

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PROPRIETES OPTIQUES DES COUCHES MINCES DE SILICIUM AMORPHE HYDROGENE

Reçu le 04/07/2000 – Accepté le 17/04/2001

Résumé

Le présent travail est essentiellement consacré à l'étude de quelques propriétés optiques de couches minces de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) préparées par la technique de pulvérisation cathodique radiofréquence. Il s'agit précisément d'examiner séparément l'influence de la pression partielle d'hydrogène lors du dépôt et l'effet d'un recuit thermique classique post-dépôt sur les principales grandeurs optiques des couches telles que l'indice de réfraction, le gap optique et l'énergie d'Urbach. On montre que les faibles pressions d'hydrogène permettent une saturation des liaisons pendantes dans le matériau, alors que les fortes doses conduisent à la création de nouveaux défauts. On montre aussi qu'un recuit thermique à température moyenne permet une nette amélioration de la qualité structurale des couches déposées.

Mots Clés: *Silicium - Couches Minces – Hydrogène - Recuit Thermique - Propriétés Optiques.*

Abstract

The present work is essentially focused on the study of hydrogenated amorphous silicon thin films (a-Si:H) prepared by radio-frequency cathodic sputtering. We examine separately the influence of hydrogen partial pressure during film deposition, and the effect of post-deposition thermal annealings on the main optical characteristics of the layers such as refraction index, optical gap and Urbach energy. We show that low hydrogen pressures allow a saturation of dangling bonds in the layers, while high doses lead to the creation of new defects. We show also that thermal annealing under moderate temperatures improve the structural quality of the deposited layers.

Key Words: *Silicon – Thin Films – Hydrogen – Thermal Annealing – Optical Properties.*

K. MELLASSI

M. CHAFIK EL IDRISI

A. CHOUYAKH

A. RJEB

Laboratoire de Physique
des Surfaces et Interfaces (L.P.S.I.)
Faculté des Sciences
Université Ibn Tofail
B.P. 133, Kénitra 14000, Maroc.

A. BARHDADI

Laboratoire de Physique des
Semiconducteurs et de l'Energie
Solaire (P.S.E.S.)
Ecole Normale Supérieure de Rabat
B.P. 5118, Rabat 10000, Maroc.

ملخص

في هذا البحث نتناول بشكل أساسي دراسة بعض الخصائص البصرية لشرائح السليكون الدقيقة البلورية المحتوية على الهيدروجين والتي تم تحضيرها بتقنية الرش المهبطي ذو التردد اللاسلكي. يتعلق الأمر على الخصوص بفحص الضغط النسبي للهيدروجين خلال ترسب هاته الشرائح وكذلك فحص تأثير المعالجة الحرارية العادية على خصائصها الأساسية كعامل الانكسار، الحاجز البصري و طاقة إيرباخ. من النتائج المحصل عليها يتبين أنه عند ما يكون الضغط النسبي للهيدروجين ضعيفا فذلك يؤدي إلى تشعب الترابط المفكك في الشرائح. أما إذا كان ضغط الهيدروجين قويا فذلك يؤدي إلى إحداث خلل جديد. تبين النتائج كذلك أن المعالجة الحرارية بدرجات متوسطة تمكن بشكل واضح من تحسين الجودة الهيكلية للشرائح.

الكلمات المفتاحية: السليكون - الشرائح الدقيقة - الهيدروجين - الخصائص البصرية - المعالجة الحرارية.

Les travaux de recherche sur le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) connaissent un essor croissant, tant pour l'étude fondamentale de ses propriétés physiques que pour ses nombreuses applications potentielles, aussi bien en micro-électronique qu'en photovoltaïque [1-7]. L'intérêt manifesté pour ce matériau est essentiellement dû à son mode de préparation relativement simple et à ses propriétés optiques particulièrement importantes. En effet, il se caractérise par un gap optique se situant dans le domaine requis pour un rendement photovoltaïque optimal [8]. Il présente aussi une forte absorption dans la région du maximum du spectre solaire; ce qui fait qu'une grande fraction de ce rayonnement est absorbée sur une faible épaisseur du matériau permettant ainsi la fabrication de structures en couches minces. Toutes ces particularités sont d'une grande importance pour l'élaboration de photopiles performantes et pas chères. Cependant, les propriétés optiques dont le a-Si:H jouit dépendent étroitement de la technique de fabrication mise en œuvre, des conditions expérimentales de sa préparation et, surtout, de sa teneur en hydrogène.

Dans le présent travail, nous préparons des couches minces de a-Si:H par la technique de pulvérisation cathodique radiofréquence. Ensuite, nous étudions dans quelles mesures les propriétés optiques de ces couches changent avec la pression du gaz hydrogène lors du dépôt, ou avec la température d'un recuit thermique post-dépôt.

PROCEDURE EXPERIMENTALE

A partir d'une cible polycristalline de silicium, et sous l'effet des ions réactifs d'un plasma de gaz argon et d'hydrogène, des couches minces de a-Si:H d'environ 0.5 μm d'épaisseur et 1 cm^2 de surface sont déposées par la technique de pulvérisation cathodique radiofréquence (sputtering) [9]. Le dispositif expérimental utilisé est un système de type Alcatel SCM 451 entièrement automatisé. Il se compose d'une enceinte de pulvérisation permettant de réaliser des dépôts à différentes températures, d'un groupe de pompage permettant d'atteindre un vide limite d'environ 10^{-7} mbar et d'un générateur radiofréquence dont la puissance peut varier entre 0 et 500 W.

Les substrats utilisés sont en verre corning transparent. Ils subissent, avant chaque dépôt, une série de traitements de nettoyage et de décontamination: un lavage au savon, un dégraissage dans l'acétone et un rinçage avec de l'eau distillée. Avant tout dépôt, la cible subit un décapage ionique pendant environ 15 mn.

Les dépôts des couches minces de a-Si:H ont été réalisés sous une pression totale dans l'enceinte maintenue à $2 \cdot 10^{-2}$ mbar et une puissance radiofréquence de l'ordre de 250 W. Dans nos conditions opératoires, le substrat est maintenu à la température ambiante qui, sous l'effet de l'influence du plasma formé dans l'enceinte, peut atteindre 100°C [10]. La pression partielle du gaz hydrogène introduit dans l'enceinte étant le paramètre dont on veut déterminer l'influence, nous l'avons alors réglée à des valeurs comprises entre 0 et 75% de la pression totale.

Pour l'étalonnage de l'appareillage expérimental nous avons préparé des couches de a-Si:H à différentes valeurs de P_H pendant un temps t ; nous avons ensuite mesuré le spectre de transmission de chaque échantillon. La vitesse de dépôt, pour chaque valeur de P_H , a été calculée en divisant l'épaisseur (déterminée à partir du spectre de transmission) par le temps de dépôt. Donc, pour obtenir une couche d'épaisseur e , il suffit de calculer le temps de dépôt en divisant e par la vitesse correspondante à la valeur de P_H voulue.

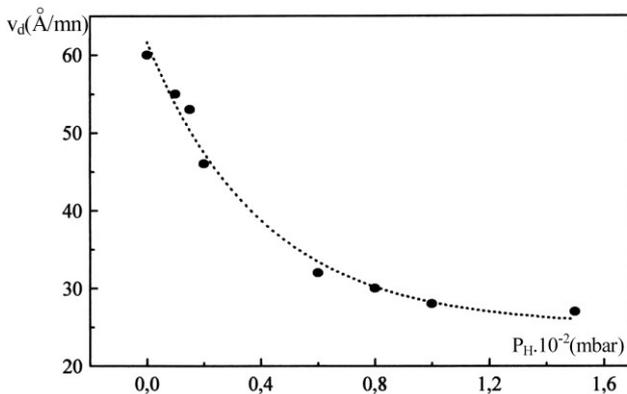


Figure 1: Evolution de la vitesse de dépôt en fonction de la pression partielle d'hydrogène.

La figure 1 montre l'évolution de la vitesse de dépôt (v_d) en fonction de P_H . v_d décroît exponentiellement au fur

et à mesure que le P_H augmente. La variation est moins importante au-delà de $P_H = 8 \cdot 10^{-3}$ mbar. Une quasi-saturation est obtenue à $P_H = 10^{-2}$ mbar.

Les propriétés optiques des couches déposées ont été déterminées à partir de mesures spectroscopiques de transmission sur un spectrophotomètre de type Shimadzu UV-3101 PC à double faisceau, dans une large gamme spectrale, allant de l'ultraviolet au proche infrarouge. Les mesures de transmission ont été effectuées par la méthode différentielle qui consiste à relever la transmission de la couche sur son substrat par rapport à un autre substrat vierge identique servant de référence. Dans ces conditions, l'influence du substrat sur l'intensité transmise est pratiquement négligeable [11]. Les couches déposées sont supposées homogènes et d'épaisseur uniforme: une étude détaillée [12, 13] a été faite sur le profil d'épaisseur avec le même appareillage que le notre; il s'agit de calculer l'épaisseur sur plusieurs points d'un échantillon de dimension (4 à 5 x 2 cm^2). L'épaisseur calculée au bord de l'échantillon est plus faible que celle au centre. L'homogénéité de l'épaisseur est obtenue pour une surface du substrat de l'ordre de 1 cm^2 .

A cause de ce profil d'épaisseur nous avons toujours utilisé soit des substrats de petite surface, soit des caches dans le cas où le substrat a une surface un peu large. Aussi, avons-nous placé les substrats à une distance optimale de la cible et bien centrés sur son axe.

ANALYSE EXPERIMENTALE ET RESULTATS OBTENUS

Effets de la pression d'hydrogène lors du dépôt

Afin de s'assurer de la qualité structurale de nos échantillons, nous avons effectué des mesures de diffraction des rayons X sur tous nos échantillons (avant recuit). Tous les résultats ont donné des spectres similaires à celui présenté sur la figure 2 confirmant le caractère amorphe de nos échantillons. Après le recuit, ils présentent des microcristallinités difficilement observables aux rayons X [14-16].

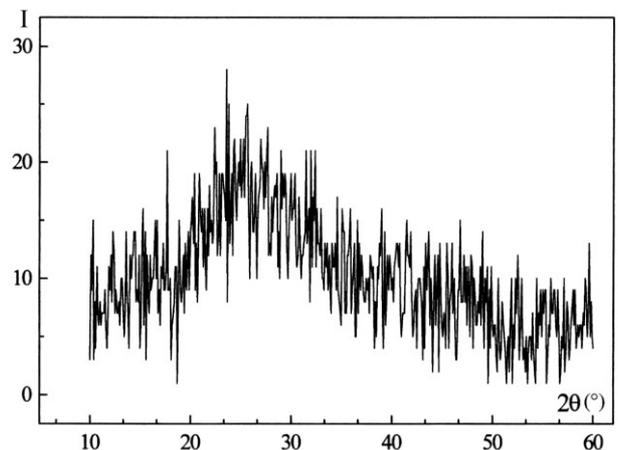


Figure 2: Spectre de diffraction des rayons X d'un échantillon de a-Si:H préparé à $P_H = 1.5 \cdot 10^{-2}$ mbar.

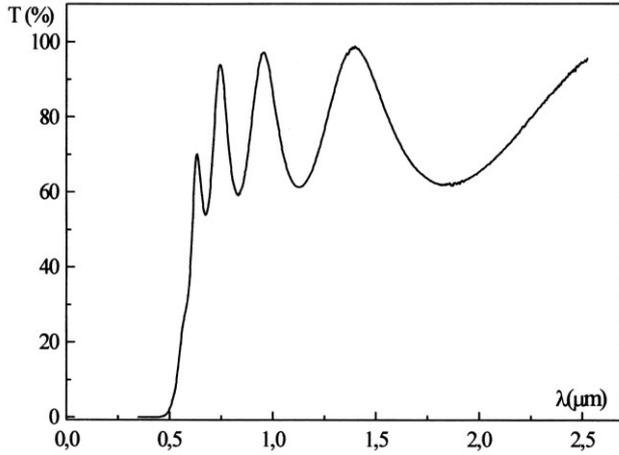


Figure 3: Spectre de transmission de a-Si:H préparé à $P_H = 1.5 \cdot 10^{-2}$ mbar.

La figure 3 montre un spectre typique de transmission (normalisé par rapport au substrat) obtenu pour un échantillon de a-Si:H préparé à $P_H = 1.5 \cdot 10^{-2}$ mbar. Les spectres des autres échantillons présentent la même allure. Ils montrent tous deux régions nettement distinctes [17]. La première, où apparaissent des franges d'interférences (oscillations), est communément appelée zone de transparence ou de faible absorption; la seconde, où le signal est fortement atténué, est connue sous le nom de zone de forte absorption.

A partir de ces différents spectres, et en utilisant les expressions mathématiques reproduites dans la référence [18], nous avons déterminé les principales propriétés optiques de nos échantillons: L'épaisseur des couches, la rugosité des surfaces, l'indice de réfraction, le gap optique (E_g) et l'énergie d'Urbach (E_u) [19]. Rappelons que cette dernière renseigne sur la densité des états d'énergie localisés dans la queue de la bande de valence et qui sont généralement attribués au désordre cristallin dans le matériau [20].

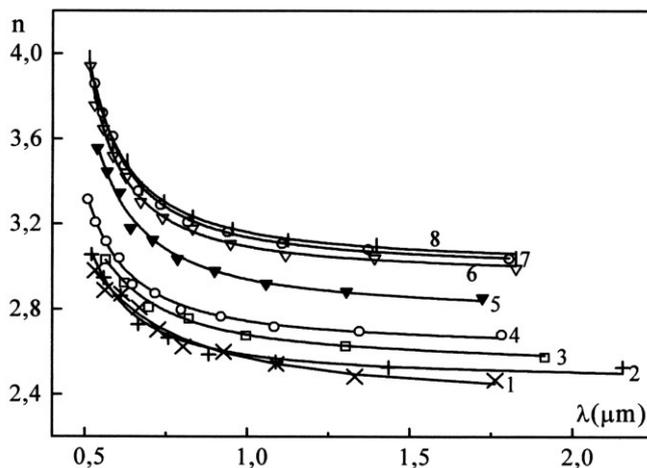


Figure 4: Réseau de courbes montrant l'évolution de l'indice de réfraction (n) des couches préparées en fonction de la longueur d'onde (λ) pour chaque valeur P_H considérée.

1: $P_H = 0$ mbar, **2:** $P_H = 2 \cdot 10^{-3}$ mbar, **3:** $3 \cdot 10^{-3}$ mbar, **4:** $P_H = 4 \cdot 10^{-3}$ mbar, **5:** $P_H = 6 \cdot 10^{-3}$ mbar, **6:** $P_H = 8 \cdot 10^{-3}$ mbar, **7:** $P_H = 10^{-2}$ mbar, **8:** $P_H = 1.5 \cdot 10^{-2}$ mbar.

Sur la figure 4, nous avons présenté le réseau de courbes montrant l'évolution de l'indice de réfraction n des couches préparées en fonction de la longueur d'onde λ pour chacune des P_H considérées. Les valeurs de n ont été ajustées par la loi de Sellmeiere [21] (Equation 1). On voit bien que l'augmentation de P_H conduit à un déplacement de la courbe $n(\lambda)$ vers des valeurs de n plus élevées, ce qui est en parfait accord avec les résultats publiés par Swanpoel et Swart [22]. Quant à l'augmentation de n , elle est due à une densification des couches. L'hydrogène densifie les couches par élimination des liaisons pendantes [15, 22, 23] et les molécules d'hydrogène (H_2) comblent les sites vacants présents dans les couches [24].

$$n^2(\lambda) = n_\infty^2 + \frac{b^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (1)$$

où n_∞ est l'indice de réfraction extrapolé à l'infini tandis que b et λ_0 sont des constantes ajustées à partir de la courbe $n(\lambda)$.

La figure 5 présente l'évolution de E_g et celle de E_u mesurées sur nos échantillons en fonction de la pression P_H utilisée lors du dépôt. Les valeurs de E_g ont été déterminées à partir de la formule de Tauc [25] (équation 2), comme montré sur la figure 6; celles de E_u en utilisant la loi d'Urbach [19] (équation 3), comme montré sur la figure 7. On remarque que les deux grandeurs E_g et E_u évoluent en sens opposés: en effet, lorsque l'une augmente l'autre diminue et lorsque la première culmine, la deuxième atteint son minimum. Ceci confirme clairement la corrélation très étroite qui existe entre ces deux grandeurs et qui est logiquement due à la présence d'une densité plus ou moins importante de liaisons pendantes dans le matériau.

$$(\alpha h\nu)^{1/2} = B(h\nu - E_g) \quad (2)$$

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0(h\nu) \exp\left(\frac{h\nu - h\nu_0}{E_u}\right) \quad (3)$$

α est le coefficient d'absorption, B est un coefficient de proportionnalité, α_0 et $h\nu_0$ sont des constantes qui dépendent des conditions de dépôt.

Pour les faibles valeurs de P_H , on assiste à une augmentation importante, régulière et rapide de E_g qui atteint très vite son maximum quand P_H prend la valeur $3 \cdot 10^{-3}$ mbar. Dépassant ce seuil, E_g commence à chuter exponentiellement avant de saturer à une valeur légèrement plus grande que celle de référence (sans hydrogène). Conjointement, E_u respecte la logique des choses et évolue parfaitement dans le sens contraire. A partir de ces résultats, on peut dire que, aux faibles valeurs de P_H , l'incorporation de l'hydrogène sature les liaisons pendantes dans les couches déposées [26], ce qui se traduit par une nette amélioration des grandeurs E_g et E_u . Avec une valeur de P_H égale à $3 \cdot 10^{-3}$ mbar, on réduit au minimum la concentration des liaisons pendantes ce qui se traduit par une optimisation des performances optiques des couches (E_g culmine et E_u minimale). Lorsque P_H devient plus grande que sa valeur optimale, la présence excessive de l'hydrogène dans le matériau provoque la création de nouveaux défauts de

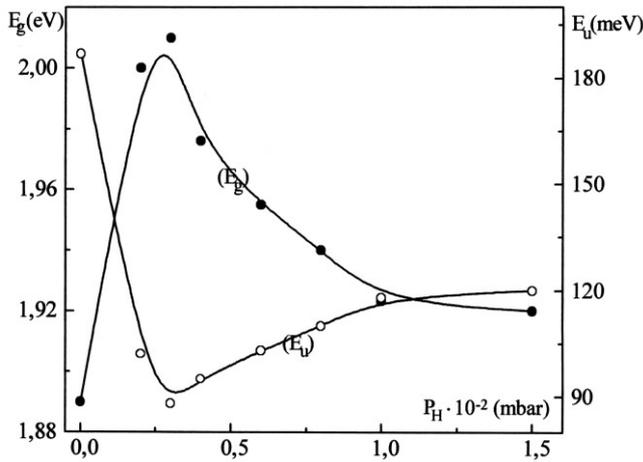


Figure 5: Evolution du gap optique (E_g) et de l'énergie d'Urbach (E_u) mesurés en fonction de la pression P_H utilisée lors du dépôt.

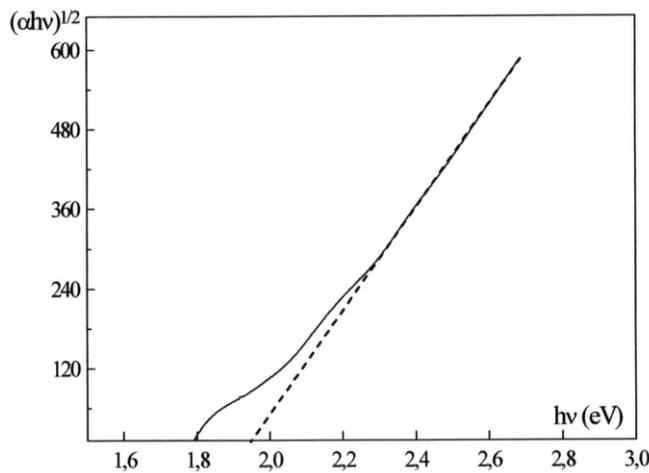


Figure 6: Calcul de E_g à partir de la loi de Tauc [26], la courbe en pointillé est l'extrapolation de la loi de Tauc aux grandes énergies.

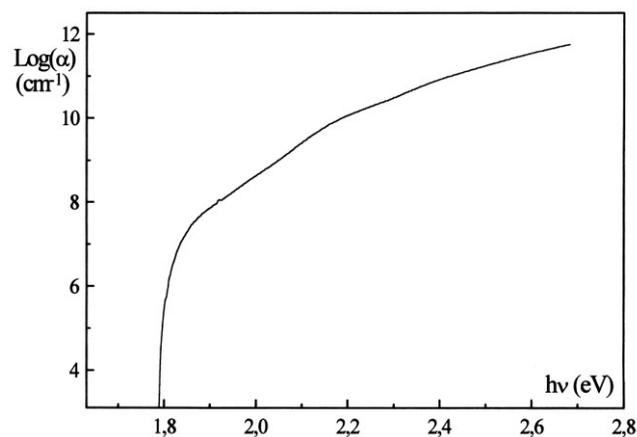


Figure 7: Courbe semi-logarithmique du coefficient d'absorption en fonction de l'énergie pour le calcul de E_u à partir de la loi d'Urbach [19].

structure dont la concentration et la complexité augmentent avec la densité des atomes H incorporés. Ceci se répercute négativement sur les performances optiques des couches et

se traduit donc par une rediminition de E_g accompagnée d'une augmentation de E_u (Fig. 5).

Effets du recuit thermique post-dépôt

Après avoir examiné les effets de la pression partielle du gaz hydrogène sur les propriétés optiques de nos échantillons, nous nous sommes intéressés aux changements qui affecteraient ces propriétés suite à un traitement thermique de recuit. Rappelons que la stabilité des dispositifs photovoltaïques, y compris ceux à base de a-Si:H, dépend énormément de leur température de fonctionnement et des sollicitations thermiques auxquelles ils sont parfois contraints d'être soumis. C'est la raison pour laquelle de nombreuses études portent sur cet aspect très important du problème [14-16, 27, 28].

Pour réaliser cette phase d'investigation, nous avons préparé trois échantillons de a-Si:H dans des conditions expérimentales identiques à celles pré-citées, en choisissant une valeur de P_H égale à $1,5 \cdot 10^{-2}$ mbar. Un des trois échantillons est alors conservé tel quel pour servir de référence. Les deux autres ont subi un traitement thermique dans un four conventionnel, sous un vide de 10^{-6} mbar, pendant 45 mn. La température de recuit (T_R) a été choisie comme étant le paramètre variable dont on veut déterminer l'effet. Elle a été réglée à 350°C pour le premier traitement de recuit, puis à 600°C pour le deuxième.

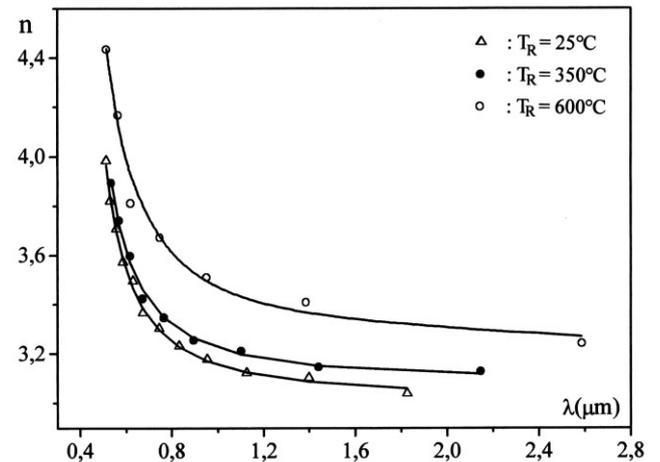


Figure 8: Dispersion spectrale de l'indice de réfraction (n) et son évolution avec la température de recuit thermique classique.

La figure 8 montre la dispersion spectrale de l'indice de réfraction n pour chacun des trois échantillons considérés. On voit que les traitements de recuit induisent une nette augmentation de n dans tout le domaine spectral exploré. Cette augmentation est certes légère pour T_R égale à 350°C , mais à 600°C , elle devient très importante: pour les grands λ , on obtient des valeurs de n proches de celles généralement mesurées sur les cristaux de silicium [29]. Ce résultat nous laisse prédire que le traitement des échantillons à 600°C conduit à une micro-cristallisation de la couche déposée. Ainsi, nous rejoignons les résultats de la littérature qui montrent que le silicium amorphe cristallise à une température critique comprise entre 550°C et 700°C lors d'un recuit thermique classique [15, 27].

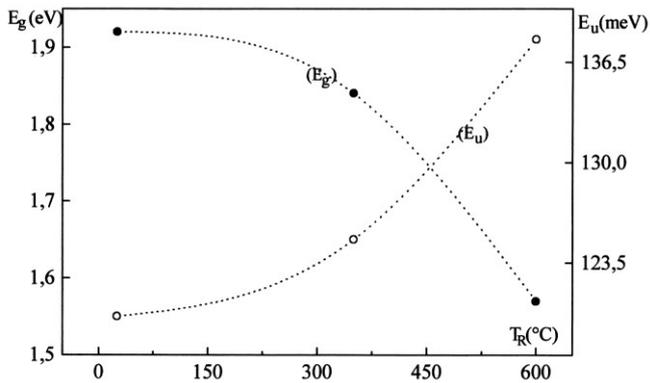


Figure 9: Variations du gap optique (E_g) et de l'énergie d'Urbach (E_u) avec la température de recuit.

Sur la figure 9, nous avons rapporté, dans le même graphique, les variations de E_g et de E_u avec la température de recuit T_R . La première remarque relevée est la forte corrélation qui lie ces deux grandeurs, rendant leur courbes d'évolution quasiment symétriques. En outre, l'allure des courbes présente une très grande similitude avec celles trouvées par ailleurs dans la littérature [30]. Leur examen permet de relever les points essentiels suivants:

i) Pour l'échantillon témoin (sans recuit), E_g et E_u présentent des valeurs pratiquement identiques à celles mesurées plus haut sur l'échantillon préparé dans les mêmes conditions expérimentales (Fig. 5), lors de la première phase de l'étude consacrée au contrôle des effets de la pression P_H pendant le dépôt. Ceci prouve que nos résultats sont reproductibles. Autrement dit, la qualité structurale des couches que nous déposons n'est pratiquement influencée que par les conditions expérimentales entièrement contrôlables du dépôt.

ii) Le premier recuit thermique à 350°C conduit simultanément à une diminution de E_g et une augmentation proportionnée de E_u . Sur la base des résultats antérieurement publiés [30, 31], nous attribuons ceci à une désorption partielle de l'hydrogène suite à une rupture des liaisons les moins stables de type SiH_2 et SiH_3 préalablement formées dans le matériau lors du dépôt.

iii) Après recuit à $T_R=600^\circ\text{C}$, E_g diminue considérablement jusqu'à atteindre 1,57eV. Corrélativement, E_u augmente davantage pour atteindre une valeur moyenne de 138 meV. En toute logique et à l'instar du premier recuit à 350°C, ces variations peuvent également être attribuées à la désorption d'une quantité beaucoup plus importante d'hydrogène, suite à la rupture de liaisons plus stables de type SiH [30, 32]. Ces contraintes thermiques mènent ainsi à l'apparition d'une importante densité d'états dans la bande interdite, se traduisant par une augmentation de l'énergie d'Urbach et une diminution du gap optique. Seulement, cette interprétation ne peut pas suffire pour rendre compte des changements observés, même en supposant que toute la quantité d'hydrogène incorporée dans le matériau a désorbé. En effet, après recuit à 600 °C, les valeurs de E_g et E_u sont très différentes de celles mesurées sur l'échantillon déposé dans les mêmes conditions expérimentales, sous une pression nulle d'hydrogène (Fig. 5), ce qui prouve qu'une

désorption, même totale, de l'hydrogène ne peut pas, à elle seule, expliquer les résultats observés. Compte tenu des valeurs de E_g et E_u trouvées, l'interprétation la plus plausible de nos résultats devrait conjuguer la désorption de l'hydrogène à un processus efficace de cristallisation amplement favorisé par la valeur élevée de la température de recuit [14, 15, 28, 33, 34]. Toutefois, la création de nouveaux défauts de structure dans le matériau, due aux contraintes thermiques, constitue une autre composante aussi importante dont il faut aussi tenir compte [35].

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons étudié l'effet de la pression partielle d'hydrogène P_H et de la température de recuit thermique classique sur les propriétés optiques des couches de a-Si:H préparées par la technique de pulvérisation cathodique radiofréquence. Les résultats obtenus montrent que E_g et E_u permettent chacun un meilleur contrôle des propriétés optiques des couches déposées. Pour les faibles valeurs de P_H , l'hydrogène sature une bonne partie des liaisons pendants existantes dans ces couches, ce qui se traduit par une nette amélioration des grandeurs E_g et E_u . Cette amélioration est optimale lorsque P_H est égale à $3 \cdot 10^{-3}$ mbar. Pour des valeurs de P_H plus grandes, l'hydrogène commence à créer ses propres défauts, et les performances optiques des couches commencent à se dégrader. Après un premier recuit thermique à 350°C, une grande quantité d'hydrogène incorporé dans les couches désorbe. Après un deuxième recuit à 600°C, la désorption d'hydrogène est plus importante mais elle s'accompagne d'une recristallisation partielle des couches, ce qui se traduit par une nette amélioration de leur qualité structurale.

REFERENCES

- [1]- Hamakawa Y., *Solar Energy Materials*, 8, (1982), p. 110.
- [2]- Nakarro S. and Kawana Y., *Appl. Phys.*, 41, (1986), p. 268.
- [3]- Hamakawa Y., *ICTP H₄ SMR 215* (1987).
- [4]- Powell M.J., *IEEE Trans. Electron Devices*, 36, (1989), p. 2753.
- [5]- Wang C. and Lucovsky G., *Proc. 21st IEEE PVSC*, IEEE New York (1990).
- [6]- Brotherton S.D., Mc Callseh D.J. Claqq J.B. and Gowers J.P., *IEEE Trans. Electron Devices*, 40, (1993), p. 40.
- [7]- Wehrspohn R.B., Deane S.C., French I.D., Gale I., Hewett J., Powell M.J. and Robertson J., *Journal of Applied Physics*, 87, n°1, (2000), p. 144.
- [8]- Loferski J., *J. Appl. Phys*, 27, (1956), p. 777.
- [9]- Bennouna A., Haoui A., Ghermani N. and Ameziane E.L., *Sol. Energy Mater.*, (1991), p. 83.
- [10]- Benmoussa M., Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université Cadi Ayyad, Faculté des Sciences Semlalia, Marrakech, 1994, Maroc.
- [11]- Cody G.D., Wronski C.R., Abeles B., Stephens R.B. and Brooks B., *Solar Cells*, 2, (1980), p. 227.
- [12]- Benmoussa M., Ibnouelghazi E., Bennouna A. and Ameziane E.L., *Thin Solid Films*, 265, (1995), pp. 22-28.
- [13]- Laaziz Y. and Bennouna A., *Thin Solid Films*, 277, (1996), pp. 155-161.
- [14]- Zellama K., Von Bardeleben J.H., Quillet V., Bouizem V.,

- Sladek P., Theye M.L. and Roca I Cabarrocas P., *J. Non-Cryst. Solids*, 164-166, (1993), p. 285.
- [15]- Laaziz Y., Bennouna A. and Ameziane E.L., *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 31, (1993), p. 23.
- [16]- Chahed L., Theye M.L. and Bourdon B., *J. Physique*, 44, (1983), p. 387.
- [17]- Guha S., Second workshop of science and technology of thin films, Trieste, Italy (1996).
- [18]- Bennouna A., Laaziz Y. and Idrissi M.A., *Thin Solid Films*, 213, (1992), p. 55.
- [19]- Urbach F., *Phys. Rev. B*, 92, (1953), p. 1324.
- [20]- Jousse D., Thèse de Doctorat d'Etat, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1983, France.
- [21]- Anthony T.C., Fahrembruch A.L. and Bube R.H., *J. Cryst. Growth*, 59, (1982), p. 289.
- [22]- Swanpoel R. and Swart P.L., *Thin Solid Films*, 128, (1985), p. 191.
- [23]- Beldi N. and al, *J. Non. Cryst. Solids*, 164-166, (1993), pp. 309-312.
- [24]- Taylor P.C., Vanderheiden E.D. and Ohlsen W.D., Proceedings of the International Workshop on amorphous semiconductors held in Beijing, China 13-18 October (1986).
- [25]- Tauc J., Grigorovici R. and Vancu A., *Phys. Stat. Solidi*, 15, (1966), p. 627.
- [26]- Gorrido Alzarcl, *Mat. Sc. Eng. B65*, n°2, (1999), p. 123.
- [27]- Berger J.M., Thèse de Doctorat d'Etat, Montpellier, 1985, France.
- [28]- Cody G.D., Tiedje T., Abeles B., Brooks B. and Goldstein, *Phys. Rev. Letters*, 47, n°20, (1981), p. 1480.
- [29]- Palik E.D., Handbook of optical constant of solids, Academic Press Inc., Orlando, USA, 1985.
- [30]- Aka B., Thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg I, 1989, France.
- [31]- Barhdadi A., Thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg I, 1985, France.
- [32]- Pangal K., Strum J-C. and Wagner S., *Appl. Phys. Lett.*, 75, n°14, (1999), p. 2091.
- [33]- Yamaguchi M. and Morigaki K., *Journal of Non-Crystalline Solids*, 137, (1991), p. 57.
- [34]- Mahan A.H., Yang J., Guha S. and Williamson D.L., *Phys. Rev. B*, 61, n°3, (2000), p. 1677.
- [35]- Barhdadi A., Amzil H., M'gafad N., Biaz T., Eichhammer W., Muller J.-C. and Siffert P., *Journal of Alloys and Compounds*, 188, (1992), p. 221. □