

4^e Ecole d'Automne

Détection de rayonnements à très basse température

Balaruc les Bains du 14 au 20 novembre 1999

Physique et techniques des basses températures
détecteurs cryogéniques, acquisition et traitement des signaux.

**« CONVERSION D'ÉNERGIE ;
IONISATION »**

Alex BRONIATOWSKI

PLAN

1. Introduction	p.2
2. Pertes d'énergie électroniques	p.3
2.1 Généralités	p.3
2.2 Classement des processus de pertes d'énergie	p.4
2.3 Allure générale des pertes d'énergie	p.4
3. Application au cas des détecteurs semiconducteurs	p.5
3.1 Perte d'énergie moyenne par paire électron-trou créée dans un semiconducteur	p.5
3.2 Facteur de Fano et résolution-limite en énergie d'un détecteur à ionisation	p.6
4. Absorption des rayons X et gamma	p.7
5. Pertes d'énergie des ions	p.8
5.1 caractéristiques générales	p.8
5.2 Pertes d'énergie par collisions inélastiques	p.8
5.3 Pertes d'énergie par collisions nucléaires	p.9
6. Bilan énergétique d'un détecteur calorimétrique pour la détection d'ions ; facteurs limitant la résolution en énergie	p.10
6.1 Limite thermodynamique de la résolution	p.10
6.2 Fluctuations du rendement de conversion énergie/chaleur	p.10
6.3 Rôle des défauts d'irradiation	p.11
Bibliographie	p.12

1. Introduction

La figure 1 représente les signaux produits par un photon gamma de 120 keV dans un détecteur de rayonnement de type ionisation/chaleur (cf. l'exposé de X.F. Navick sur les détecteurs massifs pour l'expérience Edelweiss de détection de la matière cachée). Il s'agit d'un cristal de germanium ultra-pur, maintenu à très basse température (30 mK) et pourvu d'un double système de détection :

a) *mesure de charge*. Le photon génère des paires électrons-trous dans le cristal. Une tension électrique appliquée permet la collecte de ces charges sur deux électrodes de Nb évaporé. La mesure du nombre de paires collectées est assurée par une électronique standard à préamplificateur de charge.

b) *mesure de chaleur*. L'interaction du photon avec le cristal de Ge donne lieu à un dépôt d'énergie, et par suite à une élévation de température de l'absorbeur de rayonnement. On mesure celle-ci à l'aide d'un thermomètre approprié : ici une couche mince d'un alliage NbSi déposé à la surface du cristal, et dont la résistance électrique varie fortement en fonction de la température (cf. l'exposé de L. Dumoulin : transition métal-isolant).

La même particule se manifeste ainsi à travers deux signaux de nature différente, mais dont la formation met en jeu fondamentalement les mêmes processus de dégradation de l'énergie déposée dans le détecteur. Ces mécanismes sont multiples, dépendant à la fois de la nature de la particule (électron, photon, ion, neutron...), de son énergie et du matériau absorbeur (isolant, métal ou semiconducteur). On s'intéressera principalement ici au cas des semiconducteurs, étant entendu qu'une grande partie de ce qui suit s'applique aussi aux métaux. On s'en tiendra d'autre part au cas de rayonnements d'énergie relativement élevée par rapport au gap du semiconducteur, ce qui exclut le cas de la détection infra-rouge comme du visible ou du proche ultra-violet.

On traitera successivement les pertes d'énergie des électrons, puis l'absorption des photons X et gamma, et enfin le cas des ions. La logique qui sous-tend ce plan d'exposition est que les processus intervenant dans les dépôts d'énergie électronique se retrouvent aussi dans le cas des photons, à travers les effets de photoionisation et la diffusion Compton. Les pertes d'énergie des ions rapides comportent pour leur part une contribution prépondérante des collisions inélastiques avec les électrons du milieu, et en fin de parcours seulement les collisions avec les noyaux. A titre d'applications, nous examinerons les facteurs limitant la résolution en énergie d'un détecteur à ionisation, et celle d'un bolomètre pour la détection d'ions.

2. Pertes d'énergie électroniques

2.1 Généralités [1]

La fig.2a représente la simulation d'un ensemble de trajectoires d'électrons de 20 keV, en incidence normale à la surface d'un échantillon de fer. Le parcours d'un électron (défini par la distance séparant le point d'impact de la fin de la trajectoire) est donné en ordre de grandeur par l'expression empirique $R(\mu\text{m}) = KE_0^\gamma / \rho$ (E_0 = énergie de l'électron, K et γ = constantes et ρ = densité du milieu (fig. 2b)). L'électron dissipe son énergie graduellement le long de la trajectoire, avec occasionnellement des collisions à fort transfert d'impulsion (points anguleux). Du fait du caractère stochastique des interactions de l'électron avec le milieu, chaque électron présente une histoire particulière : d'où l'intérêt accordé à la détermination de grandeurs moyennes telles que le pouvoir d'arrêt dE/dx en fonction de l'énergie E de la particule incidente ou le nombre moyen de paires électrons-trous produites, par exemple. On s'intéressera aussi aux fluctuations de ces grandeurs autour de la moyenne, qui interviennent en particulier pour fixer la résolution-limite en énergie d'un détecteur.

2.2 Classement des processus de pertes d'énergie [2]

Le tableau 1 donne une liste de ces processus, classés par seuil d'énergie croissante et pour le cas d'un matériau absorbeur semiconducteur. En bas de l'échelle, les électrons dont l'énergie est inférieure à quelques dizaines de milliélectron-volt perdent leur énergie par émission de phonons acoustiques seulement. A partir de quelques dizaines de meV les phonons optiques interviennent. Au-delà d'une énergie-seuil de l'ordre de la largeur de bande interdite E_g , apparaissent les processus d'ionisation par impact (génération de paires électron-trou). A partir de la dizaine d'eV, l'émission de plasmons. Pour des électrons de quelques centaines d'eV et plus, les pertes d'énergie par excitation des électrons en couches profondes. Enfin, pour des vitesses voisines de celle de la lumière, le rayonnement de freinage et le rayonnement Cerenkov.

2.3 Allure générale des pertes d'énergie

Chacun de ces processus se caractérise par une dépendance spécifique vis-à-vis de l'énergie E (ou de la vitesse v) des électrons :

(a) *pertes d'énergie par émission de phonons* [9]. La fig.3 donne la variation en fonction de l'énergie, des pertes d'énergie par émission de phonons acoustiques (courbe (1) : $(dE/dx)_{\text{acoustique}} \sim E$ en première approximation) et de phonons optiques (courbe (2): $(dE/dx)_{\text{optique}}$ sensiblement constant en fonction de E). Ces courbes sont tracées ici pour le cas d'électrons de faible énergie (\leq quelques eV) dans le germanium à $T = 0K$.

(b) *ionisation par impact* [10]. Les pertes présentent également une variation proportionnelle à l'énergie des électrons, tout au moins tant que celle-ci demeure proche du seuil d'ionisation.

(c) *émission de plasmons* [4]. Le pouvoir d'arrêt correspondant a pour expression $-(dE/dx)_{\text{plasmon}} = (\omega_p e / v)^2 \ln(2m_0 v^2 / \hbar \omega_p)$, où $\omega_p = (4\pi n_v e^2 / m_0)^{1/2}$ désigne la fréquence d'oscillation de plasma du milieu ($e =$ charge et $m_0 =$ masse au

repos de l'électron, n_v = densité d'électrons de valence). L'énergie de création d'un plasmon, $\hbar\omega_p$, est de 10 à 20eV suivant les matériaux (16 eV dans Ge). La perte moyenne d'énergie par plasmons est de l'ordre de 10 eV par nm pour un électron de 100 eV, avec une variation en E^{-1} approximativement.

(d) *excitation d'électrons en couches profondes*. La perte d'énergie spécifique est donné ici par l'expression : $-(dE/dx)_B = [4\pi n e^4 / (m_0 v^2)] \ln(2m_0 v^2 / I)$ (formule de Bethe), où n est la densité électronique globale et I un potentiel moyen d'ionisation du milieu ($I \sim 350$ eV dans le germanium). Les pertes varient également en v^{-2} approximativement.

(e) *Rayonnement de freinage et rayonnement Cerenkov*. Ces effets demeurent négligeables tant que la vitesse de l'électron est faible par rapport à celle de la lumière, cas auquel nous nous limiterons ici.

3. Application au cas des détecteurs semiconducteurs [3]

3.1 Perte d'énergie moyenne par paire électron-trou créée dans un semiconducteur

La discussion précédente met en évidence la multiplicité des processus de dissipation mis en jeu dans l'absorption d'un rayonnement ionisant par la matière. Il est d'autant plus remarquable de constater, pour un semiconducteur donné, l'existence d'une relation de simple proportionnalité entre l'énergie totale déposée par une particule incidente et le nombre moyen de paires électrons-trous qui en résulte. On est ainsi conduit à introduire une énergie moyenne (ϵ) de création de paire, indépendante de l'énergie de la particule. La fig. 4a représente les valeurs de ϵ mesurées pour différents semiconducteurs et différents types de rayonnements ionisants (électrons, ions, photons) : $\epsilon = 2.8$ eV dans Ge ($E_g = 0.7$ eV) et 3.6 eV dans Si ($E_g = 1.1$ eV) par

exemple. Deux points sont à relever : d'une part l'énergie ε est nettement supérieure à la largeur de bande interdite, ce qui met en évidence la contribution aux pertes d'énergie de processus autres que la simple excitation des porteurs bande à bande. D'autre part, ε présente une variation sensiblement linéaire en fonction de E_g . Ces résultats s'expliquent à partir d'un scénario simplifié des pertes d'énergie de la particule (fig. 4b) : dans une première phase de durée extrêmement brève (bien inférieure à la ps, et donc aux périodes des différents modes vibrationnels du cristal), la particule incidente génère par un processus en cascade, une population d'électrons et de trous "chauds", dont l'énergie typique est de quelques eV. Dans une deuxième phase, les porteurs ainsi générés dissipent à leur tour leur énergie suivant un triple processus : 1) ionisation par impact, avec une énergie-seuil E_I donnée dans un modèle simple de bandes d'énergie paraboliques par $(3/2)E_g$; 2) entre deux impacts successifs, génération de phonons optiques avec une perte d'énergie $E_R = r\hbar\omega_0$; 3) l'énergie cinétique d'un porteur une fois passée au dessous du seuil d'ionisation, dissipation de son énergie résiduelle E_K par émission de phonons tant acoustiques qu'optiques. L'énergie moyenne résiduelle $\langle E_K \rangle$ est estimée en admettant une distribution uniforme en vecteur d'onde des porteurs jusqu'à l'énergie E_I ; on en déduit $\langle E_K \rangle = (6/5)E_I$. Au total, l'énergie moyenne consommée pour produire une paire électron-trou est ainsi donnée par : $\varepsilon = E_I + \langle E_R \rangle + \langle E_K \rangle = 2.8E_g + \langle r \rangle \hbar\omega_0$, où $\langle r \rangle$ désigne le nombre moyen de phonons optiques émis entre deux collisions successives avec génération de paire. L'ajustement aux données expérimentales donne pour le terme $\langle r \rangle \hbar\omega_0$ des valeurs de l'ordre de quelques dixièmes d'eV par paire électron-trou formée, sensiblement indépendantes de la nature du semiconducteur (fig. 4a).

3.2 Facteur de Fano et résolution-limite en énergie d'un détecteur à ionisation

Ainsi qu'il a été souligné plus haut, les processus de pertes d'énergie présentent des fluctuations d'évènement à évènement. Ces dernières donnent lieu à leur tour, pour un dépôt d'énergie fixé, à des fluctuations du nombre de paires électron-trou collectées. Elles apparaissent ainsi responsables, en dernière analyse, de la résolution finie en énergie des détecteurs à ionisation. Afin de caractériser ces fluctuations on

introduit un paramètre, dit facteur de Fano, défini comme le rapport entre l'écart quadratique moyen et la moyenne du nombre de paires collectées : $F = \langle (N - \bar{N})^2 \rangle / \bar{N}$. (En l'absence de fluctuations on aurait évidemment $F = 0$.) Le modèle ci-dessus permet d'établir une relation entre le facteur de Fano et les fluctuations dans la partition de l'énergie déposée, plus précisément entre l'énergie perdue dans les processus d'ionisation par impact d'une part et celle dissipée en phonons de l'autre. Il en résulte pour F l'expression approchée $(E_g/\epsilon)^2 (\epsilon/E_g - 2.8)^2$, fonction du rapport E_g/ϵ seulement. L'application au cas du germanium donne pour F une valeur voisine de 0.1. En comparaison, les plus faibles valeurs obtenues expérimentalement dans les détecteurs au germanium se situent vers 0.13, indicatives d'une résolution en énergie proche de l'optimum théorique.

4. Absorption des rayonnements X et gamma [5]

L'absorption des photons X et gamma met en jeu trois processus de types différents :

(a) *Effet photoélectrique*. Le photon d'énergie $h\nu$ s'annihile avec émission d'un photoélectron d'énergie $E_e = h\nu - E_b$ (E_b = énergie de liaison de l'électron), et en laissant vacant l'état électronique initial.

(b) *Effet Compton ou diffusion inélastique du photon par un électron*. Cet effet se caractérise par l'existence d'une valeur maximum permise pour l'énergie transférée à l'électron, donnée par $h\nu/[1 + m_0c^2/(2h\nu)]$ où m_0c^2 représente l'énergie de masse de l'électron au repos (511 keV).

(c) *Matérialisation de l'énergie du photon sous forme d'une paire électron-positron*. Ce processus n'intervient que pour des énergies supérieures au MeV.

L'importance relative de ces processus dépend de l'énergie du photon : effet photoélectrique dominant à basse énergie, production de paires à haute énergie et effet

Compton aux énergies intermédiaires (fig. 5a). La figure 5b montre à titre d'exemple, la variation du coefficient d'absorption des photons dans le plomb en fonction de l'énergie, faisant apparaître la contribution des différents effets (avec en particulier à basse énergie, les pics d'absorption correspondant aux différentes transitions électroniques de l'absorbeur). Une fois le photon absorbé, son énergie est transférée aux électrons et l'on retrouve le type de situation examinée au paragraphe 2.

5. Pertes d'énergie des ions [1, 7]

5.1 *Caractéristiques générales*

Le ralentissement des ions dans la matière met en jeu deux catégories de pertes d'énergie : par interaction avec les *électrons* du milieu d'une part (collisions dites inélastiques), et avec les *noyaux* des atomes (collisions élastiques) de l'autre. Dans une collision électronique, l'énergie transférée dans le choc a pour effet de porter l'électron vers un état excité dans l'atome, ou bien carrément de l'extraire de celui-ci (ionisation). Dans une collision avec un noyau (et abstraction faite des réactions nucléaires), l'énergie est communiquée à celui-ci sous forme d'énergie cinétique, sans que l'état électronique de l'atome s'en trouve perturbé (d'où le terme de collision élastique). L'importance relative de ces deux types de pertes d'énergie varie avec la vitesse de l'ion (fig. 6a). De manière générale, les ions rapides perdent leur énergie essentiellement par collisions inélastiques (avec les électrons). La situation s'inverse dans le cas des faibles vitesses où les collisions élastiques deviennent prépondérantes.

5.2 *Pertes d'énergie par collisions inélastiques*

On distingue différents régimes de vitesse, selon que celle-ci est grande ou petite par rapport à une vitesse caractéristique des électrons du milieu. En ordre de

grandeur, cette dernière correspond à la vitesse de l'électron dans l'état fondamental de l'atome d'hydrogène (dite vitesse de Bohr) : $v_0 = 2.2 \times 10^8$ cm/s.

(a) *Grandes vitesses.* Dans ce régime, l'ion incident est totalement épluché (il a perdu tous ses électrons). Le pouvoir d'arrêt électronique sous ces conditions est donné par $-(dE/dx)_e = [4\pi n Z_1^2 e^4 / (m_0 v^2)] \ln(2m_0 v^2 / I)$ (formule de Bethe), où les notations sont les mêmes qu'au § 2.3, et Z_1 désigne le numéro atomique de l'ion incident. Le pouvoir d'arrêt est une fonction décroissante de la vitesse de l'ion (sensiblement en $1/v^2$).

(b) *Vitesses intermédiaires et faibles.* A vitesse plus petite, la charge de l'ion fluctue et le pouvoir d'arrêt est plus faible que ne le laisse prévoir la formule de Bethe. En allant vers les vitesses décroissantes, $(dE/dx)_e$ passe par un maximum pour décroître ensuite proportionnellement à v .

5.3 Pertes d'énergie par collisions nucléaires

(a) A vitesse élevée, le pouvoir d'arrêt nucléaire $(dE/dx)_v$ se trouve dans un rapport au pouvoir d'arrêt électronique $(dE/dx)_e$ de l'ordre de m_0/M_2 où M_2 est la masse de l'ion, donc largement inférieur au millième. Ceci s'explique par des considérations cinématiques simples : à paramètre d'impact égal, l'impulsion transférée lors du choc d'un ion avec un noyau ou avec un électron prend des valeurs comparables. L'énergie cinétique transférée, en revanche, varie comme l'inverse de la masse de la particule-cible, et est ainsi beaucoup plus faible dans le cas du noyau que dans celui de l'électron.

(b) A faible vitesse la description des pertes d'énergie élastiques nécessite de prendre en compte l'écrantage de la charge des noyaux. $(dE/dx)_v$ passe ainsi également par un maximum, pour décroître ensuite vers 0 avec la vitesse de l'ion. La fig. 6a donne l'allure générale des pertes d'énergie électroniques et nucléaires en fonction de

la vitesse, et la fig. 6b précise l'ordre de grandeur des pouvoirs d'arrêt pour un cas particulier (ions légers rapides dans une cible d'Al).

6. Bilan énergétique d'un détecteur calorimétrique pour la détection d'ions ; facteurs limitant la résolution en énergie

Etant entendu que pour tout type de détecteur, seule une fraction de l'énergie déposée est effectivement prise en compte dans la mesure, la question qui se pose est de préciser l'incidence de ce fait sur la résolution en énergie. Comme on l'a vu pour le cas d'un détecteur à ionisation (§ 3), le problème se ramène à évaluer les fluctuations autour de la moyenne, de la fraction de l'énergie en question. Une analyse de ce type a été faite par H.H. Andersen pour le cas d'un détecteur calorimétrique appliqué à la détection d'ions [11], qu'il nous semble intéressant de rappeler.

6.1 Limite thermodynamique de la résolution en énergie

Désignant par C la capacité calorifique du détecteur et par T sa température d'utilisation, un théorème bien connu de thermodynamique [12] détermine l'écart-type des fluctuations de son contenu en énergie : $\sqrt{\langle (\Delta E)^2 \rangle} = (k_B T^2 C)^{1/2}$, (k_B = constante de Boltzmann) [12]. Avec $C = 10^{-10}$ J/K et $T = 250$ mK, on trouve 60 eV environ.

6.2 Fluctuations du rendement de conversion énergie/chaleur

En comparaison de cette limite thermodynamique, valable pour toute forme d'utilisation du détecteur, Andersen a étudié de manière plus précise les conditions posées par son emploi comme détecteur d'ions. Son argument se fonde sur une analyse des pertes d'énergie de la particule dans l'absorbeur (fig. 7). Dans ce diagramme, la branche de gauche (S_n) correspond aux pertes d'énergie par collisions nucléaires, et la branche de droite (S_e) aux pertes d'énergie électroniques. La fraction de l'énergie

effectivement mesurée est celle apparaissant sous forme de chaleur au bas de la figure. Les flèches horizontales indiquent les processus par lesquels une fraction de l'énergie déposée échappe à la mesure. Y figurent, dans la branche de gauche, les événements de rétrodiffusion de l'ion, de pulvérisation d'atomes de l'absorbeur, et la production de défauts ponctuels stables à basse température; dans celle de droite, l'émission de photons de fluorescence et d'électrons secondaires. Le point important pour la résolution est que les modalités de dissipation de l'énergie entre ces différents canaux présentent un caractère aléatoire d'ion à ion. On est ainsi conduit à étudier les facteurs contrôlant les fluctuations du rendement de conversion énergie/chaleur dans le détecteur.

6.3 Rôle des défauts d'irradiation

La discussion détaillée (pour laquelle nous renvoyons à l'article d'Andersen) souligne le rôle joué par la production dans l'absorbeur de défauts ponctuels stables à basse température. La fraction de l'énergie ainsi stockée, bien que relativement faible (une fraction de pour-cent de l'énergie déposée pour des ions légers de l'ordre du MeV), représente en effet la plus grande partie de l'énergie non thermalisée. Il en résulte une limitation intrinsèque à la résolution, tenant aux fluctuations du nombre de défauts créés par l'ion. Des calculs fondés sur des approximations simples (modèle de Kinchin-Pease [13]), ou bien des simulations numériques des pertes d'énergie de type Monte Carlo (programme TRIM), en permettent l'évaluation. Ces calculs mettent en jeu l'énergie de déplacement effective des atomes de l'absorbeur $E_{d,eff}$, et l'énergie E_S des paires lacune-interstitiel (défauts de Frenkel). A titre d'exemple, les valeurs de ces paramètres dans le cas du cuivre sont $E_{d,eff} = 35$ eV et $E_S = 4.6$ eV. La résolution limite du détecteur, telle qu'elle résulte de ces estimations pour le cas où le cuivre est le matériau absorbeur, est donnée dans le tableau 2 pour différents types d'ions et à différentes énergies. On obtient des résultats analogues avec des absorbeurs de nature différente (silicium ou aluminium par exemple).

Il apparaît à l'examen de ce tableau, que les fluctuations du rendement de conversion énergie/chaleur interviennent de manière bien plus décisives pour limiter les performances de résolution, que les fluctuations thermodynamiques considérées plus haut. Pour un ion donné, on constate une dégradation de la résolution en fonction de l'énergie. Remarquons toutefois que cette dégradation est loin d'être linéaire avec l'énergie : ceci reflétant le fait que les défauts d'irradiation apparaissent essentiellement en fin de parcours de l'ion, où les pertes d'énergie par collisions nucléaires sont les plus importantes. Il faut noter également que les valeurs de δE indiquées représentent une estimation par excès, le calcul négligeant la recombinaison de paires proches dans les cascades de collisions. En comparaison de ces estimations théoriques, les seules données expérimentales existantes sont celles obtenues par Woiwod et al. [14]. Ces auteurs ont étudié différents bolomètres à substrat de silicium, éventuellement pourvus d'un absorbeur d'aluminium ou de cuivre. Les ions utilisés étaient des protons, He et bore de faible énergie (inférieure à 320 keV). Dans tous les cas, la résolution obtenue était d'une dizaine de keV environ, en désaccord d'un facteur dix ou davantage avec les valeurs du tableau 2. La compréhension de ce désaccord constitue un enjeu important pour l'emploi des bolomètres dans ce type d'application : une difficulté majeure étant d'éliminer les multiples sources de parasites venant altérer les signaux et dégrader la résolution du détecteur.

Bibliographie

- [1] L.C. Feldman et J.W. Mayer, *Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis* (North-Holland, New York 1986).
- [2] A. Rose, "Energy losses by hot electrons", *RCA Review* **27** (1966) 600. (Discussion d'ensemble de caractère semiclassique, où l'on trouvera les principales références aux articles originaux sur les pertes d'énergie des électrons.)
- [3] C.A. Klein, "Bandgap Dependence and Related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors", *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 2029.
- [4] T.C. Choy et A.M. Stoneham, "Plasmon Effects in Solid State Radiation Detectors", *Europhys. Lett.* **23** (1993) 99.
- [5] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (Wiley, New York 1989).
- [6] L. Valentin, *Le monde subatomique* (Hermann, Paris 1995).
- [7] W.K. Chu, "Energy loss of charged particles", dans *Material characterization using ion beams* (Thomas ed.), Nato Publications 1977.
- [8] A. L'Hoir, "Interaction des ions avec la matière", cours de DEA de Microélectronique de Paris 7 (1991).
- [9] E.M. Conwell, *High Field Transport in Semiconductors*, *Solid State Physics* **9** Suppl. (Academic Press, New York 1967).
- [10] K. Motizuki et M. Sparks, "Range of Excited Electrons and Holes in Metals and Semiconductors", *J. Phys. Soc. Japan* **19** (1954) 486.
- [11] H.H. Andersen, "Calorimetric energy-dispersive detectors for ion beam analysis", *N.I.M. B* **15** (1986) 722.
- [12] C. Kittel et H. Kroemer, *Thermal Physics* (Freeman, New York 1980).
- [13] G.H. Kinchin et R.S. Pease, *Rept. Prog. Phys* **18** (1955) 1.
- [14] S. Woivod, R.M. Mueller, B. Stritzker et S.H. Moseley, *N.I.M. B* **50** (1990) 91. Voir également G. Marie-Magdeleine, thèse (Université de Paris 7, 1997) et A. Juillard, thèse (Université de Paris 11, 1999).

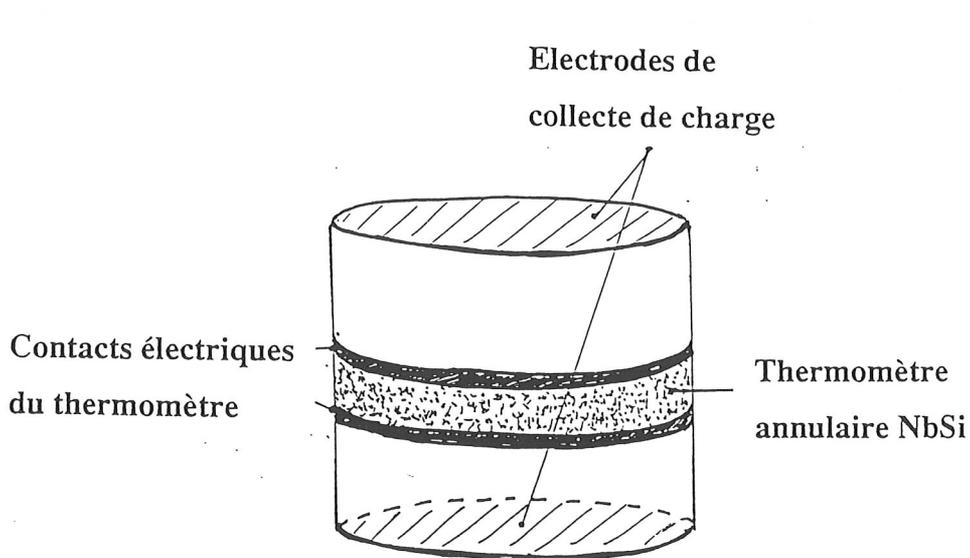
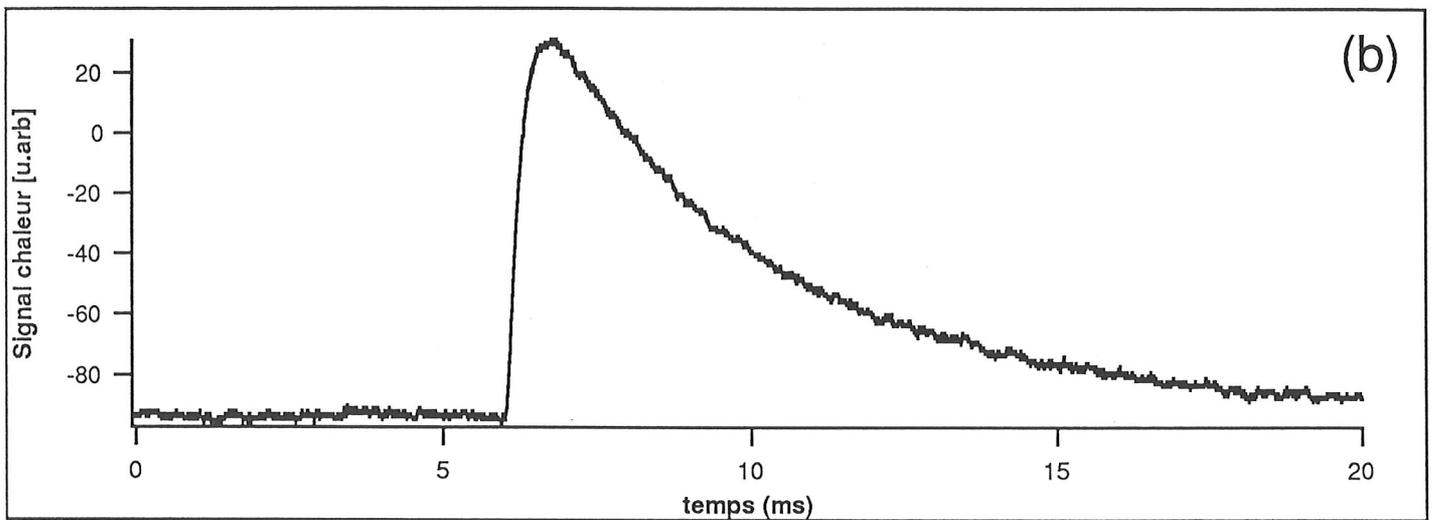
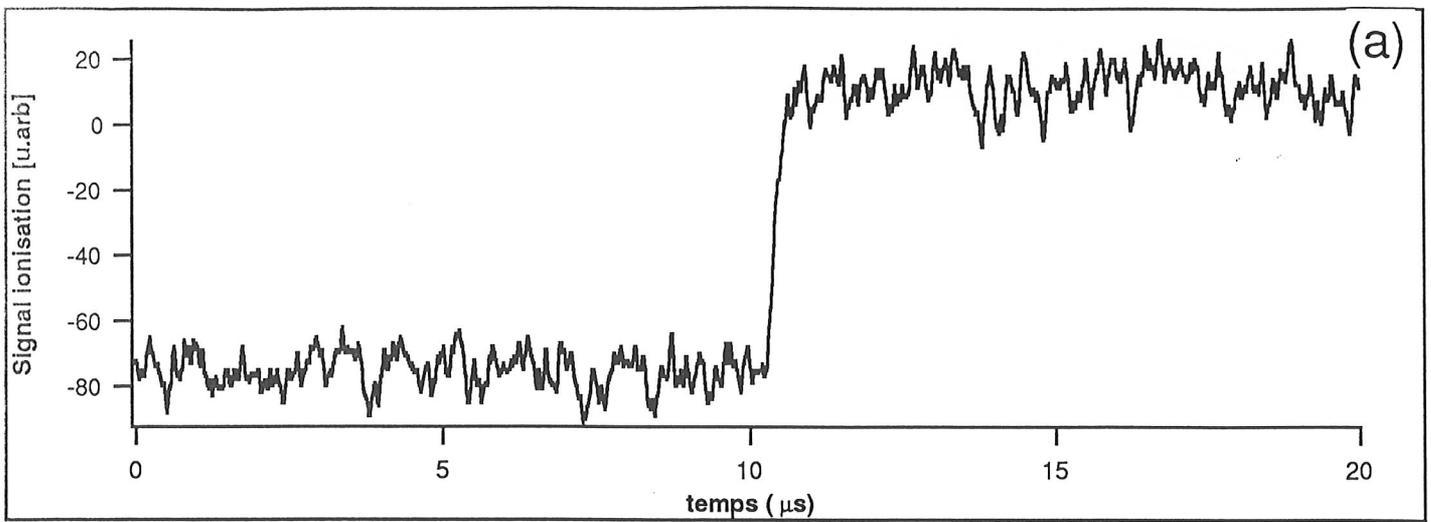
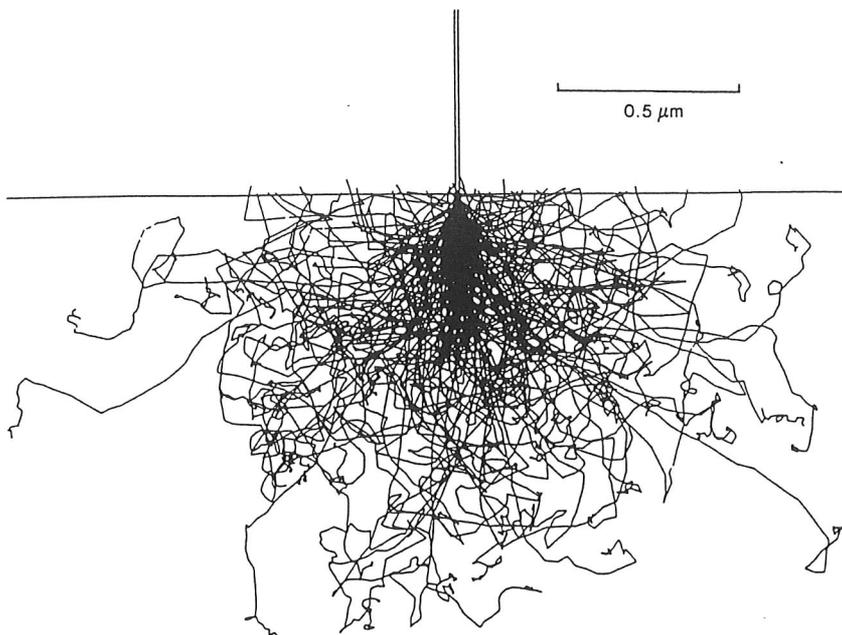


Fig. 1: signaux de la voie ionisation (a) et de la voie chaleur (b) pour un photon gamma de 122 keV (source ^{57}Co) ; température de bain : 32 mK ; tension de collecte de charge : 6.25 V courant de polarisation du thermomètre : 10 nA.

L'acquisition de la voie ionisation est large bande (30 MHz), d'où l'amplitude relativement grande du bruit de ligne de base.

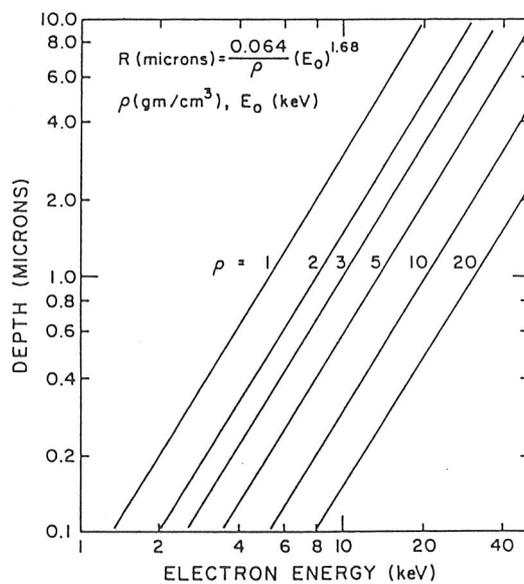
(c) schéma de principe du détecteur, montrant la disposition du thermomètre en couche mince NbSi et des électrodes de collecte de charge.

Dimensions du cristal de germanium : diamètre 20 mm, hauteur 20 mm



(a)

Monte Carlo electron trajectory simulation of a 20 keV beam at normal incidence on Fe. The density of trajectories gives a visual impression of the interaction volume. [From Goldstein et al. (1981).]



(b)

The electron range R (μm) versus incident electron energy for different density, ρ , materials. The lines are calculated from Eq. (6.24) with $K = 0.064$ and $\gamma = 1.68$.

Fig. 2 (extraite de [1])

Table 1

Form of Radiated Energy	Approximate Threshold Excitation Energy Electron Volts	Analyzed By	Year
Acoustic Phonons	10^{-3}		
Deformation-Potential		Seitz ¹	1949
Piezoelectric		Tsu ²	1964
Intervalley Scattering		Herring ³	1955
Optical Phonons	10^{-2}		
Polar		Fröhlich ⁴	1939
Nonpolar		Conwell ⁵	1959
Impact Ionization	E_{gap}	Motizuki and Sparks ⁶	1964
Plasmons	10	Bohn and Pines ⁷	1953
Excitation of X-Ray Levels	10^2	{ Bohr ⁸ { Bethe ⁹	1913 1929
Cerenkov Radiation	10^4	Frank and Tamm ¹⁰	1937

Tableau 1 : Seuils d'énergie pour les différents processus de perte d'énergie des électrons (d'après [2]).

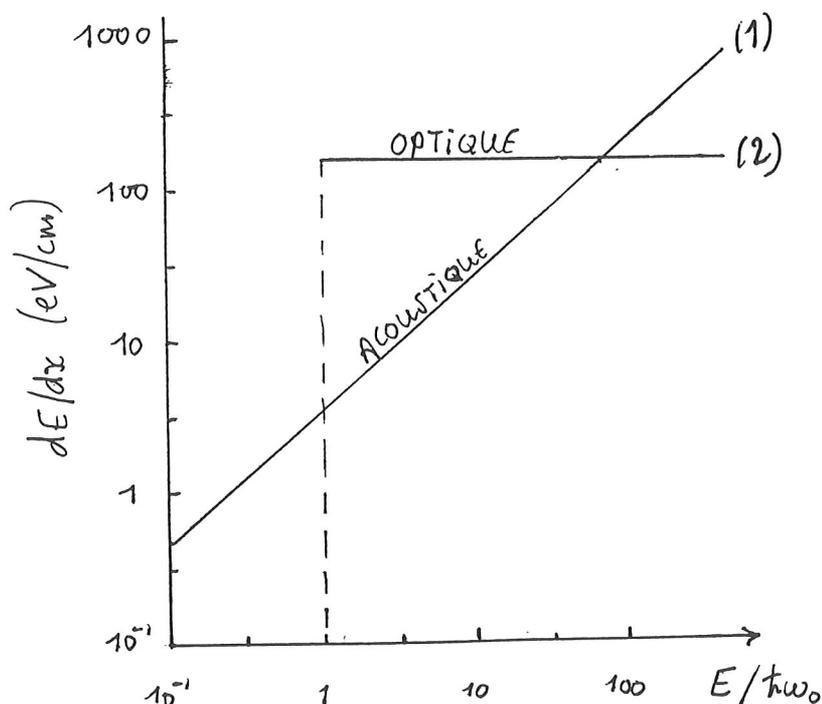
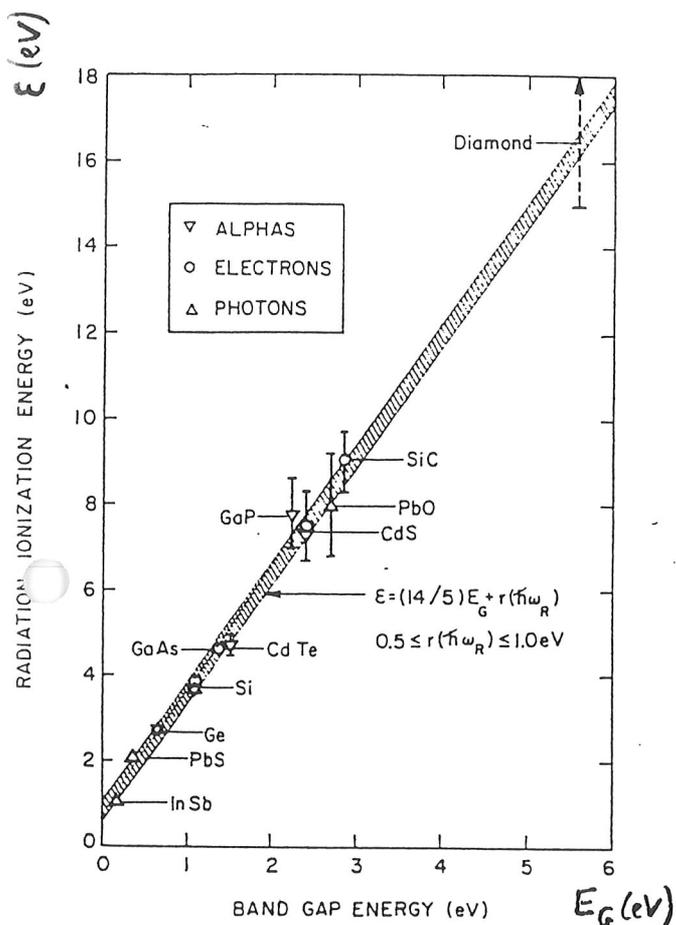
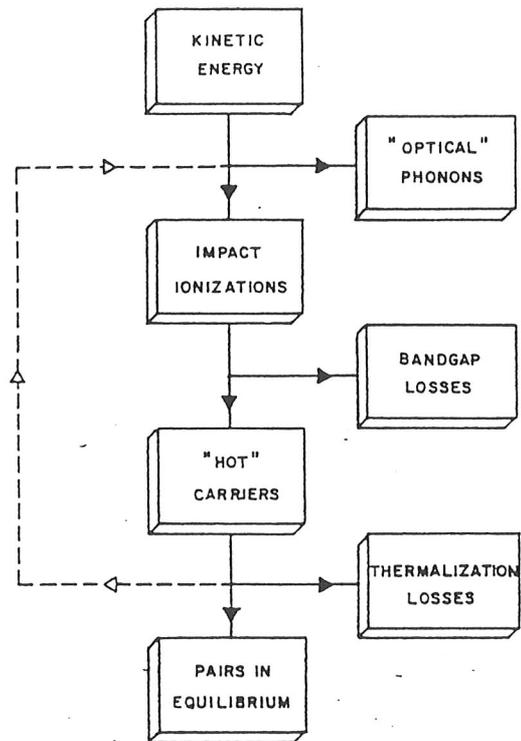


Fig. 3 : Variation schématique des pertes d'énergie des électrons vers les modes de phonons acoustiques et optiques dans le germanium à 0 K. En abscisse, les énergies sont repérées en unité $\hbar\omega_0$ où ω_0 désigne une fréquence caractéristique des phonons optiques. Dans Ge, $\hbar\omega_0 \sim 37$ meV (d'après [2]).



Radiation-ionization energy, or average amount ϵ of incident radiation energy (γ rays, fast electrons, or α particles) consumed per generated electron-hole pair, as a function of the bandgap width E_g . References to relevant ϵ data are given in Sec. IV of the text; the bandgaps are as indicated in R. A. Smith's *Semiconductors* (Cambridge University Press, London, 1959), but for PbO (yellow lead oxide), which was taken as reported by V. A. Izvozhikov in *Sov. Phys.—Solid State* 3, 1498 (1962). Within experimental uncertainty the data fit to a semiempirical law reflecting a certain degree of constancy in the phonon-loss term, $(\hbar\omega_R)$.

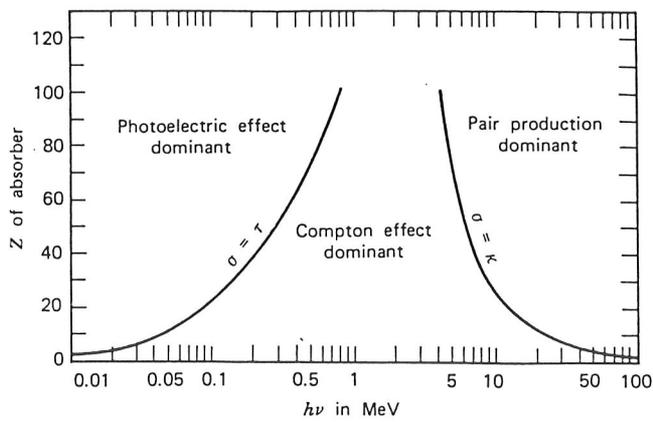
(a)



Block diagram of events following radiation-energy deposition in a semiconductor. The kinetic energy of internally generated carriers goes into the production of electron-hole pairs and/or the excitation of lattice vibrational modes. These modes include "optical" phonons associated with pair generation and multiplication in addition to phonons originating from the thermalization of "hot" carriers that have fallen below the threshold for impact ionization.

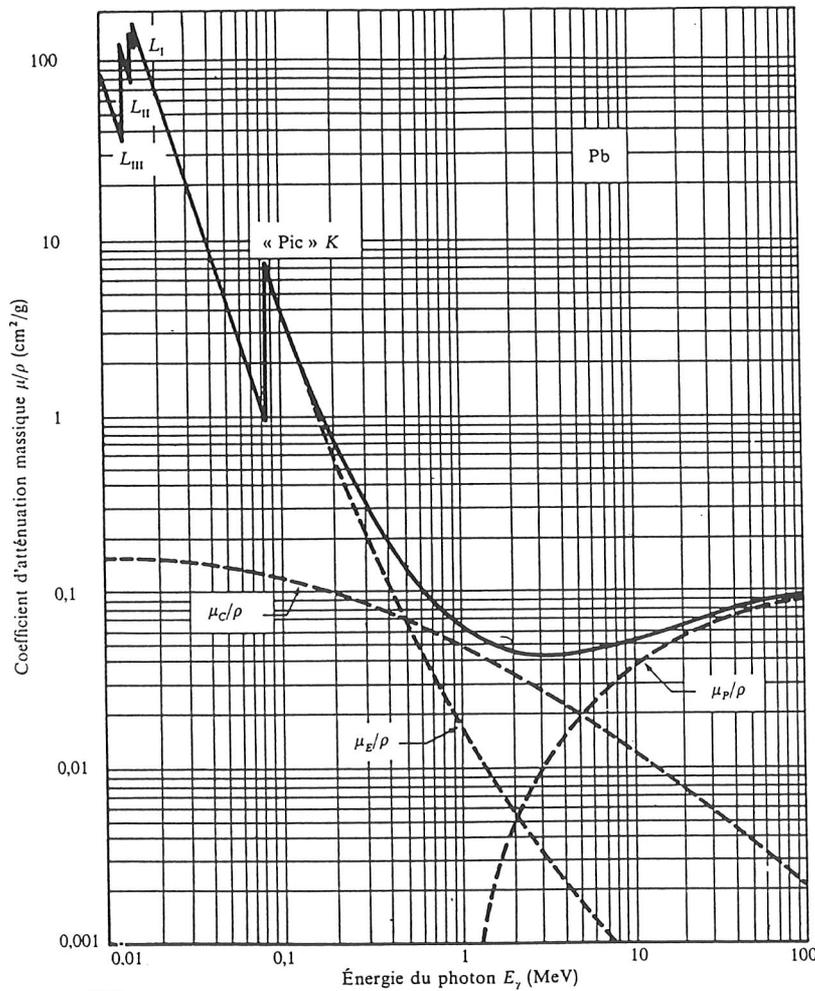
(b)

Fig. 4 (extraite de [3])



(a)

Figure 2-20 The relative importance of the three major types of gamma-ray interaction. The lines show the values of Z and $h\nu$ for which the two neighboring effects are just equal. (From *The Atomic Nucleus* by R. D. Evans. Copyright 1955 by the McGraw-Hill Book Company. Used with permission.)



(b)

FIGURE V.7

Courbe de μ/ρ dans le plomb.

À basse énergie on observe les résonances photoélectriques puis la diffusion Compton domine pour $E_\gamma > 1$ MeV. Pour des énergies élevées, c'est la création de paires qui devient le principal processus d'atténuation du faisceau incident.

Bien entendu, cette courbe n'est valable que pour le plomb puisque les sections efficaces des trois processus principaux dépendent de Z et ceci de façon différente d'un processus à l'autre. Il existe des courbes comparables pour d'autres matériaux.

Fig. 5 (a) : Importance relative des différents modes d'interaction du rayonnement gamma avec la matière (extrait de [5]). **(b)** Coefficient d'absorption des photons dans le plomb (extrait de [6]).

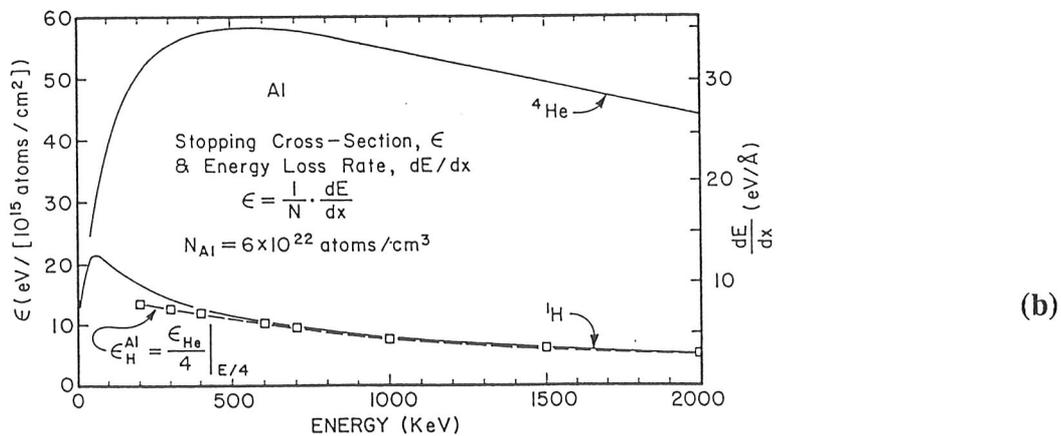
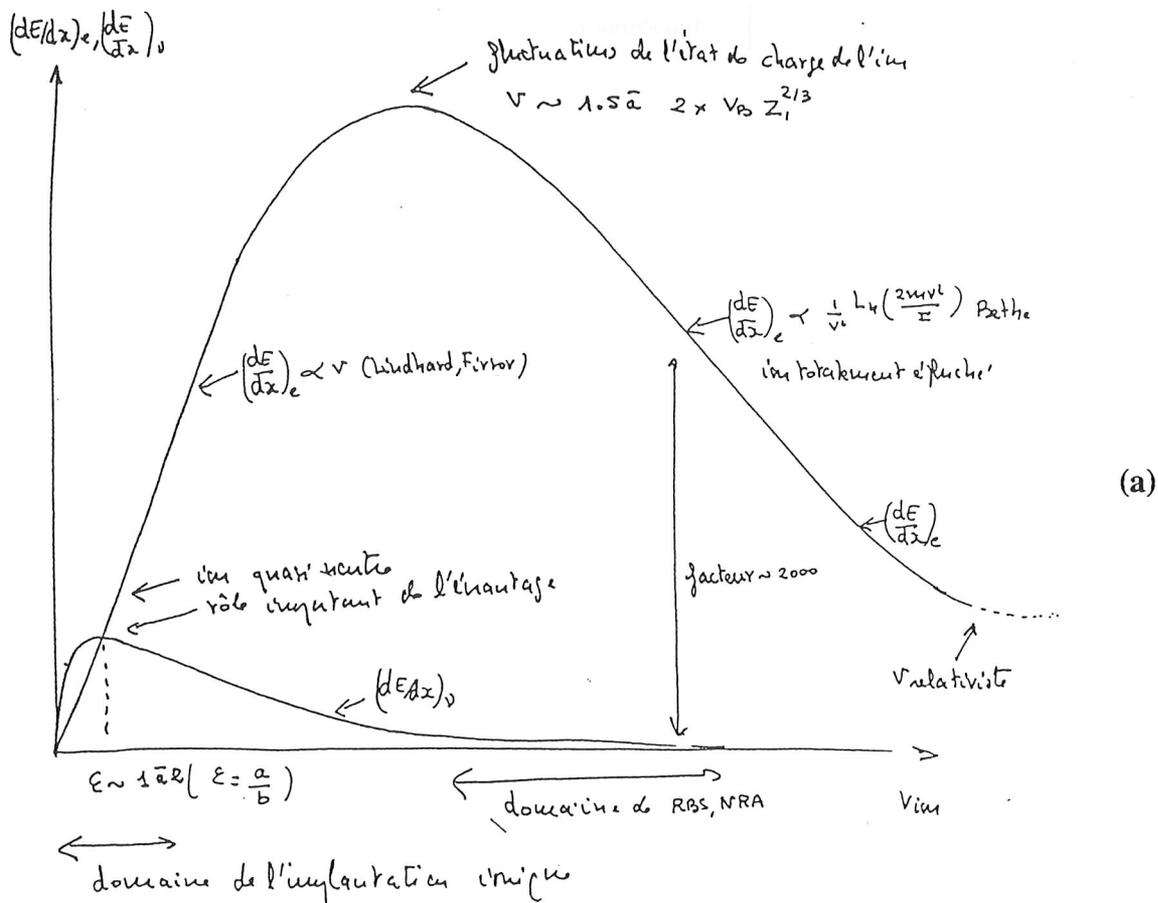


Figure 3.2 Stopping cross section ϵ and energy loss rate dE/dx for ^4He and ^1H in Al. The open squares for the hydrogen data are scaled from the He data by evaluating the stopping powers at the same velocity ($E/4$) and scaling by 4 for the Z_1 dependence. The atomic density of Al is 6×10^{22} atoms/cm 3 .

Fig. 6 (a) : Allure générale des pertes d'énergie électronique et nucléaires en fonction de la vitesse de l'ion (extrait de [8]).

(b) Pouvoir d'arrêt pour les ions ^4He et ^1H dans l'aluminium (extrait de [1]).

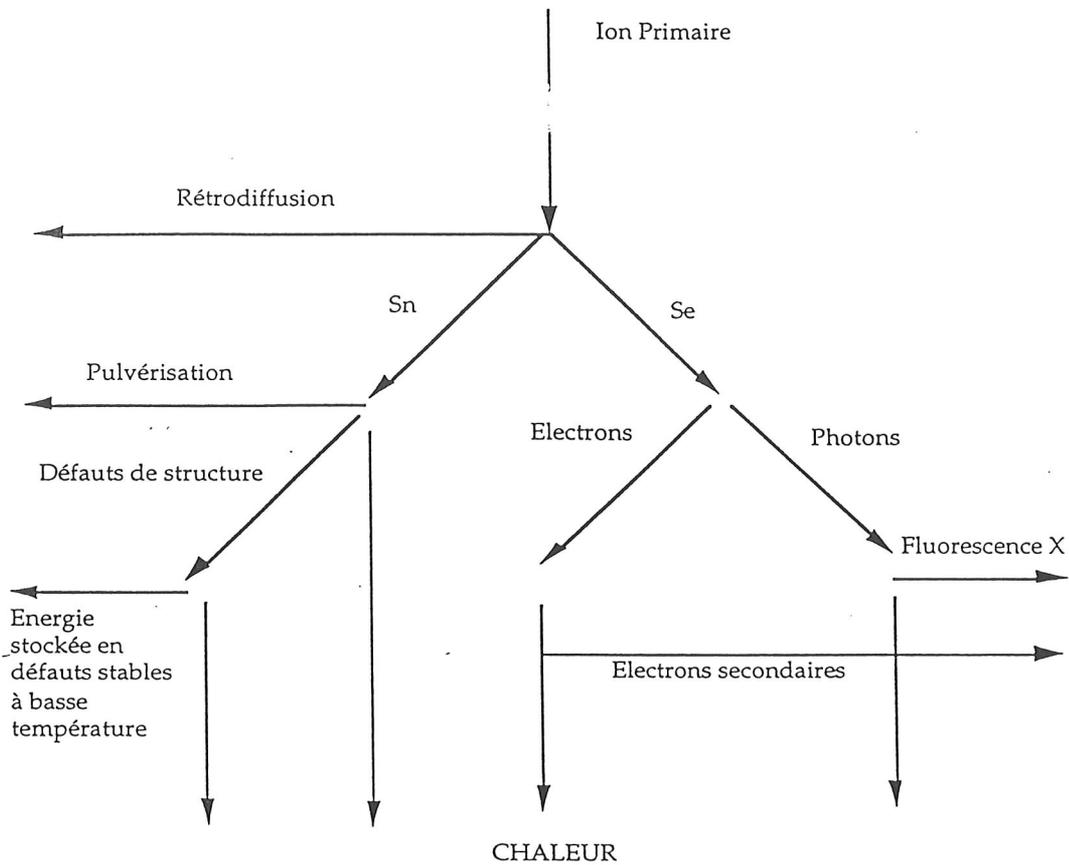


Fig. 7 : Diagramme des pertes d'énergie de l'ion dans l'absorbeur, distinguant les pertes par collisions élastiques (branche de gauche) et inélastiques (branche de droite) (d'après [11]).

Ion	H [*]	He [*]	He [*]	B [*]	B [*]	C	C
Energie (keV)	195	184	1000	159	318	200	1000
δE (eV)	42	280	400	820	1150	1300	1800

Tableau 2 : Contribution à la résolution en énergie δE , due aux fluctuations de l'énergie stockée en défauts de réseau dans un absorbeur de cuivre, pour des ions de nature et d'énergie diverses. (*) : données extraites de [11]).