

Chapitre 8:

Détecteurs basés sur l'ionisation des gaz

Contenu

- Principes généraux d'un détecteur à gaz
- Transport des charges dans un gaz
- Chambre d'ionisation
- Compteur proportionnel
- Compteur Geiger

Principes généraux d'un détecteur à gaz (1)

- Une particule chargée traverse un gaz → elle crée à la fois des molécules excitées et ionisées le long de son parcours
- Quand une molécule neutre est ionisée → il en résulte un ion positif et un électron libre, l'ensemble étant appelé une paire d'ions
- Le nombre N_i de paires d'ions →

$$N_i = \frac{E_{abs}}{W}$$

- En l'absence de mécanisme de collection → les paires diffusent uniformément → elles subissent de multiples collisions avec les molécules du gaz → elles perdent leur énergie → elles retournent rapidement à l'équilibre thermique → elles se recombinent

Principes généraux d'un détecteur à gaz (2)

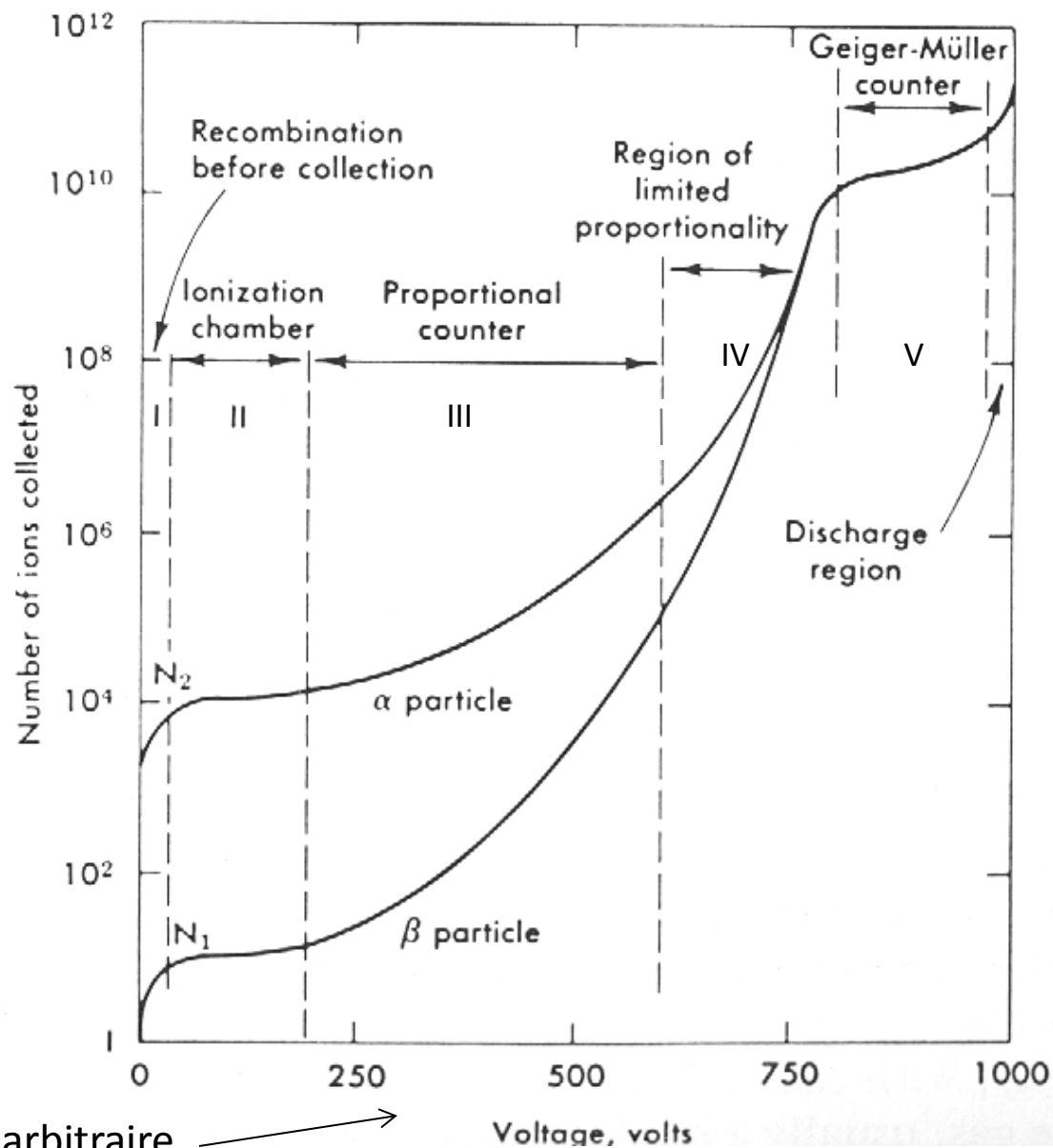
- Quand on applique un champ électrique entre 2 électrodes → les charges + et - sont accélérées le long des lignes de champ vers les électrodes
- L'accélération est interrompue par les collisions avec les molécules du gaz → les e^- et les ions changent complètement de direction → leur vitesse de dérive moyenne dans la direction du champ retombe à zéro
- Après la collision → la charge est à nouveau accélérée dans la direction du champ électrique
- A l'échelle microscopique → le mouvement est chaotique mais à l'échelle macroscopique → les charges dérivent avec une vitesse constante dans la direction du champ électrique → une vitesse de dérive dans une direction donnée se superpose à une vitesse aléatoire → il en résulte un signal qui peut être mesuré

Exemple

Considérons $W \approx 30 \text{ eV}$

- 1 particule chargée de 1 MeV crée environ 30 000 paires d'ions
- Cela correspond à une charge collectée de $5 \cdot 10^{-15} \text{ C}$
- Pour un détecteur avec une capacité standard de 30 pF
- L'amplitude du signal mesuré vaut environ 0.15 mV

Dépendance dans l'intensité du champ électrique



Région I

- Pour une tension nulle \rightarrow aucune charge collectée à cause des recombinaisons
- Quand la tension \nearrow \rightarrow les forces de recombinaison sont dominées et le courant collecté $\nearrow \leftrightarrow$ de plus en plus de paires ion-électron sont collectées avant de pouvoir se recombinaisonner
- Pas d'utilisation pratique

Région II

- À partir d'une certaine tension → toutes les charges créées sont collectées → une augmentation supplémentaire de la tension n'a pas d'effet
- Un détecteur opérant dans cette région collecte les ionisations produites directement par le rayonnement incident ↔ ce détecteur est appelé une **chambre d'ionisation**
- Le signal est très faible → les chambres d'ionisation sont généralement utilisées pour des mesures d'exposition pour des rayons γ ou comme instruments de monitoring pour de grands flux d'irradiation
- Elles sont habituellement utilisées en mode courant

Région III

- Si la tension \nearrow encore \rightarrow le signal \nearrow de nouveau \leftrightarrow le champ électrique est assez intense pour accélérer les électrons libérés jusqu'à une énergie qui leur permet aussi d'ioniser les molécules du gaz \rightarrow ces électrons ionisés durant cette phase secondaire peuvent à leur tour être accélérés et produire encore plus d'ionisations et ainsi de suite \rightarrow phénomène de cascade ou d'avalanche
- Le nombre de paires dans l'avalanche est directement proportionnel au nombre d'électrons primaires \rightarrow amplification du signal (le facteur de multiplication dépend de la tension)
- Un détecteur opérant dans cette région est appelé **compteur proportionnel**

Remarque de vocabulaire

- Attention aux termes « primaire » et « secondaire »
- L'ionisation primaire est celle produite par la particule incidente et par toutes les particules secondaires mises en mouvement
- L'ionisation secondaire est celle produite par les particules secondaires grâce à l'énergie supplémentaire qui leur est fournie par le champ électrique

Région IV

- Quand la tension \nearrow encore \rightarrow le nombre d'ionisations créées durant la cascade est si important que les charges d'espaces distordent le champ électrique à l'anode \rightarrow perte de proportionnalité
- Région de proportionnalité limitée \rightarrow aucun détecteur n'opère dans cette région

Région V

- Quand la tension \nearrow encore \rightarrow l'énergie devient si grande que des décharges se produisent dans le gaz
- Cette décharge est alimentée par les rayonnements ultraviolets émis lors de la désexcitation des molécules
- Ces rayonnements créent des ionisations supplémentaires \rightarrow le signal de sortie devient complètement saturé (toujours la même amplitude indifféremment de l'énergie de l'événement initial)
- Les détecteurs opérant dans cette région sont les **compteurs Geiger-Müller** (ou simplement les **compteurs Geiger**)
- Cette région V est caractérisée par un plateau pour lequel le signal varie peu

Au-delà de la région V

- Si la tension \nearrow encore plus \rightarrow une décharge continue se produit avec ou sans rayonnement incident externe
- Cette région est à éviter pour prévenir un endommagement du compteur

Avertissement

Il n'existe pas de détecteur « universel » opérant dans toutes les régions de tension \leftrightarrow chaque type de détecteur à gaz possède ces propres caractéristiques: géométrie, type de gaz,...

Transport des charges dans un gaz

- Diffusion
- Transport des particules
- Modification de charge

Collisions dans un gaz à l'équilibre (1)

- Dans un gaz les atomes neutres ou molécules sont en constante agitation thermique
- Leur distribution des vitesses instantanées est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann →

$$f(\vec{v})d\vec{v} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT)d\vec{v}$$

avec $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$, la constante de Boltzmann, T , la température (K) et m , la masse de la particule

- La vitesse moyenne $\langle v \rangle$ vaut

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

Collisions dans un gaz à l'équilibre (2)

- Pour des e^- → petite masse → vitesse de déplacement plus importante → à température ambiante: $\langle v_{e^-} \rangle \approx 10^5$ m/s
- Pour des ions d'Ar par exemple la vitesse est de l'ordre of 370 m/s → en général facteur 100 - 1000 de différence

Section efficace et libre parcours moyen (1)

- Dans un gaz parfait d'une seule espèce de molécules → détermination de la probabilité par unité de temps (τ^{-1}) qu'une molécule du gaz subisse une collision avec une autre molécule (en supposant la section efficace de collision σ_0 constante) →

$$\tau^{-1} = \langle v_r \rangle \sigma_0 N$$

avec N , la densité de particules et $\langle v_r \rangle$, la vitesse relative entre 2 particules

- Entre 2 particules A et B →

$$\vec{v}_r = \vec{v}_A - \vec{v}_B \Rightarrow \langle v_r^2 \rangle = \langle v_A^2 + v_B^2 - 2\vec{v}_A \vec{v}_B \rangle$$

et comme les directions des vitesses sont aléatoires → le produit scalaire est nul et $\langle v_r \rangle = \sqrt{2} \langle v \rangle$

Section efficace et libre parcours moyen (2)

- Pour des conditions normales de température et de pression (TPN) càd $T = 273.15$ K et $p = 101325$ Pa $\rightarrow N = N_L = 2.687 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ (nombre de Loschmidt $\rightarrow N_L = N_A/V^*$ avec $V^* = 22.41 \text{ m}^3\text{mol}^{-1}$, le volume molaire d'un gaz parfait)
- Le temps τ est l'intervalle de temps moyen entre deux collisions d'une molécule dans un gaz à l'équilibre thermodynamique.
- Si l'équilibre est momentanément perturbé \rightarrow il se rétablit au bout d'un temps de relaxation qui dépend de τ (ce sont les échanges d'énergie et de quantité de mouvement au cours de ces collisions qui permettent l'équipartition de l'énergie totale et le retour à l'équilibre thermique)

Section efficace et libre parcours moyen (3)

- On peut calculer le libre parcours moyen $\lambda \rightarrow$ distance moyenne entre 2 collisions pour une molécule dans le gaz \rightarrow

$$\lambda = \langle v \rangle \tau = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma_0 N}$$

- λ dépend de la densité (et donc de la pression) via N
- Exemple \rightarrow molécule = sphère rigide de rayon $d \rightarrow \sigma_0 = \pi d^2 \rightarrow$ pour de l'Ar: $d(\text{Ar}) = 3.7 \times 10^{-10} \text{ m} \rightarrow \sigma_0(\text{Ar}) = 4.3 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ et $\langle v_{\text{Ar}} \rangle = 370 \text{ m/s} \rightarrow \tau(\text{Ar}) = 1.65 \times 10^{-10} \text{ s}$ et $\lambda(\text{Ar}) = 6.12 \times 10^{-8} \text{ m} \approx 165 d(\text{Ar}) \rightarrow$ à l'échelle atomique les collisions sont relativement peu fréquentes

Remarques sur les relations précédentes

- Si la pression $\searrow \rightarrow$ le libre parcours \nearrow (pour $p \approx 1 \text{ Pa} \rightarrow \lambda \approx 1 \text{ cm}$) \rightarrow les collisions d'une molécule avec les parois de l'enceinte sont aussi fréquentes que les collisions avec les autres molécules
- Pour une pression extrêmement faible \rightarrow les collisions avec les parois qui dominant \rightarrow ultra-haut-vide et les relations précédentes n'ont plus de sens
- Si la pression est très élevée \rightarrow il faut tenir compte des interactions entre plus de deux molécules à la fois
- À pression atmosphérique \rightarrow les collisions avec les parois et entre plus de 2 molécules peuvent être ignorées

Diffusion en l'absence de champ électrique (1)

- En l'absence de champ électrique → les électrons et les ions créés dans le gaz interagissent avec les molécules du gaz → leur cèdent de l'énergie → sont finalement thermalisés avec une énergie cinétique $\approx kT \approx 0.025$ eV
- Une distribution de N_0 charges localisées initialement à l'origine diffuse à cause des collisions avec les molécules du gaz suivant une distribution gaussienne
- À 3D →

$$dN(\vec{r}) = \frac{N_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) d\vec{r}$$

avec D (unité: m^2s^{-1}), le coefficient de diffusion qui dépend de la charge, du gaz, de T ,...

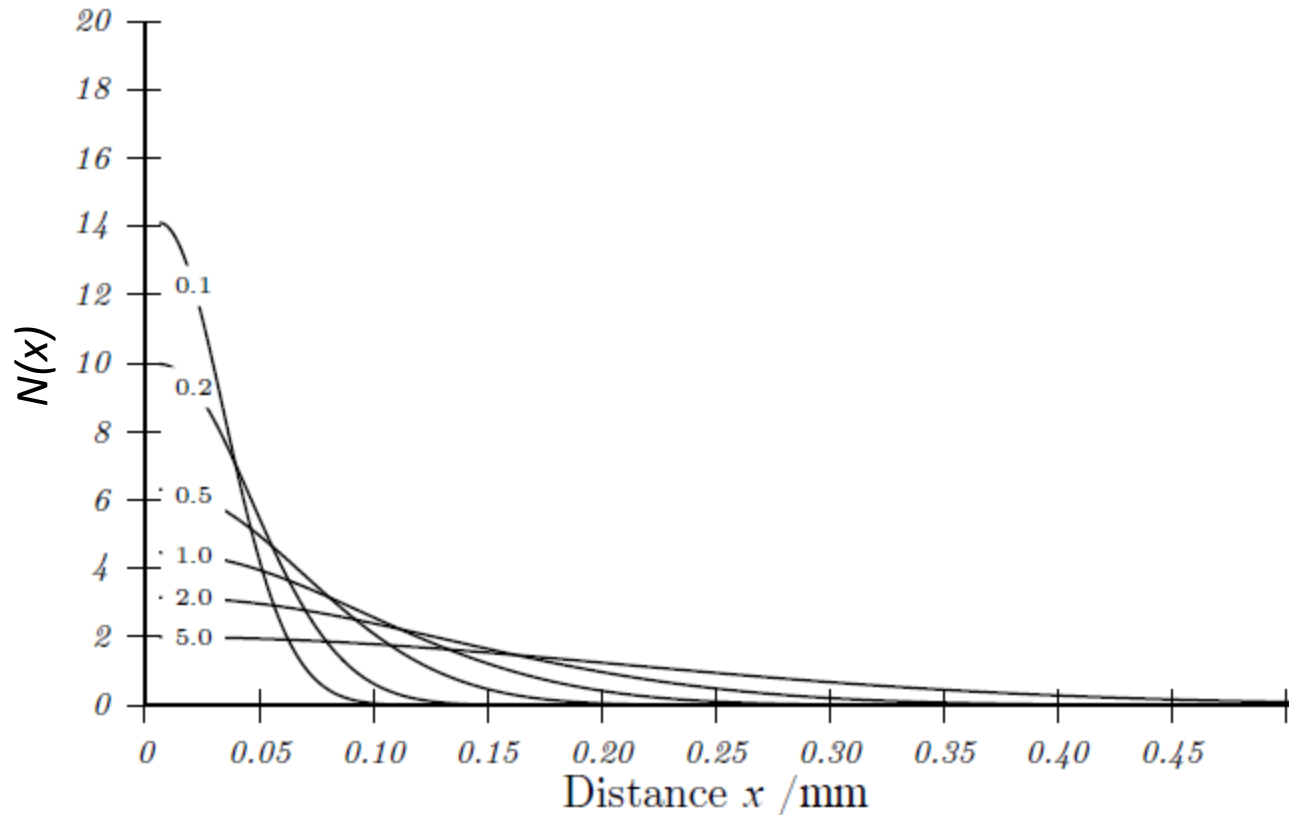
Diffusion en l'absence de champ électrique (2)

- À 1D →

$$dN(x) = \frac{N_0}{(4\pi Dt)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx$$

- Cette distribution est caractérisée par une variance $\sigma^2 = 2Dt \rightarrow$
↗ quand t ↗

Diffusion en l'absence de champ électrique (3)



$N(x)$ pour des Ar^+ caractérisés par $D = 4 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ pour \neq valeurs de t (en ms)

Transport des particules

- Si on applique un champ électrique → les ions et les électrons se déplaceront respectivement vers la cathode et l'anode
- Ce mouvement de migration se superpose au mouvement thermique
- les ions et les électrons subissent des collisions avec les molécules du gaz → il faut traiter séparément le cas des électrons dont la masse est faible et les ions dont la masse est comparable à celle des molécules

Transport des électrons (1)

- Collision électron - molécule \rightarrow grande \neq de masse \rightarrow diffusion de l'électron dans toute les directions de manière quasi isotrope \rightarrow il perd la mémoire de sa direction initiale
- Calcul de la vitesse de migration u des électrons dans un champ électrique $E \rightarrow$ on considère un choc où l'électron acquiert une vitesse $\vec{v}_0 \rightarrow$ juste avant le choc suivant (intervalle de temps t_c entre les 2 chocs) sa vitesse instantanée vaudra:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 - \frac{eE}{m}t_c$$

- Comme la diffusion est isotrope \rightarrow la valeur moyenne de \vec{v}_0 est nulle et l'amplitude de la vitesse de migration $u = \langle v \rangle$ vaut

$$u = \frac{eE}{m}\tau$$

Transport des électrons (2)

- En moyenne l'énergie apportée par le champ électrique est compensée par l'énergie perdue lors des chocs (sous forme d'énergie d'excitation ou de recul) → on atteint un état stationnaire
- Sur une distance de migration x → l'électron a eu $x/(u\tau)$ chocs → à chaque choc il perd une fraction γ de l'énergie ϵ que lui communique le champ
- On a le bilan d'énergie →

$$\frac{x}{u\tau}\gamma\epsilon = eEx$$

Transport des électrons (3)

- En considérant que la vitesse instantanée des électrons est beaucoup plus grande que celle des atomes du gaz \rightarrow

$$\epsilon = \frac{1}{2}mv^2 \quad \text{et} \quad \frac{1}{\tau} = N\sigma_0v$$

- On élimine τ et ϵ des équations \rightarrow

$$uv = \frac{eE}{mN\sigma_0} \quad \text{et} \quad \frac{1}{2}mv^2 = \frac{eEu}{N\sigma_0\gamma v}$$

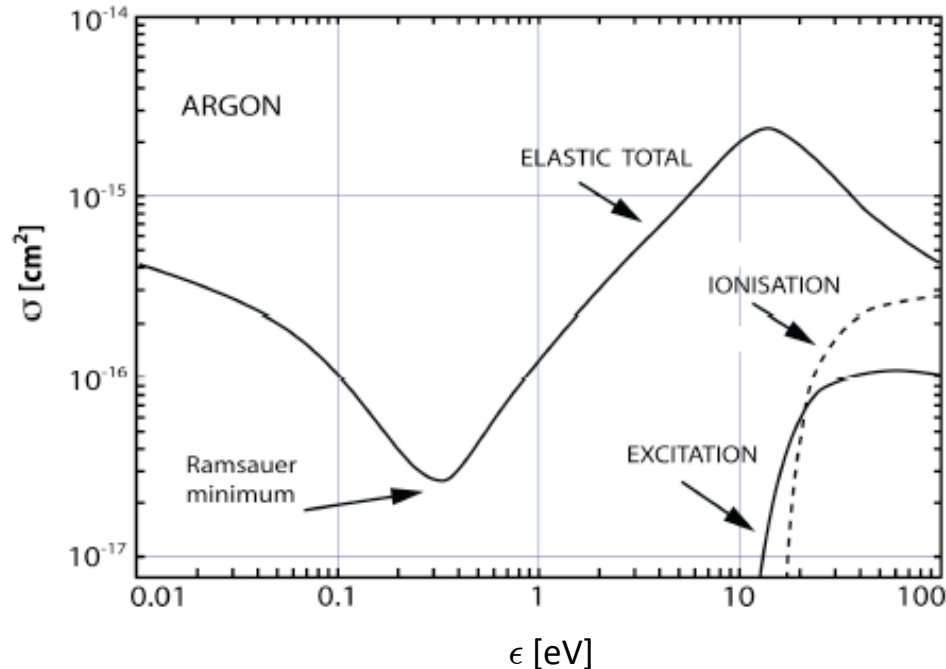
- On obtient alors les expressions de u^2 et v^2 \rightarrow

$$u^2 = \frac{eE}{mN\sigma_0} \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \quad \text{et} \quad v^2 = \frac{eE}{mN\sigma_0} \sqrt{\frac{2}{\gamma}}$$

Transport des électrons (4)

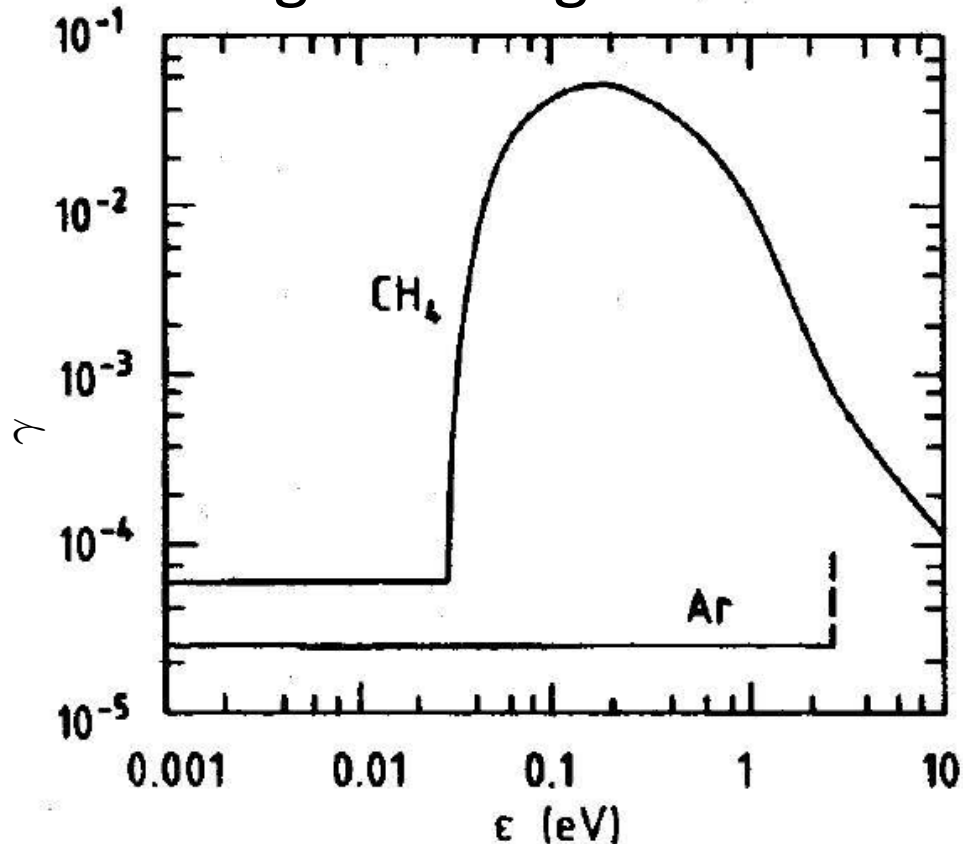
- On constate que la vitesse de migration est une fonction du rapport E/N c`ad une fonction du rapport E/p (appelée champ électrique réduit) lorsque la température est fixée
- Les 2 grandeurs σ_0 et γ dépendent de ϵ et donc de E

Effet Ramsauer-Townsend



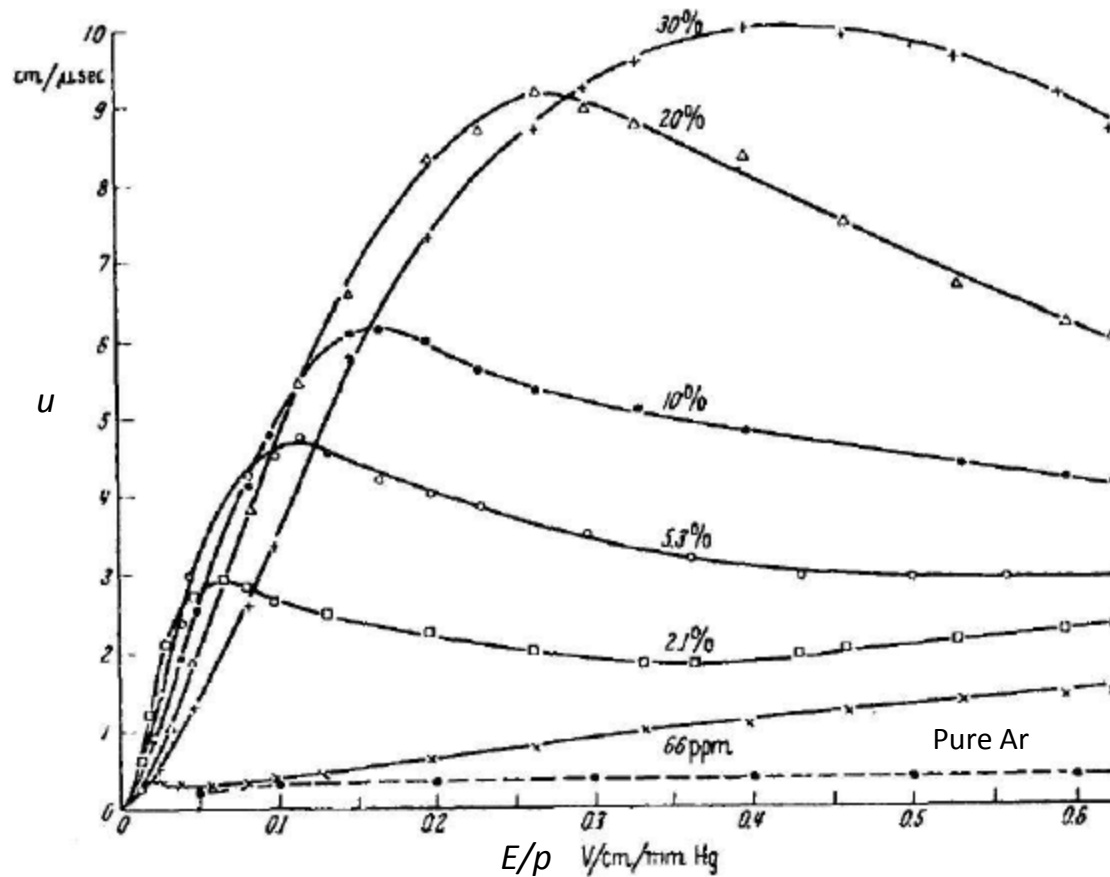
- Pour les énergies $<$ l'énergie d'excitation \rightarrow interactions de l' e^- avec le noyau \rightarrow pertes d'énergie faibles
- Théorie classique $\rightarrow \sigma_0$ doit \searrow quand $\epsilon \nearrow$
- Observation d'un minimum et ensuite $\sigma_0 \nearrow$ quand $\epsilon \nearrow$
- Mécanique quantique \rightarrow considérant l'atome comme un puits de potentiel

Pourcentage d'énergie cédée en 1 choc



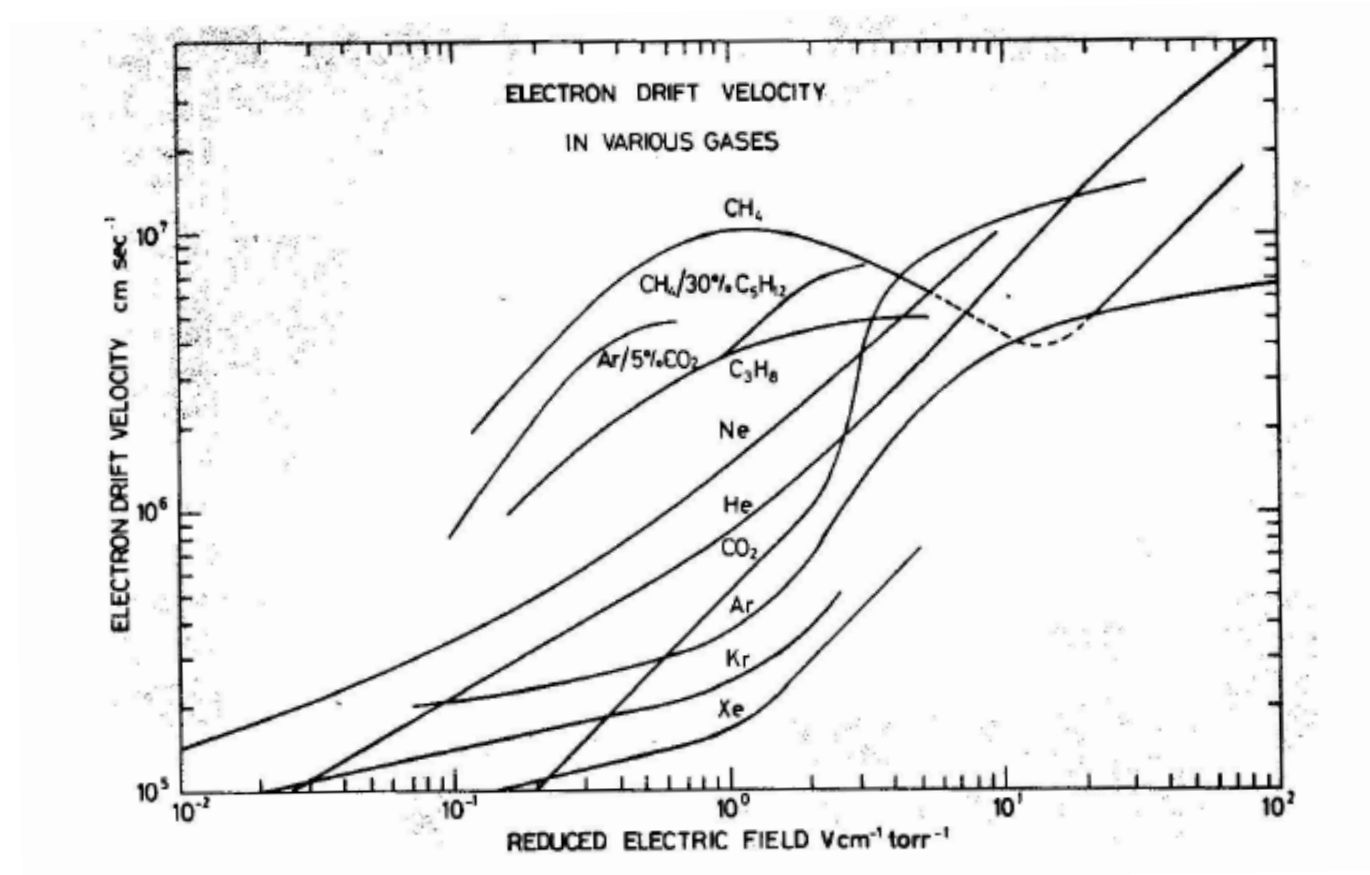
- Pour E faible $\rightarrow \gamma$ petit ($\approx 10^{-4}$) \rightarrow faible vitesse de migration
- À partir de l'énergie égale à l'énergie minimale d'excitation (I) \rightarrow croissance rapide des pertes d'énergie
- Comme I varie fort d'un gaz à l'autre $\rightarrow u$ dépend fort de la composition exacte d'un mélange gaz

Exemple de vitesse de migration pour un mélange de gaz



Argon auquel on rajoute du CH_4

Vitesses de migration typiques pour des e^- dans des gaz



Vitesse de migration typique $\approx 10^4$ m/s \rightarrow comparable à la vitesse moyenne des électrons à l'équilibre thermodynamique $\approx 10^5$ m/s

Transport des ions (1)

- Un ion (de masse M_i) peut perdre plus d'énergie à chaque choc avec une molécule (de masse M_m)
- Un ion n'est pas diffusé de manière isotrope \rightarrow il garde partiellement la mémoire de sa trajectoire avant le choc \rightarrow le calcul de la vitesse de migration est plus compliqué que pour les électrons
- On peut montrer que \rightarrow

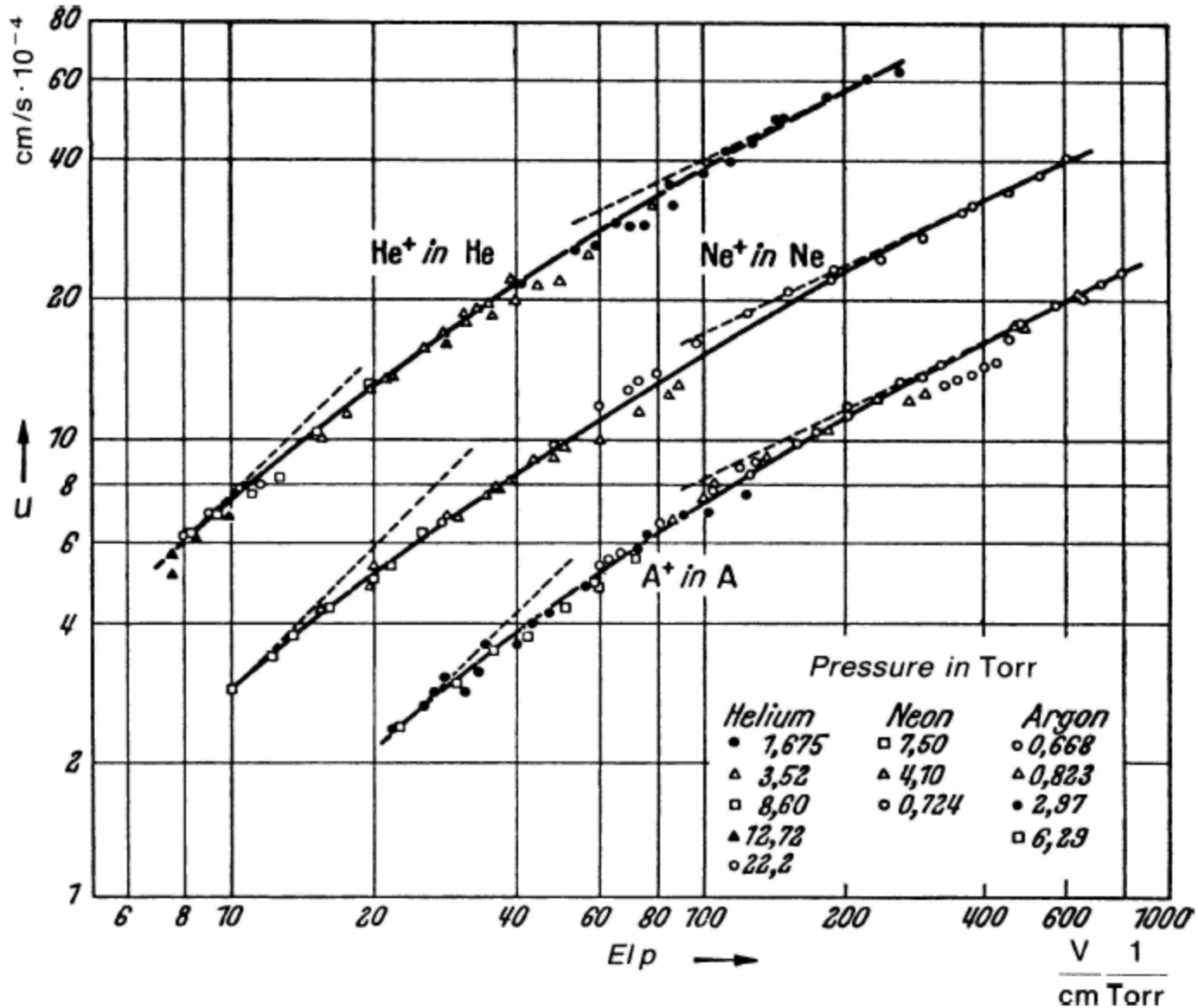
$$\left\{ \begin{array}{l} u = \left(\frac{1}{3M_{im}kT} \right)^{1/2} \frac{eE}{N\sigma_0} \quad \text{pour } E \text{ petit} \\ u = \left(\frac{M_i}{M_m} \frac{eE}{M_{im}N\sigma_0} \right)^{1/2} \quad \text{pour } E \text{ grand} \end{array} \right.$$

avec la masse réduite $M_{im} = M_i M_m / (M_i + M_m)$

Transport des ions (2)

- On constate à nouveau que la vitesse de migration est une fonction de E/N ou de manière équivalente de $E/p \rightarrow u \propto E/P$ pour les faibles E et $u \propto (E/P)^{1/2}$ pour les E élevés
- Typiquement $\rightarrow u \approx 1-10$ m/s
- On a donc $u_{ion} \ll u_{elec}$
- Et aussi $u_{ion} <$ vitesse moyenne des électrons à l'équilibre thermodynamique

Transport des ions (3)



Mobilité (1)

- On introduit souvent la notion de mobilité μ des ions tel que \rightarrow

$$u = \mu E$$

- Aux champs faibles $\rightarrow \mu$ est indépendant de E (car $u \propto E/P$) et $\mu \propto P \rightarrow$ à P constant $\rightarrow \mu$ est constant
- Aux champs plus élevés \rightarrow la mobilité dépend du champ électrique
- La mobilité est reliée au coefficient de diffusion par la formule d'Einstein \rightarrow
$$D/\mu = kT/e$$
- Valeurs typique de $\mu \rightarrow \approx 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{Vs})$

Mobilité (2)

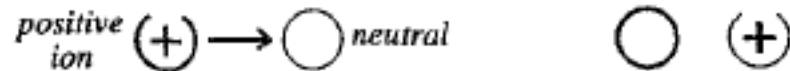
| Gaz | Masse /A | v / $10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ | D / $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ | μ / $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ | λ / 10^{-5} cm |
|------------------|-------------|------------------------------------------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------------------------|-------------------------------------|
| H ₂ | 2.02 | 1.8 | 0.34 | 13.0 | 1.8 |
| He | 4.00 | 1.3 | 0.26 | 10.2 | 2.8 |
| Ar | 39.95 | 0.41 | 0.04 | 1.7 | 1.0 |
| O ₂ | 32.00 | 0.46 | 0.06 | 2.2 | 1.0 |
| H ₂ O | 18.02 | 0.61 | 0.02 | 0.7 | 1.0 |

Masse, vitesse thermique, coefficient de diffusion, mobilité et libre parcours moyen pour ≠ gaz

Modifications de charge dans un gaz

- Les ions et les électrons subissent des collisions qui conduisent à la neutralisation de l'ion (recombinaison) et à la capture de l'électron par une molécule neutre (attachement)
- L'ion peut aussi échanger sa charge avec un atome neutre (transfert de charge) → inversion des rôles

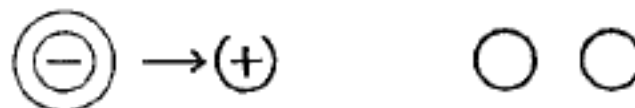
Charge transfer:



Electron attachment:



Recombination:



Recombinaisons

Définition d'un taux de recombinaison R ($\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) et d'un coefficient de recombinaison α (m^3s^{-1}) tels que:

$$R = -\frac{dn^+}{dt} = -\frac{dn^-}{dt} = \alpha n^+ n^-$$

avec n^+ et n^- , les densités volumiques de charge

Types de recombinaisons

- Recombinaison en colonne (ou initiale): les paires d'ions sont créées dans une « colonne » le long de la trajectoire de la particule ionisante → la densité de paires est élevée le long de cette trajectoire avant que les ions ne diffusent → recombinaison élevée → la recombinaison en colonne est plus importante pour les particules à forte densité d'ionisation (comme les α) que pour des e^- qui déposent leur E le long d'une plus grande trajectoire → indépendant du taux d'irradiation
- Recombinaison en volume: due aux collisions entre ions et/ou e^- après qu'ils aient commencé à diffusé loin de leur position initiale → puisque les ions migrent lentement vers les électrodes → ions et/ou e^- créés par des rayonnements ionisants indépendants peuvent se recombiner → augmente avec le taux d'irradiation

Attachement

- Un e^- créé lors d'une ionisation peut être fixé (attachement) sur un atome neutre du gaz \rightarrow ion négatif
- Ce phénomène dépend fortement du type de gaz
- L'attachement se produit pour des gaz électronégatifs (composés halogénés, O_2 - et donc air)
- Au contraire l'attachement est faible pour l'azote, l'hydrogène, les gaz hydrocarbonés et les gaz nobles

Chambre d'ionisation

- La chambre d'ionisation est le plus simple des détecteurs à gaz → collection de toutes les charges créées par ionisation directe
- Elle est constituée de deux électrodes (anode et cathode) entre lesquelles on applique une différence de potentiel U_0 → condensateur
- La particule ionisante traverse l'espace entre ces deux électrodes où elle produit des paires ion – électron dans le gaz
- Les charges sont mises en mouvement par le champ électrique qui règne entre les électrodes → l'électron migre vers l'anode et l'ion vers la cathode
- Les charges négatives sont donc finalement collectées par l'anode et les charges positives par la cathode
- Attention → la vitesse de migration des électrons est $10^3 - 10^4$ fois plus grande que celle des ions

Mode de fonctionnement d'une chambre d'ionisation (1)

- La plupart du temps → la chambre d'ionisation est utilisée en mode courant
- Les courants mesurés sont habituellement extrêmement faibles ($\approx 10^{-12}$ A) → en l'absence de précautions, le courant de fuite du système peut être largement plus grand que le courant à mesurer
- Parfaitement adapté comme moniteur (mesure instantanée de débit de dose) pour la détection de rayons X et γ à haut taux (car l'efficacité est généralement $< 10\%$ - voir les coefficients d'atténuation des photons)
- Avec une fenêtre d'entrée mince → possibilité de détection des particules α et β → dans ce cas l'efficacité peut atteindre les 100% (voir les ranges)
- Dans certaines conditions → détection des neutrons

Mode de fonctionnement d'une chambre d'ionisation (2)

- La chambre d'ionisation est parfaitement conçue pour les mesures d'**exposition** (symbole: X) de rayons γ ou X
- X (unité: Ckg^{-1}) \rightarrow quotient de dQ par dm avec dQ la valeur absolue de la charge de tous les ions d'un même signe produits dans l'*air* quand tous les e^- et les e^+ libérés ou créés par des rayons X ou des γ dans un volume dV d'air (de masse dm) sont stoppés dans l'air \rightarrow

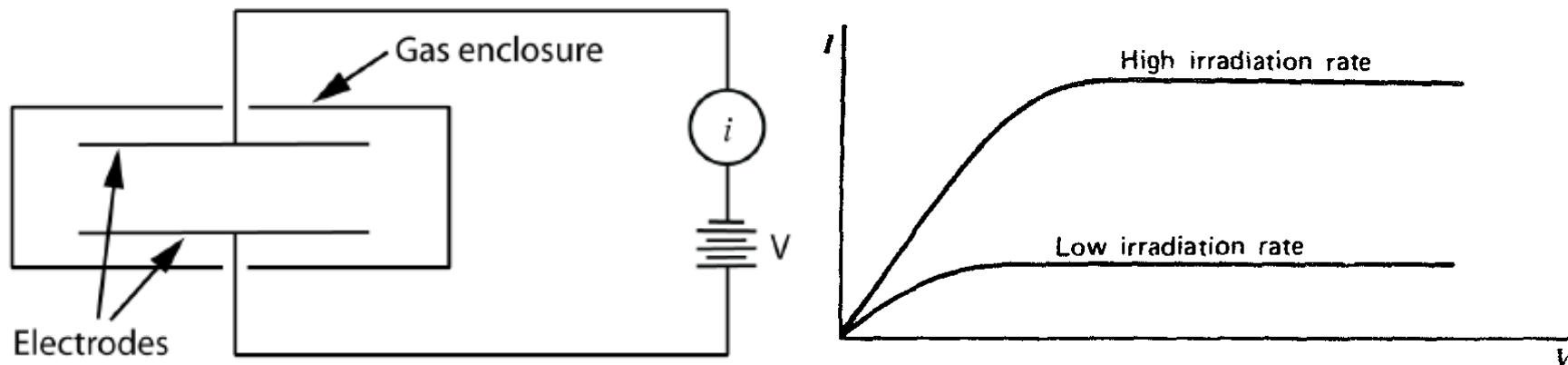
$$X = \frac{dQ}{dm}$$

- Exposition \rightarrow mesure de l'ionisation produite dans de l'air par des rayons X ou des rayons γ

Mode de fonctionnement d'une chambre d'ionisation (3)

- Il est possible de collecter les charges négatives soit sous forme d'électron libre soit sous forme d'ion négatif
- En conséquence → virtuellement tous les types de gaz peuvent être utilisés dans une chambre d'ionisation, incluant les gaz caractérisés par une capacité d'attachement élevée (comme l'oxygène)

Schéma d'une chambre d'ionisation en mode courant



Les parois d'une chambre d'ionisation ainsi que les électrodes sont obligatoirement faits d'un matériau solide → pour limiter les perturbations les électrodes sont en aluminium et les parois en plastique (les matériaux les plus tissu-équivalents)

Configurations géométriques d'une chambre d'ionisation (1)

- Les chambres d'ionisation existent dans \neq configurations géométriques $\rightarrow \neq$ distributions du champ électrique E et \neq valeurs de la capacité C du détecteur
- Ces configurations peuvent souvent se ramener à 3 cas simples \rightarrow électrodes planes et parallèles, électrodes cylindriques coaxiales ou électrodes sphériques concentriques
 1. Électrodes planes d'aire S séparées par une distance d \rightarrow entre les électrodes le champ est uniforme et perpendiculaire aux électrodes (avec ϵ la permittivité du gaz) \rightarrow

$$E = \frac{U_0}{d} \quad \text{et} \quad C = \epsilon \frac{S}{d}$$

Configurations géométriques d'une chambre d'ionisation (2)

2. Électrodes cylindriques de longueur L avec la cathode (rayon b) comme électrode extérieure et l'anode (rayon $a < b$) comme électrode intérieure \rightarrow le champ électrique est non uniforme $\rightarrow E$ radial dépendant uniquement de la distance r à l'axe du détecteur \rightarrow

$$E(r) = \frac{U_0}{r \ln(b/a)} \quad C = \epsilon \frac{2\pi L}{\ln(b/a)}$$
$$E(r) = \frac{C/L}{2\pi\epsilon} \frac{U_0}{r} \quad V(r) = U_0 \left(1 - \frac{\ln(r/a)}{\ln(b/a)} \right)$$

3. Électrodes sphériques avec la cathode (rayon b) comme électrode extérieure et l'anode (rayon $a < b$) comme électrode intérieure \rightarrow le champ électrique est non uniforme $\rightarrow E$ radial dépendant uniquement de la distance r au centre du détecteur \rightarrow

$$E(r) = U_0 \frac{ab}{r^2(b-a)} \quad C = \epsilon \frac{4\pi ab}{b-a}$$
$$E(r) = \frac{C}{4\pi\epsilon} \frac{U_0}{r^2} \quad V(r) = U_0 \left(1 - \frac{1-a/r}{1-a/b} \right)$$

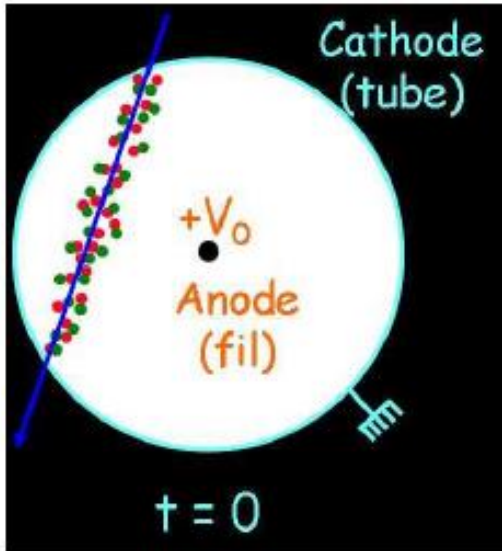
Collection des charges (1)

1. La particule initiale crée en moins de 10^{-7} s N_i paires ion-électron (la plupart des électrons produits ont une énergie cinétique < 10 eV)
2. Les électrons et les ions ont des collisions avec les atomes du gaz qui rempli la chambre (diffusion + recombinaison, attachement, transfert de charge)
3. Les ions et les électrons sont accélérés dans une direction parallèle au champ électrique
4. A chaque collision \rightarrow ils ont tendance à perdre la mémoire de l'accélération qu'ils ont acquise avant le choc (complètement pour les e^- , partiellement pour les ions) \rightarrow le chemin suivi par la charge est donc une suite de chocs et d'accélération

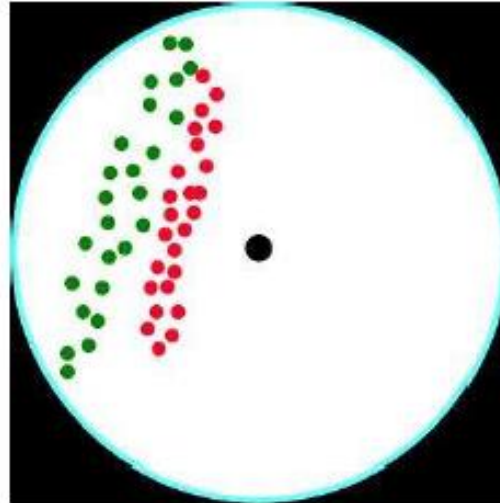
Collection des charges (2)

5. Le déplacement des charges est donc une combinaison de deux processus: diffusion (dû au chocs avec les atomes) et migration (dû au champ électrique)
6. Étant donné la différence de masse \rightarrow la vitesse de migration u_+ des ions est beaucoup plus faible que celle u_- des électrons (un e^- traverse le détecteur en $\approx 1 \mu s$ et un ion en 1-10 ms)
7. Au cours de la migration \rightarrow la charge et le potentiel du condensateur (constitué par les deux électrodes) évoluent jusqu'à collection complète des charges
8. Remarque \rightarrow le signal apparaît dès que les électrons et les ions se déplacent vers les électrodes (avant la collection des charges) \rightarrow il est induit par les charges positives et négatives entre les électrodes \rightarrow peu d'influence en mode courant

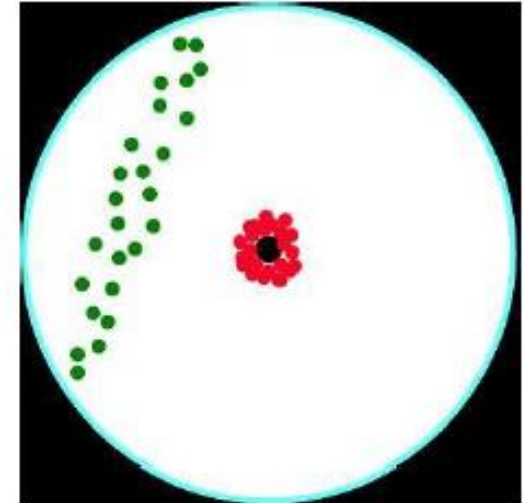
Collection des charges: Illustration



(a) Paires ion-électron produites le long de la trajectoire de la particule inci-



(b) Les ions migrent plus lentement que les électrons.



(c) Tous les électrons sont arrivés à l'anode, les ions migrent encore.

Attention → pour un gaz non électronégatif → pas d'attachement

Exemple de chambre d'ionisation en mode courant (1)



Chambre d'ionisation "Cutie Pie" de Nuclear Chicago

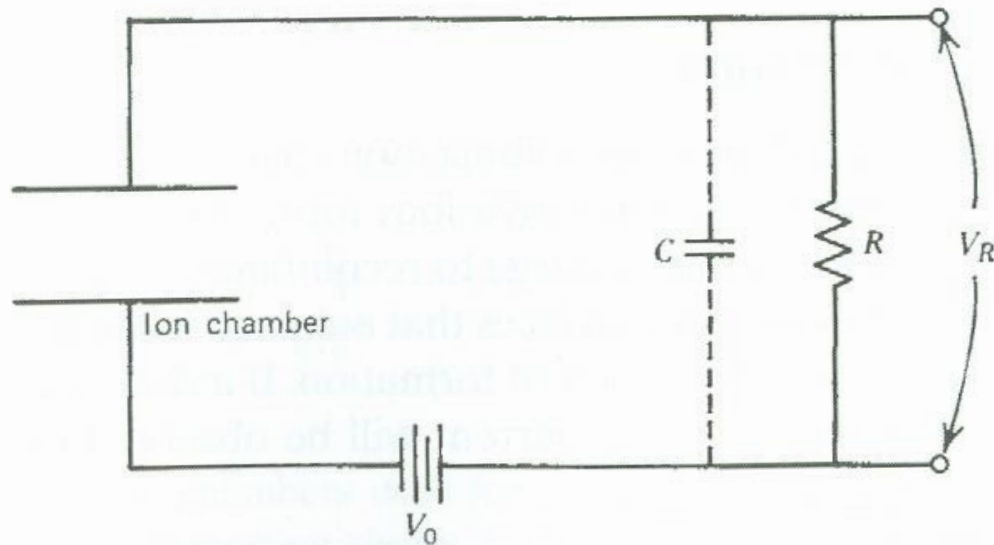
Exemple de chambre d'ionisation en mode courant (2)



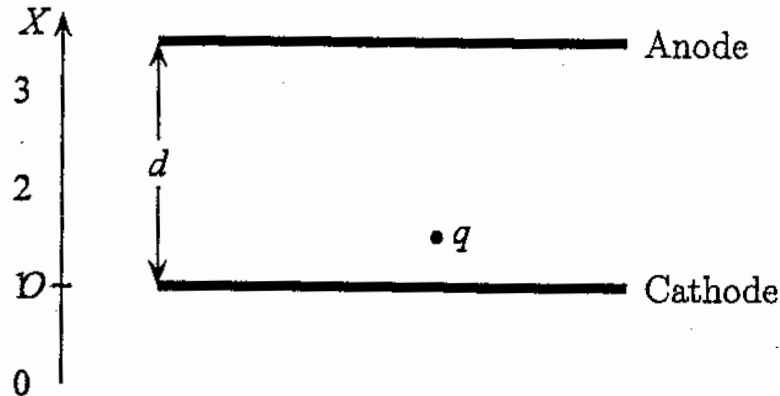
Chambre d'ionisation modèle 451B de Fluke Biomedical

Chambre d'ionisation en mode impulsion

Les chambres d'ionisation en mode impulsion sont encore utilisées dans une certaine mesure en spectrométrie (bien qu'elles aient été largement remplacées par des détecteurs à semiconducteur) et pour certaines applications très spécialisées comme des spectromètres alpha à grande fenêtre d'entrée ou pour la détection de neutrons



Développement de l'impulsion (1)



- Considérons un détecteur à électrodes planes et parallèles (distance d entre les électrodes) et contenant un gaz caractérisé par un faible coefficient d'attachement \rightarrow l' e^- est libre \rightarrow pour un gaz contenant de l' $O_2 \rightarrow$ une partie importante du signal sera due aux ions $O_2^- \rightarrow$ forme du signal \neq de ce qui suit
- Ces 2 électrodes forment un condensateur de capacité C
- Une différence de potentiel U_0 entre les électrodes crée un champ électrique constant et \perp aux électrodes

Développement de l'impulsion (2)

- Une paire e^- -ion se forment \rightarrow l' e^- et l'ion positif dérivent vers l'anode et la cathode, respectivement
- Quand une paire d'ion est créée, chaque charge induit une charge image de même valeur absolue sur l'électrode \rightarrow le signal apparaît dès le moment de la formation de la paire et pas seulement quand les charges sont réellement collectées par les électrodes
- Les e^- se déplacent beaucoup plus vite que les ions positifs \rightarrow ils atteignent l'anode en un temps court (T_-)
- Le mouvement des ions positifs est beaucoup plus lent \rightarrow ils atteignent la cathode en un temps « élevé » (T_+)
- Le courant impulsionnel consiste en 2 contributions \rightarrow une partie « rapide » due au mouvement de l' e^- et une partie « lente » due au mouvement de l'ion positif

Théorème de Ramo-Shockley

- Pour calculer le développement de la charge et du courant → utilisation du théorème de Ramo-Shockley
- Supposons n électrodes dans le détecteur et nous voulons connaître le courant i_k ($k = 1, 2, \dots, n$) injecté en une de ces électrodes durant le mouvement de la charge q située entre les électrodes
- Le courant injecté à l'électrode vaut →

$$i_k = \frac{dQ_k}{dt} = q\vec{u}_q \cdot \vec{E}_k$$

Q_k est la charge induite à l'électrode k , $\vec{u}_q = u_q \vec{1}_q$ est la vitesse de la charge q et \vec{E}_k est le champ électrique au point occupé par la charge q quand l'électrode k est à un potentiel de 1 V et que les autres électrodes sont à un potentiel nul

Développement de l'impulsion (3)

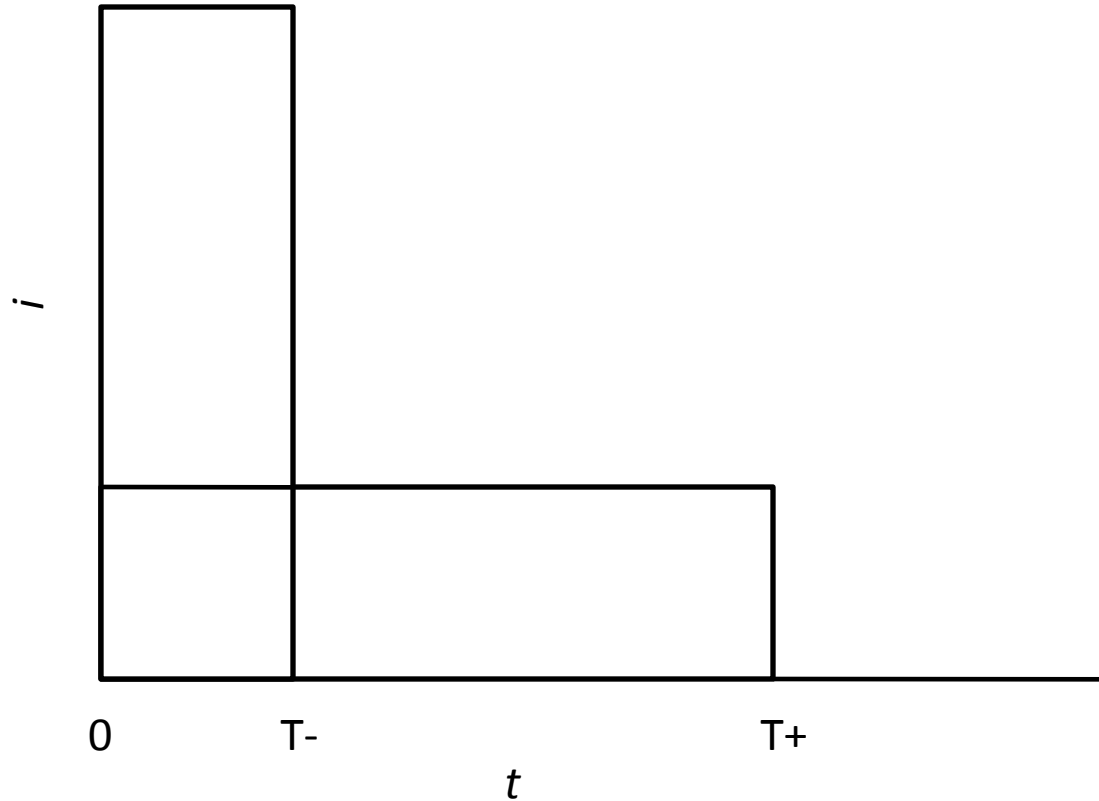
- On obtient le courant à l'anode $i_a = i_- + i_+$ pour un électron se déplaçant à une vitesse u_- vers l'anode et pour un ion se déplaçant à une vitesse u_+ vers la cathode \rightarrow

$$i_- = -e\vec{u}_- \vec{E}_a = e \frac{u_-}{d}$$

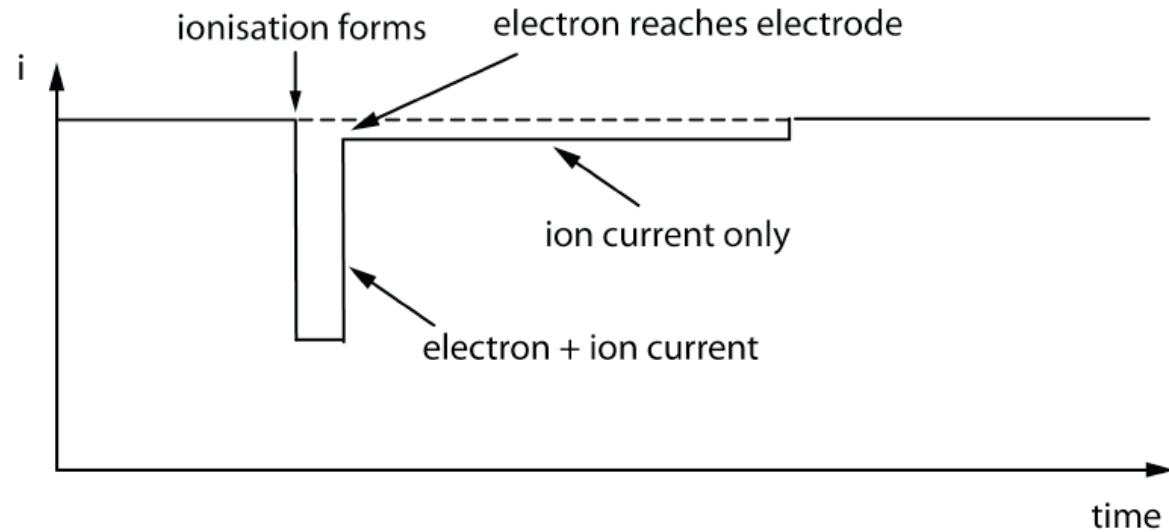
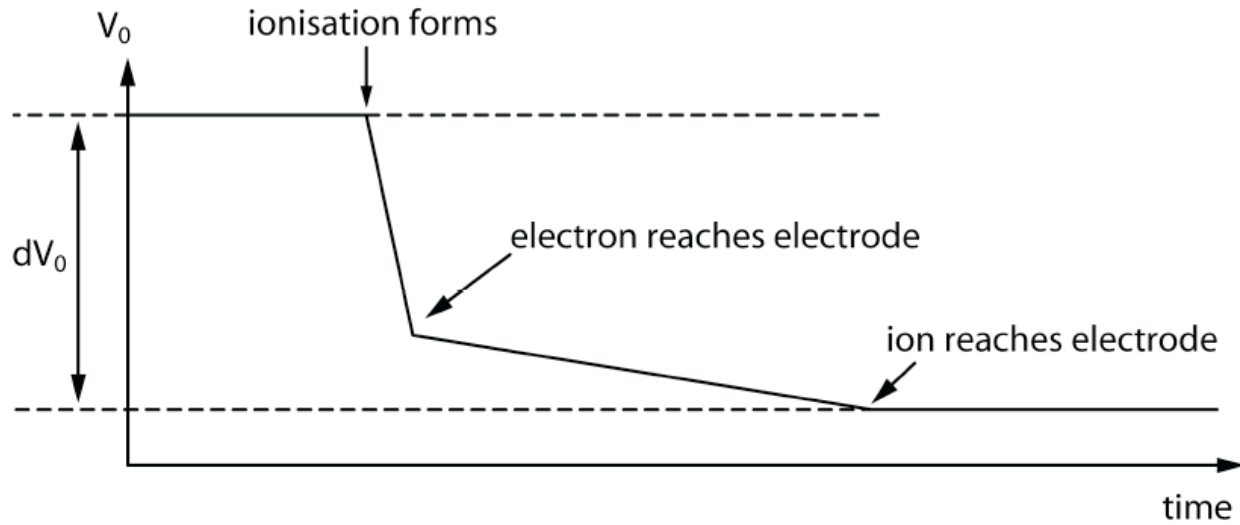
$$i_+ = e\vec{u}_+ \vec{E}_a = e \frac{u_+}{d}$$

- Si la paire est créée au point $x = x_0$ au temps $t = 0 \rightarrow$ apparition d'un courant i_+ qui s'annule au temps $T_+ = x_0/u_+$ quand l'ion est collecté à la cathode et aussi un courant i_- qui s'annule au temps $T_- = (d-x_0)/u_-$ quand l'électron est collecté par l'anode
- On a $T_+ \gg T_-$ à cause de la grande vitesse de dérive de l'électron comparée à celle de l'ion

Impulsion de courant dans une chambre d'ionisation



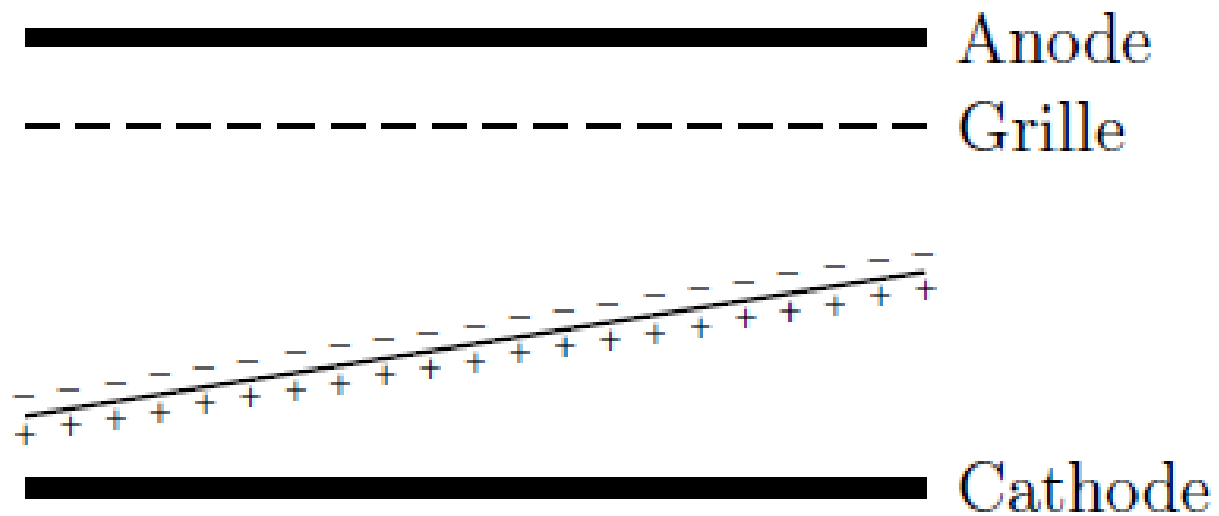
Réponses en courant et en tension



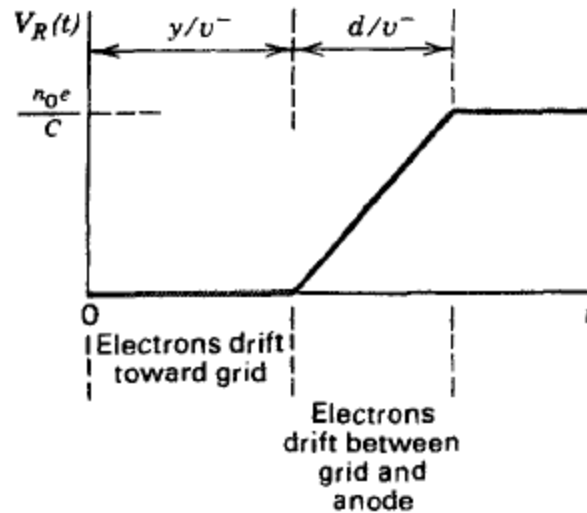
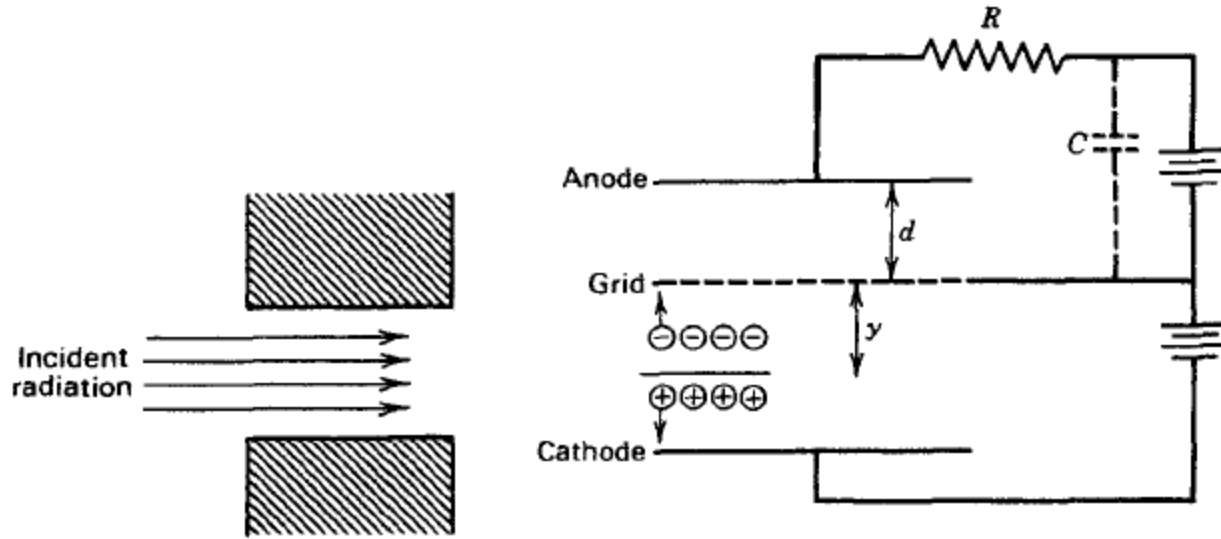
Chambre de Frisch

- Pour supprimer l'influence des ions positifs sur l'anode → solution de Frisch → ajout d'une grille entre l'anode et la cathode
- Cette grille est portée à un potentiel convenable (entre 0 et U_0)
- Elle sert d'écran électrostatique → l'anode n'est influencée que par les charges situées entre l'anode et la grille
- Les particules pénètrent dans la chambre dans l'espace compris entre la cathode et la grille → tant que les électrons et les ions sont dans cet espace → la charge de l'anode ne change pas
- Les ions migrent vers la cathode et n'influencent jamais l'anode et les électrons migrent vers la grille → dès qu'ils la traversent ils provoquent une variation du courant à l'anode
- Il n'y a plus aucune influence des ions puisqu'ils se déplacent uniquement dans l'espace compris entre la grille et la cathode
- La largeur de l'impulsion est donc uniquement déterminée par le temps de collection des électrons (et par la constante de temps du circuit électronique)

Schéma d'une chambre de Frisch



Réponse en tension pour une chambre de Frisch



Résolution en énergie pour chambre d'ionisation

- Pour une chambre d'ionisation → le facteur de Fano vaut typiquement 0.15
- Exemple → particule α d'une énergie de 5.5 MeV complètement stoppée dans un gaz caractérisé par $W = 30$ eV →

$$N_i = \frac{E_{abs}}{W} = \frac{5.5 \times 10^6}{30} = 1.83 \times 10^5 \text{ paires}$$

- On obtient pour la résolution R →

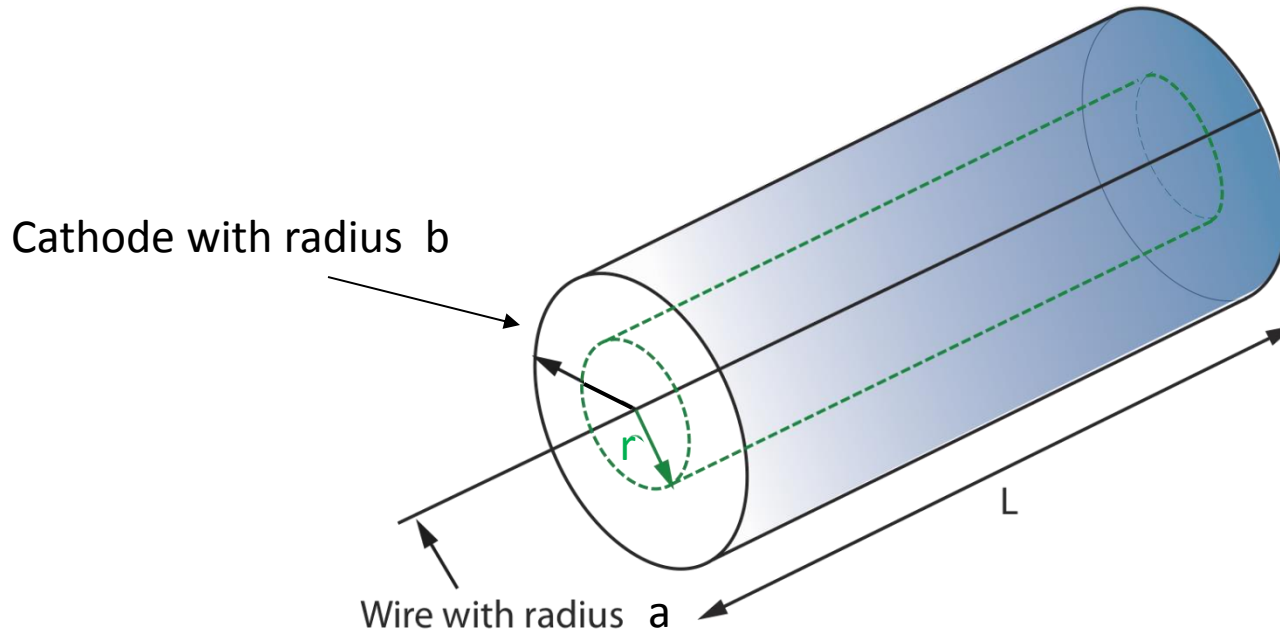
$$R = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N_i}} = 0.213\%$$

- Ce qui correspond à une largeur de $R \times 5500$ keV = 11.7 keV

Compteur proportionnel

- Le signal électrique produit par un seul rayonnement incident est souvent trop petit pour être observé
- Dans un compteur proportionnel → amplification de la charge dans le gaz (processus de multiplication électronique) → signal électrique plus important
- Les compteurs proportionnels sont presque toujours utilisés en mode impulsion
- Les compteurs proportionnels (avec une fenêtre d'entrée mince) peuvent être utilisés pour la détection et la spectrométrie α et pour la détection des e^-
- Deux des applications importantes des compteurs proportionnels sont la détection et la spectrométrie des rayons X de faible énergie ($< 100 \text{ keV}$ → fenêtre d'entrée mince) et la détection de neutrons (voir détecteurs neutrons)

Choix de la géométrie: Cylindre



A partir des équations de Maxwell pour un volume cylindrique imaginaire V de rayon r et de surface S (en vert) avec q la densité de charge à l'intérieur de $V \rightarrow$

$$\int \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \int q dV$$

Champ électrique et potentiel dans le cylindre (1)

- Pas de contribution à l'intégrale de surface des « bouchons » aux extrémités ($E \parallel$ à la surface) \rightarrow

$$E(r)2\pi rL = Q \Rightarrow E(r) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 rL}$$

- Le champ électrique dans le cylindre $\rightarrow E = -\frac{dV}{dr}$

- En intégrant le long d'une ligne radiale entre a et $b \rightarrow$

$$V(b) - V(a) = \int_a^b E(r)dr$$

Champ électrique et potentiel dans le cylindre (2)

- Soient le cylindre extérieure à la masse $\rightarrow V(b) = 0$ et le fil central connecté à une alimentation en tension externe telle que $V(a) = U_0$
 \rightarrow

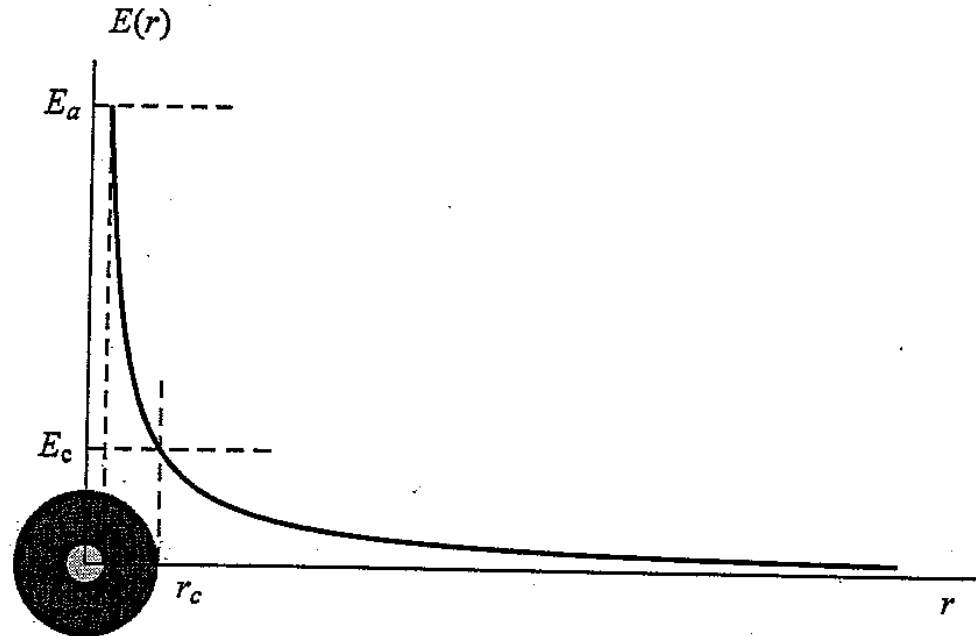
$$U_0 = \int_a^b E(r) dr = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 L} \ln\left(\frac{b}{a}\right)$$

- En éliminant $Q \rightarrow$

$$E(r) = \frac{U_0}{r \ln b/a}$$

- On obtient donc de grandes valeurs de E uniquement à proximité du fil qui constitue l'anode (pour de petites valeurs de r) \rightarrow cette région est la région de multiplication (avec r_c le rayon critique) dans laquelle règne un champ électrique plus grand que E_c (champ électrique critique pour lequel la multiplication devient possible)

Comportement de E dans un compteur proportionnel



Pour $a = 80 \mu\text{m}$, $b = 1 \text{ cm}$ et $U_0 = 2000 \text{ V}$, E à la surface du fil central vaut $\approx 5.18 \times 10^6 \text{ V/m}$ \rightarrow largement suffisant pour la multiplication électronique (typiquement dans les gaz à pression atmosphérique $E_c \approx 10^6 \text{ V/m}$) \rightarrow seulement valable pour la multiplication des électrons \rightarrow pour les ions il faut un champ beaucoup plus élevé à cause de leur masse ($a = qE/M$)

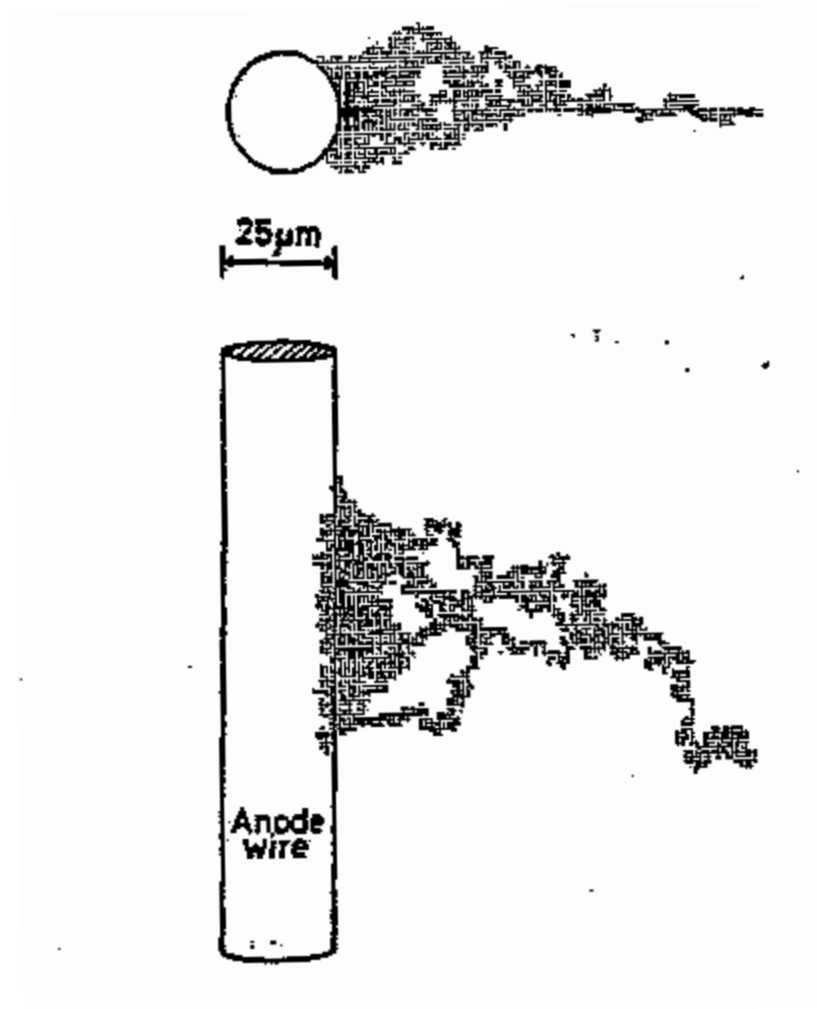
Principe de la multiplication (1)

- Un rayonnement incident produit un certain nombre de paires électron-ion dans le gaz
- À cause de $E \rightarrow$ les e^- et les ions se déplacent vers l'anode et la cathode
- À proximité de l'anode $E \nearrow \rightarrow$ dans la région de multiplication (quelques μm) \rightarrow multiplication de la charge
- Ces « nouveaux » e^- ont suffisamment d'énergie pour ioniser à leur tour d'autres atomes $\rightarrow e^-$ libres additionnels \rightarrow le nombre d' e^- augmente exponentiellement (le nombre d'ions aussi)

Principe de la multiplication (2)

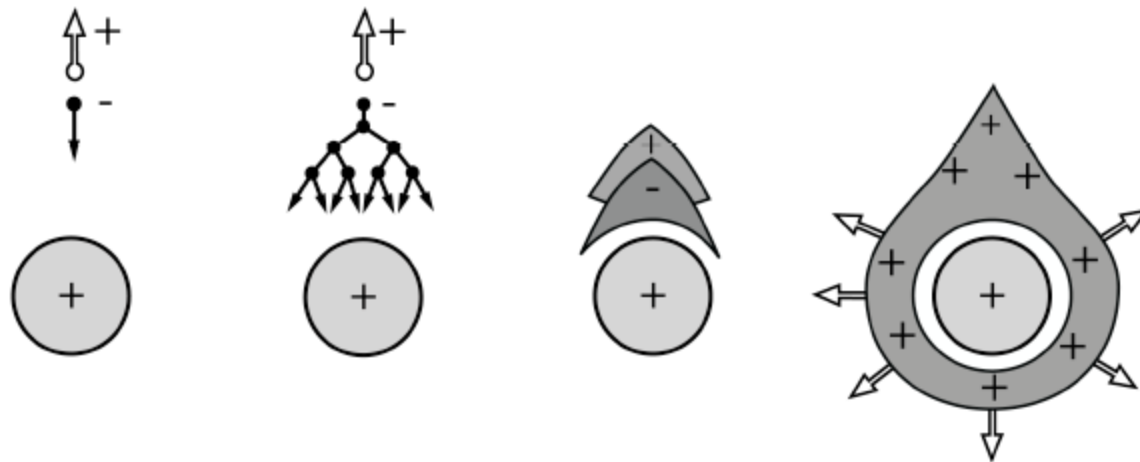
- L'ionisation secondaire se produit **exclusivement** dans la région de multiplication pour tous les e^- primaires $\leftrightarrow r_c$ est très petit (le volume inclus dans $r_c < 0.2$ % du volume total) \rightarrow cette région n'est **jamais** traversée par la particule initiale \rightarrow le gain du compteur est indépendant de la position de la trajectoire du rayonnement initial
- Un nombre égal d' e^- et d'ions positifs sont créés
- L' e^- se déplace beaucoup plus vite que l'ion \rightarrow l' e^- atteint l'anode en ≈ 1 ns et laisse l'ion derrière lui
- L'ion se déplace lentement vers la cathode
- Pas de multiplication de charge pour l'ion car sa masse est beaucoup plus grande \rightarrow la multiplication nécessite un E beaucoup plus grand
- Les ions mettent plusieurs centaines de μs pour atteindre la cathode

Représentation de l'avalanche pour les électrons



Simulation Monte Carlo

Représentation schématique de l'avalanche



À cause de la diffusion \rightarrow les e^- « entourent » le fil lors de l'avalanche

Collecte des charges (1)

- Presque toutes les charges générées dans le compteur ont pour origine la région de multiplication sans considération pour la position de création de la paire initiale
- Le temps nécessaire pour collecter complètement le signal peut être divisé en 2 parties → le temps de dérive t_r (temps nécessaire à l'e⁻ libre pour atteindre la région de multiplication) et le temps de multiplication t_m (temps entre le début de l'avalanche et la collection complète)
- On a la contribution au signal durant $t_r \ll$ que la contribution durant t_m → le temps de dérive ($\approx 1 \mu s$ → dépend de la position de création de la paire initiale) introduit juste un délai avant la mesure de l'impulsion

Collecte des charges (2)

- La quasi-totalité des ions et des e^- sont créés à proximité de l'anode \rightarrow le signal mesuré est principalement dû à la dérive des ions plutôt qu'au mouvement des e^-
- Initialement \rightarrow les ions sont soumis à un champ électrique élevé \rightarrow mouvement rapide (sans multiplication!) \rightarrow impulsion à flanc montant rapide
- Par après \rightarrow \searrow du champ (rayon du tube \nearrow) \rightarrow \searrow de la vitesse \rightarrow l'impulsion \nearrow très lentement \rightarrow en pratique pas observé à cause de la constante de temps finie du circuit électronique relié au détecteur

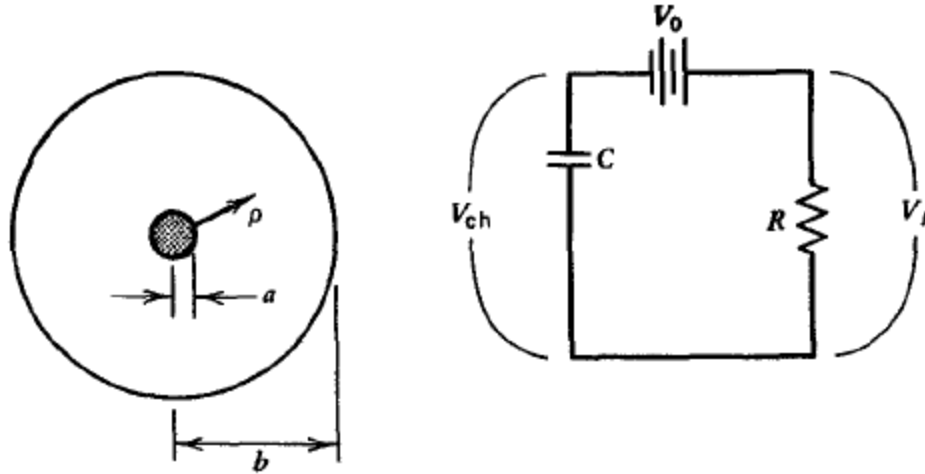
Analyse simplifiée de la collecte des charges (1)

- Considérons un condensateur cylindrique (de rayons interne et externe a et b , respectivement) chargé via une différence de potentiel $U_0 \rightarrow$ condensateur de capacité C
- L'énergie absorbée $d\varepsilon$ par le mouvement d'une charge Q positive le long d'une distance $dr \rightarrow$

$$\frac{d\varepsilon}{dr} = QE(r) = Q \frac{U_0}{r \ln(b/a)}$$

- Supposons que n_0 e^- et ions soient formés dans l'avalanche à une distance ρ de la surface de l'anode (et donc $Q = en_0$)
- Supposons U_{ch} et U_R les tensions (après collecte de la charge) aux bornes de la chambre et de la résistance du circuit de mesure

Analyse simplifiée de la collecte des charges (2)



- L'énergie absorbée durant le mouvement des ions positifs vers la cathode →

$$\begin{aligned}\varepsilon^+ &= \int_{a+\rho}^b \frac{d\varepsilon}{dr} dr = \frac{QU_0}{\ln(b/a)} \int_{a+\rho}^b \frac{dr}{r} \\ &= \frac{QU_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{b}{a+\rho}\end{aligned}$$

Analyse simplifiée de la collecte des charges (3)

- Même calcul pour les $e^- \rightarrow$

$$\begin{aligned}\varepsilon^- &= -\frac{QU_0}{\ln(b/a)} \int_{a+\rho}^a \frac{dr}{r} \\ &= \frac{QU_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{a+\rho}{a}\end{aligned}$$

- L'énergie totale absorbée après collection complète des 2 types de charges \rightarrow

$$\begin{aligned}\Delta\varepsilon &= \varepsilon^+ + \varepsilon^- = \frac{QU_0}{\ln(b/a)} \ln \left(\frac{b}{a+\rho} \frac{a+\rho}{a} \right) \\ &= QU_0\end{aligned}$$

Analyse simplifiée de la collecte des charges (4)

- Par conservation de l'énergie \rightarrow l'énergie restant dans le condensateur = l'énergie initiale $-\Delta\varepsilon \rightarrow$

$$\frac{CU_{ch}^2}{2} = \frac{CU_0^2}{2} - \Delta\varepsilon$$

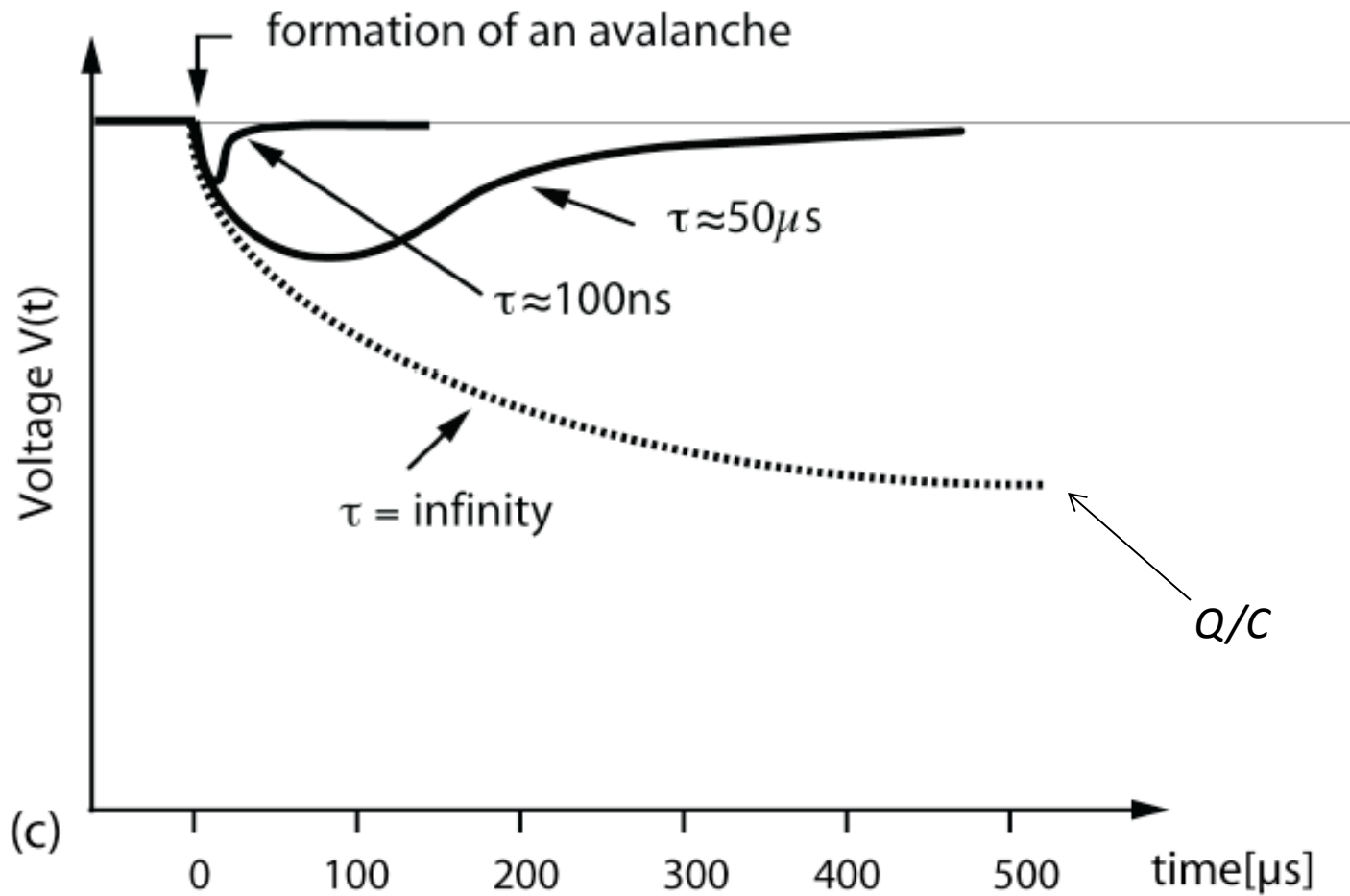
$$\frac{C}{2}(U_{ch} - U_0)(U_{ch} + U_0) = -\Delta\varepsilon$$

- En supposant $\Delta\varepsilon$ petit $\rightarrow U_{ch} + U_0 = 2U_0$ et $U_R = U_0 - U_{ch} \rightarrow$

$$U_R = \frac{\Delta\varepsilon}{CU_0} = \frac{QU_0}{CU_0} = \frac{Q}{C}$$

- U_R est l'amplitude maximale mesurée \rightarrow seulement si RC est grand par rapport au temps de collection des ions \rightarrow en pratique cette condition n'est jamais respectée \rightarrow le maximum dépendra de RC

Forme de l'impulsion



Signal de l'ion \leftrightarrow signal de l'électron

- Le rapport des énergies absorbées durant le mouvement des électrons négatifs et des ions positifs (ou de manière équivalente le rapport des amplitudes maximales du signal dû aux e^- et aux ions) \rightarrow

$$\frac{\varepsilon^-}{\varepsilon^+} = \frac{\ln [(a + \rho)/a]}{\ln [b/(a + \rho)]}$$

- Pour $a = 25 \mu\text{m}$, $b = 1 \text{ cm}$ et $\rho = 3 \mu\text{m} \rightarrow$

$$\frac{\varepsilon^-}{\varepsilon^+} = 0.019$$

- Pour cet exemple \rightarrow moins de 2% du signal résulte du mouvement des $e^- \rightarrow$ on néglige la contribution des e^- au signal

Temps de multiplication pour les ions (1)

- La vitesse de dérive de l'ion est donnée par \rightarrow

$$u^+(r) = \mu E(r) = \mu \frac{U_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}$$

- La position des ions s'obtient par \rightarrow

$$\int_a^{r(t)} \frac{dr'}{u^+(r')} = \int_0^t dt' \Rightarrow r(t) = \left(2\mu \frac{U_0}{\ln(b/a)} t + a^2 \right)^{1/2}$$

- Le temps de multiplication t_m est donné par $r(t) = b \rightarrow$

$$t_m = \frac{(b^2 - a^2) \ln(b/a)}{2\mu U_0}$$

Temps de multiplication pour les ions (2)

- Ce temps peut être très long \rightarrow quelques centaines de μs
- Cependant une large fraction du signal se développe durant la première partie de la dérive des ions
- L'énergie absorbée durant le mouvement des ions en fonction du temps \rightarrow

$$\varepsilon^+(t) = \frac{QU_0}{\ln(b/a)} \int_a^{r(t)} \frac{dr'}{r'} = \frac{QU_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{r(t)}{a}$$

- En utilisant l'expression de $r(t)$ et $U_R(t) = \varepsilon^+(t)/CU_0 \rightarrow$

$$U_R(t) = \frac{Q}{C \ln(b/a)} \ln \left(\frac{2\mu U_0}{a^2 \ln(b/a)} t + 1 \right)^{1/2}$$

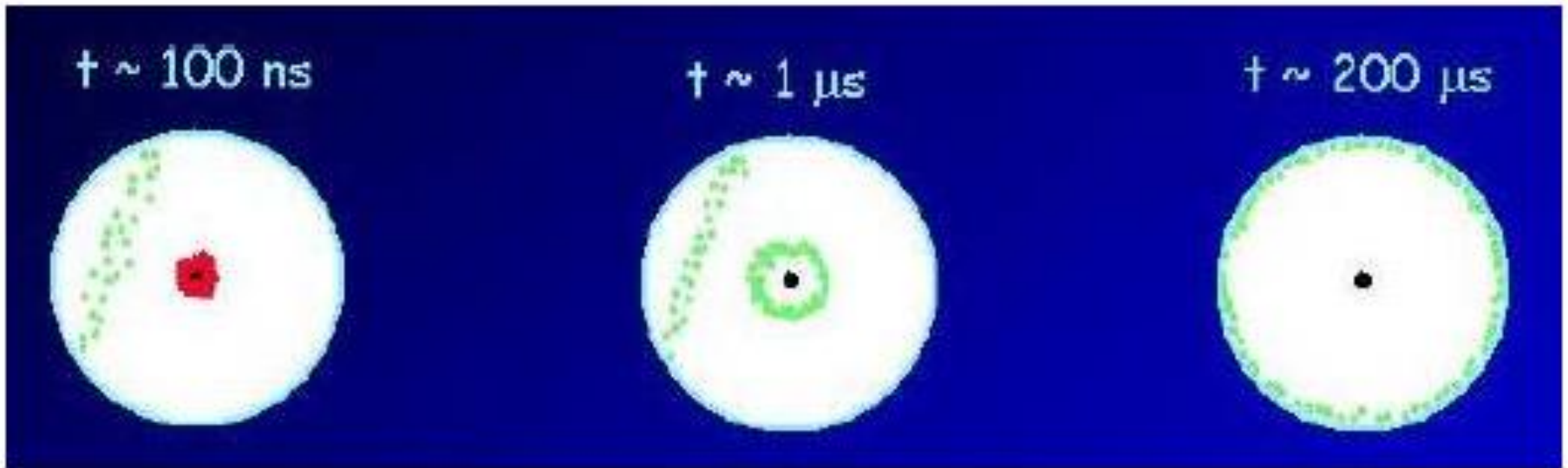
Temps de multiplication pour les ions (3)

- L'impulsion atteindra donc la moitié de son amplitude maximale pour un temps \rightarrow

$$t_{1/2} = \frac{a}{a+b} t_m$$

- Avec les données précédentes $\rightarrow t_{1/2}/t_m = 0.25\% \rightarrow$ augmentation rapide de l'impulsion et ensuite croissance plus lente
- Lors de la mise en forme du signal \rightarrow la composante lente ne contribuera plus à l'amplitude du signal
- Attention \rightarrow le temps de dérive t_r introduit une dispersion temporelle \rightarrow détérioration de la résolution

Collection des charges: Illustration



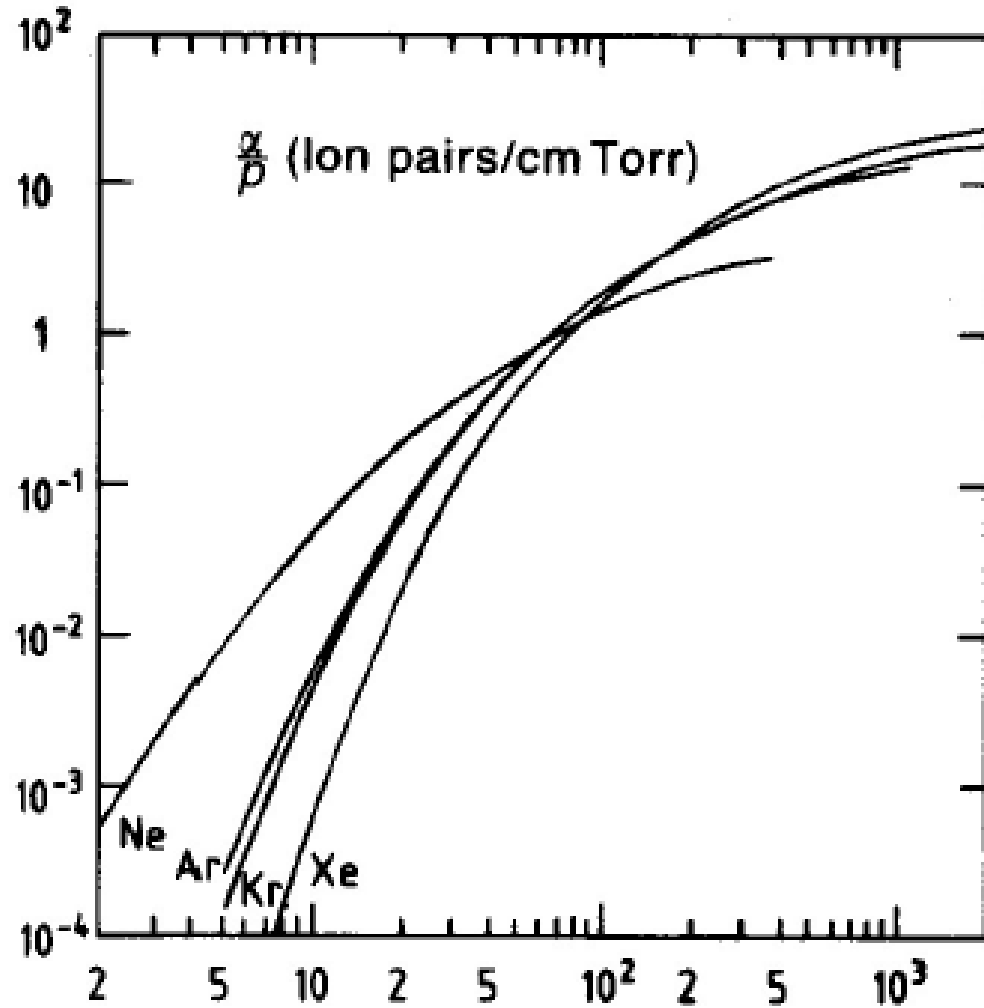
Équation de Townsend

- La probabilité pour un e^- de créer un e^- additionnel le long d'une distance dx est αdx (α est le premier coefficient de Townsend)
- Le processus de multiplication est régi par l'équation de Townsend
→ variation relative du nombre d'électrons $n(x)$ par unité de longueur parcourue →

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad \text{avec} \quad \alpha = 0 \quad \text{pour} \quad E < E_c$$

- α dépend des sections efficaces d'excitation et d'ionisation de l' e^- dans le gaz (et donc du gaz), du champ électrique (et donc de x) car celui-ci détermine l'énergie acquise par les électrons et de la densité ρ du gaz (et donc de la pression p)

Premier coefficient de Townsend



1 Torr = 1 mmHg

E/p (V/cm Torr)

Expression mathématique du coefficient de multiplication (1)

- Pour $E > E_c \rightarrow$ le nombre d'e⁻ croît exponentiellement avec la distance parcourue \rightarrow

$$n(x) = n(0) \exp(\alpha x) \quad \text{pour } E > E_c$$

- On définit le coefficient de multiplication du compteur (appelé aussi gain du compteur) par $M = n(x)/n(0) \rightarrow$

$$\text{pour } a < x < r_c \Rightarrow \ln M = \int_a^{r_c} \alpha(x) dx = \int_{E_a}^{E_c} \frac{\alpha(E)}{(dE/dx)} dE$$

- Il n'existe pas d'expression fondamentale pour $\alpha(E) \rightarrow$ mais pour E pas trop grand $\rightarrow \alpha(E) = \beta E$

Expression mathématique du coefficient de multiplication (2)

- Par intégration →

$$\begin{aligned}\ln M &= \beta \frac{U_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{E(a)}{E_c} = \beta \frac{U_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{r_c}{a} \\ &= \beta \frac{U_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{U_0}{E_c a \ln(b/a)}\end{aligned}$$

- On peut calculer M d'une autre manière → la différence de potentiel entre l'anode ($r = a$) et le rayon critique ($r = r_c$) vaut →

$$V(a) - V(r_c) = \frac{U_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{r_c}{a}$$

Expression mathématique du coefficient de multiplication (3)

- Si $e\Delta V$ est l'énergie moyenne nécessaire pour produire un électron supplémentaire \rightarrow le nombre Z de générations d'électrons vaut \rightarrow

$$Z = \frac{V(a) - V(r_c)}{\Delta V}$$

- Et le gain vaut \rightarrow

$$M = 2^Z \Rightarrow \ln M = \ln 2Z = \frac{\ln 2}{\Delta V} \frac{U_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{r_c}{a}$$

- En supposant $E_c \propto \rho \rightarrow E_c(\rho) = E_c(\rho_0)\rho/\rho_0$ (avec ρ_0 la densité du gaz pour des conditions normales de pression et de température $\rightarrow T = 0^\circ$ et $p = 1$ atm) \rightarrow on obtient l'expression de Diethorn pour M

Expression de Diethorn

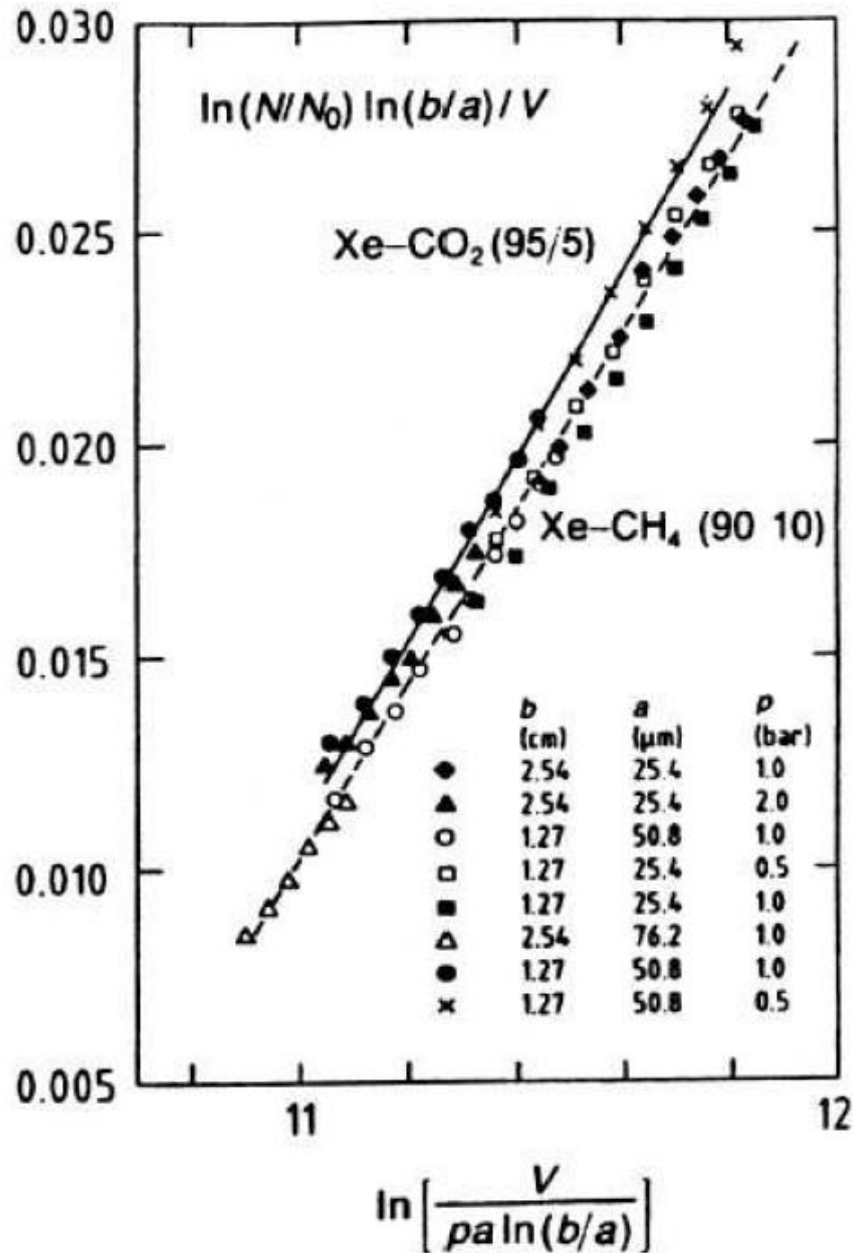
$$\ln M = \frac{\ln 2}{\Delta V} \frac{U_0}{\ln b/a} \ln \frac{\rho_0 U_0}{\rho E_c(\rho_0) a \ln b/a}$$

- Les paramètres ΔV et $E_c(\rho_0)$ sont obtenus par comparaison avec les données expérimentales
- Sans les connaître on en déduit que \rightarrow

$$\frac{\ln b/a}{U_0} \ln M \propto \ln \frac{\rho_0 U_0}{\rho E_c(\rho_0) a \ln b/a}$$

\rightarrow graphique de Diethorn

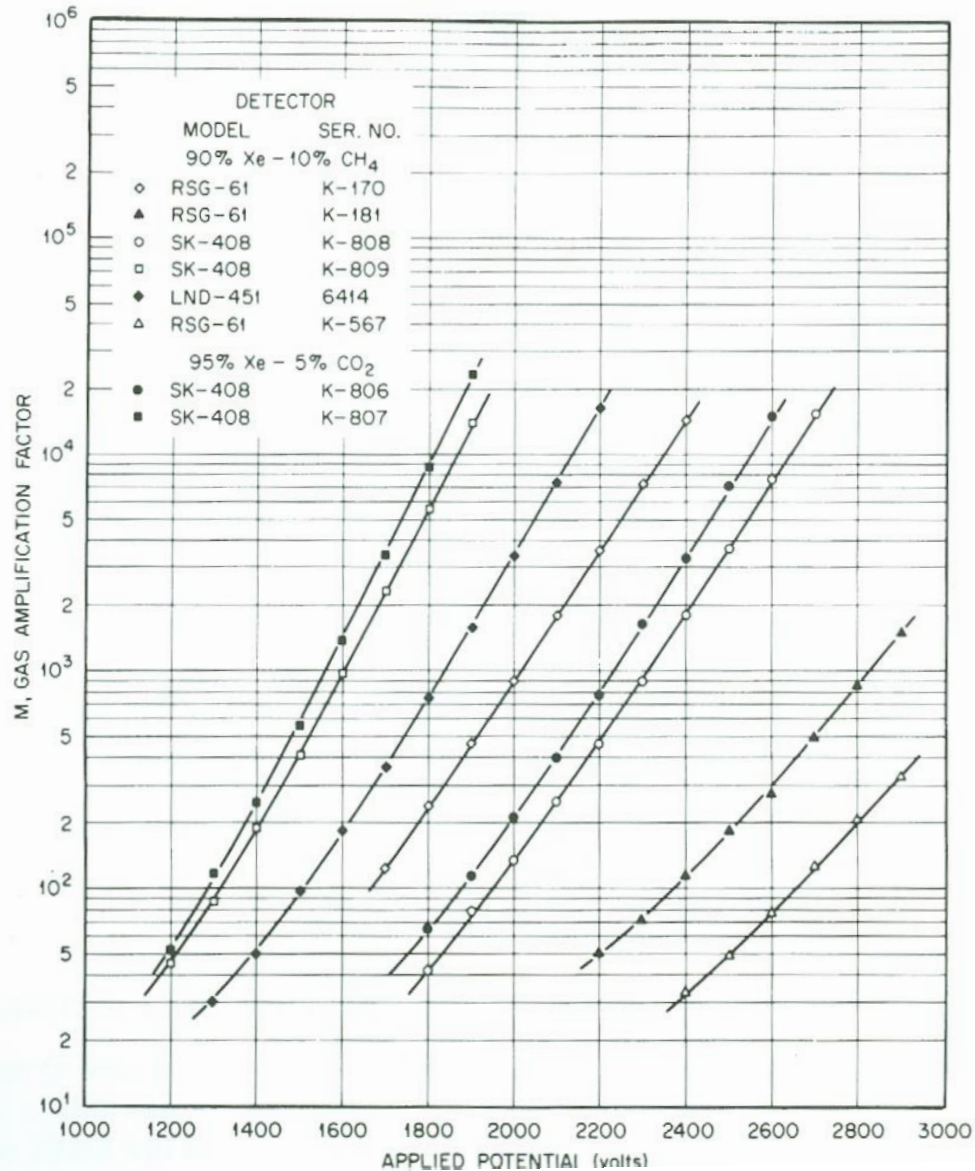
Graphique de Diethorn



Paramètres de Diethorn

| Gas | $E_c(\rho_0)$ (kV/cm) | ΔV (V) |
|-------------------------------------------------------------------|-----------------------|----------------|
| Ar (90%) + CH ₄ (10%) | 48 | 23.6 |
| Ar (95%) + CH ₄ (5%) | 45 | 21.8 |
| He (96%) + (CH ₃) ₂ CHCH ₃ (4%) | 148 | 27.6 |
| Xe (90%) + CH ₄ (10%) | 36.2 | 33.9 |
| Xe (95%) + CO ₂ (5%) | 36.6 | 31.4 |
| CH ₄ | 69 | 36.5 |
| C ₃ H ₆ | 100 | 29.5 |

Coefficients de multiplication pour certains gaz



M varie typiquement
entre 10^2 et 10^4

Choix du gaz (1)

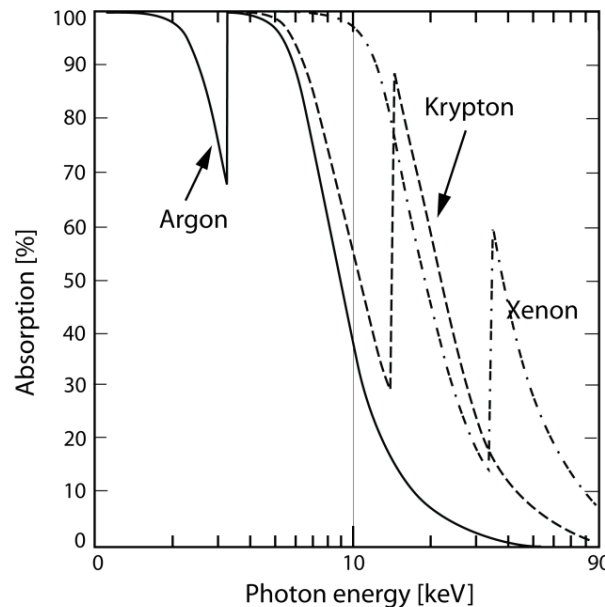
- Le gaz ne peut en aucun cas contenir un composant électronégatif (sauf cas particuliers) \leftrightarrow les molécules électronégatives tendent à former des ions négatifs \rightarrow pas de multiplication de charge pour les champs électriques généralement utilisés
- Comme l'oxygène est électronégatif \rightarrow **pas** d'air
- Les gaz nobles constituent un bon choix \rightarrow pas électronégatifs, facilement purifiés et atomes isolés \rightarrow pas d'états de rotation ou de vibration qui pourraient absorber de l'énergie \rightarrow l'avalanche se produit pour des tensions plus faibles que pour les autres gaz
- L'argon est bon marché \rightarrow choix fréquent

Choix du gaz (2)

- Cependant → un gaz noble pur présente plusieurs problèmes →
 1. À côté des ionisations → excitations → désexcitation par émission de photons (UV la plupart du temps) → même si le gaz est « presque » transparent aux UV → possibilité d'absorption de l'UV et émission d'un e^- → reprise de l'avalanche
 2. La recombinaison e^- /ion induit aussi des UV → même phénomène
 3. L'énergie moyenne d'excitation des gaz nobles est élevée (ex: 11.6 eV pour Ar) → photon de désexcitation d'énergie plus élevée que le seuil d'ionisation de tous les métaux qui peuvent composer les parois (ex: $I(\text{Cu}) = 7.7 \text{ eV}$) → l'UV peut extraire un e^- de la cathode → reprise de l'avalanche
 4. Les Ar^+ arrivant à la cathode vont se neutraliser par extraction d'un e^- de la cathode → l'énergie dissipée peut amener à l'extraction d'un e^- additionnel de la cathode → avalanche supplémentaire (probabilité faible, presque négligeable)
- Solution: ajouter (typiquement 10%) un gaz de « quenching » (coupure) → gaz polyatomique: isobutane (C_4H_{10}), méthane (CH_4),... qui possèdent de nombreux degrés de liberté de rotation et de vibration pour dissiper de l'énergie →
 1. Absorption des photons UV
 2. Transfert de charge $\text{Ar}^+ + \text{gaz} \rightarrow \text{Ar} + \text{gaz}^+$

Choix du gaz (3)

- Pour la spectrométrie de rayons X \rightarrow Ar n'est pas le meilleur choix \rightarrow la probabilité d'interactions de photons dans l'Ar \searrow fortement pour des $E > 20$ keV \rightarrow taille de détecteur trop importante
- Avec du Kr et du Xe \rightarrow efficacité de détection et taille raisonnables jusqu'à 100 keV



Absorption de rayons X dans 5 cm de gaz à pression atmosphérique

Effet de charges d'espace

- Si le nombre d'ions créés est trop important (pour un champ électrique trop important par exemple) → la charge d'espace qu'ils représentent peut perturber le champ électrique
- Dans un premier temps → \searrow de la résolution
- Dans un deuxième temps → perte de proportionnalité → pas d'utilisation du détecteur proportionnel pour des tensions appliquées trop élevées

Résolution du détecteur (1)

- Considérons Q la charge collectée par le compteur proportionnel (en l'absence d'effets non linéaires), N_i le nombre de paires e^- /ion et M le facteur de multiplication tel que (en l'absence de recombinaison) \rightarrow

$$\langle Q \rangle = e \langle N_i \rangle \langle M \rangle$$

- En supposant N_i et M indépendants \rightarrow la variance sur Q est donnée par \rightarrow

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_i}}{N_i} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2$$

Résolution du détecteur (2)

- Généralement on considère plutôt la variance sur le facteur de multiplication A pour *un seul électron* initialement créé →

$$M = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} A_i \equiv \bar{A}$$

- les avalanches pour chaque électron étant indépendantes →

$$\sigma_M^2 = \left(\frac{1}{N_i} \right)^2 \sum_{i=1}^{N_i} \sigma_A^2 = \frac{1}{N_i} \sigma_A^2$$

- La variance sur Q devient →

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_i}}{N_i} \right)^2 + \frac{1}{N_i} \left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2$$

Résolution du détecteur (3)

a. Variations sur $N_i \rightarrow$ introduction du facteur de Fano $F \rightarrow$

$$\sigma_{N_i}^2 = FN_i$$
$$\left(\frac{\sigma_{N_i}}{N_i}\right)^2 = \frac{F}{N_i}$$

en fonction du mélange de gaz $\rightarrow 0.05 < F < 0.20$

b. Variations sur $A \rightarrow \neq$ modèles ont été considérés \rightarrow

- Distribution de Furry \rightarrow

$$P(A) = \frac{(1 - 1/\bar{A})^{A-1}}{\bar{A}}$$

- Distribution de Furry pour les grandes valeurs de $\bar{A} \rightarrow$

$$P(A) = \frac{e^{-A/\bar{A}}}{\bar{A}}$$

Résolution du détecteur (4)

et dans ce cas \rightarrow

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 = 1$$

cependant \rightarrow expérimentalement on s'écarte de 1 \rightarrow problème

– Distribution de Polya \rightarrow

$$P(A) = \left[\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}}\right]^\theta \exp\left[\frac{-A(1+\theta)}{\bar{A}}\right]$$

avec θ un paramètre tel que $0 < \theta < 1$

et dans ce cas \rightarrow

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 = \frac{1}{\bar{A}} + b \simeq b$$

pour les grandes valeurs de \bar{A} (on a posé $b = 1/(1+\theta)$ qui prend une valeur telle que $0.4 < b < 0.7$)

Résolution du détecteur (5)

c. Variations sur $Q \rightarrow$

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{F}{N_i} + \frac{b}{N_i}$$
$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{N_i}(F + b)$$

et la fluctuation sur l'avalanche domine

Cette équation se note aussi en considérant $N_i = E/W \rightarrow$

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \left[\frac{W(F + b)}{E} \right]^{1/2}$$

Exemples de résolution

Table 6.2 Resolution-Related Constants for Proportional Gases

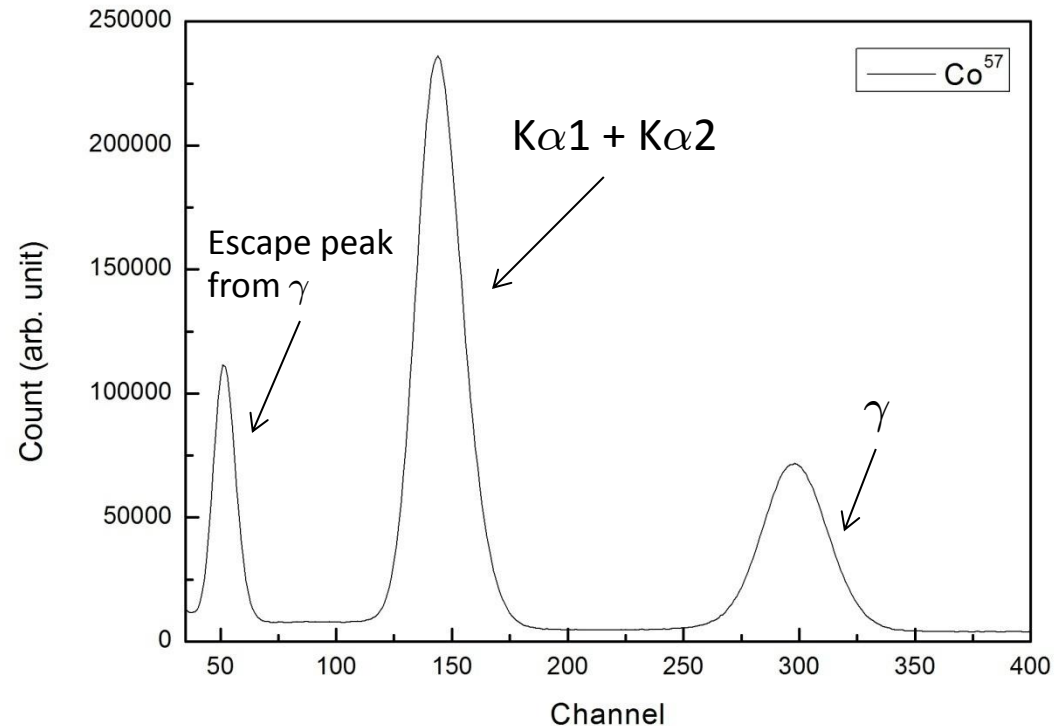
| Gas | W (eV/ion pair) | Fano Factor F | | Multiplication Variance b | Energy Resolution at 5.9 keV | |
|-----------------------------------------|----------------------|-------------------------|-------------|--------------------------------|------------------------------|----------|
| | | Calculated ^a | Measured | | Calculated ^b | Measured |
| Ne | 36.2 | 0.17 | | 0.45 | 14.5% | |
| Ar | 26.2 | 0.17 | | 0.50 | 12.8% | |
| Xe | 21.5 | | ≤ 0.17 | | | |
| Ne + 0.5% Ar | 25.3 | 0.05 | | 0.38 | 10.1% | 11.6% |
| Ar + 0.5% C ₂ H ₂ | 20.3 | 0.075 | ≤ 0.09 | 0.43 | 9.8% | 12.2% |
| Ar + 0.8% CH ₄ | 26.0 | 0.17 | ≤ 0.19 | | | |
| Ar + 10% CH ₄ | 26 ^c | | | 0.50 | 12.8% | 13.2% |

avec $W = 35$ eV/paire

Application du compteur proportionnel: Spectrométrie de rayons X

⁵⁷Co

| Energie (keV) | Intensité | Type |
|---------------|-----------|--------------|
| 0.615 | 0.068 | L1 |
| 0.628 | 0.046 | L η |
| 0.705 | 0.062 | L α 2 |
| 0.705 | 0.56 | L α 1 |
| 0.708 | 0.0038 | L β 6 |
| 0.717 | 0.42 | L β 1 |
| 0.792 | 0.022 | L β 4 |
| 0.792 | 0.034 | L β 3 |
| 6.266 | 1.69E-05 | K α 3 |
| 6.391 | 16.4 | K α 2 |
| 6.404 | 32.6 | K α 1 |
| 7.058 | 3.88 | K β 1 |
| 7.058 | 1.99 | K β 3 |
| 7.108 | 0.00206 | K β 5 |
| 7.112 | 2.20E-07 | K β 4 |
| 14.413 | 9.16 | γ |



Mesure de rayons X du ⁵⁷Co grâce à un compteur proportionnel LND 45427 (97% krypton- 3% CO₂)
Résolution typique d'environ 16-20 %

Pic d'échappement

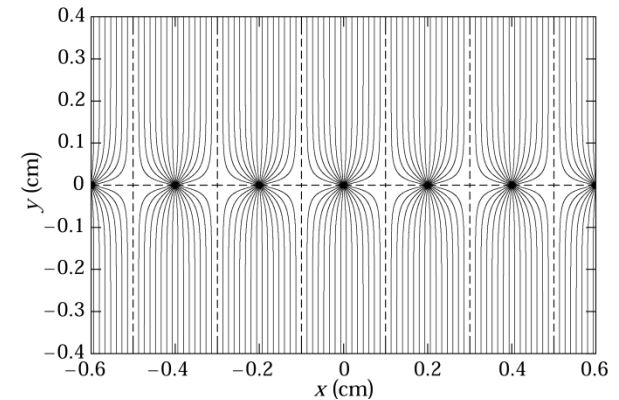
- À la suite de l'effet photoélectrique \rightarrow si RX initial tel $E_{RX} > B_K \rightarrow$ émission d'un électron de la couche K \rightarrow réarrangement électronique émission d'un rayon X d'énergie $B_K - B_L$ qui peut s'échapper
- Si échappement \rightarrow pic d'échappement en $E_{RX} - (B_K - B_L)$
- Si détecté \rightarrow pic d'absorption totale
- si RX initial tel $B_L < E_{RX} < B_K \rightarrow$ émission d'un électron de la couche L \rightarrow réarrangement électronique émission d'un rayon X d'énergie $B_L - B_M$ qui ne peut pas s'échapper (énergie trop faible)
- Les énergies des RX d'échappement sont de 2.9, 12.4 et 29.2 keV pour l'Ar, le Kr et le Xe respectivement

Exemples de compteur proportionnel pour la spectrométrie de rayons X



Cylindrical Side Window Proportional Counters de LND

Compteur proportionnel multi-fils pour la détection de traces

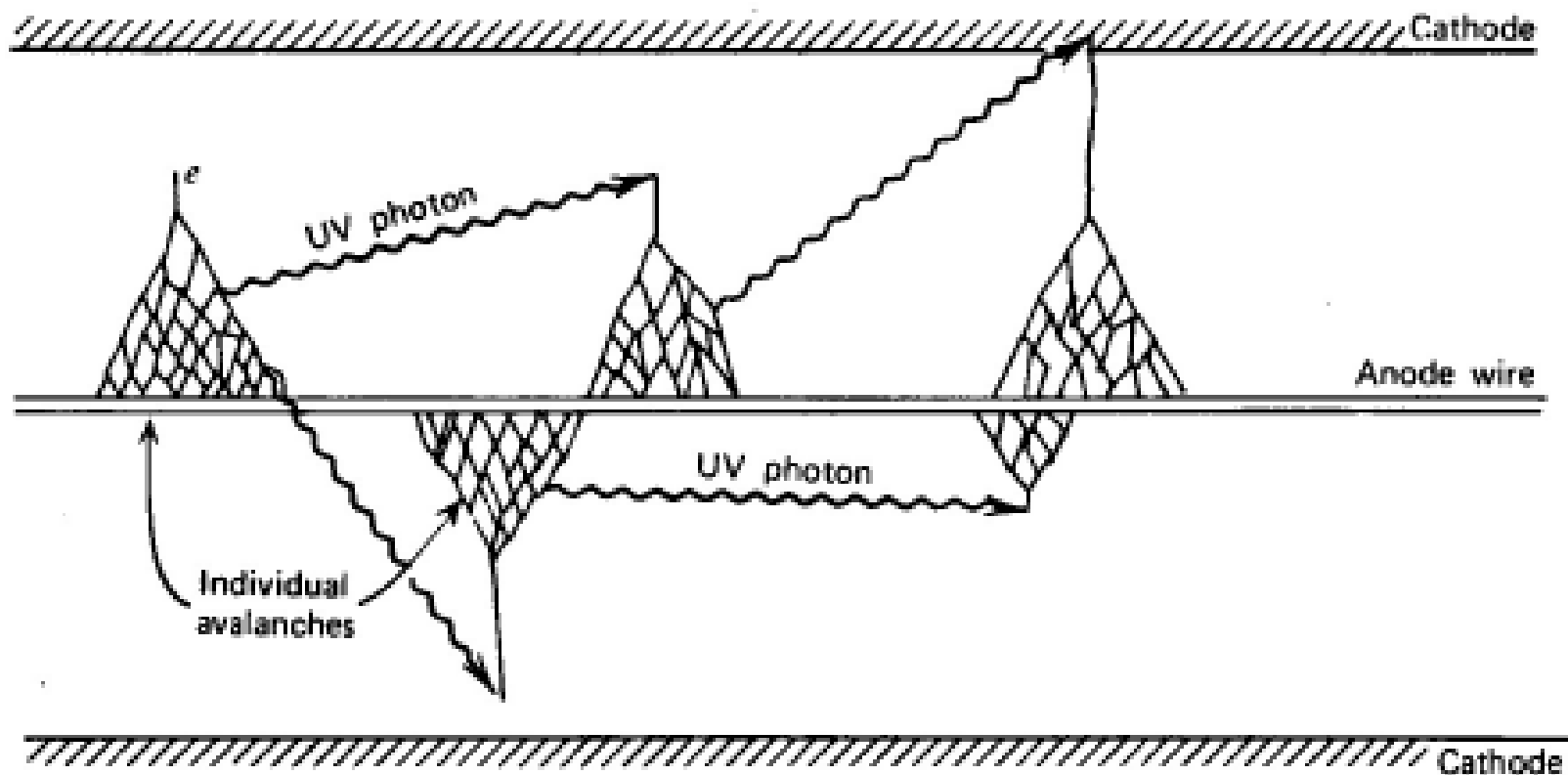


- 2 cathodes planes avec une série de fils d'anodes entres les plans cathodiques
- Le champ électrique proche d'un fil d'anode est similaire à celui d'un compteur proportionnel unique → chaque anode individuelle a le comportement d'un compteur proportionnel
- Cette géométrie permet d'avoir des informations sur la trajectoire des particules incidentes → utilisé pour la détermination des traces des particules chargées

Compteur Geiger-Müller (GM)

- Détecteur développé en 1928 par Geiger et Müller → toujours utilisé à cause de sa simplicité, de son faible coût et de sa facilité de fonctionnement
- Pour un GM → U_0 élevé → coefficient de multiplication M élevé (de l'ordre de $10^6 - 10^8$) → probabilité d'excitation des molécules du gaz élevée → probabilité de désexcitation par émission de photons UV élevée → probabilité d'absorption d'un UV par effet photoélectrique élevée → émission d'un e^-
- Chaque avalanche en déclenche au moins une autre → réaction en chaîne
- La décharge est donc maintenue par les rayonnements UV

Mécanisme d'avalanche dans un GM



Arrêt de la décharge

- L'arrêt de la décharge a pour origine les ions positifs créés durant l'avalanche
- Les ions ont une faible mobilité \rightarrow essentiellement au repos durant le temps nécessaire à la collecte des e^-
- Quand la concentration des ions positifs devient suffisamment élevée \rightarrow réduction du champ électrique au voisinage de l'anode à une valeur $< E_c \rightarrow$ l'avalanche s'arrête
- Pour une tension U_0 donnée \rightarrow la décharge stoppe toujours après le développement de la même valeur de charge totale \leftrightarrow indépendance par rapport au nombre de paires d'ions créées par le rayonnement initial
- Le compteur Geiger est uniquement un compteur de particules

Gaz de quenching (1)

- Après la décharge → les ions positifs arrivent lentement à la cathode
- Ils se neutralisent en se recombinant avec un e^- de la cathode → une énergie égale à l'énergie d'ionisation du gaz moins l'énergie nécessaire pour arracher un e^- de la cathode (travail d'extraction - « work function » - de la cathode) est libérée
- Si cette énergie est plus grande que le travail d'extraction de la cathode → un autre e^- de la cathode peut être éjecté (probabilité faible)
- Le nombre d'ions est extrêmement élevé → même si la probabilité est faible → au moins un e^- est éjecté → nouvelle décharge complète
- Le cycle se répète indéfiniment
- Phénomène plus « grave » que pour un compteur proportionnel pour lequel le nombre d'ions est bcp faible → faible probabilité d'avalanche secondaire (et même si elle se produit → impulsion largement moins intense que l'impulsion initiale)

Gaz de quenching (2)

- On ajoute un gaz de quenching (caractérisé par un potentiel d'ionisation plus faible et une structure moléculaire plus complexe que le gaz primaire: 5-10% d'alcool éthylique par exemple)
- Les ions positifs (gaz primaire) subiront des collisions avec les molécules du gaz de quenching → à cause de la différence du potentiel d'ionisation → transfert de la charge positive à la molécule du gaz de quenching → les ions primaires sont neutralisés
- Les ions positifs du gaz de quenching migrent vers la cathode
- À la cathode → neutralisation → l'énergie excédentaire va prioritairement induire la dissociation de la molécules → pas d'e⁻ libéré → pas d'avalanche additionnelle
- Dissociation des molécule du gaz de quenching → temps de vie limité du compteur ($\sim 10^{10}$ décharges)

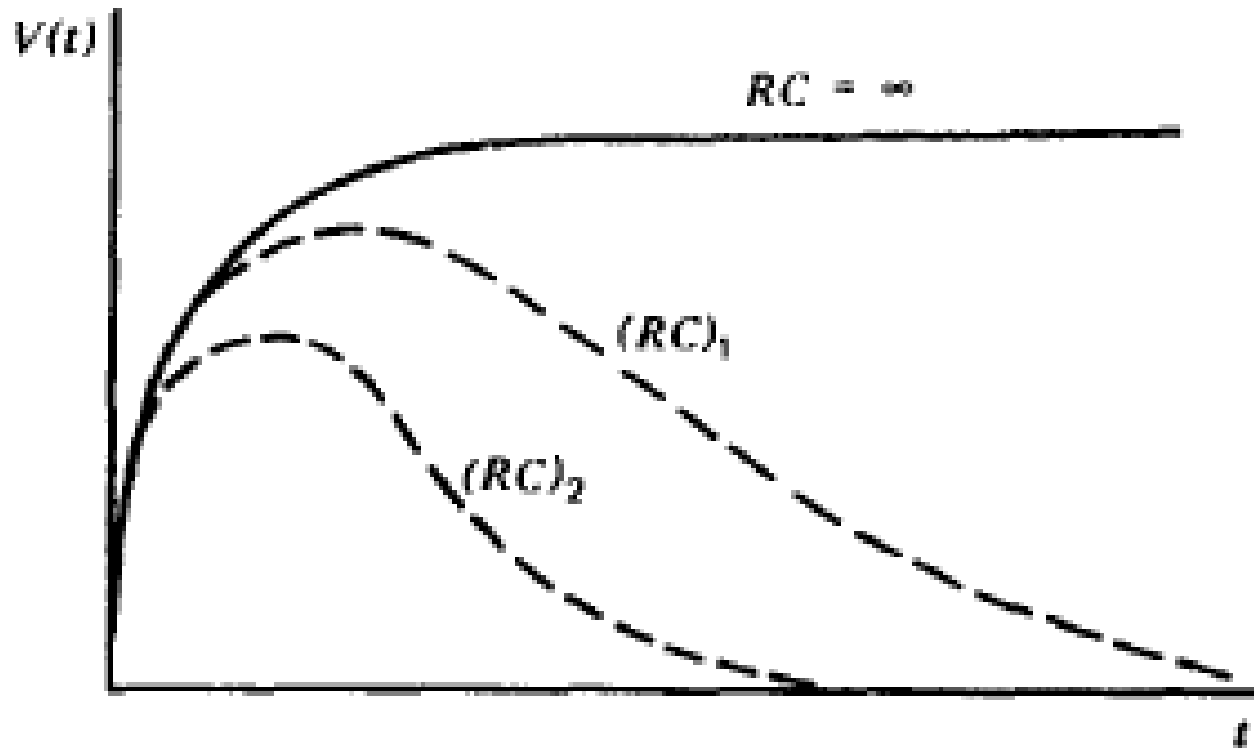
Gaz de quenching (3)

- Pour éviter le problème de temps de vie limité → utilisation de Cl_2 ou de Br_2
- Même principe de dissociation de la molécule mais recombinaison spontanée après un certain temps → en principe temps de vie infini
- Cependant d'autres mécanismes limitent le temps de vie du GM (ex: modification de la surface de l'anode par dépôt ionique)

Collection des charges

- Même principe que pour un compteur proportionnel mais un petit peu plus complexe
- Les avalanches se forment tout le long de l'anode
- Le mécanisme est rendu plus complexe à cause de la modification du champ électrique due aux charges d'espace
- Le temps de collecte des e^- est un peu plus long que pour une avalanche unique mais reste très court par rapport au temps de collecte des ions
- Le temps de collecte des ions est long \rightarrow le maximum dépendra de la constante de temps RC du circuit

Forme de l'impulsion

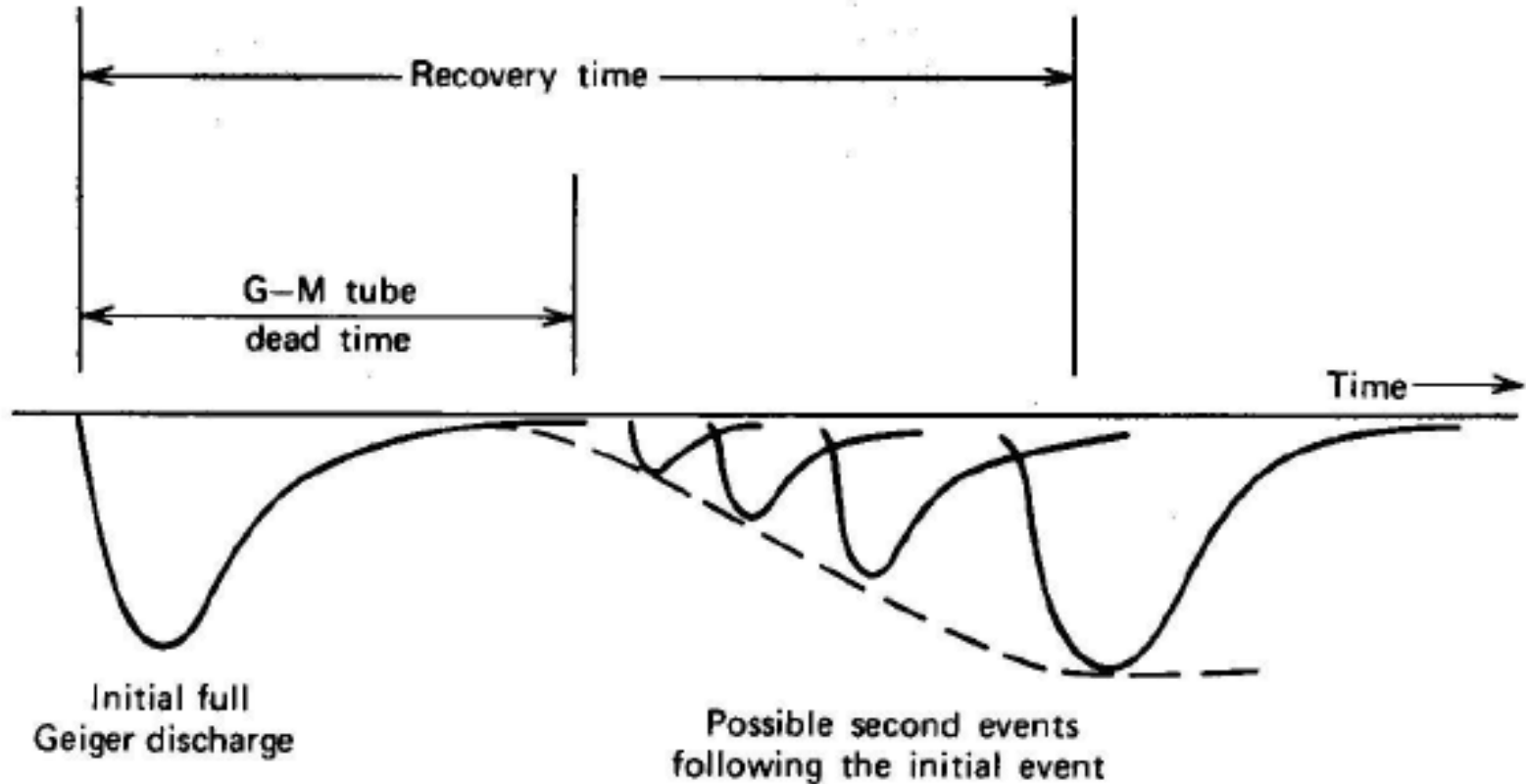


$$(RC)_2 < (RC)_1 < RC = \infty$$

Temps mort et temps de restitution

- L'accumulation d'une charge d'espace positive qui est à la base de l'arrêt de la décharge ne permet pas de générer une nouvelle décharge avant que cette charge d'espace ne soit au moins partiellement éliminée
- Si une particule ionisante a déclenché une décharge → la particule suivante ne déclenchera une nouvelle décharge que si elle arrive après un certain temps (temps mort $\sim 200 \mu s$)
- La migration de la charge positive vers la cathode permet au champ électrique à proximité de l'anode de dépasser à nouveau la valeur critique → une nouvelle décharge peut alors se produire mais avec une amplitude du signal plus petite car le champ électrique est plus faible
- L'impulsion n'atteint sa valeur « normale » que si la nouvelle décharge se produit après un temps appelé temps de restitution ~ 1 ms

Illustration du temps mort et du temps de restitution



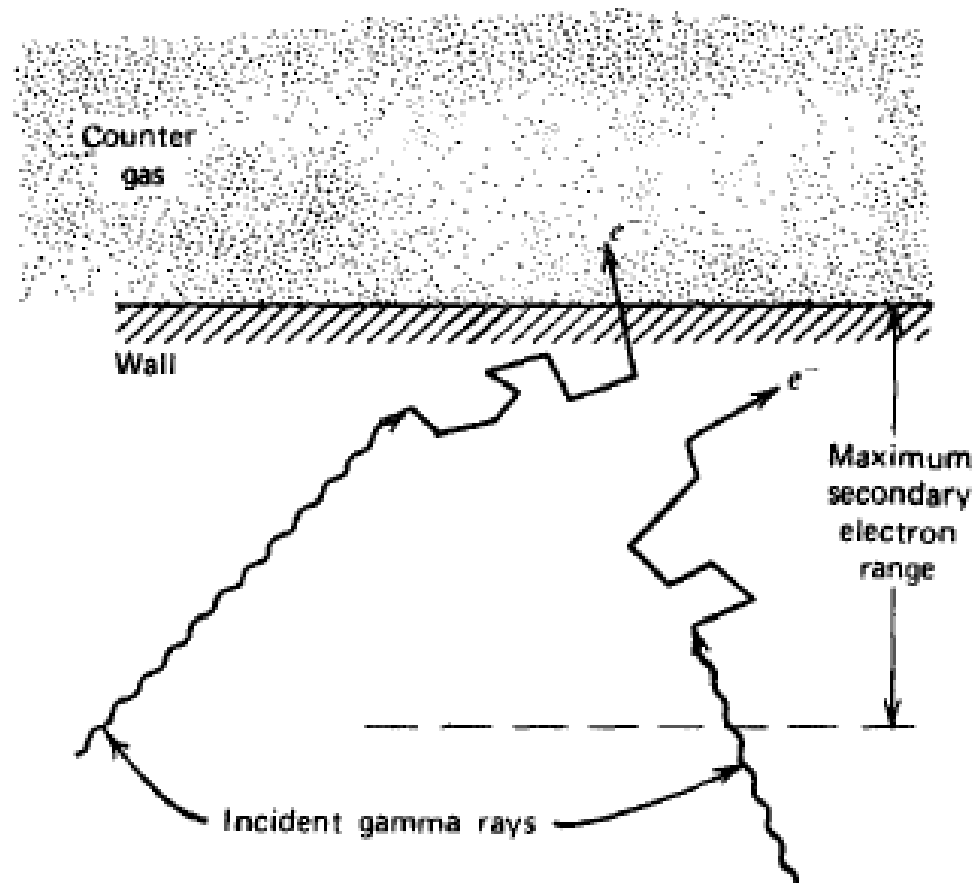
Applications d'un GM

- Les GM servent à la détection des α (rarement) et des β lorsque qu'ils possèdent une fenêtre d'entrée mince
- Ils servent aussi à la détection des γ → l'interaction des gammas avec la paroi produit des électrons par effet photoélectrique ou Compton → les électrons qui quittent la paroi et pénètrent dans le gaz donnent lieu à des ionisations → signal du GM

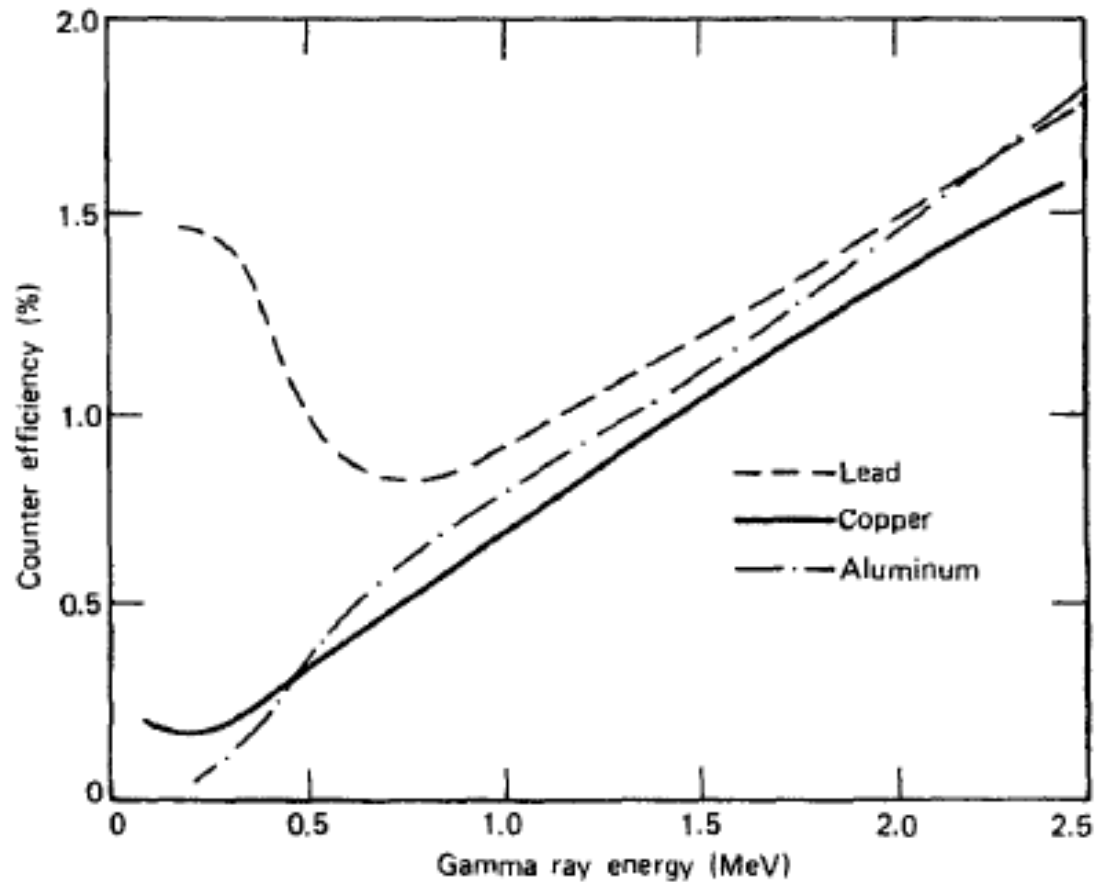
Détection des γ avec un GM

- L'efficacité d'un GM pour le comptage des γ dépend de 2 facteurs →
 1. La probabilité que le γ interagisse avec la paroi et produise un e^-
 2. La probabilité que l' e^- atteigne le gaz avant la fin de son parcours (dépendra du travail d'extraction du matériau constituant la paroi)
- Seule la couche la plus interne de la paroi contribue à la production d' e^-
- Cette région a une épaisseur équivalente au range maximum des e^- créés dans la paroi → augmenter l'épaisseur ne va pas \nearrow l'efficacité
- Au contraire l'efficacité va \searrow si l'épaisseur $>$ le range à cause de l'absorption des γ dans les couches externes de la paroi
- La probabilité d'interaction du \nearrow quand le Z du matériau \nearrow → on choisit un Z élevé

Illustration de la détection des γ avec un GM



Efficacité d'un GM pour la détection des γ



Dans tous les cas → efficacité faible

Exemple de compteur Geiger-Müller



Modèle TGS-146 de Hitachi Aloka Medical Ltd

Résumé des applications des détecteurs à gaz

- Chambre d'ionisation → dosimétrie (toutes les particules), détection des α et des β et éventuellement des γ quand on considère une pression élevée
- Compteur proportionnel → spectrométrie α et proton (la taille du détecteur doit être plus grande que le range de la particule (sinon seulement détection) → pour de l'Ar d'une épaisseur de 5 cm avec $p = 1$ atm et $T = 20^\circ\text{C}$ → $E_p < 1.5$ MeV et $E_\alpha < 6$ MeV), détection des β , spectrométrie X, détection des neutrons
- Compteur Geiger-Müller → détection des α , des β et des γ