

Les DOMMAGES D'IRRADIATION de la CIBLE

Les chocs électronique ne créeront pas de défauts s'ils n'ont pas une énergie suffisante, pour un métal, ces valeurs sont 11 pour un mat isolant ou sc, les temps de séjour étant + 1 permettent facilement les défauts.

Pour des chocs atomiques, des défauts seront créés quelque soit la nature de la cible.

1 Les déplacements atomiques

Lorsque E le permet, on peut arracher un at de son site, vers un site interstitiel → lacune + interstitiel = paire de Frenkel.

Il faut que $E > E_{\text{puit}}$ potentiel où se trouve l'at.



$T >$ valeur seuil, sinon l'at vibre autour de sa pos⁰ d'éq → pas de défaut

l'énergie est alors dissipée, évacuée sous forme de vibrat thermique → chaleur : 90% de chocs en font partie.

Si $T >$ valeur seuil : créat de paire de Frenkel.

Pour donner une valeur à val seuil :

Seuil : $10 \cdot E_c$

$E_c =$ énergie de cohésion.

$E_c \approx 2 \text{ eV} \rightarrow$ valeur seuil = 20 eV = T_d

sans confirmat⁰ expérimental à cette époque.

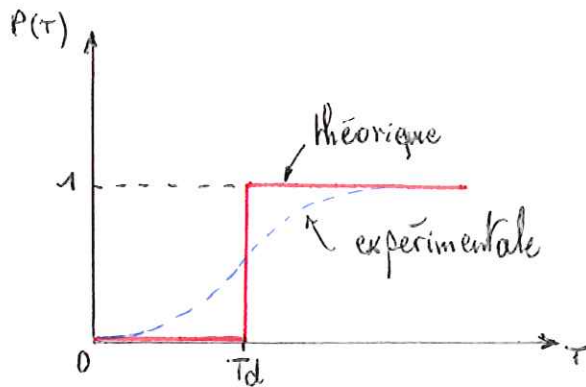
Cette valeur a été confirmée depuis : de 15 à 25 eV = $T_{\text{déplacem^t}}$

Le nb d'at délocalisés dépend de la fluence et de la sect efficace totale de déplacement (σ_d):

$n_F = n_0 \sigma_d \phi t$

avec
$$\nabla d = \int_0^{T_{max}} P(\tau) \nabla(E, \tau) d\tau$$

$P(\tau)$: probabilité ^{mo} de déplacement d'un atome.



$$C_F = \frac{n_F}{n_0} = \nabla d \theta t$$

Soit le déplacement de Al pour 20 eV : $v_2 = \sqrt{\frac{40 \text{ eV}}{27}} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$

$v_2 =$ vitesse de Al. (primaire)

soit, pour 1 distance interat de $a \approx 2 \text{ \AA}$ (distance de sortie du puit), on obtient 1 temps de sortie de : $t = 1,7 \cdot 10^{-14} \text{ s} = \frac{2 \cdot 10^{-10}}{1,2 \cdot 10^6}$

t très < temps de relaxat du réseau.

→ les at. entourants ne voient pas le choc et le déplacement.

En fait, sur les 20 eV, 15 correspondent à l'agitat h , et 5 correspondent effectivement au déplacement donnant la paire de Frenkel.

Il est nécessaire que l'interstitiel soit suff^t loin de sa lacune pour éviter la recombinaison. Les 20 eV correspondent à 1 créat irréversible.

Autour de l'int ; $\begin{matrix} & \times & & \times & \\ & \times & \textcircled{i} & \times & \\ & \times & & \times & \end{matrix}$ on dénombre 1 certaine de sites possibles de recombinaison, définissant un volume de recombinaison. Dans ce volume, aucune l doit être présente.

Si le déplacement de l'int se fait ds 1 direct dense (110 pour ctc), on observe 1 localisat de l'E ds cette direct, permettant à 1 autre at que celui initialem^t choqué de se mettre en site int.

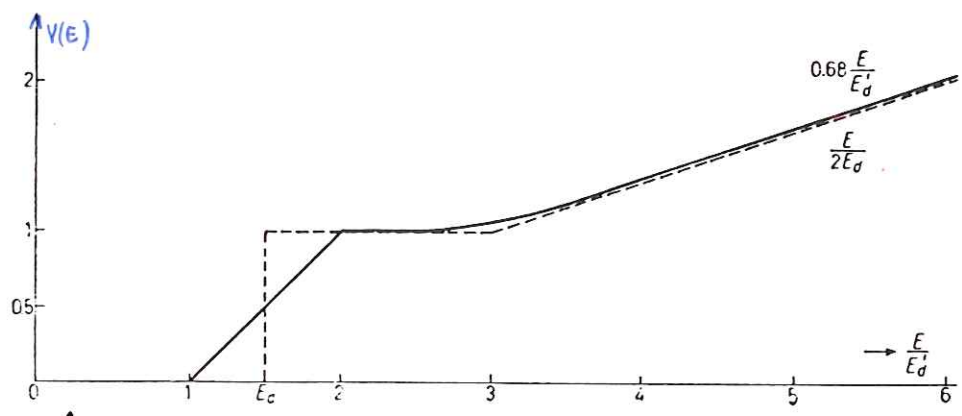


Fig. 1. - The number of Frenkel pairs vs. primary energy: a) for sharp threshold energy E_d ; b) for linearly varying displacement probabilities in $(2E_d/3, 4E_d/3)$.

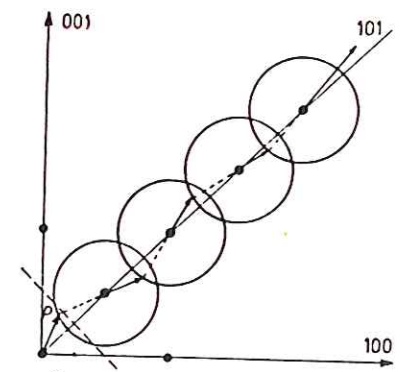
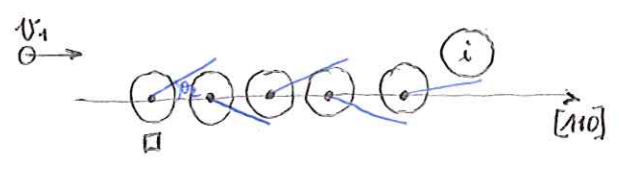


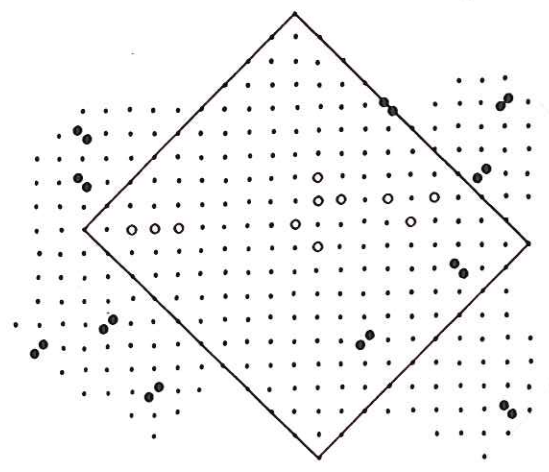
Fig. 2. - Focusing collision series.

→ collision focalisée :



v_2 diminue.

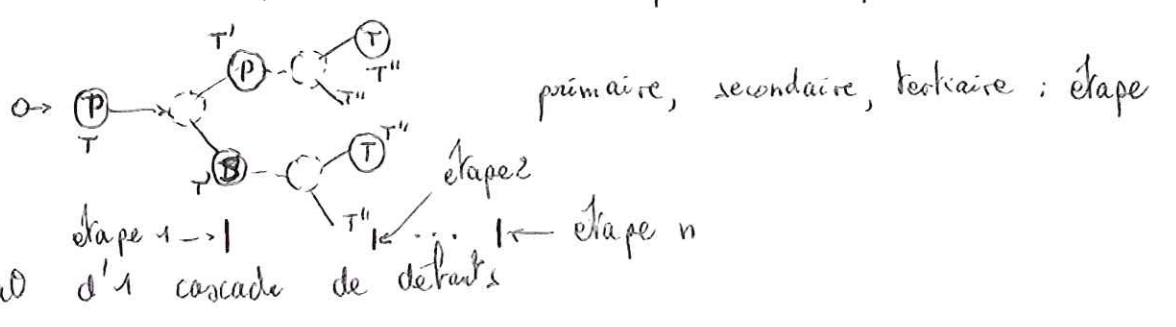
Ici le transfert d'énergie at/at est assimilé à la propagation d'une onde de choc ou "Crowdion dynamique". Ces chocs sont très efficace. (cheville)



Position finale des atomes après un choc de 100 eV dans un plan {100} du cuivre. Les 11 lacunes formées sont restées près du point d'impact tandis que les 11 interstitiels formés en bout de chaîne de focalisation sont situés autour de la région lacunaire.

11 Nombre d'atomes déplacés

Qd $T \gg T_d$: l'at primaire est alors capable de déplacer d'autres at.



Modèle de boules dures : déplacement à 90° : $T' = \frac{T}{2}$ $T'' = \frac{T}{4}$

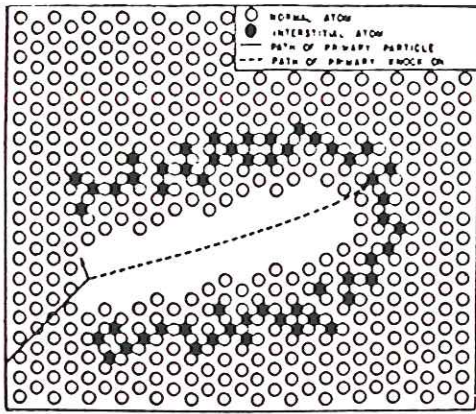


Fig. 3. Initial configuration of a displacement spike. (Reference 5).

coeur lacunaire = coeur de Seager

Au cours des chocs, on a 2^n at déplacés. Le processus s'arrête lorsque : $T / 2^n \leq 2Td$: cascade de déplacement atomique.

$$2^n = N(\tau) = \frac{T}{2Td} \quad \text{où } n \text{ est l'étape.} \quad \text{Relation de Kinchin et Pease}$$

Au total : 5 at. 2^n on survit au déplacement.
15 at. 2^n s'échappent thermiquement.

Cette relat donne k_j des résultats par excès. Car en fait il faut fournir à l'at(1), pour éviter les recombinaisons, $2,5 Td$. Il faut tenir compte de la localisation qui nécessite \ominus d'énergie, et qui déloge \ominus d'at. C'est Norgett qui a calculé $2,5 Td$:

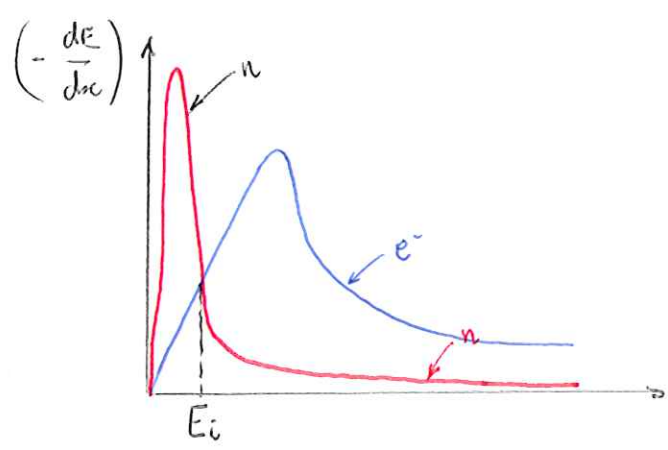
$$N(\tau) = \frac{T}{2,5 Td} \quad \text{tient compte de l'anisotropie}$$

12. Pertes par ionisation

Si T très $\uparrow\uparrow$, le primaire perd son énergie de 2 façons :

- par choc électronique : $\left(\frac{dE}{dx}\right)_e$

- par choc nucléaire : $\left(\frac{dE}{dx}\right)_n$



Au delà de E_i les chocs elec prédominent et ne participent pas à la créat de déplacement atomique.

La cascade s'arrête pour $T > E_i$, puisque principalement des chocs e^- .
 E_i : seuil d'ionisat.

$$E_i \approx \frac{1}{2} \frac{M}{m_e} (eV) \quad \begin{array}{l} M: \text{masse du primaire (de l'atome)} \\ m_e: \text{— de } e^- \end{array}$$

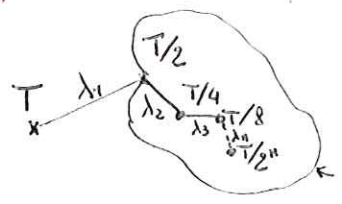
par ex: at de masse 36 : \rightarrow 30 keV

métal : $E_i = \frac{E_F}{16} \cdot \frac{M}{m_e}$

SC : $E_i = \frac{E_g}{8} \cdot \frac{M}{m_e}$

Si $E > E_i$, il peut y avoir des défauts créés par choc e^- , mais la relat de K et R n'est pas valable.

13 Le parcours du primaire



très vite les parcours diminuent.

zone non accessible.

On peut considérer que le parcours du primaire est λ_1 .

Par ex: primaire de Cu de $T=40$ keV : $\sigma_d = 6 \cdot 10^6$ b $\rightarrow \lambda_1 = 1.6 \cdot 10^{-6}$ cm (160 Å)

La créat des déplacement se fait réellement qu'à partir des 160 Å, pas avant.

2 Structure d'une cascade de déplacements atomiques

Notions de pointe thermique et de pointe de déplacement

2.1 Simulation à l'ordinateur

Beaman - Scalapin - Seidman : simulation d'endommagement de W.

TEM : localisation de la cascade de 1 petite partie du réseau cristallin.

après simulation : cœur lacunaire très dense (0,1 lacune / atome) entouré d'une couronne d'auto-intersticiels pouvant être situés assez loin du cœur : voir figure 3 précédente.

Le cœur lacunaire (de Seager) est une zone amorphe (plus de réseau) qui peut s'assimiler à 1 explosion se produisant à partir du 1^{er} choc de l'atome primaire.

L'onde de choc se propage d'autant + rapidement qu'elle est localisée sur une rangée atomique dense. Ceci explique que l'on puisse trouver des intersticiels à $\sim 150 \text{ \AA}$ du cœur lacunaire.

$$10 \text{ keV} : N = \frac{10^4}{40} = 250 \text{ atomes déplacés.}$$

Ds la simulat^o, on compte 160 at, la relatⁿ de K et P donne tj le nb d'at déplacés par excès.

Le temps du phénom est tellement court que l'on a jamais prouvé l'existence réelle des pointes thermiques.

2.2 Pointe thermique et pointe de déplacement.

Phénom très localisé \rightarrow gde quantité d'E déposée local^{te} en 1 t très court.
 \rightarrow gde densité d'E.

Si cette E sert à faire vibrer les at : le primaire transmet à ses voisins ses vibrat^o \rightarrow vibrat^o simultanée des at - E véhiculée sous forme de chaleur $\rightarrow T \uparrow \rightarrow$ pointe thermique

On peut dépasser la Tf de la cible puis redescendre rapidement en T :

phénom de bremp : apparit d' zone amorphe .

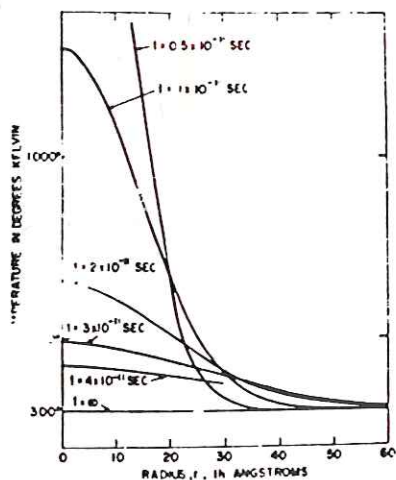


Fig. 3.5a Temperature distribution in a typical thermal spike at various times. The assumed heat pulse corresponds to $G = 1000$ eV and the thermal diffusivity was taken as $.001 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$. (Reference 1).

dépend de la diffusivité thermique du matériau :

très controversé ds les métaux
accepté ds les isolants

Si l'E sert à déplacer les at : créat d'interstitiel et lacunes .

On peut alors dépasser une valeur critique de paires de Frenkel pour le réseau : situat instable, à l'origine de l'effondremt de la cascade de déplacem^t, et recomb des interstitiels avec leurs lacunes .

→ pointe de déplacem^t : amorphisat locale .

coefficient d'endommagem^t :

$$C = 1 - \exp(-\sigma n_0 V \phi t)$$

σ : sec0 efficace

n_0 : densité atomique de la cible .

V : volume local concerné par l'endommagem^t. ($= 10^{-20} \text{ cm}^3$)

ϕt : fluance .

Il est difficile de discerner pointe thermique et pte de déplacem^t car le résultat est le m^ê. Généralem^t, les physiciens préfèrent parler de pointe de déplacem^t.

3 Dégats d'irradiat0 ds les solides : modifict0 ds propriétés physiques
3.1 Métaux et alliages

Uranium $\Delta V = 20\%$; $e = 0,28 \text{ mm}$

$E \gg 1 \text{ MeV} \quad \phi t = 10^{15} \text{ n/cm}^2 \rightarrow e = 0,45 \text{ mm}$

Les RX permettent de suivre l'évolution de la struct.

3.1.1 Mesures de résistivité

peuvent être faites en continu

Obs⁰ : variatio linéaire avec ϕt de S

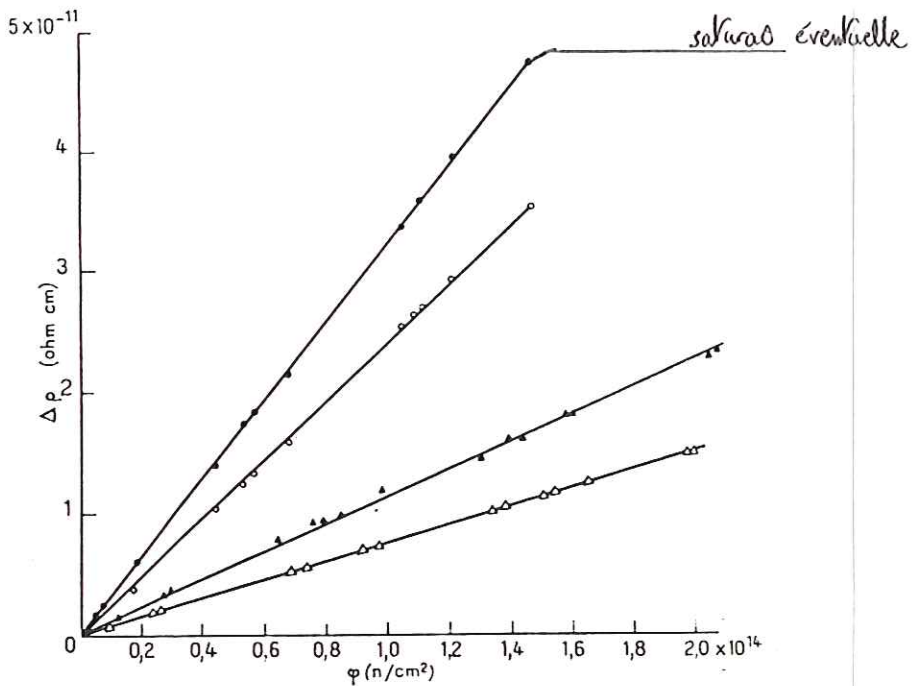


FIG. 4. — Variation de la résistivité électrique d'échantillons d'aluminium et d'or irradiés par des doses faibles de neutrons rapides [101].

Température d'irradiation: 1,74 °K.

- Al recrystallisé.
- Al écroui.
- △ Au recrystallisé.
- ▲ Au écroui.

φ = Flux de neutrons rapides.

$\Delta S \propto | \text{paires de Frenkel} |$

$C_F = \frac{n_F}{n_0} \quad \text{avec} \quad n_F = \sqrt{d} n_0 \phi t$

$\rightarrow \Delta S \propto \sqrt{d} \phi t$

On peut attribuer à chq paire de Frenkel une résistivité S_F .

$\rightarrow \Delta S = S_F C_F \Rightarrow \Delta S = S_F \sqrt{d} \phi t$

Ni: $S_F = 6 \mu \Omega \text{ cm / at\%} = 6 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm / at}$

312 Mesures de dimensions

Principalement ΔL et α ; augmentés sous irradiation.

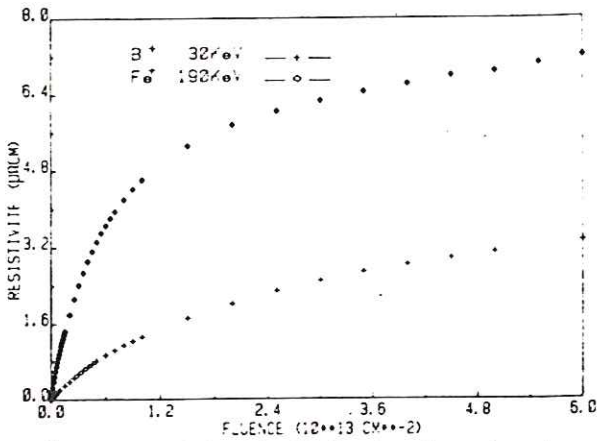


Fig. 5 Variations de la résistivité électrique de couches minces évaporées de Fe au cours d'une implantation à 77 K d'ions B⁺ à 30 keV et d'ions Fe⁺ à 190 keV en fonction de la fluence.

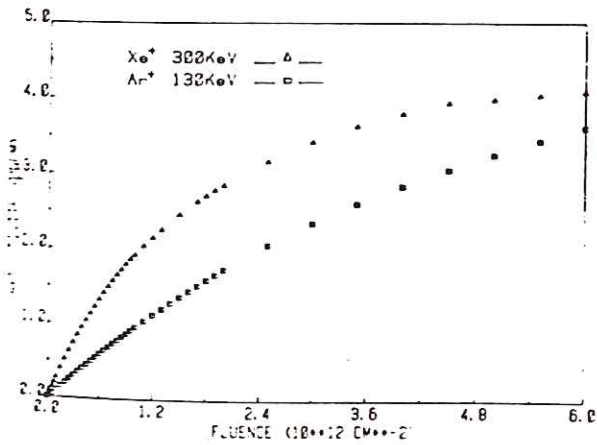


Fig. 6 Variations de la résistivité électrique de couches minces évaporées de Fe au cours d'une implantation à 77 K d'ions Xe⁺ à 300 keV, et d'ions Ar⁺ à 130 keV, en fonction de la fluence.

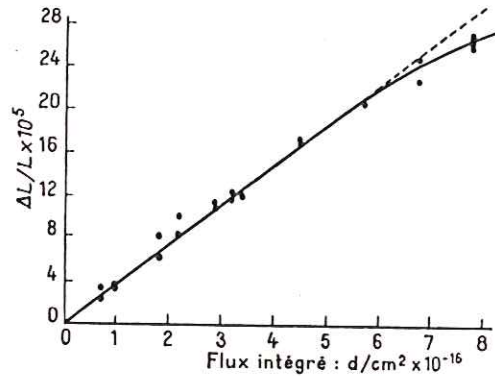


Fig. 7 — Allongement relatif $\frac{\Delta L}{L}$, dû aux défauts ponctuels, d'un échantillon de cuivre irradié par des deutons [94].
En abscisses, le flux intégré de deutons.
Température d'irradiation: 17 °K.

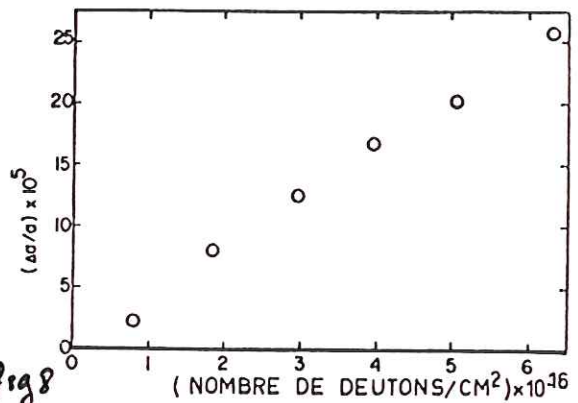


Fig. 8 Variation du paramètre cristallin α d'un monocristal de cuivre irradié avec des deutons [95].

Le palier dans la mesure de résistivité peut être dû à 1 concentration limite en défauts → il existe 1 volume de recombinaison autour de chq défaut ponctuel, tel que :

$$C_{lim} = \frac{V_{at}}{V_r} \quad \text{avec } V_r \approx 300 V_{at}$$

$$\rightarrow C_l \approx 0,3 \%$$

autre explication : on a effondrement des pointes de déplacement (thermique)

autre explication : phénomènes de recuit : recomb lacune - interstitiel.

→ on opère à 4K → phénomène éliminé.

On effectue des recuits isochrones pour éliminer les défauts : $S \downarrow$ après chq recuit.

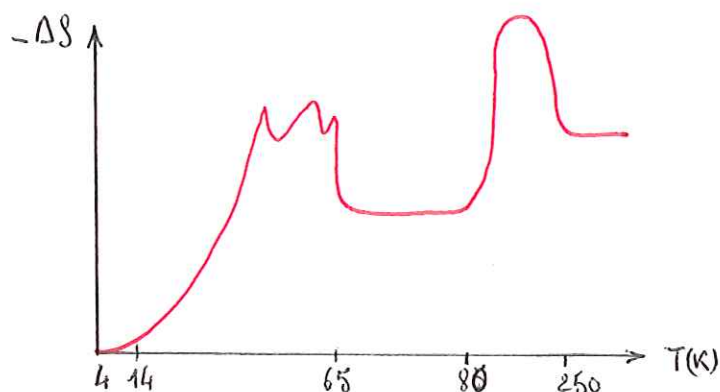
Les \neq étapes de guérison du métal sont \sim les \tilde{m} \vee le métal : 5 étapes.

ex. Cu 1,5 MeV à 4 K :

- $14 < T < 65$ K

$S \downarrow$: recombinaison $i-l$

$T \approx 0,03 T_F$



- $80 < T < 250$ K

$T \approx 0,1 T_F$

libérat d'intersticiels (les at peuvent être piégés par les impuretés ou se regrouper). $S \downarrow$

- $250 < T < 350$ K

$T \approx 0,2 T_F$

migrat des intersticiels : recombinaisons $i-l$.

- $350 < T < 450$ K

$T \approx 0,3 T_F$

migrat des lacunes subsistant après la 1^{re} étape

- $T \geq 475$ K

$T \approx 0,5 T_F$

guérison totale du métal

disparit des boucles de dislocat

Le recuit à permis de restituer les propriétés initiales au métal (généralent etc).

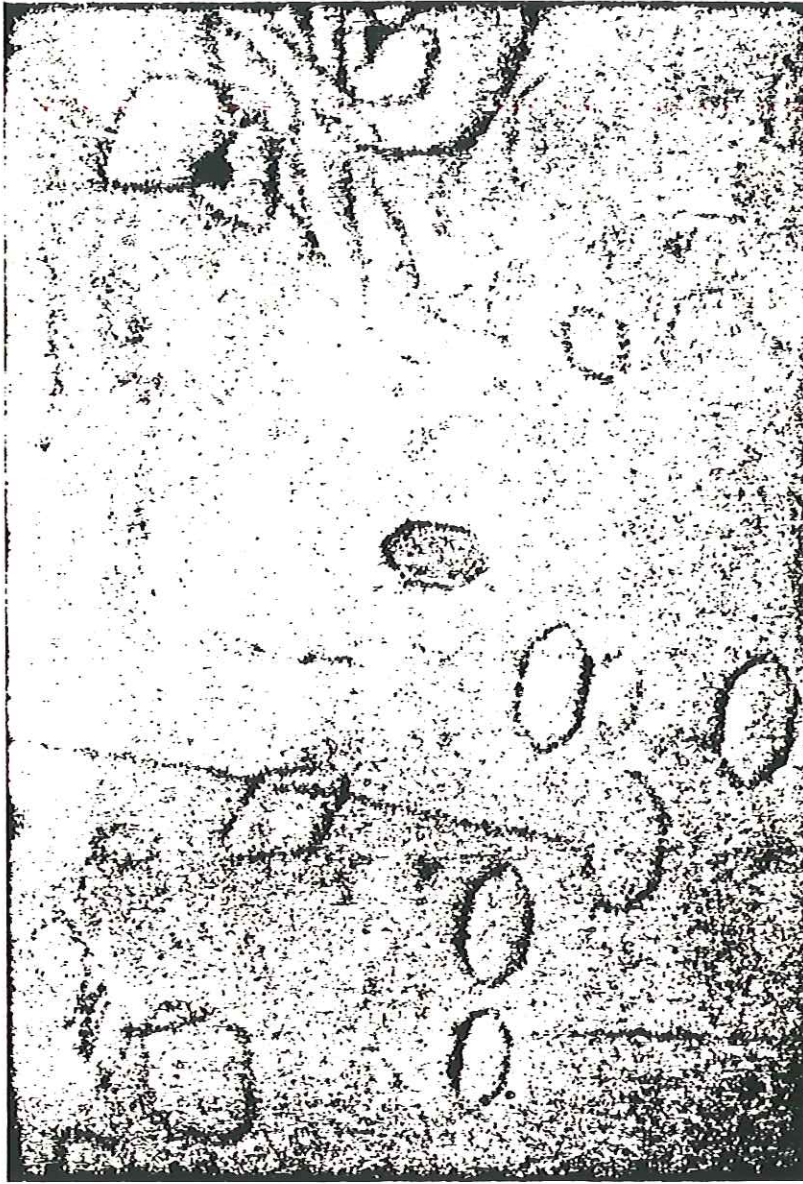
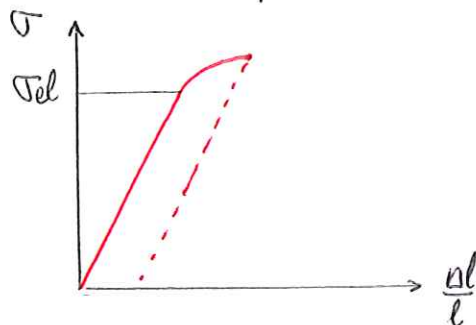


Fig. 94. - Prismatic dislocation loops in an Al 3% Mg alloy quenched from 550°C into 20°C oil showing loops containing stacking faults.

313 Propriétés mécaniques

Elles sont liées au nb de défauts étendus (dislocat...) amorcés par les défauts ponctuels créés par irradiat.

→ augmentatⁿ de T_{élastique}



C'est 1 phénomène de durcissement. Soit 1 durcissement de sources (distri-

but aléatoire des défauts créés), accompagné d'un effet sonore : (doses faibles)

Cristal de Pb : $\Phi t = 10^{12} \text{ n/cm}^2 \Rightarrow$ prop sonore \equiv bronze (cloches)

Soit λ durcissent par frotement : (rassemblement de défauts étendus autour des dislocations, qui ne peuvent plus migrer librement). Valable pour les doses \uparrow .

L'intensité de ce durcissement dépendra de la distance λ entre les défauts :

+ $\lambda \downarrow$, + durcissement \uparrow , + $\sigma \uparrow$

$$\sigma \propto \lambda^{-1}$$

On démontre que la distance moyenne entre les défauts λ , d'après Seeger :

$$\lambda \propto (\Phi t)^{-\frac{1}{2}} \rightarrow \sigma_{el} \propto (\Phi t)^{1/2} \text{ pour les faibles fluences.}$$

aux fortes fluences : $\sigma_{el} \propto (\Phi t)^{1/3}$ (dépend des volumes de défaut), à (doses)

cause des possibilités de recouvrement des défauts.

Appliqué tech : durcissement des aciers en surface.

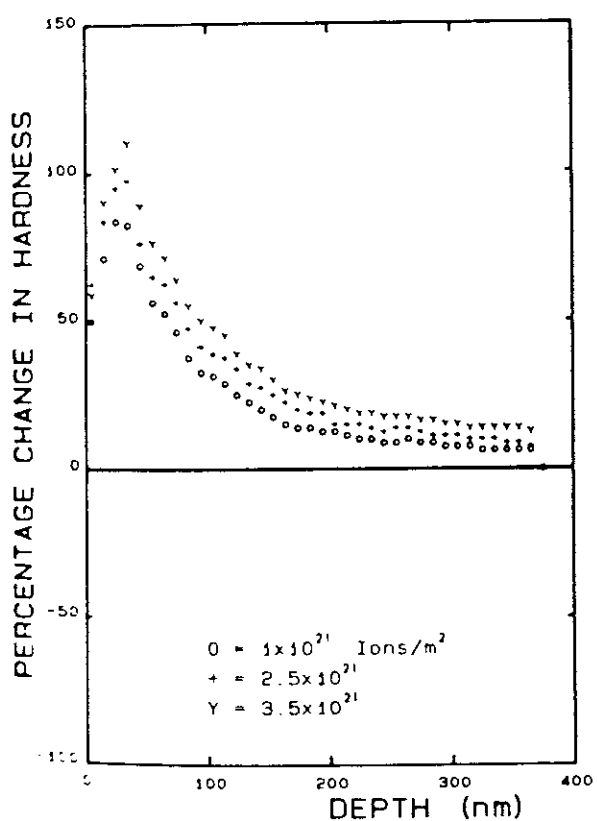


Fig. 12 Percentage change in hardness for nitrogen implanted Fe-60 iron (mechanically polished).

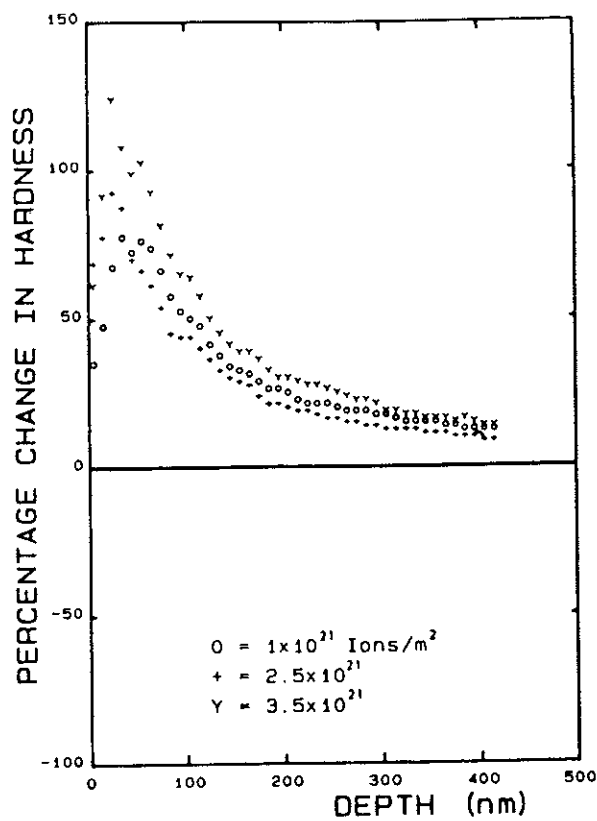


Fig. 13 Percentage change in hardness for nitrogen implanted Ti-6Al-4V (mechanically polished).

Possibilité aussi de durcir par précipitation de nitrures.

Par amorphisation en surface, on peut éviter la corrosion, puisqu'alors, il y a absence de joint de grain.

314 Gonflement des métaux, formation de bulles et cloques

Peut être le cas lorsqu'on implante des atomes de gaz (He^+ , H^+ , Ar^+ , K^+ , N^+ ...), qui résulte de l'accumulation d'atomes localement, à fluences élevées D^+ .

Cette concentration peut dépasser la solubilité thermodynamique du gaz de la matrice cible. Par formation nucléaire par ex lors du bombardement (neutrons \rightarrow Ar \Rightarrow Li + He)

Il y a possibilité alors d'interaction chimique entre les at de gaz, pour former hydrures, nitrures

Mais le + souvent interaction physique entre l'at implanté et les lacunes de dommages qu'il a créés. Cette interaction se manifeste par la formation de bulles de volumes importants. Ces bulles sont formées par recombinaisons atomes implantés - lacunes.

D'où le régime d'une pression de la bulle, à l'équilibre avec le réseau.

Si équilibre : $\gamma_s = \text{tension superficielle du cristal.}$
 et $p = \frac{2\gamma_s}{R}$ R : rayon de la bulle.

Dans la bulle : $p \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 = nkT \rightarrow \frac{8}{3}\pi \gamma_s R^2 = nkT$

$$n = \frac{8}{3}\pi \gamma_s \frac{R^2}{kT}$$

A toute variation dn est associée une variation dR de la bulle :

$$dn = \frac{16}{3}\pi \frac{\gamma_s}{kT} R dR \rightarrow \frac{dn}{dR} = \frac{16\pi \gamma_s R}{3kT}$$

si $\gamma_s = 1 \text{ J/m}^2$ à 800 K : $\Delta R = 6,7 \cdot 10^{-18} \frac{\Delta n}{R}$ (en cm)

si $R = 0,1 \mu\text{m}$; pour $\Delta n = 1$ (1 atome sup) $\rightarrow \Delta R \rightarrow \Delta V = 2,28 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$

si $R = 10 \mu\text{m}$ et $\Delta n = 1$: $\Delta R \rightarrow \Delta V = 8,28 \cdot 10^{-20} \text{cm}^3$

L'augmentation du volume ne peut se faire que par migration de lacunes, de $V_L \approx 20 \text{\AA}^3$, en divisant par ce volume unitaire : 1^{er} cas : $R = 0,1 \mu\text{m} \rightarrow$ apport de $\frac{1}{10}$ lacunes
 2^e cas : $R = 10 \mu\text{m} \rightarrow$ ——— $\frac{1400}{1000}$ "

Ces bulles sont très visible en MET :

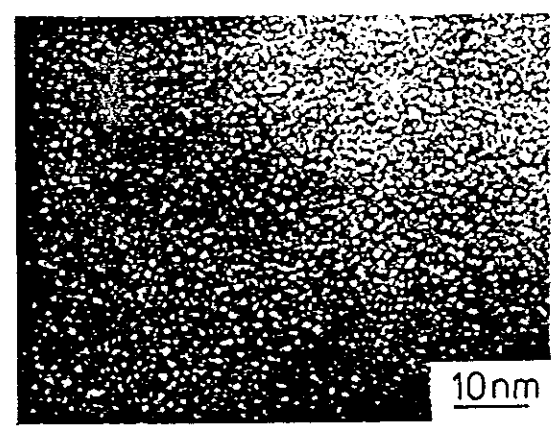
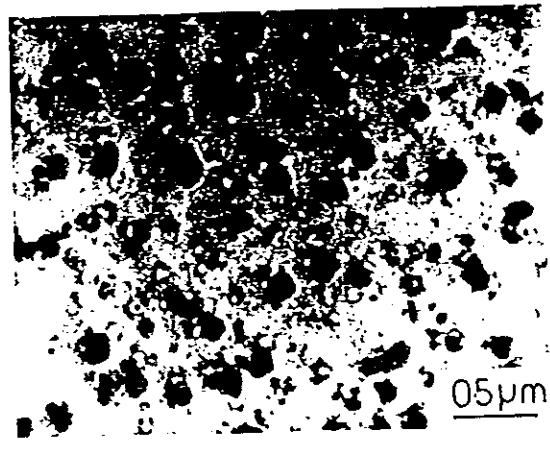


Fig 10 TEM micrographs showing (a) bubbles and small crystals and (b) bubbles in a 2605 specimen irradiated to $\sim 5 \times 10^{16}$ ions cm^{-2} and (c) blisters and cavities in a 2605 specimen irradiated to $\sim 7 \times 10^{16}$ ions cm^{-2} . Ar^+ ions at 5 keV.

Si la T irradiation $< \frac{T_f}{3}$, les bulles s'organisent en 1 sous réseau // au réseau métallique.

Si | bulle | est importante, elles peuvent se rassembler jusqu'à former des cloques (boursoffures à la surface du métal). Or la pint devient $> \frac{2\delta_s}{R}$, le métal éclate.

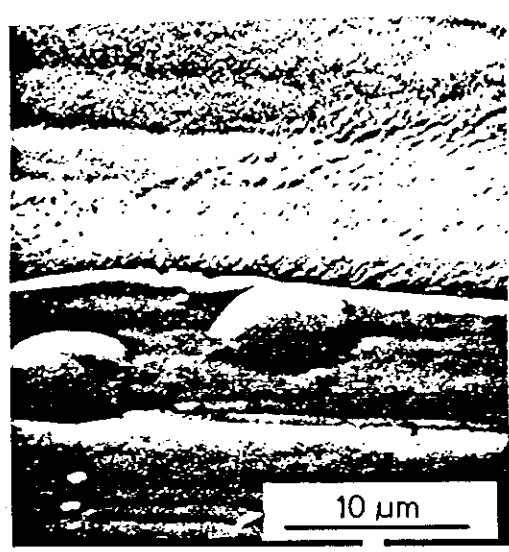


Fig 9 Sample F. Going downwards can be seen the surface left behind by the flaked layer (rough and wave covered region) and the remaining part of the bombarded spot with blisters.

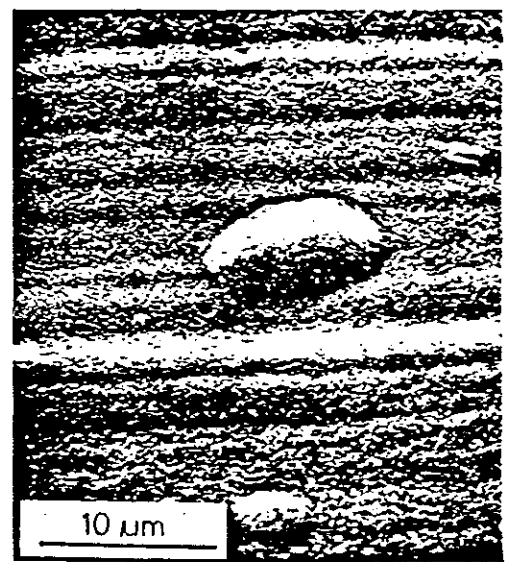


Fig 11 Blisters on the surface left behind on sample F.

Les ΔV provoquent le gonflement et la fragilisation du métal.

Rassemblement des bulles : modèle de "regroupement - pression"

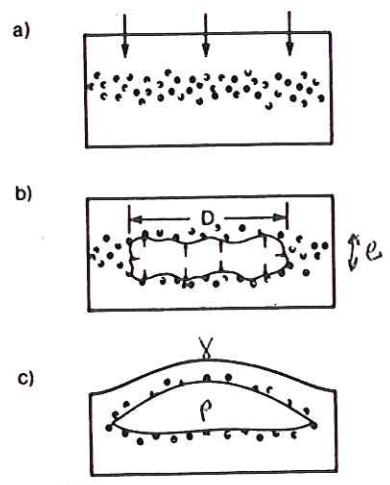


Fig. 15 Schémas des étapes du modèle "regroupement - pression" [4] de la formation des cloques d'après Das [5].

- a) : regroupement des bulles résultant de l'augmentat du n° de bulles, et de leur taille.
- b) : format d'une cavité, où pression $p \leq \gamma$
- c) : format d'une cloque dès que $p > \gamma$

2 valeurs critiques : D et e, lorsque $D \approx e^{3/2}$ format de la cloque et apparit de la boursoufflure.

Rassemblement de 2 bulles de rayon r_1 et r_2 : additivité des surfaces des

bulles : bulle résultante de surface : $4\pi R^2 = 4\pi R_1^2 + 4\pi R_2^2$
 $\rightarrow R = \sqrt{R_1^2 + R_2^2}$

si $R_1 = R_2 = 0,1 \mu m$: $R = 0,1\sqrt{2} \rightarrow R = 0,14 \mu m$

$\rightarrow V = 1,1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3$

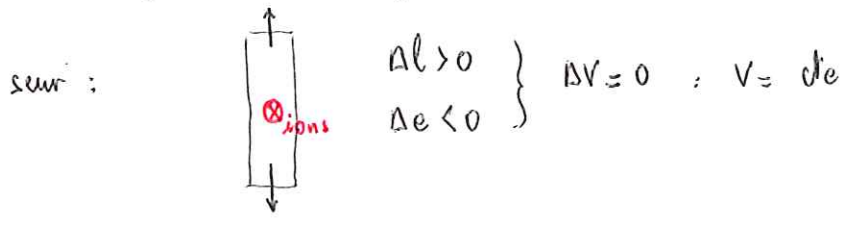
$\rightarrow \Delta V = (1,1 \cdot 10^{-14} - 0,8 \cdot 10^{-14}) = 0,3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3$

qui nécessite 1 apport en lacunes de $1,5 \cdot 10^8$ lacunes.

Les phénomènes de gonflement peuvent alors atteindre 50% (figure suivante).

315 Alliages amorphes $\approx Fe_{88}B_{12}$

Sous irradiat, ces alliages subissent 1 augmentat de longueur et 1 diminut de épaisseur :



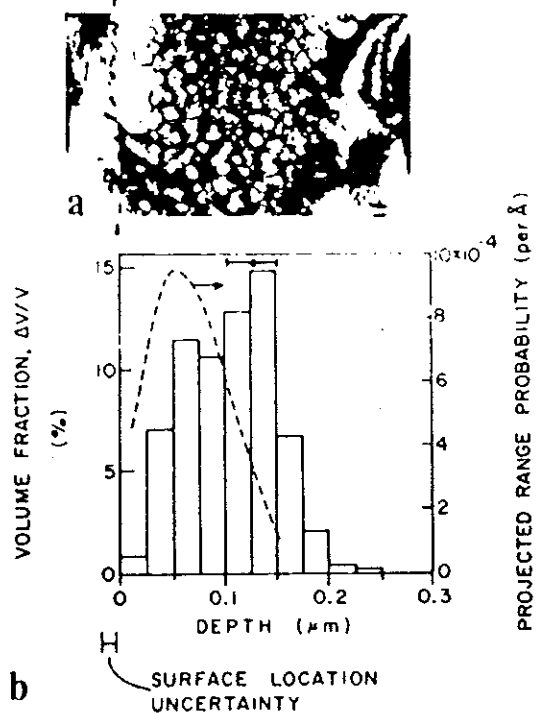
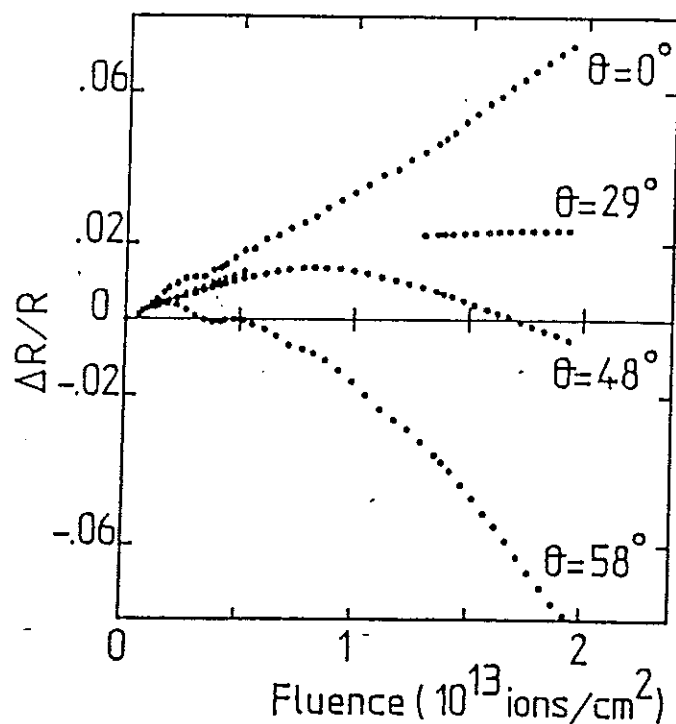
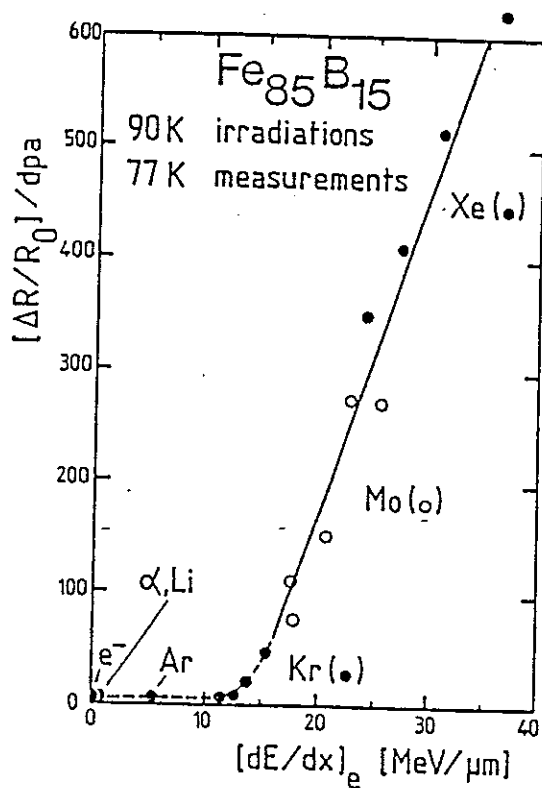


Fig. 14 (a) Micrographie MET de Ni implanté à 500°C avec de l'He de 20 keV jusqu'à 2.9×10^{21} ions/cm². (b) Histogramme du gonflement en fonction de la profondeur d'après Fenske et al. [41].

Ainsi que la présence de lacunes de dommages modifiant l'ordre à courte distance (mesures de résistivité).



dpa : déplacement par at.

$$\text{dpa} = \int_{T_d}^{T_M} N_d(T) \sigma(E, T) dT$$

pour des chocs élastiques (atomique)

$N_d(T)$: nb d'at déplacés calculé par la relat de K et Pease

$\frac{\Delta R}{R_0}$: on doit trouver le n° taux d'endommagement \forall la particule, si les $dpa = cte$ chocs électroniques n'interviennent pas.

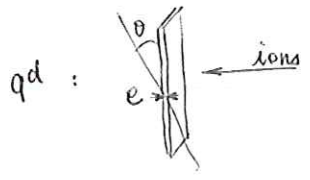
Ceci est vrai avec e^- , Li, α , ou Ar.

Avec Kr, Mo, Xe, le taux d'endommagement croît linéairement : ds 1 métal, dès que l'on dépose 1 énergie par choc électronique subt (12 MeV/ μm ici), on constate 1 endommagement par ce choc, qui se traduit par 1 varia θ de dimension.

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta S}{S_0} + 2 \frac{\Delta L}{L_0}$$

\uparrow résistance \downarrow résistivité

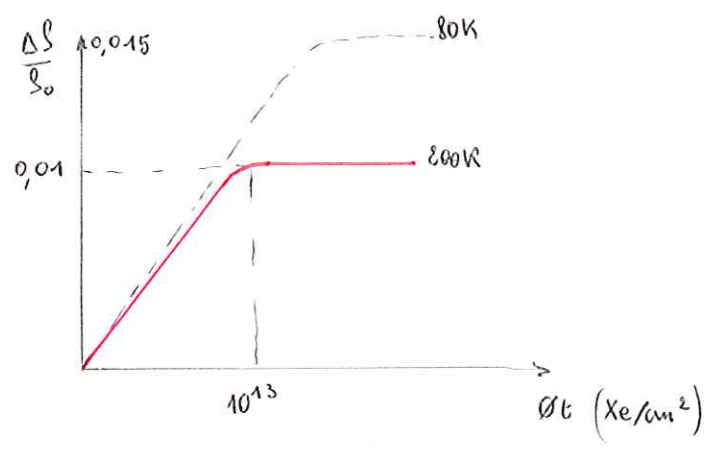
o : à 300 K



Lorsque l'on s'incline de θ \forall ions : fig précédente :

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta S}{S_0} + \frac{2\Delta L}{L_0} (1 - 3 \sin^2 \theta)$$

pour $\theta = 35^\circ$: $\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta S}{S_0}$



\rightarrow connaissant $\frac{\Delta S}{S_0}$, on connaît $\frac{\Delta L}{L_0}$

32 Les semi-conducteurs

L'implantation ionique induit 1 dopage permettant 1 contrôle de profil de concentration : contrôle de l'introduction de n'importe quel élément \forall la profondeur.

321 Les défauts d'irradiation

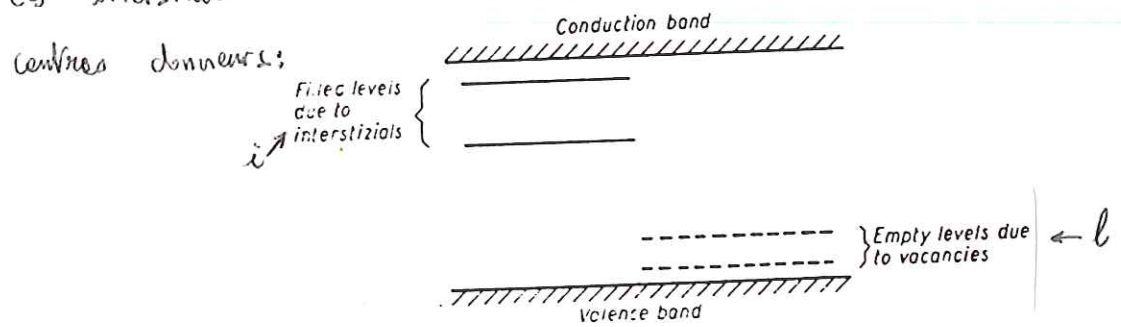
On crée des défauts par chocs élastiques (ions de $\downarrow E$ entre 100 et 500 keV) à des doses \uparrow .

qui correspondent à la formation de lacunes et d'interstitiel à raison de $10^{12} l(i) / cm^3$. Ces défauts vont modifier les états d'E en distribution.

Modèle de Lark - James - Horowitz : (LJH)

Les lacunes constituent des la E_g des niveaux d'E près de la BV (accepteurs): centres accepteurs.

Les interstitiels BC (donneurs):



On considère que les i ne peuvent s'ioniser que $3x$ au max avant que l'E mise en jeu ne dépasse ΔE .

Les l peuvent elles accepter $3x 1 e^-$ au max.

L'E correspondant $E_i = Z_i^2 E_H \frac{m_e^*}{E_r^2}$

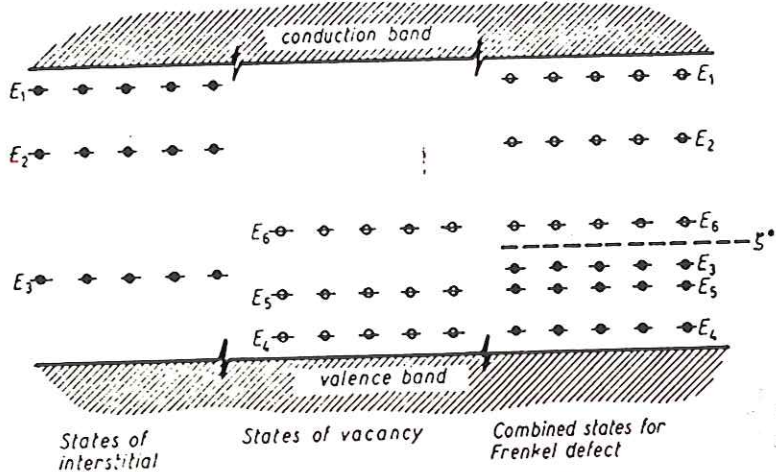
E_H : E d'ionisation de l'at d'H : de Rydberg = -13,6 eV

m_e^* : masse effective de l'e⁻ ds BC = $\frac{m_e^* ds BC}{m_e \text{ état libre}} = 0,2$

ex: $E_r = 16 \rightarrow E_1 = 0,01 \text{ eV}$
 $E_2 = 0,04 \text{ eV}$
 $E_3 = 0,095 \text{ eV}$

$\rightarrow E_H$ dépasse ΔE donc ce n'est plus la peine d'en parler puisque le matériau n'est plus semi-conducteur.

Ds la plupart des cas, le nb d' i \neq nb de l . On peut toutefois créer autant d' i que de l . Alors il y a compensat^o, ds centres donneurs se vident dans les lacunes. Il s'en suit que les interstitiel deviennent accepteurs et les l deviennent donneurs. Ceci se décide $\frac{1}{2} E_F$.



A schematic representation of the James-Lark-Horowitz energy-level model.

- a: Si E_F est situé de la partie hte de E_g : on favorise le caractère donneur des i \rightarrow on favorise $n < c n$.
- b: Si E_F est situé de la - basse de E_g : ————— accepteur des d \rightarrow ————— p.

a: $n_e = N_e \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right)$ nb de porteurs négatifs de BC.

avec $N_e = \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3}$

b: $p_h = N_p \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right)$ nb de porteurs positifs de BV

avec $N_p = \frac{2(2\pi m_h kT)^{3/2}}{h^3}$ (h \rightarrow hole)

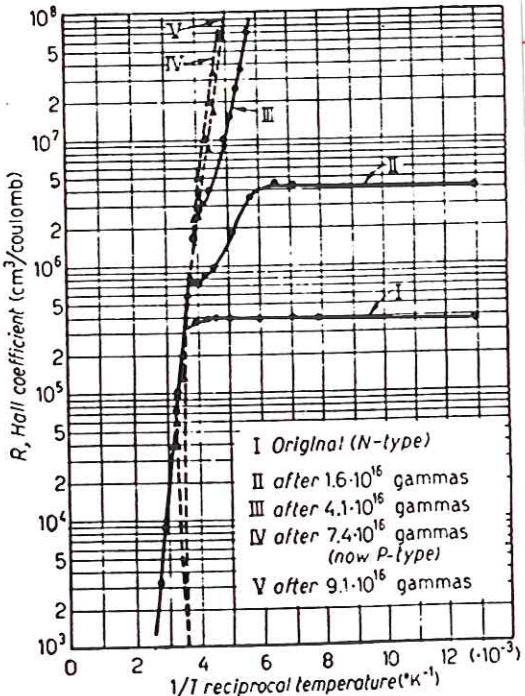


Fig. 18. - log Hall coefficient vs. reciprocal temperature for n-type Ge after successive exposures to ^{60}Co γ -rays (after CLELAND, CRAWFORD and HOLMES, ref. [10]).

Ge dopé n par Sb avec des RX du ^{60}Co .

I: Ge non irradié dopé avec Sb

∴ $R_H \downarrow$ aux hT.

$R_H \rightarrow$ nb de porteurs

Seebeck \rightarrow signe du porteur. $R_H = -\frac{1}{ne} (\text{cm}^3 \text{C}^{-1})$



$\rightarrow 1,8 \cdot 10^{13} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ au plateau.

II: aux faibles doses, R_H augmente.

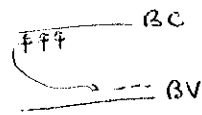
$$\Phi t \approx 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$$

\rightarrow à hT: $R_H \uparrow$ qd $\Phi t \uparrow$: $n_i \downarrow$.

il y a eu compensat. les niveaux donneurs Sb se sont vidés ds les lacunes.

Mais il y a \ominus de l que de i

\rightarrow il reste ds i = plateau



La pente plus bas, correspond à l'ionisation des interstitiels, qd $T \uparrow$.

pseudo platier = tous les interstitiels sont ionisés: $n = n_i$

Mais on retrouve la courbe I: $R_H \downarrow$ $n \uparrow \Rightarrow$ régime intrinsèque.

III Dose + élevée: $\Phi t = 4,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$

il n'y a plus de plateau à hT.

le phénomène de compensation est complet. Il y a autant de lacunes que d'i \rightarrow il ne reste pas d'i pour faire le plateau.

IV et V: nb l excès plus gd; toutes les impuretés se vidant ds ces l.

À hT, la BV alimente BC directement $\rightarrow R_H$ se casse la queue.

Changement de pente = chgt du signe des porteurs. Il y a large excès de l, toutes les l restantes liées capture des e^- de BV. Il reste des trous majoritaires ds BV ou ds BC.

+ de l, car les i se combinent sans forme de bi ou hi ...

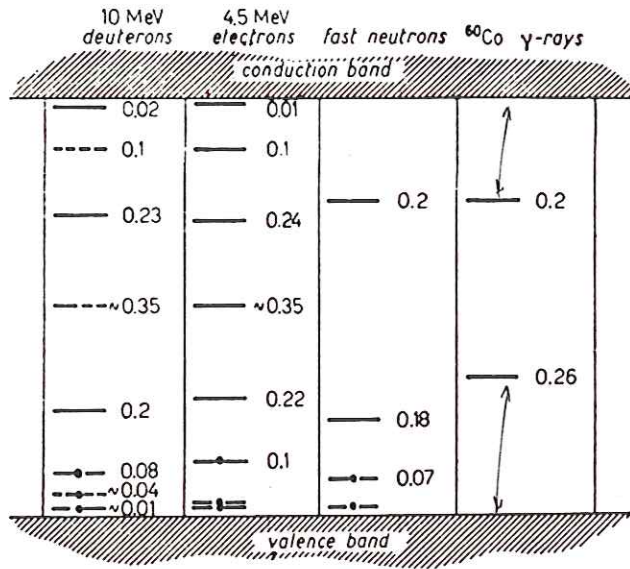


Fig. 14 - Defect energy levels that have been detected in bombarded Ge for various incident particles.

322 L'implantation ionique

- préparat° de couches actives avec n'importe quel type de dopants.
- bonne homogénéité de la surface active.
- pour des fluences élevées ($10^{16} \rightarrow 10^{19}$ ions/cm²), ce qui conduit à 10% de dopages (\equiv diffusion). \Rightarrow qq 100 keV : choc élastique.
- évite tte contaminat° par des impuretés even^{bles}.
- meilleur contrôle du profil de dopage

Ds 1^{er} temps: amorphisat° de la cible, en surface seulement ($1000 \rightarrow 10000$ Å²)

The summary of implantation conditions. The thickness of the amorphous silicon layer was measured by means of channeling.

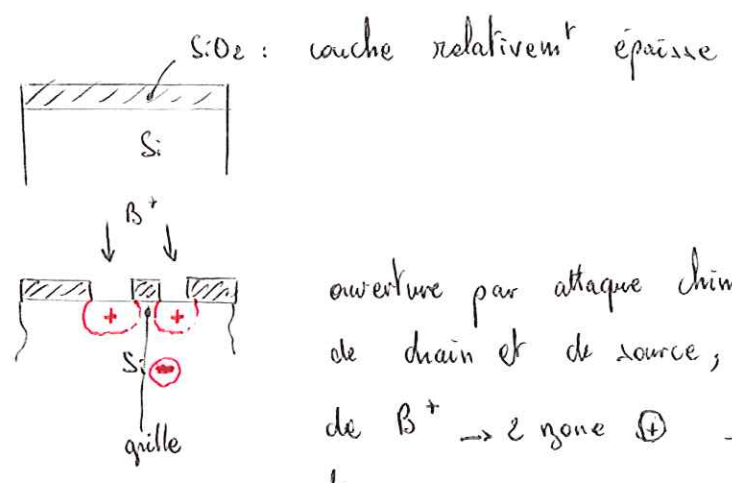
Symbol	Ion	Energy [keV]	Dose [atoms/cm ²]	Thickness [nm]
○	⁷⁵ As ⁻	30	3.85×10^{14}	42
▲	⁷⁵ As ⁺	30	1×10^{15}	
▼	⁴⁰ Ar ⁺	30	1×10^{15}	
×	²⁰⁹ Bi ⁺	80	6×10^{14}	58
■	⁷² Ge ⁺	40	6.2×10^{15}	
●	³¹ P ⁺	50	3.1×10^{15}	96
+	²⁸ Si ⁺	80	1×10^{16}	
		40	2×10^{15}	150

Ds 2^e temps: recuits pour recristallisat° des couches, selon 1 processus épitaxial (en ψ (l) si T atteinte en surface > T_f, mais souvent en ψ (sol)): la recristallisat° se fait suivant les direc° crist.

Callographiques du substrat, 25 fois $\langle 100 \rangle$ 550°C.
pour 1 - $\langle 110 \rangle$

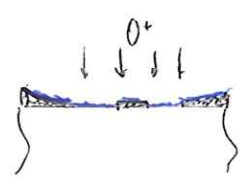
utilisé: TEC (FET)

il faut 2 jonct^{ns} pn polarisées en sens inverse.

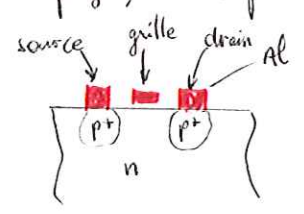


ouverture par attaque chim, des fenêtres de drain et de source, puis implantat^{ion} de B⁺ → 2 zone ⊕ → grille au milieu.

il suffit d'abord d'éliminer 1 partie de SiO₂: (par sputtering)



On irradie alors avec des O⁺ pour déposer 1 couche isolante très très mince par implantat^{ion} ionique.
puis par masquage, on dépose Al pour faire les contacts, métallisés avec Au.



Ds le cas de Si, on peut utiliser également l'azote → couche isolante de Si₃N₄
Pour les semi conducteurs III-V: AlGa; InP; GaInAs (mobilité + ↑).

→ dispositifs MOS, MIS, MESFET

Ces matériaux sont + fragiles que Si → échantillons + épais
→ utilisat^{ion} d'ions + légers pour avoir de parcours comparables.

Les Treant sont + serrés.

MESFET: zones de drain, grille, source de type n.

→ 3 ions intéressants: Ge⁺; S⁺; O⁺

Avec Ge⁺: Ge (IV): par rapport au Ga: Ge est donneur: type n
— à As: dopant de type p.

- caractère amphotère.
- suivant la dose, on a soit 1 type n, soit 1 type p de AsGa:
 - si $\sigma_t \nearrow$: Ge → As: type p de préférence
 - si $\sigma_t \searrow$: Ge → Ga: type n

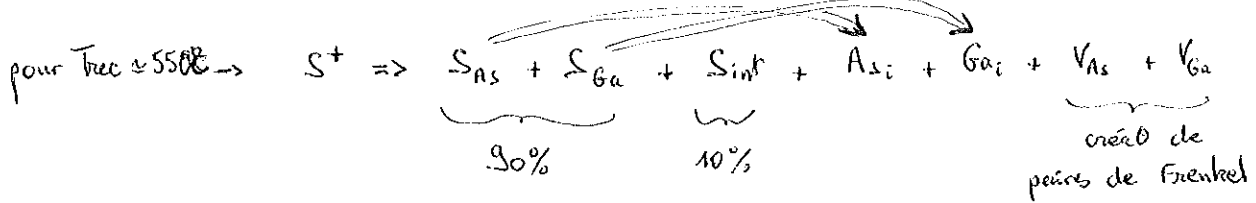
cette bande p → n est déplacée vers les fortes σ_t lorsqu'on implante simultanément Ge⁺ et As⁺.
Vers les hautes σ_t qd " Ge⁺ et Ga⁺.

→ possibilité de jouer (contrôler) le dopage accident.

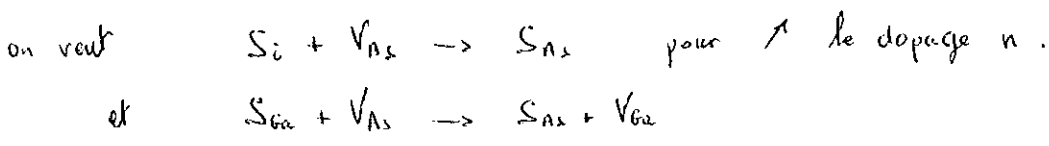
Avec S⁺: donneur 1/2 Ga⁺ et As⁺. Mais on constate que le taux d'activation n'est pas de 100%.

pour $\sigma_t \approx 10^{14}$ S/cm² → 50% de S est type n, après recuit.

Les autres 50% sont substitués après recuit à As et Ga.



pour obliger le soufre à se combiner +, on a ↑ Trecuit (800°):

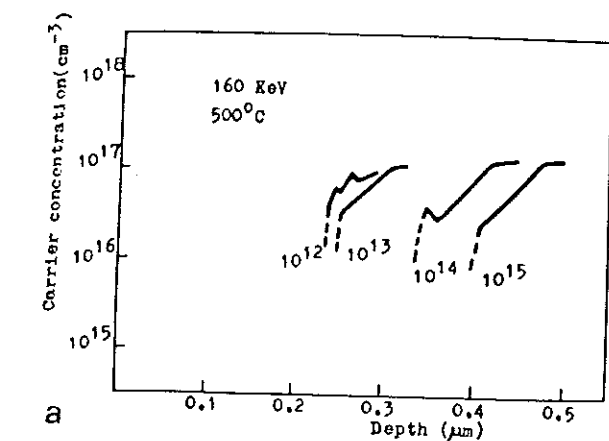


S_{As} est + stable que S_{Ga} pour 1 qués de rayon at.

Il y a en fait interact entre l'excès de V_{Ga} et S_{As} , qui diminue le taux d'activation. \rightarrow on arrive à 50%.

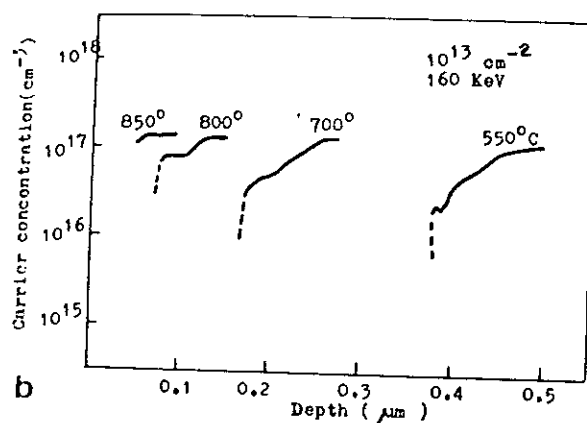
Il faut en + créer 1 couche semi-isolante : O^+

On crée d'abord 1 couche épitaxiale ($0,5 \mu m$) de nGaAs par implantation sur AsGa. On implante ensuite O^+ , puis on recuit.



a: on fixe l'E de O^+ à 160 keV et T_{rec} à 500°C.

\rightarrow la zone est + \nearrow qd la dose est + \nearrow : 10^{15}



b: on trouve la meilleure T_{rec} : 550°C.

c: la meilleure E de ions implantés est 600 keV.

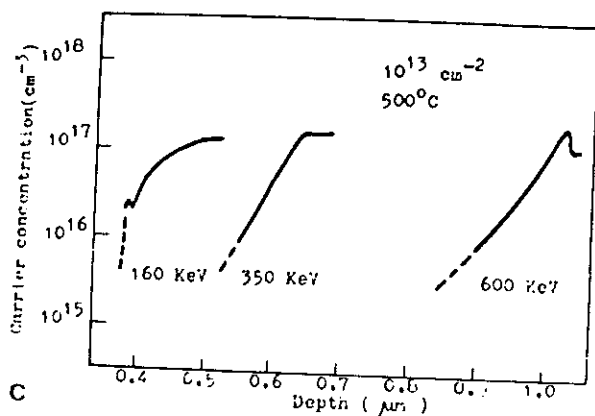


Fig. 10 The net carrier concentration profile of O^+ -implanted n-GaAs: (a) for different doses; (b) for different annealing temperature; (c) for different energies.

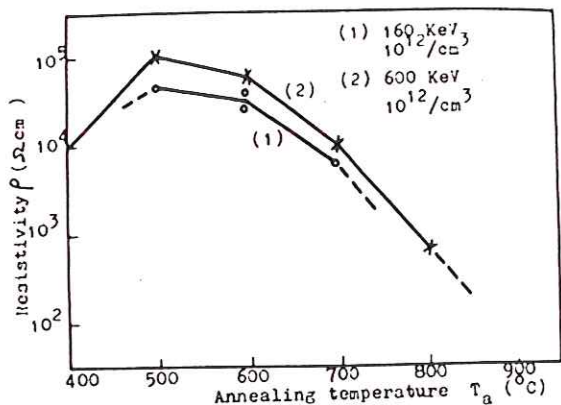


Fig 18 Resistivity as a function of annealing temperature for O⁻-implanted n-GaAs.

$$J = J_{max} \text{ à } 500^\circ\text{C}.$$

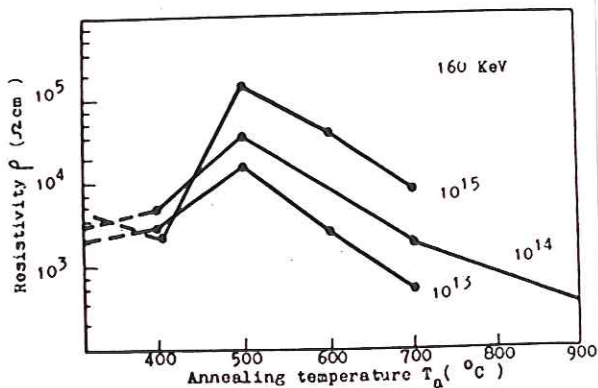


Fig 19 Resistivity as a function of annealing temperature for O⁻-implanted p-GaAs.

Les performances obtenues sont bien meilleures que les MESFET. En particulier : bruit de fond réduit de 1,5 dB à 12 GHz.

33 Les solides ioniques et isolants

331 Coloration, luminescence

Al_2O_3 illuminé par 1 rayon \rightarrow coloration.

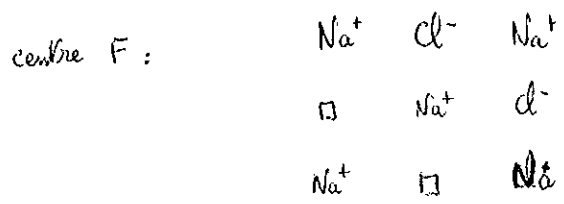
Coloration + 1 des br halogénure d'alcalins.

Lors de l'irradiation : interaction électronique \rightarrow excitation des e^- .

Dans le solide ionique, défauts = lacunes qui piègent les e^- excités (qui deviennent momentanément conducteurs) \rightarrow création d'un centre F = apparition d'une coloration particulière selon la nature du cristal.

De même lors de l'irradiation il y a création de lacunes par création de paires de Frenkel \rightarrow lacunes \rightarrow centre F.

par ex : NaCl : coloré jaune à $\lambda = 4650 \text{ \AA}$.



↳ lac ⊕ → piège les électrons momentanément conducteurs à cause de l'excitation → centre F.

On peut ainsi créer plusieurs défauts :

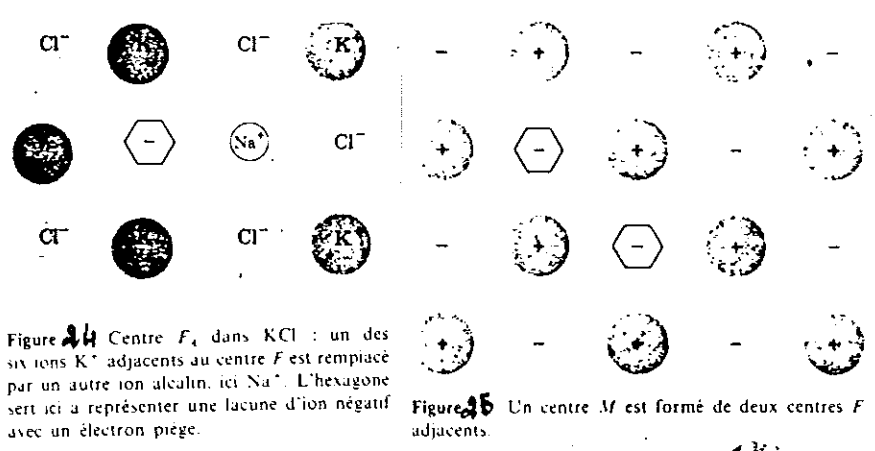


Figure 27 Un centre V_K se forme lorsqu'un trou est piégé par une paire d'ions négatifs. L'état stable ressemble à une molécule d'halogène ionisée négativement, c'est-à-dire Cl_2^- dans KCl. Un centre V_K ne fait pas intervenir de lacune ou d'atome supplémentaire. Le centre représenté à gauche de la figure n'existe probablement pas, ou bien il n'est pas stable : l'hexagone représente un trou piégé par une lacune d'ion positif ; un tel centre serait l'antimorphe d'un centre F . Les trous préfèrent se piéger sur un centre V_K que dans un centre V_I .

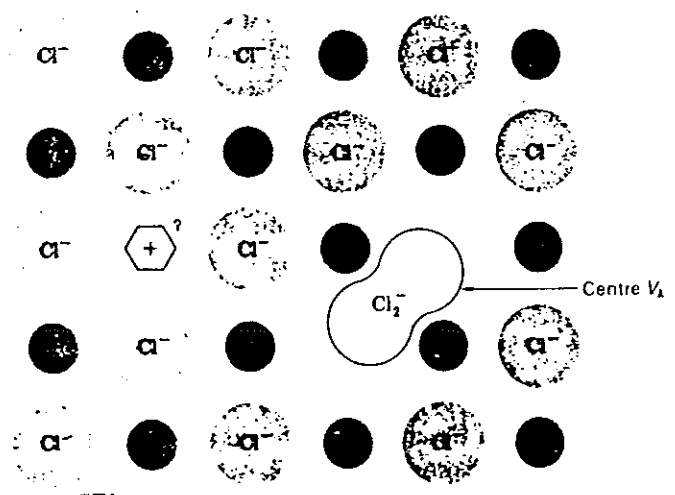


Figure 26 Un centre R est formé de trois centres F adjacents : c'est-à-dire, un groupe de trois lacunes d'ions négatifs dans un plan $[111]$ de la structure de NaCl, avec trois électrons associés au groupe (Les plans $[111]$ adjacents à ce plan sont formés d'ions positifs.)

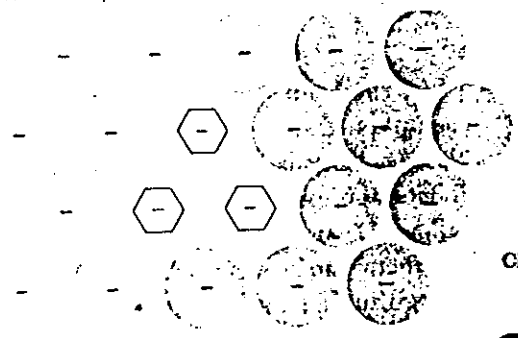
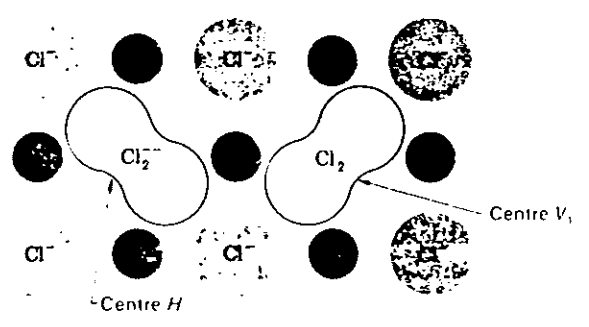


Figure 28 Modèles possibles des centres V_I et H . Dans le centre V_I une molécule neutre Cl_2 occupe la position d'un ion Cl^- ; dans le centre H une molécule ionisée Cl_2^- occupe la position d'un ion Cl^- .

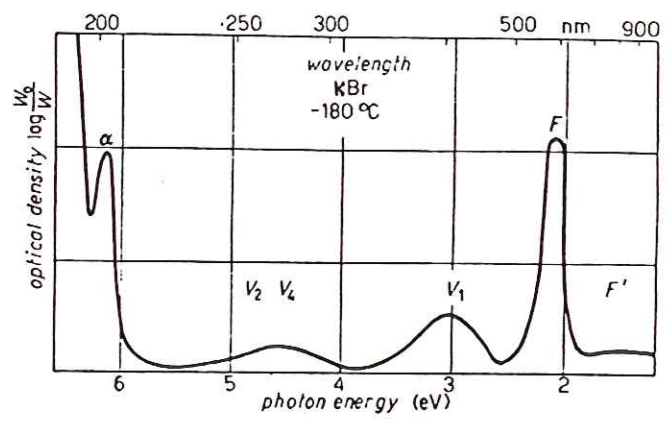


autre ex: KCl : violet, $\lambda = 5600 \text{ \AA}$
 RbCl : bleu, $\lambda = 6200 \text{ \AA}$

la concentration en centres F est proportionnelle à l'intensité émise :

$$N_F = k \alpha_m W \quad \text{Smacuda}$$

α_m : maximum du pic d'absorption de $\log(\frac{W_0}{W})$
 W : largeur à $\frac{1}{2}$ hauteur du pic.
 k : constante = $10^{-16} = f(\text{indice de réfraction } n)$.



- X-rayed crystal with absorption bands due to the presence of different types of centers (After: H. Pick: *Suppl. Nuovo Cimento*, 7, 498 (1958)).

-> localisation des défauts.

Cette coloration disparaît avec le temps :
 99 s pour KBr
 99 semaines pour NaCl
 99 mois pour LiF

Ces colorations peuvent être utilisées pour mesurer les interactions rayonnement-matière
 -> dosimétrie.

On montre pour H^+ de LiF : $N_F \propto \left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{0.89}$

Lorsque l' e^- quitte sa lacune, il y a dégagement d'énergie -> thermoluminescence.
 En éclairant le matériau avec sa λ de pièges -> photoluminescence.

En ajoutant Ag^+ de 1 matrice (NaCl), Ag^+ joue le rôle d'excitateur de thermo ou photoluminescence.

332 Changement de conductivité électrique

Après irradiation : \uparrow de la conductivité électrique avec l'intensité du flux appliqué.

libre parcours moyen de l' e^- de 1 cristal :

$$\delta = \mu E \tau$$

τ : durée de vie

μ : mobilité

$$\left. \begin{array}{l} \text{à } 477\text{K} : \text{ NaCl} : \delta = 0,6 \text{ cm} \\ \text{KCl} : \delta = 0,3 \text{ cm} \\ \text{LiF} : \delta > 10 \text{ cm} \end{array} \right\} \text{ avec } E = 10^4 \text{ V/m}$$

\rightarrow ions lourds \rightarrow coloration + courbe $\rightarrow \delta \uparrow \downarrow$.

comme $\sigma = n \mu e$, le porteur n'intervient pas avec la totalité de sa charge de σ , compte tenu que $\mu = f(\delta)$.

La charge effective apportée par l' e^- vaut :

$$q_{\text{eff}} = \frac{\delta}{d} e (1 - \exp(-\frac{d}{\delta})) \quad \text{en champs fort}$$

$$\text{en champs faibles : } q_{\text{eff}} = \frac{d}{d} e$$

d : épaisseur du cristal.

$$\text{et } \sigma = n \mu q_{\text{eff}}$$

\rightarrow NaCl, KCl, LiF sont employés à compteurs à cristal, pour détecter les rayons. On les fait fonctionner à basse T pour $\uparrow \delta$ et élever la conductivité ionique.

333 Implantation ionique dans les isolants

* NaCl : défauts observés : formation de centres colorés

* MgO : implantation de Na^+ , K^+ , I^+ , In^+ , Au^+
centres colorés sur le réseau des anions

après recuit, on observe des phénomènes d'agglomération et précipitation de ces ions implantés qui forment des domaines (50 → 100 Å) à caractère métalliques. Ces domaines sont séparés par ≈ 100 Å, ils ne sont pas percés.

On caractérise ces métaux par des mesures d'AA :

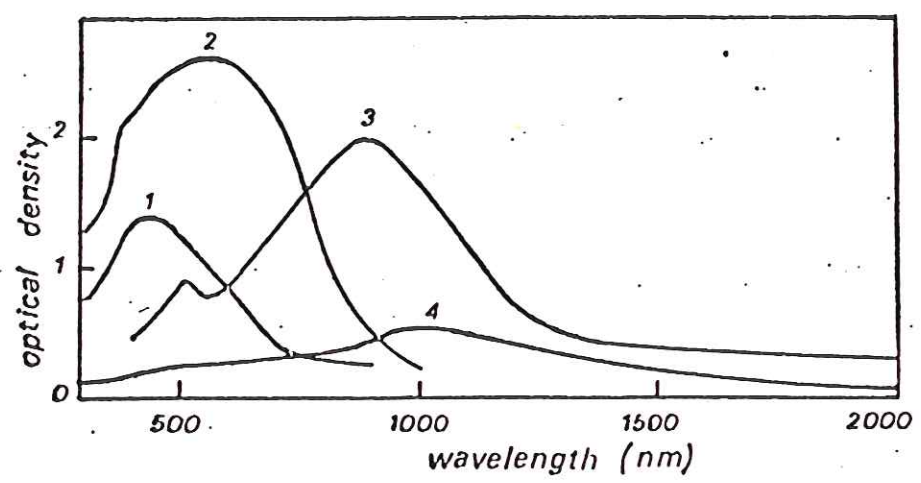


Fig. 1 Optical absorption spectra of MgO crystals implanted at 77K with Li^+ ions (energy $E=250$ keV, dose $d=5 \cdot 10^{16}$ ions $\cdot \text{cm}^{-2}$) (1), Na^+ ions ($E=470$ keV, $d=2 \cdot 10^{17}$ ions $\cdot \text{cm}^{-2}$) (2), K^+ ions ($E=470$ keV, $d=10^{17}$ ions $\cdot \text{cm}^{-2}$) (3) and Rb^+ ions ($E=320$ keV, $d=2 \cdot 10^{16}$ ions $\cdot \text{cm}^{-2}$) (4) and subsequently annealed at 650, 600, 800 and 750°C respectively.

La symétrie cristalline du métal est imparée (RX) par la matrice MgO → n°lle variété allotropique de Na (cc, etc).

On arrive à créer des sandwich de Na mixés ; avec d'autres ions ($\text{Mg}_2\text{O} \dots$)
↓ implantation
↑ implantation

après recuit : couche homogène de Na entre 2 couches isolantes.

avec In^+ et Au^+ : on obtient des alliages exotiques du type métal : après recuit : Mg_3In et Au_3Mg : interaction élé^t implantée / matrice

il n'y a pas In métal ni Au métal. La sym cristalline de l'alliage est conservée: etc.

Implantés Fe^{2+} + reuit :

On constate que $\sigma \nearrow$: $\sigma_{MgO} = 10^{-6} \Omega^{-1} cm^{-1}$

$\sigma_{MgO_{Fe^{2+}}} = 10^{-2} \Omega^{-1} cm^{-1}$ (de 10^{16} à 10^{18})

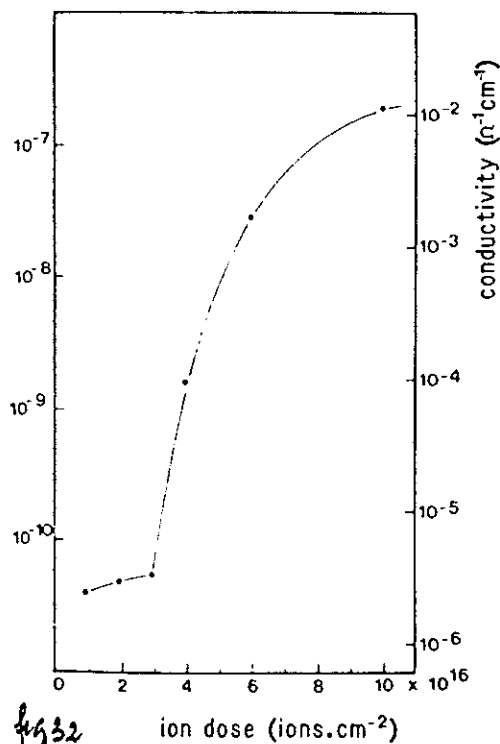


fig 32 ion dose (ions.cm⁻²)

Conductance and conductivity of implanted MgO as a function of iron ion doses.

En couches minces, l'effet Mossbauer révèle des pics d'absorpt permettant de connaître la nature de Fe implantés.

Mössbauer parameters obtained by computer fitting of the spectra (Figure 33) of the $6 \times 10^{16} Fe^{2+}$ ions.cm⁻² implanted MgO crystal

T(K)	Single line			Quadrupole doublet			
	IS mm.s ⁻¹	W mm.s ⁻¹	Relative intensity %	IS mm.s ⁻¹	W mm.s ⁻¹	QS mm.s ⁻¹	Relative intensity %
293	-0.11	0.62	37	1.15	0.90	1.27	63
77	-0.06	0.64	37	1.31	1.02	1.88	63

→ 84% Fe^{2+} ; 6% Fe^{3+} ; 10% Fe^0

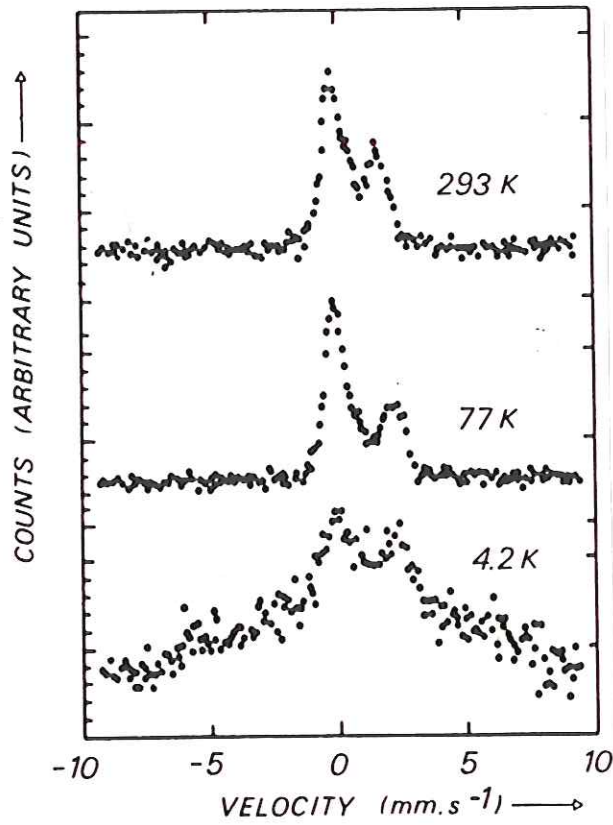


FIGURE 33 Conversion electron Mössbauer spectra of a MgO crystal implanted at room temperature with $6 \times 10^{16} \text{ } ^{57}\text{Fe}^+$ ions $\cdot \text{cm}^{-2}$.

On a $\text{MgO} \rightarrow \text{Mg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$ avec 1 σ^{te}

par 1 mécanisme de sauts activés : $\text{Fe}_i^{2+} + \text{Fe}_j^{3+} \rightleftharpoons \text{Fe}_i^{3+} + \text{Fe}_j^{2+}$

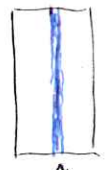
\equiv conductivité par hopping (MOTT)

metallic precipitate formation in MgO implanted with alkali ions

ions	Energy (keV)	Dose (ions $\cdot \text{cm}^{-2}$)	maximum concentration (% at.)	Annealing Temperature ($^{\circ}\text{C}$)	λ (nm)		r (\AA)
					calculated	observed	
Li^+	250	$5 \cdot 10^{16}$	2.7	650	470	450	25
Na^+	470	$2 \cdot 10^{17}$	10.7	600	550	570	35
K^+	470	$1 \cdot 10^{17}$	4.8	800	840	875	43
Rb^+	320	$2 \cdot 10^{16}$	1.5	750	900	1000	47

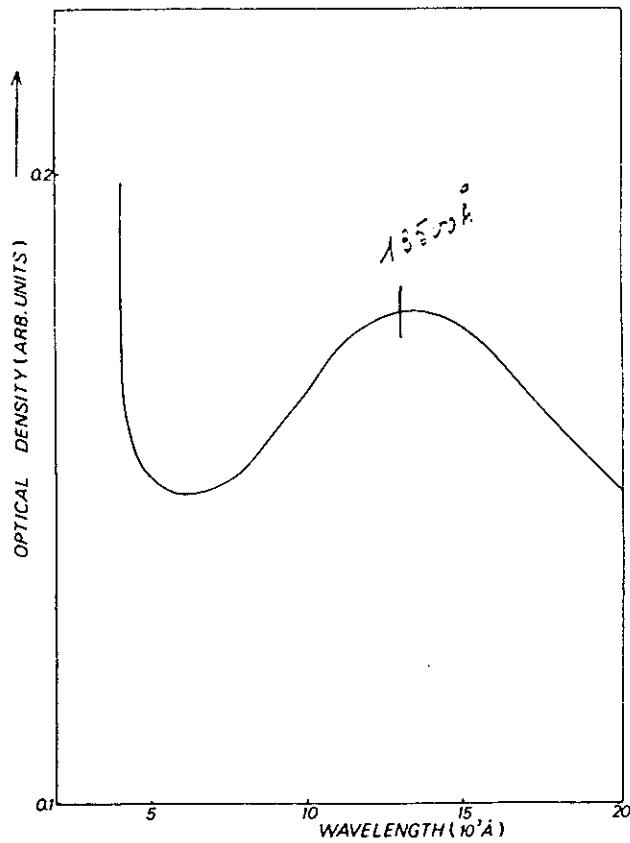
TiO_2 : Li^+ , H^+ , D^+

après recuit :



\uparrow zone bleue.

On peut mesurer en Absorption avec 1 faisceau très fin :



ce pic est caract d'ions Ti^{3+} de la zone bleue.

FIGURE 34 Optical absorption spectrum of TiO_2 sample implanted with $2 \cdot 10^{16}$ deuterons/cm² at room temperature.

On peut aussi mesurer la σ en fcd de la distance de TiO_2 :

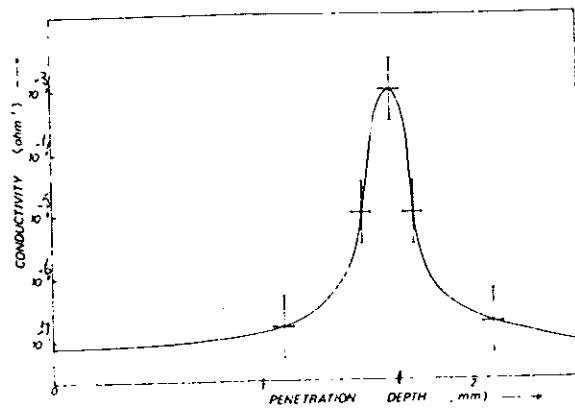
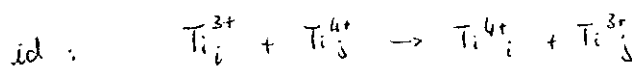


FIGURE 36 Conductivity profile curve in TiO_2 implanted with $2 \cdot 10^{16}$ deuterons/cm² at room temperature.

→ la σ est // de la zone bleue (4 ordres de grandeur).

Les élém^t implantés sont hcp + électro + que Ti , ils vont former des liaisons avec O (LiO ; HO ;) qui vont faire des bronzes de Ti : $H_x Ti_2 O_2$. Ce bronze donne 1 e^- qui se délocalise et conduit ou s'conduct. $Li_x Ti_2 O_2$

On conserve la struct rutile, H et Li se logent ds les cages pérorshites.



la couleur est due au Ti^{3+} . (Ti^{4+} est vert).

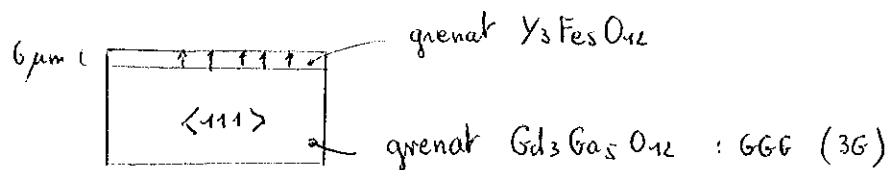
implanté avec Au : \rightarrow alliages (AuTi)

utilisé pour obtenir des alliages exotiques (hors d'eq) qu'on ne sait pas faire autrement.

* $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG)

matériau industriel : mémoires à bulles (MAGEM)

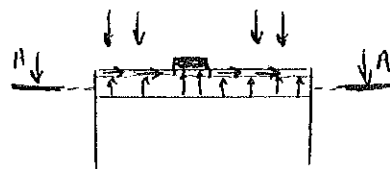
On part de $Y_3Fe_5O_{12}$ (grenat) : YIG = Yttrium Iron Garnet.



la couche de YIG est orientée $\langle 111 \rangle$ par épitaxie.

Puis par 1 champ magn, on oriente YIG (ferromagn) selon $\langle 111 \rangle$ qui est la direc \emptyset de facile aimant \emptyset .

Puis on masque et irradie avec H^+ , D^+ , Ar^+



\rightarrow implant \emptyset sur 1 zone de
0,5 \rightarrow 0,6 μ

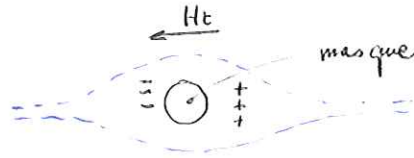
en dessous matériau non touché.

les prop magn de la couche implantée, du fait des σ tes induites par irradiat \emptyset , par magnétostri \emptyset , sont orientées $\parallel^t \rightarrow$ direc \emptyset d'aimant \emptyset \perp à $\langle 111 \rangle$, \parallel à la surface du YIG.

En fait des pts domaines de la zone non implantée sont orientés
(0,1 \rightarrow 0,2 μ)
complètement différemment. Ces pts domaines sont appelés bulles magnétiques.

AA : 0 bulle

si on applique 1 champ magn tournant Ht, on induit ds le film



l'appariθ de charges + et -, autour du masque, qui circulent autour de celui-ci. Elles canalisent les bulles selon les pointilles. Les bulles sont donc stockables et exploitables.

→ jusqu'à 64 Mbits cm⁻²

334 Les traces nucléaires

On considère les chocs électroniques.

Phénom d'ionisat des e⁻ de l'isolant.

Les traces nucléaires se voient par me⁻ sous formes de zones noires :

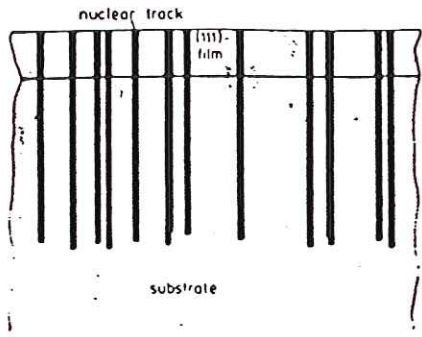


FIG 40 Schematic representation of nuclear tracks in iron garnet films. Thickness of the tracks is exaggerated by a factor of 10 as compared to the film thickness.

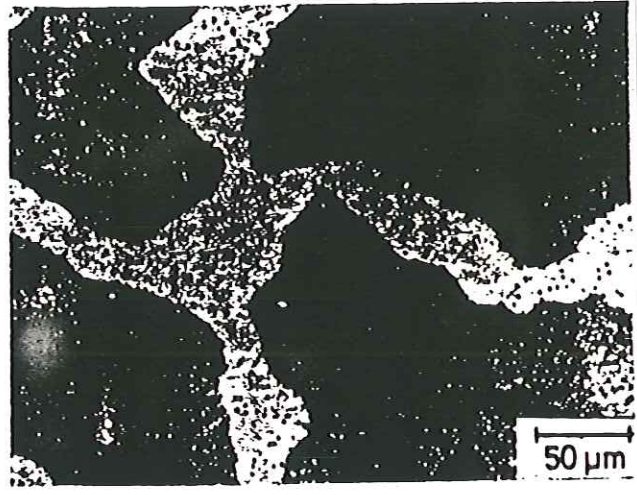


Fig. 4.1 Pinning of magnetic domain walls by etched nuclear tracks. Material: epitaxial (Gd, Bi)₃(Fe,Ga)₅O₁₂ garnet film. Irradiation: 3 × 10⁸ cm⁻² Xe ions of 1.4 MeV/nucleon. Development: 3 hr 1/3 HNO₃ + 1/3 CH₃COOH + 1/3 H₂O at 80°C. Observation: light microscope, Faraday contrast using polarized light.

→ matériau amorphe. La partie amorphe est bcp + sensible aux agents chim que la zone cristalline → révélat possible.

→ canal très propre.

Lorsqu'on applique 1 champ magn, ds domaines restent accrochés au canaux.

→ augmentat du champ coercitif :



Hc ↑ est recherchée pour les mémoires magnéto-optiques (LETi).

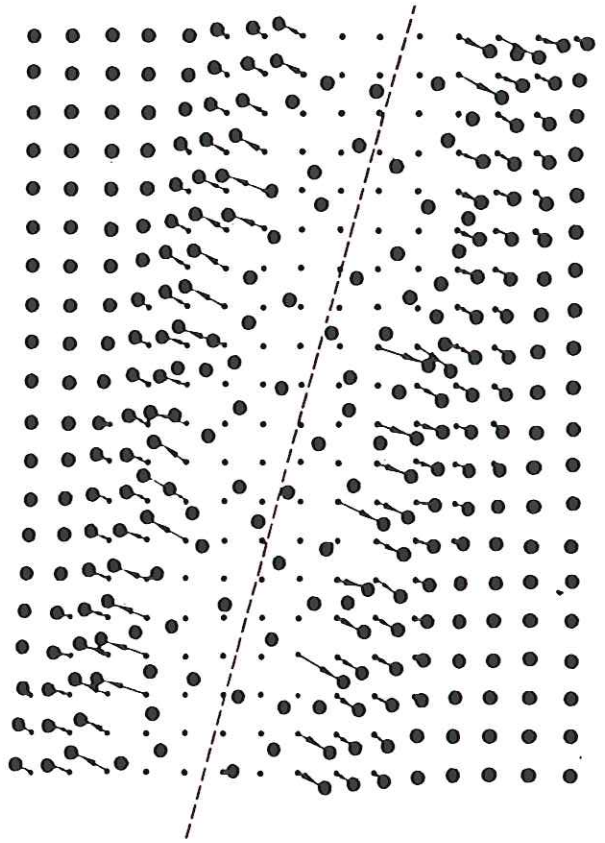


FIG 38 Scheme of the lattice defects remaining in a crystal after passage of a high-energy heavy ion producing a channel of high ionization density. The ionized lattice constituents have repelled each other and a high amount of distortion is frozen in during the decay of the lattice excitation.

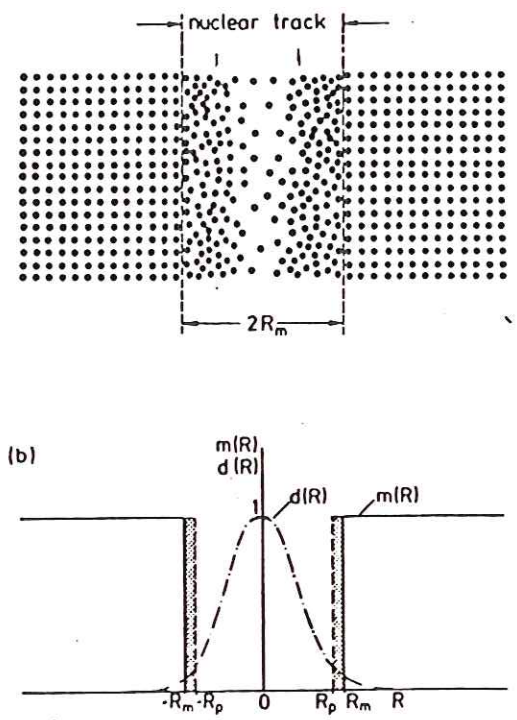


FIG 42. (a) Schematic representation of a nuclear track created by Coulomb explosion and (b) the radial dependence of the relative defect density $d(R)$ and the relative magnetization $m(R) = M_s(R)/M_s(\infty)$ in the track (see text).

On ne peut pas révéler les traces par stables (mica, polym), car l'interact du faisceau de $me^- \rightarrow$ disparaît des traces.

* modèle de Fluscher, Price et Walker (pointe d'explosion ionique):

- l'ion traverse le réseau (10^{-17} s) : \rightarrow ion ralentit par interact \rightarrow ionisat des ions du réseau.
- Relaxat des ions très chargés (Mg^{15+} ...) par des répulsions comparables à des explosions. Bouversement complet de la struct cristalline.
- Retour à 1 situat d'éq, regroupent des lacunes au creux de la trace, ions éjectés en posit° interstitiels autour de la trace.

La trace ne peut se faire que pour 1 nb d'ionisat minimum, où l'E mise en jeu doit être supérieure à l'E de cohésion du cristal (qui est module d'Young / 10 \approx) : valeur seuil

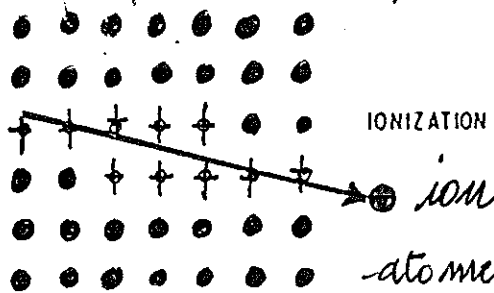
* le modèle de pointe d'explosion ionique : Fleischer et al

Nuclear tracks in Solids (1975)

- Processus élémentaire

10^{-17} s

ionisations des



IONIZATION

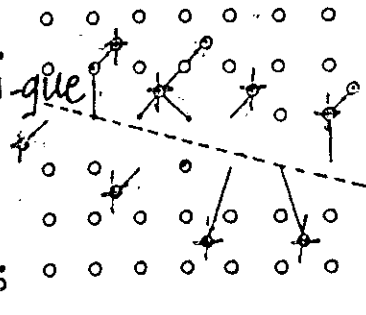
ion

atomes cibles

- Relaxation électronique

$10^{-14} \text{ à } 10^{-12} \text{ s}$

déplacements



ELECTROSTATIC DISPLACEMENT

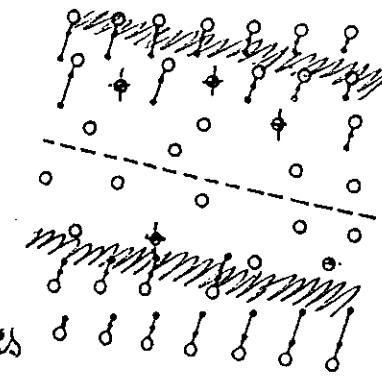
atomiques

$$\frac{n^2 e^2}{\epsilon a_0^4} > \frac{E}{10}$$

- Réorganisation structurale

10^{-10} s

défauts stables

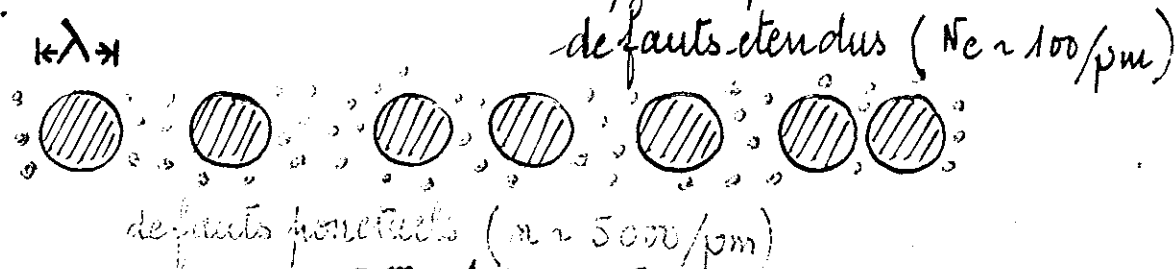


RELAXATION AND ELASTIC STRAIN

* le modèle de défauts étendus : Dartyge et al

Phys. Rev. B. (1985)

la fluctuation statistique de la perte d'énergie électronique provoque la coalescence des défauts primaires en défauts étendus si leur concentration dépasse localement une valeur seuil.



$$N_e \lambda = 1 - e^{-n \lambda} \left[\sum_{m=0}^{m_c - 1} \frac{(n \lambda)^m}{m!} \right]$$

$$F_d = 1 - \exp(-N_e V \Phi t)$$

$$\frac{n^2 e^2}{\epsilon a_0^4} > \frac{E}{10}$$

n : nb d'ions / cm^3 créés par unité de volume lors du passage de l'ion.
 a_0 : distance interatomique.

un matériau sera + favorable à l'explosion si $E \downarrow$ et $a_0 \downarrow$.

Si on se trouve en dessous de la valeur seuil : structure discontinue de la glace : modèle de défauts étendus

* Modèle de défauts étendus : Dartyge et al

Ces défauts s'allongent au fur et à mesure que $E \uparrow$, pour aboutir au modèle précédent.

En fait, l'E déposée par l'ion n'est pas uniforme : elle est plus élevée là où la désorganisation est importante (interaction avec les e^- importante).

Le nb de défauts créés / μ de longueur

$$N_{ex} = 1 - e^{-x\lambda} \left[\sum_{m=0}^{m_c-1} \frac{(x\lambda)^m}{m!} \right]$$

x : nb moyen d'ions / μ de longueur

On atteint la valeur seuil pour des défauts se recouvrant.

m : nb total d'ions / μ de volume

avec V : volume du défaut, on a la trace de matériau endom.

magé :

$$F_d = 1 - \exp(-N_e V \phi t)$$

Puisque chq ion crée 1 trace, le nb de traces est égale à la fluence ϕt . Qd $\phi t \uparrow$: pointe d'explosion ionique.

* Modèle de pointe thermique :

les traces bien vues ds le milieu !

342 Dégénération

ex: plexiglass, cellulose



$$\text{et } \frac{1}{M(t)} = \frac{1}{M_0} + k t$$

Utilisable pour la détection de ray^t.

35 Les matériaux vitreux

intérêt : stockage de mat radioactive.

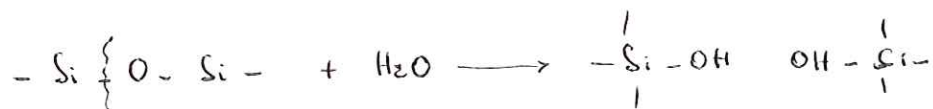
irradié au Pb⁺ (200 keV) : donne des résultats permettant d'extrapoler au ⁹⁰Sr, U ...

— Xe⁺, Kr⁺ : influence de défauts ponctuels sur le prop du verre.

Après implantation : étude de la solubilité du verre de l'eau : lixiviation (lessivage)
car stockages en piscines, en mer.

351 Stabilité chim des verres en sol^l aqueuse

On ne peut pas empêcher la diffusion de H₂O de la silice : → apparition de liaisons Si-OH.



phénomène très limité. On peut imaginer qu'au bout d'un certain t, on arrive à (Si(OH)₄)_n séparés.

SiO₂ formateur
 Na₂O } modificateur
 CaO }

Dans l'eau (léger^t acide : pH ~ 5) : réact d'échange alcalin ↔ protons :



également pour les ions trivalent, et en surface.

352 Implantation ionique et dommages d'irradiation

Glass compositions (wt%)							
Glass	SiO ₂	Al ₂ O ₃	B ₂ O ₃	Li ₂ O	Na ₂ O	SWO*	Other oxides
SRP (frit 131 and simulated DH1 W TDS-3A)	42.3		10.7	4.16	12.9	27	MgO: 1.46; TiO ₂ : 0.73; La ₂ O ₃ : 0.36; ZrO ₂ : 0.36
PNL 76-68	39.8		9.47		12.8	26.83	ZnO: 4.97; TiO ₂ : 2.97; CaO: 2.0; P ₂ O ₅ : 0.51; NiO: 0.21; CrO ₂ : 0.44
SAN 44.28.21O ₂	33	21	20.5		21	4.3	
SAN 55.20.20F ₂₂	40	14.4	18		18	2	Fe ₂ O ₃ : 5; MgO: 2.5
CFS 7740 (Pyrex)	81	2	13		4		

* Simulated waste oxides (SWO).

Moyens d'investigation après implantation :
 ✦ Retro-diffusion de Rutherford : RBS (Rutherford Back Scattering).
 ✦ ERD : elastic recoil detection.
 techniques de surface.

On veut voir comment évolue la teneur en surface en ions alcalins du verre : réact d'échange et diffusion :

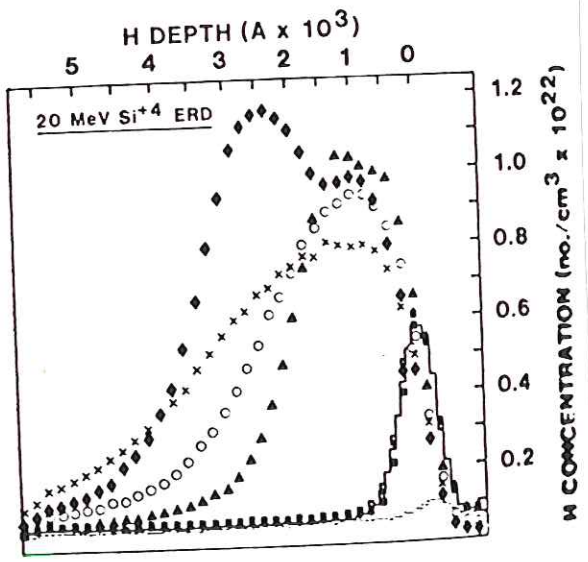


Fig 4.4 ERD yield (H) versus depth for 207 keV Pb-implanted SRP samples: —, reference (no implant, leach); ·····, 10¹¹/cm² (leached); ■, 5 × 10¹¹/cm²; □, 1 × 10¹²/cm²; +, 5 × 10¹²/cm²; ▲, 1 × 10¹³/cm²; ×, 1 × 10¹⁴/cm²; ○, 1 × 10¹⁵/cm²; ◆, 1 × 10¹⁶/cm².

profil de concentration de H₂O du SRP (voir tableau) : on constate que la |H| varie avec la dose d'implantation, très rapidement. L'implantation de Pb a favorisé la diffusion de H₂O ds le verre.

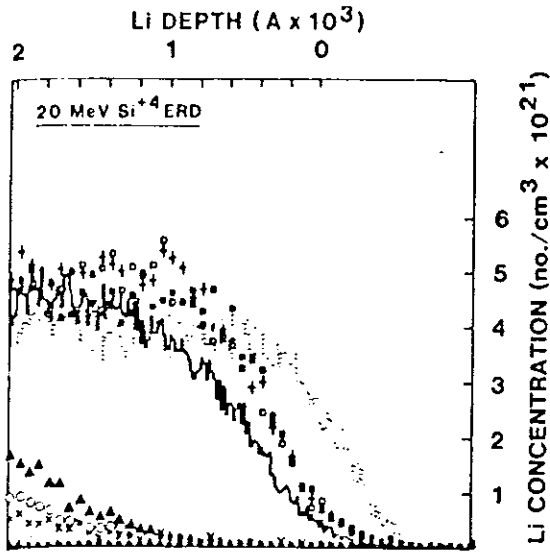


Fig 15 ERD yield (Li) versus depth for 207 keV Pb-implanted SRP samples: —, reference (no implant/leach); reference (leached); ■, $5 \times 10^{11}/\text{cm}^2$; □, $1 \times 10^{12}/\text{cm}^2$; +, $5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$; ▲, $1 \times 10^{13}/\text{cm}^2$; ×, $1 \times 10^{14}/\text{cm}^2$; ○, $1 \times 10^{15}/\text{cm}^2$; ◆, $1 \times 10^{16}/\text{cm}^2$.

La net sont les petits points : après irradiation, la |Li| a baissé. La réaction d'échange a donc été favorisée (on verrait la même chose pour Na⁺). Echange H⁺ → Li⁺

On peut s'intéresser au profil de |I| des at. lourds (Te, Si ...):

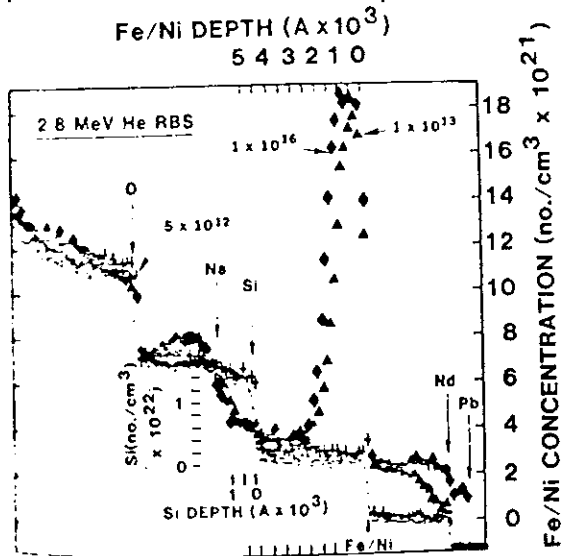


Fig 16 RBS yield versus depth for 207 keV Pb-implanted SRP samples: reference (leached); +, $5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$; ▲, $1 \times 10^{13}/\text{cm}^2$; ◆, $1 \times 10^{16}/\text{cm}^2$.

net = ... On constate que Fe/Ni // par irradiation à 10^{13} . On favorise donc l'accumulation d'éléments lourds à la surface par implantation Pb.

→ dangereux pour le stockage. Heureusement : phénomènes très très lents.
 On utilise les verres le ⊖ réactifs.

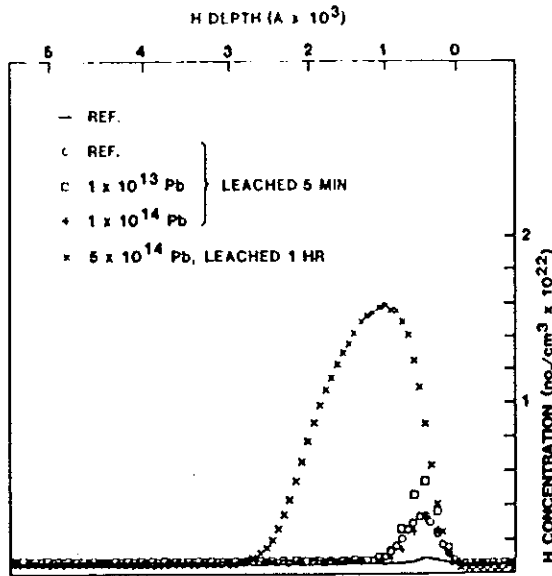


Fig. 4 ERD yield (H) versus depth for 207 keV Pb-implanted SAN 55.20.20 samples.

Après lessivage, phénomène légèrement accru, mais négligeable.

Tous ces phénomènes se produisent pour 1 énergie seuil $> 98 \text{ eV/\AA}^2$.
 Se traduit par 1 → du vol libre de l'amorphe.

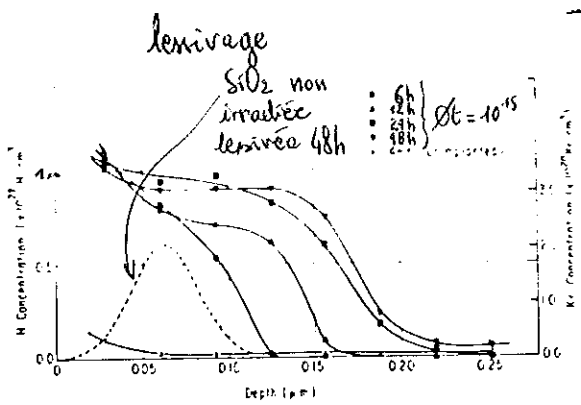


Fig 54 Hydrogen concentration versus depth for a series of samples of fused silica ion implanted with 10^{15} Kr/cm² and then exposed to water at 90°C for various times. The profile of an unimplanted sample exposed to water is also shown. The dashed line gives the Kr range distribution.

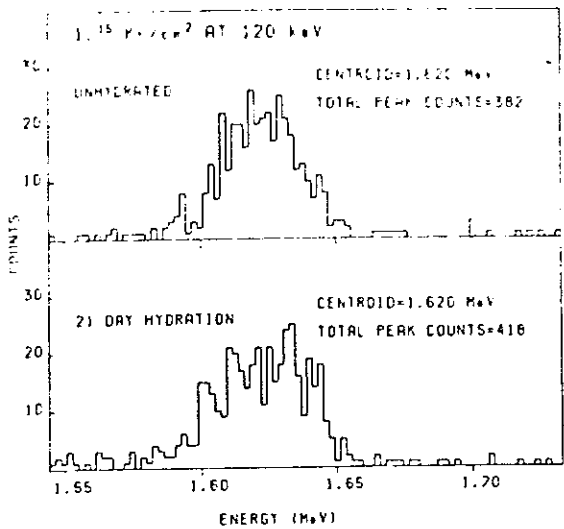


Fig 55 The high energy portion of a Rutherford backscattering spectrum of fused silica implanted with Kr showing the backscattering from the Kr. One sample was exposed to water at 90°C for 21 days.

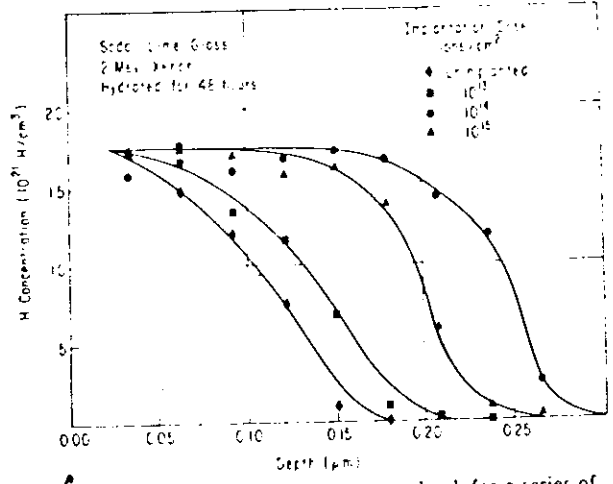
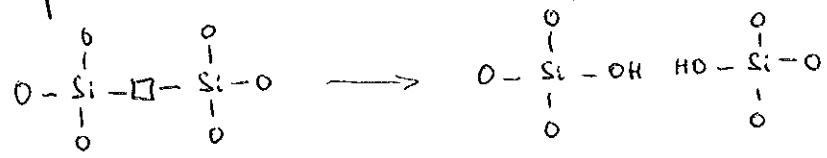


Fig 56 The hydrogen concentration versus depth for a series of soda-lime glasses implanted with various doses of Xe at 2 MeV and then exposed to water at 90°C for 48 h.

iii, SiO₂ vitreuse pure → pas de réact d'échange, uniquement diffusion.
 Avec leurrage : on a pratiquement fait SiO₂, H₂O (≈ 10²³/cm³)
 → diffusion de H₂O ds SiO₂.

on considère que l'on a créé des lacunes par implantation Kr :



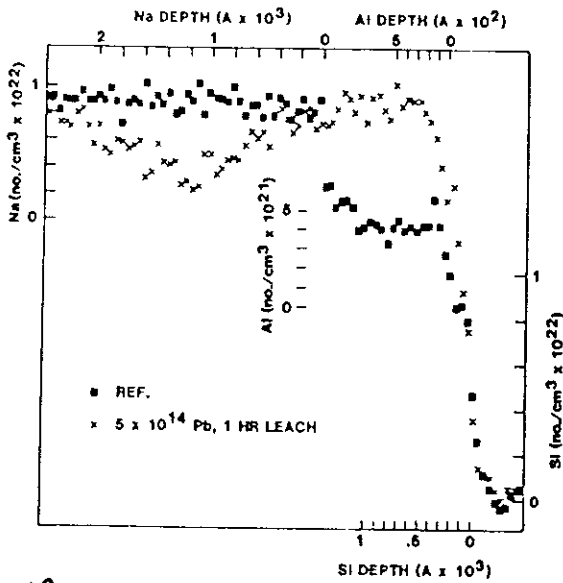


Fig. 48 RBS yield (Na, Al, Si) versus depth for 5×10^{14} 207 keV Pb-implanted SAN 55.20.20 samples.

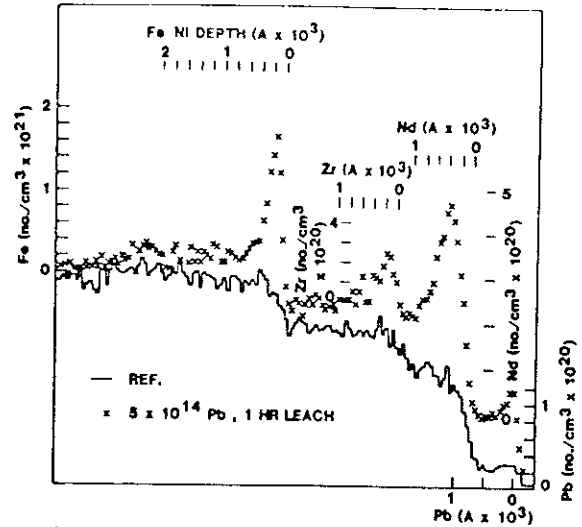


Fig. 49 RBS yield (Fe, Zr, Nd, Pb) versus depth for 5×10^{14} 207 keV Pb-implanted SAN 55.20.20 samples.

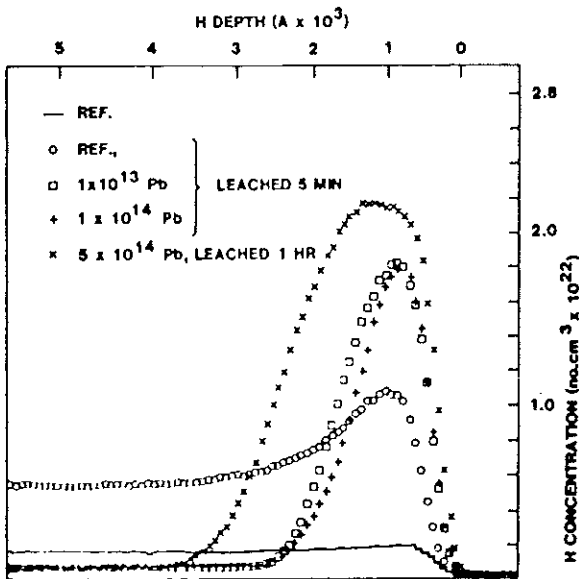


Fig. 50 ERD yield (H) versus depth for 207 keV Pb-implanted SAN 44.28.21 O_2 samples.

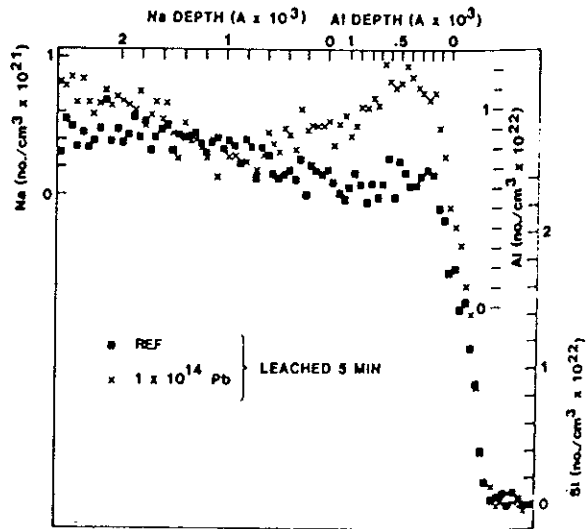


Fig. 51 RBS yield (Na, Al, Si) versus depth for 1×10^{14} 207 keV Pb-implanted SAN 44.28.21 O_2 samples.

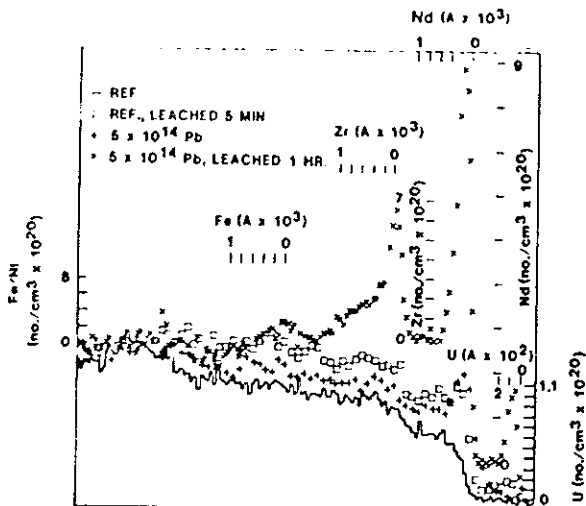


Fig. 52 RBS yield (Fe/Ni, Zr, Nd, U) versus depth for 5×10^{14} 207 keV Pb-implanted SAN 44.28.21 O_2 samples.

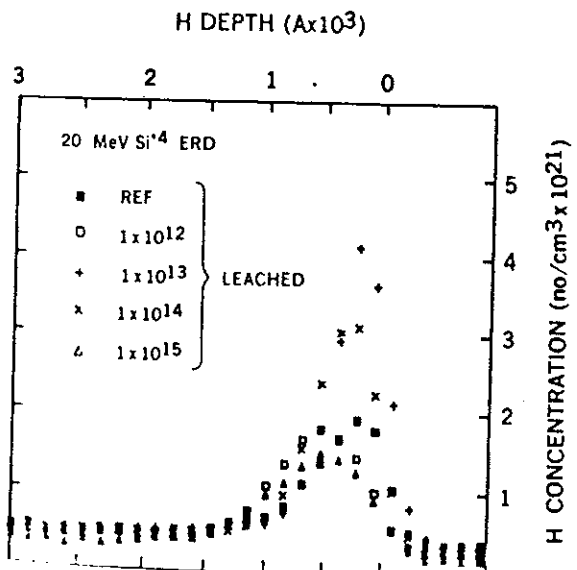


Fig. 53 ERD yield (H) versus depth for 207 keV Pb-implanted FSL glass samples.