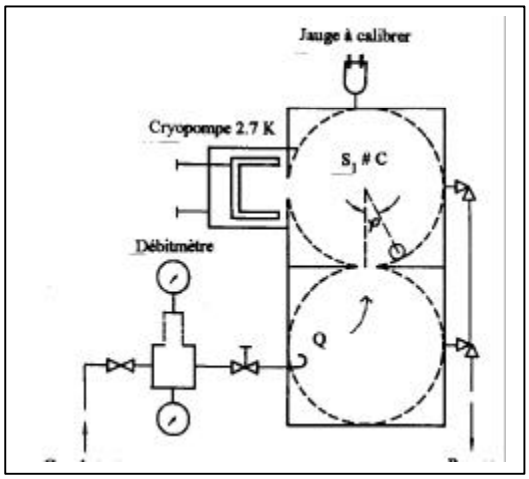
■ La **méthode d'expansion dynamique** utilise un flux de gaz connu Q évacué en régime permanent par une capacité d'aspiration étalon S pour générer la pression étalonnée P :

$$P = \frac{Q}{S}$$

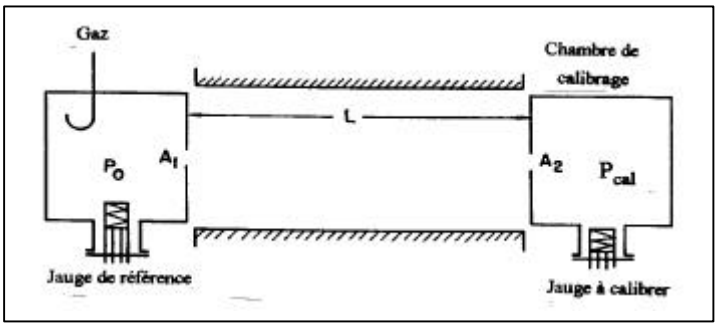
Les systèmes de mesure de flux sont légion. L'un deux a été décrit dans le chapitre sur la mesure des capacités d'aspiration. Ils utilisent soit la variation calibrée d'un volume déformable (soufflet, piston...) sous une pression #H mesurée avec un manomètre à colonne interférométrique, soit la mesure de la variation de transmission de chaleur de ce flux passant par un tube mince, soit la mesure précise de la variation de pression dans un volume constant, soit, enfin, en régime

moléculaire pur, une conductance connue attaquée à une pression connue très supérieure à la pression d'étalonnage.
On peut obtenir une capacité d'aspiration étalonnée S_1 en plaçant un système de pompage de capacité d'aspiration S_2 en aval d'une conductance C connue telles que $S_2 >> C$ (en général, un orifice circulaire) : $S_1 \# C$.

La figure ci-contre montre un système global. Le flux de gaz est introduit dans une première chambre "d'homogénéisation" de la répartition du gaz ; cette chambre est reliée à la chambre de calibration par un orifice circulaire de sorte que la pression soit uniforme dans cette dernière (ce qui est vérifié par un capteur rotatif interne). Elle est évacuée par un système surpuissant (pompe cryogénique à 2.7 K) à travers un orifice calibré.



Ce système permet de calibrer des jauges dans la gamme 10^{-5} à 10^{-9} mbar avec une précision de 1 à 6%. Différentes variantes de cette méthode utilisent des conductances plus complexes, éventuellement en série. La principale cause d'erreurs, dans cette méthode, vient du dégazage des parois de la chambre de calibrage.



■ La troisième méthode est celle du **flot moléculaire**. Pour étendre la gamme d'étalonnage vers l'ultravide lointain, on utilise la forme connue de la distribution en densité des molécules sortant d'un orifice A_1 très mince comparé aux dimensions d'un tunnel infiniment pompant de longueur L.

L'orifice A_2 lui aussi très mince, capte une partie de cette distribution qui entre dans la chambre de calibrage. Il ressort aussi de cette chambre un flux proportionnel à P_{cal} . A l'équilibre, on montre que :

$$P_{cal} = k \frac{A_1 P_0}{L^2}$$

On voit que la précision de P_{cal} dépend de celle de P_0 . On arrive par cette méthode à étendre la gamme de calibrage jusqu'à 10^{-12} mbar, la précision n'étant alors que de ~ 30% ; à 10^{-10} mbar, elle est de ~ 10%.

L'étalonnage d'une jauge en fonction de la nature du gaz se complique dès que celui-ci interagit avec la jauge elle-même. L'interaction peut être chimique (H_2O avec le tungstène chaud, par exemple) ou physique (décomposition du gaz et formation d'une couche de composant adsorbant). Les matériaux de jauge doivent être sélectionnés pour éviter les effets avec une palette de gaz test comprenant en

général H_2 , He, CO, CO_2 , Ar, N_2 , O_2 , Cl_2 , CH_4 , C_2H_4 , C_2H_6 , Ne, Kr, Xe, H_2O et UF_6 .

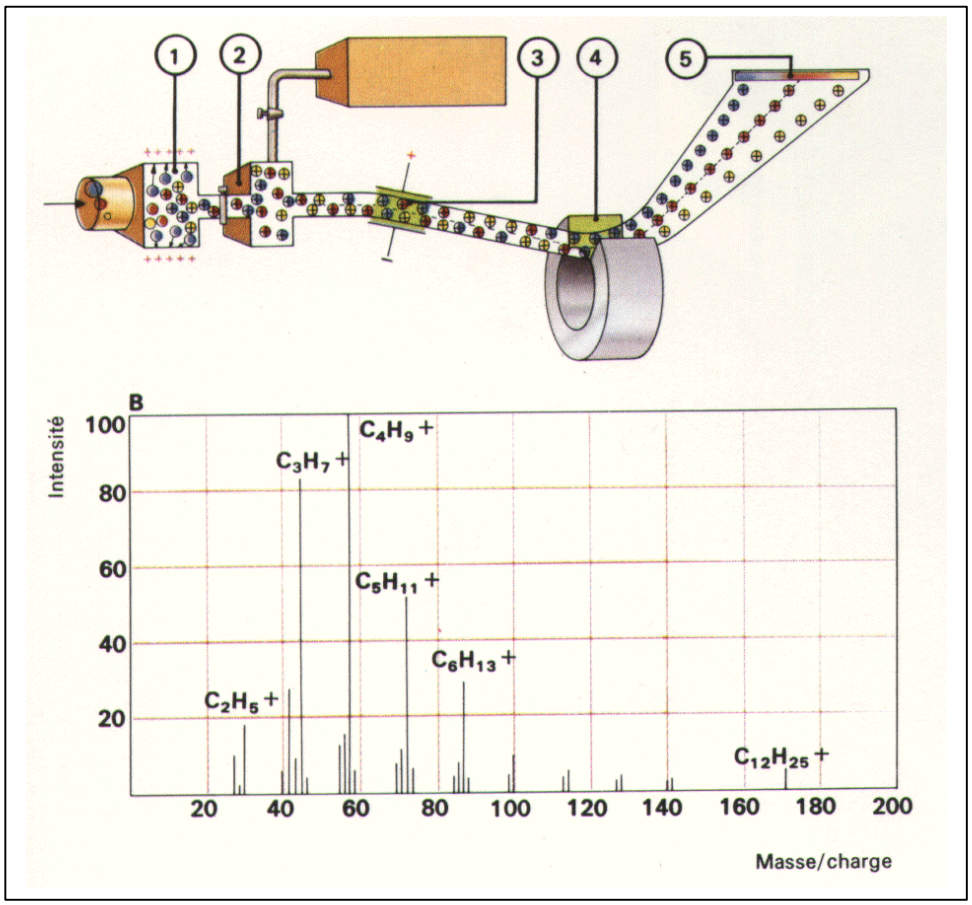
Dans les manomètres à ionisation à cathode chaude, ce calibrage peut se faire de façon théorique, par comparaison des sections efficaces de première ionisation au potentiel d'accélération électronique correspondant.

7-6 Les analyseurs de gaz résiduel

Après la production d'une basse pression, sa mesure a longtemps été la préoccupation majeure du technicien du vide. Le raffinement des techniques et l'accroissement des exigences des utilisateurs ont stimulé l'exploration de l'ultravide où la simple connaissance de la valeur de la pression totale s'est révélée insuffisante. La sélectivité des systèmes de pompage ultravide par rapport aux différents gaz pose aussi le problème de la connaissance de la constitution de l'atmosphère résiduelle: c'est le rôle des jauges de pressions partielles appelées plus communément « analyseurs de gaz ». Les méthodes d'analyse des atmosphères utilisent des instruments complexes faisant appel principalement à la spectrométrie. Les analyseurs de gaz sont des instruments permettant de mesurer les pressions partielles des différents gaz composant une atmosphère résiduelle. Rappelons que si π_i est la pression partielle d'un gaz, on a :

$$\frac{\pi_i}{P}=\frac{n_i}{n} \qquad n=\sum n_i$$

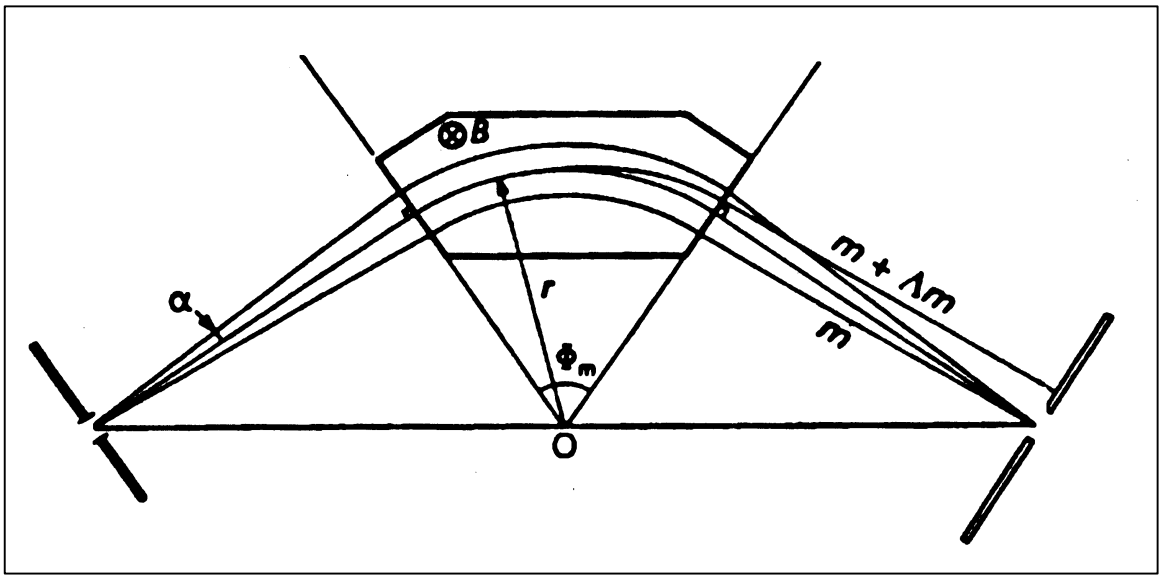
n étant la concentration.



Mesurer une pression partielle, c'est d'abord séparer des particules et ensuite les compter. Un analyseur de gaz détecte la signature qu'est la masse. Sa configuration sera donc celle d'un spectromètre de masse qui est basée sur la possibilité de trier des ions suivant leur rapport masse-sur-charge $1/\eta$.
Il comprend une « source d'ions » (1) où les composants sont ionisés par impact électronique sans autre sélectivité que celle liée aux sections efficaces, un système d'extraction et d'accélération des ions (2), une section d'analyse de ces ions par séparation géométrique ou temporelle (3&4), balayable, c'est-à-dire capable d'explorer une gamme de masses cycliquement et un système de collection des ions permettant leur comptage. Le résultat se présente sous la forme d'un spectre comme celui de la figure ci-dessus. Chaque ion ou chaque fragment est repéré par sa masse, plusieurs lignes appartenant à un même corps et une ligne pouvant appartenir à plusieurs. Par ailleurs, par σ, les hauteurs des pics ne sont pas directement proportionnelles aux abondances relatives des corps. L'exploitation du spectre n'est pas chose aisée.
Les caractéristiques métrologiques d'un analyseur de gaz sont :
- les domaines de pressions et de masses mesurables ;
- le pouvoir de résolution
    - la sensibilité
    - la pression partielle minimale mesurable.

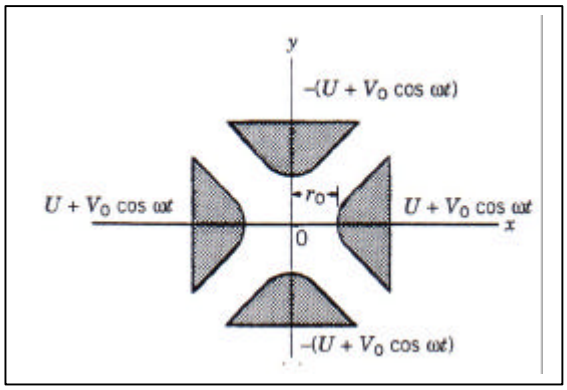
Nous allons traiter les deux cas des analyseurs à séparation magnétique et quadripolaire.
Le domaine de pressions va généralement de 10^{-4} à 10^{-13} mbar pour un système de collection à multiplicateur d'électrons (pour des pressions plus élevées, il faut introduire un système réducteur de pression). La gamme de masses dépend de la taille et de la complexité de l'appareil ;on trouve communément 0÷64, 0÷100, 0÷200, pour des coûts entre 6000€ et 22000€. La sensibilité est plus faible que celle d'une jauge à ionisation puisque la source d'ions n'est pas optimisée pour donner un rendement d'ions maximal. Cette sensibilité doit être néanmoins d'autant plus élevée que la pression partielle minimale mesurable est basse, celle-ci étant ~ 5 10^{-14} mbar pour les modèles de haut de gamme.
La résolution est l'aptitude à séparer deux pics de masses adjacentes, on dit que la résolution vaut M lorsque l'appareil peut séparer au maximum les masses M et M+1 (avec un empiétement de pics < 10%). Outre les qualités métrologiques, l'analyseur doit avoir les qualités d'une jauge ultravide (faible vitesse de pompage, étuvable, faible dégazage...).
La source d'ions comprend un filament chauffé émetteur des électrons ionisants. Ceux-ci sont accélérés entre le filament et l'anode parallélépipédique en large contact avec l'enceinte (constituée parfois d'une grille métallique) par une ddp U_a de 75 à 100 V. Les ions formés sont ensuite accélérés fortement (100÷1000V) et focalisés avant d'être analysés. Le système d'analyse est un secteur magnétique ou un quadripôle électrique. L'usage du secteur magnétique comme spectromètre de masse est très commun, particulièrement en tant que séparateur d'isotopes. Dans une induction homogène B, un ion accéléré sous U volts a une trajectoire circulaire de rayon :

$$R=\frac{1}{B}\sqrt{\frac{2U}{\eta}} \qquad R=\frac{143.95}{B}\sqrt{MU}$$



Dans une géométrie fixe avec des fentes de sélection, on peut ne collecter qu'une masse déterminée, la gamme étant explorée par variation de B à U fixe fournie par un électroaimant, ou par variation de U à B fixe. Notons que dans un détecteur de fuites, B est calée pour ne laisser passer que le pic He (M=4). La résolution est proportionnelle à R donc à la taille du spectromètre.

L'avènement du quadripôle est récent (1953) mais il supplante quasiment tous les autres systèmes. Soit quatre barres à section hyper-bolique ménageant une gorge de rayon r_0 . Deux barres opposées sont au même potentiel $\pm V_0$. La théorie montre que le champ électrique en x et en y croît linéairement avec ces coordonnées.



Un faisceau d'ions se propageant suivant z sera, dans le cas de la figure, comprimé en x et étiré en y.

Supposons que l'on ait, un peu plus loin, un autre système à potentiel alterné, la compression sera en y et l'étirement en x. Cette alternance est la base de la focalisation quadripolaire des synchrotrons. Si elle est réalisée, non pas dans l'espace mais dans le temps par utilisation de tensions appliquées alternatives, on peut focaliser en z une race d'ions déterminée (celle qui se déplace en phase avec la tension alternative).

Pratiquement, on applique, sur les barres, une somme de tensions continues ± U et de tensions alternatives: $\pm V_0 \cos \omega t$.

Le potentiel et les champs en tous points d'un plan perpendiculaire à zz' sont :

$$V_{xy} = \frac{(U+V_0 \cos\omega t)(x^2-y^2)}{2r_0^2}$$

$$E_x = -\frac{\delta V_{xy}}{\delta x} \quad E_y = -\frac{\delta V_{xy}}{\delta y}$$

Les équations du mouvement s'écrivent :

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{2e}{r_0^2}(U+V_0\cos\omega t)x=0$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2}-\frac{2e}{r_0^2}(U+V_0\cos\omega t)y=0$$

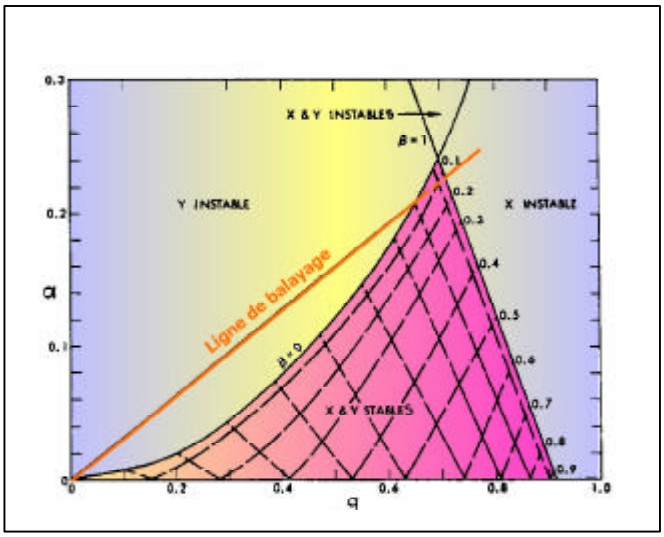
m et e étant la masse et la charge de l'ion considéré. En posant $\theta=\omega t$ et:

$$q=\frac{2eV_0}{m\omega^2r_0^2} \qquad a=\frac{4eU}{m\omega^2r_0^2}$$

on obtient des équations de Mathieu :

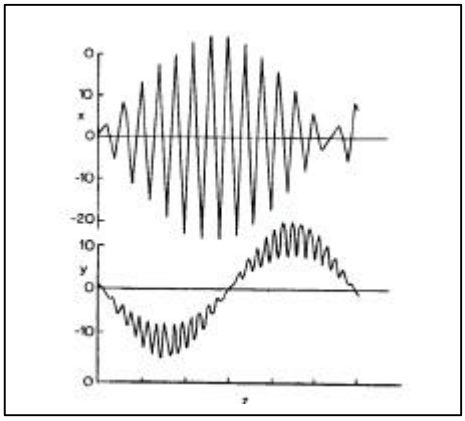
$$\frac{d^2x}{d\theta^2}+(a+2q\cos\theta)x=0$$

$$\frac{d^2y}{d\theta^2}-(a+2q\cos\theta)y=0$$



Les solutions stables, c'est-à-dire celles qui correspondent à des faisceaux transmis intégralement suivant z'z, sont obtenues pour des couples de valeurs a et q compris dans le triangle de la figure à droite. On prend généralement q=0.706 et a ≈ 0.233.

Les trajectoires ont l'allure suivante :



En sélectionnant V_0 et U tels que leur rapport maintenu constant (ligne de balayage) passe par le sommet du triangle, on n'obtient qu'une seule valeur de m/e permettant la transmission, donc de M.

La fréquence de balayage peut atteindre 100 Hz et la gamme de masses aller jusqu'à 1000. Un analyseur quadripolaire 0÷100 possède typiquement des tiges de 5 à 10 cm de long, $\omega \approx 10^7$, V_0 < 1000 V pour une résolution en pression partielle de 10^{-11} mbar. Ces spectromètres peuvent être étuvés.

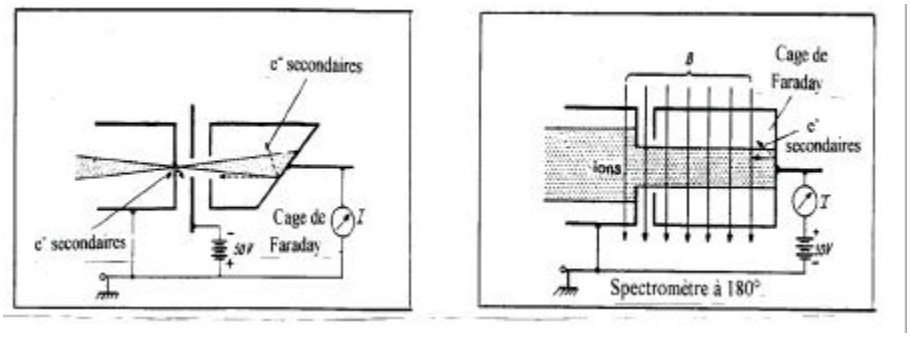
Leur compacité, leur rapidité de mise en oeuvre, leur coût raisonnable (0÷65, ≈ 7000€), leur balayage rapide font qu'ils constituent un outil indispensable à un laboratoire qui aborde la technologie ultravide.

Signalons une variante monopolaire ayant un fonctionnement très semblable.

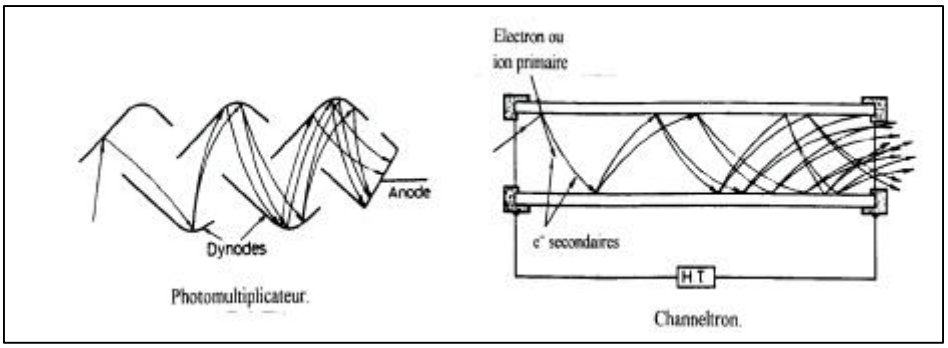
Terminons par le système de détection des ions. Deux types principaux sont utilisés: la cage de Faraday et le multiplicateur d'électrons.

La cage de Faraday est une boîte collectrice placée au foyer image du spectromètre, précédée d'une plaque suppresseuse qui est négative par rapport à la cage pour repousser vers l'intérieur les électrons secondaires dûs à l'impact des ions. La production de ceux-ci n'étant pas indépendante de la masse, cette électrode de garde limite les erreurs de mesure d'intensité. Elle est elle-même précédée d'une

fente de définition éliminant les lignes de masses voisines de celle collectée. Les amplificateurs à transistors à émission de champ permettent la lecture de courant de 10^{-15}A, la fréquence de balayage devant être notablement réduite (> 1 Hz) pour une lecture correcte.



Le système à multiplicateur d'électrons utilise une série de surfaces à fort coefficient d'émission secondaire dans un champ électrique accélérateur. C'est un photomultiplicateur ou un « channeltron ». Le gain en courant est ≈ $10^5 \div 10^6$ très dépendant de la masse et du taux de pollution des surfaces multiplicatrices, ce qui impose un ré-étalonnage fréquent. Le temps de réponse est faible, ce qui permet un balayage rapide. Ce type de détection permet la mesure de pressions partielles jusqu'à ≈ 10^{-14} mbar.

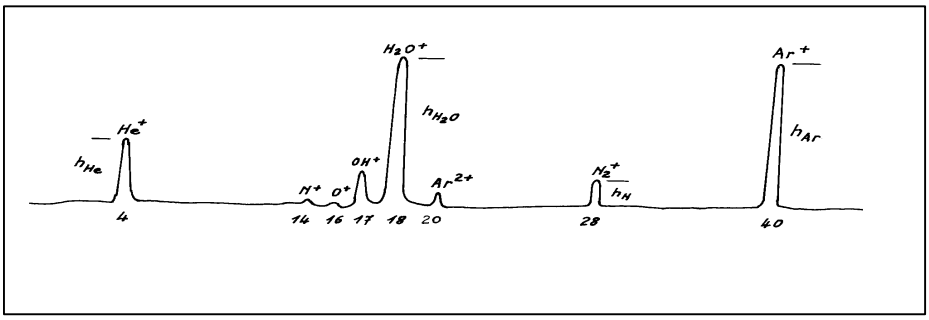


Après avoir obtenu un spectre de gaz résiduel, il reste à déterminer, grâce à lui, la composition exacte de l'atmosphère. Comme nous l'avons dit précédemment, sous l'impact électronique, les corps produisent des ions correspondant à des fragments dont l 'abondance dépend de l'énergie des électrons dans la source du spectromètre; chaque instrument est fourni avec une table de sensibilité aux différents corps. En outre, des tables de fragmentation existent pour toutes les énergies. Un exemple est donné sur le tableau suivant pour quelques corps rencontrés dans les enceintes à vide. Le pic correspondant au fragment le plus abondant est affecté du poids 100 ; exemple H_2O est caractérisé par un pic maximal à 18 qui est H_2O^+, un pic OH^+ à 17 de hauteur égale à 27% de celui correspondant à H_2O^+, un pic O+ à 16 de hauteur égale à 3% de celui correspondant à H_2O^+.
La connaissance de ces proportions relatives absolues de chacun de ces composés permet d'étalonner la constance de réponse en fonction de la masse (en ayant la table des sensibilités). La discrimination provient, en général, du système de détection (particulièrement avec un multiplicateur d'électrons qui utilise une émission secondaire dépendant plus de la nature de l'ion que de sa masse). De plus, les

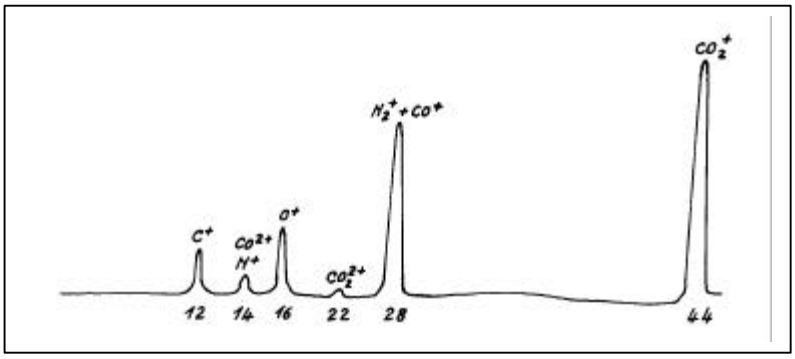
réactions chimiques sur le filament de source peuvent introduire des discriminations en masse.
Dans le cas d'un spectre comprenant plusieurs corps ne donnant pas de lignes de masse confondues, l'interprétation du spectre est aisée. Elle commence par la nomenclature des lignes. Sur la figure ci-dessous, cette nomenclature fait apparaître la présence de 4 corps : He, N, H_2O, Ar. Soient s_x , h_x , π_x respectivement la sensibilité, la hauteur de pic et la pression partielle correspondant au corps. On a le jeu d'équations (C étant une constante assimilable à une sensibilité) :

$$\frac{h_{He}}{s_{He}} + \frac{h_N}{s_N} + \frac{h_{H_2O}}{s_{H_2O}} + \frac{h_{Ar}}{s_{Ar}} = CP$$

$$\pi_x = C \frac{h_x}{s_x} P$$



Quand il y a mélange, le diagnostic est plus difficile. On comprend mieux pourquoi les constructeurs donnent des logiciels informatiques de traitement des spectres qui permettent au technicien d'éviter de fastidieuses et complexes opérations de dépouillement.
Quand il y a mélange, le diagnostic est plus difficile.



Le spectre ci-dessus présente une ligne nette de CO_2^+ . La hauteur relative de C^+ est trop importante pour qu'elle soit attribuée à CO_2 seul, donc il y a une contribution de CO^+ de masse 28. Le rapport des pics 14 et 28 ne peut pas correspondre à CO seul, donc il y a de l'azote N_2 mélangé à CO. Cette "enquête" faite, il reste, en tenant compte soigneusement des sensibilités à :

- soustraire de la ligne C+ la contribution de CO_2^+ .

-En déduire la contribution de CO^+. On peut corroborer le résultat par l'examen de O^+.

- Soustraire de la ligne $CO^+ + N_2^+$ la contribution de CO^+.
- En déduire la contribution de N_2^+ .

On revient alors aux équations précédentes.
On comprend mieux pourquoi les constructeurs donnent des logiciels informatiques de traitement des spectres qui permettent au technicien d'éviter de fastidieuses et complexes opérations de dépouillement.

	Formule brute	Poids mol.										
Ammoniac	NH_3	17	17 100	16 92	15 8	14 3						
Eau	H_2O	18	18 100	17 27	16 3	19 0,2						
Azote	N_2	28	28 100	14 5,2	29 0,8	30 0,01						
Oxyde de carbone	CO	28	28 100	12 5	16 1,7	29 1,1	14 0,7					
Oxyde azotique	NO	30	30 100	14 8	15 2	16 2						
Hydrogène sulfuré	H_2S	34	34 100	32 44	33 42	36 4	35 2					
Argon	Ar	40	40 100	20 13	36 0,4	38 0,1						
Gaz carbonique	CO_2	44	44 100	28 9	16 9	22 4	45 1,2	46 0,4				
Protoxyde d'azote	N_2O	44	44 100	30 31	14 13	28 11	16 5	15 1	45 1			
Peroxyde d'azote	NO_2	46	30 100	46 37	16 22	14 10						
Gaz sulfureux	SO_2	64	64 100	48 49,8	32 10,4	50 2,3	66 4,9	65 0,9	34 0,4	33 0,1		
Alc. méthylique	CH_4O	32	31 100	29 65	32 64	28 6						
Alc. éthylique	C_2H_6O	46	31 100	45 35	29 22	27 22	46 16	43 8	28 7	30 6	42 3	
Acétone	C_3H_6O	58	43 100	58 37	42 7	27 5	28 5	39 4	44 4	26 3	29 3	
Ether éthylique	$C_4H_{10}O$	74	31 100	59 47	29 40	45 38	74 30	27 18	43 7	41 5	28 5	42 5
Trichloréthylène	C_2HCl_3	131	60 100	36 62	25 42	47 36	62 30	95 30	35 24	97 20	59 18	49 12
Fréon TF	$C_2Cl_3F_3$	187,5	101 100	103 62	85 43	31 23	66 15	87 15	36 14	105 11	47 9	35 5

7-7 Les pompes

Elles sont décrites dans le document joint extrait d'un cours général donné dans le cadre de la Société française du vide et de la formation permanente du CNRS.

L'ensemble des symboles, sauf ceux marqués **) peuvent être utilisés en toutes position. Les symboles des pompes à vide doivent toujours être disposés de façon que le côté ou rétrécissement correspond à la pression élevée

Pompes à vide

	Pompes en général
	Pompes à piston alternatif
	Pompes à membrane
	Pompes volumétriques rotatives
	Pompes à piston oscillant
	Pompes rotatives à palettes
	Pompes à piston circulaire
	Pompes à anneau liquide
	Pompes roots
	Turbo-pompes à vide en général
	Pompes radiales
	Pompes axiales
	Pompes turbomoléculaires
	Pompes à fluide moteur
	Pompes à diffusion
	Pompes à adsorption
	Pompes à getter
	Pompes à évaporateur
	Pompes ioniques à pulvérisation
	Cryopompes

Accessoires à vide

	Séparateurs en général
	Séparateurs avec échangeur thermique (refroidi par exemple)
	Filtres à gaz en général
	Filtres, appareils de filtrage en général
	Baffles en général
	Baffles refroidis
	Pièges réingénés en général
	Pièges réingénés avec réservoir
	Pièges à sorption

Réservoirs

	Enceinte à vide
	Cloche à vide

Organes d'isolement

	Organes d'isolement en général
	Vanne d'isolement, vanne à passage direct
	Vanne d'équerre
	Robinet à passage direct
	Robinet à trois voies
	Robinet d'équerre
	Vanne d'isolement à tiroir
	Vanne d'isolement à clapet
	Clapet anti-retour
	Organe d'isolement à fonction de sécurité

Commandes des organes d'isolement

	Commande manuelle
	Vanne doseuse
	Commande électromagnétique
	Commande à fluide (hydraulique ou pneumatique)
	Commande par moteur électrique
	Commande par pesanteur

Liaisons et canalisations

	Liaison à bride, en général
	Liaison à bride, vissée
	Liaison à petit bride
	Liaison à bride à griffe
	Liaison à tube vissé
	Liaison à rôdage sphérique
	Liaison manchonnée
	Liaison à rôdage conique
	Variation de la section de la canalisation
	Croisement de deux canalisations avec point de jonction
	Croisement de deux canalisations sans point de jonction
	Point de bifurcation
	Groupement de canalisations
	Canalisation flexible (par ex. compensateur, ou liaison en caoutchouc)
	Passage coulissant avec bride
	Passage coulissant sans bride
	Passage coulissant et tournant
	Passage tournant
	Passage de canalisation électrique

Mesure et appareils de mesure

	**) Vide (pour signaler l'existence de vide)
	**) Mesure de vide, cellule de mesure de vide
	**) Appareil de mesure de vide, appareil d'alimentation et d'indicate de mesure pour cellule
	**) Appareil de mesure de vide, enregistreur à plume
	**) Appareil de mesure de vide avec indicateur analogique de valeur de mesure
	**) Appareil de mesure de vide avec indicateur digital de valeur de mesure
	Mesure de débit

**) Ces symboles ne doivent être utilisés que dans la position représentée (la pointe de l'angle vers le bas)

8-Les effets du faisceau dans les grands instruments.

Ce paragraphe et les suivants correspondent à un résumé du cours général distribué dans le cadre de la Formation Permanente du CNRS. Il ne traite que de quelques interactions qui jouent un rôle important dans le vide des grandes machines.

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.

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 :

$$ {}^{Z}_{A}X^{\xi+} \qquad q = \xi \times \text{charge élémentaire} $$

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

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 :

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

On trouve dans la littérature des masses exprimées en eV/c^2

ex : le proton a une masse au repos de 938 MeV/c^2

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 :

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

au travers de formules comme :

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

Bases sur 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 collision (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. S'il y a trois particules, ce sont des collisions ternaires. La façon dont on traite le problème d'une collision dépend fondamentalement du potentiel de l'interaction. Nous connaissons les interactions gravitationnelle et colombienne, mais les atomes neutres, par exemple, ont des collisions régies par d'autres potentiels, comme nous le verrons.

Les chocs peuvent être élastiques s'ils ne modifient que les vitesses en module et direction ou inélastiques s'ils entraînent, en plus, des changement 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 chocs inélastiques sont de première espèce si une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie interne (réaction endo-énergétique). L'inverse (réaction exo-énergétique) correspond à un choc inélastique de seconde espèce ou super-élastique.

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. Les collisions inélastiques créent et détruisent les diverses espèces chimiques ; elles déterminent donc les densités volumiques de ces espèces. Elles induisent des variations d'énergie cinétique importantes et déterminent les températures cinétiques. Hasted [HAS64] distingue 20 réactions de base intervenant lors d'une collision inélastique. Ce sont des collisions entre :

- photon et atomes ou molécules (photo-ionisation) ;
- photon et états excités ;
- photon et états ionisés positifs ;
- photon et états ionisés négatifs (photo-détachement) ;
- quatre mêmes réactions où l'électron remplace le photon (par exemple ionisation par impact, émission secondaire...) ;
- quatre mêmes réactions avec un état atomique excité ;
- quatre même réactions avec un état atomique ionisé positivement (échange de charges, recombinaison...) ;
- photon et électrons (photo-émission...)
- ion négatif et atomes ou molécules ;
- ion négatif et ions négatifs ;
- atome et atomes.

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 ième particule en collision.

- La conservation de l'impulsion et du mouvement cinétique

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

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

orbital propre

- La conservation des masses et charges.

Ces principes sont valables que l'on soit dans l'un ou l'autre des référentiels spécifiques utilisés pour l'étude des collisions : celui lié au laboratoire (censé être immobile) et celui du centre de masse des particules réagissantes dans lequel l'étude mathématique de la collision est considérablement simplifiée.

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 :

$$dN_r = \sigma(v) n_c . N_T dx$$

n_c est le nombre de particules-cibles au repos par unité de volume, N_r le nombre de particules-tests 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-test a un rayon R_1 et la particule-cible un rayon R_2 , le nombre d'événements sera, par unité d'aire :

$$dN_{(r)} = \pi(R_1+R_2)^2 n_c N_T dx$$

Ce qui permet d'écrire :

$$\sigma(v) = \pi(R_1 + R_2)^2$$

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

$$\sigma(v)=4\pi R_{1,2}^2$$

Si la particule test est telle que $R_1 << R_2$ (choc électron atome par exemple) :

$$\sigma(v)=\pi R_2^2$$

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 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 10^{-3} molécules par cm^2 et par photon incident.

La fréquence de collisions est :

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

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

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

Lorsqu'un choc peut donner lieu à plusieurs réactions différentes (ionisation, excitation, attachement ...), on peut définir une section efficace totale σ telle que :

$$\sigma = \sigma_{ion.} + \sigma_{exc.} + \sigma_{att.} + ...$$

d'où

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{ion.}} + \frac{1}{\lambda_{exc.}} + \frac{1}{\lambda_{att.}} + ...$$

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

$$\sigma(\varphi) = \frac{1}{4}(R_1 + R_2)^2$$

$$\sigma_{el} = 4\pi\sigma = \pi(R_1 + R_2)^2$$

la diffusion est isotrope.

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

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_1 q_2}{d^2}$$

on obtient :

$$\boxed{\sigma(\varphi)_{[m^2]} = \frac{1}{4}\left[\frac{q_1 q_2 (m_1 + m_2)}{4\pi\varepsilon_0 m_1 m_2 v^2}\right]^2 \frac{1}{\sin^4 \varphi/2}}$$

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 9-1. 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 § 9.1.

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

$$d(m_1 v) = m_1 v\ (1 - \cos\varphi)$$

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 :

$$\frac{\Delta W}{W} \approx \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}$$

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. Un ion lourd cède de l'énergie à une particule plus légère : c'est la base du refroidissement dans les "electron coolers", les EBIS et les ECRIS : les particules légères emportent les excès d'énergie des particules lourdes. Notons que ces échanges d'énergie se font d'autant plus facilement que les masses sont voisines. En particulier, dans l'échauffement coulombien d'électrons d'ionisation par des électrons rapides, $\frac{\Delta W}{W}$ peut atteindre 1 en mécanique classique et ½ en mécanique quantique (où ces 2 particules sont indiscernables). 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.

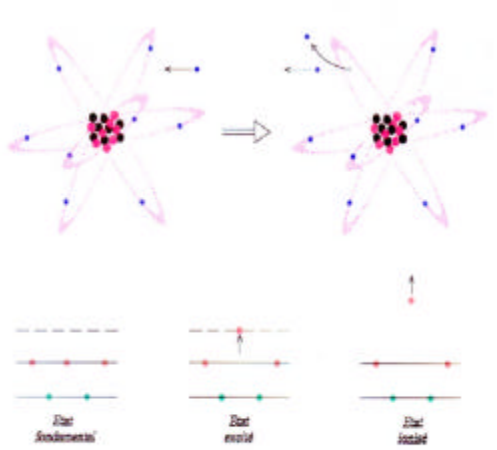
Si la collision n'est pas élastique, la particule cible gagne une énergie interne W_i dont la valeur maximale est :

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

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

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..).



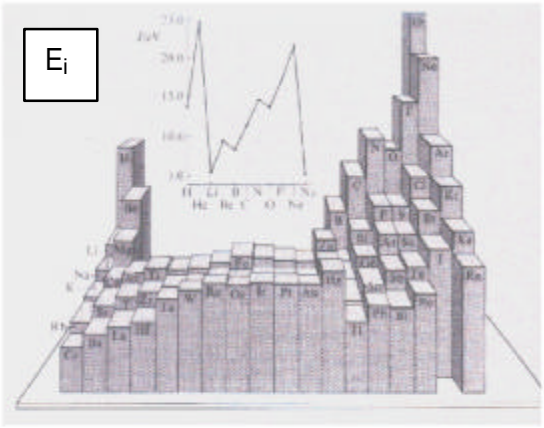
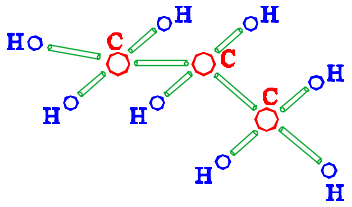
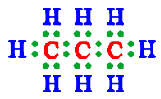


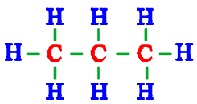
Fig.8-0-1

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 reçoit de l'énergie, un électron de son cortège peut passer d'un niveau à un autre moins lié : c'est l'excitation (Fig.8-0-1). 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 8-0-1 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.







$$C_3H^+_{8(11,2)} \rightarrow C_3H^+_{7(11,9)} \rightarrow C_3H^+_{5(14)} \rightarrow C_3H^+_3 \rightarrow C_3H^+$$
$$\rightarrow C_3H^+_{6(12,3)} \rightarrow C_3H^+_4 \rightarrow C_3H^+_2$$
$$\rightarrow C_2H^+_{5(12,3)} \rightarrow C_2H^+_{3(15,2)}$$
$$\rightarrow C_2H^+_{4(11,9)} \rightarrow C_2H^+_{2(14,4)}$$

A/Z	15	26	27	28	29	38	39	41	42	43	44
Fragment	CH_3^+	$C_2H_2^+$	$C_2H_3^+$	$C_2H_4^+$	$C_2H_5^+$	$C_3H_2^+$	$C_3H_3^+$	$C_3H_5^+$	$C_3H_6^+$	$C_3H_7^+$	$C_3H_8^+$
Abondance relative	5,9	6	40,3	59,5	100	4	15	12,9	5,8	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 a W. Lotz [LOT68] et qui s'écrit :

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

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.

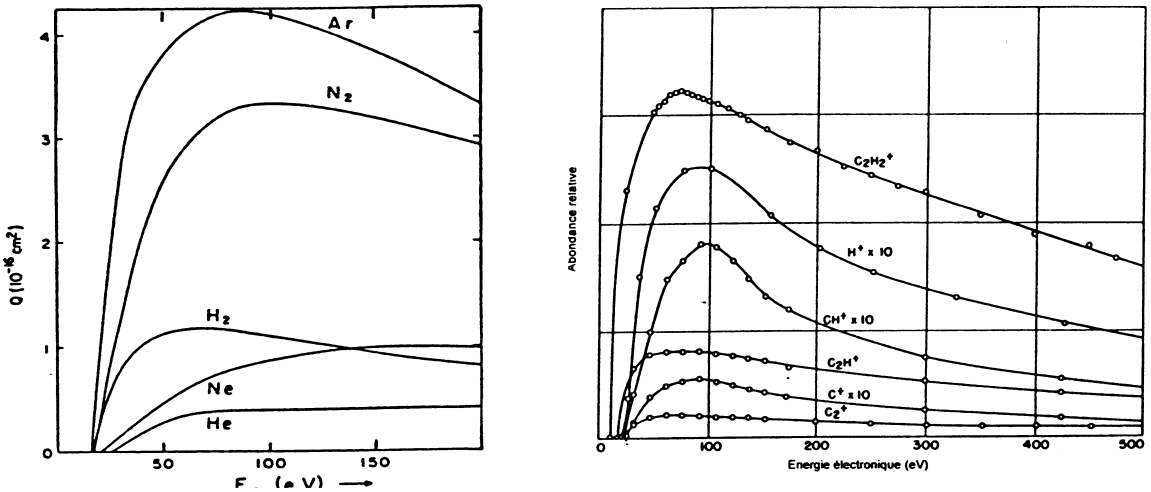


Figure 8-0-2. Sections efficaces d'ionisation par impact électronique des gaz rares et de l'acétylène.

En général $a_i \approx 4.5\ 10^{-14}$, b_i et c_i sont compris entre 0 et 1. Cette formule peut être étendue au cas de l'ionisation multiple. Notons qu'à chaque nouveau degré d'ionisation correspond une chute de la section efficace, d'un facteur compris entre $\approx$5 et 10. 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. 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 10^{-17} 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 :

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

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 8-0-2 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.

Les 2 figures 8-0-3 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 rovibration de la molécule deviennent rapidement

négligeables mais que les excitations donnant les raies de Lyman et de Balmer sont présentes à haute énergie.

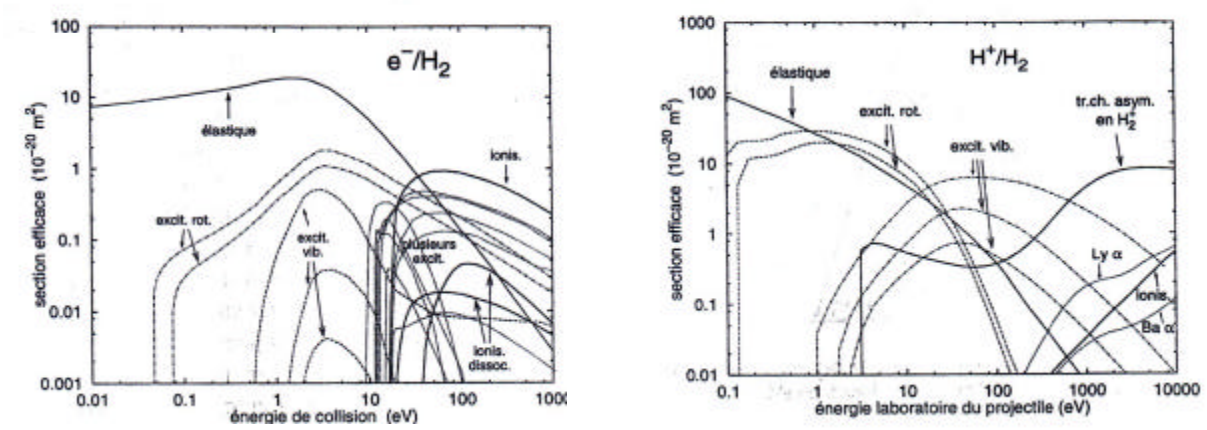


Figure 8-0-3. Sections efficaces de différents processus par impact électronique et protonique du dihydrogène.

Que se passe-t'il pour l'ionisation par impact avec des projectiles plus lourds ? Loin du seuil, 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 8-0-4. Ce raisonnement peut être étendu aux excitations.
A très haute énergie, le comportement de la section efficace d'ionisation par impact ne décroît pas de façon monotone. Si nous prenons l'exemple des électrons, la section efficace peut s'écrire [RIE72, GAR68] :

$$\sigma = \frac{4\pi\hbar^2}{(\beta m_e c^2)^2}[C_1^2(2\mathrm{Ln}\gamma - 1) + C_2]$$

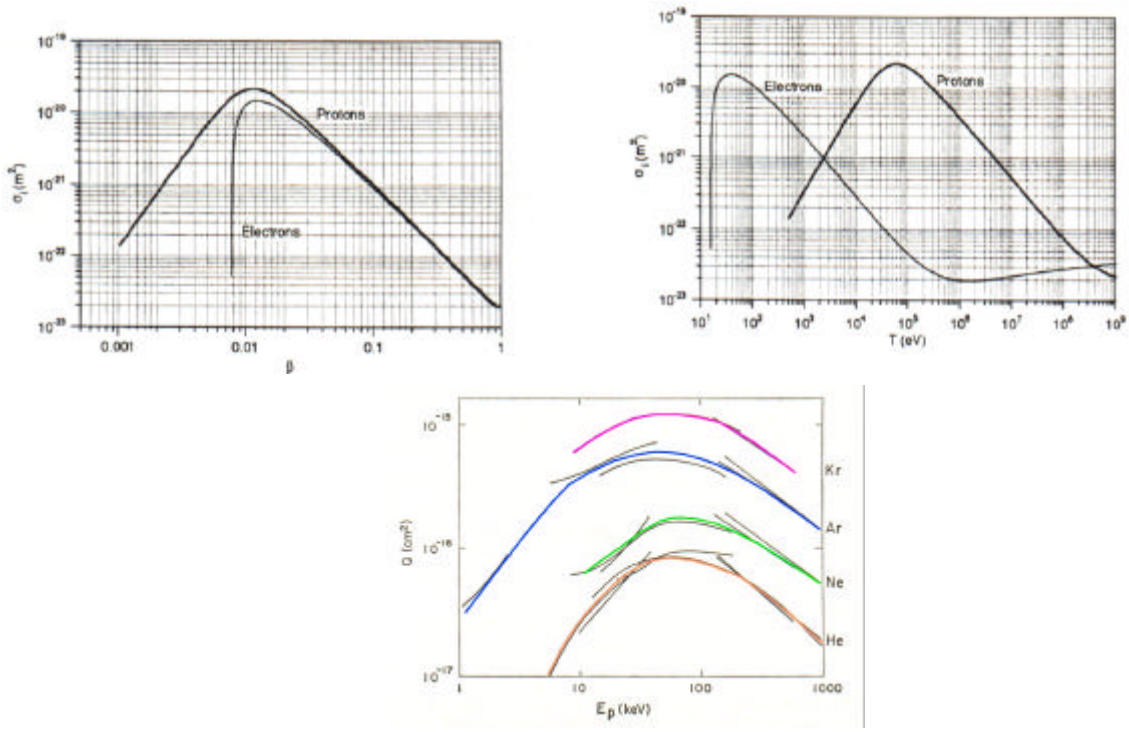


Figure 8-0-4. Variations des sections efficaces comparées entre protons et électrons.

C_1 et C_2 étant des constantes dépendant du matériau cible. Pour H_2, par exemple, on obtient la formule pratique, en considérant que $\beta=1$:

$$\sigma_{[cm^2]} = 1.87\,10^{-20}(1.3\mathrm{Ln}\gamma + 7.45)$$

La section efficace décroît jusqu'à ≈1MeV puis recroît avec γ. Pour les protons au-delà de 5 MeV, on obtient [REI94, RUD85] :

$$\sigma_{[cm^2]} = \frac{1.32\,9\,10^{-20}}{\beta^2}[\mathrm{Ln}(1.86\,6\,10^5\beta^2\gamma^2) - \beta^2]$$

L'ionisation par des ions multichargés énergiques de cibles gazeuses est le domaine privilégié des ions de recul (« recoil ions »). Elle se produit par éjection d'électrons de l'atome cible en couche profonde et réarrangement du cortège (cascade Auger et shake-off). On constate que le nombre d'ions secondaires croît comme le carré de la charge incidente et avec le numéro atomique du projectile, que les sections efficaces totales peuvent atteindre $10^{-14}cm^2$ [COC79, MCD64, RED68] avec un maximum en dessous de 1MeV/nucléon comme le montre la figure 8-0-5 dans le cas de He^+ sur différents gaz. Ces ions secondaires sont produits avec des énergies de quelques dizaines d'eV.

La figure 8-0-6 illustre le cas d'un ion Cl^{+12} accéléré à 34MeV qui ionise soit le gaz résiduel (en-bas) soit du néon surajouté (en-haut), on voit la multitude d'ions de recul créés.

Ce fort pouvoir ionisant des ions très chargés est problématique dans tous leurs anneaux de stockage qui requièrent des ultravides lointains pour que les ions produits ne perturbent pas le comportement du faisceau.

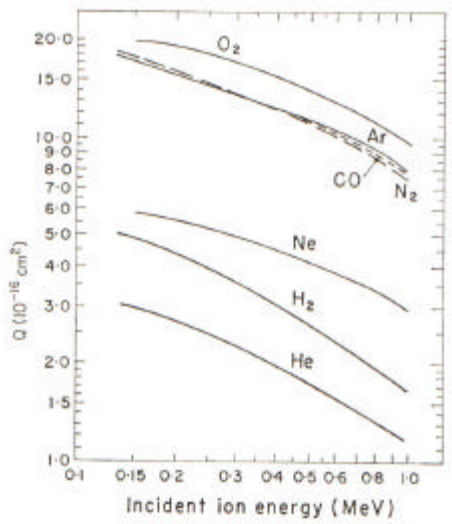


Figure 8-0-5.

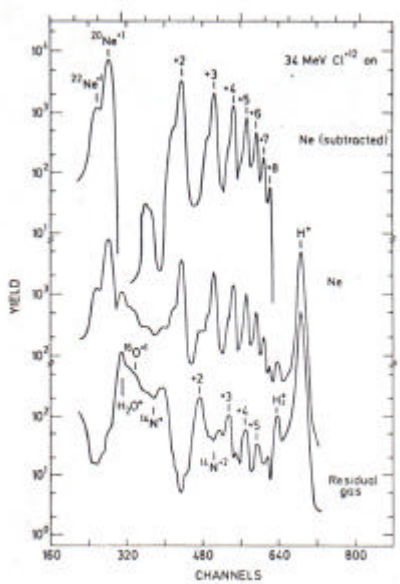


Figure 8-0-6.

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, avec des sections efficaces élevées, comme on le voit sur la figure 8-0-7 relative à la collision (H^+,H_2) [RUD85].

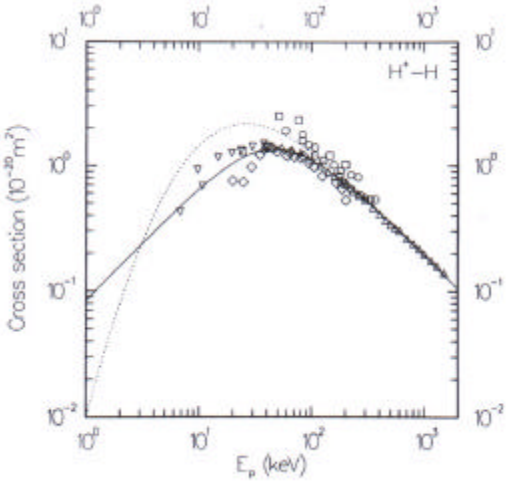


Figure 8-0-7.

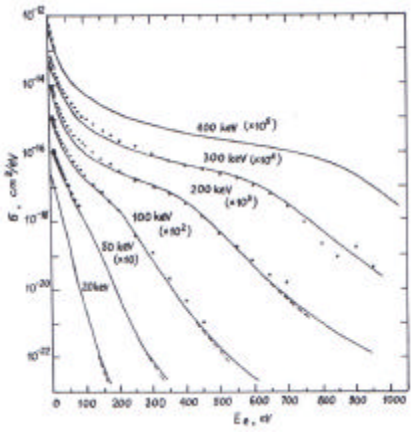
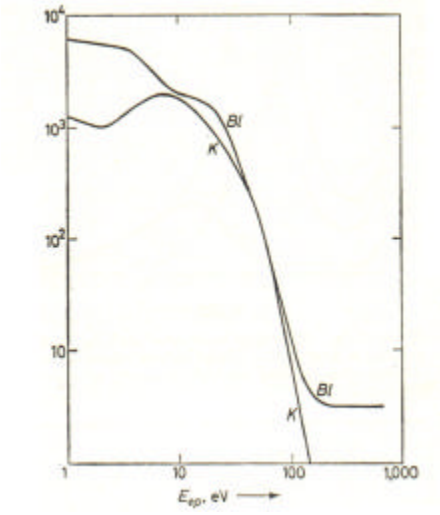


Figure 8-0-8.

Les électrons secondaires 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. La figure 8-0-8 représente la section efficace différentielle de production d'électrons dans la collision (H^+,H_2), en fonction de l'énergie des électrons éjectés [OGU72]. La figure 8-0-9 montre un spectre typique d'énergie d'électrons issus d'ionisation de H_2 par des protons de 50keV [HAS64].

Figure 8-0-9.



L'ionisation connaît plusieurs processus inverses. Nous ne ferons que citer les plus importants pour les basses énergies. Nous traiterons de la capture électronique par des faisceaux énergiques dans le chapitre « Interaction faisceau-gaz résiduel ».
Pour les ions positifs :

- La recombinaison radiative

$$A^{\xi+} + e \rightarrow A^{(\xi-1)+} + h\nu$$

Les sections efficaces sont de l'ordre de $10^{-21} \div 10^{-20}\,\mathrm{cm}^2$ pour des électrons thermiques ; elles chutent à $10^{-22}\,\mathrm{cm}^2$ pour $W_e \approx 5\mathrm{eV}$.

- L'échange de charges

$$A^{\xi+} + B \rightarrow A^{(\xi-1)+} + B^+$$

Pour des énergies inférieures à 25 keV/nucléon, la section efficace peut être représentée par la formule empirique (à 30% près) :

$$\sigma_{\xi \rightarrow \xi-1[\mathrm{cm}^2]} = 1.43\,10^{-12}\,\xi^{1.17}\,E_{i,GR}{}^{-2.76}$$

$E_{i,GR}$ étant l'énergie d'ionisation en eV du gaz résiduel. Cette section efficace est de quatre ordres de grandeur supérieure à celle d'ionisation.

- Les mécanismes de recombinaison diélectronique sont importants dans les refroidisseurs à électrons (electron coolers) utilisés pour améliorer l'émittance d'ions accumulés. A la suite d'une collision, un ion peut se trouver dans un état doublement excité et perdre une charge

$$A^{(\xi+1)+} + e \rightarrow A^{\xi+**}$$

puis se désexciter radiativement sans auto-ionisation

$$A^{\xi+**} \rightarrow A^{\xi+*} + h\nu$$

Pour les ions négatifs :

- Le détachement collisionnel

$$A^- + B \rightarrow A + B + e$$

dont la section efficace présente un maximum mou entre 400 eV et 10 keV, de valeur supérieure à 10^{-15} cm^2 , soit environ 1000 fois celle du processus d'attachement.

Ces changements de charge sont gênants, outre la perte d'intensité, par les pertes de particules sur les parois qu'ils occasionnent.

8-1 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 :

$$E_r = \frac{\Sigma Q}{2\pi\varepsilon_0 r} = \frac{Jr}{2\beta c\varepsilon_0}$$

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

$$E_r = \frac{Ir}{2\pi\varepsilon_0 \beta c r_F^2}$$

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 :

$$\Delta U = V_{r_F} - V_{(0)} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{I}{\beta c}$$

Cette notion est fondamentale car elle implique :

a) 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.

b) Cette variation de potentiel parabolique (en effet, si $E_r \propto r \rightarrow V \propto r^2$) est solution de l'équation de Poisson $\Delta V = \rho/\varepsilon_0$. 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 :

$$\Delta U_T = \Delta U(1 + 2\mathrm{Ln} r_T / r_F)$$

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 b=1, on trouve 30V. Conséquence : un électron d'ionisation créé au fond de ce puits est suffisamment énergique 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 :

$$\Delta U_T = 1.54\,10^4 \frac{I}{\sqrt{V}}(1 + 2\mathrm{Ln}\frac{r_T}{r_F})$$

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 :

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

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!) :

$$\ddot{r} = \frac{\eta I}{2\pi\varepsilon_0 \dot{z} r}$$

soit, par rapport à z :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\eta I}{2\pi\varepsilon_0 (\beta c)^3 r}$$

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 :

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

On en déduit le temps de neutralisation :

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

Exercice :à $P=10^{-7}$hPa, quel est le temps de neutralisation d'un faisceau d'électrons de 1keV ? 18ms. 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 100mA et de 1mm de diamètre, quelle est la pression interne ? On trouve $\beta c=1.87\ 10^9$ *cm/s, et* $P=1.6\ 10^{-6}$*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.

8-2 Le rayonnement synchrotron

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

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 da 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)**	g	l(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 rayonnement 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 :

$$P = \frac{2 r_c c E_0 \gamma^4}{3R^2} \qquad r_c = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 E_0}$$

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

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

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

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 :

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

La figure 8-2-1 donne un exemple de spectre en longueurs d'onde de ce flux.

L'énergie moyenne d'un photon est :

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

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.

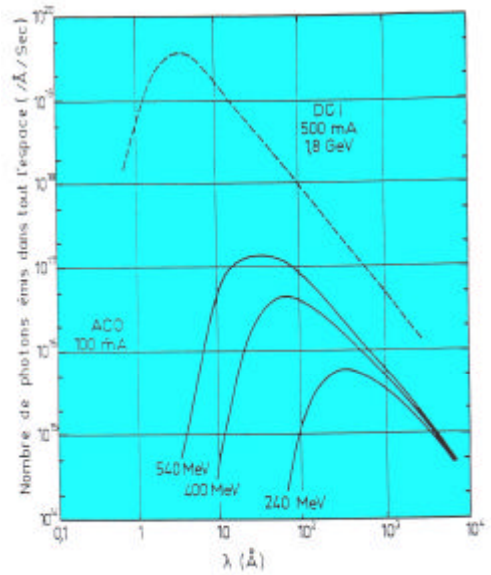


Figure 8-2-1

9-Les interactions faisceau-gaz résiduel.

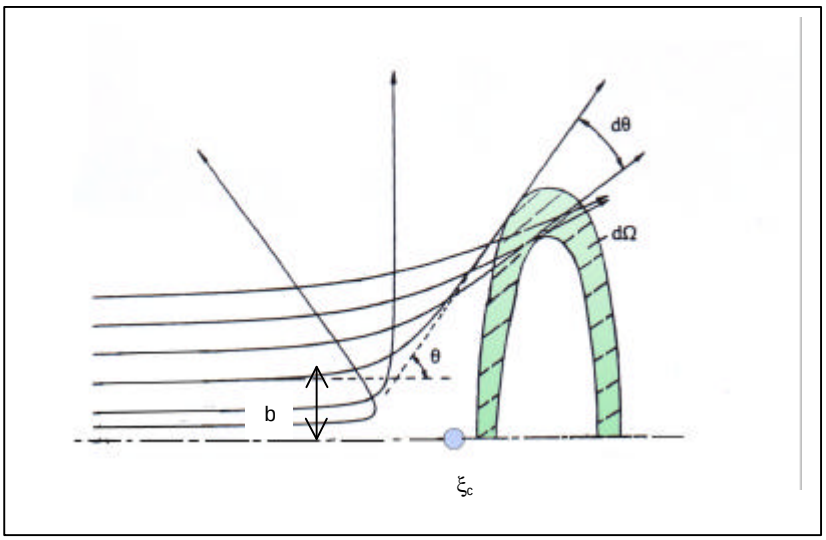
Nous privilégierons les interactions avec le dihydrogène qui est le constituant principal de l'atmosphère résiduelle en vide poussé. Certaines ont été décrites de façon très générale dans l'introduction. Ces interactions sont des collisions binaires de deux types :

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

Nous ne parlerons pas des réactions nucléaires.

9-1 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 :

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\xi_i\xi_c e^2 \frac{\exp(-d/a)}{d^2}$$

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 0.53A. La section efficace différentielle vaut alors, pour les angles faibles :

$$\sigma(\theta)_{[m^2]} = \left(\frac{\xi_i Z_c e^2}{8\pi\varepsilon_0 m_r v_i^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \qquad \text{avec} \qquad m_r = \frac{m_i m_c}{m_i + m_c}$$

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 :

$$\boxed{\sigma_{\theta max} = \int_{\theta max}^{\pi} d\sigma_{el} = 2\pi\left(\frac{\xi_i Z_c e^2}{8\pi\varepsilon_0 m_r v_i^2}\right)^2 \cot g^2(\theta_{max}/2)}$$

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 $cotg^2$ 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 ? On trouve une section efficace de 3.24 $10^{-18}cm^2$. Le terme dN/N de perte se déduit de la définition de la section efficace, n vaut 2.65 $10^{11}/cm^3$, il vaut donc 8.59 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 $10^{-17}cm^2$ et un taux de pertes de 2.15 10^{-3}, ce qui montre qu'ils sont nettement plus diffusés.

9-2 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 ».

Material	Z	A	Radiation length X_0 [g/cm²]	[cm]	Density [g/cm³] () is for gas [g/ℓ]
			() is for gas		
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_2O			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 ($Bi_4Ge_3O_{12}$)			7.98	1.12	7.1
Polystyrene, scintillator (CH)			43.8	42.4	1.032
Lucite, Plexiglas ($C_5H_8O_2$)			40.55	≈34.4	1.16–1.20
Polyethylene (CH_2)			44.8	≈47.9	0.92–0.95
Mylar ($C_5H_4O_2$)			39.95	28.7	1.39
Borosilicate glass (Pyrex)			28.3	12.7	2.23
CO_2			36.2	(18310)	(1.977)
Ethane C_2H_6			45.66	(34035)	0.509(1.356)
Methane CH_4			46.5	(64850)	0.423(0.717)
Isobutane C_4H_{10}			45.2	(16930)	(2.67)
NaF			29.87	11.68	2.558
LiF			39.25	14.91	2.632
Freon 12 (CCl_2F_2) gas, 26°C, 1 atm.			23.7	4810	(4.93)

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

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 :

$$\chi_{0[g/cm^2]} = \frac{714.6A_c}{Z_c(Z_c+1)\mathrm{Ln}(287/\sqrt{Z_c})}$$

Exercice : calculer la longueur de radiation de H_2 gazeux à 10^{-6} hPa? On sait que:

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

On trouve 7 10^9 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} mbar, 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 hν 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 :

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

$$\left[\frac{d\sigma_B}{d(h\nu)}\right]_e = \frac{4\alpha r_e^2}{h\nu} Z_c \left\{\left[\frac{4}{3}(1-\frac{h\nu}{E}) + \frac{h^2\nu^2}{E^2}\right](\mathrm{Ln}1194 - \frac{2}{3}\mathrm{Ln}Z_c) + \frac{1}{9}(1-\frac{h\nu}{E})\right\}$$

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

$$\boxed{\begin{gathered}\sigma_B = 4\alpha r_e^2\left[F(Z_c)\frac{4}{3}(\mathrm{Ln}\frac{E}{\Delta E_{RF}} - \frac{5}{8}) + Z_c\frac{Z_c+1}{9}(\mathrm{Ln}\frac{E}{\Delta E_{RF}} - 1\right] \\ F(Z_c) = Z_c^2\mathrm{Ln}(\frac{183}{Z_2^{1/3}}) + Z_c\mathrm{Ln}(\frac{1194}{Z_c^{2/3}})\end{gathered}}$$

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 s = 5.78 10^{-26}cm^2 et un taux de perte de 1.53 10^{-9}. Rappelons néanmoins que le halo ne doit pas excéder 10^{-7} dans le LHC.

9-3 Les pertes d'énergie par ionisation

Nous avons décrit l'ionisation comme une collision inélastique dans laquelle la particule énergique 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 joue 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 $4\pi\varepsilon_0$. 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 :

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

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) :

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

sauf pour H_2 pour lequel il vaut 19.2eV.

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

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 \xi_i^2 Z_c N}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m_e c^2 \beta^2} \left(\mathrm{Ln}\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{\Im} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right)$$

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

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

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 :

$$v_0 = \alpha c = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar} = 2.188\,10^6\,ms^{-1}$$

Lindhard et Scharff [LIN63] ont calculé le pouvoir d'arrêt électronique à basse vitesse ($v<2v_0\xi_i^{2/3}$) :

$$-\frac{dE}{dx}_{[eV.m^{-1}]} = 8\pi\xi_i^{1/6} e a_0 \frac{\xi_i Z_c N}{(\xi_i^{2/3} + Z_c^{2/3})^{3/2}} \frac{v}{v_0}$$

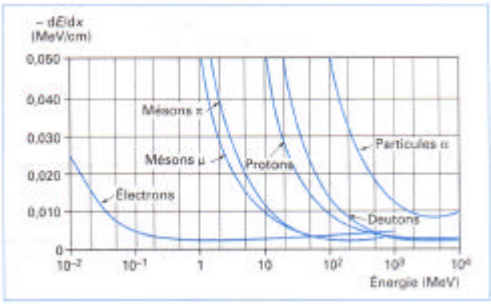
Exercice: quelle est la perte d'énergie de protons de 200MeV dans le corps humain et dans le dihydrogène à 10^{-6}hPa? On peut assimiler le corps humain à de l'eau. Avec les figures 1-1, on trouve 5MeV/cm. Dans le dihydrogène à cette pression r=0.09 10^{-9}g/cm^3, ce qui donne 5.3 10^{-4}eV/cm ! On voit que, dans le cas du gaz résiduel, les pertes d'énergie par ionisation sont négligeables en terme d'impact sur le vide.

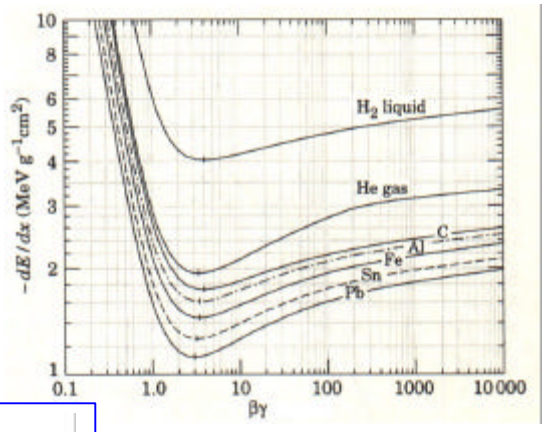
Le traitement des électrons est légèrement différent, du fait de leur faible masse. Le transfert d'énergie lors de la collision est plus important. On trouve les formules pratiques suivantes :

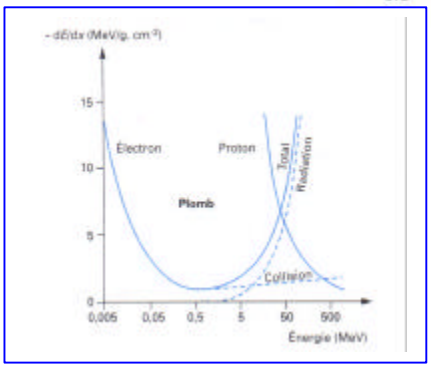
$$-\frac{dE}{dx}_{[MeV.cm^{-1}]} \approx 0.179\,\frac{Z_c\rho}{A\beta^2}\,Ln\,\frac{2m_e c^2\beta^2}{\Im}$$

en dessous de 1MeV et pour des électrons à β=1 :

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







Figures 9-3-1

Les figures 9-3-1 illustrent la perte d'énergie dans l'air pour quelques particules, puis, en fonction de $\beta\gamma$ pour quelques cibles, enfin les pertes d'énergie des électrons et des protons suivant les 2 processus étudiés [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 9-3-2 donnent des exemples de parcours de particules, en particulier pour les protons et les électrons dans des matériaux d'intérêt pour le vide. Il existe quelques formules semi-empiriques pour les parcours dans l'air :

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

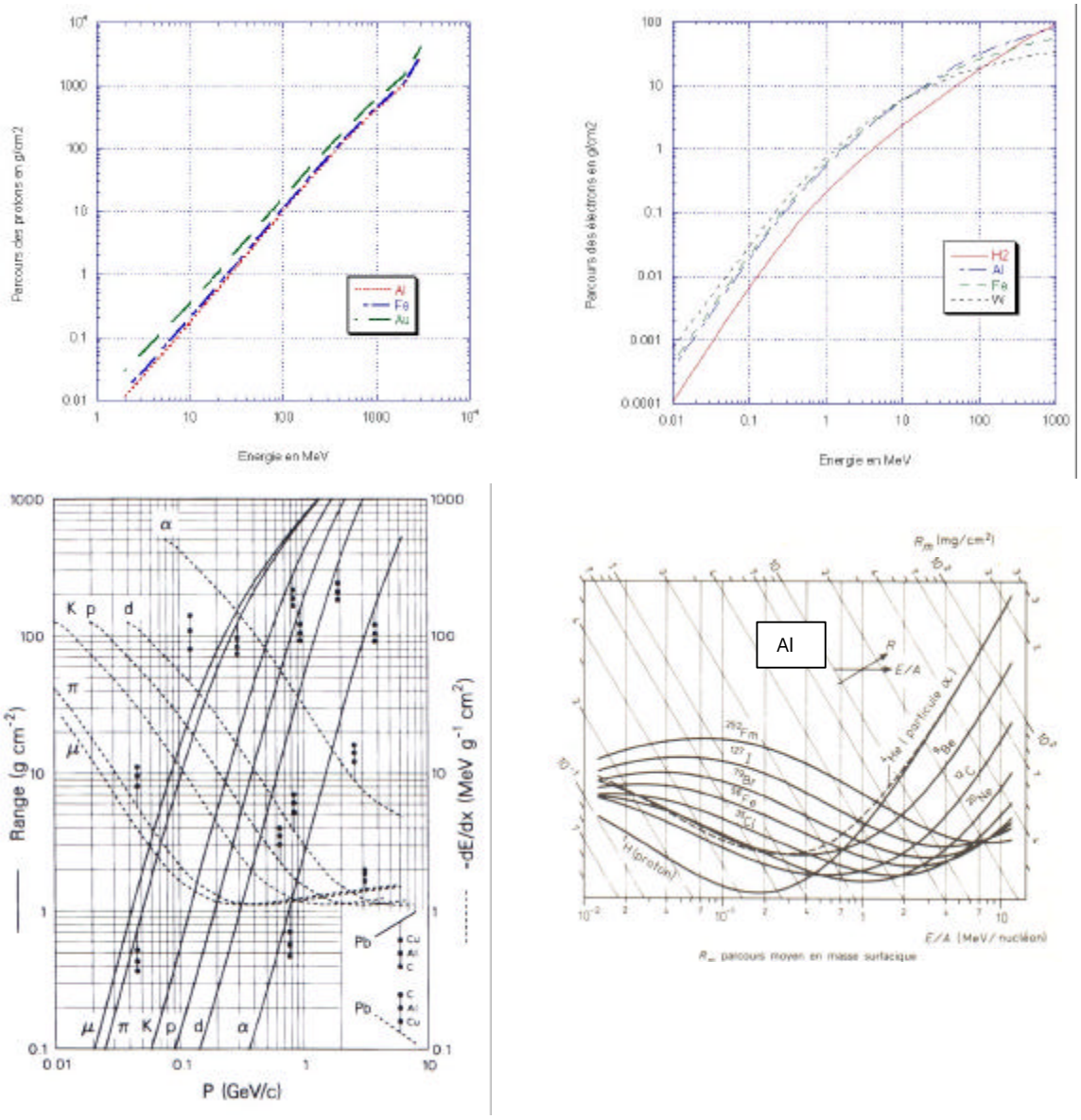
pour les électrons $\qquad = 0.543\,E - 0.16 \qquad E > 0.7$

$$= 0.53\,E - 0.106 \qquad 2.5 < E < 20$$

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

Le cas des ions lourds multichargés est, lui aussi, particulier comme on le voit ci-dessus dans le cas de l'aluminium. 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 :

$$-\frac{dE}{dx}_{[MeV.cm^{-1}]} \approx 0.3071\,\frac{Z_c\rho}{A\beta^2}\,\frac{\xi_i^2}{Z^2}\,(\mathrm{Ln}\,\frac{2m_e v^2}{\Im})$$



Figures 9-3-2

Il en résulte que les ions très lourds ont un parcours anormalement grand pour des énergies <1MeV/A.
Au-delà de 1MeV/A, il existe 2 lois d'échelle pour la détermination des parcours :
- pour 2 particules différentes dans le même matériau :

$$R_1(E_1) = \frac{A_1}{A_2}\frac{Z_2^2}{Z_1^2}R_2(\frac{A_2}{A_1}E_1)$$

Par exemple, le parcours de protons de 10MeV est le même que celui des α de 40MeV.
- pour la même particule dans 2 matériaux :

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

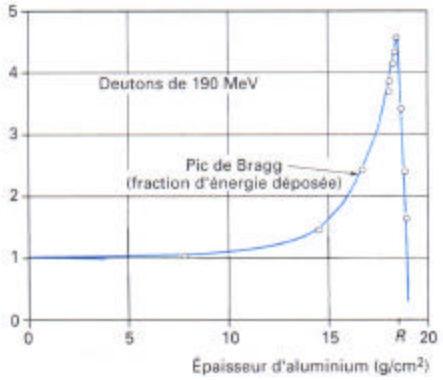
Exercice: quel est le parcours de protons à 4MeV dans le fer ? De la figure 9-3-2, on tire le range (en g/cm^2 !) de Al=4mg/cm^2 soit R_{Al}=1.48 10^{-3}cm d'où R_{Fe}=7.25 10^{-4} cm.
L'incidence de ces pertes d'énergie sur le faisceau incident est multiple. Il y a d'abord un effet sur la dispersion 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:

$$\sigma^2_{E[eV^2]} = \frac{4\pi Ne^2}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\xi_i^2 Z_c \Delta x$$

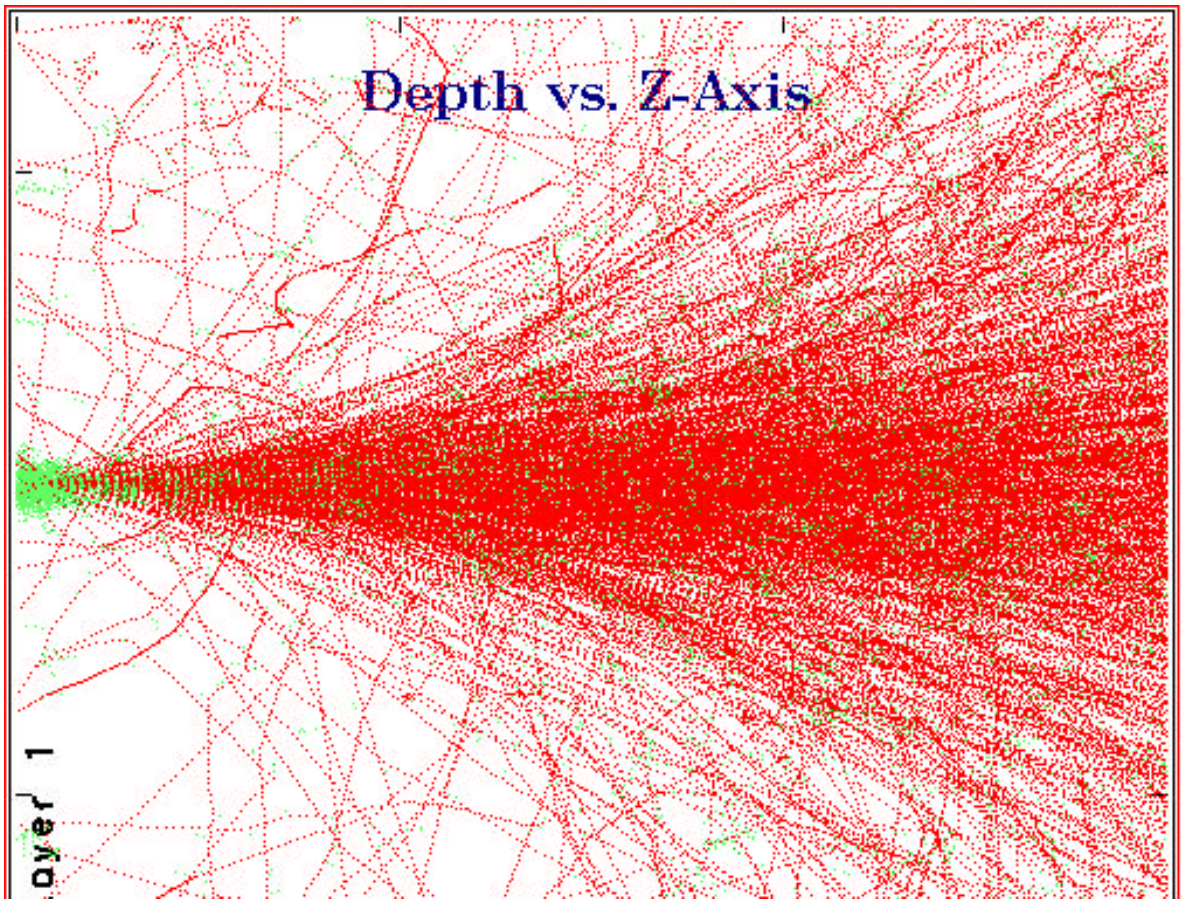
L'écart relatif moyen est entre 1 et 2%.
Le deuxième effet est la diffusion multiple qui accroît la divergence du faisceau.
L'écart quadratique moyen en divergence est donné par :

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

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 200MeV parcourent 70km . Quel est l'accroissement en divergence ? De l'exercice du §9-2, on déduit que la longueur de radiation de H_2 à 10^{-5}hPa est de 7 10^{8}km. On trouve 9.4 mrad.
Terminons ce paragraphe par un commentaire. Le phénomène de perte d'énergie est connectée à la section efficace d'ionisation. On sait que celle-ci présente un maximum assez net en fonction de l'énergie, par exemple pour les électrons il est à environ 3 fois le potentiel d'ionisation du corps bombardé. Quand la particule énergique pénètre dans la matière à forte vitesse, du fait de la faible section efficace, la décélération est faible et l'énergie déposée par unité de longueur est aussi faible. La vitesse diminuant cette énergie déposée croît quasiment en raison inverse de l'énergie (loi de Thomas-Whiddington). Au maximum de la section efficace, le dépôt est aussi maximum : c'est le pic de Bragg illustré par la figure ci-dessous.



Nous reparlerons brièvement de ces deux processus de perte d'énergie dans le chapitre « Interaction faisceau-paroi ».
Pour traiter le problème numériquement, utiliser SRI2003 (http://www.srim.org).



9-4 Changement de charge des faisceaux d'ions

Ils sont aussi problématiques que les autres processus parce qu'ils se traduisent par la perte des ions perturbés par déflexion anormale dans les aimants par exemple et par les produits secondaires qu'ils créent. Nous avons parlé des processus d'échange de charge et de recombinaison dans le paragraphe sur l'ionisation pour des ions quasi-immobiles. Nous avons évoqué l'ionisation par impact d'ions rapides qui s'applique évidemment au gaz résiduel, phénomène où la charge des ions reste constante. Pour des faisceaux énergiques, les processus de changements de charge ionique rencontrés sont conformes aux bilans suivants, en appelant X l'élément rapide et G le gaz résiduel :

- perte électronique

$$X^- + G \rightarrow X + G + e-$$

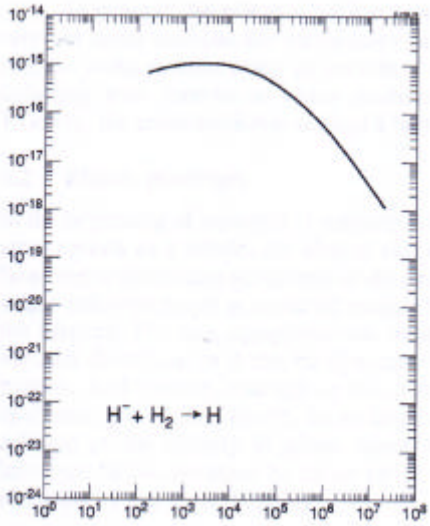
$$X^{n+} + G \rightarrow X^{(n+m)+} + G^{q+} + (q+m)\ e-$$

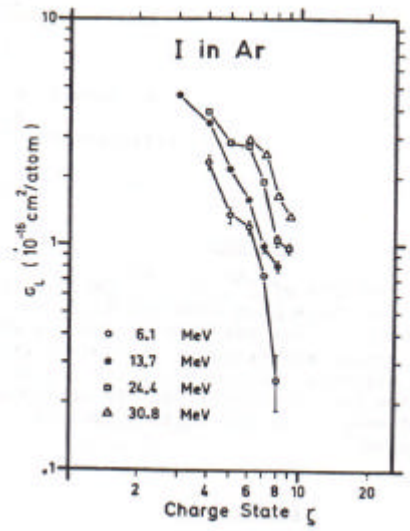
La première réaction est le détachement collisionnel de l'électron surnuméraire des ions négatifs, la seconde intervient dans les réactions d'épluchage à haute énergie où G est plutôt un élément en phase dense (cellule gazeuse, film liquide mince ou feuille solide, c'est le « stripping »). Elle intervient aussi dans la production d'ions multichargés de recul obtenus par ionisation en couche profonde avec cascade Auger ou shake-off. En général G se trouve dans un état excité, ce qui produit une luminescence au cours de la désexcitation.

Le cas qui nous intéresse est m=1, parce qu'il s'avère nettement le plus probable. On constate que ce processus est prédominant sur le suivant pour des vitesses de projectile supérieures à la vitesse de leur électron périphérique.

Ce processus est assimilable à un processus d'ionisation par impact, dans lequel ce serait la cible qui se déplace et les projectiles qui seraient immobiles.

Les figures 9-4-1 montrent la section efficace en cm^2 de perte électronique de H^- traversant une cible de dihydrogène en fonction de l'énergie et d'ions d'iode dans l'argon [ANG72].





Figures 9-4-1

Les hautes sections efficaces relatives à ce processus le font utiliser dans les tokamaks. On produit de fortes intensités de deutérium négatif qu'on neutralise avant de les injecter dans le tore pour chauffer le plasma.
Avec a_0, v_0, Z, ξ_i et Z_c définis plus haut, la section efficace de perte d'un électron à haute énergie s'écrit :

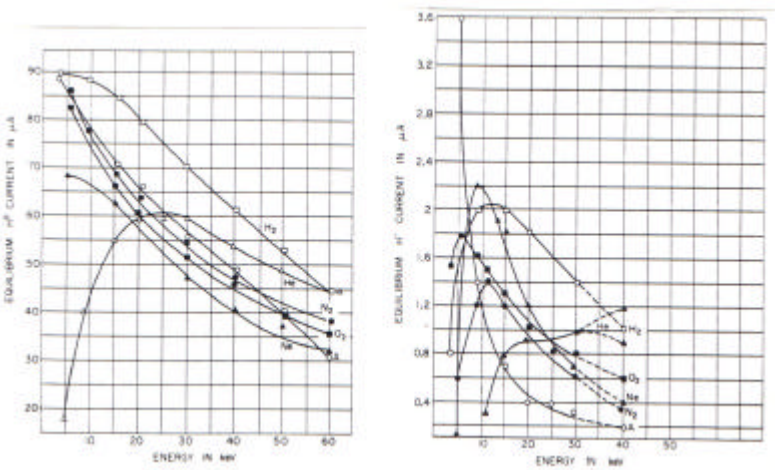
$$\sigma_{\xi_i=0\to1} = 4\pi a_0^2 \frac{(Z_c + Z_c^2)}{Z^2}\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$$

qui exprime bien la décroissance en 1/E constatée sur la figure ci-dessus et qui montre que cette perte augmente avec le nombre d'électrons de l'atome-cible qui jouent le rôle d' « éplucheurs » des électrons du projectile.

- capture électronique

$$X^{n+} + G \to X^{(n-1)+} + G^+$$

Là encore, les processus multiples théoriquement possibles sont très improbables. La capture peut se faire en couche lointaine, avec luminescence de désexcitation (capture radiative). La section efficace est maximale quand la vitesse du projectile est proche de celle de l'électron périphérique de l'atome de gaz résiduel, c'est-à-dire à β<<1.



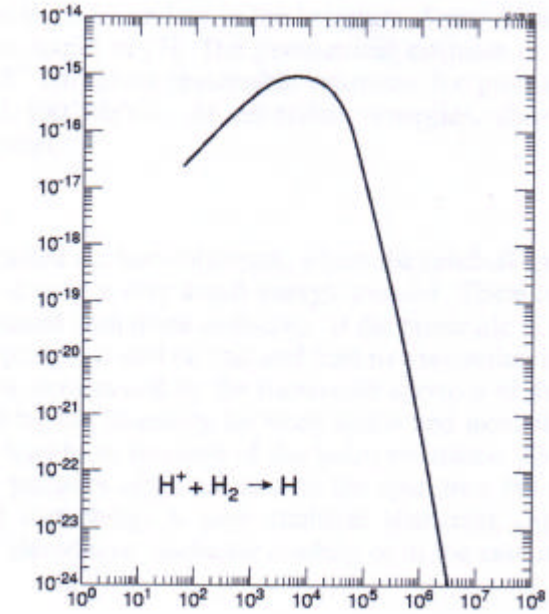
Figures 9-4-2

Cette figure 9-4-2 montre ce qu'il advient d'un faisceau de 100µA de protons gagnant 1 puis 2 électrons en passant dans différents gaz. Le processus à deux étapes est nettement moins probable que l'autre. On constate que les efficacités donc les sections efficaces sont maximales pour de faibles énergies, comme montré sur la figure 3-4-3 pour des protons dans H_2.

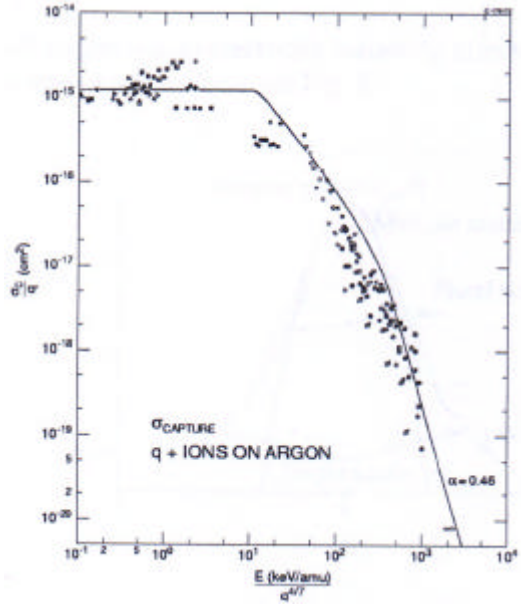
La figure 9-4-4 montre la section efficace de capture électronique normalisée à la charge d'ions traversant l'argon en fonction de l'énergie exprimée en keV/nucléon par charge [4/7]. On voit qu'elle s'effondre à grandes vitesses.
La théorie classique de Thomas permet de donner une formule analytique de la section efficace :

$$\sigma_{\xi_i\to\xi_i-1} = \frac{64\sqrt{2}}{3}\pi a_0^2 Z_i^{7/2} Z_c^2 \left(\frac{a_0}{r}\right)^{7/2}\left(\frac{v_0}{v}\right)^{11}$$

r étant le rayon de l'électron périphérique des atomes de la cible.
On trouve d'autres formules théoriques et semi-empiriques dans [BAR50] et dans [FRA92]. Cette section efficace augmente avec le nombre d'électrons de l'atome-cible qui joue le rôle ici de « pourvoyeur » d'électrons.



Figures 9-4-3



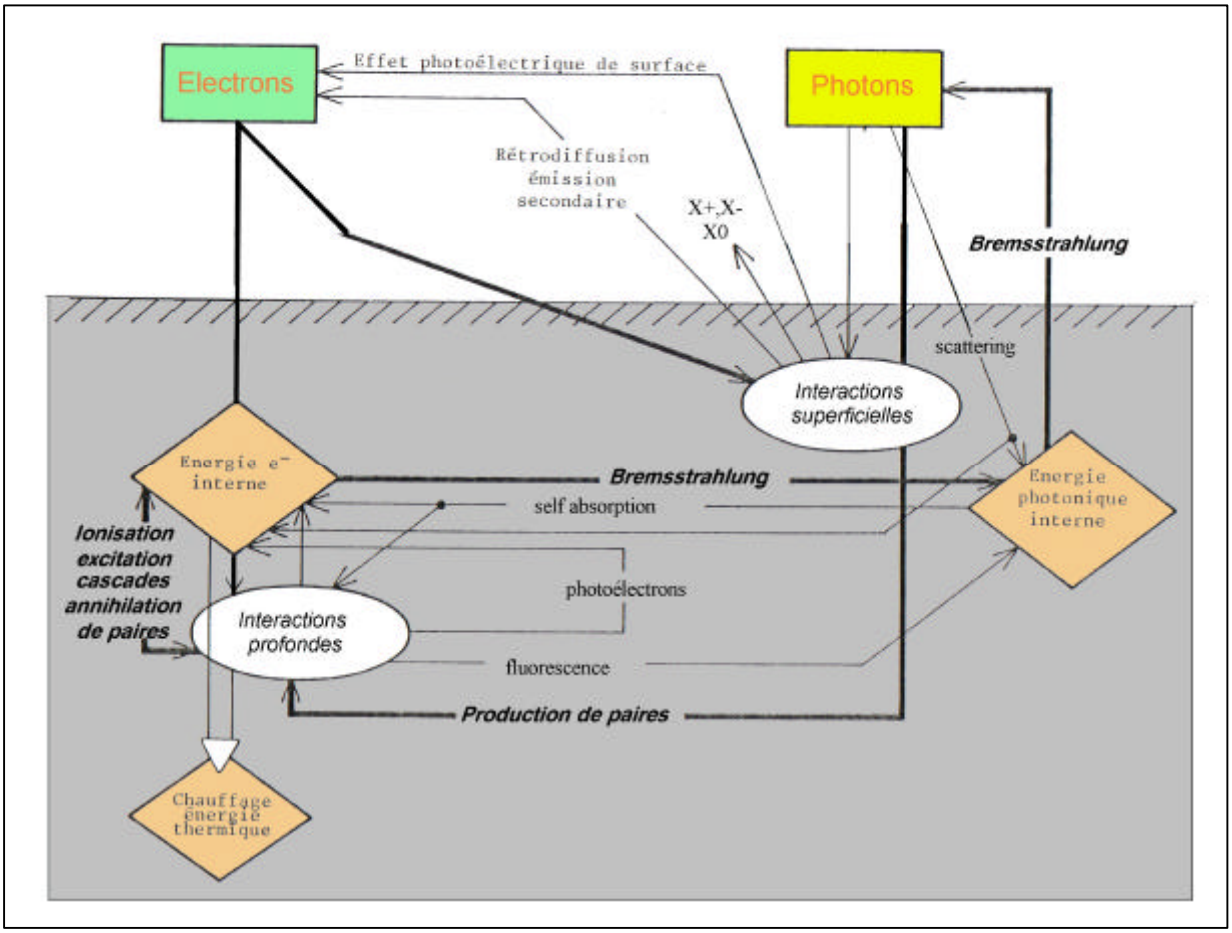
Figures 9-4-4

Un nombre important de données expérimentales se trouvent dans [Nucl.Inst and Meth. B. Conférences sur « Fast Ion Collisions » qui se tiennent tous les 2 ans].

10-L'interaction faisceau-paroi

Nous allons traiter dans ce chapitre de faisceaux de particules chargées, le faisceau de photons étant traité à part. Une distinction nette sera faite entre électrons et ions.

10-1 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.

10-2 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 :

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

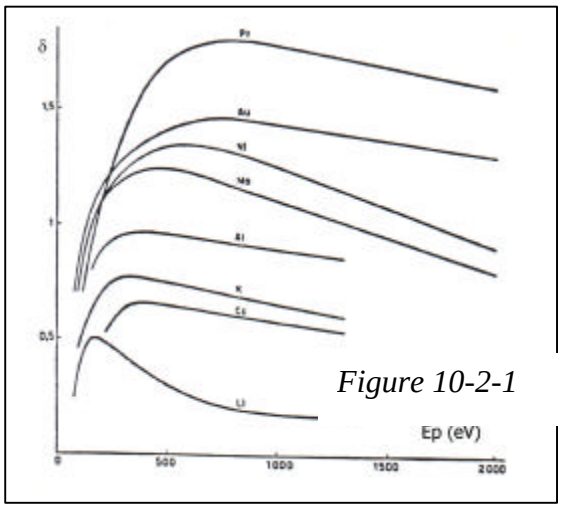


Figure 10-2-1

Ce coefficient dépend de l'énergie primaire et de la nature de la cible comme le montre la figure 10-3-1. Certains composés ont des coefficients de plusieurs milliers et sont utilisés dans les dynodes de photomultiplicateurs. Certaines couches minces diélectriques (Al_2O_3 sur Al par exemple) donnent des coefficients aussi élevés par effet de champ interne (effet Malter). 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. La figure 10-3-2 montre l'évolution du maximum de ce taux en fonction du taux de couverture pour différents couples gaz-surface.

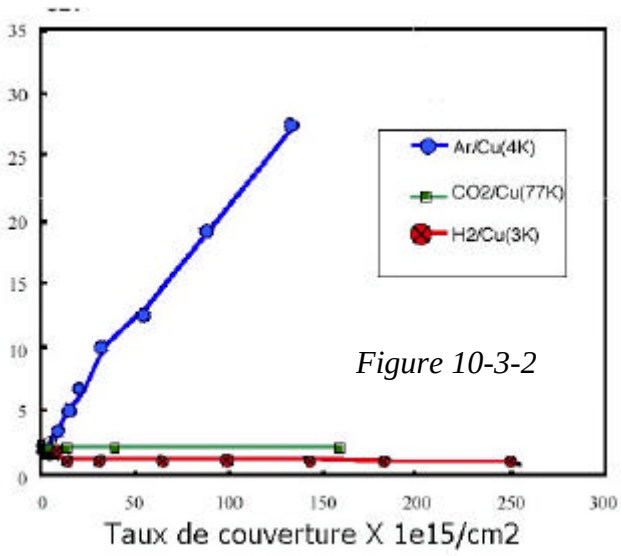


Figure 10-3-2

Le graphite déposé en spray permet de réduire ce phénomène parasite (Aquadag).
La distribution en énergie typique présente 3 populations d'électrons secondaires, chacune ayant son propre coefficient (Fig 10-3-3):

- les électrons réfléchis (r) qui ont l'énergie incidente sont majoritairement produits à basse énergie, comme nous l'avons dit plus haut

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	480
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

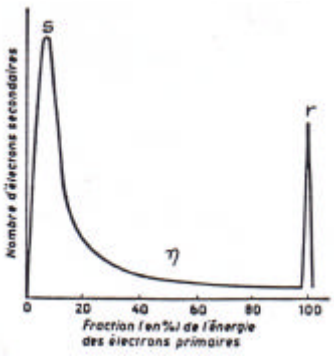
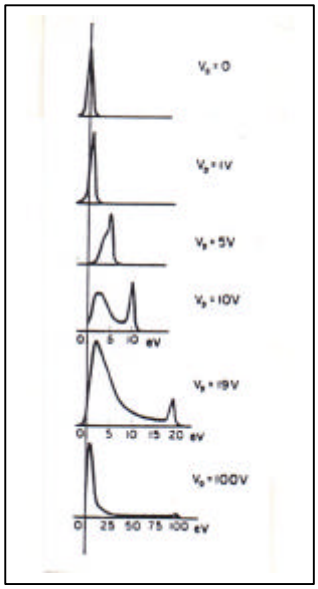


Figure 10-3-3



- 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.

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 10-3-4 et 10-3-5 [MCD64].

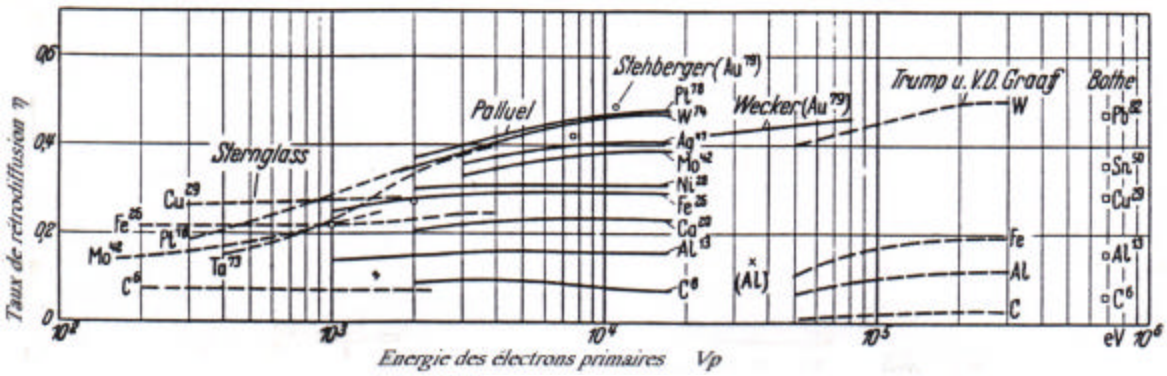


Figure 10-3-4

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

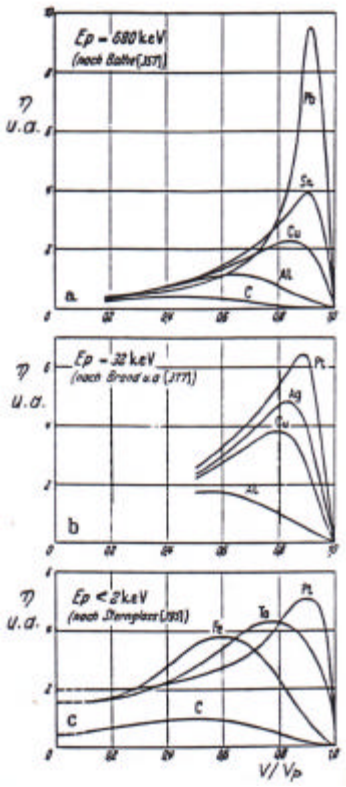
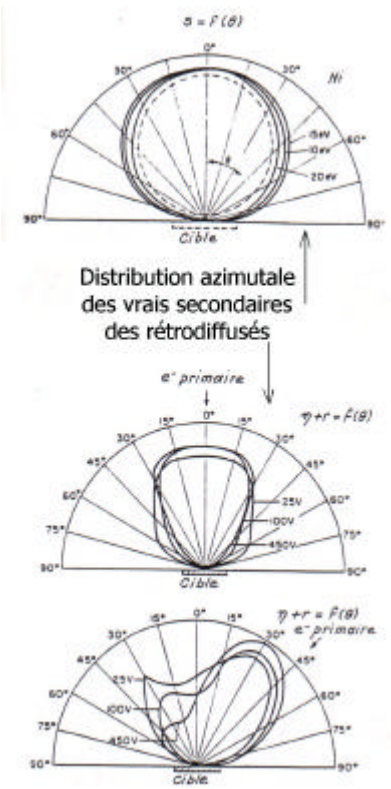


Figure 10-3-5



Fiaure 10-3-6

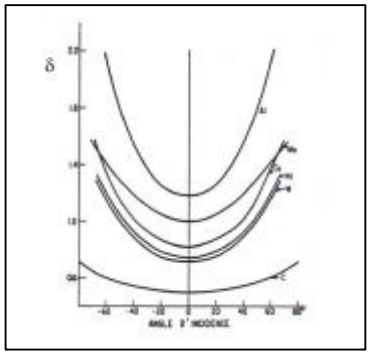


Figure 10-3-7

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.

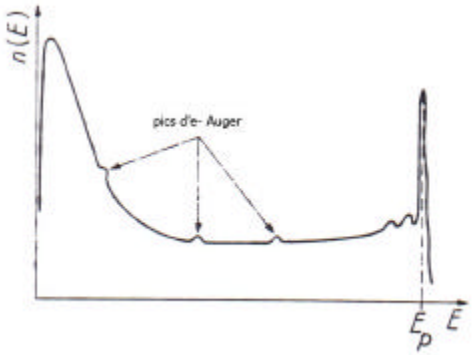
Quelles que soient les précautions prises (potentiels retardateurs, champ magnétique…), la lecture est largement pessimiste. Enfin, plus l'incidence est rasante, plus δ augmente. Sa loi de variation en fonction de l'incidence θ est de la forme :

$$\mathrm{Ln}\,\frac{\delta(\theta)}{\delta(0)} = C(1 - \cos\theta)$$

La figure 10-3-6 montre les distributions azimutales des secondaires et des rétrodiffusés et la figure 10-3-7 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 10-3-8).

On sait que l'arrangement des couches K, L ,M…. et des sous-couches s, p ,d ,f…. est unique pour un Z et un A donnés, c' est d'ailleurs la signature la plus précise d'un nucléide. L'effet Auger est obtenu quand un électron de couche profonde est éjecté hors du cortège par une perturbation (choc d'un électron énergique, capture d'un photon dur…). Le réarrangement du cortège suite à cette lacune interne, peut amener un électron d'une couche voisine à combler le trou, ce qui libère une énergie susceptible d'éjecter un second électron hors de l'atome: l'électron Auger.



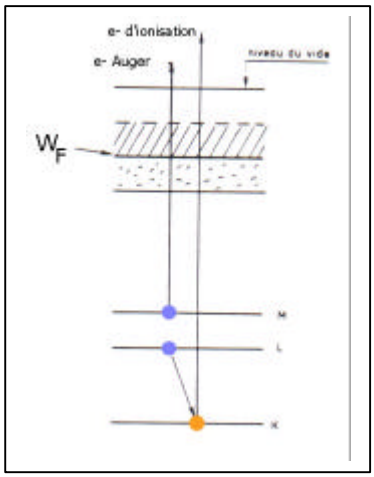


Figure 10-3-8

Dans la figure 10-3-8, un électron de couche K est éjecté de l'atome, un électron de couche L comble le trou en couche K ce qui permet l'éjection d'un électron de couche M, on parle alors d'une transition Auger KLM. L'électron éjecté a une énergie très précisément connectée aux niveaux d'énergie de l'atome, cette énergie est dégradée à la traversée de multiples couches de surface. Si l'énergie de la perturbation est adaptée pour n'attaquer que quelques nm de profondeur, les pics sont nettement détachés (b sur la figure 10-3-9). En différentiant le signal (a), pour mieux éliminer la contribution du fond continu, on obtient une méthode d'analyse de la composition d'une surface très utile aux techniciens du vide par exemple, la spectrométrie Auger (AES Auger Electron Spectroscopy). Dans le cas général des faisceaux, les raies Auger sont noyées dans ce fond.

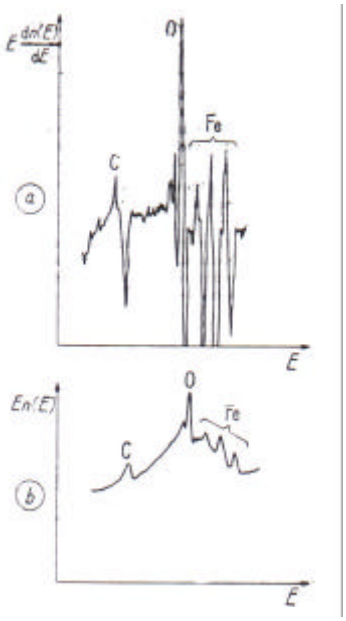


Figure 10-3-9

10-4 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 physisorbées qui sont libérées.
La littérature sur le sujet n'est pas abondante, on en tire néanmoins quelques règles générales. Ce processus 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 $<5\ .10^{-18}$ cm^2 soit environ $5\ 10^{-3}$ particules désorbées 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]:

$$\sigma = \frac{C}{EE_d} \mathrm{Ln} \frac{E}{E_d}$$

où E_d est l'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 décrit avec l'énergie des électrons.
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. 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/cm^2. 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 chapitre 9-3. 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. Les processus de désorption de diffusion ou de dé-adsorption et de perméation génèrent des flux

gazeux Q variant exponentiellement avec la température (parfois multiplié par un monôme en T^{α} avec $|\alpha| \leq 1$) comme nous l'avons vu précédemment:

$$Q = Cn_s \exp\left(-\frac{E_d}{RT}\right)$$

C étant une constante dépendant du gaz désorbé proportionnelle au coefficient de piégeage, n_s le taux de couverture et E_d l' énergie caractéristique du processus. Cette fonction est fortement croissante.

La pression de vapeur saturante P_s pour des matériaux sous vide est de la forme [DUS66] :

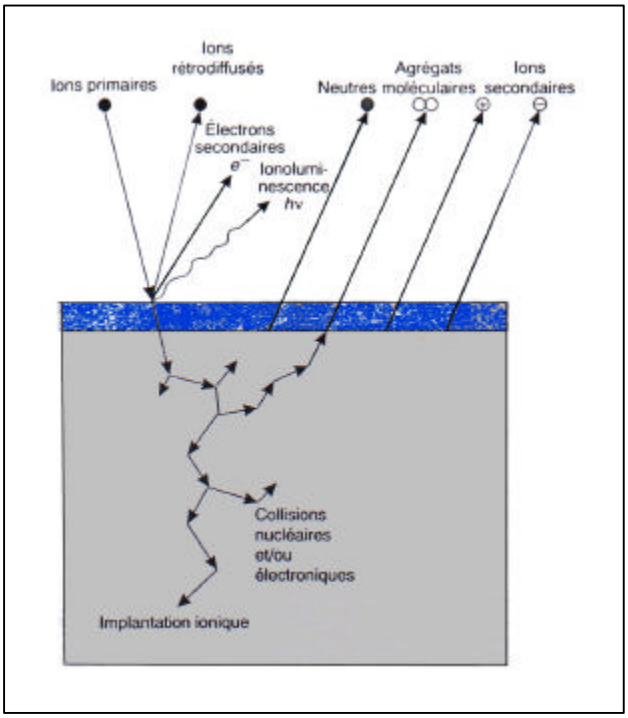
$$P_s = C' \exp\left(-\frac{BL_v}{T}\right)$$

C' et B étant des constantes dépendant du matériau et L_v sa chaleur latente de vaporisation. Le taux d'évaporation Q_e, en terme de flux gazeux par unité de surface dépend de P_s selon :

$$Q_s = C''\left(\frac{A}{T}\right)^{1/2} P_s$$

C'' étant une constante proportionnelle au coefficient de capture.

10-5 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 rétro-diffusent, 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].

10-6 Réflexion et rétro-diffusion des ions

Les ions à basse énergie peuvent être réfléchis ou rétro-diffusés en proportion notable comme le montrent la figure 10-6-1, avec une surface en molybdène [CAR69].

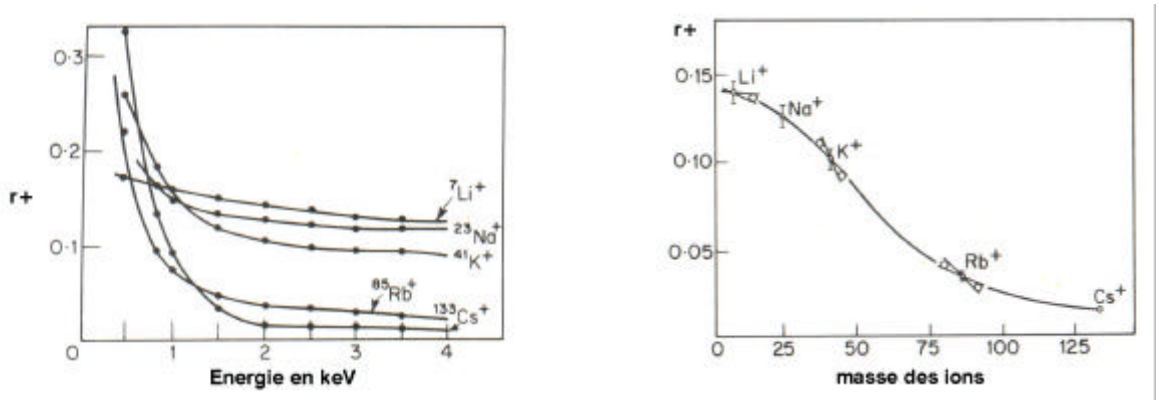


Figure 10-6-1

Comme pour les électrons et pour les mêmes raisons, cette réflexion est maximale à très basse énergie et décroît avec la masse de l'ion incident. La conséquence est importante : les ions issus du gaz résiduel qui ont une énergie correspondant à des profondeurs de puits de potentiel ont des énergies faibles et il ne faut pas imaginer qu'ils sont tous neutralisés quand ils frappent la paroi. Ils peuvent rebondir plusieurs fois avant d'être neutralisés et ce, si leur potentiel d'ionisation est supérieur au travail de sortie du matériau de surface. A plus forte énergie, les collisions deviennent inélastiques, à la réflexion pure se substitue une rétro-diffusion des ions incidents avec perte plus ou moins importante d'énergie. A très haute énergie, les ions incidents peuvent repartir dans des états fortement excités ou multichargés.

10-7 La pulvérisation

La pulvérisation (« sputtering »), dans son sens le pus 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], elle n'est valable que pour les matériaux amorphes. 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. Soient a et ε les rayon atomique et énergie incidente réduits donnés par :

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

En introduisant deux fonctions tabulées $\alpha(A_c/A_i)$ et $Sn(\varepsilon)$ représentées sur la figure 10-7-1, le rendement de pulvérisation S est donné par :

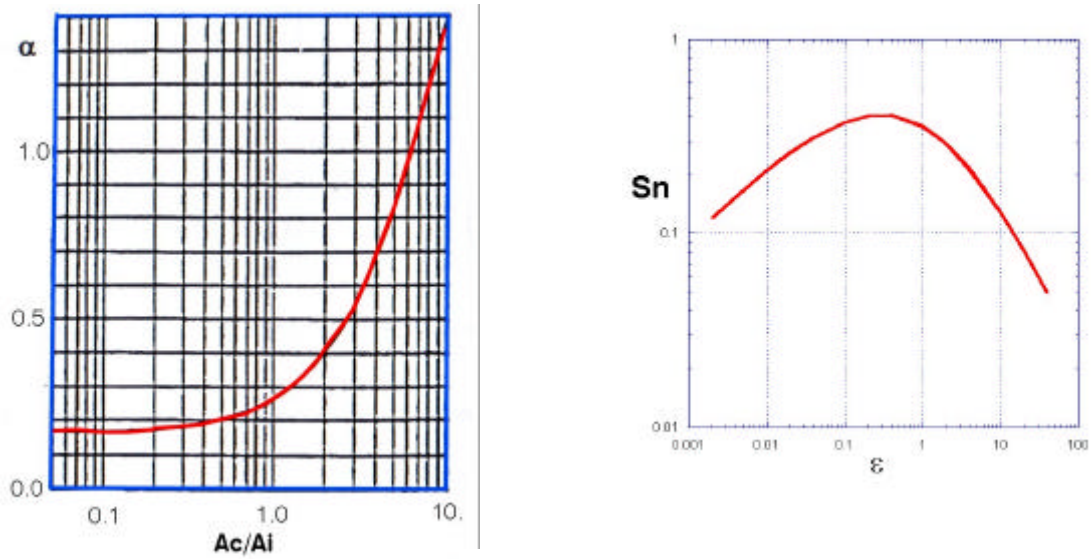


Figure 10-7-1

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

U est l'énergie de liaison de surface d'un atome cible, en fait on prend la chaleur latente de vaporisation du solide bombardé exprimée en eV (figure 10-7-2). 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.

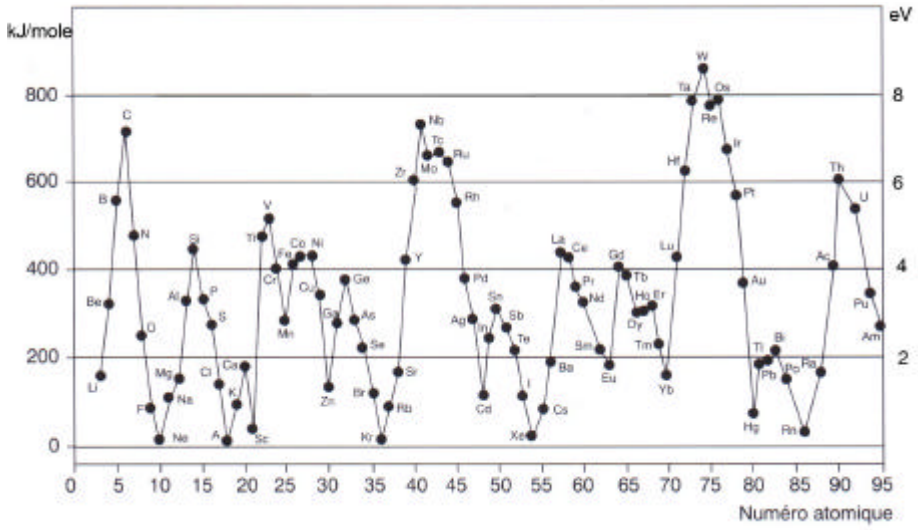
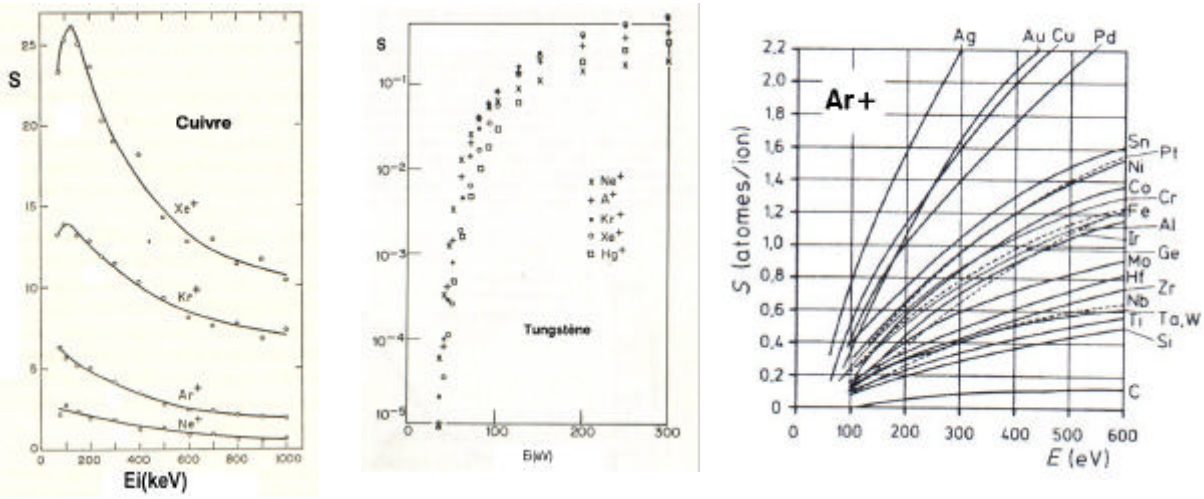


Figure 10-7-2

Les figures 10-7-3 suivantes donnent quelques résultats expérimentaux.



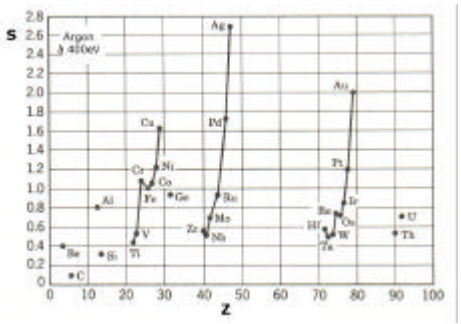


Figure 10-7-3

On constate que S croît avec la masse de l'ion incident (on atteint 20000 avec un agrégat d'Au_{13} 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.

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 100µA 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 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 10^{14} ions par seconde. Pour calculer le taux de pulvérisation, on calcule les grandeurs intermédiaires : on trouve a=1.4 10^{-11}, e=0.8, Sn=0.35, α=0.6 d'où S=1.62. Le nombre d'atomes de Ti s'échappant, par seconde, de la cathode est de 1.01 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.

10-8 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 physi- ou chimisorption 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 10-8-1 donne le pouvoir d'arrêt de l'argon dans le cuivre : à basse énergie il vaut environ 1MeV.cm^2/mg soit ≈100eV/Å. Il est du aux collisions ion-noyaux. L'autre courbe montre les 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 10keV/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 100keV d'où la tendance actuelle des implanteurs.
- A l'échelle du keV, les ions pénètrent seulement dans les premiers Å de la surface.

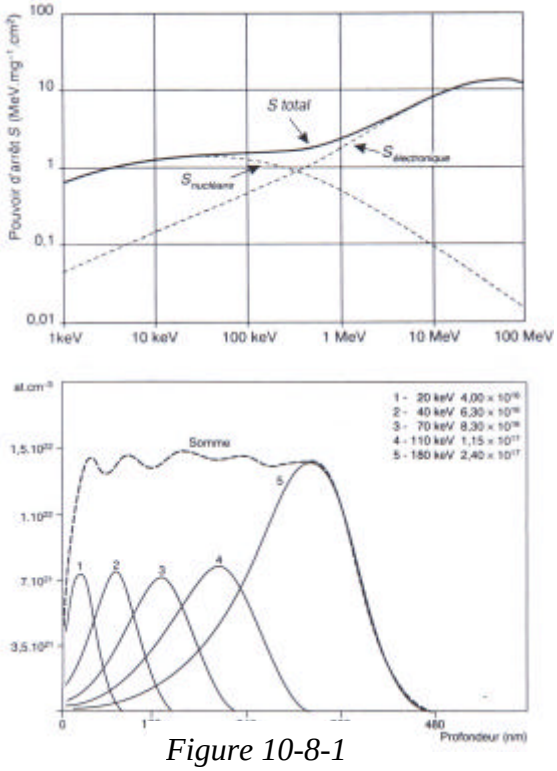


Figure 10-8-1

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 10-8-2 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 10-8-3 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 !

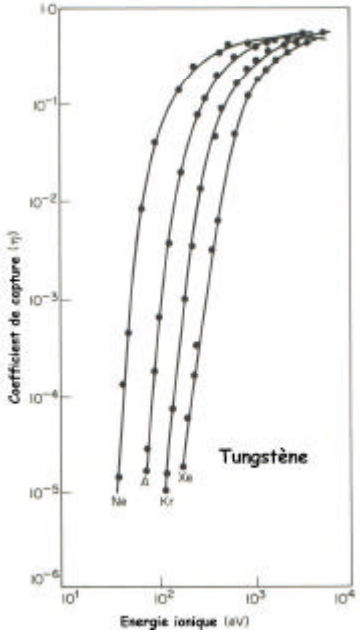


Figure 10-8-2

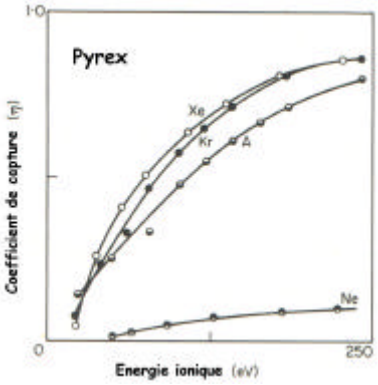


Figure 10-8-3

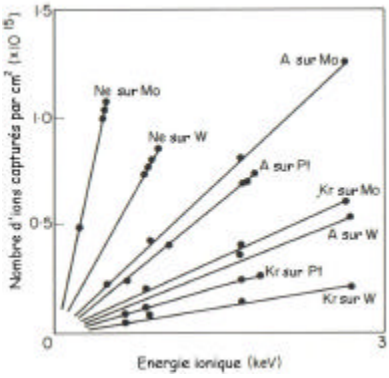


Figure 10-8-4

La figure 10-8-4 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.

Au-delà de ce nombre maximal, un équilibre s'établit avec la désorption. La figure 10-8-5 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. C'est le phénomène de remontée de pression après l'arrêt d'une pompe ionique.

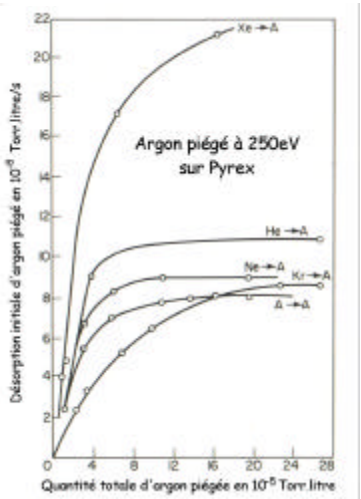


Figure 10-8-5

On pourrait extrapoler les résultats précédents et conclure qu'une surface piégeante 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.

10-9 L'émission secondaire d'électrons sous impact ionique

Un autre très important processus que nous allons étudier dans ce paragraphe 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.

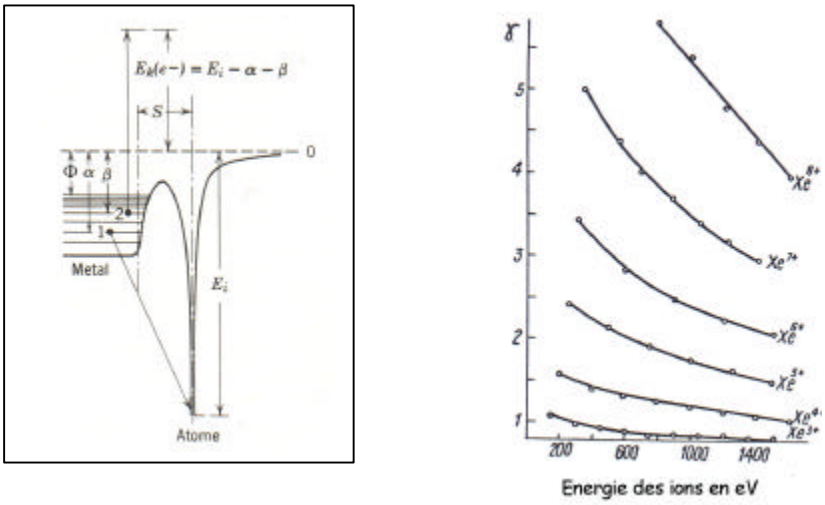
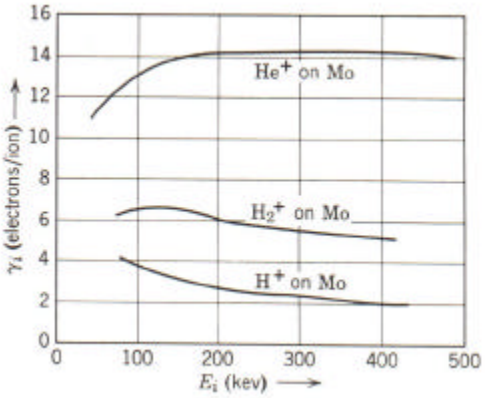


Figure 10-9-1

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. 10-9-1), 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.
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].



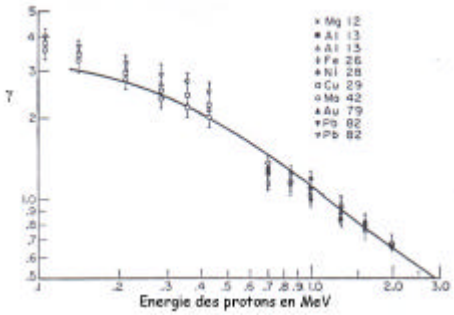


Figure 10-9-2

On voit sur les courbes de la figure 10-9-2 que γ est élevé, ce qui fausse considérablement les lectures d'intensités ioniques. Heureusement, les électrons éjectés ont rarement plus de 20 eV, ce qui permet de les bloquer dans une cage de Faraday à anneau de garde polarisé.

10-10 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.

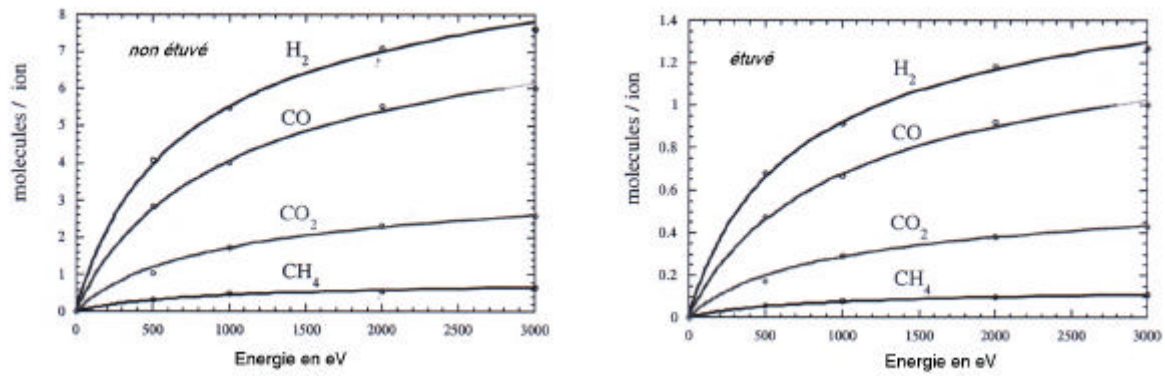


Figure 10-10-1.Taux de désorption induite par des protons sur l'inox selon le traitement.

Les figures 10-10-1 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 :

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

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 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=0.56eV), on trouve σ= 2.1 10^{-14}cm^2, sachant que le taux de désorption γ est donné par :

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

Si l'on prend pour le taux de couverture n_s, la valeur de 1.3 10^{15} estimée dans le premier chapitre, on trouve un taux de désorption de 26 supérieur à celui de la courbe 10-10-1. 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.

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 10-10-2 montre son évolution dans le cas du cuivre et de l'inox bombardés par des protons de 50keV.

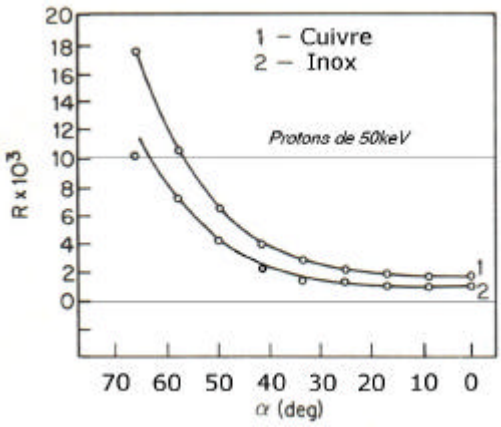
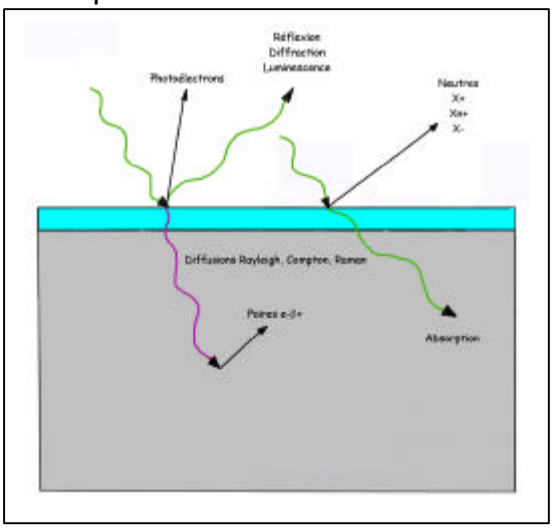


Figure 10-10-2.Taux d'émission d'ions/ proton en fonction de l'angle d'incidence.

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 0.55 µ dans le cuivre).

11-L'interaction rayonnement-paroi

Nous avons déjà parlé de la photo-absorption dans le chapitre sur l'interaction faisceau gaz résiduel et de la transmission des rayons X dans celui de l'interaction faisceau-paroi.



- La diffusion
- La désorption induite

11-1 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.

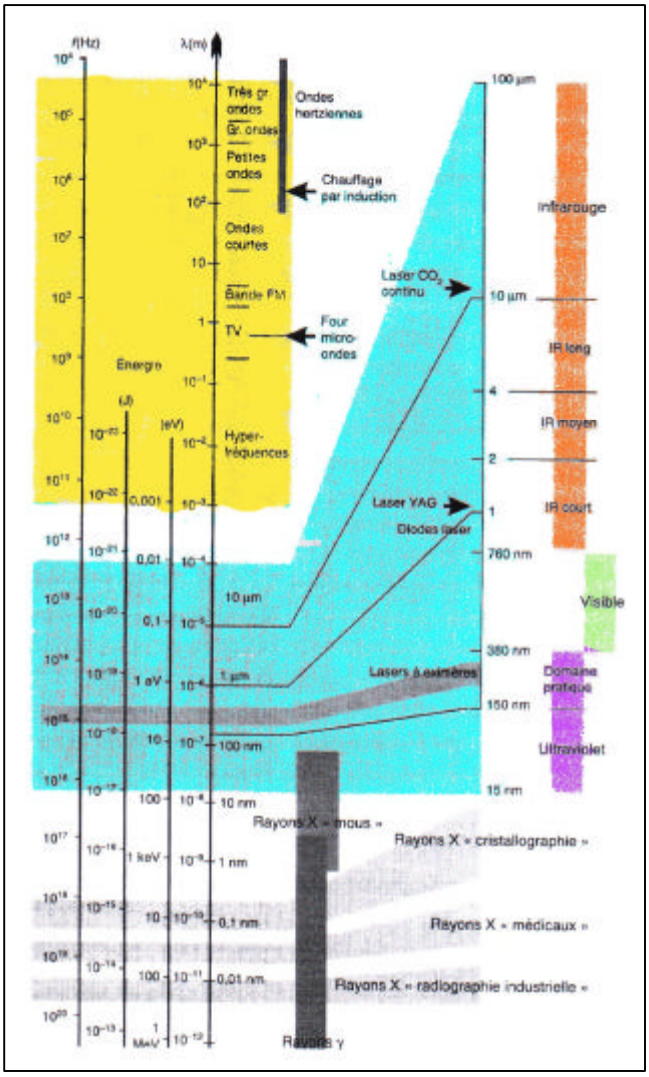
Pour le technicien du vide, la diffusion n'intervient qu'en présence de rayonnement synchrotron où elle peut diminuer la directivité des pinceaux ou lors du transport de faisceaux laser.

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

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

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

Deux principaux processus vont être décrits :



11-2 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, que nous avons déjà traitée. Cette dernière est problématique pour les hublots en verre soumis à de forts flux d'ultraviolet qui le décompose.

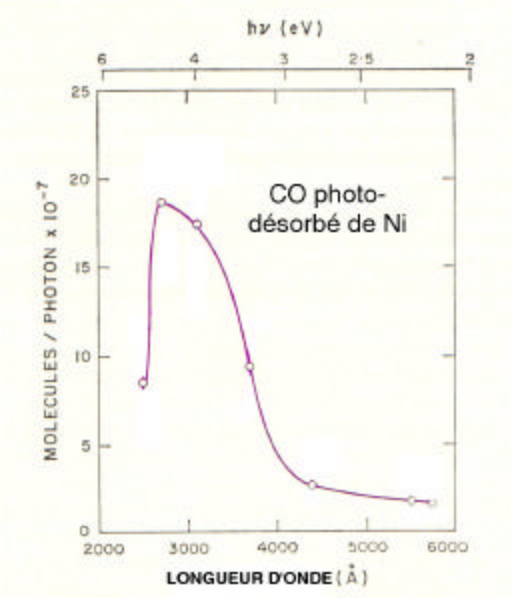
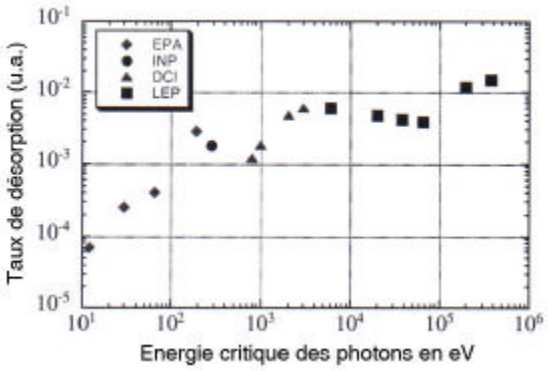


Figure 11-2-1

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 11-2-1 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.



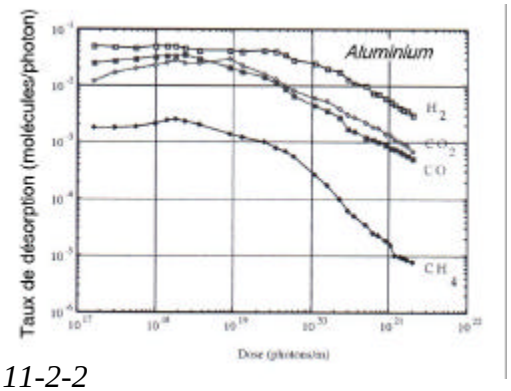
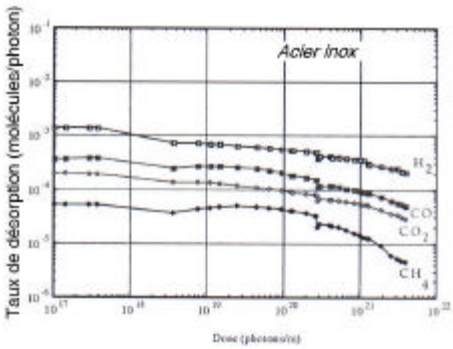
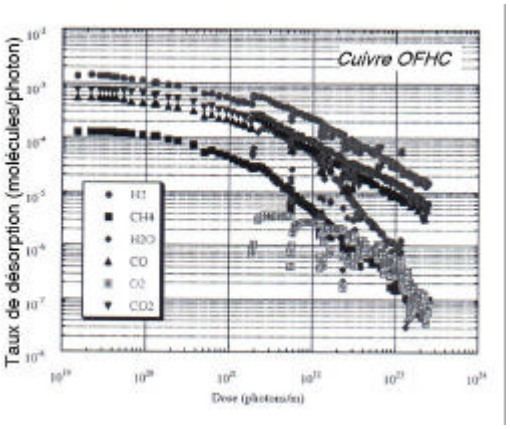


Figure 11-2-2





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

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

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 H_2 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 11-2-2.
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.

Références

ANG72 N. Angert. ICOMCHISAAS Trans. on Nucl. Sc. NS19-2 (1972) 263.

ARI97 J. Arianer. *Le vide* 53-286 (1997) 481.

ARI99 J. Arianer. *Une sélection d'applications des lasers*. Cours CNRS (1999).

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).

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. Bosser. *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. Burril, 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*.

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).

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).

HAN58 *Handbuch der Physik* 34 (1958) Springer Verlag. Berlin.

HAS64 J.B. Hasted. *Physics of atomic collisions*. Butterworths. Londres (1964).

HOF98 A. Hofmann. Rapport CAS CERN 98-04 (1998).

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.

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).

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

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

ROH94 J.W. Rohlf. *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.

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

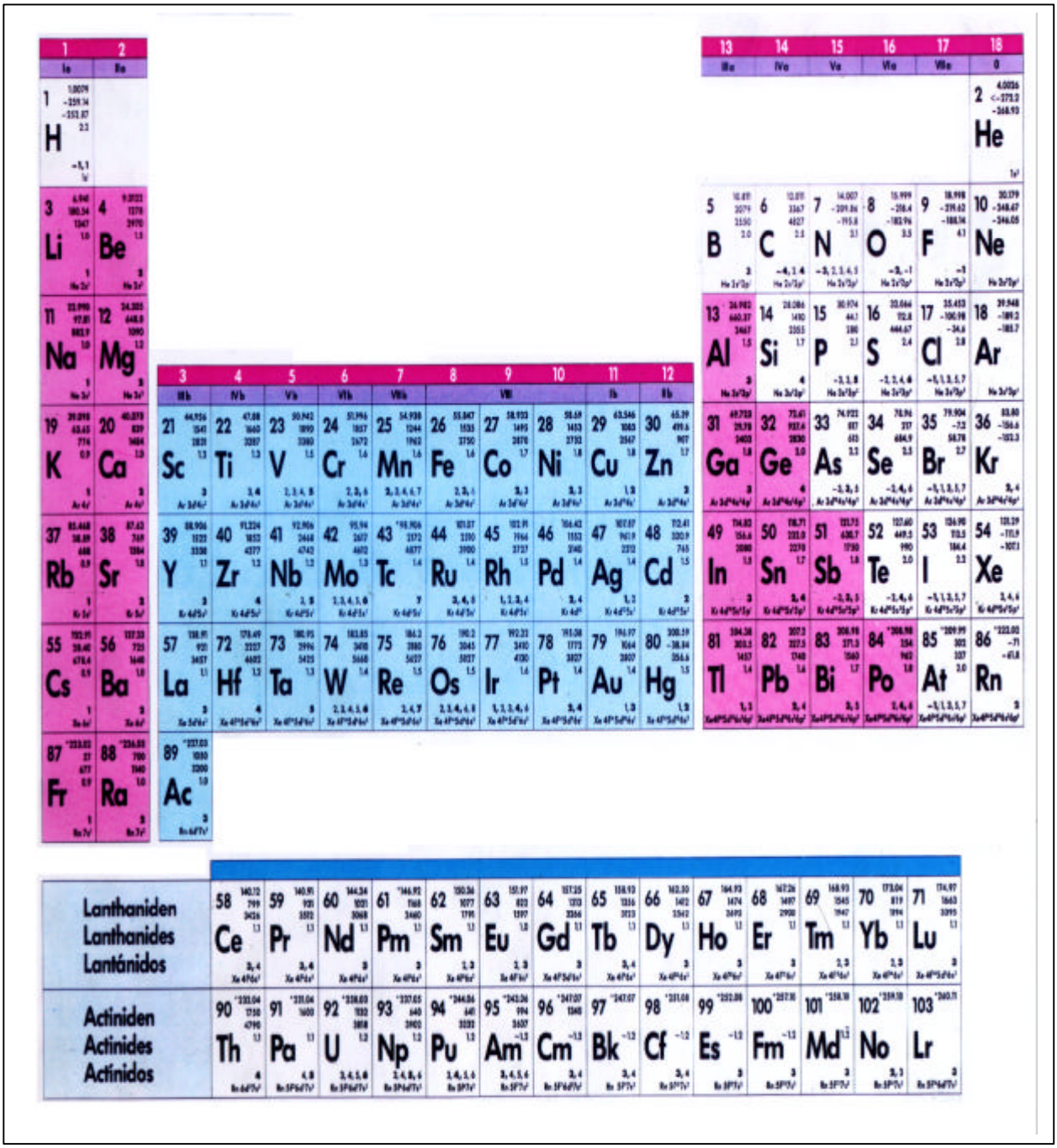
Quantity	Symbol	Value	Unit
UNIVERSAL			
speed of light in vacuum	c, c_0	299 792 458	$m\ s^{-1}$
magnetic constant	μ_0	$4\pi\times10^{-7}$	$N\ A^{-2}$
		$=12.566\ 370\ 614\ldots\times10^{-7}$	$N\ A^{-2}$
electric constant $1/\mu_0c^2$	ϵ_0	$8.854\ 187\ 817\ldots\times10^{-12}$	$F\ m^{-1}$
characteristic impedance of vacuum $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}=\mu_0c$	Z_0	376.730 313 461...	Ω
Newtonian constant of gravitation	G	$6.673(10)\times10^{-11}$	$m^3\ kg^{-1}\ s^{-2}$
	$G/\hbar c$	$6.707(10)\times10^{-39}$	$(GeV/c^2)^{-2}$
Planck constant	h	$6.626\ 068\ 76(52)\times10^{-34}$	$J\ s$
in eV s		$4.135\ 667\ 27(16)\times10^{-15}$	$eV\ s$
$h/2\pi$	$\hbar$	$1.054\ 571\ 596(82)\times10^{-34}$	$J\ s$
in eV s		$6.582\ 118\ 89(26)\times10^{-16}$	$eV\ s$
ELECTROMAGNETIC			
elementary charge	e	$1.602\ 176\ 462(63)\times10^{-19}$	C
	e/h	$2.417\ 989\ 491(95)\times10^{14}$	$A\ J^{-1}$
Bohr magneton $e\hbar/2m_e$	μ_B	$927.400\ 899(37)\times10^{-26}$	$J\ T^{-1}$
in eV T^{-1}		$5.788\ 381\ 749(43)\times10^{-5}$	$eV\ T^{-1}$
	μ_B/h	$13.996\ 246\ 24(56)\times10^{9}$	$Hz\ T^{-1}$
	μ_B/hc	46.686 4521(19)	$m^{-1}\ T^{-1}$
	μ_B/k	0.671 7131(12)	$K\ T^{-1}$
ATOMIC AND NUCLEAR			
General			
fine-structure constant $e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$	α	$7.297\ 352\ 533(27)\times10^{-3}$	
inverse fine-structure constant	α^{-1}	137.035 999 76(50)	
Rydberg constant $\alpha^2m_ec/2h$	R_∞	10 973 731.568 549(83)	m^{-1}
	$R_\infty c$	$3.289\ 841\ 960\ 368(25)\times10^{15}$	Hz
	$R_\infty hc$	$2.179\ 871\ 90(17)\times10^{-18}$	J
$R_\infty hc$ in eV		13.605 691 72(53)	eV
Bohr radius $\alpha/4\pi R_\infty=4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_ee^2$	a_0	$0.529\ 177\ 2083(19)\times10^{-10}$	m
Electron, e^-			
electron mass	m_e	$9.109\ 381\ 88(72)\times10^{-31}$	kg
in u, $m_e=A_r(e)$ u (electron rel. atomic mass times u)		$5.485\ 799\ 110(12)\times10^{-4}$	u
energy equivalent	m_ec^2	$8.187\ 104\ 14(64))\times10^{-14}$	J
in MeV		0.510 998 902(21)	MeV
electron–proton mass ratio	m_e/m_p	$5.446\ 170\ 232(12)\times10^{-4}$	
electron charge to mass quotient	$-e/m_e$	$-1.758\ 820\ 174(71)\times10^{11}$	$C\ kg^{-1}$
electron molar mass N_Am_e	$M(e), M_e$	$5.485\ 799\ 110(12)\times10^{-7}$	$kg\ mol^{-1}$
classical electron radius α^2a_0	r_e	$2.817\ 940\ 285(31)\times10^{-15}$	m
Proton, p			
proton mass	m_p	$1.672\ 621\ 58(13)\times10^{-27}$	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_pc^2	$1.503\ 277\ 31(12)\times10^{-10}$	J
in MeV		938.271 998(38)	MeV

PHYSICOCHEMICAL

Avogadro constant N_A, L	$6.022\,141\,99(47)\times10^{23}$	mol^{-1}
atomic mass constant $m_u = \frac{1}{12} m(^{12}C) = 1\ u = 10^{-3}\ kg\ mol^{-1}/N_A$	$1.660\,538\,73(13)\times10^{-27}$	kg
energy equivalent $m_u c^2$	$1.492\,417\,78(12)\times10^{-10}$	J
in MeV	$931.494\,013(37)$	MeV
Faraday constant[f] $N_A e$	$96\,485.3415(39)$	$C\ mol^{-1}$
molar Planck constant $N_A h$	$3.990\,312\,689(30)\times10^{-10}$	$J\ s\ mol^{-1}$
$N_A hc$	$0.119\,626\,564\,92(91)$	$J\ m\ mol^{-1}$
molar gas constant R	$8.314\,472(15)$	$J\ mol^{-1}\ K^{-1}$
Boltzmann constant R/N_A k	$1.380\,6503(24)\times10^{-23}$	$J\ K^{-1}$
in eV K^{-1}	$8.617\,342(15)\times10^{-5}$	$eV\ K^{-1}$
k/h	$2.083\,6644(36)\times10^{10}$	$Hz\ K^{-1}$
k/hc	$69.503\,56(12)$	$m^{-1}\ K^{-1}$
molar volume of ideal gas RT/p V_m	$22.413\,996(39)\times10^{-3}$	$m^3\ mol^{-1}$
$T = 273.15$ K, $p = 101.325$ kPa		
Loschmidt constant N_A/V_m n_0	$2.686\,7775(47)\times10^{25}$	m^{-3}
$T = 273.15$ K, $p = 100$ kPa V_m	$22.710\,981(40)\times10^{-3}$	$m^3\ mol^{-1}$
Stefan–Boltzmann constant $(\pi^2/60)k^4/\hbar^3c^2$ σ	$5.670\,400(40)\times10^{-8}$	$W\ m^{-2}\ K^{-4}$

	J	kg	m^{-1}	Hz
1 J	$(1\ J) = 1\ J$	$(1\ J)/c^2 = 1.112\,650\,056\times10^{-17}$ kg	$(1\ J)/hc = 5.034\,117\,62(39)\times10^{24}\ m^{-1}$	$(1\ J)/h = 1.509\,190\,50(12)\times10^{33}$ Hz
1 kg	$(1\ kg)c^2 = 8.987\,551\,787\times10^{16}$ J	$(1\ kg) = 1$ kg	$(1\ kg)c/h = 4.524\,439\,29(35)\times10^{41}\ m^{-1}$	$(1\ kg)c^2/h = 1.356\,392\,77(11)\times10^{50}$ Hz
$1\ m^{-1}$	$(1\ m^{-1})hc = 1.986\,445\,44(16)\times10^{-25}$ J	$(1\ m^{-1})h/c = 2.210\,218\,63(17)\times10^{-42}$ kg	$(1\ m^{-1}) = 1\ m^{-1}$	$(1\ m^{-1})c = 299\,792\,458$ Hz
1 Hz	$(1\ Hz)h = 6.626\,068\,76(52)\times10^{-34}$ J	$(1\ Hz)h/c^2 = 7.372\,495\,78(58)\times10^{-51}$ kg	$(1\ Hz)/c = 3.335\,640\,952\times10^{-9}\ m^{-1}$	$(1\ Hz) = 1$ Hz
1 K	$(1\ K)k = 1.380\,6503(24)\times10^{-23}$ J	$(1\ K)k/c^2 = 1.536\,1807(27)\times10^{-40}$ kg	$(1\ K)k/hc = 69.503\,56(12)\ m^{-1}$	$(1\ K)k/h = 2.083\,6644(36)\times10^{10}$ Hz
1 eV	$(1\ eV) = 1.602\,176\,462(63)\times10^{-19}$ J	$(1\ eV)/c^2 = 1.782\,661\,731(70)\times10^{-36}$ kg	$(1\ eV)/hc = 8.065\,544\,77(32)\times10^{5}\ m^{-1}$	$(1\ eV)/h = 2.417\,989\,491(95)\times10^{14}$ Hz
1 u	$(1\ u)c^2 = 1.492\,417\,78(12)\times10^{-10}$ J	$(1\ u) = 1.660\,538\,73(13)\times10^{-27}$ kg	$(1\ u)c/h = 7.513\,006\,658(57)\times10^{14}\ m^{-1}$	$(1\ u)c^2/h = 2.252\,342\,733(17)\times10^{23}$ Hz
1 E_h	$(1\ E_h) = 4.359\,743\,81(34)\times10^{-18}$ J	$(1\ E_h)/c^2 = 4.850\,869\,19(38)\times10^{-35}$ kg	$(1\ E_h)/hc = 2.194\,746\,313\,710(17)\times10^{7}\ m^{-1}$	$(1\ E_h)/h = 6.579\,683\,920\,735(50)\times10^{15}$ Hz

	K	eV	u	E_h
1 J	$(1\ J)/k = 7.242\,964(13)\times10^{22}$ K	$(1\ J) = 6.241\,509\,74(24)\times10^{18}$ eV	$(1\ J)/c^2 = 6.700\,536\,62(53)\times10^{9}$ u	$(1\ J) = 2.293\,712\,76(18)\times10^{17}\ E_h$
1 kg	$(1\ kg)c^2/k = 6.509\,651(11)\times10^{39}$ K	$(1\ kg)c^2 = 5.609\,589\,21(22)\times10^{35}$ eV	$(1\ kg) = 6.022\,141\,99(47)\times10^{26}$ u	$(1\ kg)c^2 = 2.061\,486\,22(16)\times10^{34}\ E_h$
$1\ m^{-1}$	$(1\ m^{-1})hc/k = 1.438\,7752(25)\times10^{-2}$ K	$(1\ m^{-1})hc = 1.239\,841\,857(49)\times10^{-6}$ eV	$(1\ m^{-1})h/c = 1.331\,025\,042(10)\times10^{-15}$ u	$(1\ m^{-1})hc = 4.556\,335\,252\,750(35)\times10^{-8}\ E_h$
1 Hz	$(1\ Hz)h/k = 4.799\,2374(84)\times10^{-11}$ K	$(1\ Hz)h = 4.135\,667\,27(16)\times10^{-15}$ eV	$(1\ Hz)h/c^2 = 4.439\,821\,637(34)\times10^{-24}$ u	$(1\ Hz)h = 1.519\,829\,846\,003(12)\times10^{-16}\ E_h$
1 K	$(1\ K) = 1$ K	$(1\ K)k = 8.617\,342(15)\times10^{-5}$ eV	$(1\ K)k/c^2 = 9.251\,098(16)\times10^{-14}$ u	$(1\ K)k = 3.166\,8153(55)\times10^{-6}\ E_h$
1 eV	$(1\ eV)/k = 1.160\,4506(20)\times10^{4}$ K	$(1\ eV) = 1$ eV	$(1\ eV)/c^2 = 1.073\,544\,206(43)\times10^{-9}$ u	$(1\ eV) = 3.674\,932\,60(14)\times10^{-2}\ E_h$
1 u	$(1\ u)c^2/k = 1.080\,9528(19)\times10^{13}$ K	$(1\ u)c^2 = 931.494\,013(37)\times10^{6}$ eV	$(1\ u) = 1$ u	$(1\ u)c^2 = 3.423\,177\,709(26)\times10^{7}\ E_h$
1 E_h	$(1\ E_h)/k = 3.157\,7465(55)\times10^{5}$ K	$(1\ E_h) = 27.211\,3834(11)$ eV	$(1\ E_h)/c^2 = 2.921\,262\,304(22)\times10^{-8}$ u	$(1\ E_h) = 1\ E_h$


Lanthaniden
Lanthanides
Lantánidos
Actiniden
Actinides
Actinidos

BIBLIOGRAPHIE à l'usage des

UTILISATEURS-CONCEPTEURS en VIDE

M. Von Ardenne.
Tabellen zur Angewandte Physik.
Deutscher Verlag der Wissenschaften. Berlin 1962.
Dépassées mais contiennent une mine inestimable de renseignements et de tables.

J. Delafosse & G. Mongodin.
Les calculs de la Technique du Vide.
SFV. Paris 1960.
Même si les unités sont dépassées, cet introuvable ouvrage très clair et pédagogique est incontournable.

G.A. Boutry.
Physique appliquée aux industries du vide et de l'électronique.
Masson. Paris 1962.
Contient de solides bases en Physique du vide bien que dépassé.

R.P. Henry.
Cours de science et technique du vide.
SFV. Paris 1965.
Très théorique et très fouillé.

H. Beck.
Handbook of Vacuum Physics.
The Mac Millan Company. New-York 1964.
Théorique et exhaustif, mais traite les aspects pratiques comme les liaisons avec une présentation rébarbative.

G. Rommel.
Les Techniques de l'Ingénieur B4020 à B4120. Paris.
Concentré mais clarissime.

G. Rommel.
Notions de base en Technique du Vide.
SFV. Paris 1995.
Pédagogique et pragmatique.

P. Duval.
Le Vide, ses applications et son obtention.
SFV. Paris 1989.
Clair.

S. Dushman & J.M. Lafferty.
Scientific Foundations of Vacuum Technique.
J. Wiley & sons. New-York 1966.
Remarquable particulièrement pour les écoulements. C'est un des ouvrages de base pour le concepteur.

P.A. Redhead, J.P. Hobson & E.V. Kornelsen.
The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum.
Chapman & Hall. London 1968.
Remarquable pour les effets de surface. Comme le précédent, incontournable à haut niveau.

A. Chambers, R.K. Fitch & B.S. Halliday.
Basic Vacuum Technology.
Institute of Physics Publishing. Bristol 1998.
Très clair et très moderne.

A. Berman.
Total Pressure Measurements in Vacuum Technology.
Academic press. New-York 1985.
LA référence sur les mesures de pressions. Indispensable.

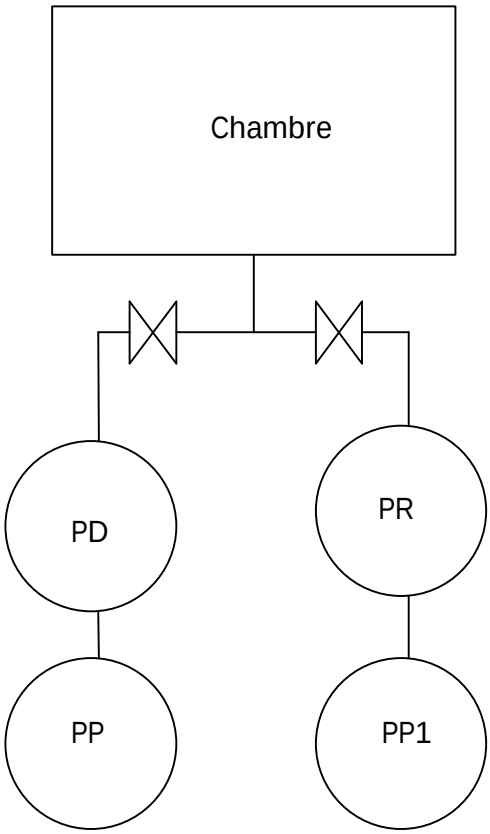
G.F. Weston.
Ultrahigh Vacuum Practice.
Butterworths. London 1985.
Moderne, clair et complet. Ouvrage de base.

M.S. Hablanian.
High Vacuum Technology.
Marcel Dekker. New-York 1997.
Moderne, clair et complet aussi.

et les nouvelles références du théoricien :
L'école du CERN : Vacuum Technology. CERN 99-05. 1995.
En ligne http://preprints.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=cernrep&categ=Yellow_Report&id=99-05.

J.M. Lafferty.
Foundations of Vacuum Science and Technology. John Wiley & sons. New-York (1997).
Très fouillé, très moderne. Rend les autres ouvrages un peu dépassés.

1- Le centre de Protonthérapie d'Orsay utilise un synchro-cyclotron dont la chambre de $8m^3$ est faite de plaques d'aluminium de $16m^2$ et comprend un modulateur ayant des isolateurs en téflon de $1m^2$. L'ensemble est pompé par le système ci-dessous. En phase transitoire, c'est la pompe à palettes PP1 couplée au Roots PR qui opère. En régime statique, c'est la pompe à diffusion PD couplée à la pompe à palettes PP2. Déterminer les caractéristiques des éléments pour atteindre 10^{-3} hPa en 500s et 10^{-6} hPa en 24h.

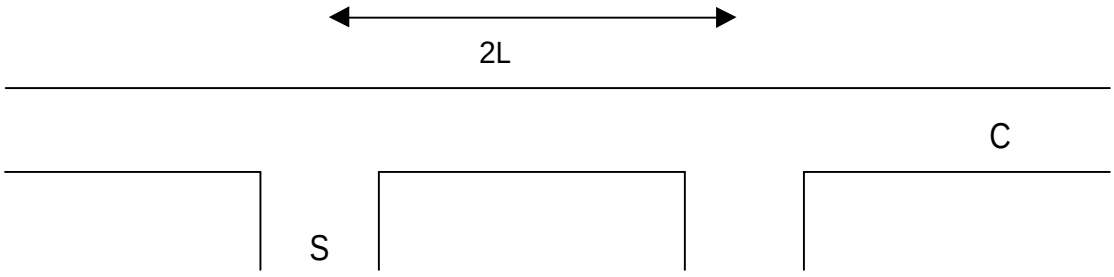


2- Le traitement métallurgique de lingots d'acier génère un flux de CO_2 de 1 mbar.ℓ/s avec des particules de 10µ. Le raffinage doit se faire à une pression < 10^{-2} mbar. a) Quel type de pompe et quel accessoire préconisez-vous?
b) L'interposition d'un filtre ne peut se faire qu'à 5m de l'enceinte de traitement, lequel est lui-même à 5m de la pompe, qui ne reçoit alors plus de particules. Sachant que le filtre fait perdre un facteur 3 sur la vitesse de pompage locale, dimensionner les éléments.

3- Quel type d'écoulement existe dans une super isolation à 10^{-2} mbar, constituée de feuilles de mylar argentées séparées de 0.5mm?

4- Dans une enceinte à vide à 293K est placé un bécher de diamètre 5 cm contenant 18cℓ d'eau. En combien de temps va-t-elle s 'évaporer sachant que la pompe à palettes est non lestée?

5- On construit un synchrotron avec une chambre en inox assimilable à un cylindre de diamètre 10cm. Le pompage est assuré par des pompes ioniques espacées de 50m. Quel traitement l'acier doit-il subir pour avoir une pression maximale de 10^{-8} mbar en 3 jours?



$$P_0 = \frac{2a\ell L}{S} \quad P_L - P_0 = \frac{a\ell L}{2C}$$

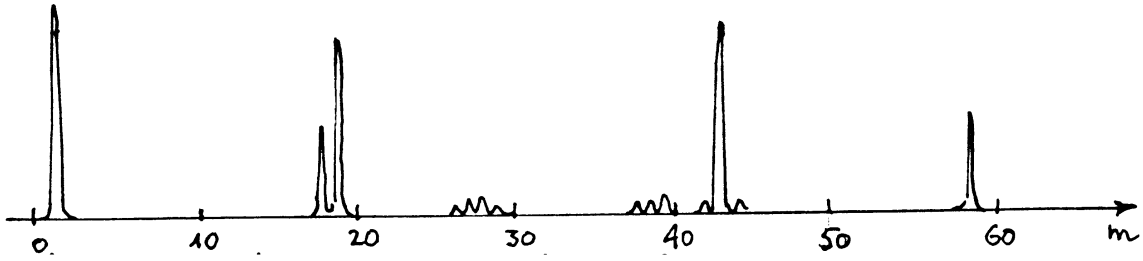
On veut faire un pompage réparti. Quelle vitesse de pompage faut-il avoir par mètre pour une pression de 10^{-10} mbar? Concevez un pompage ionique réparti, puis NEG.

6- En fermant la vanne de pompage sur une chambre UV en 316L, de 50 dm^3 et de $1m^2$ de surface interne, un technicien constate une remontée de pression de 2 10^{-8} à 4 10^{-6} mbar en 100s. L'enceinte est pompée depuis 100h avec 100ℓ/s de vitesse de pompage effective. Que concluez-vous? L'énergie de sorption de la pompe est de 10^{19} mol/$cm^{2,}$ avec une probabilité de capture de 0.2. Quelle est la période de la régénération?

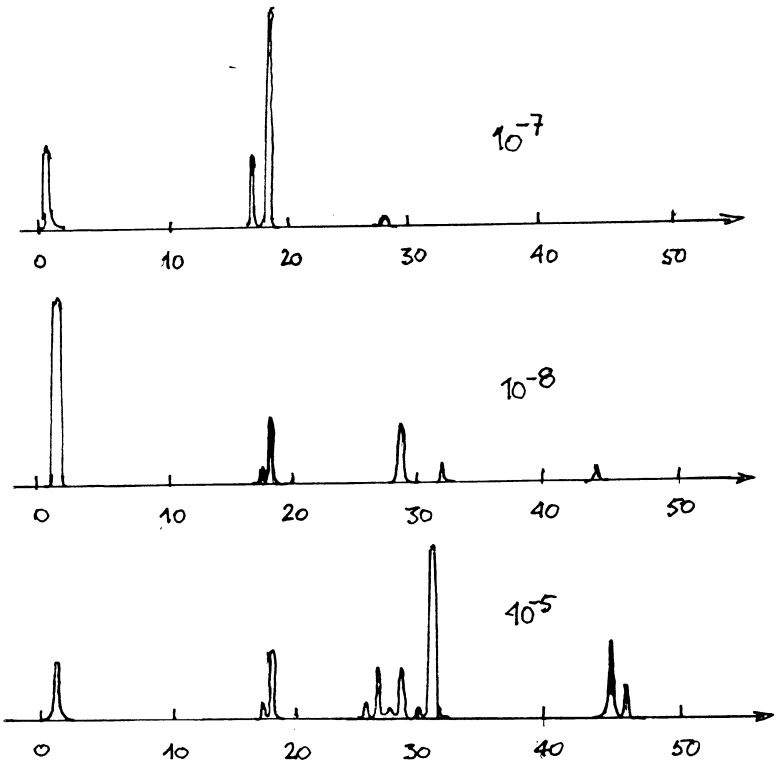
7- Un technicien de machine constate qu'une de ses jauges ne fonctionne que le week-end. Pourquoi? Il lit une pression de 2 10^{-8} hPa, que vaut-elle en réalité? Il dégaze sa jauge qui communique avec son enceinte par un cylindre de 2cm de diamètre et de 10 cm de long. La pression remonte à 10^{-6} hPa stables puis chute brutalement. La jauge ayant fonctionné 5 jours à 2 10^{-8} hPa, quelle est sa vitesse de pompage?

8- Soit un sublimateur à titane travaillant en flash à 10^{-6} mbar. Recalculer le temps de formation d'une monocouche sachant que le diamètre de l'atome d'H est de 0.5 Å. Celui de l'atome de Ti est de 0.3nm, sachant qu'un atome de Ti capture 0.24 molécule d'H_2, calculer la durée de vie de la monocouche de Ti.

9- Un technicien constate que sa pompe à palettes plafonne à ≈240mbar après avoir fait nettoyer et dégraisser sommairement son enceinte. En lestant sa pompe quelques dizaines de s, la pression chute à 10^{-2} mbar. Il fait alors une analyse de gaz et trouve le spectre suivant. Quelle a été la procédure de nettoyage?



10- Que concluez-vous des spectres suivants?



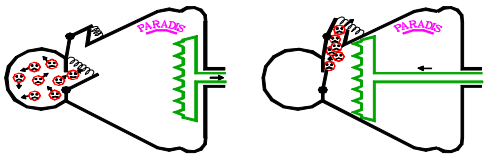
11- Un tube de télévision contient des éléments dégazants de 20cm^2 avec a=10^{-12} mbar.ℓ/s.cm^2. On place à l'intérieur un getter au baryum de 1g et de 1cm^2 de surface active avec s=0.1 à 20°C. Son énergie de sorption est de 10^{-4} mbar.ℓ/mg. Quelle est la pression et la durée de vie du tube?

LES POMPES

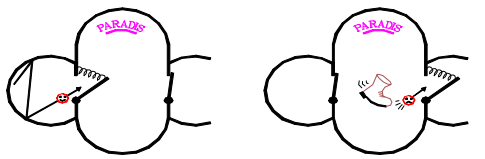
J.Arianer 01/04-0169157484-arianer@ipno.in2p3.fr

L'INSTALLATION DE VIDE

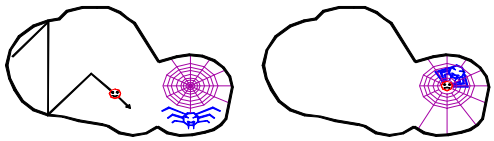
- DEFINITION : C'est une ou plusieurs enceintes étanches dont on veut abaisser la pression interne au-dessous de la pression atmosphérique au moyen de systèmes de pompage (pompes) seuls ou associés entre eux.
- La pression interne est mesurée par des capteurs appelés manomètres ou jauges.
- Les pompes sont reliées entre elles et à l'enceinte par des tubulures présentant une "conductance" c'est-à-dire une aptitude à laisser passer plus ou moins facilement le flux gazeux à évacuer. Cette conductance dépend de la pression moyenne interne et des caractéristiques géométriques des tubulures.
- Dans les phases de descente ou de remontée de pression, les pompes sont mises en action en séquence au moyen de vannes.
- La pression ultime atteinte dépend du choix des pompes, des conductances et des flux gazeux présents dans l'enceinte (injectés, de dégazage ou de fuites).



POMPAGE VOLUMETRIQUE

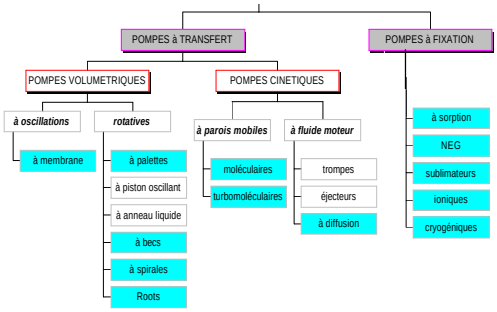


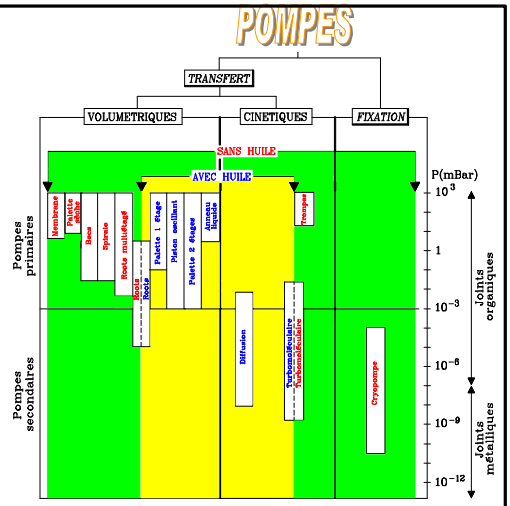
POMPAGE CINETIQUE

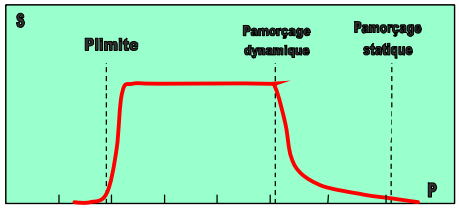


POMPAGE PAR FIXATION

POMPES







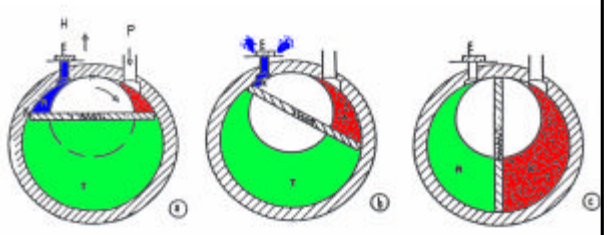
Une pompe travaille dans un domaine limité de pressions:

- la pression maximale est dite d'amorçage
- la pression minimale est dite limite

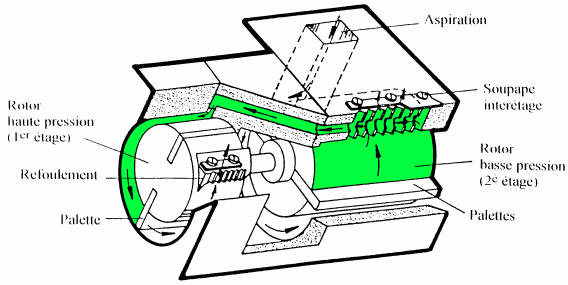
entre les deux, la pompe a une caractéristique S=f(P,nature du gaz pompé). S est appelé débit-volume ou capacité d'aspiration ou vitesse de pompage. Les pompes à transfert sont aussi caractérisées par leur taux de compression k:

$$k = \frac{\text{P de refoulemen t}}{\text{P d'aspiration}}$$

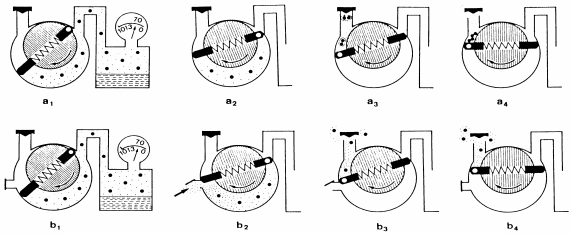
POMPES A PALETTES

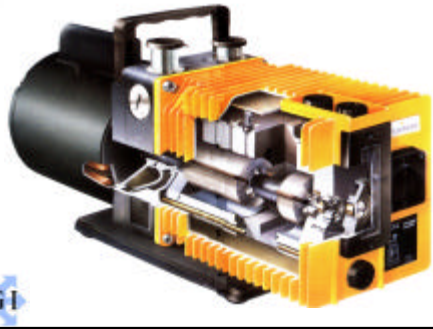


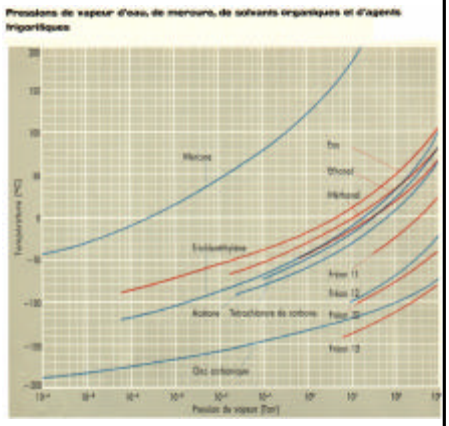
- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT: Un rotor excentré entraîne 2 palettes appliquées sur les parois du stator par la force centrifuge et un jeu de ressorts. L'excentrement permet de faire croître le volume A coté aspiration et décroître le volume R coté refoulement.
- Par expansibilité, les molécules occupent le volume croissant A. Dans le volume décroissant R, la pression augmente jusqu'à la pression atmosphérique, la soupape se soulève alors et permet au gaz comprimé de s'échapper. Avec un parfait ajustement mécanique, l'huile joue le rôle de joint dynamique, de lubrifiant et de fluide de refroidissement. On limite l'action des contreflux en utilisant un système à 2 étages.



- LEST D'AIR: Le taux de compression élevé des pompes à palettes peut entraîner la condensation de certains gaz dans le volume de refoulement (a1,a2, a3, a4). Une légère injection d'air dans le corps de pompe permet, lors de la compression (b2) , de ne pas atteindre la pression de vapeur saturante du corps condensable avant l'ouverture de la soupape et donc de l'évacuer.







❑CARACTERISTIQUES GENERALES

◆ Pression limite

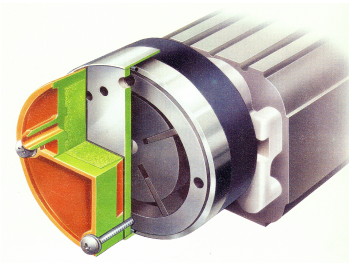
	Pression limite partielle	Pression limite totale
Pompes 2 étages	10^{-4} mbar	10^{-3} mbar
Pompes 1 étage	~ 2 . 10^{-2} mbar	~ 6 . 10^{-2} mbar

◆ Débit-volume: en général compris entre 1 et 650 m³/h, pompes non sélective

❑VARIANTES: la pompe multipalettes.

POMPES A PALETTES SECHES

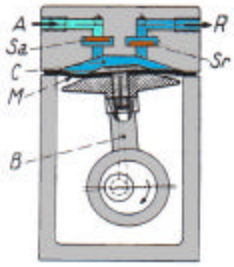
- Même principe de fonctionnement que la pompe à palettes. On n'utilise aucune injection d'huile. Les palettes sont réalisées en matériaux auto-lubrifiants (graphite ou téflon) et doivent être changées régulièrement.
- La pression limite est de 100 mbar (1 étage) à 10 mbar (2 étages).
- Débits-volumes jusqu'à 350m³/h

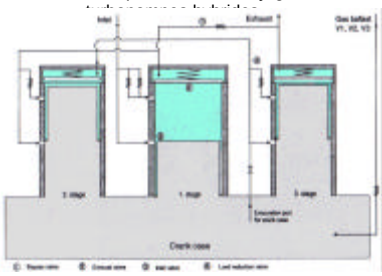


POMPES A MEMBRANE ET PISTONS

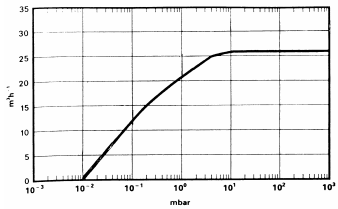
❑PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT:

Une membrane souple est animée d'un mouvement alternatif créant un volume variable communiquant tantôt avec l'enceinte à pomper tantôt avec le refoulement grâce à 2 clapets. La membrane doit être changée périodiquement. Cette pompe très simple sert de plus en plus à l'amorçage des



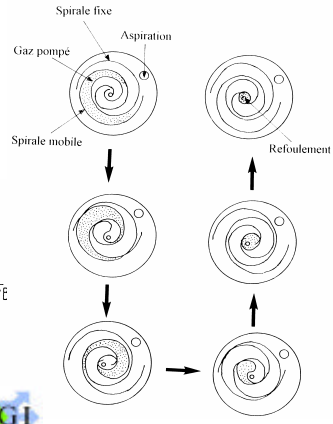


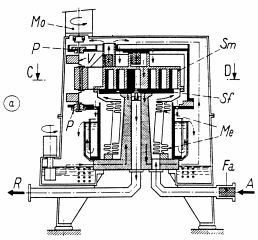
POMPES A SPIRALES

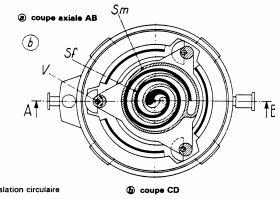


- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT: Animée d 'un mouvement épicycloïdal , une spirale mobile imbriquée dans une spirale fixe, mais sans contact, crée un volume périodiquement variable. L 'aspiration est à la périphérie et, au cours du mouvement, le volume emprisonné se réduit en se déplaçant vers le centre où est situé l 'orifice de refoulement.
- L 'étanchéité en bout de spirales peut être assurée par un joint frottant en PTFE/céramique (Edwards) ou par soufflets soudés (Normetex). La spirale mobile est montée sur 3 cames et mue par un excentrique.
- CARACTERISTIQUES GENERALES:

  Pression limite de # 10^{-2} mbar. Débits-volumes de 15 à 600m³/h.





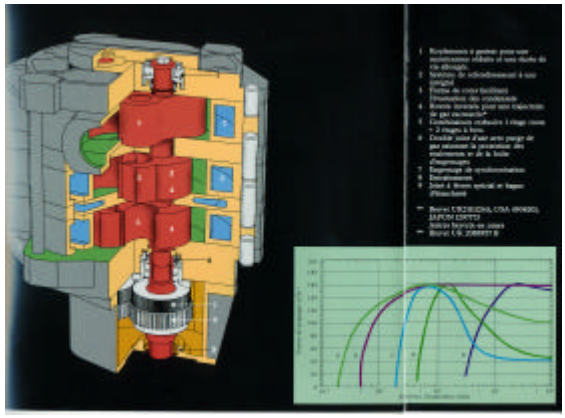


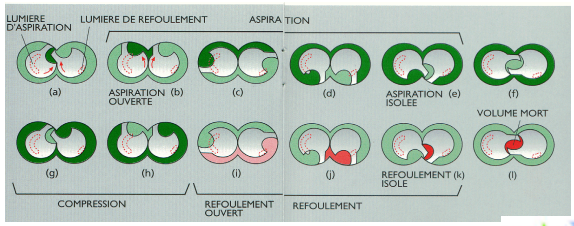
A aspiration
Fa filtre d'aspiration
Me membrane souple
Mo moteur d'entraînement
P paliers du vilebrequin
R refoulement
Sf spirale fixe
Sm spirale mobile animée d'une translation circulaire
V vilebrequin
——→ circuit du pompage
—·—·→ circuit de l'huile

– Pompe sèche Normetex

POMPES A BECS (OU GRIFFES)

- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT: Deux rotors semblables, comportant un évidement et un ergot, tournent synchrones et sans contact dans un stator en forme de 8. L'admission et le refoulement se font par des lumières opposées pratiquées dans les flasques latéraux du stator. Le mouvement réciproque des rotors engendre un volume variable croissant quand la lumière d'aspiration est dégagée et décroissant quand celle de refoulement apparaît.
- CARACTERISTIQUES GENERALES:
  - L'emploi de plusieurs étages en série (4 en général) permet d'obtenir une pression limite de ≈ 10^{-2} mbar.
  - Débits-volumes jusqu'à 800 m³/h.
- VARIANTES : L'adjonction d'un étage Roots sur l'axe commun permet d'abaisser la pression limite.

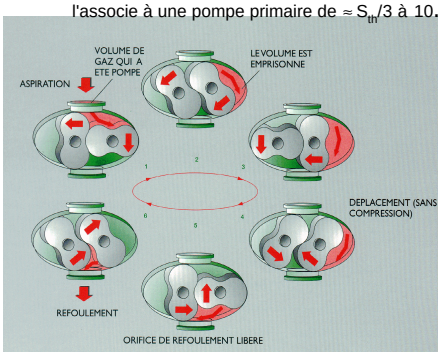


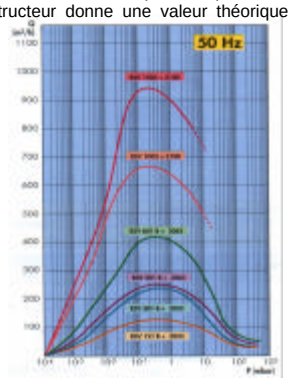


POMPES BIROTORS SYNCHRONES

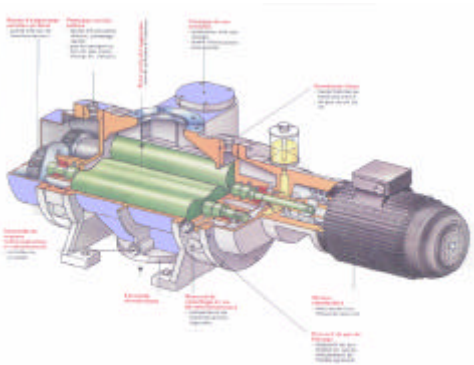
- Appelées communément Roots du nom de l'inventeur.
- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT: Deux rotors en forme de 8 tournent en sens inverse en s'insérant l'un dans l'autre sans contact ni entre eux ni avec les parois du stator. L'espace variable croissant coté aspiration, décroissant coté refoulement crée l'effet de pompage.Le flux de gaz passe sur les cotés. Le jeu mécanique de quelques 1/10 mm limite le taux de compression à ≈ 10.

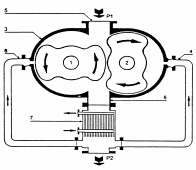
- CARACTERISTIQUES GENERALES:
  - ◆Pressions d'amorçage et limite: ces pompes, en général, ne refoulent ni ne pompent à la pression atmosphérique. Elles utilisent un fluide de lubrification des engrenages et des roulements d'arbre qui n'est pas en contact direct avec l'aspiration de sorte qu'on les considère souvent comme des pompes sèches. Le Roots classique est utilisé comme pompe intermédiaire (dépresseur), suivie d'une pompe à joint d'huile. Sa gamme de travail est ≈ 10 à 10^{-4} mbar.
  - ◆Débit-volume: sans usure mécanique et sans film d'étanchéité, la vitesse de rotation possible est élevée et le débit-volume peut être important (100 à 135000m³/h). Il n'a pas de valeur intrinsèque, il dépend de la pompe placée au refoulement (confier son calcul à un spécialiste!). Le constructeur donne une valeur théorique moyenne S_{th} et on l'associe à une pompe primaire de $\approx S_{th}/3$ à 10.



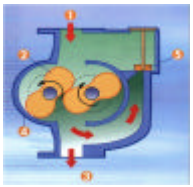


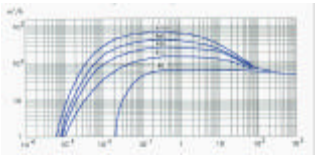
- PRECAUTIONS D'EMPLOI: Le Roots est une pompe à jeu mécanique serré et à forte puissance d'aspiration, il faut le protéger contre l'intrusion de macro-particules. A l'arrêt, il constitue une mauvaise conductance et il vaut mieux utiliser un by-pass que de pré-pomper au-travers.
- VARIANTES:
  - ◆ Roots à moteur sous vide → meilleure étanchéité.
  - ◆ Multilobes.
  - ◆ Mutiétagés → aspiration à la pression atmosphérique.
  - ◆ A pistons ventilés, à clapet de décharge, à coupleur ou à régulation de vitesse → pompage à forte pression.

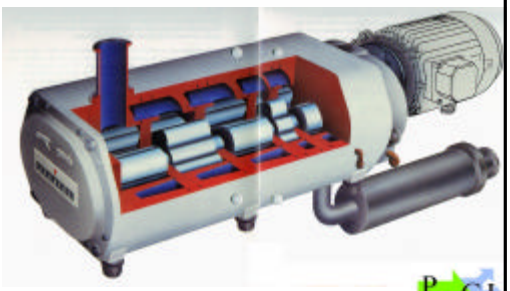




Roots à refroidissement interne

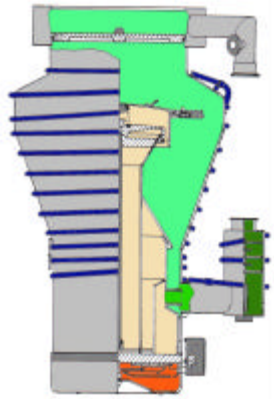


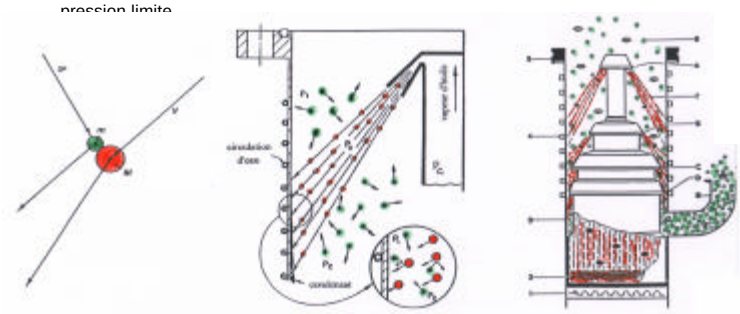




POMPES A DIFFUSION

- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT: un jet supersonique de molécules lourdes donne une direction privilégiée aux molécules du gaz pompé, par collisions. Le fluide moteur est évaporé par chauffage dans une enceinte étanche et s'échappe par des ajutages précis. Le jet se propage dans un milieu déjà raréfié et frappe une paroi froide où il se condense. Plusieurs nappes de jet successives entraînent une compression globale du gaz pompé vers le refoulement où il est évacué par une pompe primaire.
- CARACTERISTIQUES GENERALES:
  - Pressions d'amorçage et limite: dépendent l'une et l'autre du fluide.
  - Débit-volume: en général peu différent suivant les gaz, compris entre 100 et 50000ℓ/s, constant sur la plage de pression de travail. Instable près de la pression limite.

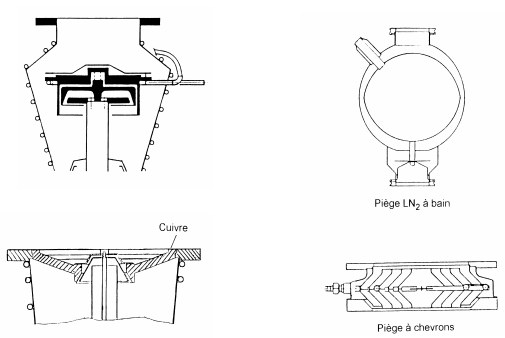




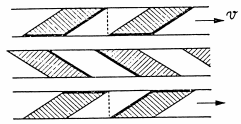
- Rétrodiffusion du fluide: au fil du temps, les vapeurs de fluide migrent vers l'enceinte provenant principalement du bord du diffuseur supérieur. En guise de parade, il est coiffé d'un baffle à chapeau plus ou moins refroidi éventuellement couplé à un baffle optiquement étanche ou un piège à cryofluide (fréon ou LN_2), lesquels réduisent le débit-volume effectif.

DISPOSITIF	RETRODIFFUSION mg cm^{-2} min^{-1}	VITESSE DE POMPAGE (AIR) l/s
Pompe seule	10^{-2}	1 700
Pompe + baffle à chapeau refroidi	$5 \cdot 10^{-4}$	1 500
Pompe + baffle à chapeau + baffle opaque	$5 \cdot 10^{-5}$	750
Pompe + baffle à chapeau + piège	10^{-7}	850
Pompe + baffle à chapeau + baffle opaque + piège	$< 10^{-7}$	500

- PRECAUTIONS D'EMPLOI: On peut diminuer la rétrodiffusion du fluide moteur avec quelques précautions:
  - ne pas faire d'entrée d'air à chaud
  - piéger la rétrodiffusion d'huile primaire
  - ne pas pomper trop longtemps à pression élevée
  - s'assurer du refroidissement correct du corps de pompe
- ENTRETIEN : il est réduit
  - veiller scrupuleusement à la quantité d'huile introduite, ni trop ni trop peu.
  - ne changer d'huile qu'après un nettoyage soigneux.



POMPES TURBOMOLECULAIRES

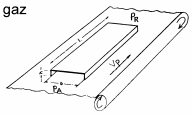


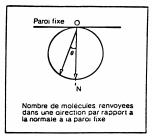
❑ PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT : Une paroi mobile augmente la probabilité de réflexion des molécules de gaz qui la frappent dans le sens de son mouvement. En régime moléculaire, avec une vitesse v_p de déplacement de la paroi de l'ordre de la vitesse moyenne des molécules du gaz (400m/s pour N_2 à 273K), le gaz est compressé si l'on ajoute une paroi fixe :

$$\mathrm{Ln}\, k = C \sqrt{M}\, \frac{v_c}{h}\, \ell$$

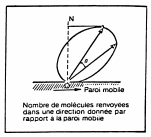
C constante dépendant de T

M masse du gaz

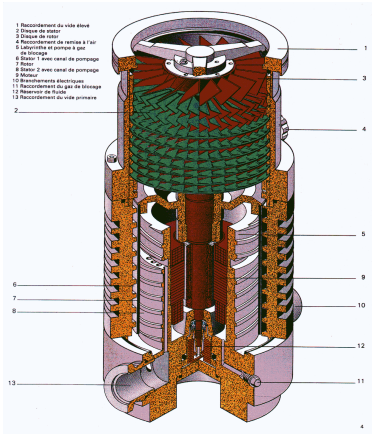




Nombre de molécules renvoyées dans une direction par rapport à la normale à la paroi fixe



Nombre de molécules renvoyées dans une direction donnée par rapport à la paroi mobile



❑ L'arrangement moderne comprend une succession d'aubages alternativement fixes et mobiles (étages). Les aubages mobiles sont solidaires d'un rotor, les aubes sont à inclinaison décroissante vers les étages haute pression. Les aubages fixes du stator sont à aubes inclinées en sens inverse. Le rotor est monté sur un arbre maintenu par des paliers soit mécaniques (billes ou céramique) soit magnétiques, il est entraîné par un moteur à grande vitesse de rotation (≈ 30000 trs/mn). La pompe est éventuellement refroidie.

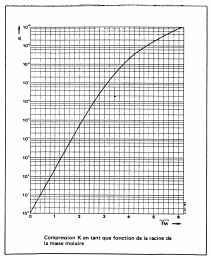
❑ CARACTERISTIQUES GENERALES:

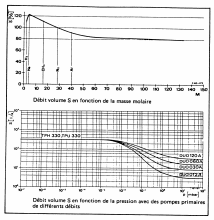
- Le taux de compression dépend de $\sqrt{M}$, de v_p, du nombre et du type d'étages: **la pression limite dépend du gaz pompé**. Certains modèles permettent l'obtention d'un ultravide.
- Le débit-volume dépend du diamètre du rotor et de v_p mais peu de M. Jusqu'à 5000ℓ/s.

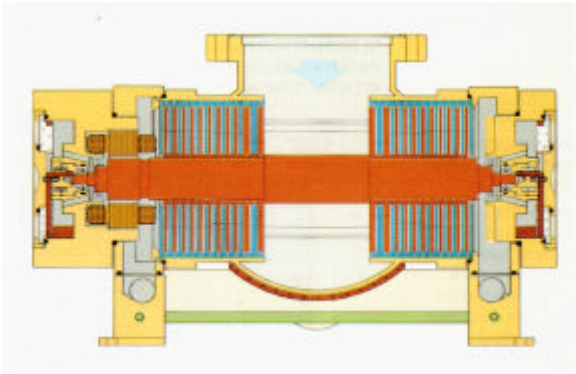
❑ PRECAUTIONS D'EMPLOI : si les paliers magnétiques évitent tout risque de pollution, la turbopompe n'est une barrière pour la rétrodiffusion de la pompe primaire que si elle est en rotation.

❑ LES SPECIFICITES DES TURBOPOMPES LUBRIFIEES : Les utilisateurs les plus exigeants les considèrent comme polluantes. Elles utilisent soit de la graisse soit de l'huile pour lubrifier les paliers, dont la migration n'est empêchée que quand la turbopompe tourne.

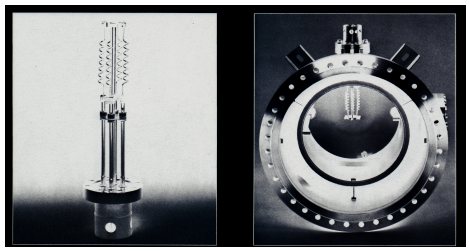
- Les pompes à graisse peuvent se monter en toutes positions. La recharge en graisse se fait ≈ 10^4h.
- Les pompes à huile se montent en général verticales. L'huile gagne le roulement par capillarité. La recharge est plus fréquente que pour les modèles à graisse.







POMPES A SUBLIMATION



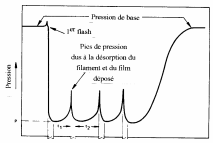
- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT : Un film de métal sublimé déposé sur une paroi froide capture les particules gazeuses par physi- ou chimi-sorption.
- Le métal le plus utilisé est le titane, flashé par chauffage résistif à intervalles de temps régulier.

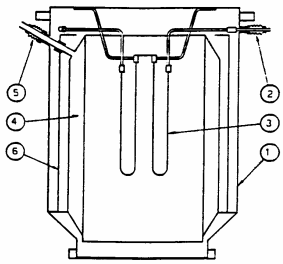
$$S = C_0 \sqrt{\frac{T}{M}} A s$$

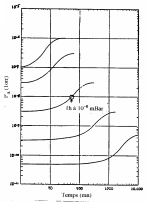
C_0 = 36.38 en unités S.I. et 3.64 pour S en $\ell.s^{-1}$, A en cm^2 et M en g. A est la surface active, s la probabilité d'adsorption qui traduit l'efficacité de la pompe.

Gas	High vacuum, 280°K		2×10^{-3} torr He, 280°K	High vacuum, 78°K	
	Continuous evaporation	Flash evaporation	Flash evaporation	Continuous evaporation	Flash evaporation
H_2	0·07	0·05	0·19	0·14	0·24
D_2	—	—	0·14	—	—
N_2	>0·20	0·08	0·17	<0·5	0·85
CO	0·86	0·38	0·66	—	0·95
O_2	0·63	0·85	0·82	—	0·86
CO_2	>0·5	<0·4	0·92	—	0·98
He	<0·0005	—	—	—	—
Ar	<0·0005	—	—	—	—
CH_4	<0·0005	—	—	—	—

s du Ti pour différents gaz
dans différentes conditions



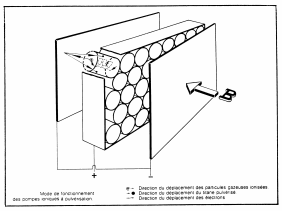




Saturation d'une pompe à sublimation en fonction du temps

1_ corps
2_ passage de courant
3_ filament évaporateur
4_ réservoir d'azote liquide
5_ tubulure de remplissage
6_ écran thermique

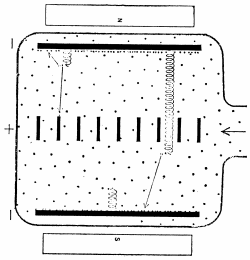
POMPES IONIQUES

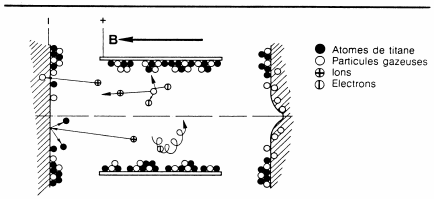


Mode de fonctionnement des pompes ioniques à pulvérisation

- Direction du déplacement des particules gazeuses ionisées
- Direction du déplacement du titane pulvérisé
- Direction du déplacement des électrons

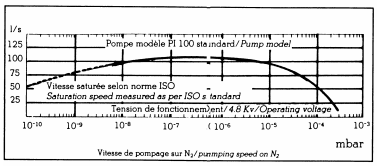
- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT: Des électrons oscillent entre 2 cathodes en titane en passant dans une anode cylindrique creuse, en présence d'une forte induction magnétique. Sous l'action combinée de l'induction et de la ddp cathode-anode, ces électrons spiralent et ionisent les atomes du gaz résiduel. Les ions positifs formés bombardent les cathodes et pulvérisent le titane. Celui-ci se combine chimiquement avec les gaz actifs, les gaz inertes sont plus ou moins piégés par enterrement. Le processus opère dans un vide moléculaire pré-établi. L'efficacité d'ionisation et la probabilité de liaison avec le titane dépendent de la nature du gaz , de sorte que le pompage est très sélectif. La capacité totale de fixation est limitée. En fonction du débit-volume désiré, la pompe est constituée de plus ou moins d'éléments superposés placés en sandwich entre les pôles de ferrites fournissant l'induction. Ces éléments sont placés dans une enceinte crénelée avec les ferrites logées dans les créneaux, à l'extérieur. Un élément est constitué de 2 plaques-cathodes entourant une matrice

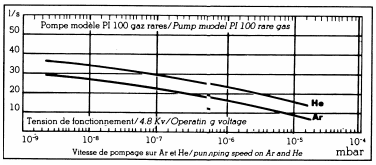


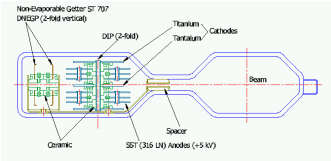


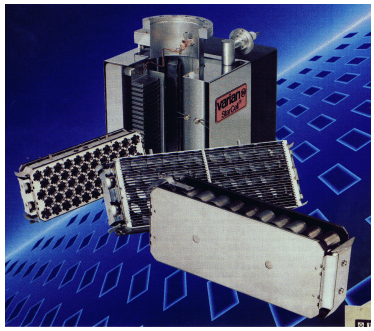
Configuration d'électrodes d'une pompe ionique à pulvérisation diode.

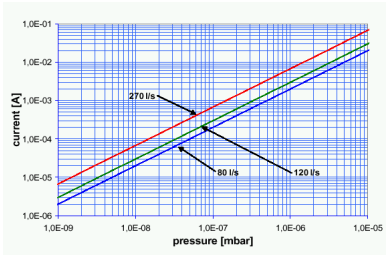
- CARACTERISTIQUES GENERALES:
  - La pression d'amorçage est <10^{-6} mbar et la pression limite ne dépend que du gaz pompé et du conditionnement de l'enceinte évacuée.
  - Débits-volumes jusqu'à 2400ℓ/s sur N_2.









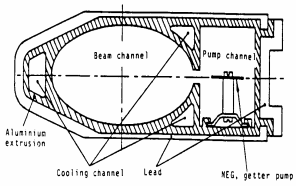


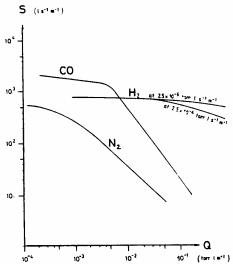
GETTERS NON EVAPORABLES

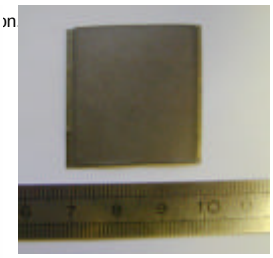
- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT :

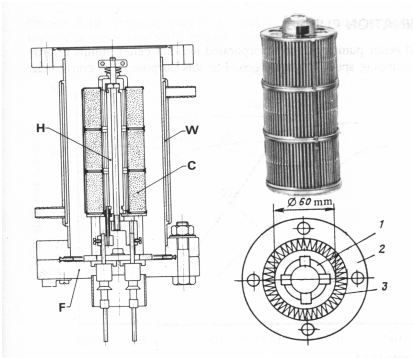
Les corps utilisés sont Ti, Zr, ZrTi, ZrC et surtout Zr_nAl_m (84% - 16%). Sous forme de poudre, ils sont pressés à froid sur un ruban de constantan (dimensions typiques : 30 mm x 0.2 mm). Le processus de pompage est la diffusion activée, de sorte que le ruban doit être chauffé lors de la première utilisation (~ 700°C pendant 1 heure pour faire pénétrer les atomes piégés en surface).

- Le ruban est chauffé par effet Joule et la température de travail est, en général, de 400°C. Le méthane (CH_4) et les gaz rares ne sont pas pompés. L'expression de la vitesse de pompage est semblable à celle des sublimateurs, avec une chute de la probabilité d'adsorption quand on atteint la saturation ou un débit

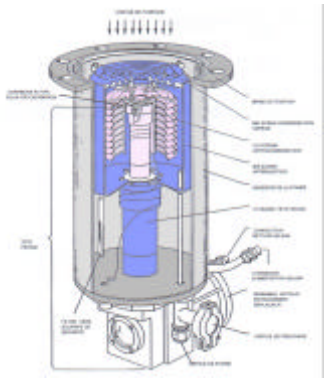








POMPES CRYOGENIQUES



- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT : Une paroi refroidie par un cryofluide (T<77K) capture les molécules gazeuses :

-par condensation si le gaz est au- dessus de sa pression de vapeur saturante

-par adsorption sur un condensat gazeux ou sur du charbon actif.

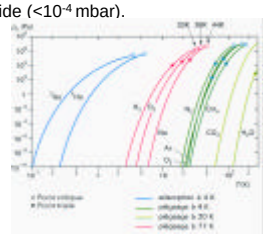
On distingue les pompes à bain de LHe (4K) et à cryogénérateur (20K).

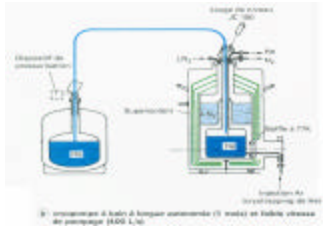
CARACTERISTIQUES GENERALES :

- La pression limite sans adsorbant est la pression de vapeur saturante du gaz le moins condensable (en général H_2) à la température de la paroi froide. Le cryopiégeage par un condensat (en général d'argon) renouvelé périodi-quement ou l'adsorption par du charbon actif placé sur la paroi froide permet d'atteindre l'ultravide lointain. La pression d'amorçage doit être basse pour éviter un dépôt important sur la surface froide (<10^{-4} mbar).
- Débits-volumes jusqu'à 10^6 ℓ/s.

Nature du gaz →	H_2O	N_2	O_2	CO_2	Ar	Ne
Masse moléculaire M →	18	28	32	44	40	20
T = 293K	14,7	11,8	11,0	9,4	9,8	13,9
T = 77K	7,5	6,1	5,7	4,8	5,1	7,2

Débit-volume maximal en $l.s^{-1}.cm^{-2}$ d'une paroi froide pour un gaz à la température T





LES COUPLAGES

- Pour obtenir une basse pression dans une enceinte, il faut:
  - éliminer les composants initiaux (en général de l'air): c'est le pompage en volume
  - éliminer les flux de gaz désorbés ou injectés.

Il n'existe pas de pompes universelles, il faut donc associer plusieurs pompes pour assurer ces 2 fonctions.

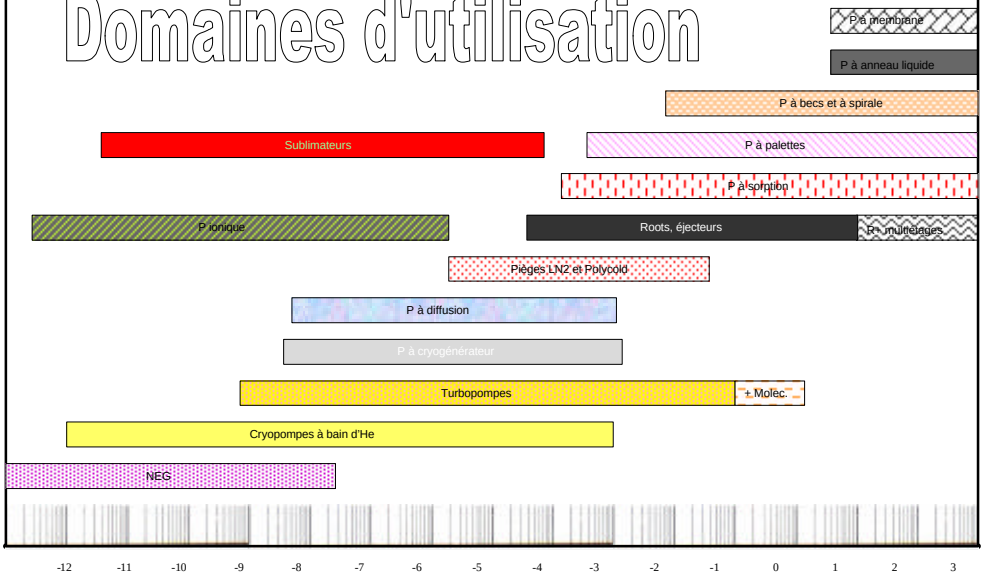
On distingue :

- l'association série quand la pompe coté vide élevé refoule à basse pression (Roots-PP, PTM-PP, Diff-PP, Booster-Anneau liquide…)
- la combinaison parallèle simultanée quand chacune des pompes est sélective (cryo-ionique,PP-piège…) ou successive quand leurs domaines de travail sont différents (sorption-ionique, NEG-ionique…)
- l'association parallèle de pompes semblables, quand leur contribution est insuffisante séparément.

CHOIX DES POMPES

- Paramètres à prendre en compte:
  - pression de travail et qualité de l'atmosphère résiduelle
  - fréquence des cycles de pompage et temps de descente souhaité
  - flux et nature du ou des gaz à pomper
  - forme et volume de l'enceinte, matériaux utilisés
  - environnement
  - nuisances inacceptables (vibrations, inductions)
  - coûts d'achat et d'exploitation.

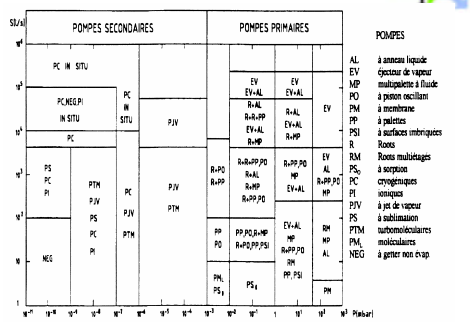
Domaines d'utilisation

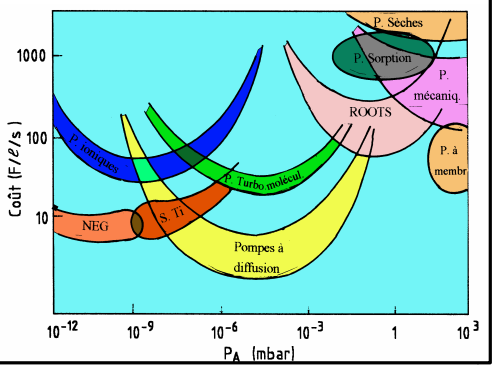


	P_L (mbar)	P_{AM} (mbar)	S_{max}/N_2	E. Aspir. (mbar.l)	Efficacité/N2	Gaz mal pompés
P. Méca. à film d'huile (PMFH)	10^{-3}	1000	1200 $m^3 h^{-1}$	∞	< 0.1	Condensables
P. Méca. sèches PMS	10^{-2}	1000	400 $m^3 h^{-1}$	∞	< 0.1	Condensables
P. à Membrane PM	10	1000	50 $m^3 h^{-1}$	∞	< 0.1	Condensables
P. Roots PR	10^{-5}	10	150000 $m^3 h^{-1}$	∞	0.2	-
P. Diffusion PD	10^{-7}	10^{-2}	10000 $l.s^{-1}$	∞	0.05 ÷ 0.2	-
P. Turbomoléc. PTM	10^{-8}	10^{-1}	5000 $l.s^{-1}$	∞	0.12 ÷ 0.18	-
P. Ionique PI	10^{-11}	10^{-4}	2400 $l.s^{-1}$	10^5	0.15 ÷ 0.45	Gaz nobles
P. Sublim. PS	10^{-10}	10^{-5}	> 10000 $l.s^{-1}$	10^3	0.45	Gaz nobles, CH_4
NEG	10^{-11}	10^{-6}	~ 100 $l.s^{-1}.m^{-2}$	$1/cm^2$	0.5 ÷ 0.9	Gaz nobles
P. Sorpt. PCS	10^{-4}	1000	> 4 $m^3 h^{-1}$	5 10^4 /kg	0.5 ÷ 0.9	Ne
P. Cryo. à Bain PCB	10^{-12}	10^{-4}	> 10000 $l.s^{-1}$	10^4	0.5 ÷ 0.9	He, H_2
P. Cryo. à Cryog. PCC	10^{-9}	10^{-4}	> 10000 $l.s^{-1}$	10^4	0.5 ÷ 0.9	He, H_2, Ne

	Temps démarrage	Facilité installation	Maintenance	Nuisance	Coût expl.	Exemple coût d'achat	Avantages	Inconvénients
PMFH	1'	V	huile	bruit vibrations $C_n H_m$	F	30m³/h ~ 25kF 100m³/h ~ 50kF	Rustiques	Rétrodiffusion huile
PMS	1'	V		bruit vibrations	F	100 m³/h ~ 200kF	Propres	Coût
PM	1'	I	membrane	bruit vibrations	F	10 m³/h ~ 9000F	Propres	Pression limite haute
PR	1'	V		bruit vibrations	F	4000 m³/h ~ 70kF	Propres	
PD	1h	V	piège, huile resistance	$C_n H_m$	F, M	1000 l/s ~ 25kF	Rustiques	Rétrodiffusion
PTM	5'	I	roulements graisse	vibrations faibles $C_n H_m$	F	150 l/s ~ 60kF	Simples	Coût
PI	1'	I, IS	cathodes	champ magnetique	M	200 l/s ~ 35kF	Simples Propres	Saturables
PS	H_2O : 1' LN_2 : 1h	H_2O : I LN_2 : V	filaments	P. T. au flash	M, E	1300 l/s ~ 35kF	Fortes S	Saturables
NEG	1h	I, IS	rubans	haute temperature	F	500 l/s/m ~ 2500F	Tres simples Propres	Saturables
PCS	5'	V	tamis	LN_2	M	4 m³/h ~ 25kF	Propres	Saturables
PCB	3h	V	cryofluide	LHe, LN_2	E	400 l/s ~ 30kF	Fortes S Ultravide lointain	Mise en oeuvre délicate
PCC	1h	I, IS	compresseur piston	vibrations	F	1500 l/s ~ 135kF	Fortes S	Coût eleve

V : verticale I : indifférente IS : in situ F : faible M : moyen E : eleve





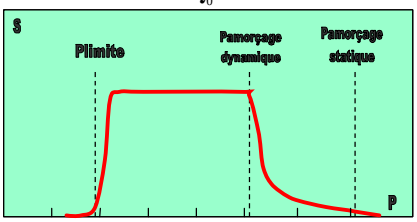
❑Trois caractéristiques importantes des pompes:

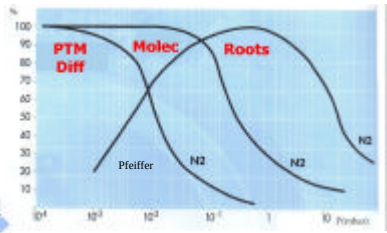
S est appelé débit-volume ou capacité d'aspiration ou vitesse de pompage = f(P), les unités courantes sont le m^3/h et le ℓ/s (=3,6 m^3/h).

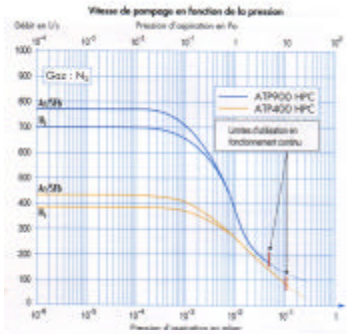
Q le flux gazeux ou puissance d'aspiration = g(P), exprimés en $Pa.m^3/s$ (ou Watts), en $mbar.\ell/s$ ou en sccm (standard cm^3/mn NTP).

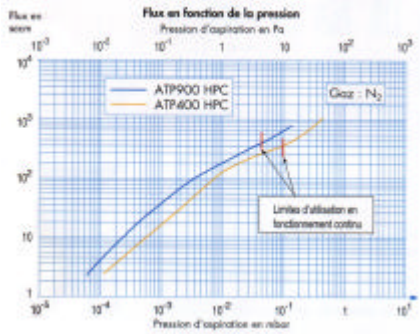
E l'énergie d'absorption en $mbar.\ell$, $Pa.m^3$ ou moles:

$$E=\int_0^t Q dt$$





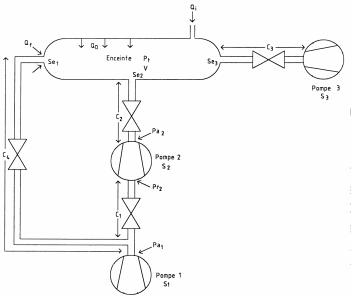




REGLES DE BASE DU DIMENSIONNEMENT

- ❑ Dans les calculs de couplage de pompes, à un instant donné, on considère que les transferts de gaz sont isothermes, les gaz étant supposés parfaits. **Le flux de gaz est constant en tout point de l'association série**.
- ❑ Les pompes sont reliées entre elles et à l'enceinte au moyen de tubulures. Le calcul de l'incidence de ces conductances sur les débits-volumes effectifs est impératif ainsi que celle des autres accessoires.
- ❑ **Une pompe doit être préférablement mise en œuvre à sa pression d'amorçage dynamique** (temporairement et au pire à sa pression d'amorçage statique).
- ❑ En cas d'association série, le flux étant conservatif, le couplage doit permettre aux pompes de travailler en dessous de leurs pressions critiques en particulier au refoulement des pompes secondaires.

Couplage: exemple de base



CONFIGURATION MODELE:

Pompe 1 primaire

Pompe 2 secondaire en série

Pompe 3 à fixation en parallèle

C_4 conductance de "by-pass »

$Q = Q_f + Q_D + Q_i$ et $P_t = Q/S_{e2}$ ou Q/S_{e3}

$P_t > P_{lim}$ des pompes 2 et 3

$P_{lim1} < Pr_2 < P_{amorçage\ 1}$

Par conservation du flux en régime permanent :

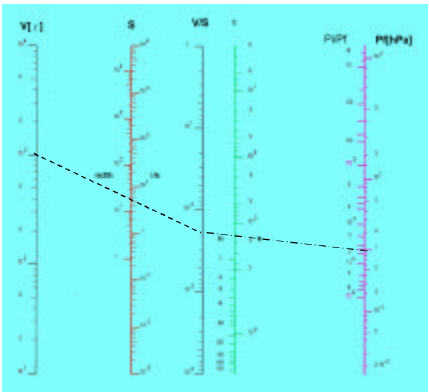
$Q = P_t.S_{e2} = Pa_2.S_2 = Pa_1.S_1$

Temps de descente

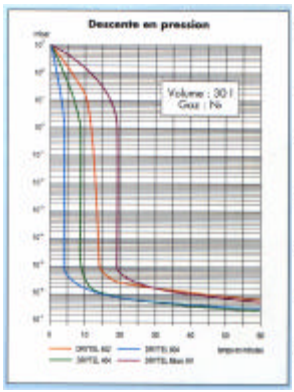
- On peut calculer le temps mis par une pompe pour passer de la pression P_i à la pression P_f, loin de la pression limite:

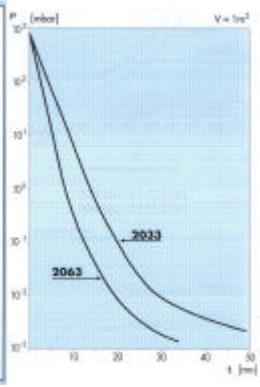
$$t = \frac{V}{S} \mathrm{Ln} \frac{Pi}{Pf}$$

- On peut utiliser l'abaque ci-dessous



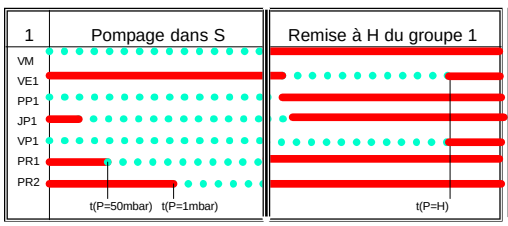
- On peut utiliser les courbes du constructeur (c'est le mieux!)

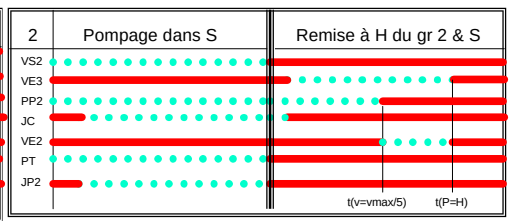


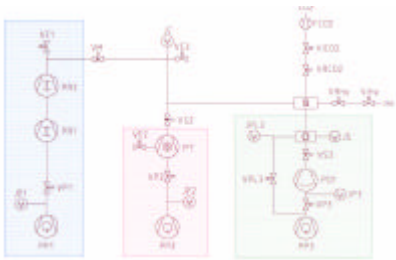


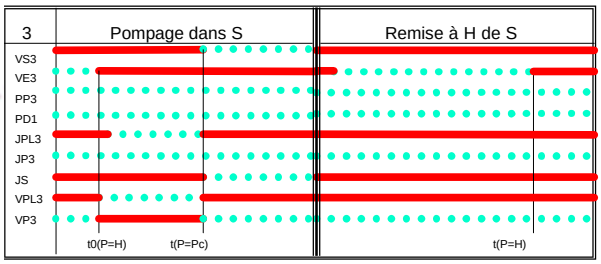
Diagrammes limonaires

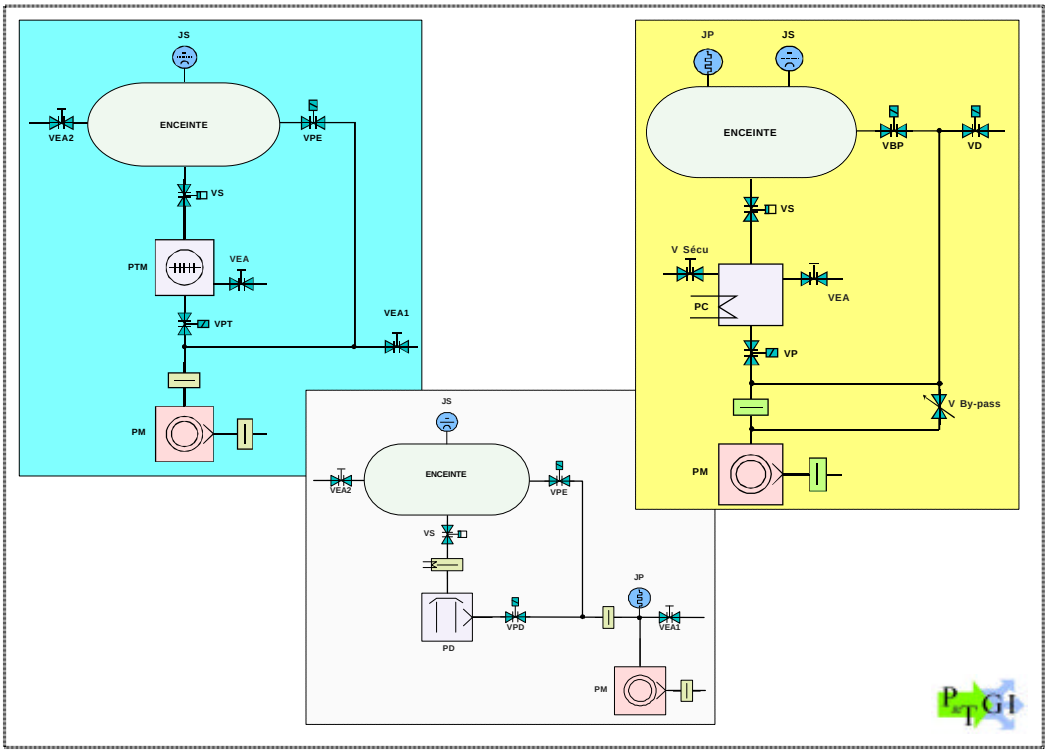
en fonction du temps, pour les 3 groupes
(H=Pression atmosphérique)

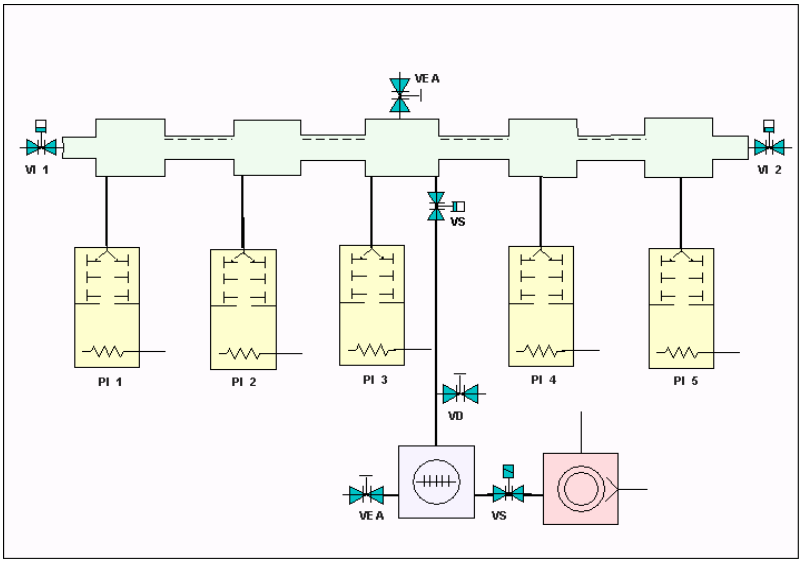









JS
ENCEINTE
VEA2
VPE
VS
PTM
VEA
VPT
VEA1
PM
JP
JS
ENCEINTE
VBP
VD
VS
V Sécu
VEA
PC
VP
V By-pass
PM
JS
ENCEINTE
VEA2
VPE
VS
JP
VPD
VEA1
PD
PM


VE A
VI 1
VI 2
VS
PI 1
PI 2
PI 3
PI 4
PI 5
VD
VE A
VS