

gen-20006883

N° d'ordre : 2170

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES & TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité électronique

par

Dorothee LORIDANT-BERNARD

**ETUDE ET OPTIMISATION DE MICROCAPTEURS REALISES EN GaAs
POUR LA MESURE DU RAYONNEMENT U.V.**

Soutenue publiquement le 15 décembre 1997 devant la commission d'examen

Membres du Jury :

<u>Président :</u>	M. E. CONSTANT	I.E.M.N. - U.S.T.L.
<u>Rapporteurs :</u>	M. J. CHEVALLIER	Laboratoire de Physique des Solides de Bellevue - Meudon
	M. A. DE LA CASINIÈRE	I.R.S.A. - Université de Grenoble
<u>Directrice de Thèse :</u>	Mme. M. CONSTANT	L.A.S.I.R. - U.S.T.L.
<u>Examineurs :</u>	M. J.L. BOCQUET	E.U.D.I.L. - U.S.T.L.
	M. D. BOUGEARD	L.A.S.I.R. - C.N.R.S.
	M. M. CHIVE	I.E.M.N. - U.S.T.L.
	M. M. LECLERCQ	Société ISA - Jobin Yvon



*A Alexis,
A Christophe,
A mes parents.*

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé avec la participation de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (I.E.M.N), du Laboratoire de Spectrometrie Infrarouge et Raman (L.A.S.I.R.) et du Laboratoire de Métrologie des U.V. de l'Ecole Universitaire d'Ingénieurs de Lille (E.U.D.I.L.).

Monsieur le Professeur E. Constant, Directeur de l'I.E.M.N., me fait l'honneur de présider ce jury d'examen et de juger l'ensemble de ce travail; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance. Je remercie Monsieur le Professeur G. Salmer de m'avoir accueillie dans le Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut.

Madame le Professeur M. Constant m'a proposé ce sujet de recherche et en a assuré la direction. Je lui exprime ma profonde gratitude pour son soutien permanent, tant scientifique que relationnel, pour ses nombreux et précieux conseils qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Messieurs J. Chevallier, Directeur du Laboratoire de Physique des Solides de Bellevue, et A. de la Casinière, responsable de l'équipe Interaction Rayonnement Solaire Atmosphérique (I.R.S.A.) à l'université de Grenoble, me font l'honneur de juger ce travail. Qu'ils en soient ici remerciés.

Je remercie également Monsieur le Professeur J.L. Bocquet, responsable du Laboratoire de Métrologie des U.V. de l'E.U.D.I.L., pour toutes les discussions fructueuses que nous avons eues ainsi que pour l'honneur qu'il me fait de participer au jury.

Je suis également très honorée de la participation de Monsieur le Professeur M. Chivé dans ce jury. Je le remercie de l'accueil qu'il m'a réservé au sein de son équipe de recherche et du temps qu'il m'a accordé pour me donner de nombreux conseils.

Je voudrais remercier également Monsieur Bougeard, directeur du L.A.S.I.R., pour m'avoir permis d'exploiter les compétences de son laboratoire et pour avoir examiner ce travail.

Je remercie également Monsieur Leclercq, de la société ISA Jobin Yvon d'avoir accepté de participer à ce jury et de donner un regard industriel sur le travail effectué dans ce projet de recherche.

Je tiens aussi à remercier Monsieur J.C. Camart, Maître de Conférences à l'E.U.D.I.L. pour la participation à ce travail de recherche. Son aide, sa disponibilité et ses compétences scientifiques ont permis de mener à bien ce travail dans une ambiance agréable et je lui suis très reconnaissante. Qu'il trouve ici toute mon amitié.

Merci à tous les membres de l'équipe "Circuits et Applicateurs" dans laquelle j'ai été soutenue durant ces trois années, en particulier à Messieurs J.Pribetich, L. Dubois et J.J. Fabre, dont les conseils et l'expérience ont été précieux. Je ne saurais oublier Messieurs C. Michel, D. Desprez, P.Y. Cresson, A. Dietsch, L. Doerler, V. Thomy, Madame V. Tessier et Mesdemoiselles C. Vanoverschelde et A. Myrdycz qui ont été des compagnons de voyage dont le soutien et la sympathie m'ont beaucoup touchée.

La réussite de l'ensemble des réalisations technologiques n'aurait pu être réalisée sans la compétence de l'ensemble de la Centrale de Technologie. Qu'ils soient ici tous remerciés, en particulier Monsieur J.C. Pesant, pour la conception du bâti d'hydrogénation, Messieurs J.L. Codron et J.L. Lorriaux pour la qualité des épitaxies, Mesdames P. Legry et A. Fattorini et Monsieur A. Leroy pour leurs compétences dans la réalisation des composants, Messieurs D. Vandermoere et C. Boyaval, pour le câblage des composants, et enfin tous les membres de la centrale qui ont permis de mener à bien ces réalisations.

Je ne saurais oublier le personnel du L.A.S.I.R. tant pour leur compétence que pour leur disponibilité et en particulier Madame N. Dupuy, Messieurs B. Sombret et J.P. Huvenne pour leur regard pertinent sur les études spectroscopiques présentées ainsi que Monsieur G. Buntynx et Madame G. Coustillier pour les sources lumineuses mises à ma disposition. Enfin, je remercie Monsieur L. Boussekey pour ses nombreux conseils et son humour.

Je remercie Monsieur D. Masserot, du Laboratoire de Métrologie des U.V., pour l'aide et le savoir faire apportés lors de l'utilisation du spectroradiomètre sans lequel l'analyse de la minicabine n'aurait pu être effectuée.

Que J.P. Dehorter, qui a assuré la reproduction de ce manuscrit, trouve ici l'expression de ma sympathie.

Enfin, je remercie tous les membres du personnel administratif et technique des différents laboratoires pour leur disponibilité et leur soutien.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	1
------------------------------	----------

Bibliographie	4
----------------------	----------

- CHAPITRE I -**Mesure de la puissance du rayonnement U.V.****Photoconducteurs en GaAs.**

Introduction	5
---------------------	----------

I.1. Phénomènes liés à la photoconductivité	6
--	----------

<i>I.1.1. Eléments de base de la photoconduction</i>	<i>6</i>
--	----------

<i>I.1.2. Eclairement continu</i>	<i>9</i>
-----------------------------------	----------

<i>I.1.3. Eclairement impulsionnel</i>	<i>9</i>
--	----------

<i>I.1.4. Cas des échantillons finis</i>	<i>11</i>
--	-----------

I.2. Paramètres caractéristiques des photoconducteurs réalisés en GaAs dopé N	12
--	-----------

<i>I.2.1. Coefficient de réponse statique</i>	<i>12</i>
---	-----------

<i>I.2.2. Coefficient de réponse dynamique</i>	<i>14</i>
--	-----------

<i>I.2.3. Bruit dans les photoconducteurs</i>	<i>16</i>
---	-----------

<i>I.2.3.1. Bruit thermique</i>	<i>16</i>
---------------------------------	-----------

<i>I.2.3.2. Bruit de génération - recombinaison</i>	<i>16</i>
---	-----------

<i>I.2.3.3. Bruit en 1/f</i>	<i>18</i>
------------------------------	-----------

<i>I.2.4. Défectivité spécifique</i>	<i>18</i>
--------------------------------------	-----------

I.3. Réalisation technologique	19
<i>I.3.1. Structure du composant</i>	19
<i>I.3.2. Les opérations technologiques</i>	20
I.4. Techniques utilisées pour la caractérisation des photoconducteurs	22
<i>I.4.1. Banc de mesure en éclairement continu</i>	22
<i>I.4.2. Banc de mesure en éclairement impulsionnel</i>	23
<i>I.4.3. Banc de mesure de bruit</i>	25
I.5. Performances des photoconducteurs réalisés	26
<i>I.5.1. Structure optimisée pour le visible : première évaluation des performances dans le domaine de l'ultraviolet</i>	26
<i>I.5.2. Performances du dispositif optimisé pour la détection U.V.</i>	29
I.5.2.1. Coefficient de réponse statique	30
I.5.2.2. Réponse impulsionnelle. Coefficient de réponse dynamique	31
I.5.2.3. Niveaux de bruit	32
I.5.2.4. Déectivité spécifique	33
I.6. Comparaison des performances avec celles de photodétecteurs commercialisés - Conclusion	34
Bibliographie	35

- CHAPITRE II -

Mesure de l'énergie du rayonnement U.V.

Dosimètres réalisés en GaAs.

Introduction	38
II.1. La neutralisation par l'hydrogène du GaAs dopé Si de type n	39
<i>II.1.1. La mécanique de diffusion de l'hydrogène</i>	39

II.1.2. L'hydrogénation	42
II.1.3. Le bâti de plasma radiofréquence	43
II.1.3.1. Description de l'appareil	43
II.1.3.2. Choix des paramètres d'hydrogénation	45
II.2. Effets de l'hydrogénation sur des couches de faible épaisseur	46
II.2.1. Techniques de caractérisation électrique	46
II.2.2. Caractérisation spectroscopique des couches hydrogénées	48
II.2.3. Application : étude des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'hydrogénation	49
II.2.3.1. Structure des couches étudiées	49
II.2.3.2. Mesures de résistances carrées électriques	50
II.2.3.3. Caractérisation par spectroscopie infrarouge	51
II.2.3.4. Corrélation des résultats obtenus par les deux méthodes	52
II.3. Réactivation par exposition à un rayonnement lumineux	52
II.3.1. Etude par spectrométrie infrarouge	53
II.3.1.1. Influence de la longueur d'onde	53
II.3.1.2. Influence du temps d'exposition	56
II.3.2. Caractérisation électrique	56
II.3.3. Corrélation entre les analyses spectroscopiques et les mesures électriques	57
II.3.4. Présentation d'un modèle simple régissant l'évolution de la résistance électrique résultant de l'exposition à un rayonnement lumineux	58
II.4. Réalisation des dosimètres U.V.	63
II.4.1. Structure des couches épitaxiées	64
II.4.2. Structure du dosimètre	64
II.4.3. Processus de fabrication	64
II.5. Les différentes étapes de recherche d'optimisation du capteur pour le domaine de l'ultraviolet	66

II.5.1. Choix d'une couche active d'épaisseur 2000 Å	67
II.5.2. Choix d'une couche active d'épaisseur 1000 Å	72
II.5.3. Choix d'une couche active d'épaisseur 500 Å	73
II.6. Etude du dispositif optimisé	73
II.6.1. Performances du dispositif optimisé	73
II.6.2. Interprétation	75
II.6.3. Efficacité du dosimètre	79
Conclusion	81
Bibliographie	82

- CHAPITRE III -

**Applications des composants réalisés
à la minicabine U.V.**

Introduction	86
III.1. Le site expérimental : la minicabine U.V.	87
III.1.1. Description succincte et fonctionnement	87
III.1.2. Caractéristiques énergétiques et spectrales de la minicabine	88
III.2. Mesure de la puissance lumineuse dans la minicabine U.V.	91
III.3. Mesure de l'énergie disponible dans la minicabine U.V.	93
III.3.1. Description du dosimètre	93
III.3.2. Influence de la puissance lumineuse et de la gamme spectrale	94
III.3.3. Influence de la puissance pour une gamme spectrale donnée	95
III.3.4. Reproductibilité des mesures pour une puissance et une gamme spectrale quasi-identiques	96

<i>III.3.5. Influence des rayonnements UVB</i>	96
<i>III.3.6. Effet du rayonnement UVB de faible puissance lumineuse</i>	97
Conclusion	98
Bibliographie	99
CONCLUSION GENERALE	100

**INTRODUCTION
GENERALE**

INTRODUCTION GENERALE

Dans le domaine de l'instrumentation scientifique ou grand public, de nombreuses applications mettent en œuvre la mesure quantitative des rayonnements ultraviolets. A titre d'exemple, on peut citer la spectrométrie optique, la mesure de la puissance laser, l'analyse spectrale des polluants, la détection d'incendie, la mesure de la couche d'ozone, la photothérapie, etc...

Le travail présenté dans ce mémoire consiste en l'étude et la réalisation de nouveaux composants électroniques en arséniure de gallium (GaAs) pour la mesure de la puissance et de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet. La sélection des structures retenues pour fabriquer ces microcapteurs a été dictée par les objectifs que nous nous sommes fixés, à savoir la réalisation de dispositifs microélectroniques de faible coût de fabrication, commodes d'emploi, fonctionnant à température ambiante et adaptés à des applications bien ciblées relevant du génie biologique et médical et du domaine de l'instrumentation miniaturisée.

Les composants électroniques commercialisés pour la mesure de la puissance d'un rayonnement ultraviolet sont fabriqués essentiellement à base de silicium. Il est toutefois indispensable de déposer sur ce matériau une substance fluorescente pour permettre à ces dispositifs de conserver des performances satisfaisantes jusqu'aux longueurs d'onde voisines de 250 nm.

D'autres dispositifs peuvent aussi être réalisés avec des matériaux III-V. Parmi ceux-ci les matériaux à grand gap comme AlN, GaN et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sont naturellement adaptés à la détection U.V.[1-5]. Mais le principal problème réside encore dans la fabrication de matériau de bonne qualité et les dispositifs réalisés à ce jour ne sont pas encore destinés à des applications « grand public ». Un matériau mieux connu, capable lui aussi de détecter les rayonnements ultraviolets est le GaAs. Le principal avantage de ce matériau par rapport aux matériaux III-V précédemment cités, réside dans sa haute qualité cristalline associée à des

méthodes de processus technologique bien connues et parfaitement maîtrisées. De ce fait, des produits de faible coût et de bonne qualité peuvent être développés et adaptés à différentes utilisations.

La réalisation et l'optimisation du capteur adapté à la mesure de la puissance d'un rayonnement ultraviolet ont été menées à partir d'études antérieures effectuées au Laboratoire de Spectroscopie Infrarouge et Raman (L.A.S.I.R.), dans le cadre de la détection à bas niveau lumineux dans le domaine du visible. Des travaux réalisés sur des photoconducteurs planaires GaAs de type N ont montré que ces derniers peuvent être optimisés pour détecter de très faibles flux lumineux entre 500 et 800 nm. Les composants réalisés (éléments simples ou associés sous forme de barrettes) ont été testés avec succès sur des sites instrumentaux de spectrométrie Raman et ont montré leurs capacités à remplacer les systèmes de détection complexes et couramment utilisés en spectrométrie optique monocanale ou multicanale [6]. Les potentialités de ces dispositifs nous ont conduit à choisir ces mêmes structures photoconductrices planaires pour mesurer les faibles puissances lumineuses d'un rayonnement ultraviolet.

Quant au choix du capteur destiné à la mesure de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet, il a été guidé par les travaux menés conjointement par l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (I.E.M.N.) et le laboratoire de Physique des Solides de Bellevue sur les effets de neutralisation de dopants donneurs par l'hydrogène atomique dans le GaAs et leurs applications pour la réalisation de composants électroniques [7]. Les études effectuées par J. Chevallier et ses collaborateurs ont montré que l'introduction de l'hydrogène dans du GaAs dopé Si de type N engendre la formation de complexes Si-H et provoque des modifications des caractéristiques électriques du matériau. Par ailleurs, au cours du processus technologique de fabrication de transistors à effet de champ réalisés à partir de couches de GaAs hydrogénées, on a observé une évolution de leurs caractéristiques électriques, après les avoir exposés à l'éclairement U.V. de la lampe du masqueur optique. Ces effets, analysés en terme de phénomène de réactivation des porteurs libres par exposition aux ultraviolets constituent la base du fonctionnement du "dosimètre" conçu pour la mesure de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet [8].

La présentation de notre travail s'articule en trois parties.

Dans le premier chapitre, nous rappelons d'abord succinctement les phénomènes liés à la photoconductivité et les paramètres qui caractérisent les structures photoconductrices, à savoir les coefficients de réponse statique et dynamique, les différentes sources de bruit intrinsèques à ce type de structure et la notion de détectivité spécifique couramment utilisée pour comparer les performances de dispositifs différents. Nous présentons ensuite la structure choisie et la recherche de son optimisation pour la mesure de la puissance d'un rayonnement ultraviolet. Enfin, nous dressons une analyse complète de ses performances électriques et optiques dans la région spectrale de l'ultraviolet comprise entre 250 et 400 nm. Ces dernières sont validées ensuite par une comparaison avec les performances de détecteurs commercialisés, fabriqués à base de silicium.

L'objet du second chapitre concerne les études effectuées pour concevoir et fabriquer le microcapteur appelé "dosimètre" destiné à la mesure de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet. Dans un premier temps, nous rappelons les différents phénomènes connus liés à l'exposition au plasma d'hydrogène du GaAs dopé Si de type N qui ont servi de base à l'interprétation de nos résultats expérimentaux. Nous présentons, dans un second temps, une étude détaillée des modifications électriques et des modifications structurales (observées par spectrométrie infrarouge) subies par des couches minces de GaAs dopé Si de type N hydrogéné lors d'une exposition à un rayonnement lumineux. Cette première étape nous a permis d'interpréter les phénomènes observés et nous a guidé vers la phase de fabrication du dispositif. Les différents essais effectués pour aboutir à la configuration finale du dosimètre sont ensuite détaillés de façon à expliquer clairement les problèmes rencontrés et les solutions apportées pour progresser. Enfin, nous présentons le dispositif optimisé pour les applications choisies ainsi que l'évaluation de ses performances pour la mesure de l'énergie émise par une source lumineuse dans le domaine de l'ultraviolet.

Pour connaître les potentialités des capteurs mis au point dans une des applications ciblées à savoir la photothérapie U.V., nous les avons testés dans l'environnement polychromatique d'une cabine de photothérapie. Les résultats de ces essais sont reportés dans le troisième chapitre. Après avoir décrit le site instrumental utilisé, nous présentons les résultats obtenus relatifs à la mesure de la puissance et de l'énergie des rayonnements UVA et/ou UVB présents dans une cabine de photothérapie, selon les tubes utilisés.

BIBLIOGRAPHIE

[1] : C.J. SUN, M. RAZEGHI

"Comparaison of the physical properties of GaN thin films deposited on (0001) and (01 $\bar{1}2$) sapphire substrates"

Appl. Phys. Lett., 63, 7, pp.973-975, 1993

[2] : A. SAXIER, P. KUNG, C.J. SUN, E. BIGAN, M. RAZEGHI

"High quality aluminium nitride epitaxial layers grown on sapphire substrates"

Appl. Phys. Lett., 64, 3, pp. 339-341, 1994

[3] : K.S. STEVENS, M. KINNIBURGH, R. BERESFORD

"Photoconductive ultraviolet sensor using Mg-doped GaN on Si(111)"

Appl. Phys. Lett., 66, 25, 1995

[4] : M. ASIF KAHN, J.N. KUZNIA, D.T. OLSON, J.M. VAN HOVE, M. BLASINGAME, L.F. REITZ

"High-responsivity photoconductive ultraviolet sensors based on insulating single-crystal GaN epilayers"

Appl. Phys. Lett., 60, 23, 1992

[5] : B.W. LIM, Q.C. CHEN, J.Y. YANG, M. ASIF KAHN

"High responsivity intrinsic photoconductors based on Al_xGa_{1-x}N"

Appl. Phys. Lett., 68, 26, 1996

[6] : M. CONSTANT, L. BOUSSEKEY, D. DECOSTER, J.P. VILCOT

"Use of GaAs high gain photoconductors as new detectors in spectroscopic systems"

Elec. Lett., 24, 3, 1988

[7] : E. CONSTANT, J. CHEVALLIER

"Réalisation de transistors à effet de champ de très hautes performances par neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique"

Rapport final relatif à la convention DRET n°90/116, 1994

[8] : N. N.G. CHING HING

"Réalisation de transistors à effet de champ par neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique et par déneutralisation localisée des complexes Si-H"

Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et technologies de Lille, 1995

- CHAPITRE I -

**Mesure de la puissance du rayonnement U.V.
Photoconducteurs en GaAs.**

INTRODUCTION

Des études antérieures et des tests effectués sur des sites instrumentaux de spectrométrie optique en utilisant des photoconducteurs planaires en GaAs dopé N optimisés pour la détection d'un rayonnement visible ont montré que ces derniers pouvaient détecter des puissances lumineuses inférieures au picowatt [1,2].

Les potentialités de ces dispositifs nous ont naturellement conduit à choisir ces mêmes structures pour la détection des faibles flux lumineux dans le domaine de l'ultraviolet. Après avoir rappelé les principales caractéristiques des structures photoconductrices optimisées pour la détection d'un rayonnement visible, nous présentons une première évaluation de leurs performances en détection U.V.. Nous donnons ensuite une analyse complète des propriétés électriques et optiques de ces mêmes structures optimisées pour l'ultraviolet, en terme de coefficient de réponse statique et dynamique, de niveaux de bruit et de détectivité spécifique dans la région spectrale 250-400 nm.

Enfin, pour mieux évaluer les performances des dispositifs mis au point, nous comparons leur détectivité spécifique à celles de photodiodes au silicium commercialisées.

I.1. PHENOMENES LIES A LA PHOTOCONDUCTIVITE

I.1.1. Eléments de base de la photoconduction

La conductivité σ dans un matériau semiconducteur est donnée par la relation générale :

$$\sigma = qn_0\mu_n + qp_0\mu_p \quad (I-1)$$

dans laquelle n_0 , p_0 sont les concentrations des électrons et des trous du semiconducteur dans l'obscurité et μ_n , μ_p leurs mobilités respectives.

Le phénomène de photoconduction est basé sur l'augmentation des concentrations des porteurs de charge sous l'influence d'un rayonnement lumineux. Il suffit que ce dernier soit absorbé par le matériau semiconducteur c'est-à-dire que l'énergie $h\nu$ des photons soit telle que :

$$h\nu > E_g$$

où h est la constante de Planck

ν est la fréquence de la radiation lumineuse incidente

E_g est l'énergie de la bande interdite du semiconducteur

En terme de longueur d'onde, cette relation s'écrit :

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_g}$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement lumineux incident et c est la célérité de la lumière. Cette relation met en évidence une grandeur fondamentale qui est la longueur d'onde de coupure λ_c du matériau semiconducteur considéré :

$$\lambda_c = \frac{1,24}{E_g}$$

expression dans laquelle λ_c et E_g sont exprimées respectivement en micromètres et en électron-volts. Pour le GaAs, $E_g = 1,42$ eV à 300 K, ce qui correspond à $\lambda_c = 0,87$ μm .

Si la longueur d'onde du rayonnement incident est supérieure à λ_c , le phénomène de photocréation ne peut avoir lieu; le matériau est alors dit transparent à l'onde optique incidente.

Si la longueur d'onde du rayonnement incident est inférieure à λ_c , celui-ci est absorbé par le semiconducteur selon une loi exponentielle exprimée par la relation :

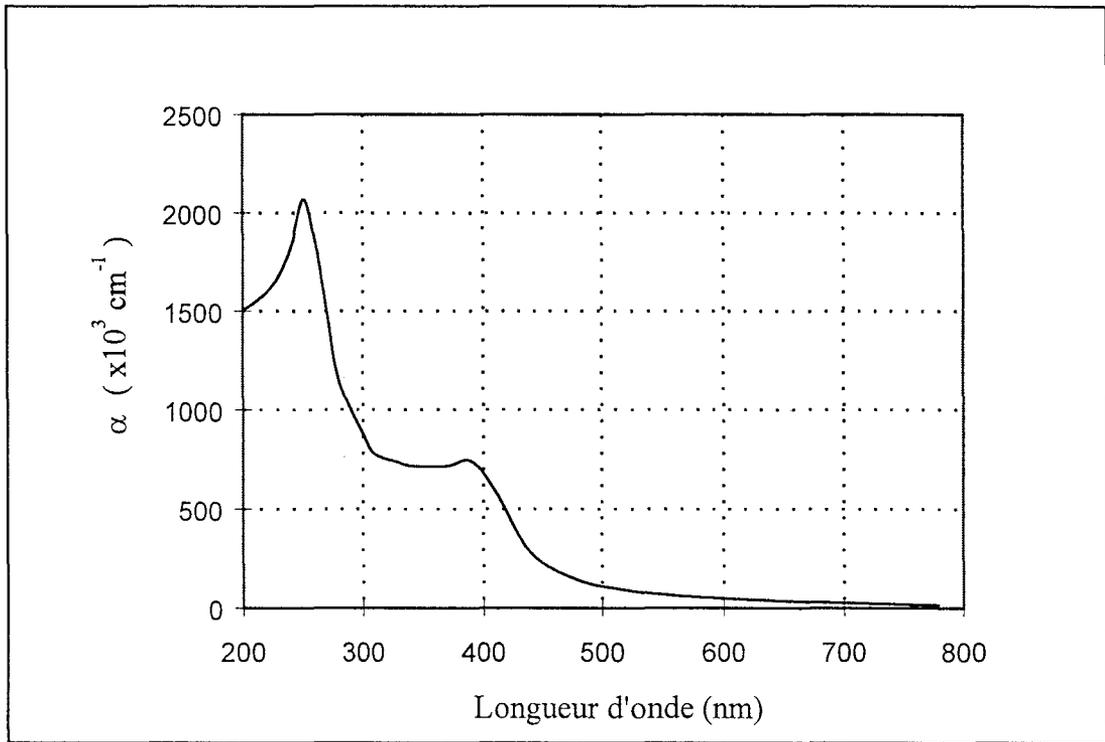


Figure I.1 : Evolution du coefficient d'absorption du GaAs dans le visible et le proche ultraviolet

$$\varphi(x) = \varphi_0(1 - R)\exp(-\alpha x) \quad (\text{I-2})$$

où $\varphi(x)$ est le flux de photons dans le semiconducteur à l'abscisse x

φ_0 est le flux de photons incidents sur la surface

R est le coefficient de réflexion dont la valeur dépend de la longueur d'onde du rayonnement incident et présente un minimum en incidence normale

α est le coefficient d'absorption qui dépend du semiconducteur et de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Au coefficient d'absorption on associe souvent la notion de profondeur de pénétration $\delta = \frac{1}{\alpha}$, qui correspond à l'épaisseur du matériau semiconducteur nécessaire pour apporter une atténuation du flux lumineux d'environ 63%. La figure I.1. représente la variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour le matériau GaAs [3]. On peut noter dès à présent que la profondeur de pénétration d'un rayonnement U.V. sera très faible dans ce matériau.

Ainsi, lorsque l'énergie des photons est suffisante, on crée dans le matériau des paires électron-trou et leur concentration est proportionnelle à l'énergie lumineuse absorbée. La quantité d'énergie absorbée par unité de temps et de volume correspond à :

$$\frac{d\Phi(x)}{dx} = -\alpha\Phi(x) \quad (\text{I-3})$$

et le nombre d'électrons et de trous créés par unité de temps et unité de volume peut alors s'écrire :

$$G_n = \eta\alpha\Phi(x) = \eta\alpha \frac{P(x)}{h\nu} \quad (\text{I-4})$$

avec η le rendement quantique, $\Phi(x)$ le nombre de photons absorbés à l'abscisse x par seconde et par unité de surface et $P(x)$ la puissance lumineuse absorbée par unité de surface.

Le nombre de porteurs créés par unité de volume pendant une durée t est donnée par :

$$\Delta n = \Delta p = \frac{\eta\alpha P(x)}{h\nu} \quad (\text{I-5})$$

Dans l'hypothèse où la mobilité ne varie pas avec la concentration des porteurs c'est-à-dire dans le cas d'éclairement faible ($\Delta n \ll n_0$; $\Delta p \ll p_0$), on observe une variation de la conductivité du milieu égale à :

$$\Delta\sigma = q\mu_n\Delta n + q\mu_p\Delta p \quad (I-6)$$

Toutefois, l'équilibre thermodynamique se traduit par une recombinaison des porteurs de charge. Il en résulte une évolution temporelle des concentrations Δn et Δp dont les caractéristiques peuvent être explicitées en introduisant le concept de durée de vie. Lorsqu'il y a dans la bande de conduction et dans la bande de valence un excès d'électrons libres et un excès de trous libres par rapport aux concentrations d'équilibre thermique, différents processus de recombinaison interviennent pour tenter de ramener le système à son état d'équilibre thermique. Ce sont :

- la recombinaison directe ou bande à bande suivant laquelle un électron se recombine directement avec un trou de la bande de valence. C'est le cas des matériaux purs dont les pièges sont peu nombreux et à faible largeur de bande interdite.

- la recombinaison indirecte qui s'effectue par l'intermédiaire des niveaux localisés dans la bande interdite, ces niveaux sont tour à tour des niveaux pièges et des niveaux de recombinaison [3].

Dans ce cas, la durée de vie dépend alors de la probabilité de capture des porteurs qui est fonction de la nature des centres de recombinaison, de leur énergie et de leur concentration. Elle est aussi fonction de la concentration des porteurs de charge excédentaires Δn et Δp [4]. La durée de vie ainsi définie nécessite certaines remarques :

- si on considère un matériau fortement dopé en volume, par exemple un semiconducteur de type N, les trous sont les porteurs de charge minoritaires. La durée de vie de la paire électron-trou photocréée dépend de la probabilité de capture des trous. Dès qu'un porteur de charge minoritaire est piégé dans un centre de recombinaison, il se trouve capté par un porteur de charge majoritaire dont la concentration est grande. Dans ce cas, la durée de vie de la paire est limitée à la durée de vie des porteurs minoritaires dans le semiconducteur.

- des cas particuliers peuvent apparaître liés à l'existence, par exemple, d'un potentiel de surface. Il en résulte une augmentation de la durée de vie des porteurs minoritaires. Ces effets seront explicités par la suite.

I.1.2. Eclairement continu

En éclairage continu, le taux de génération G_n de porteurs par unité de temps est égal au produit du débit photonique et du rendement quantique soit :

$$G_n = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} \quad (\text{I-7})$$

Les concentrations Δn_{eq} et Δp_{eq} des porteurs de charge en régime établi peuvent alors être calculées en utilisant la relation (I-5) :

$$\Delta n_{eq} = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} \tau_n \quad (\text{I-8})$$

$$\Delta p_{eq} = \frac{\eta \alpha P(x)}{h\nu} \tau_p \quad (\text{I-9})$$

où τ_n et τ_p sont respectivement les durées de vie des électrons et des trous photocréés.

En reprenant l'équation (I-6) de la conductivité, on a :

$$\Delta \sigma = \frac{q \eta \alpha P(x)}{h\nu} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (\text{I-10})$$

Dans la majorité des semiconducteurs, la mobilité des électrons est supérieure à la mobilité des trous; c'est le cas de l'Arséniure de Gallium intrinsèque où $\mu_n = 8000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et $\mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à 300K. Bien que ce rapport diminue avec le dopage, on peut encore faire cette hypothèse pour les matériaux dopés N et dans ce cas, l'équation (I-10) peut se réduire à :

$$\Delta \sigma = \frac{q \eta \alpha P(x)}{h\nu} (\mu_n \tau_n) \quad (\text{I-11})$$

Pour observer des grandes variations de la conductivité, l'intérêt doit se porter sur des matériaux pour lesquels η , α , μ_n et τ_n sont les plus grands possibles.

I.1.3. Eclairement impulsionnel

Le comportement dynamique du matériau est donné par l'équation de la conservation du courant :

$$\frac{\delta(\Delta n)}{\delta t} = \frac{-1}{q} \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{I-12})$$

dans laquelle J_n , G_n , R_n représentent respectivement la densité de courant et les taux de génération et de recombinaison des porteurs.

Le courant est considéré uniforme dans le composant, $\text{div}\vec{J}_n = 0$ et on peut en déduire le comportement du composant pendant et après l'éclairement.

Pendant l'éclairement, il y a superposition du phénomène de génération des porteurs et de leur recombinaison, la relation (I-12) devient :

$$\frac{\delta(\Delta n(t))}{\delta t} = \frac{\eta\alpha P(x)}{h\nu} - \frac{\Delta n(t)}{\tau_n} \quad (\text{I-13})$$

avec la condition initiale $\Delta n=0$ quand $t=0$, on obtient alors :

$$\Delta n(t) = \frac{\eta\alpha P(x)}{h\nu} \tau_n (1 - \exp \frac{-t}{\tau_n}) \quad (\text{I-14})$$

Après l'éclairement, le taux de génération est nul dans tout l'échantillon, on a alors :

$$\frac{\delta(\Delta n(t))}{\delta t} = - \frac{\Delta n(t)}{\tau_n} \quad (\text{I-15})$$

Cette équation a pour condition initiale : $\Delta n = \frac{\eta\alpha P(x)}{h\nu} \tau_n$

et pour solution :

$$\Delta n(t) = \frac{\eta\alpha P(x)}{h\nu} \tau_n \exp \frac{-t}{\tau_n} \quad (\text{I-16})$$

On peut ainsi exprimer la variation temporelle de la conductivité selon les conditions de l'équation (I-11) lors du retour à l'équilibre :

$$\Delta\sigma(t) = \frac{q\eta\alpha P(x)}{h\nu} \mu_n \tau_n \exp \frac{-t}{\tau_n} \quad (\text{I-17})$$

Expérimentalement, les phénomènes observés sont souvent plus compliqués et plusieurs constantes de temps peuvent régir la variation temporelle de la conductivité.

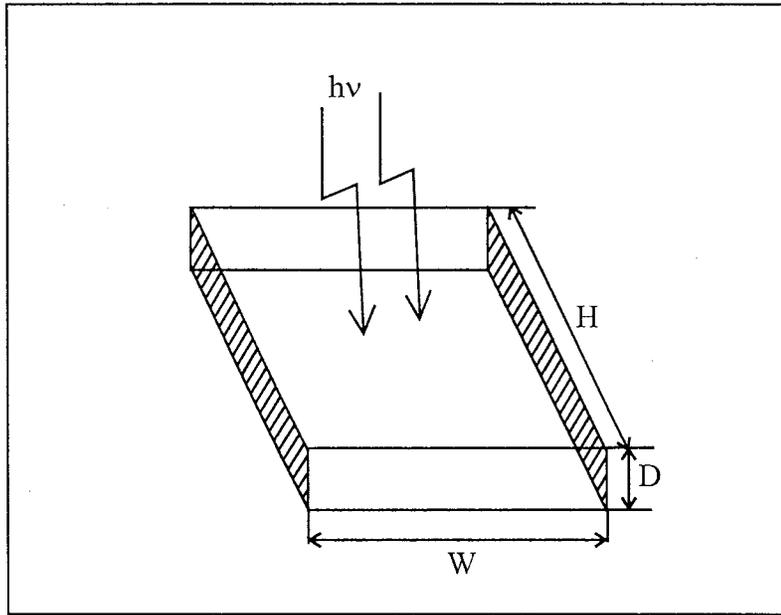


Figure I.2. Géométrie typique d'un échantillon semiconducteur

I.1.4. Cas des échantillons finis

Il est possible, connaissant la loi d'absorption de la lumière, de calculer la variation de la conductivité d'un échantillon lorsque celui-ci est éclairé par une lumière monochromatique en incidence perpendiculaire à sa surface.

La densité des porteurs photocréés varie selon la loi d'absorption de la lumière :

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \exp(-\alpha x) \quad (I-18)$$

Selon l'équation (I-8), on peut encore écrire :

$$\Delta n(x) = \frac{\eta \alpha P}{h\nu} \tau_n \exp(-\alpha x) \quad (I-19)$$

en exprimant $P(x)$ sous la forme $P(x) = P \exp(-\alpha x)$.

Considérons la géométrie d'un échantillon représenté figure I.2.. Sur toute la profondeur de l'échantillon, on a :

$$\Delta n = \frac{\eta \alpha \tau_n P}{h\nu} HW \int_0^D \exp(-\alpha x) dx \quad (I-20)$$

On en déduit la variation de la conductivité :

$$\Delta \sigma = \frac{q \mu_n \eta \tau_n P}{h\nu D} (1 - \exp(-\alpha D)) \quad (I-21)$$

Dans le cas des échantillons épais où la profondeur de pénétration est faible devant D , la variation de la conductivité est alors égale à :

$$\Delta \sigma = \frac{q \mu_n \eta \tau_n P}{h\nu D} \quad (I-22)$$

On peut noter que la durée de vie τ_n des électrons photocréés est aussi égale à la durée de vie τ_v des paires électron-trou photocréées. La relation ci-dessus peut aussi s'écrire sous une forme plus générale :

$$\Delta \sigma = \frac{q \mu_n \eta \tau_v P}{h\nu D} \quad (I-23)$$

Cette expression sera utilisée dans la suite de ce travail.

La photoconductivité des échantillons épais est indépendante du coefficient d'absorption α , ce que l'on a mis à profit en travaillant à des longueurs d'onde inférieures à $0,85 \mu\text{m}$ pour le GaAs, où la valeur de α est importante et voisine de 10^6 m^{-1} . Il s'agira, pour l'étude,

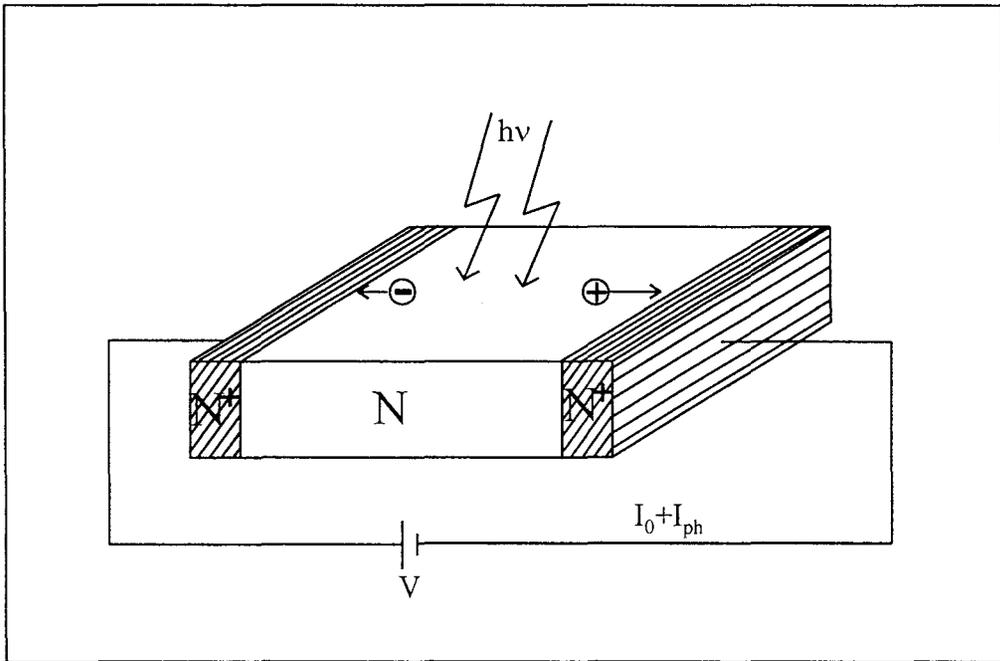


Figure I.3. Structure d'un photoconducteur N^+NN^+

d'adapter simplement l'épaisseur de la couche semiconductrice à la profondeur de pénétration des photons incidents.

On vient de montrer l'influence d'un éclairage en terme de variation de conductivité dans les matériaux semiconducteurs. Appliquons à présent ces relations aux photoconducteurs en GaAs.

I.2. PARAMETRES CARACTERISTIQUES DES PHOTOCONDUCTEURS REALISES EN GaAs DOPE N

Un photoconducteur est un barreau de semiconducteur homogène dont la liaison avec un circuit électrique se fait grâce à deux contacts ohmiques. C'est donc une structure de type N^+NN^+ . Nous nous intéresserons par la suite aux seules structures de type planaire réalisées sur GaAs et dont une représentation schématique est donnée figure I.3.. La tension de polarisation V appliquée entre les deux contacts ohmiques permet de mesurer le courant d'obscurité auquel se superpose le photocourant généré par l'éclairage. La zone photosensible sera caractérisée par sa surface $S=HW$ et son épaisseur D .

I.2.1. Coefficient de réponse statique

Le coefficient de réponse statique est défini comme étant le rapport du signal de sortie au signal d'entrée. Si l'on parle de photocourant de sortie, le coefficient de réponse est donné par la relation :

$$R(0) = \frac{I_{ph}}{P_L} \quad (I-24)$$

dans laquelle I_{ph} est le photocourant et P_L la puissance lumineuse incidente sur la surface du photoconducteur.

Si l'on reprend la formule de la conductivité (équation I-23), l'expression de la densité de courant liée à l'éclairage devient :

$$j = \Delta\sigma \cdot E = \frac{q\eta\mu_n P\tau_v}{h\nu D} E \quad (I-25)$$

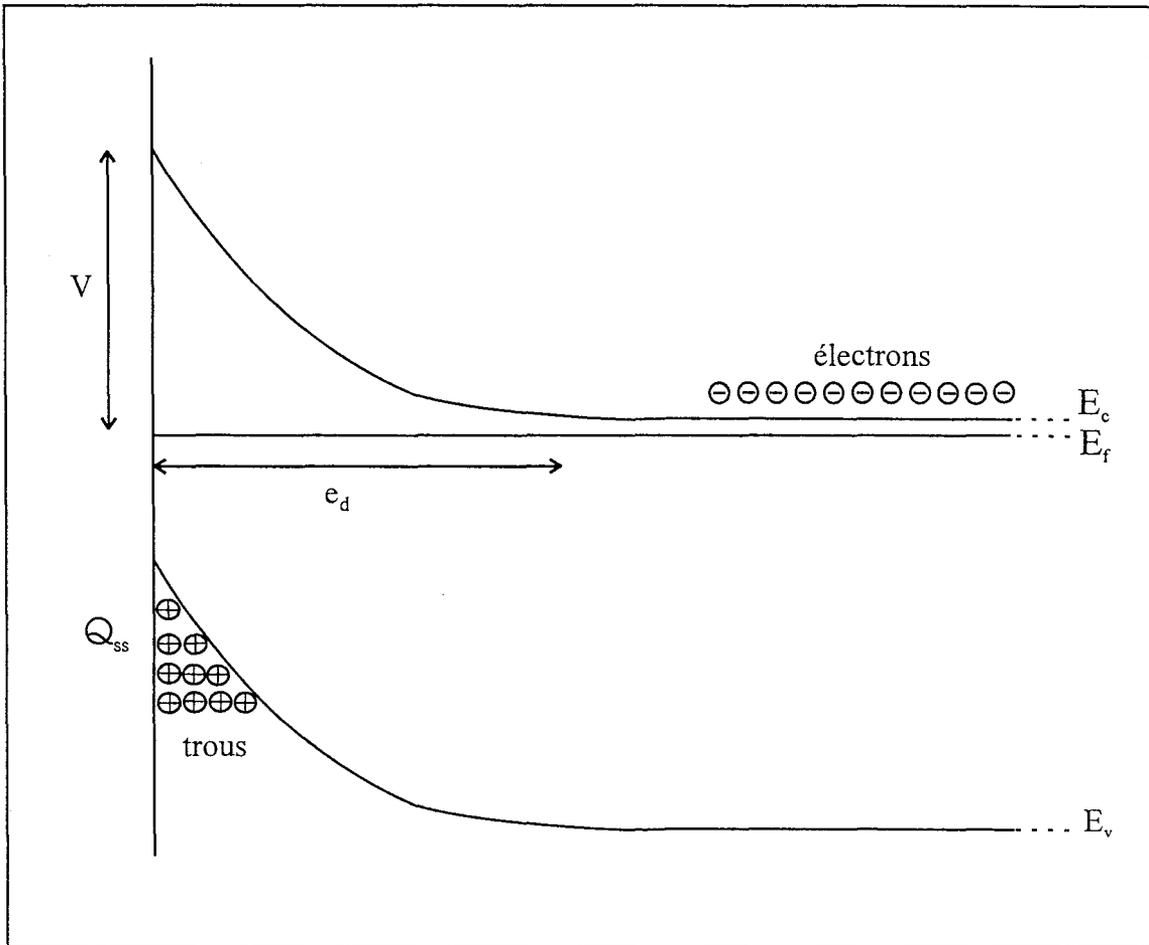


Figure I.4. : Structure de bande au voisinage de la surface d'une structure en GaAs de type N

où E est la valeur du champ électrique appliquée à la structure.

Dans le cas où la géométrie du photoconducteur est semblable à celle définie sur la figure I.3., le photocourant s'exprime alors par la relation :

$$I_{ph} = \frac{q\eta\mu_n PH\tau_v E}{h\nu} \quad (I-26)$$

En introduisant τ_t , le temps de transit des électrons dans la structure, on obtient :

$$I_{ph} = \frac{q\eta PHW}{h\nu} \times \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad (I-27)$$

et le coefficient de réponse statique devient égal à :

$$R(0) = \frac{q\eta}{h\nu} \times \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad (I-28)$$

De façon générale, le coefficient de réponse statique du photoconducteur dépend donc du matériau utilisé par la mobilité des porteurs qui détermine, pour une géométrie donnée, le temps de transit τ_t et par la nature des mécanismes physiques qui régit la durée de vie τ_v . Ces derniers vont être à présent explicités dans le cas du GaAs dopé N.

De nombreuses études effectuées sur le GaAs [6, 7, 8, 9] ont montré que ce matériau est caractérisé par un potentiel de surface V dû à une accumulation de charges en surface. Cette charge Q_{ss} induit au voisinage de la surface une courbure des bandes d'énergie qui, dans le cas du GaAs dopé N, prend l'allure présentée sur la figure I.4. Cette courbure est caractérisée par une zone désertée pour les électrons et un puits de potentiel pour les trous.

La profondeur e_d de la zone désertée est donnée par l'expression suivante :

$$e_d = \frac{Q_{ss}}{qN_d} \quad (I-29)$$

avec Q_{ss} : densité de charge en surface

q : charge de l'électron

N_d : dopage du matériau

Le potentiel V est lié à la densité de charge Q_{ss} et au dopage N_d du matériau par la relation :

$$V = \frac{Q_{ss}^2}{2q\epsilon N_d} \quad (I-30)$$

où ϵ est la permittivité du matériau.

Dans le cadre de cette hypothèse, lors d'un éclairage, il y aura séparation spatiale entre des électrons et des trous photocréés. Par ailleurs, il ne pourra y avoir recombinaison entre les électrons et les trous photocréés que dans la mesure où les trous seront dépiégés de la surface par agitation thermique. Partant d'études expérimentales du gain en fonction de la température, des travaux ont montré que la durée de vie τ_v dans ce type de composant peut se mettre sous la forme d'une loi de type Boltzmann [10], donnée par :

$$\tau_v = \tau_0 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (I-31)$$

avec k : constante de Boltzmann

T : température absolue en Kelvin

τ_0 : temps moyen nécessaire aux trous pour traverser la zone de charge d'espace par agitation thermique.

Il est intéressant de noter que les porteurs photocréés modifient la répartition des charges en surface et tendent à diminuer le potentiel V . La durée de vie τ_v dépend donc aussi de la puissance lumineuse. L'expression (I-31) devient, pour une puissance lumineuse donnée, en tenant compte de l'expression (I-30) qui donne la hauteur de la barrière de potentiel en fonction de la densité de charge de surface :

$$\tau_v = \tau_0 \exp\left[\frac{1}{2\varepsilon N_d kT} \left(Q_{ss} - \frac{q\eta P_L \tau_v}{h\nu S}\right)^2\right] \quad (I-32)$$

En introduisant l'expression de τ_v dans la relation (I-28), le coefficient de réponse statique devient :

$$R(0) = \frac{q\eta \tau_0}{h\nu \tau_t} \exp\left[\frac{1}{2\varepsilon N_d kT} \left(Q_{ss} - \frac{q\eta P_L \tau_v}{h\nu S}\right)^2\right] \quad (I-33)$$

I.2.2. Coefficient de réponse dynamique

Le coefficient de réponse dynamique est mesuré en utilisant la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle. Le principe d'étude consiste à envoyer une impulsion lumineuse très courte sur le photoconducteur correctement polarisé. On crée ainsi des paires électron-trou et on suit l'évolution du photocourant qui en résulte.

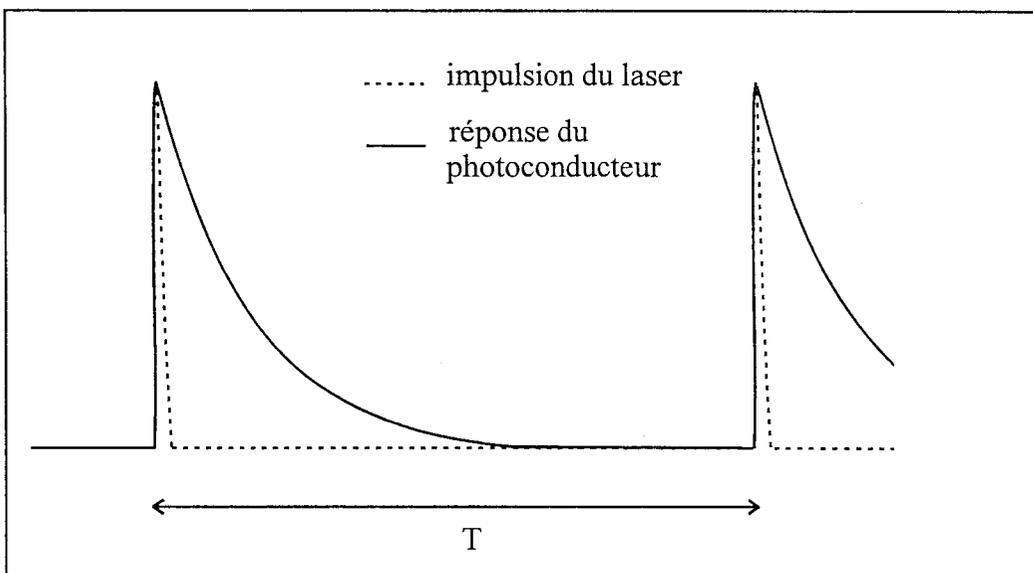


Figure I.5. : Réponse type d'un photoconducteur à une impulsion lumineuse

Le théorème de Ramo-Shokley donne directement la valeur du photocourant dans le circuit extérieur soit :

$$I_{ph}(t) = q \frac{\Delta n(t)}{\tau_t} \quad (I-34)$$

Si on admet un phénomène de recombinaison obéissant à une loi de Poisson, l'évolution temporelle, représentée schématiquement sur la figure I.5., est donnée par l'expression :

$$I_{ph}(t) = \frac{q}{\tau_t} N \exp \frac{-t}{\tau_v} \quad (I-35)$$

avec N : nombre de paires électron-trou photocréées à $t=0$.

Dans le cas où un équilibre a le temps de s'établir dans la structure lors de l'impulsion, le courant crête $I_{ph}(0)$ et le courant moyen $\langle I_{ph}(t) \rangle$ sont donnés par les relations suivantes :

$$I_{ph}(0) = \frac{q\eta PHWT}{h\nu\tau_t} \quad (I-36)$$

et

$$\langle I_{ph}(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T I_{ph}(t) dt = \frac{q\eta PHW}{h\nu} \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad (I-37)$$

avec T la période de répétition du laser, beaucoup plus grande que τ_v .

En pratique, la valeur du photocourant impulsionnel n'est pas très élevée. En effet, les impulsions lumineuses sont très courtes et les photons ne sont pas tous efficaces pour la création de porteurs dans la structure.

En utilisant le formalisme de la transformée de Fourier, la réponse impulsionnelle du photoconducteur permet d'obtenir le coefficient de réponse dynamique, dont le module est égal à :

$$R(f) = \frac{R(0)}{\sqrt{1 + 4\pi^2 f^2 \tau_v^2}} \quad (I-38)$$

Cette expression fait apparaître la bande passante du photoconducteur limitée par la fréquence de coupure :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_v} \quad (I-39)$$

Au delà de cette fréquence, le coefficient de réponse dynamique ne dépend plus que du temps de transit. La courbe du coefficient de réponse dynamique permet aussi de connaître le produit gain-bande passante des dispositifs étudiés.

I.2.3. Bruit dans les photoconducteurs

Les différentes sources de bruit que nous pouvons rencontrer dans un photoconducteur sont :

- le bruit thermique
- le bruit en 1/f
- le bruit de génération-recombinaison.

I.2.3.1. Bruit thermique

Au dessus du zéro absolu, les trajectoires des électrons libres d'un matériau semiconducteur sont soumises à des variations aléatoires (agitation thermique). L'ensemble de ces mouvements erratiques provoque, même en l'absence de champ électrique appliqué, une fluctuation aléatoire de la valeur instantanée de la tension observable.

L'expression du courant de bruit thermique dans une bande passante B est donnée par :

$$\sqrt{\langle i_{th}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{4kTB}{R_{eq}}} \quad (I-40)$$

où R_{eq} représente la résistance du photoconducteur.

I.2.3.2. Bruit de génération-recombinaison

Le bruit de génération-recombinaison dans un semiconducteur est dû à la variation du nombre des porteurs, soit par un processus extrinsèque (excitation lumineuse par exemple), soit par un processus intrinsèque. Dans le cas des photoconducteurs, ce dernier est lié essentiellement aux effets de piégeage en surface et au piégeage sur des centres plus ou moins profonds (niveaux d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin).

* Bruit en obscurité

Dans la mesure où l'on admet que le bruit de génération-recombinaison est dû aux phénomènes de piégeage et que ce mécanisme est simple, une expression classique de ce bruit est de la forme [11]:

$$\sqrt{\langle i_{\text{gob}}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{I_0^2}{N} \frac{\tau}{(1 + 2\pi f\tau)^2} \frac{N_T}{N}} \quad (\text{I-41})$$

où N_T représente la quantité de pièges dans le matériau, N le nombre de porteurs susceptibles de participer à la conduction et τ le temps caractéristique qui régit les phénomènes mis en jeu.

On peut remarquer que le niveau de bruit est proportionnel au courant d'obscurité I_0 du composant.

* Bruit en éclairement

Lorsque le photoconducteur est éclairé, un bruit de génération-recombinaison supplémentaire vient s'ajouter aux bruits en obscurité. Si on considère que le processus de génération-recombinaison des porteurs photocréés suit une loi de Poisson, l'expression du courant de bruit efficace, fonction de la puissance lumineuse et de la fréquence, s'exprime par la relation [12]:

$$\sqrt{\langle i_{\text{gecl}}^2 \rangle} = \sqrt{4qI_{\text{ph}} \frac{R^2(f)}{R(0)} B} \quad (\text{I-42})$$

dans laquelle $R(0)$ et $R(f)$ sont respectivement les coefficients de réponse statique et dynamique du dispositif et B la largeur de la bande de fréquence du bruit. En basses fréquences, la relation (I-42) devient :

$$\sqrt{\langle i_{\text{gecl}}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{4qI_{\text{ph}}\tau_v B}{\tau_t}} \quad (\text{I-43})$$

1.2.3.3. Bruit en 1/f

Les dispositifs photoconducteurs présentent dans le domaine des basses fréquences un bruit en 1/f ou bruit de Flicker. Ce bruit semble dû à des fluctuations statistiques de la conduction provoquées par des imperfections de surface ou d'inhomogénéité du matériau. Le courant de bruit correspondant, mesuré dans une bande passante B, est donné par :

$$\sqrt{\langle i_{1/f}^2 \rangle} = \sqrt{2qI_{1/f}B} \quad (\text{I-44})$$

1.2.4. Défectivité spécifique

C'est l'un des paramètres primordiaux d'un photoconducteur. En effet, la défectivité spécifique D^* d'un photoconducteur nous donne la puissance lumineuse minimale détectable compte tenu de son bruit propre et ceci pour l'ensemble de la gamme spectrale.

La puissance équivalente de bruit ou N.E.P. (Noise Equivalent Power) est définie comme étant la puissance d'une radiation monochromatique qui, envoyée sur le photoconducteur parfait, donnerait un signal de sortie égal à la valeur du bruit engendré dans le photoconducteur réel.

Généralement, on rapporte le N.E.P. à l'unité de surface et à l'unité de fréquence. Nous avons alors la bande équivalente de bruit (Noise Equivalent Bandwidth) égale à :

$$\text{N.E.B.} = \frac{\text{N.E.P.}}{\sqrt{A}\sqrt{B}} \quad (\text{I-45})$$

où A et B représente respectivement la surface et la bande passante du photoconducteur.

La défectivité spécifique étant l'inverse du N.E.B., elle est donnée par la relation :

$$D^* = \frac{1}{\text{N.E.B.}} = \frac{\sqrt{A}\sqrt{B}}{\text{N.E.P.}} \quad (\text{I-46})$$

qui peut aussi s'exprimer sous la forme :

$$D^* = \frac{R(0)\sqrt{A}\sqrt{B}}{\sqrt{\langle i^2 \rangle}} \quad (\text{I-47})$$

avec $R(0)$: le coefficient de réponse statique.

$\sqrt{\langle i^2 \rangle}$: le courant de bruit total

La détectivité spécifique est généralement exprimée en $\text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$.

I.3. REALISATION TECHNOLOGIQUE

L'élaboration du cahier des charges des photoconducteurs optimisés pour la détection de faible flux lumineux dans le domaine de l'U.V. a été menée en tenant compte des études antérieures effectuées sur les structures adaptées à la détection dans le domaine du visible [14].

Pour mettre en oeuvre des dispositifs performants, qui détectent des puissances lumineuses de l'ordre de 1 pW, il est nécessaire que ceux-ci présentent des coefficients de réponse statique élevés, de l'ordre de 10^6 - 10^7 A/W à 300 K. Cette condition peut être remplie si :

- on utilise l'effet de surface pour augmenter la durée de vie des paires électron-trou photocréées
- on garde le temps de transit des électrons dans la structure le plus faible possible
- on limite la valeur du courant d'obscurité de façon à minimiser les effets thermiques indésirables.

Pour satisfaire à ces impératifs et fabriquer un dispositif de faible coût et de bonne qualité, nous avons choisi une structure de base de géométrie planaire constituée d'une couche active dopée N à 10^{17} atomes/cm³ et de deux contacts ohmiques séparés d'une distance de 10 μm .

I.3.1. Structure du composant

Les photoconducteurs ont été fabriqués à l'I.E.M.N. à partir d'épitaxies semblables à celles utilisées pour la fabrication de transistors à effet de champ (FET). Sur un substrat GaAs semi-isolant <100> sont épitaxiées par jet moléculaire une couche tampon de GaAs non intentionnellement dopée d'épaisseur 3 μm , une couche de GaAs dopé Si à 10^{17} cm⁻³

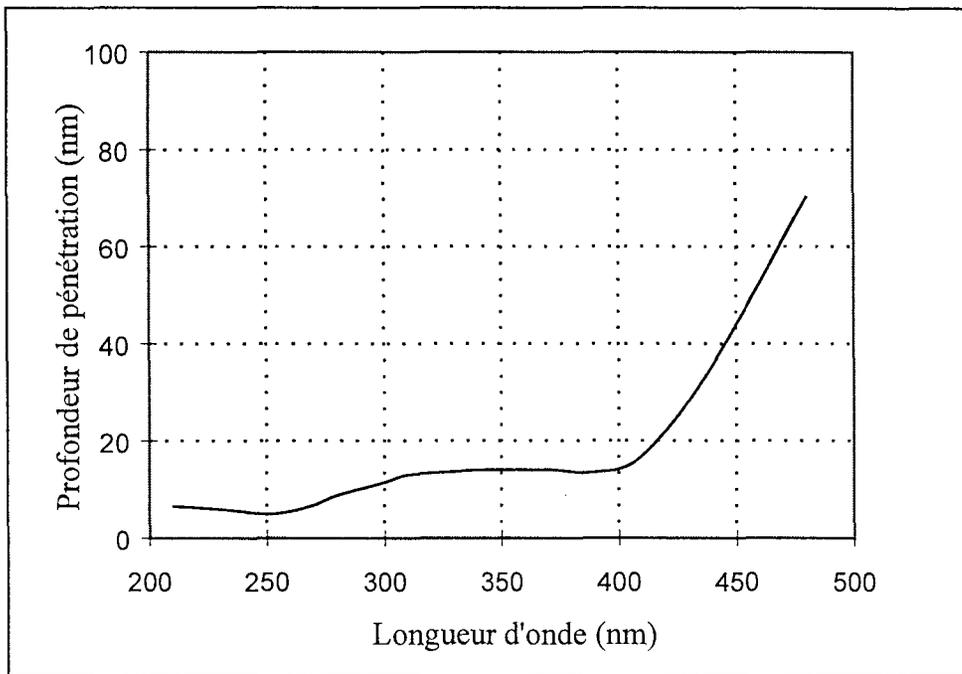


Figure I.6. : Evolution de la profondeur de pénétration d'une onde électromagnétique dans le matériau GaAs en fonction de la longueur d'onde

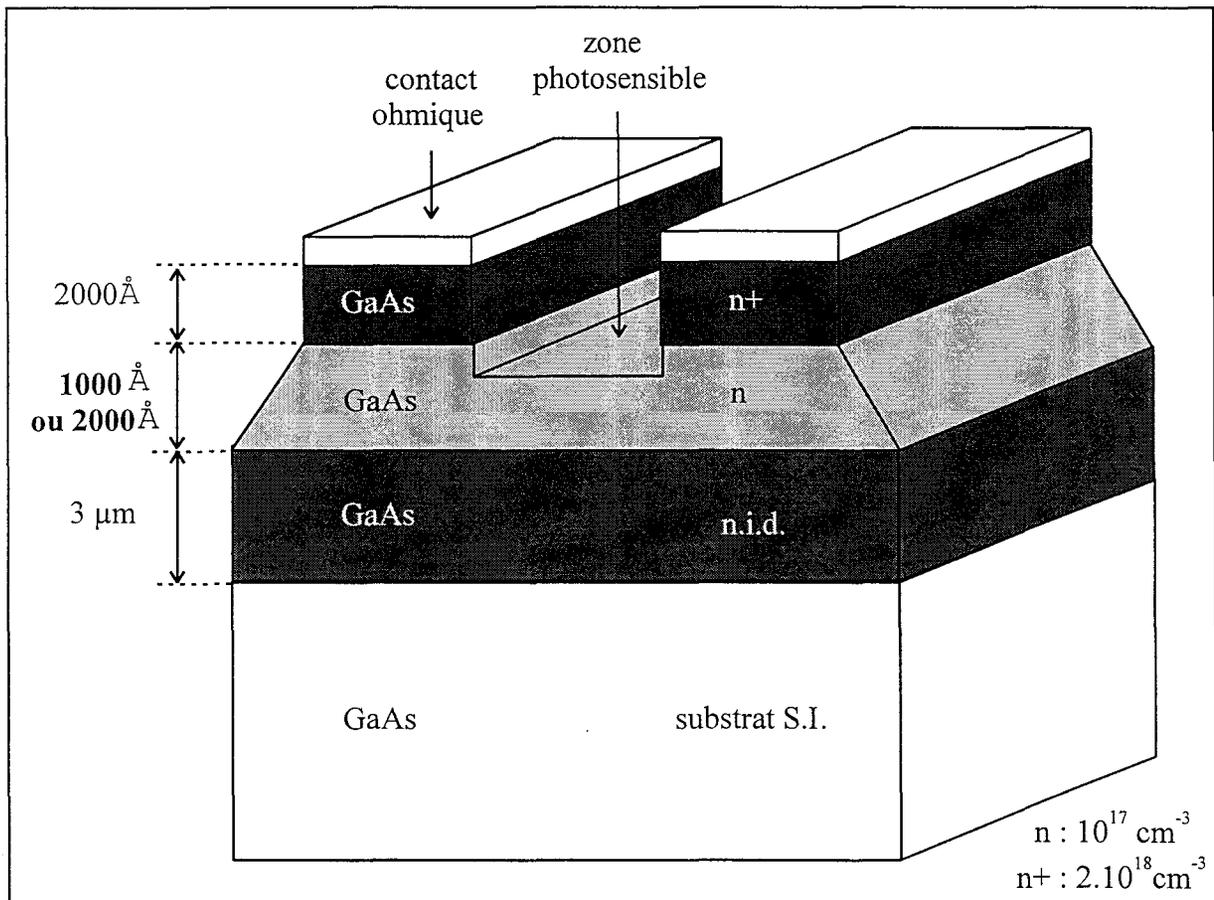


Figure I.7 : Représentation schématique de la structure photoconductrice

- épaisseur 2000 Å : structure optimisée pour la détection dans le domaine du visible
- épaisseur 1000 Å : structure optimisée pour la détection dans le domaine de l'ultraviolet

d'épaisseur 2000 Å ou 1000 Å et enfin une couche de GaAs dopé Si à $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 2000 Å. La couche tampon insérée entre le substrat semi-isolant et la couche active permet d'assurer une bonne qualité cristallographique des couches et minimise la migration des impuretés du substrat S.I. vers la couche active. L'utilisation d'épitaxies ayant une couche active d'épaisseur 1000 Å a permis d'optimiser la structure pour la détection du rayonnement ultraviolet. En effet, comme le montre la figure I.6., la profondeur de pénétration d'un tel rayonnement dans le GaAs est très faible, puisque sa valeur maximum est de l'ordre de 40 nm pour une longueur d'onde de 450 nm. Lors du processus technologique, on a donc tenu compte de cette faible valeur de profondeur de pénétration pour ajuster l'épaisseur de la couche active de façon à absorber totalement un flux lumineux ultraviolet et à limiter le courant d'obscurité dans le composant. Enfin, le dopage de la couche active a été choisi pour mettre à profit l'effet du potentiel de surface présenté par le GaAs dopé N [15].

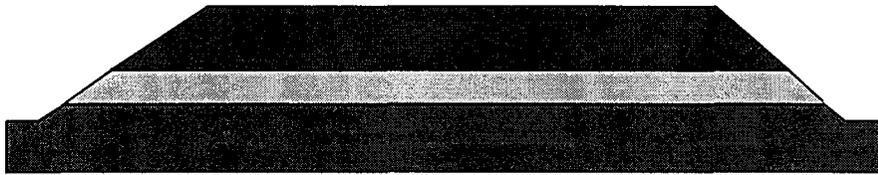
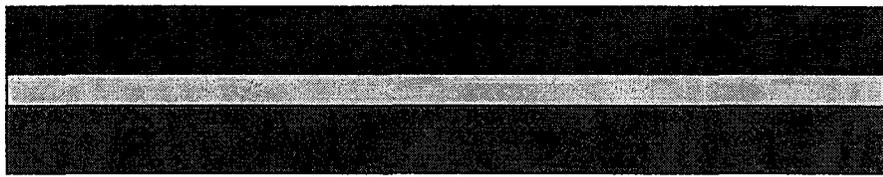
Une représentation schématique du photoconducteur est donnée sur la figure I.7.. La surface photosensible de dimensions $10 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ est localisée entre les deux électrodes qui collectent le photocourant. Ces dimensions correspondent à une optimisation du coefficient de réponse statique de la structure, résultant d'un compromis entre une faible valeur du temps de transit des électrons et une surface de dimensions non négligeables pour détecter le maximum de flux lumineux. Chaque électrode est un contact ohmique de dimensions $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$.

I.3.2. Les opérations technologiques

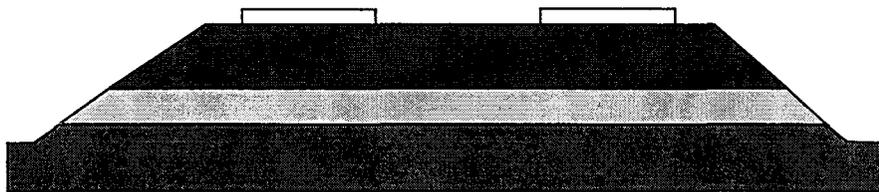
La réalisation du dispositif en structure planaire sur une couche épitaxiée nécessite des opérations de gravure et de dépôt localisées par un procédé appelé la photolithographie. Les différentes étapes de la réalisation technologique sont présentées sur la figure I.8.. Elles sont au nombre de quatre :

** Mésa d'isolement*

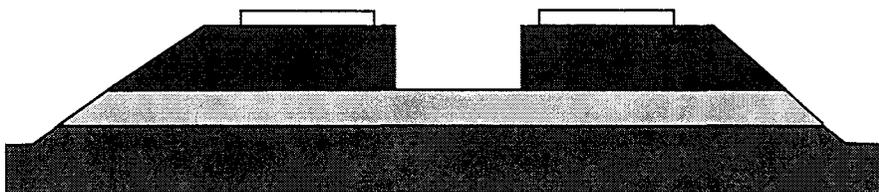
Il s'agit d'une attaque de la couche active de façon à accéder au substrat semi-isolant pour isoler électriquement les différents éléments réalisés sur la même épitaxie. Pour cela, nous



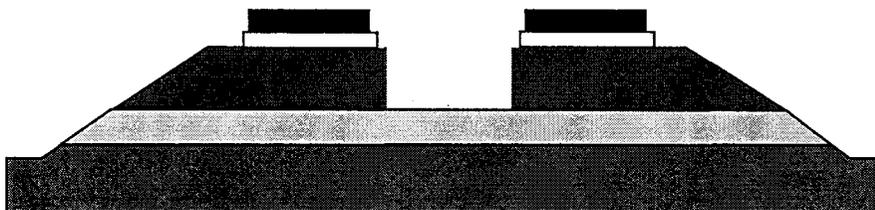
Mésa d'isolement



Dépôt des contacts ohmiques



Attaque chimique entre les contacts ohmiques



Dépôt des plots d'épaissement



GaAs n.i.d.



GaAs dopé N



GaAs dopé N+



contact
ohmique



plot
d'épaissement

Figure 1.8. : Représentation schématique des différentes opérations technologiques

utilisons la résine photosensible 1400-27, déposée sur l'épithaxie et dont le recuit est effectué à une température de 100°C durant 30 minutes. La résine est ensuite soumise à un éclairage U.V. sous masqueur optique afin de reproduire la structure souhaitée, puis révélée à l'aide du développeur *Microposit Developer* pour procéder à l'attaque chimique proprement dite. La substance chimique utilisée est une solution de $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ de rapport (1:1:200). Pour notre structure, la vitesse d'attaque est alors de $80 \text{ nm}\cdot\text{min}^{-1}$. Enfin, un nettoyage de la plaquette à l'acétone, puis à l'alcool est réalisé afin d'ôter la résine restante.

** Dépôt des contacts ohmiques*

La seconde étape est le dépôt des contacts ohmiques sur la couche de GaAs dopé N^+ , appelée couche de "contact". Pour cela, on applique à nouveau la même résine avec un recuit de 20 minutes à 60°C. L'échantillon est alors plongé dans du chlorobenzène pendant environ 20 minutes, puis recuit 20 minutes à 80°C avant d'être à nouveau soumis au masqueur optique. Les contacts ohmiques sont ensuite formés par évaporation d'eutectique AuGeNi sur une épaisseur de 2500 Å, cette métallisation permettant l'alliage avec le GaAs. Le lift-off est effectué dans l'acétone, avant le recuit final des contacts dans un four à recuit rapide à une température de 400°C pendant 40 secondes.

** Attaque de la couche fortement dopée*

La zone photosensible est constituée de matériau GaAs dopé à 10^{17} cm^{-3} . De ce fait, la couche fortement dopée, servant essentiellement de support aux contacts ohmiques, est creusée par une attaque chimique dans des conditions plus douces que celles utilisées lors de la réalisation du méso d'isolement afin de mieux maîtriser la profondeur attaquée. Les nouvelles conditions mises en oeuvre sont une solution de $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ dans les proportions (1:1:900). Ce mélange permet une vitesse d'attaque d'environ 15 nm/min.

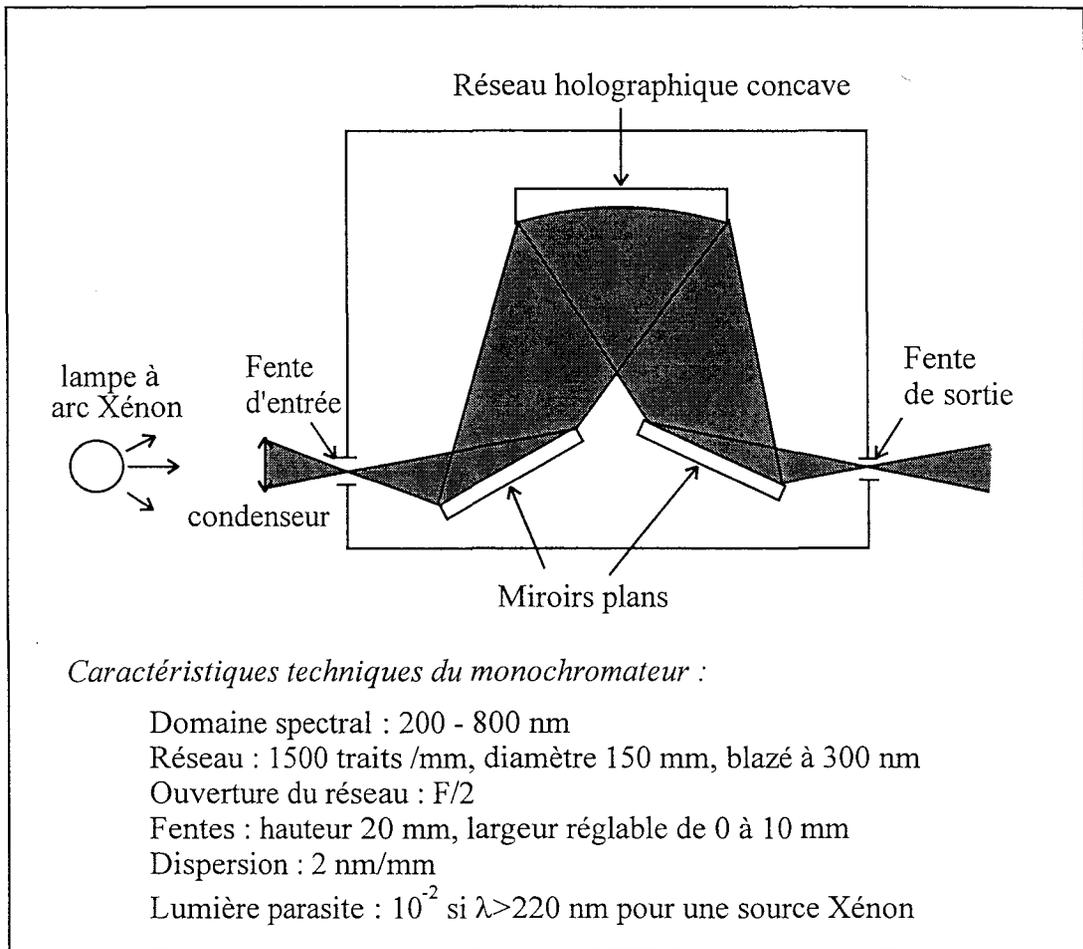


Figure I.9 : Représentation schématique du banc d'éclairage continu

** Dépôt des plots d'épaissement*

Les plots d'épaissement, déposés sur les contacts ohmiques, permettent de souder les fils de connexion avec le circuit extérieur par thermo-compression. Ils sont formés par évaporation de Ti-Au (1000 Å - 3000 Å). Cette opération est effectuée avec le même procédé que les contacts ohmiques (résine, recuit, chlorobenzène, recuit, masqueur, révélation).

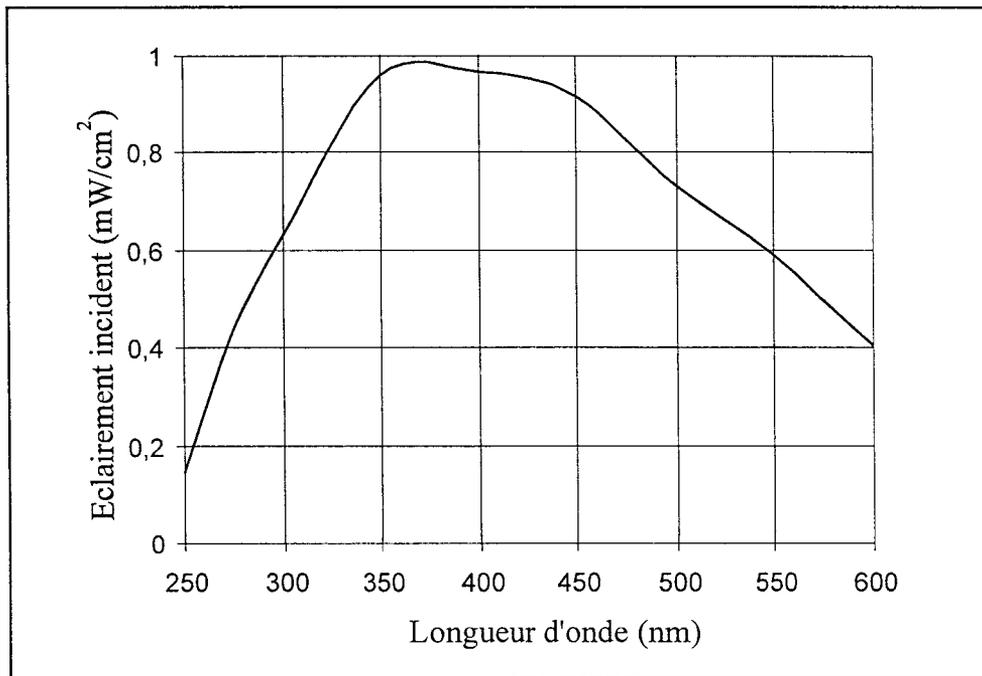
I.4. TECHNIQUES UTILISEES POUR LA CARACTERISATION DES PHOTOCONDUCTEURS

L'évaluation des performances des photoconducteurs lorsqu'ils sont soumis à un éclairage ultraviolet nécessite l'utilisation de trois bancs de mesure adaptés au domaine spectral 200-400 nm et décrits ci-dessous. Leur mise en oeuvre est assez complexe et les principales difficultés rencontrées lors de nos expérimentations sont liées à l'obtention précise des caractéristiques du rayonnement ultraviolet mis en jeu.

I.4.1. Banc de mesure en éclairage continu

Les performances statiques du photoconducteur sont déterminées à l'aide d'un banc de mesure optique représenté schématiquement figure I.9.. Ce banc est essentiellement constitué d'une source à arc Xénon d'une puissance de 1000 Watts et d'un système dispersif qui permet de sélectionner une bande spectrale étroite centrée sur une longueur d'onde réglable. La source lumineuse émet un spectre continu dans le domaine spectral 200 nm-1,6 µm. La lumière émise par cette source est focalisée par un condenseur sur la fente d'entrée du monochromateur, puis envoyée à l'aide d'un miroir plan sur un réseau holographique concave (1484 traits/mm) de distance focale F égale à 300 mm et d'ouverture F/2 présentant une dispersion de 2 nm/mm. La lumière dispersée par le réseau est ensuite envoyée sur un second miroir plan vers la fente de sortie qui isole une bande

a)



b)

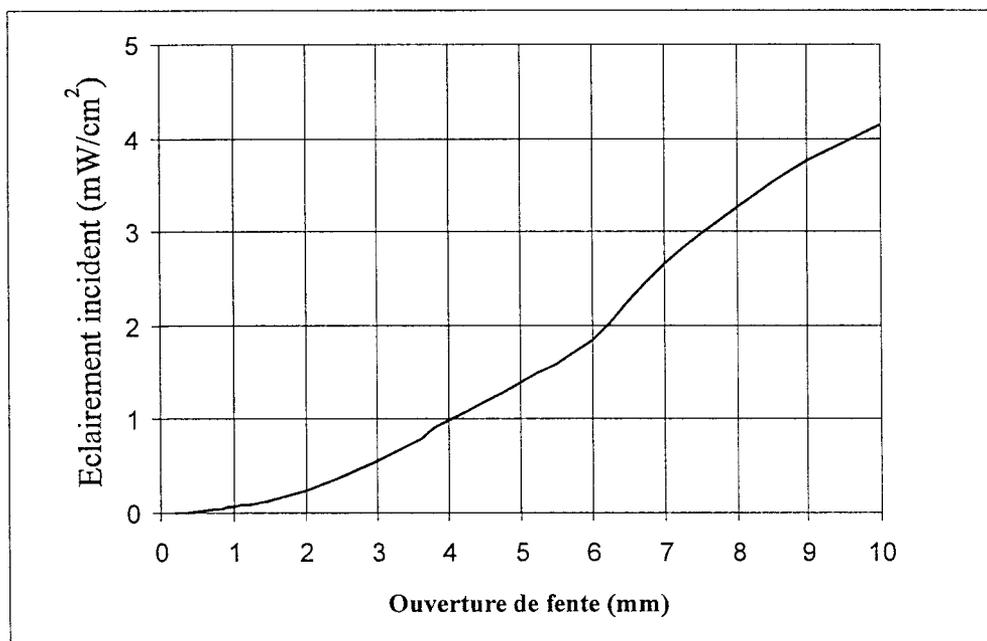


Figure I.10 : Etalonnage du banc d'éclairage continu donnant l'évolution de l'éclairement incident mesuré avec une résolution de 5 nm
a) en fonction de la longueur d'onde à largeur de fente constante ($f=4 \text{ mm}$)
b) en fonction de la largeur de fente à longueur d'onde constante ($\lambda=400 \text{ nm}$)

étroite de longueur d'onde. Les fentes d'entrée et de sortie ont une hauteur de 20 mm et une largeur réglable de 0 à 10 mm. Le domaine spectral exploitable par ce monochromateur est compris entre 200 et 650 nm. La longueur d'onde est connue avec une précision de 0,1 nm. Une analyse spectrale de la lumière sortant du monochromateur montre que, quelle que soit la longueur d'onde d'utilisation, aucune lumière parasite n'est décelable. Néanmoins lorsqu'il est utilisé à des longueurs d'onde supérieures à 400 nm, il est nécessaire de disposer un filtre WG345, filtre passe-haut, derrière la fente de sortie afin d'éliminer les radiations U.V. du second ordre qui pourraient se superposer aux radiations visibles du premier ordre.

Pour éclairer les photoconducteurs avec un rayonnement de longueur d'onde et de puissance connues avec précision il a été nécessaire d'effectuer une calibration du flux lumineux en sortie du monochromateur en utilisant un calorimètre dont la sensibilité est indépendante de la longueur d'onde. Celle-ci s'effectue en deux temps. D'abord nous mesurons la puissance lumineuse en sortie du monochromateur lors d'un balayage en longueur d'onde pour une ouverture de fentes constante et égale à 4 mm (figure I.10.a.). Ensuite, après avoir réglé le spectromètre à la longueur d'onde égale à 400 nm, nous mesurons la puissance lumineuse en sortie de l'appareil en fonction de la largeur des fentes (figure I.10.b.). La combinaison de ces deux courbes permet alors de connaître la puissance lumineuse disponible en sortie pour toutes les configurations d'utilisation du spectromètre.

I.4.2. Banc de mesure en éclairage impulsionnel

L'éclairage impulsionnel des dispositifs a été réalisé à l'aide d'un laser femto / picoseconde mis en oeuvre au L.A.S.I.R. qui est destiné principalement à des expériences d'absorption transitoire (femto et picoseconde) et de diffusion Raman (picoseconde).

L'installation représentée schématiquement sur la figure I.11., est constituée d'un oscillateur, d'un système d'amplification à dérive de fréquence et d'un dispositif générateur d'harmoniques. Cet ensemble extrêmement performant peut délivrer des impulsions ultracourtes, de durées comprises entre 100 fs et 4 ps, dans un large domaine spectral. Les caractéristiques des impulsions disponibles sont répertoriées dans le tableau I.1.. Pour

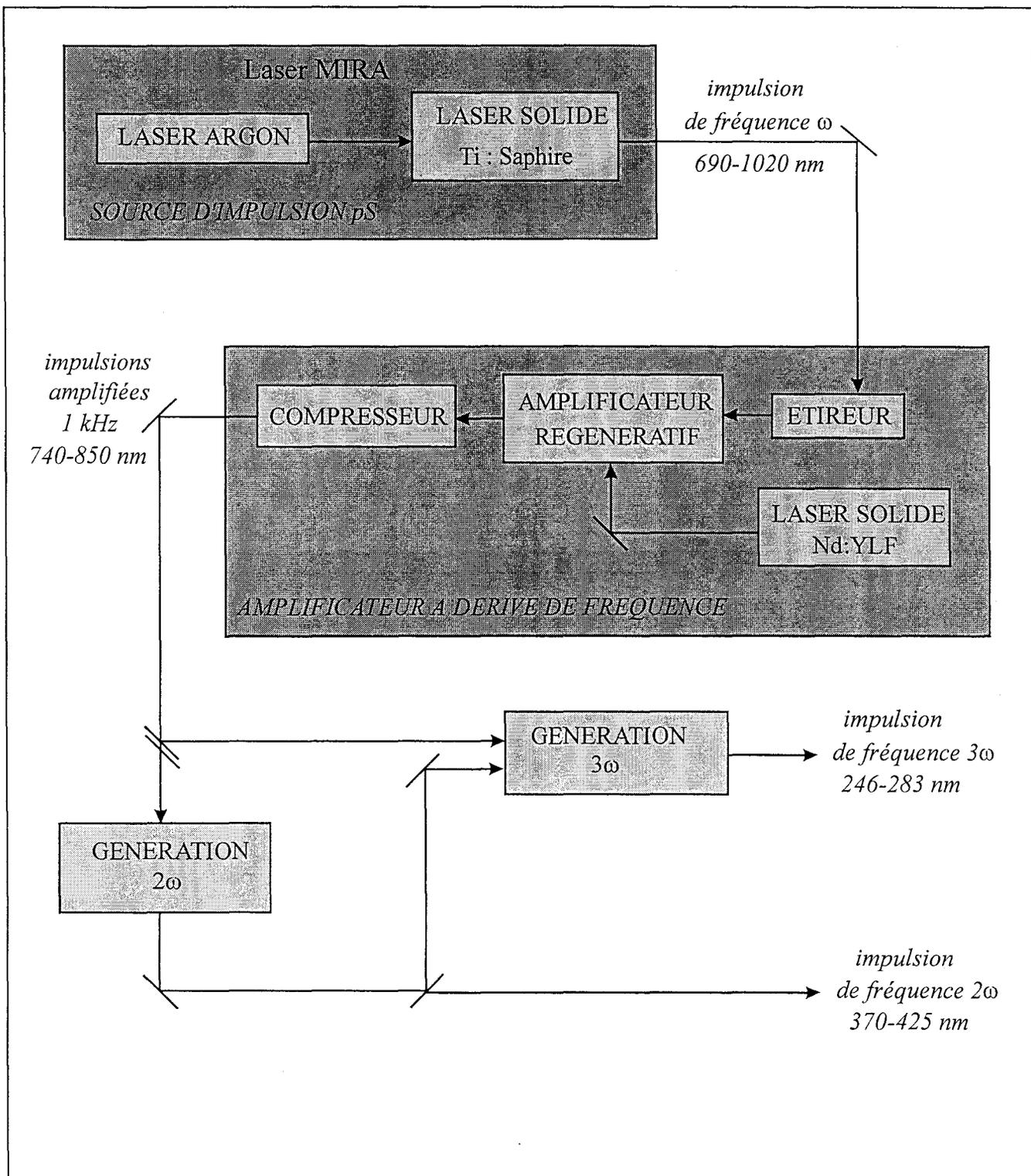


Figure I.11 : Schéma de principe du laser femto-picoseconde utilisé lors de l'éclairement impulsionnel

caractériser nos composants, nous avons utilisé essentiellement les impulsions picosecondes émises dans le domaine de l'ultraviolet.

version picoseconde	Sortie laser MIRA	Sortie amplificateur	Sortie doubleur de fréquence	Sortie tripleur de fréquence
Durée des impulsions	2,2 ps	2,7 ps	< 5 ps	< 5 ps
Energie par impulsion	10 nJ	1 mJ	300 μ J	120 μ J
Fréquence de répétition	76 MHz	1 kHz	1 kHz	1 kHz
Gamme spectrale accordable	690 - 1020 nm	740 - 850 nm	370 - 425 nm	246 - 283 nm

Tableau I.1. : Caractéristiques du laser impulsionnel dans sa configuration picoseconde

La complexité de ce site instrumental mérite que l'on donne quelques détails sur les éléments qui le constituent. L'oscillateur est un laser MIRA (COHERENT) qui génère des impulsions femtosecondes ou picosecondes. C'est un laser à blocage de modes passif dans lequel le milieu de gain est un barreau de saphir dopé au titane pompé optiquement par un laser à argon ionisé continu qui délivre 7,5 W en mode multiraies. En version picoseconde, à la sortie du MIRA, on dispose d'un faisceau laser accordable entre 690 et 1020 nm, constitué d'impulsions de durée 1,5 - 3 ps ayant un taux de répétition de 76 MHz. L'énergie de chaque impulsion est de l'ordre de 10 nJ.

Pour générer ensuite des impulsions de plus grande énergie dans le domaine de l'ultraviolet, il est nécessaire d'amplifier les impulsions en sortie du laser MIRA. Toutefois, la très grande puissance crête véhiculée par les impulsions picosecondes ne permet pas leur amplification directe sous peine d'endommager l'amplificateur. L'amplification est donc effectuée selon la technique C.P.A. (Chirped Pulse Amplification - amplification d'impulsions à dérive de fréquence). Cette méthode consiste à étirer temporellement une impulsion picoseconde de durée t dans un milieu dispersif (dispositif à réseau) jusqu'à une durée kt , à amplifier cette impulsion étirée sans craindre les non-linéarités puisque les puissances crêtes sont réduites d'un facteur k , et à recomprimer cette impulsion en sortie du système amplificateur pour

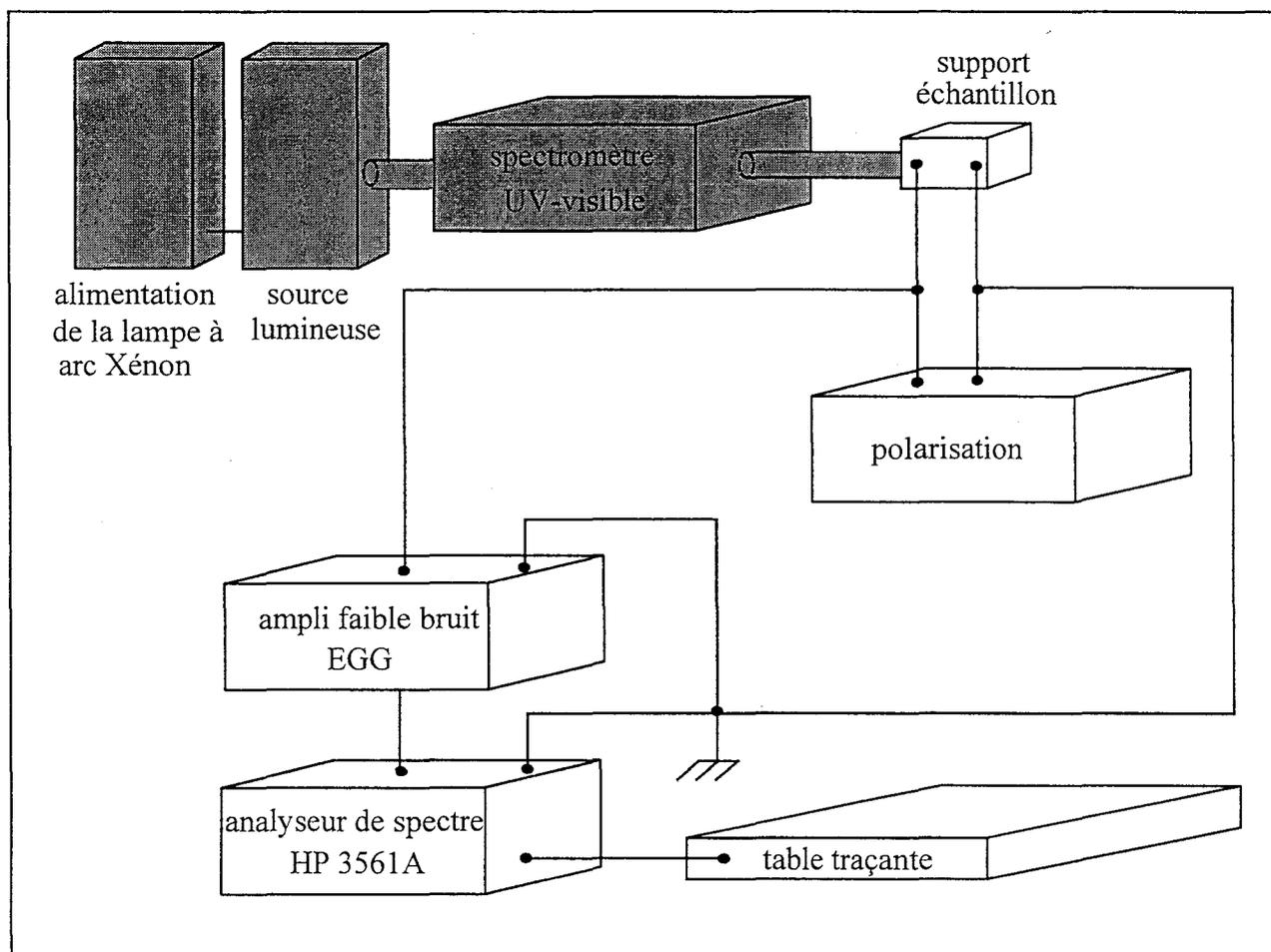


Figure I.12. : Synoptique du banc de mesure du bruit

obtenir si possible une impulsion de durée correspondante à celle de l'impulsion initiale. L'étireur d'impulsions est basé sur le principe qu'une impulsion picoseconde n'est jamais monochromatique (principe d'incertitude d'Heisenberg). On met à profit cette propriété pour étirer temporellement cette impulsion dans un milieu dispersif en faisant suivre des chemins différents à chacune des composantes spectrales de l'impulsion. Grâce à ce système la durée des impulsions peut passer en théorie d'environ 2 ps à 400 ps, ce qui correspond à un facteur d'étirement de 200. L'amplificateur régénératif est constitué d'un cristal de titane saphir pompé par un laser Nd : YLF doublé intracavité et fonctionnant à 1 kHz ($\lambda = 523$ nm, 10 W). L'impulsion lumineuse de faible énergie, est injectée dans l'amplificateur régénératif et y séjourne un temps suffisant de façon à prélever l'énergie stockée dans le milieu amplificateur. En sortie, l'impulsion possède une énergie de l'ordre de 2 mJ. Cette dernière est alors envoyée dans le compresseur dont le principe est l'inverse de celui de l'étireur. En sortie du compresseur la durée des impulsions est d'environ 2,7 ps et leur énergie est de 1 mJ à 800 nm.

Les optiques utilisées dans l'amplificateur régénératif limitent la gamme spectrale utilisable à 740 - 850 nm. Les générateurs d'harmoniques, placés en sortie du compresseur, permettent d'augmenter l'accordabilité en longueur d'onde de ce type de laser. Le passage de l'impulsion amplifiée de fréquence ω au travers d'un cristal doubleur de fréquence va créer une impulsion de fréquence 2ω . La somme de l'impulsion de fréquence 2ω et de l'impulsion de fréquence ω produira au passage d'un cristal tripleur de fréquence une impulsion de fréquence 3ω (figure I.11.).

I.4.3. Banc de mesure du bruit

Le banc de mesure utilisé pour les mesures de bruit, représenté schématiquement sur la figure I.12., met en œuvre un analyseur de spectre HP3561A, qui explore les fréquences comprises entre 0,01 Hz et 100 kHz.

Des précautions, telles que l'isolement de la lumière parasite, le blindage des câbles ont été nécessaires. Le photoconducteur a aussi été placé dans une enceinte métallique pour l'isoler

des bruits parasites provenant de l'environnement. Le dispositif a été polarisé à l'aide d'un générateur de courant et les niveaux de bruit ont été d'abord amplifiés à l'aide d'un générateur faible bruit EGG avant d'être mesurés par l'analyseur de spectre.

Les spectres de bruit sont directement tracés sur une table traçante interfacée avec l'analyseur de spectre.

I.5. PERFORMANCES DES PHOTOCONDUCTEURS REALISES

Dans un premier temps, nous présentons une évaluation en terme de coefficients de réponse statique des performances en détection U.V. des structures optimisées pour le domaine du visible. Les résultats obtenus nous ont alors conduit vers l'optimisation du dispositif pour la détection U.V. et nous présentons dans un deuxième temps, une analyse détaillée de ces dispositifs optimisés en terme de coefficients de réponse statique et dynamique, de niveaux de bruit et de détectivité spécifique.

I.5.1. Structure optimisée pour le visible : première évaluation des performances dans le domaine de l'ultraviolet

Les travaux antérieurs menés sur des photoconducteurs en GaAs dopé N dont la structure a été adaptée à la détection du rayonnement lumineux visible (couche active d'épaisseur 2000 Å) ont montré que le coefficient de réponse statique de ces dispositifs varie en fonction de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse et de la température [16]. Pour mémoire, nous en rappelons les résultats essentiels, notamment ceux qui nous ont guidé pour mener à bien nos travaux dans le domaine de l'ultraviolet.

Les études menées en faisant varier la tension de polarisation pour une puissance lumineuse et une longueur d'onde données ont montré :

- une augmentation linéaire du coefficient de réponse statique avec la tension de polarisation. Ce résultat peut être attribué à la diminution du temps de transit, conformément à la relation (I-28).

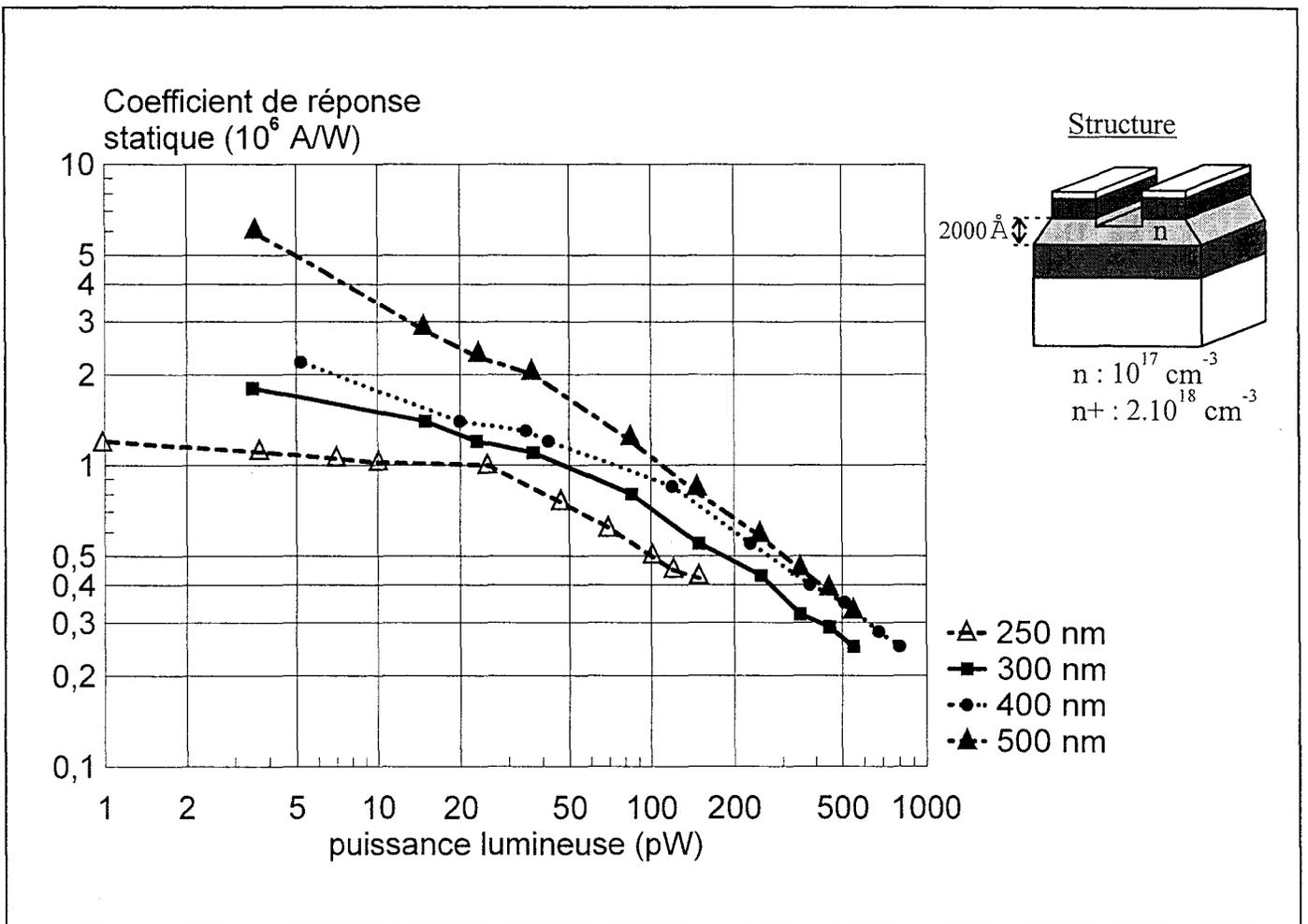


Figure I.13. : Evolution du coefficient de réponse statique en fonction de la puissance lumineuse incidente pour une structure optimisée dans le domaine du visible

- une saturation du coefficient de réponse statique suivie d'une diminution plus ou moins prononcée suivant la puissance lumineuse utilisée. Ceci est dû, d'une part à l'échauffement de la couche active qui diminue la durée de vie des paires électron-trou photocréées et d'autre part, au champ électrique qui, en augmentant, contribue aussi à la diminution de la durée de vie des porteurs en arrachant les trous photocréés piégés à la surface de l'échantillon.

L'analyse de ces résultats a permis de définir une tension de polarisation optimale suivant les dimensions de la structure photoconductrice. Cette tension est égale à 2 V pour un photoconducteur ayant une distance interélectrodes de 10 μm .

Par ailleurs, les mesures effectuées en fonction de la puissance lumineuse et de la température, à une longueur d'onde de 560 nm, ont conduit aux résultats suivants [17]:

- les valeurs des coefficients de réponse statique sont très élevées et atteignent, même à température ambiante, des valeurs voisines de $2 \cdot 10^7$ A/W permettant la détection de puissances lumineuses de l'ordre de 0,1 pW.

- les coefficients de réponse statique augmentent lorsque la température diminue et cette augmentation est d'autant plus importante que la puissance lumineuse est faible.

- plus la température est basse, plus la puissance minimale détectable est faible (0,01 pW à 250 K).

Ces résultats extrêmement importants obtenus avec les photoconducteurs mis au point pour la détection d'un rayonnement visible nous ont donc incités, dans un premier temps, à évaluer dans le domaine de l'U.V. les performances de ces mêmes structures sans les modifier. Les premières investigations ont donc été effectuées en fonction de la puissance lumineuse aux longueurs d'onde caractéristiques des UVA, UVB, UVC, à savoir 400 nm, 300 nm et 250 nm, en utilisant l'installation expérimentale décrite au paragraphe I.4.1.. Nous présentons figure I.13., la variation du coefficient de réponse statique en fonction de la puissance et de la longueur d'onde du rayonnement incident, à température ambiante et pour une tension de polarisation de 2 Volts. Nous constatons d'après les courbes obtenues que :

- les valeurs des coefficients de réponse statique sont voisines de quelques 10^6 A/W pour des puissances lumineuses U.V. incidentes de quelques picowatts

- le coefficient de réponse statique diminue lorsque la puissance lumineuse augmente

- les performances de la structure sont assez voisines pour les longueurs d'onde comprises entre 300 et 400 nm et sensiblement inférieures pour un rayonnement incident de longueur d'onde égale à 250 nm.

Tout d'abord, il est important de remarquer que les évolutions observées en fonction de la puissance lumineuse dans le domaine de l'U.V. sont assez semblables à celles déjà obtenues dans le domaine du visible et sont donc régies en première approximation par les mêmes mécanismes physiques. Pour permettre une meilleure comparaison, nous avons aussi reporté sur la figure I.13., la courbe obtenue pour un rayonnement incident de longueur d'onde égale à 500 nm.

Sachant que le coefficient de réponse statique est proportionnel à la durée de vie des paires photocréées, ces résultats peuvent être interprétés aisément à partir de l'hypothèse d'un phénomène de piégeage des trous photocréés. Nous avons vu en effet, dans la première partie de ce chapitre que, dans le cas du GaAs dopé N, la structure de bande au voisinage de la surface est caractérisée par une courbure très prononcée (figure I.4.). Il en résulte à la fois une zone désertée d'électrons et un piégeage des trous dans le puits de potentiel correspondant, entraînant une séparation spatiale des trous et des électrons.

Dans le cas des puissances lumineuses très faibles, on peut considérer que l'ensemble des trous photocréés est piégé à la surface et dans ces conditions la durée de vie des paires photocréées est longue, expliquant ainsi les valeurs très élevées du coefficient de réponse statique observées pour des puissances lumineuses inférieures à 20 pW.

Si au contraire les puissances lumineuses sont élevées, tous les trous photocréés ne sont plus piégés en surface. En effet, on peut considérer que les états de surface sont saturés par les trous ce qui permet à l'excédent de se recombiner avec les électrons libres dans le matériau. Dans ce cas, il n'y a plus de séparation spatiale de l'ensemble des trous et des électrons photocréés ce qui entraîne une diminution de la durée de vie des paires photocréées et par conséquent la diminution du coefficient de réponse statique.

Toutefois, si l'on compare non plus les évolutions en fonction de la puissance lumineuse, mais les valeurs absolues des coefficients de réponse statique, on remarque que celles-ci sont moins élevées dans l'ultraviolet que celles obtenues à 500 nm.

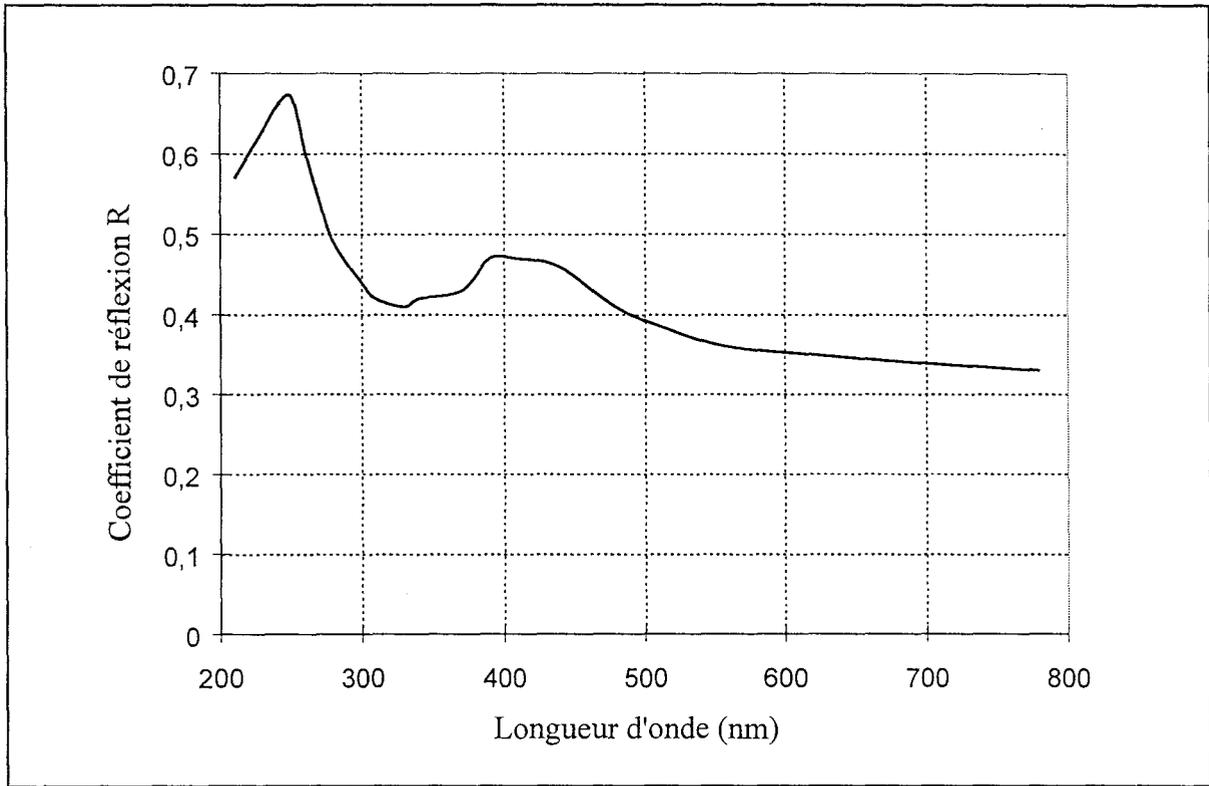


Figure I.14. : Evolution du coefficient de réflexion à l'interface air-GaAs en fonction de la longueur d'onde d'exposition

Notons tout d'abord que pour une épaisseur de la couche active de 200 nm, tout le flux du rayonnement incident est absorbé, dès lors que celui-ci a une longueur d'onde comprise entre 250 et 500 nm.

Les différences observées pour une même puissance lumineuse sur la structure peuvent être davantage explicitées si l'on prend en considération à la fois les caractéristiques énergétiques du flux incident et les variations du coefficient de réflexion R au niveau du dioptré air-GaAs pour une incidence normale.

En effet, un rayonnement lumineux ultraviolet possède une énergie plus grande que celui situé dans le domaine du visible et le rapport est par exemple égal à 2 si l'on compare les énergies correspondantes aux longueurs d'onde 250 et 500 nm. A puissance lumineuse constante, si on éclaire la structure photoconductrice avec un rayonnement ultraviolet, il y a donc moins de paires électron-trou photocréées et le photocourant qui en résulte est plus faible que dans le cas d'un éclairage visible.

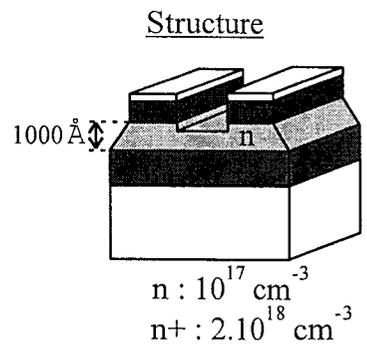
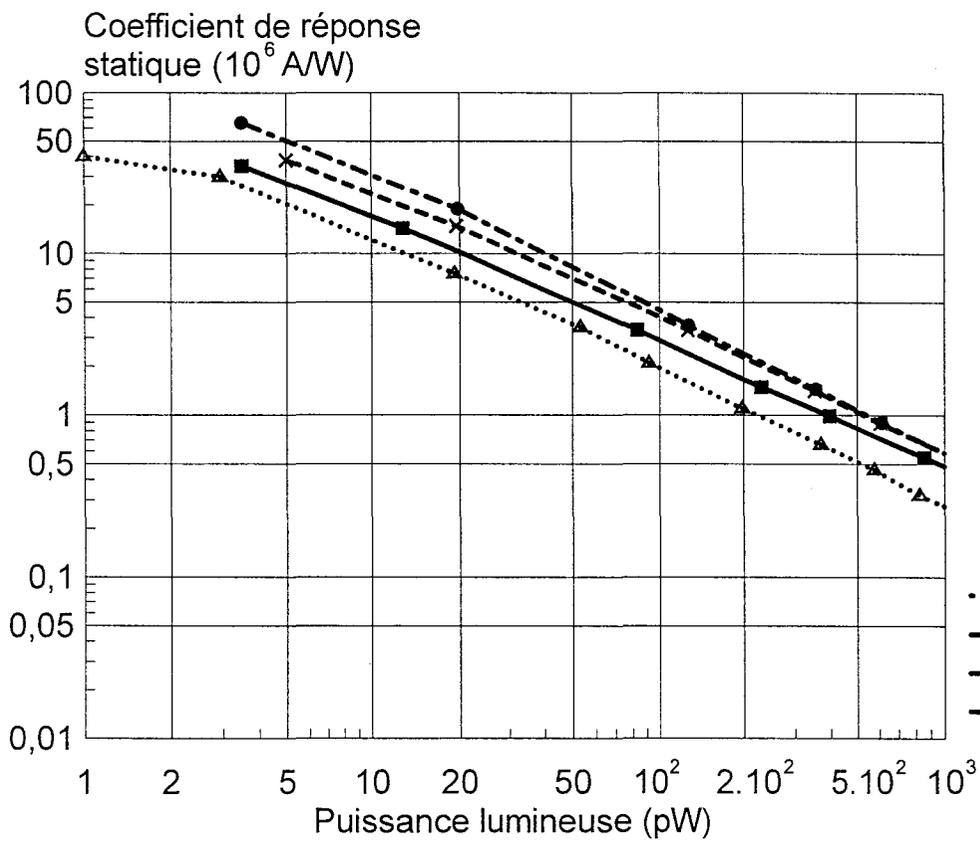
Par ailleurs, l'évolution du coefficient de réflexion R (liée à celles de l'indice de réfraction n et du coefficient d'extinction k) reportée sur la figure I.14. [18] met en évidence la variation de cette grandeur en fonction de la longueur d'onde. En particulier, la valeur sensiblement plus élevée du coefficient de réflexion R pour une longueur d'onde de 250 nm doit entraîner une diminution des photons efficaces à cette longueur d'onde.

A puissance lumineuse constante et pour un même angle d'incidence sur la structure, l'ensemble de ces considérations peut donc expliquer les différences des valeurs des coefficients de réponse statique observées selon la longueur d'onde du rayonnement incident.

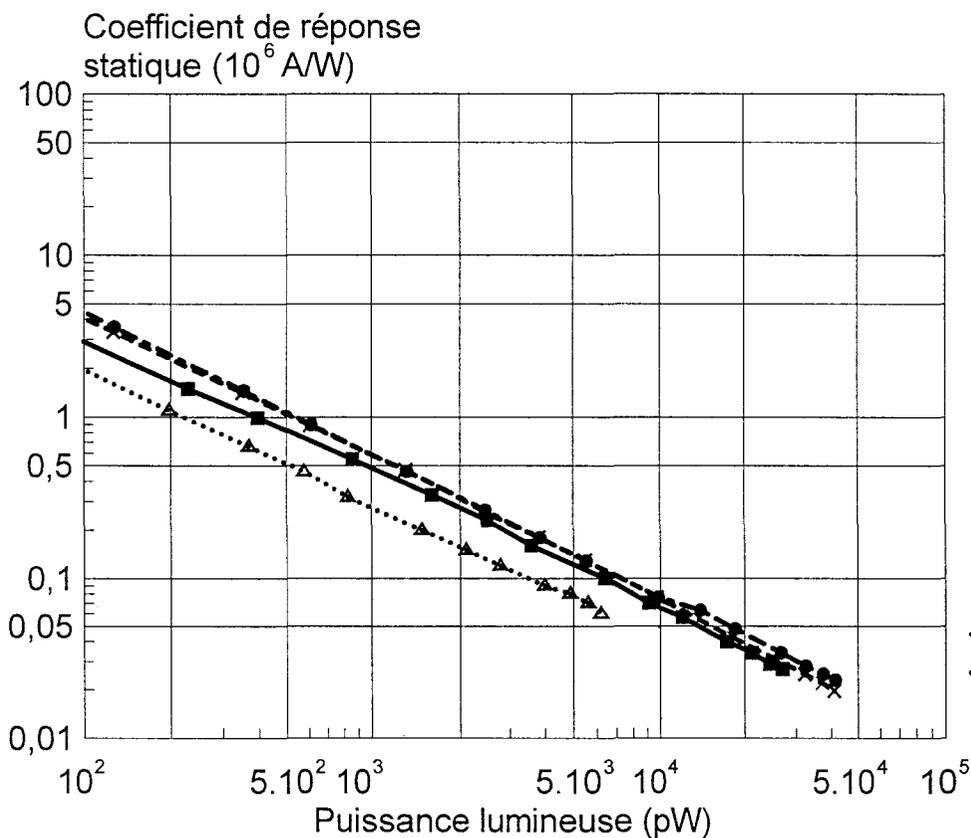
I.5.2. Performances du dispositif optimisé pour la détection U.V.

Les résultats très prometteurs que nous venons de commenter nous ont conduit à essayer d'optimiser la structure en utilisant une épitaxie ayant une couche active d'épaisseur plus faible. Outre une meilleure adaptation du dispositif à la détection d'un rayonnement ultraviolet, on réalise également une diminution notable de son courant d'obscurité.

En effet, les photoconducteurs dont l'épaisseur de la couche active est de 2000 Å présentent un courant d'obscurité de l'ordre de quelques milliampères sous une tension de polarisation de 2 Volts. On comprend aisément que la mesure précise d'un photocourant qui est de



- △• 250 nm
- 300 nm
- ×• 350 nm
- 400 nm



- △• 250 nm
- 300 nm
- ×• 350 nm
- 400 nm

Figure I.15. : Evolution du coefficient de réponse statique en fonction de la puissance lumineuse incidente pour une structure optimisée dans le domaine de l'ultraviolet

l'ordre de quelques microampères pour des puissances lumineuses de quelques picowatts nécessite alors l'annulation du courant d'obscurité au moyen d'une technique appropriée.

Après différents essais effectués en faisant varier la couche active de 1000 Å à 500 Å, l'optimisation a été obtenue en utilisant des épitaxies constituées d'une couche active d'épaisseur voisine de 1000 Å. Cette valeur, en accord avec la profondeur de pénétration d'un rayonnement ultraviolet dans le GaAs, tient compte aussi de la limite imposée par l'épaisseur de la zone désertée. Sachant que celle-ci est de l'ordre de 700 Å pour un dopage voisin de 10^{17} cm^{-3} , il est important de conserver une épaisseur de couche active supérieure à cette valeur pour ne pas modifier de façon trop conséquente les caractéristiques de la structure.

1.5.2.1. Coefficient de réponse statique

Les coefficients de réponse statique obtenus avec la structure photoconductrice optimisée pour l'ultraviolet sont reportés sur la figure I.15.. Ils sont présentés en fonction de la puissance lumineuse pour des rayonnements U.V. incidents de longueur d'onde 250, 300, 350 et 400 nm à température ambiante et pour une tension de polarisation de 2 V.

Aux erreurs expérimentales près, il est intéressant de remarquer d'une part, que les valeurs de coefficient de réponse statique sont voisines quelle que soit la longueur d'onde utilisée entre 300 et 400 nm et d'autre part qu'elles sont élevées, de l'ordre de 10^7 A/W pour des puissances lumineuses de l'ordre de quelques picowatts.

Le premier résultat est primordial si l'on se réfère à l'une des applications ciblées, à savoir la mesure des faibles puissances lumineuses des rayonnements UVA et/ou UVB mises en jeu sur des sites de photothérapie utilisés en dermatologie.

Le second résultat montre que l'optimisation de l'épaisseur de la couche active permet d'améliorer d'un facteur voisin de 10 les valeurs des coefficients de réponse statique de la structure. En accord avec des études effectuées antérieurement en fonction de la température, cette amélioration peut être corrélée à la nette diminution du courant d'obscurité. La nouvelle structure présente en effet un courant de l'ordre de 200 μA sous une polarisation de 2 Volts, ce qui limite l'échauffement du dispositif et les effets indésirables qui y sont associés.

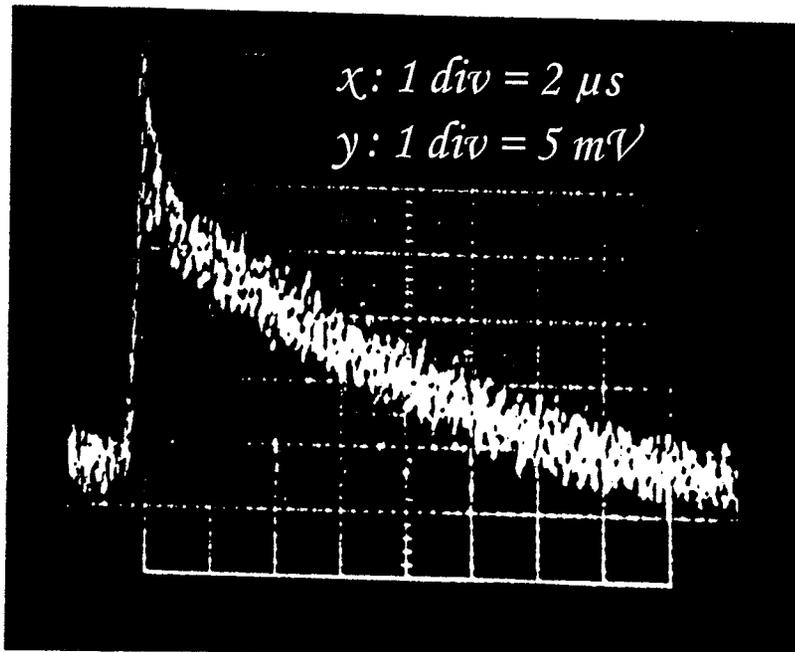


Figure I.16.: Photographie de la réponse impulsionnelle du photoconducteur optimisé pour l'U.V.

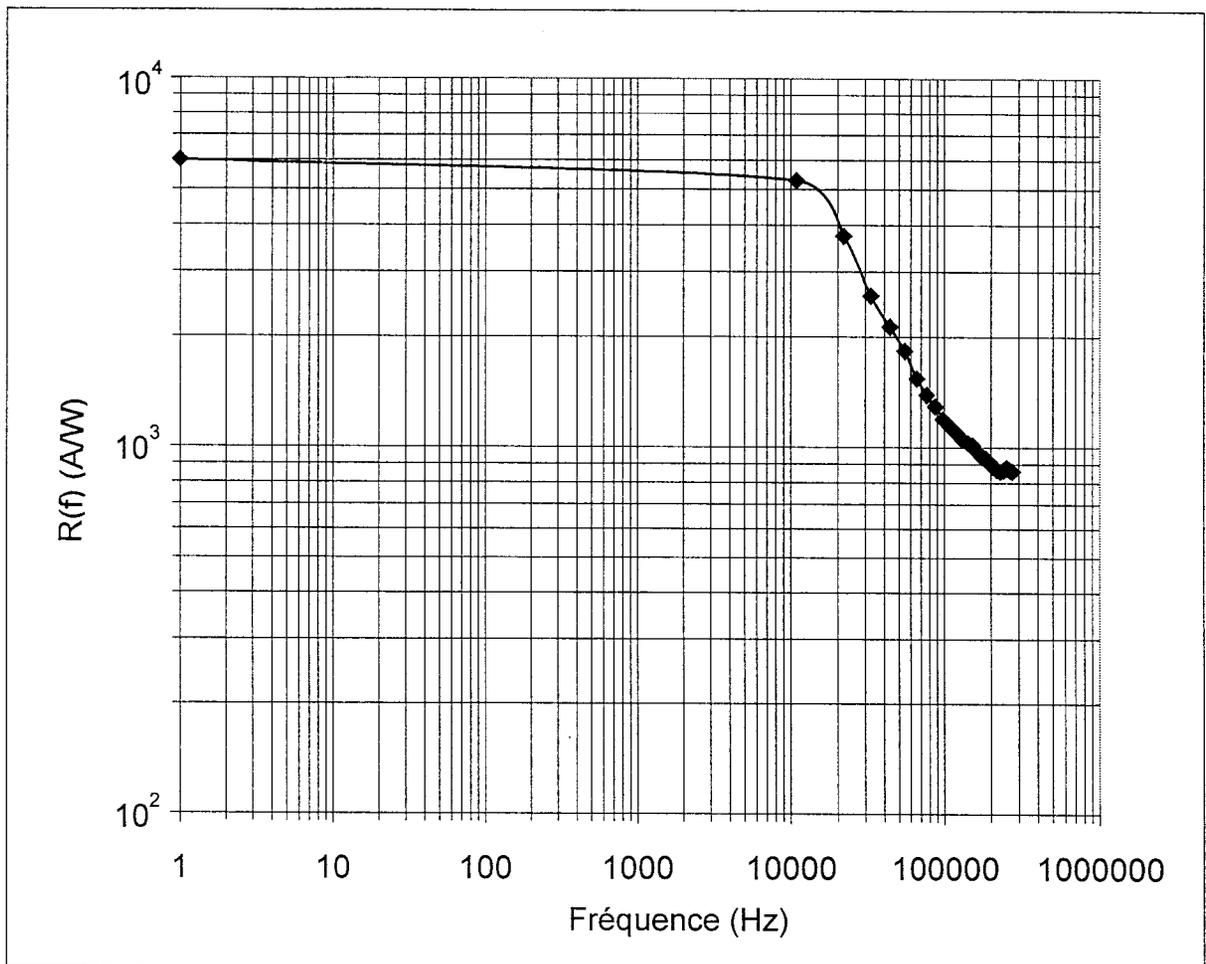


Figure I.17. : Evolution fréquentielle du coefficient de réponse dynamique calculée à partir de la réponse impulsionnelle de la figure I.16.

Par ailleurs, les valeurs légèrement inférieures obtenues pour un rayonnement U.V. de longueur d'onde 250 nm s'expliquent, comme précédemment, à partir des énergies des photons incidents et du coefficient de réflexion R .

Enfin, le photocourant qui se superpose en régime d'éclairement au courant d'obscurité peut être mesuré de façon précise avec un montage simple.

1.5.2.2. Réponse impulsionnelle - coefficient de réponse dynamique.

La réponse impulsionnelle a été relevée en utilisant l'installation laser picoseconde décrite au paragraphe I.4.2.. La photographie donnée figure I.16. représente la réponse impulsionnelle de la structure à la longueur d'onde $\lambda = 250$ nm pour une puissance lumineuse incidente voisine de 100 nW sur le composant. Celle-ci a été volontairement limitée pour ne pas endommager la structure étant donnée la valeur élevée de la puissance crête à la fréquence de 1 kHz. Toutefois, pour des puissances incidentes aussi faibles, on se place dans les conditions limites de la sensibilité de la tête d'échantillonnage de l'oscilloscope utilisé. Malgré la qualité moyenne de la photographie, nous constatons que la réponse du photoconducteur est de type exponentiel, conformément à un phénomène de recombinaison selon une loi de Poisson.

Elle est caractérisée par :

- un temps de montée très faible, ce temps est lié directement au temps de transit des porteurs photogénérés [19].

- une décroissance, liée à la durée de vie des porteurs photocréés, qui peut être caractérisée, en première approximation, par deux constantes de temps. Aux temps courts, la décroissance est très rapide et, de ce fait, elle est difficilement évaluable à partir de la photographie. Cette décroissance traduit la recombinaison en volume des porteurs de charge qui n'ont pas le temps de transiter en surface. Il apparaît ensuite une deuxième constante de temps beaucoup plus longue qui met en évidence le phénomène de piégeage des trous en surface. On s'intéresse spécifiquement à cette seconde constante de temps dont la valeur relevée expérimentalement est voisine de 6 μ s.

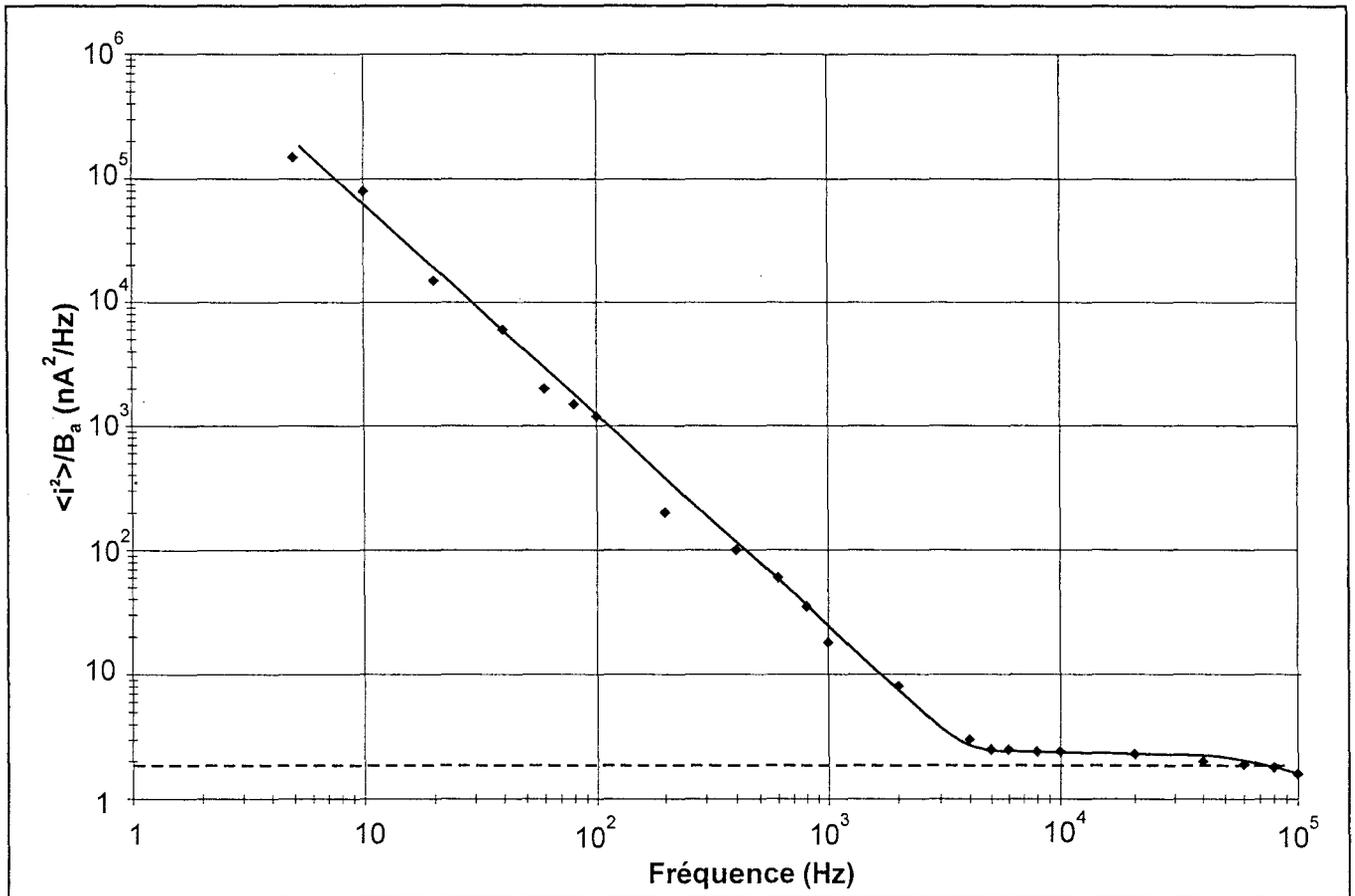


Figure I.18. : Niveaux de bruit mesurés en fonction de la fréquence

— courant de bruit des photoconducteurs sous éclaircissement à une puissance de 100 nW

---- bruit de génération-recombinaison calculé à partir de la relation I-43

Le coefficient de réponse dynamique du photoconducteur planaire a été calculé à partir de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure I.17.. L'évolution fréquentielle de cette réponse est en accord avec la relation (I-38) et on constate que la fréquence de coupure est de l'ordre de 25 kHz. En dessous de cette fréquence de coupure, le coefficient de réponse dynamique est en première approximation égal au coefficient de réponse statique.

I.5.2.3. Niveaux de bruit

L'analyse fréquentielle et l'évaluation quantitative du bruit ont été effectuées à l'aide du banc de mesure décrit dans le paragraphe I.4.3..

Les mesures ont été effectuées en régime d'éclairement sous une puissance lumineuse de 100 nW et à une longueur d'onde de 300 nm de façon à mettre en évidence le bruit lié à l'éclairement. Il est utile de préciser que les mesures réalisées ne permettent qu'une évaluation assez grossière du courant de bruit global du dispositif. En effet, la gamme de fréquences explorée, limitée à 100 kHz, ne permet pas de faire une interprétation très approfondie des phénomènes physiques complexes relatifs au bruit sur le composant.

Le niveau de bruit relevé à température ambiante est représenté figure I.18. en terme de valeur quadratique moyenne de courant de bruit ramenée à la valeur unité de bande passante Ba de l'analyseur. Le bruit thermique peut être négligé dans la gamme de fréquences étudiée car les photoconducteurs possèdent des résistances internes de l'ordre de 10^4 Ohms. Dans le domaine des basses fréquences, inférieures à 1 kHz, on observe bien le bruit en $1/f$ qui vient se superposer au bruit de génération-recombinaison. Ce dernier est mis en évidence plus particulièrement dans la gamme 1 kHz - 100 kHz. Il est lié à la fluctuation du taux de génération-recombinaison des charges photocréés par la lumière incidente selon un processus de Poisson. Son niveau et sa variation fréquentielle sont liés à la valeur du photocourant et à la durée de vie des porteurs photocréés selon la relation I-43. Pour la structure étudiée, il est estimé à $1,3 \text{ nA} / \sqrt{\text{Hz}}$.

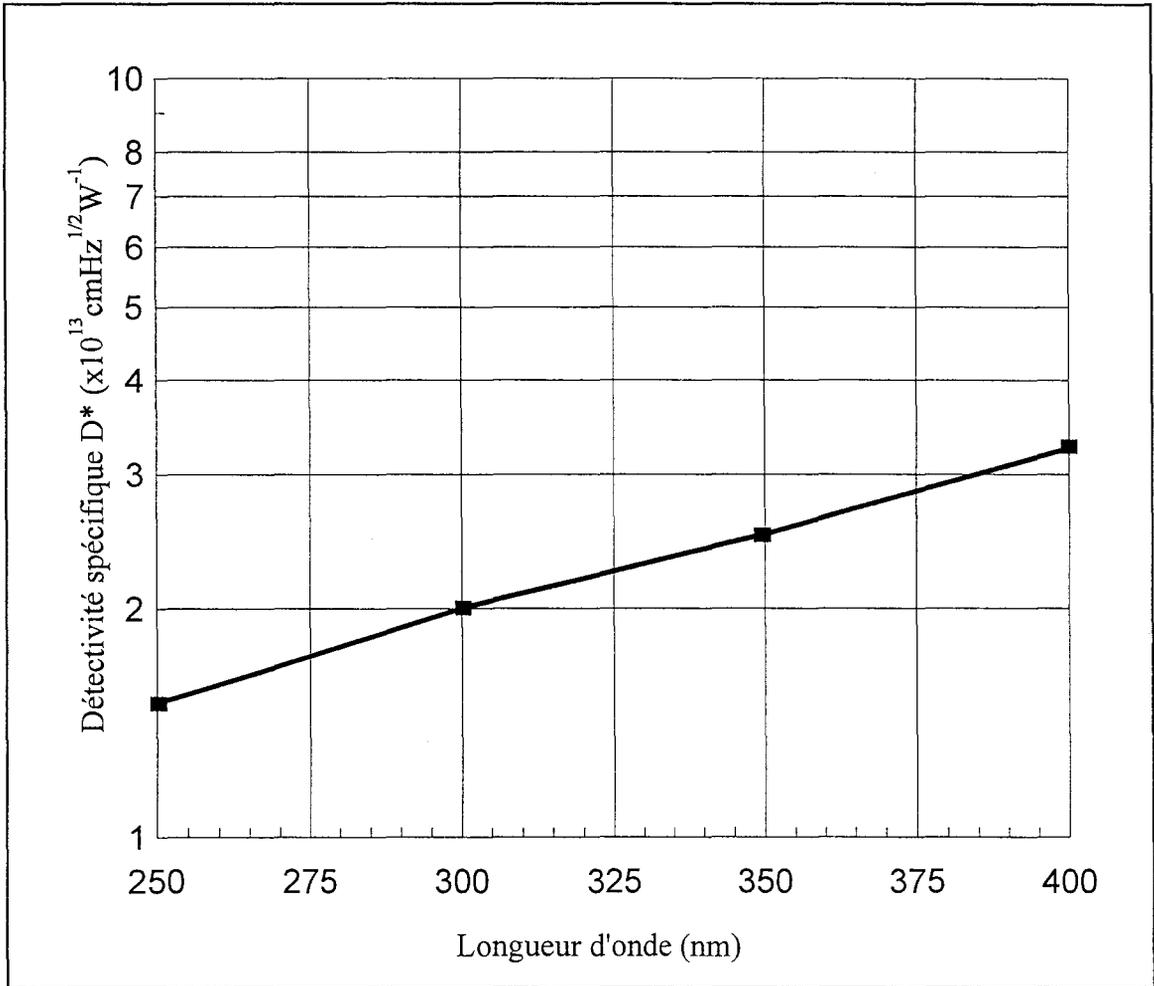


Figure I.19.: Evolution de la détectivité spécifique en fonction de la longueur d'onde de la structure étudiée

I.5.2.4. Défectivité spécifique

La connaissance des coefficients de réponse statique et du niveau de courant de bruit nous permet de calculer la défectivité spécifique du composant étudié pour les faibles flux lumineux.

L'expression de cette défectivité D^* est :

$$D^* = \frac{R(0)\sqrt{A}\sqrt{B}}{\sqrt{\langle i^2 \rangle}}$$

où $R(0)$, A , B , $\sqrt{\langle i^2 \rangle}$ sont respectivement le coefficient de réponse statique, la surface photosensible, la bande passante et le courant efficace de bruit du détecteur.

Les grandeurs $R(0)$ et B sont évaluées à partir des courbes I.15. et I.17.. Les courants efficaces de bruit sont calculés en intégrant l'aire sous la courbe reportée sur la figure I.18.. Il a été estimé à $1 \mu\text{A}$. Sachant que la surface photosensible du détecteur est de $10 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, nous obtenons les valeurs de défectivité spécifique à température ambiante :

$$D^* = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm} \sqrt{\text{HzW}^{-1}} \text{ à } 250 \text{ nm}$$

$$D^* = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm} \sqrt{\text{HzW}^{-1}} \text{ à } 300 \text{ nm}$$

$$D^* = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm} \sqrt{\text{HzW}^{-1}} \text{ à } 350 \text{ nm}$$

$$D^* = 3,25 \cdot 10^{13} \text{ cm} \sqrt{\text{HzW}^{-1}} \text{ à } 400 \text{ nm}$$

Ces résultats permettent donc d'établir l'évolution de la défectivité spécifique en fonction de la longueur d'onde représentée sur la figure I.19..

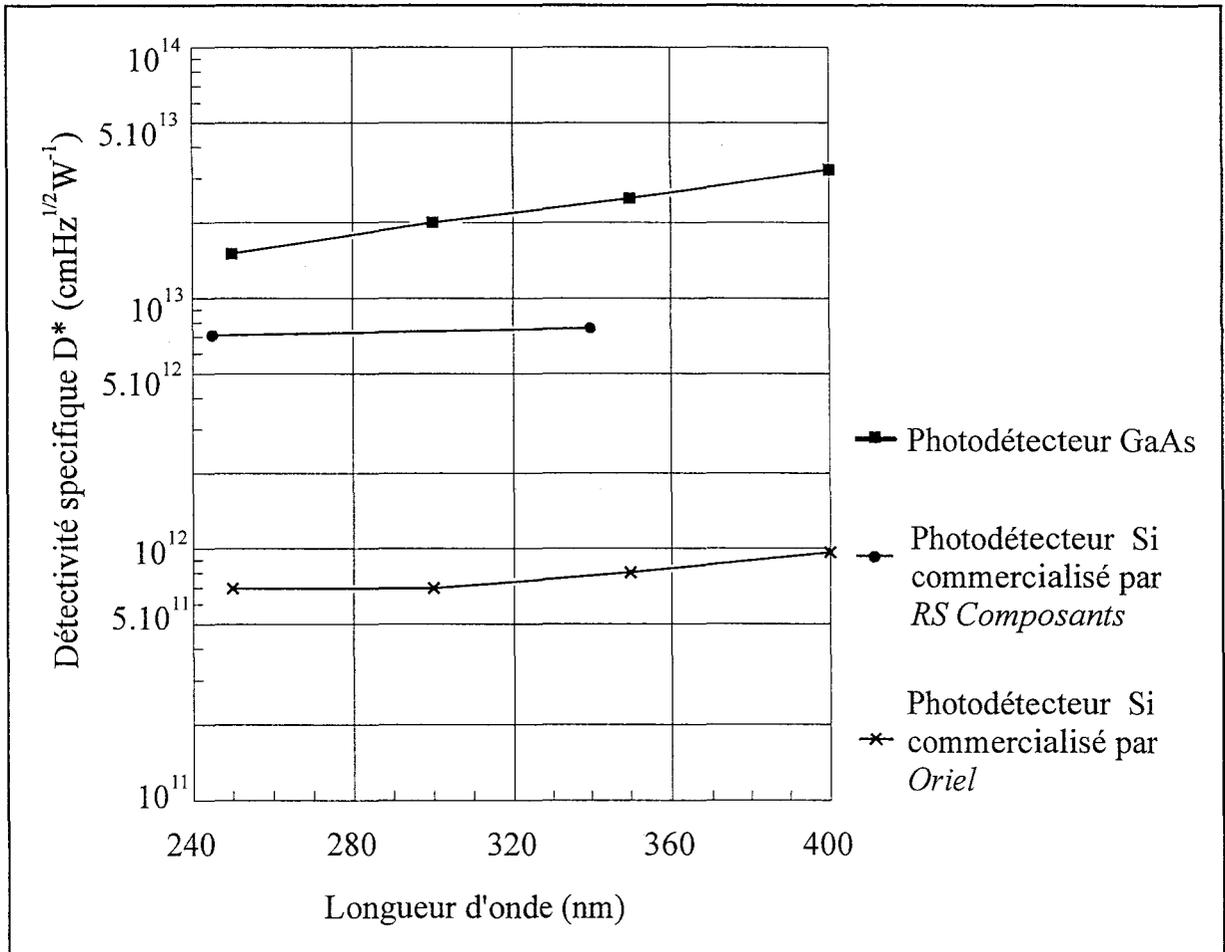


Figure I.20. : Comparaison des performances en terme de détectivité spécifique du dispositif optimisé à celles de deux photodétecteurs en Si optimisés pour la détection U.V.

I.6. COMPARAISON DES PERFORMANCES AVEC CELLES DE PHOTODETECTEURS COMMERCIALISES - CONCLUSION

Une meilleure évaluation des performances du photoconducteur optimisé pour la détection dans le domaine de l'ultraviolet peut être faite par comparaison directe avec celles de composants commercialisés. De façon plus précise, nous avons confronté, dans la même gamme de longueur d'onde, à savoir 250-400 nm, nos résultats obtenus en terme de détectivité spécifique à celles de photodétecteurs Si spécialement adaptés au domaine de l'ultraviolet et fabriqués par Siemens et Oriel [20-21]. Le choix de ces structures a été guidé en fonction du coût des composants et de leurs commodités d'emploi. Ces courbes, reportées sur la figure I.20., montrent que nos composants ont des performances légèrement supérieures à celles des dispositifs commercialisés.

Dans leur configuration actuelle, les structures photoconductrices en GaAs de type N sont des dispositifs prometteurs pour la détection de faible flux lumineux en spectrométrie UV monocanale et dans des appareillages qui mettent en jeu des monochromateurs ou des filtres optiques. Ils répondent aux critères de commodité d'emploi et de faible coût de fabrication que nous nous sommes fixés. Toutefois, les valeurs de coefficient de réponse statique élevées sont obtenues au détriment de la rapidité de ces structures. Celles-ci ne peuvent donc être utilisées que pour la mesure de la puissance d'un rayonnement qui varie lentement en fonction du temps.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] : **M. CONSTANT, L. BOUSSEKEY, D. DECOSTER, J.P. VILCOT**
"Use of GaAs high-gain photoconductors as new detectors in spectroscopic systems"
Elec. Lett., 24, 3, pp. ,1988
- [2] : : **M. CONSTANT, L. BOUSSEKEY, D. DECOSTER, J.P. VILCOT**
"The GaAs photoconductor array as a new detector in multichannel spectroscopic system"
Elec. Lett., 24, 1, pp. 56-58, 1990
- [3] : **H. MATHIEU**
"Physique des semiconducteurs et des composants électroniques"
Ed. Masson, p.432, 1987
- [4] : **S.M. SZE**
"Physics of semiconductor devices"
Wiley Interscience, pp. 37-38, 1969
- [5] : **P.KIREEV**
"La physique des semiconducteurs"
Edition Mir, 1975
- [6] : **J.P. VILCOT, J.L. VATERKOWSKI, D. DECOSTER, M.CONSTANT**
"Temperature effects on high-gain photoconductive detectors"
Elec. Lett., 20 (2), pp. 86-88, 1984
- [7] : **J.P. VILCOT**
"Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa : application à la réalisation d'une tête optique intégrée"
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et des Technologies de Lille, 1984
- [8] : **A. CAPPY**
"Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel"
Thèse d'Etat de l'Université des Sciences et des Technologies de Lille, 1986
- [9] : **A.CHANDRA, C.E.C. WOOD, D.W. WOODARD, L.F. EASTMAN**
"Surface and interface depletion corrections to free carrier-density determinations by Hall measurements"
Solid-state Electron, 22, pp. 645-650, 1979
- [10] : **J.P. VILCOT, D.DECOSTER, M. CONSTANT, S. LAVAL**
"Détection optique à circuits intégrés monolithiques à semiconducteurs III-V"
Rapport de contrat, DAI I, 1984

[11] : J. RAMDANI

"Contribution à l'étude des phénomènes de photoconduction sur matériaux contraints GaInAs/GaAs. Application à la réalisation de têtes optiques intégrées aux longueurs d'onde 1,3 μm -1,55 μm "

Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et des Technologies de Lille, 1987

[12] : J. WILSON, J.F.B. HAWKES

"Optoelectronics an introduction"

Prentice - Hall, p 306, 1983

[13] : D. LEFEBVRE

"Réalisation d'une barrette de photoconducteurs en Arséniure de Gallium : utilisation en spectrométrie optique et comparaison avec les détecteurs commerciaux"

Thèse de doctorat de l'Université de Valenciennes, 1989

[14] : D. PASCAL, F. HOBAR-BOUDEBOUS, S. LAVAL, C. BRU, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, R. FAUQUEMBERGHE, M. CONSTANT

"Photoconducteurs en GaAs : gain, bruit, structure optimale"

Ann. Telecommun., 40, n°3-4, 1985

[15] : J.L. VATERKOWSKI, M. PERNISEK, M. BERDAI, M. CONSTANT

"Numerical and experimental study of surface effects on GaAs planar photoconductors"

Solid State Electronics, 27, 2, pp. 207-209, 1984

[16] : J.P. VILCOT, J.L. VATERKOWSKI, D. DECOSTER, M.CONSTANT

"Temperature effects on high-gain photoconductive detectors"

Elec. Lett., 20 (2), pp. 86-88, 1984

[17] : F. OUSTATI

"Etude et réalisation d'une barrette de photoconducteurs en arséniure de gallium : application à la spectrométrie Raman multicanale"

Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et des Technologies de Lille, 1992

[18] : D.E. ASPNES, A.A. STUDNA

"Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs and InSb from 1.5 to 6.0 eV"

Phys. Rev. B, 27, p985, 1983

[19] : B. HOMBERT

"Utilisation d'impulsions lumineuses picosecondes pour l'étude de photodétecteurs en Arséniure de Gallium; application à la détection optique en spectroscopie Raman"

Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et des Technologies de Lille, 1983

[20] : "Light sources, monochromators and spectrographs - Detectors and detection systems, Fiber Optics"

Oriel, vol. II, p 3-38, 1994

[21] : *"Composants électroniques, électriques et d'automatisme - Optoélectronique"*
RS Composants, tome 1, p. 1-921, 1997

- CHAPITRE II -

**Mesure de l'énergie d'un rayonnement U.V.
Dosimètres réalisés en GaAs**

INTRODUCTION

L'objet de ce chapitre concerne les études réalisées pour concevoir et mettre au point un dispositif simple et peu coûteux, appelé "dosimètre", destiné à mesurer l'énergie émise par un rayonnement ultraviolet. Ce capteur est fabriqué à partir du matériau GaAs dopé Si de type N ayant été soumis à un plasma d'hydrogène dont l'effet est la neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique. Son fonctionnement est basé sur les modifications de ses propriétés électriques dues aux phénomènes de déneutralisation qui apparaissent sous l'influence d'un rayonnement ultraviolet.

Dans la première partie sont rappelés les différents phénomènes connus liés à l'exposition au plasma d'hydrogène d'une couche de GaAs dopé Si de type N et plus particulièrement le modèle théorique de Mathiot qui sert de base à l'interprétation de nos résultats expérimentaux. Après avoir précisé les paramètres choisis pour l'opération d'hydrogénation, nous présentons l'étude détaillée des modifications électriques subies par des couches minces de GaAs hydrogéné lors d'une exposition à un rayonnement lumineux, en corrélant de façon systématique les résultats obtenus par caractérisation électrique aux modifications structurales du matériau analysées par spectroscopie infrarouge. Pour mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu et notamment ceux liés aux effets engendrés par un éclairage, l'étude a été menée en fonction du temps d'exposition et de plusieurs longueurs d'onde du rayonnement incident, judicieusement choisies entre 250 nm et 1,06 μm . Par ailleurs, nous présentons un modèle simple qui permet de décrire les modifications électriques observées après exposition au plasma et après éclairage.

Dans la seconde partie, nous décrivons le dispositif qui a été conçu et optimisé à la lumière des résultats précédents ainsi que l'évaluation de ses performances pour la mesure de l'énergie émise par une source lumineuse dans le domaine de l'ultraviolet. Ce dispositif est, à notre connaissance, le premier composant permettant de réaliser une mesure intégrée de l'énergie émise par une source U.V. compte tenu du principe même de fonctionnement de ce composant.

II.1. LA NEUTRALISATION PAR L'HYDROGENE DU GaAs DOPE Si DE TYPE N

II.1.1. Le mécanisme de diffusion de l'hydrogène

Des études concernant la présence et l'introduction de l'hydrogène dans les semiconducteurs ont été menées largement depuis le début des années 80. Elles ont débuté avec la découverte de l'hydrogène résiduel dans le Germanium ultrapur [1] et se sont poursuivies par la mise en évidence de la neutralisation des accepteurs libres dans le Silicium cristallin [2-3] et de la neutralisation des donneurs dans l'Arséniure de Gallium par l'équipe de J. Chevallier du Laboratoire de Physique des Solides de Meudon [4]. Les résultats particulièrement intéressants obtenus par cette équipe de recherche constituent la base de notre travail et nous nous attacherons à la description des principaux phénomènes observés et identifiés dans le GaAs dopé Si de type N.

Il a été démontré que l'exposition à un plasma d'hydrogène ou de deutérium d'un échantillon massif de GaAs dopé Si de type N a pour effet de modifier les caractéristiques électriques de ce matériau. Plus précisément, des analyses de S.I.M.S. (Secondary Ion Mass Spectroscopy) ont permis de mettre en évidence les mécanismes de diffusion de l'hydrogène, qui s'accompagne d'une diminution de la concentration en porteurs libres et d'une augmentation de la mobilité des porteurs observées à la fois par des mesures d'effet Hall et des mesures C(V) [5]. L'augmentation de la mobilité du matériau hydrogéné permet de supposer qu'il ne s'agit pas d'un phénomène de compensation et J. Chevallier et ses collaborateurs ont alors émis l'hypothèse de la formation d'un complexe neutre associant le donneur et l'hydrogène [4].

Cette hypothèse a par la suite été confirmée grâce à des analyses effectuées par spectroscopie d'absorption infrarouge [6-7]. Ces études révèlent l'existence de deux raies situées à 890 cm^{-1} et 1717 cm^{-1} , attribuées respectivement au mode de vibration transversal et longitudinal de l'hydrogène. Ces raies se déplacent d'un facteur $\sqrt{2}$ vers les basses fréquences lorsque l'échantillon est deutéré et n'existent pas si le semiconducteur n'est pas dopé. Les différentes

études confirment ainsi l'existence d'une liaison Si-H conduisant à la désactivation du donneur Silicium.

Pour approfondir les connaissances sur les mécanismes de diffusion et de neutralisation de l'hydrogène dans le GaAs dopé Si de type N, plusieurs auteurs ont cherché à déterminer l'énergie de liaison du complexe hydrogène-dopant [8-15]. Les premières expériences menées dans ce but ont consisté à étudier la réactivation des impuretés neutralisées en effectuant des recuits de l'échantillon hydrogéné à des températures supérieures à 200°C [4]. Dans ces travaux, il est largement admis que la dissociation thermique des complexes obéit à une loi cinétique de premier ordre. On peut donc calculer le taux de complexes restant après recuit à partir de la relation suivante :

$$\frac{N}{N_0} = \exp\left(-tv \exp\left(\frac{-E_D}{kT}\right)\right) \quad (\text{II-1})$$

avec $\frac{N}{N_0}$: taux de complexes restant après recuit

t : temps de recuit

T : température du recuit

v : fréquence de dissociation du complexe SiH

E_D : énergie de dissociation du complexe SiH

D'autres méthodes dont la technique des recuits isothermes, isochrones [8] ou thermiques sous champ électrique d'une diode Schottky polarisée en inverse [9-12], ont ensuite été utilisées. L'énergie de dissociation d'un complexe est la somme de l'énergie de liaison requise pour séparer les ions hydrogène des dopants et de l'énergie de migration des espèces hydrogène libérées. Il s'est avéré que la détermination de cette énergie de dissociation du complexe Si-H n'est pas évidente puisque les méthodes utilisées ont tendance soit à surévaluer cette énergie s'il existe des phénomènes de repiégeage de l'hydrogène sur les dopants silicium, soit à sous-estimer si l'énergie de liaison des complexes est abaissée par effet de champ électrique. On trouve ainsi dans la littérature des valeurs d'énergie de dissociation allant de 1,2 et 2,1 eV [12-13]. La plus récente a été mise en évidence à l'I.E.M.N. par S. Mézière, elle est de 1,93 eV et a la particularité de tenir compte des deux effets précités [14].

Des études récentes ont été menées par l'I.E.M.N. et le laboratoire de Physique des Solides de Meudon pour déterminer l'état énergétique de l'hydrogène dans le GaAs [16]. Elles sont basées sur une comparaison des profils de diffusion obtenus expérimentalement et des résultats d'une simulation théorique utilisant le modèle de D. Mathiot [17]. Ce modèle avait déjà été validé pour simuler les profils expérimentaux de diffusion dans le GaAs de type P [18] et dans le Silicium de type N ou P [19].

Le modèle de Mathiot est basé sur l'existence dans la bande interdite du semiconducteur de deux niveaux d'énergie liés à l'hydrogène : un niveau accepteur E_a et un niveau donneur E_d . Il en résulte que l'hydrogène peut exister dans le semiconducteur avec trois états de charge différents : un état neutre H^0 , un état chargé positivement H^+ et un état chargé négativement H^- . Les concentrations de ces différentes espèces dépendent de la position du niveau de Fermi.

Dans le cas du GaAs dopé Si de type N, les effets liés à l'existence du niveau donneur E_d ne sont pas pris en compte et on suppose négligeable la concentration en hydrogène H^+ . Mais, du fait de la présence d'un niveau accepteur E_a (d'énergie égale à -0,12 eV par rapport à l'énergie de la bande de conduction), les atomes d'hydrogène peuvent diffuser sous forme chargée négativement ou sous forme neutre. Le rapport entre les concentrations de ces deux espèces qui dépend de la position du niveau de Fermi est donné par la relation :

$$\frac{[H^-]}{[H^0]} = \exp\left(\frac{(E_f - E_a)}{kT}\right) \quad (II-2)$$

où $[H^0]$ et $[H^-]$ sont les concentrations en hydrogène neutre et hydrogène chargé négativement

E_f et E_a sont le niveau de Fermi et le niveau accepteur de l'hydrogène

k la constante de Boltzmann

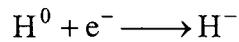
T la température

Dans le cas d'un matériau de type N fortement dopé, le niveau de Fermi se situe au dessus du niveau accepteur et on peut considérer que $[H^0]$ est négligeable devant $[H^-]$.

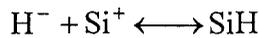
La présence de l'hydrogène sous la forme de l'espèce H^- , observée aussi expérimentalement à partir des profils de diffusion [20], et la mise en évidence de complexes Si-H par

spectroscopie infrarouge permet de donner une interprétation possible du mécanisme de neutralisation qui s'effectue en deux étapes :

- la compensation des donneurs Silicium par les accepteurs hydrogène :



- la complexation entre les espèces H^- et les donneurs ionisés Si^+ :



A ce phénomène de formation des complexes peuvent aussi s'ajouter, mais dans une moindre mesure, la possibilité de formation de molécules d'hydrogène H_2 pendant la diffusion et la possibilité de piégeage de l'hydrogène par les défauts de surface créés par le plasma [21].

II.1.2. L'hydrogénation

L'incorporation de l'hydrogène dans les semiconducteurs n'est pas toujours volontaire et se produit souvent lors de la croissance et du traitement du matériau sous atmosphère contenant ou produisant de l'hydrogène. En effet, de nombreuses techniques utilisent l'hydrogène pour véhiculer des sources gazeuses telles que les hydrures, les composants métallorganiques. C'est le cas de la croissance épitaxiale par jets moléculaires (Metal Organic Molecular Beam Epitaxy MOMBE et Gas Source Molecular Beam Epitaxy GSMBE) [22]. De même, durant la fabrication du composant, le semiconducteur est souvent soumis à différentes atmosphères contenant aussi de l'hydrogène, notamment lors du recuit de contacts ohmiques sous azote hydrogéné.

Cette incorporation non intentionnelle, souvent aléatoire et non contrôlable, est plutôt considérée comme une contamination du semiconducteur et une source de détérioration des performances électriques du matériau.

Pour maîtriser les conditions d'incorporation de l'hydrogène dans le semiconducteur, l'expérimentateur peut choisir entre plusieurs méthodes, qui sont de trois types :

- *par électrochimie* qui consiste en la polarisation cathodique du matériau dans une solution hydrogénée telle que l'acide phosphorique, l'anode utilisée étant du carbone. Cette méthode a déjà été utilisée pour le GaAs dopé Si, mais ne convient pas à tous les types de

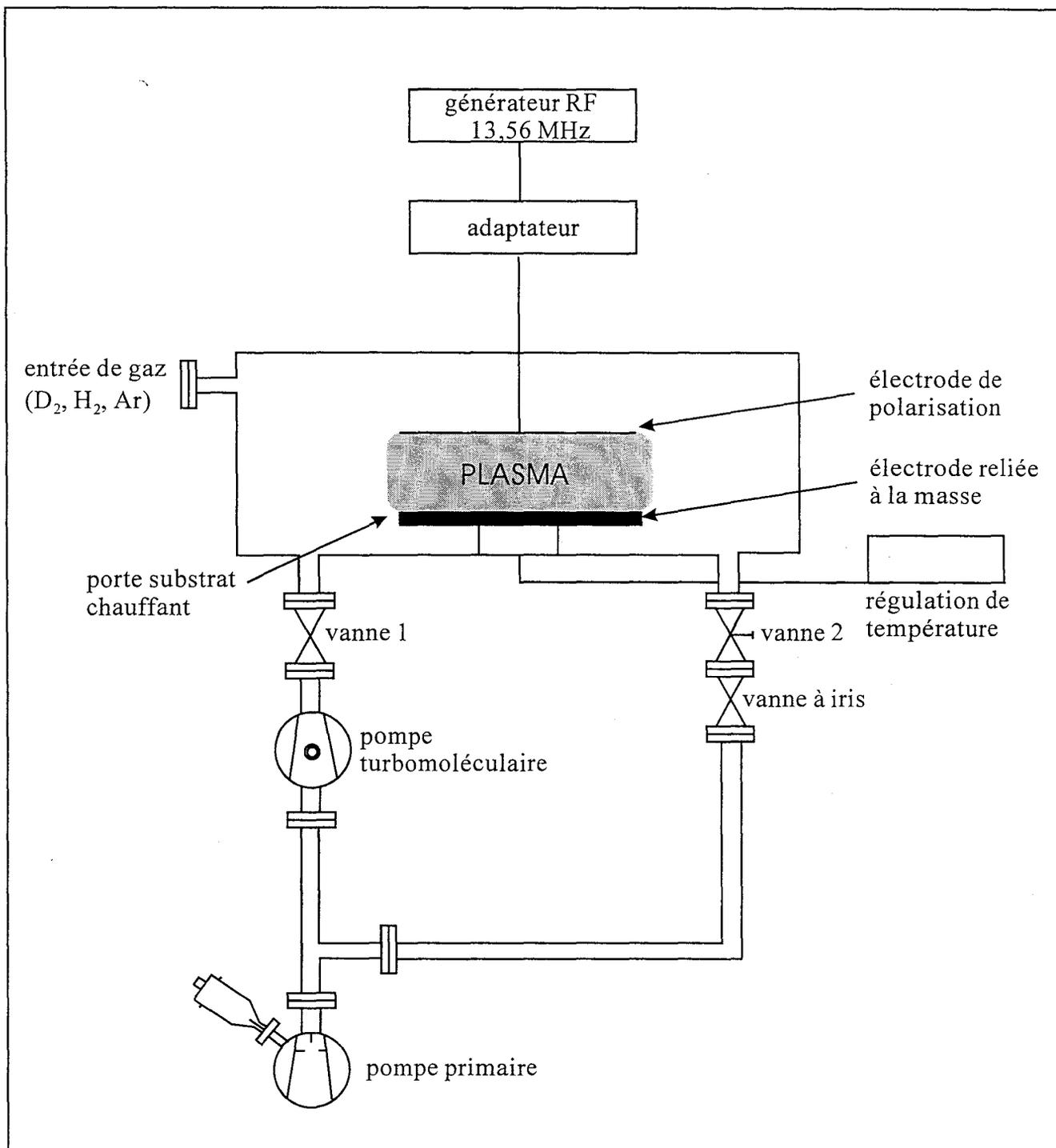


Figure II.1. Schéma de principe du bâti d'hydrogénation

matériau puisqu'en fonction de la réactivité chimique de l'hydrogène avec le matériau, la dégradation de surface sera plus ou moins importante.

- *par implantation ionique.* Cette technique permet l'introduction soit de H^+ soit de D^+ par bombardement ionique du matériau semiconducteur. Ce bombardement, destructeur compte tenu des énergies mises en jeu (20 keV à 1 MeV), nécessite un recuit thermique (300°C à 900°C) pour réorganiser la maille cristalline et diminuer les dommages créés en surface. Malheureusement, un recuit efficace entraîne aussi la modification des profils de diffusion.

- *par exposition à un plasma d'hydrogène.* Cette technique, couramment utilisée, met en oeuvre plusieurs types de plasmas obtenus par courant continu, basse fréquence, radiofréquence, micro-onde ou multipolaire. Elle possède, toutefois, l'inconvénient de provoquer des dégâts en surface du matériau [21-23]. Il est donc nécessaire de maîtriser les nombreux paramètres régissant l'hydrogénation afin de limiter cette détérioration.

Dans le cadre de notre travail, consacré à la réalisation de dosimètres, l'hydrogène sera introduit dans le GaAs dopé Si de type N par une exposition à un plasma radiofréquence. C'est pourquoi nous détaillons plus particulièrement ce procédé et le matériel utilisé.

II.1.3. Le bâti de plasma radiofréquence

II.1.3.1. Description de l'appareil

Il consiste en un bâti d'hydrogénation localisé en salle blanche à l'I.E.M.N. conçu et mis au point par J.C. Pesant. Il est représenté schématiquement sur la figure II.1.

Le coeur du bâti est constitué d'un réacteur en acier inoxydable. Le plasma est déclenché par un champ électrique de forte intensité appliqué entre deux électrodes parallèles et circulaires de diamètre 6 cm.

Trois gaz sont disponibles pour réaliser un plasma :

- l'hydrogène
- le deutérium pour réaliser des profils de diffusion SIMS
- l'argon

Lors du déroulement de cette opération technologique, la pression dans l'enceinte est maintenue constante grâce à un système de régulation relié à une vanne à diaphragme à iris. Dans un premier temps, le vide primaire est obtenu à l'aide d'une pompe à palettes, puis le vide secondaire est effectué à l'aide d'une pompe turbo moléculaire jusqu'à 10^{-7} mbar. De plus, grâce à une vis micrométrique située à l'extérieur de l'enceinte, la distance interélectrodes peut être modifiée aisément.

Lorsque le gaz est présent dans l'enceinte, le plasma est déclenché par un générateur radiofréquence fonctionnant à 13,56 MHz dont la puissance peut atteindre 50 W. L'électrode supérieure est munie d'un cache permettant de confiner le plasma entre ces deux électrodes. L'électrode inférieure, sur laquelle est posé l'échantillon, est reliée à la masse. Pour améliorer la diffusion du gaz dans le semi-conducteur, cette électrode peut être chauffée entre 20°C et 350°C. Dans le premier prototype, la mesure de température était faite au niveau du système de chauffage par un thermocouple. Mais, des études ont montré qu'il existe des écarts entre cette température de chauffage et la température réelle au niveau de l'échantillon soumis au plasma. Pour palier ces écarts, un second thermocouple est aujourd'hui placé sur l'électrode chauffée et permet d'améliorer la mesure de température de l'échantillon.

L'installation est également pourvue d'un système de refroidissement utilisant l'eau et l'air comprimé qui permet d'atteindre la température ambiante en quelques minutes. Il évite une éventuelle exodiffusion de l'hydrogène lors du refroidissement.

Le bâti, conçu pour des travaux de recherche, permet donc une grande souplesse d'utilisation quant à la variation et à l'optimisation des différents paramètres caractéristiques de l'hydrogénation.

Les principaux paramètres régissant l'hydrogénation sont:

- la température du porte substrat
- la pression du gaz (H_2, D_2, Ar)
- La densité de puissance délivrée au plasma
- La distance interélectrodes
- La durée d'exposition au plasma

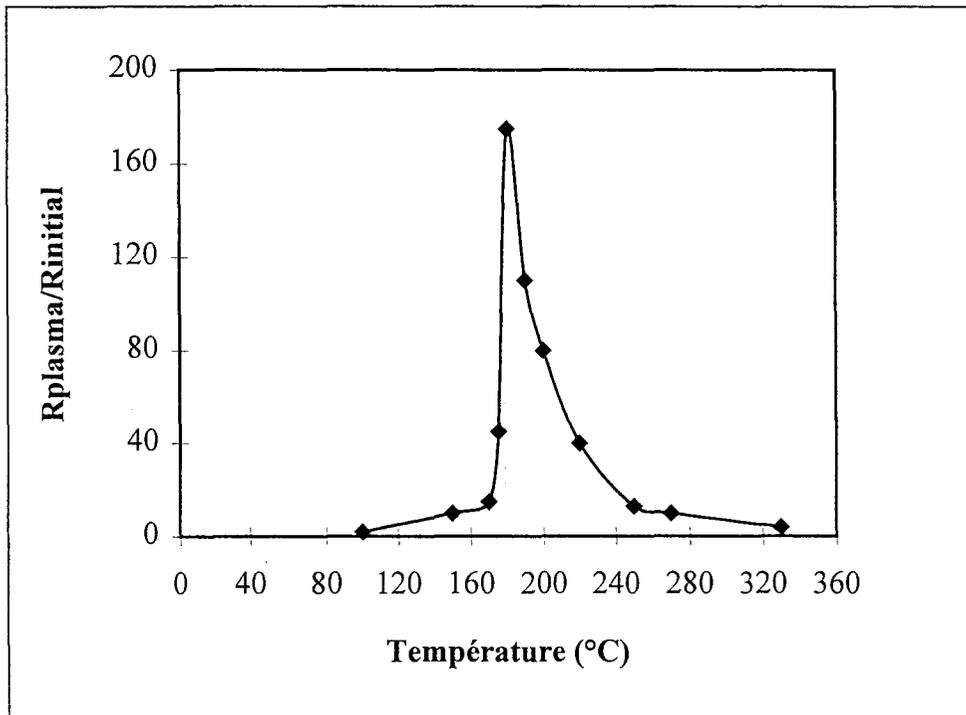


Figure II.2. Evolution du taux de passivation en fonction de la température du plasma réalisé à une puissance de 3 watts et une durée de 40 minutes sur une couche de GaAs: Si d'épaisseur 2000 Å et de dopage initial $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

II.1.3.2. Choix des paramètres

Des études effectuées à l'I.E.M.N. ont permis de connaître l'influence des divers paramètres régissant le plasma (puissance, temps d'exposition et température de l'échantillon) sur la diffusion de l'hydrogène dans le matériau semiconducteur. L'objectif de notre travail étant la mise au point d'un procédé fiable de fabrication des dosimètres à partir de couches épitaxiées de faible épaisseur, nous avons utilisé plus particulièrement les travaux de Nancy NG Ching Hing [5] et de Sébastien Mézière [24] se rapportant à l'étalonnage du bâti de plasma et aux conditions d'obtention d'un plasma "doux", qui n'engendre pas de défauts dans une couche semiconductrice de faible épaisseur, c'est-à-dire de l'ordre de 2000 à 3000 Å.

Une série d'expériences préliminaires a montré que les résultats les plus reproductibles sont obtenus en fixant la pression de gaz à 1 mbar et la distance inter-électrodes à 18 mm.

Par ailleurs, il s'avère qu'une puissance radiofréquence de 3 W permet à la fois d'optimiser la mobilité des porteurs dans le matériau semiconducteur et d'éviter la détérioration de sa surface due au bombardement de l'hydrogène [5]. Ces paramètres seront toujours conservés.

Enfin, la température de l'échantillon pendant l'exposition au plasma d'hydrogène est un paramètre très important puisqu'il régit le coefficient de diffusion de l'hydrogène. L'influence de la température sur la neutralisation et la diffusion a été étudiée par S. Mézière et les résultats essentiels sont reportés sur la figure II.2. en terme de rapport des résistances carrées avant et après plasma. On observe un maximum qui nous permet de supposer une neutralisation des donneurs très importante pour une couche de GaAs:Si dopée à 2.10^{18} at/cm³ et d'épaisseur 2000 Å si la température du porte-substrat est portée à 180°C. Puis, lors des différents essais réalisés sur notre structure, nous avons constaté qu'un plasma effectué à une température d'échantillon de 190°C permet d'obtenir une homogénéité plus importante de la répartition des complexes lorsque plusieurs échantillons sont exposés au même plasma. Cette dernière observation a été mise à profit lors de l'hydrogénation des dosimètres.

Seul le temps d'exposition au plasma sera modifié au cours des opérations pour optimiser les valeurs de résistance que l'on désire obtenir en fin de processus d'hydrogénation.

Ces différents paramètres sont repris dans le tableau II.1.

pression du gaz	1 mbar
distance interélectrodes	18 mm
puissance du plasma	3 W
température	190°C
temps d'exposition	variable

Tableau II.1. : Paramètres fixés pour nos processus d'hydrogénation

II.2. EFFETS DE L'HYDROGENATION SUR DES COUCHES DE FAIBLE EPAISSEUR

De nombreuses méthodes de caractérisation, essentiellement électriques et spectroscopiques, ont permis, depuis 1984, de mettre en évidence expérimentalement les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'hydrogénation [25]. Nous distinguons parmi celles-ci :

- la spectroscopie d'absorption infrarouge qui permet de mettre en évidence les liaisons chimiques dans le matériau semiconducteur, notamment la liaison Si-H
- les mesures électriques qui permettent d'observer l'augmentation de la mobilité et la diminution de la concentration des porteurs libres dans le matériau.

II.2.1. Techniques de caractérisation électrique

Parmi les méthodes de caractérisation électrique des couches épitaxiées de matériau semiconducteur, on peut citer les mesures capacité-tension $C(V)$, les mesures par effet Hall et les mesures de résistivité.

Les mesures capacité-tension $C(V)$ permettent de quantifier la diminution de la concentration en porteurs libres obtenue lors de l'hydrogénation. Par attaque progressive de la surface de l'échantillon, il est possible de connaître la variation de la concentration de donneurs ionisés en fonction de la profondeur dans la couche active. Malheureusement, cette méthode de mesure n'est pas adaptée aux couches de faible épaisseur utilisées pour la réalisation des dosimètres et n'est donc pas utilisée dans ce travail.

Pour mesurer la mobilité, on dispose de la technique de mesure par magnétorésistance. Elle consiste à appliquer un champ magnétique de 1 Tesla, puis à mesurer la résistance électrique et la mobilité des électrons libres afin de calculer la concentration en porteurs libres. Même si cette méthode donne plus d'informations quant aux modifications apportées par l'hydrogénation, elle impose la réalisation d'une structure particulière adaptée à la mesure. Elle est donc abandonnée au profit de la mesure de résistivité. En effet, seules les variations de la résistivité seront utilisées pour évaluer les modifications électriques du matériau liées à l'hydrogénation puis à l'éclairement des couches hydrogénées.

Les valeurs de résistivité sont calculées à partir des valeurs de résistance carrée mesurées directement à partir de la couche épitaxiée, sans contact ohmique, à l'aide du mesureur *Sonogage 300* de *Tencor Instruments*. Cet appareil est basé sur le principe de mesure par effet Hall.

La valeur mesurée est représentative de l'expression :

$$R_{\square} = \frac{1}{qn\mu} \times \frac{1}{e} \quad (\text{II-3})$$

avec e : épaisseur de la couche active

q : charge de l'électron

n : nombre de porteurs libres

μ : mobilité des porteurs libres

Cette technique non destructive est facile à mettre en œuvre pour caractériser rapidement les couches hydrogénées. Toutefois, la configuration de l'appareillage utilisé est telle qu'elle nécessite l'utilisation d'un quart de plaquette de diamètre deux pouces de matériau semiconducteur. De ce fait, on comprend aisément que cette technique ne sera utilisée que ponctuellement.

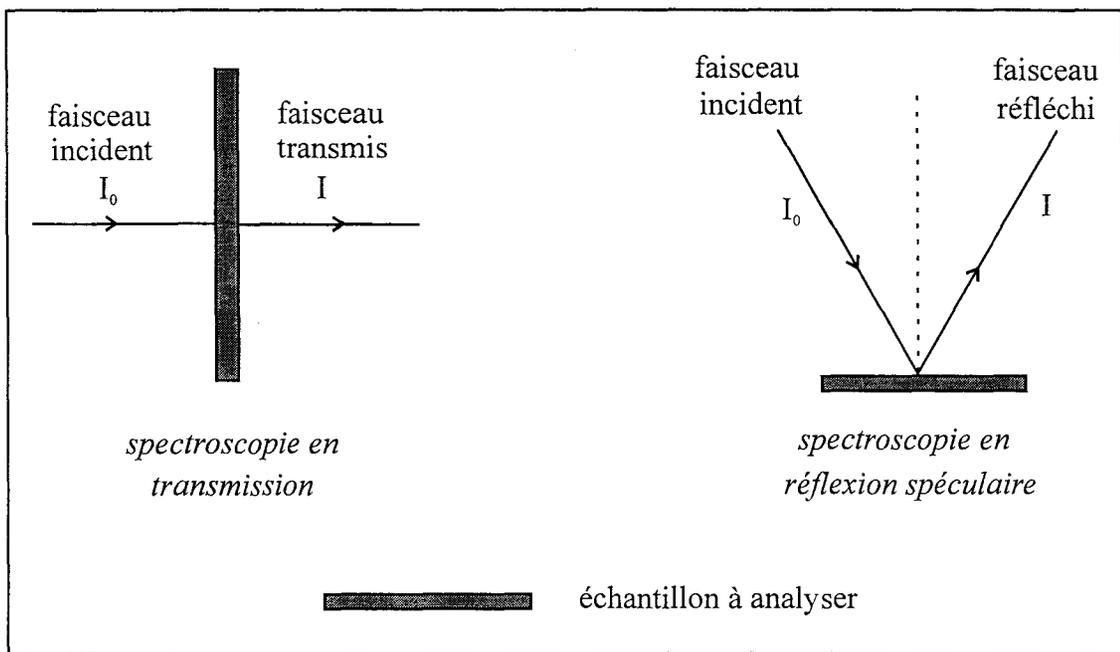


Figure II.3.: Configurations des deux types d'échantillonnage utilisés en spectroscopie infrarouge

II.2.2. Techniques de spectroscopie infrarouge

La spectroscopie infrarouge est une méthode de caractérisation des composés inorganiques, organiques, biologiques... qui utilise les propriétés d'absorption du rayonnement infrarouge par les molécules. Cette absorption est en relation avec les propriétés de vibration ou de vibration-rotation des molécules et permet de caractériser les liaisons chimiques dans un composé.

Il existe plusieurs techniques d'échantillonnage et d'analyse [26-27] et l'expérimentateur choisit les mieux adaptées pour résoudre les problèmes posés. En ce qui concerne notre étude, nous avons retenu deux techniques à savoir la transmission et la réflexion spéculaire dont les configurations sont présentées sur la figure II.3.

La spectroscopie infrarouge par transmission permet de mettre en évidence sur toute l'épaisseur de l'échantillon étudié les modifications apportées par une exposition du GaAs dopé Si de type N à un plasma d'hydrogène. Cette méthode a déjà été utilisée par B. Pajot et ses collaborateurs pour analyser des couches épaisses (plusieurs microns) de GaAs hydrogénées ou deutérées [28].

Lorsqu'un échantillon est soumis à un éclairage infrarouge d'intensité I_0 , il transmet un rayonnement d'intensité I . Le rapport de ces intensités est appelé transmittance et est donné en pourcentage :

$$T = \frac{I}{I_0}(\%) \quad (\text{II-4})$$

La loi de Beer-Lambert permet de relier cette information à la concentration des espèces présentes dans l'échantillon analysé, par la relation:

$$A = \log_{10} \frac{1}{T} = \epsilon c l \quad (\text{II-5})$$

avec A : absorbance

ϵ : coefficient d'extinction molaire, donnée propre à l'échantillon considéré

c : concentration des espèces chimiques présentes dans l'échantillon

l : chemin optique parcouru dans l'échantillon

Dans la configuration de la spectroscopie en transmission, le rayonnement est émis perpendiculairement à l'échantillon et la réponse résulte des modifications du faisceau lumineux provoquées par la traversée du semiconducteur. Cette technique, facile à mettre en oeuvre, ne peut être efficace que si les informations à recueillir se situent sur une épaisseur suffisamment importante. Cette technique est donc utilisée pour mettre en évidence les complexes présents après hydrogénation sur toute l'épaisseur de la couche active.

La réflexion spéculaire est une technique de réflexion externe utilisée pour caractériser des phénomènes surfaciques. Le faisceau lumineux est envoyé selon un angle inférieur à 45° par rapport à l'incidence normale. Le faisceau réfléchi est recueilli au même angle que le faisceau incident et contient les informations structurales sur le milieu analysé. La réponse obtenue est appelée spectre de réflectance. C'est un spectre dérivé qu'il est nécessaire de convertir pour parvenir au coefficient d'absorption des espèces présentes dans l'échantillon, par analogie à la spectroscopie en transmission. Cette conversion fait appel à la transformation de Kramers-Kronig [29-30].

La réflexion spéculaire, par ses propriétés, analyse une faible épaisseur de l'échantillon située près de l'interface air/GaAs. L'épaisseur analysée est difficile à déterminer avec précision. On peut toutefois l'estimer égale au maximum à 20 nm. L'utilisation de cette technique trouve donc tout son intérêt pour l'observation des effets engendrés au voisinage de la surface par l'hydrogénation et aussi pour mettre en évidence les modifications apportées par une exposition du matériau hydrogéné à un rayonnement ultraviolet, qui, rappelons-le, a une faible profondeur de pénétration dans le GaAs (figure I.6.).

L'utilisation conjointe de ces deux techniques d'analyse permet donc une bonne localisation spatiale des effets observés.

II.2.3. Application : étude des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'hydrogénation

II.2.3.1. Structure des couches étudiées

Les études présentées dans cette partie ont été ciblées de façon à exploiter directement leurs résultats lors de la conception des dosimètres. Dans ce but, elles ont été effectuées à l'aide de

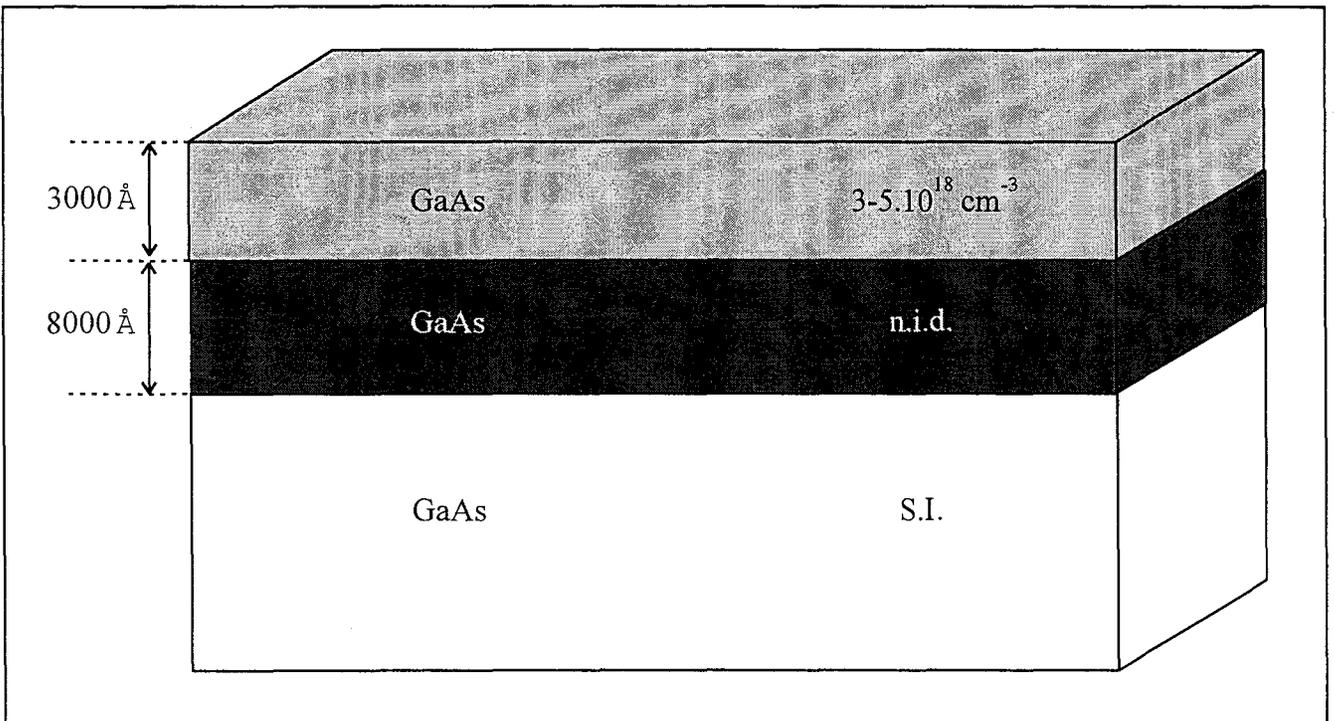


Figure II.4.: Structure utilisée pour analyser les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'hydrogénation

structures qui peuvent être utilisées en microélectronique dans la fabrication de composants. Elles sont représentées schématiquement sur la figure II.4. Sur un substrat de GaAs semi-insolant ont été déposées une couche tampon non intentionnellement dopée et une couche de GaAs dopée à $3-5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur égale à 3000 Å. C'est dans cette dernière couche que sont explorés et étudiés les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'hydrogénation.

L'épaisseur de la couche de GaAs dopée fixée à 3000 Å permet à la fois une exploitation correcte des spectres infrarouges obtenus en transmission et une mesure significative des modifications électriques apportées au matériau lors de l'hydrogénation.

Quant au dopage élevé, il est choisi pour permettre la formation d'un nombre important de complexes lors de l'hydrogénation de la structure. En effet, qu'il s'agisse de caractériser les complexes par la mesure de résistivité ou par spectroscopie infrarouge, plus le nombre de complexes est important, plus le signal qui en résulte sera significatif et facilement mesurable.

II.2.3.2. Mesures de résistances carrées électriques

Les mesures de résistance carrée sont effectuées à l'aide du mesureur Sonogage 300 à partir des couches épitaxiées, sans réalisation technologique particulière.

Le tableau II.2. présente les résultats obtenus pour une couche d'épaisseur 3000 Å, de dopage initial $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, non hydrogénée puis hydrogénée sous une puissance de 3 W, une pression d'hydrogène de 1 mbar, une température de porte-substrat de 190°C et un temps de 6 heures.

	Avant plasma	Après plasma
Résistance carrée (Ohms)	29	1800

Tableau II.2. : Evolution de la résistance carrée d'une couche épitaxiée résultant d'un plasma d'hydrogène

Ces données mettent en évidence l'augmentation de la résistance électrique provoquée par l'hydrogénation de la couche semiconductrice. Il y a donc bien diminution des électrons libres dans la couche active étudiée, comme nous l'avons évoqué dans les paragraphes précédents.

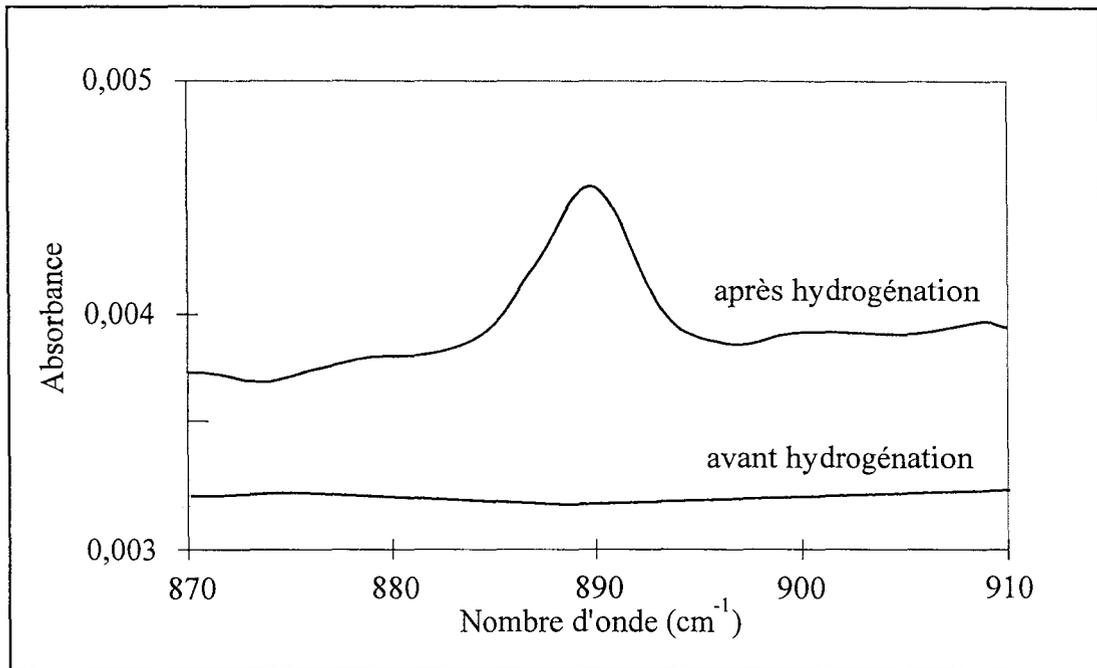


Figure II.5. : Spectroscopie infrarouge par transmission réalisée sur un échantillon de dopage initial $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 3000 \AA avant et après hydrogénation réalisée dans les conditions suivantes : $P=3 \text{ W}$, $p(\text{H}_2)=1 \text{ mbar}$, $T=190^\circ\text{C}$, $t=6 \text{ heures}$

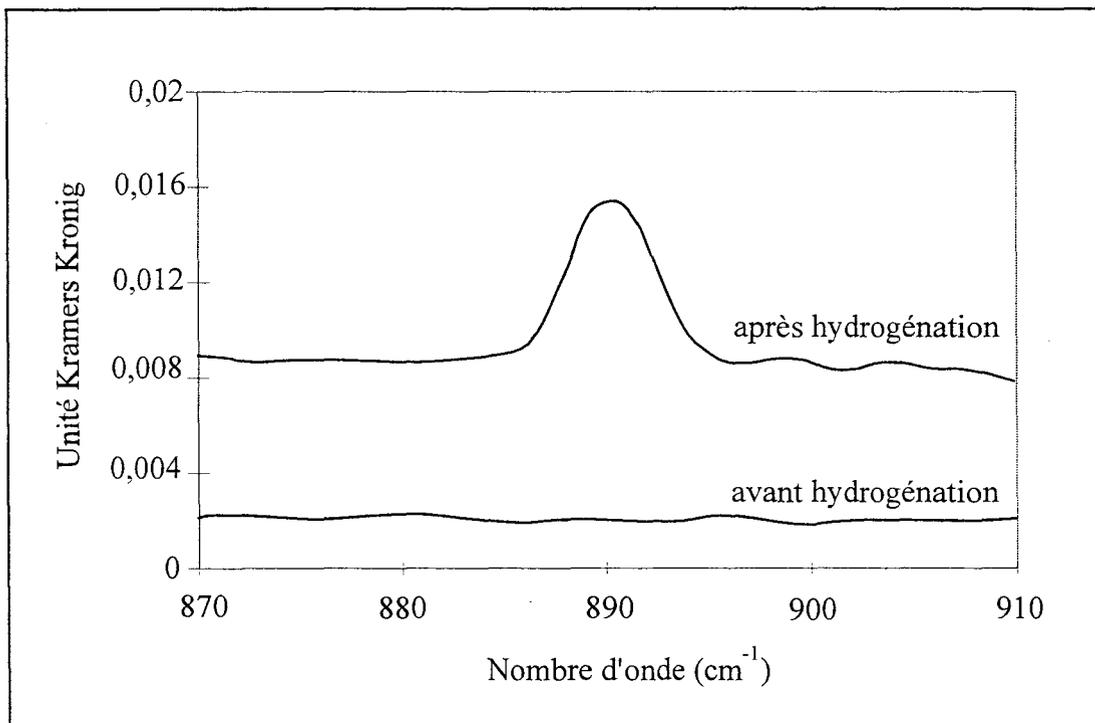


Figure II.6. : Spectroscopie infrarouge spéculaire réalisée sur un échantillon de dopage initial $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 3000 \AA avant et après hydrogénation réalisée dans les conditions suivantes : $P=3 \text{ W}$, $p(\text{H}_2)=1 \text{ mbar}$, $T=190^\circ\text{C}$, $t=6 \text{ heures}$

II.2.3.3. Caractérisation par spectroscopie infrarouge

Les spectres infrarouges ont été obtenus sur les mêmes échantillons, de taille suffisante pour s'affranchir au mieux des phénomènes parasites liés aux effets de bords. Dans le souci de bien différencier les modifications structurales apportées par l'opération d'hydrogénation en surface et en volume, les deux techniques d'analyse par transmission et par réflexion spéculaire ont été utilisées de façon systématique.

Les spectres infrarouges, enregistrés à température ambiante, d'un échantillon de dopage initial égal à $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 3000 Å relevés avant et après une opération d'hydrogénation sont représentés sur les figures II.5. et II.6. et limités au domaine spectral 870 - 910 cm^{-1} , centré sur la raie caractéristique du complexe. Rappelons les conditions expérimentales de l'hydrogénation : une température du porte-substrat de 190°C, une puissance de 3W, une pression d'hydrogène de 1 mbar et un temps d'exposition de six heures.

On observe tout d'abord que les deux techniques d'analyse permettent de mettre en évidence la raie d'absorption attendue à 890 cm^{-1} lorsque la couche épitaxiée a été soumise à un plasma d'hydrogène. L'existence de cette raie peut être associée à la présence de complexes Si-H dans la structure, en accord avec les travaux référencés précédemment.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que la raie qui apparaît sur le spectre obtenu par réflexion spéculaire ne présente pas de modification notable par rapport à celle observée sur le spectre obtenu en transmission. On peut donc en conclure que la surface de la couche n'a pas été détériorée par l'opération d'hydrogénation. Les conditions expérimentales que nous nous sommes fixées lors de la technique d'incorporation de l'hydrogène correspondent donc à celles d'un plasma "doux". Toutefois, étant données les faibles épaisseurs de matériau analysé, il n'est pas possible de relier de façon quantitative l'intensité des raies observées au nombre de complexes présents dans les couches hydrogénées. Notre analyse à partir des spectres infrarouges sera donc essentiellement qualitative.

II.2.3.4. Corrélation des résultats obtenus par les deux méthodes

L'augmentation de la résistance carrée électrique mesurée est en accord avec l'observation de liaisons Si-H dans la structure hydrogénée. Ces résultats sont cohérents et en accord avec le modèle retenu pour expliquer la neutralisation par l'hydrogène du GaAs dopé Si de type N présenté dans le paragraphe II.1.1..

II.3. REACTIVATION DES PORTEURS LIBRES PAR EXPOSITION A UN RAYONNEMENT LUMINEUX

Il est apparu, lors de la réalisation des transistors à effet de champ élaborés à partir de couches de GaAs hydrogéné, que les caractéristiques électriques de ces dernières sont modifiées sous l'effet d'un éclairage ultraviolet. De façon plus précise, une diminution des résistances carrées des couches a été observée après exposition à la lumière.

Un tel effet laisse prévoir une augmentation des porteurs libres sous l'influence d'un rayonnement d'énergie suffisamment élevée. Toutefois, deux hypothèses sont avancées pour expliquer le mécanisme de la réactivation des porteurs libres sous l'effet de ce rayonnement.

La première propose la destruction du complexe par exposition à un rayonnement suffisamment énergétique pour former les espèces Si^+ et H^- . Puis inversement à la formation du complexe, l'espèce H^- perd alors son électron qui participe de nouveau à la conduction, entraînant donc une diminution de la valeur de la résistance électrique de la couche [31].

La seconde hypothèse associe les effets électriques observés aux phénomènes de photoconduction qui peuvent apparaître dans certaines conditions. Sous l'effet d'une illumination, il y a création de paires électron-trous. Les trous photocréés se fixent sur les complexes Si-H pour former des espèces Si-H^+ et les électrons quant à eux, participent à l'augmentation du nombre de porteurs libres présents dans le semiconducteur. Les espèces Si-H^+ ainsi créées peuvent alors rester dans la couche active [32] ou être détruites [33].

Une étude systématique en fonction de la longueur d'onde et du temps d'exposition du rayonnement lumineux a été entreprise pour déterminer expérimentalement le mécanisme de réactivation des porteurs libres à l'origine des effets observés. Cette étude, comme nous le

verrons par la suite, permettra d'établir une corrélation directe entre la diminution de la résistance de la couche hydrogénée et l'énergie du rayonnement incident.

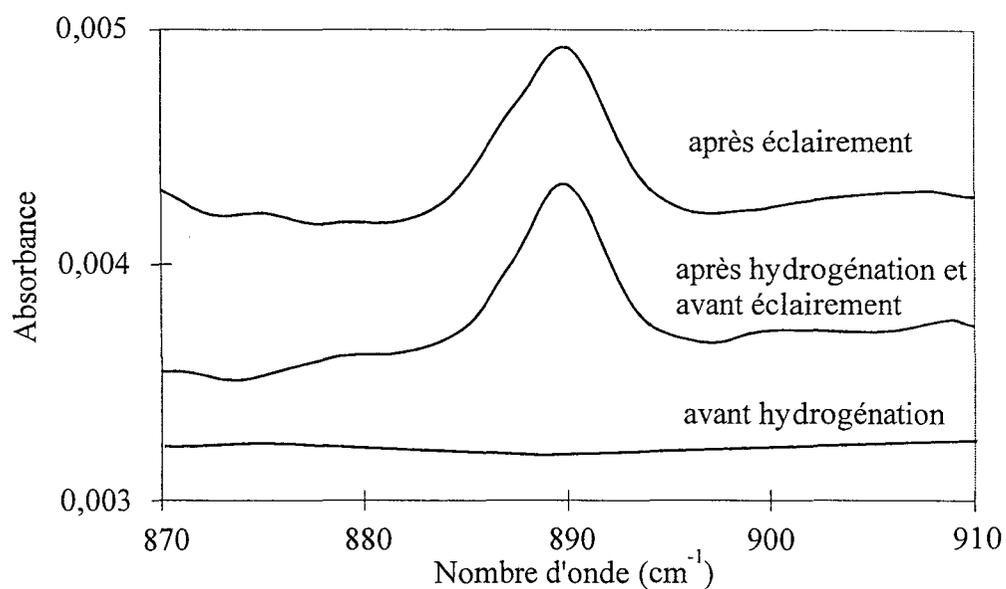
Afin d'interpréter sans ambiguïté les phénomènes observés, nous avons systématiquement corrélé les mesures de résistances électriques des échantillons aux informations apportées par la spectroscopie infrarouge spéculaire et/ou par transmission. Cette méthode est en effet appropriée pour expliciter le mécanisme de réactivation des porteurs libres. En effet, si le mécanisme de réactivation suit la première hypothèse, le complexe étant détruit, la raie caractéristique des complexes Si-H doit diminuer, voire disparaître. Selon la seconde hypothèse, au contraire, les complexes n'étant pas détruits, l'intensité de cette raie doit être indépendante de la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique reçu par l'échantillon. Par ailleurs, sachant que les phénomènes de décomplexation peuvent aussi apparaître par réactivation thermique [14], un contrôle précis de la température des couches étudiées a été effectué à l'aide d'un thermocouple, au cours de toutes nos expérimentations. Cette précaution étant prise, on peut donc considérer que nous avons minimisé les effets liés à une réactivation thermique.

II.3.1. Etude par spectroscopie infrarouge

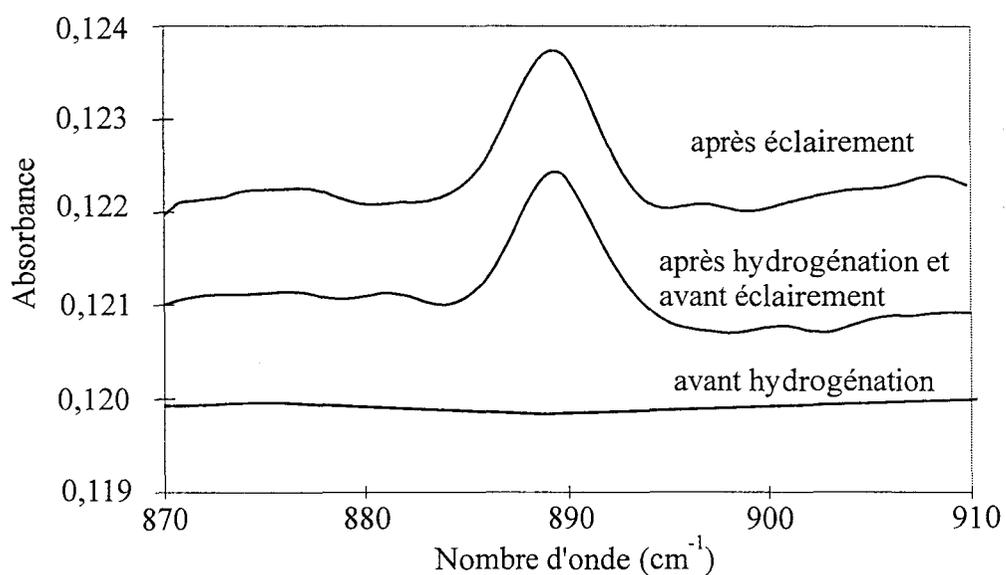
II.3.1.1. Influence de la longueur d'onde

Nos expérimentations ont été menées en utilisant, comme sources lumineuses, des lasers disponibles au LASIR auxquels a été associé un diffuseur de lumière pour élargir le faisceau lumineux de façon à ce que la couche hydrogénée étudiée soit éclairée sur la totalité de sa surface. Pour étudier du mieux possible les phénomènes liés à la déneutralisation par exposition à un rayonnement lumineux nous avons choisi les caractéristiques énergétiques des photons incidents en fonction des valeurs de l'énergie de dissociation des complexes Si-H (trouvées dans la littérature) et de l'énergie de la bande interdite du GaAs. Les couches hydrogénées ont donc été soumises à un rayonnement incident de longueur d'onde 266 nm, 355 nm, 550 nm, 740 nm et 1,06 μm . Le choix de ces longueurs d'onde, effectué aussi en fonction des longueurs d'onde d'émission des lasers utilisés, se justifie à l'aide des considérations suivantes :

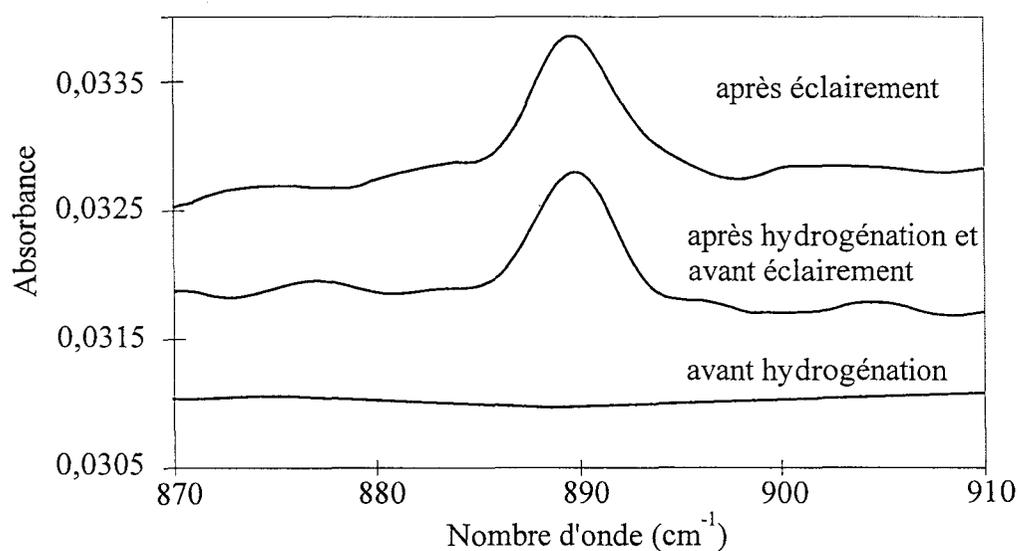
a) Exposition à 266 nm



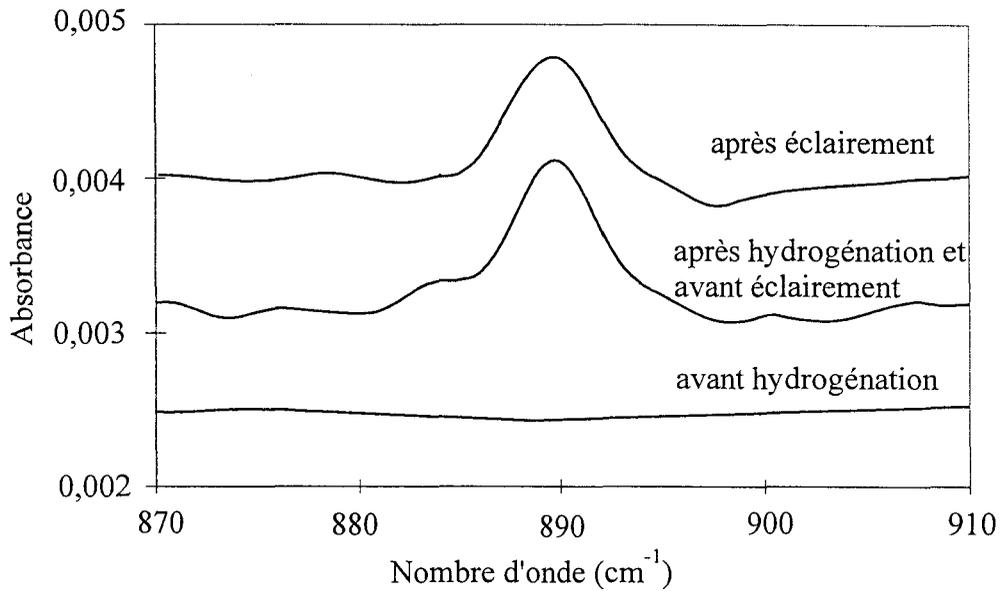
b) Exposition à 355 nm



c) Exposition à 550 nm



d) Exposition à 740 nm



e) Exposition à 1,06 μm

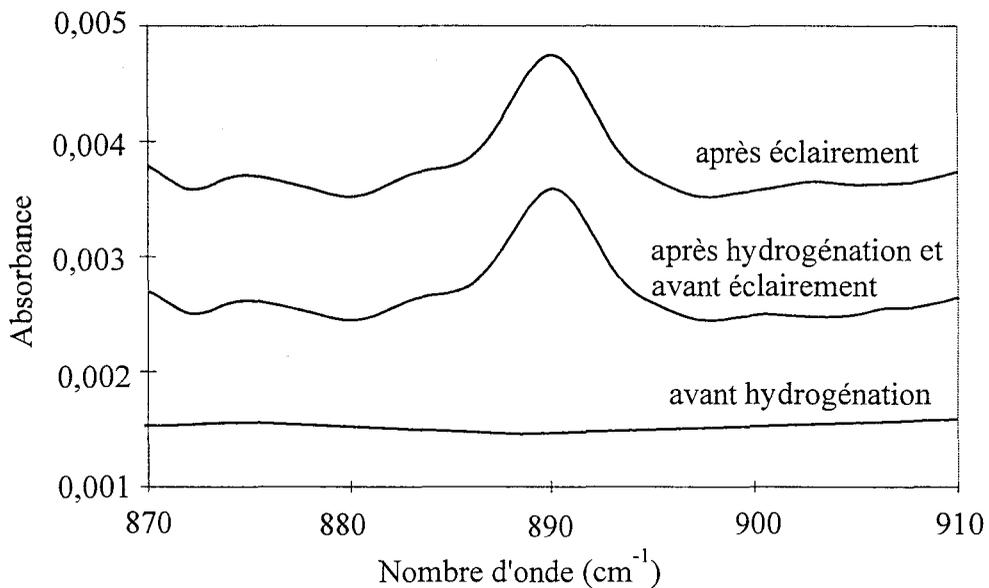


Figure II.7. : Spectres obtenus par **spectroscopie infrarouge par transmission** de couches d'épaisseur 3000 \AA , de dopage initial $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avant hydrogénation, après hydrogénation et avant éclairage, et après éclairage aux longueurs d'onde égales à 266 nm, 355 nm, 550 nm, 740 nm et 1,06 μm d'une durée de trois heures

- le rayonnement de longueur d'onde égale à $1,06 \mu\text{m}$ correspond à l'émission de photons ayant une énergie inférieure à la fois à celle du "gap" du GaAs et à celle de l'énergie de dissociation des complexes Si-H

- le rayonnement de longueur d'onde égale à 740 nm a une énergie supérieure à celle du "gap" et intermédiaire par rapport aux énergies de liaison des complexes Si-H, situées entre $1,2$ et $2,1 \text{ eV}$

- le rayonnement de longueur d'onde égale à 550 nm permet de se positionner au dessus de la limite haute des énergies de liaison des complexes Si-H

- les rayonnements de longueur d'onde égale à 266 nm et 355 nm sont très énergétiques et permettent d'étudier directement l'influence des rayonnements ultraviolets sur le matériau hydrogéné.

Les couches analysées ont une épaisseur de 3000 \AA , un dopage initial $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et ont été soumises à un plasma d'hydrogène selon les conditions suivantes : une température du porte-substrat de 190°C , une puissance de plasma de 3 W et un temps d'hydrogénation de six heures. Leur résistance carrée avant plasma est de 29Ω . Les différents échantillons ont été exposés durant trois heures à un éclairage de puissance égale à 30 mW mesurée avant le diffuseur.

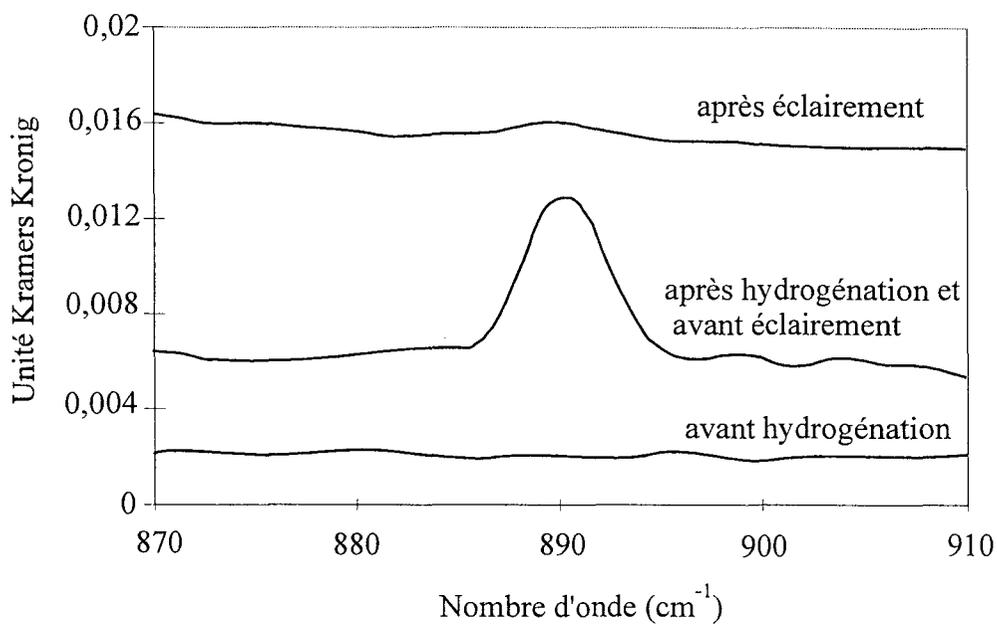
Etant données les différences très importantes de la profondeur de pénétration des rayonnements incidents selon leur longueur d'onde et pour permettre une bonne localisation spatiale des effets observés, nous avons utilisé comme précédemment les deux techniques d'analyse par spectroscopie infrarouge. Comme nous le verrons, seule la complémentarité de ces deux méthodes permet d'interpréter sans ambiguïté les modifications spectrales observées suite à un éclairage.

Dans un premier temps, nous avons enregistré les spectres obtenus en transmission des couches avant hydrogénation, après hydrogénation et après un éclairage d'une durée de trois heures. Les spectres obtenus pour les différentes longueurs d'onde du rayonnement sont reportés sur la figure II.7.. Les grandes caractéristiques de ces spectres sont :

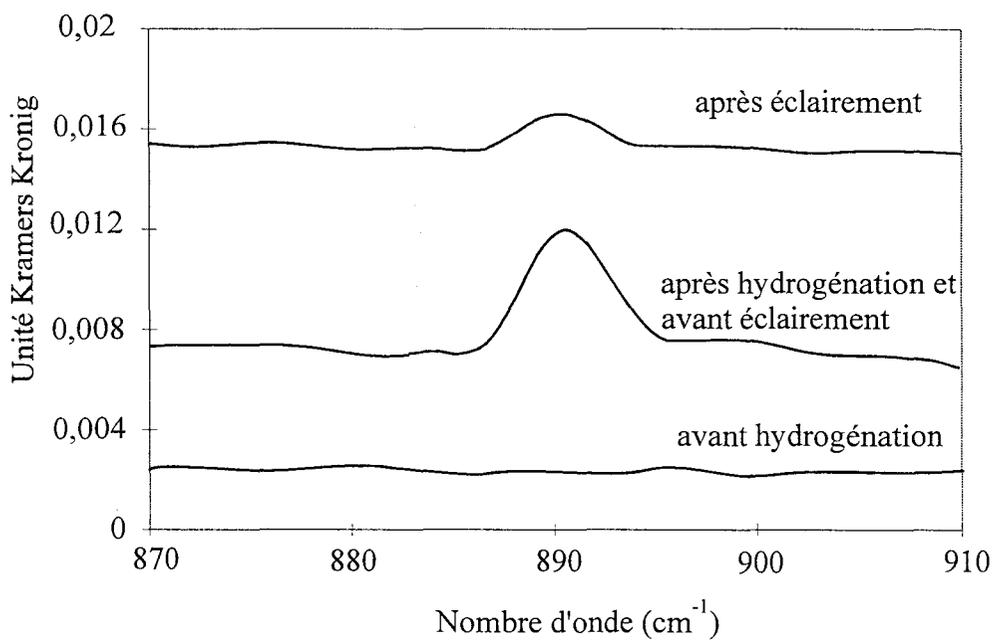
- la présence dans tous les cas pour les couches hydrogénées de la raie à 890 cm^{-1} , caractéristique des complexes SiH

- la très faible évolution après éclairage de l'intensité de cette raie quelle que soit la longueur d'onde du rayonnement incident.

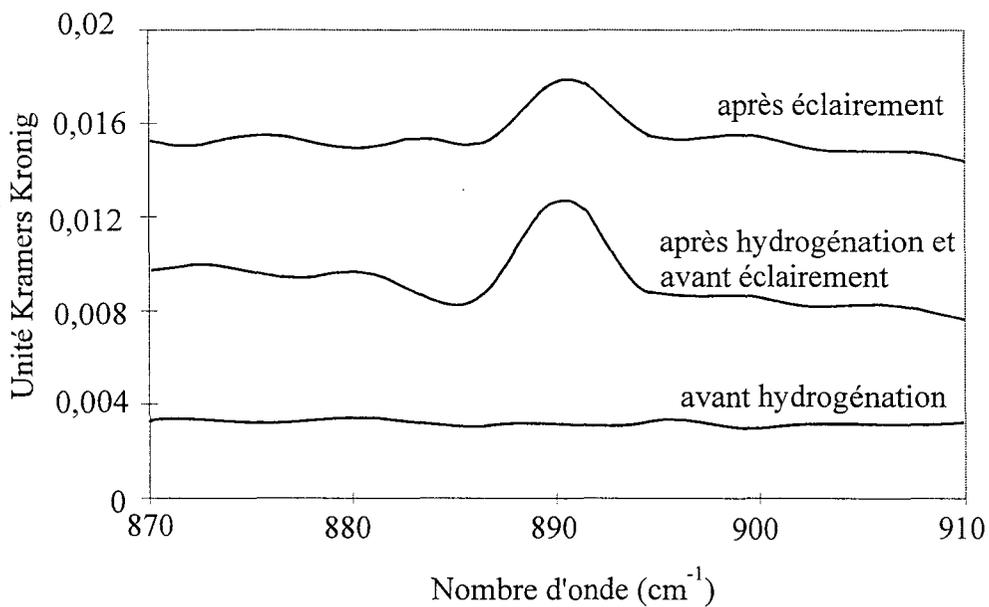
a) Exposition à 266 nm



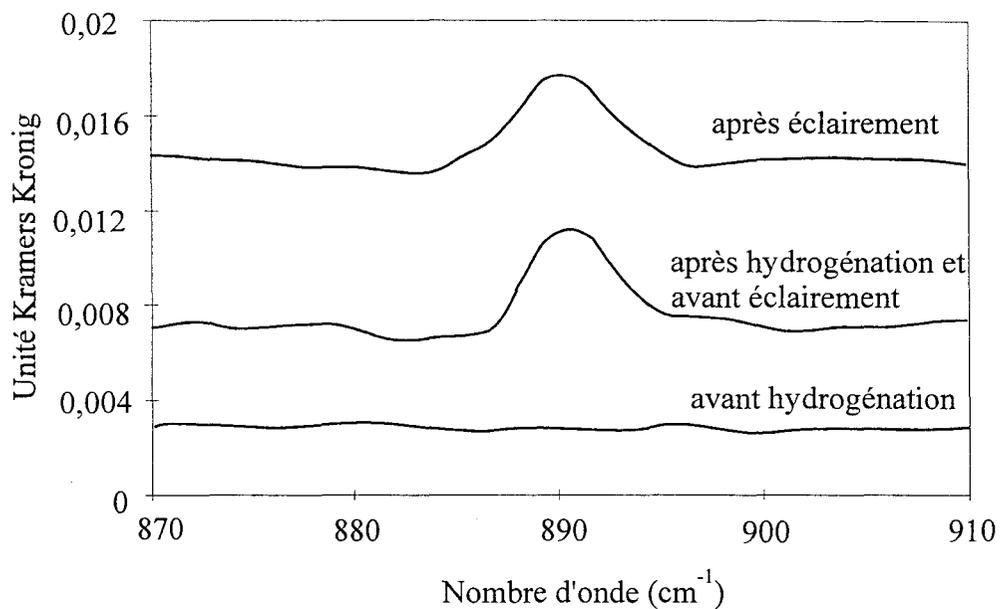
b) Exposition à 355 nm



c) Exposition à 550 nm



d) Exposition à 740 nm



e) Exposition à 1,06 μm

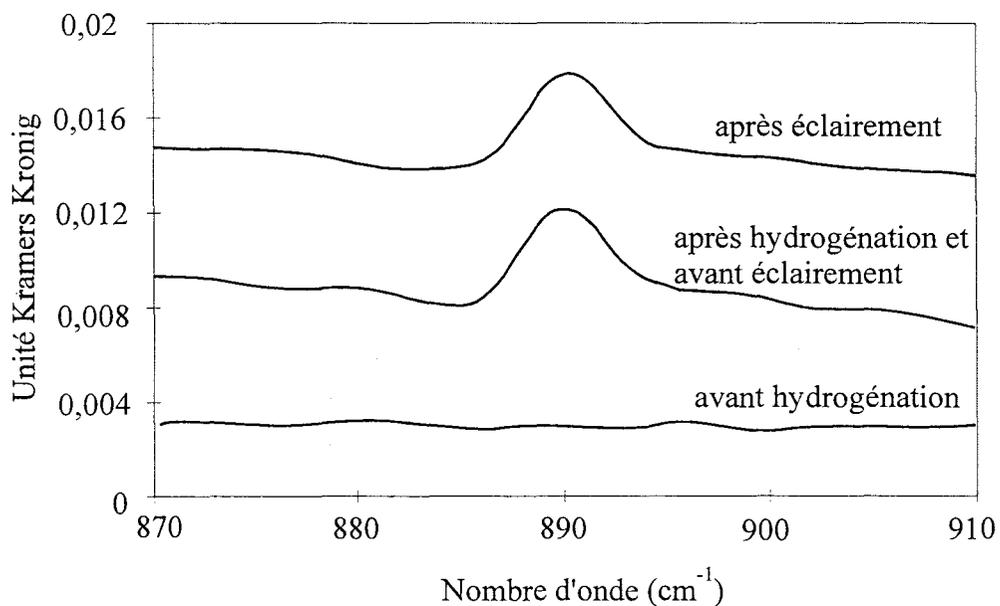


Figure II.8. : Spectres obtenus par *spectroscopie infrarouge spéculaire* de couches d'épaisseur 3000 Å, de dopage initial $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avant hydrogénation, après hydrogénation et avant éclaircissement et après éclaircissement aux longueurs d'onde égales à 266 nm, 355 nm, 550 nm, 740 nm et 1,06 μm d'une durée de trois heures

Ces observations mènent aux premières constatations suivantes :

- le rayonnement de longueur d'onde égale à $1,06 \mu\text{m}$ qui traverse toute l'épaisseur de la couche hydrogénée semble être inefficace dans la déneutralisation des complexes Si-H
- le rayonnement de longueur d'onde égale à 740 nm qui traverse également l'ensemble de la couche hydrogénée ne paraît pas modifier davantage les caractéristiques structurales des couches, malgré l'énergie des photons incidents supérieure à celle du "gap" du GaAs
- aucune modification sensible de la raie à 890 cm^{-1} n'a été observée après l'exposition à des rayonnements plus énergétiques que les précédents. Cette dernière observation mérite néanmoins d'être interprétée avec prudence, étant donnée la faible profondeur de pénétration des rayonnements utilisés. En effet, la spectroscopie infrarouge en transmission analyse toute l'épaisseur de la couche active, c'est-à-dire 3000 \AA . On peut donc facilement comprendre que des phénomènes de décomplexation qui se produisent sur des faibles épaisseurs soient complètement masqués par cette technique d'analyse.

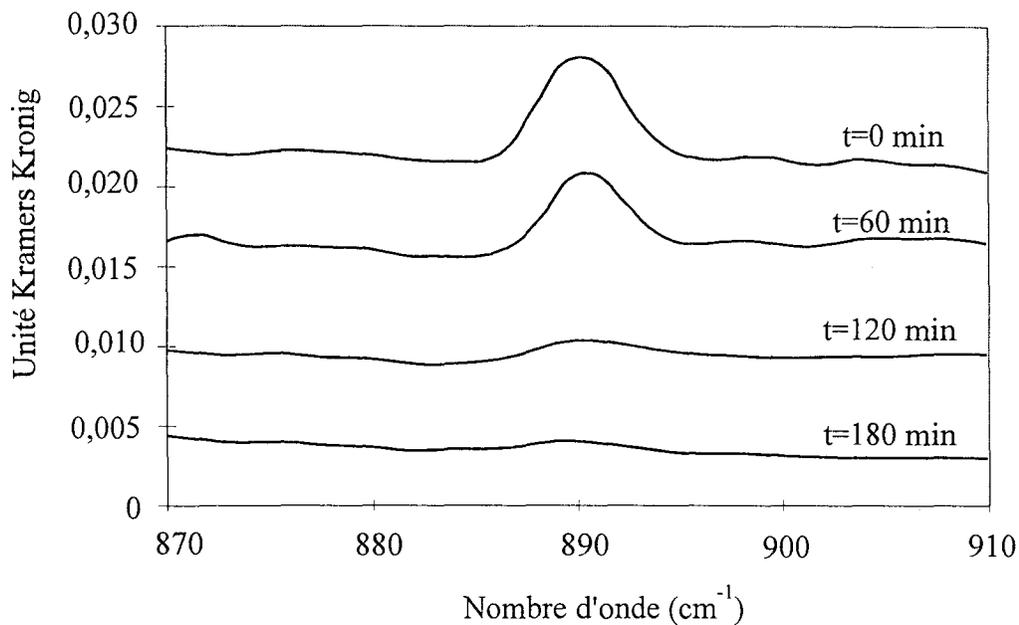
Il semble donc nécessaire de compléter l'étude entreprise en utilisant la technique de réflexion spéculaire. Les spectres enregistrés avant et après hydrogénation, puis après un éclaircissement de trois heures sont reportés sur la figure II.8., en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident. Le résultat de l'analyse effectuée montre une diminution importante après éclaircissement de l'intensité de la raie représentative des complexes Si-H pour des rayonnements d'énergie élevée tels que 266 et 355 nm . Cette diminution est faible pour des rayonnements de longueur d'onde 550 nm et quasi inexistante pour des rayonnements de longueurs d'onde 740 nm et $1,06 \mu\text{m}$.

Ceci permet dans un premier temps de mettre en évidence que la méthode de spectroscopie infrarouge spéculaire est particulièrement bien adaptée à l'étude des phénomènes observés, même si la faiblesse des signaux mesurés ne permet pas de déterminer de façon quantitative la concentration de complexes Si-H à partir de l'aire des raies observées.

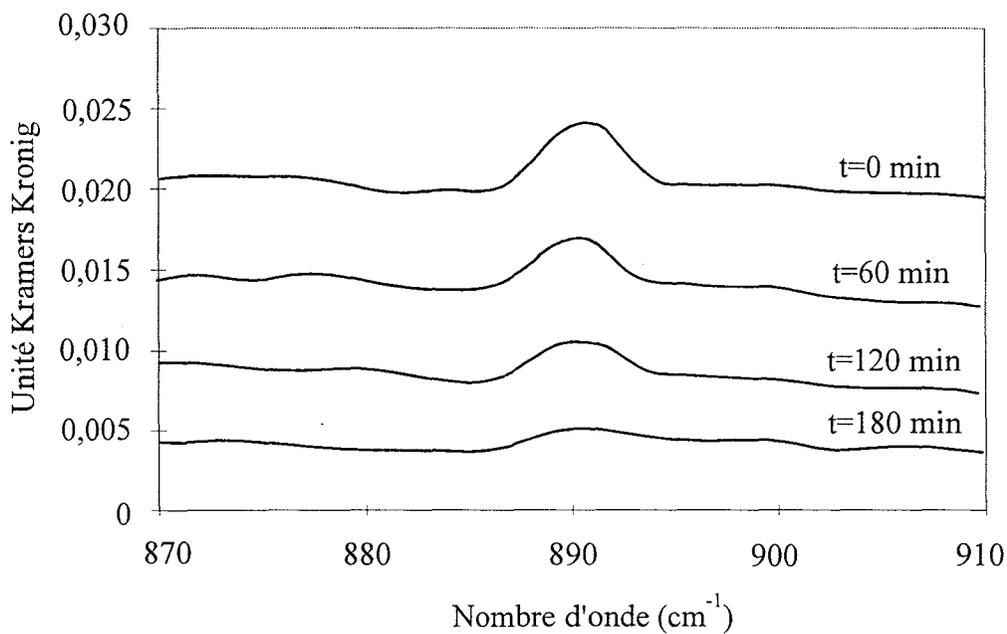
A la lumière des ces premiers résultats obtenus en spectroscopie infrarouge, il apparaît déjà clairement que :

- la complexation des impuretés ionisées s'est effectuée sur toute l'épaisseur de l'échantillon puisque l'on a observé la raie Si-H aussi bien en volume (mesures en transmission) qu'en surface (mesures en réflexion spéculaire).

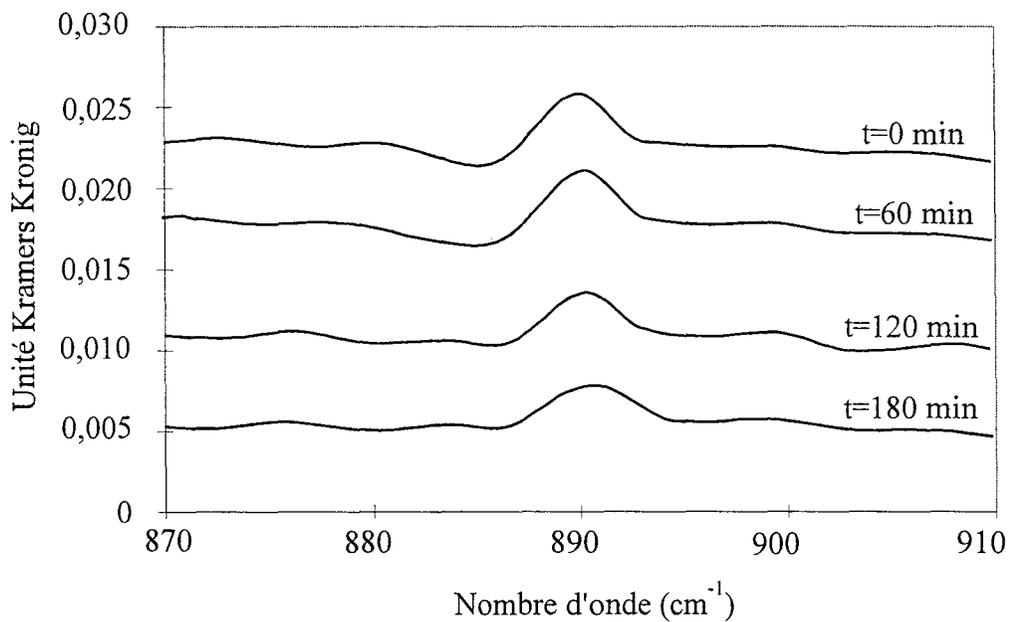
a) Exposition à 266 nm



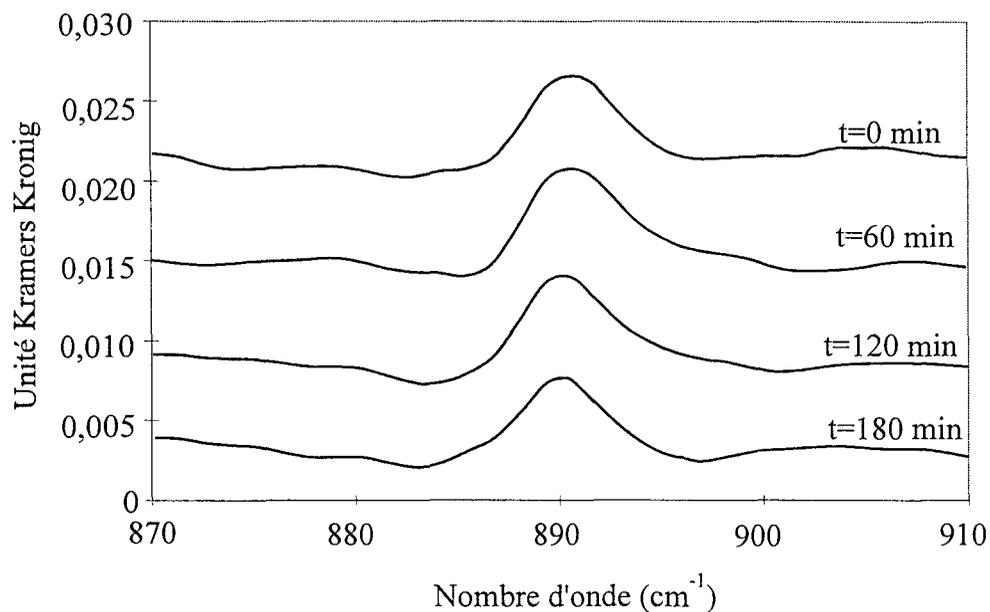
b) Exposition à 355 nm



c) Exposition à 550 nm



d) Exposition à 740 nm



e) Exposition à 1,06 μm

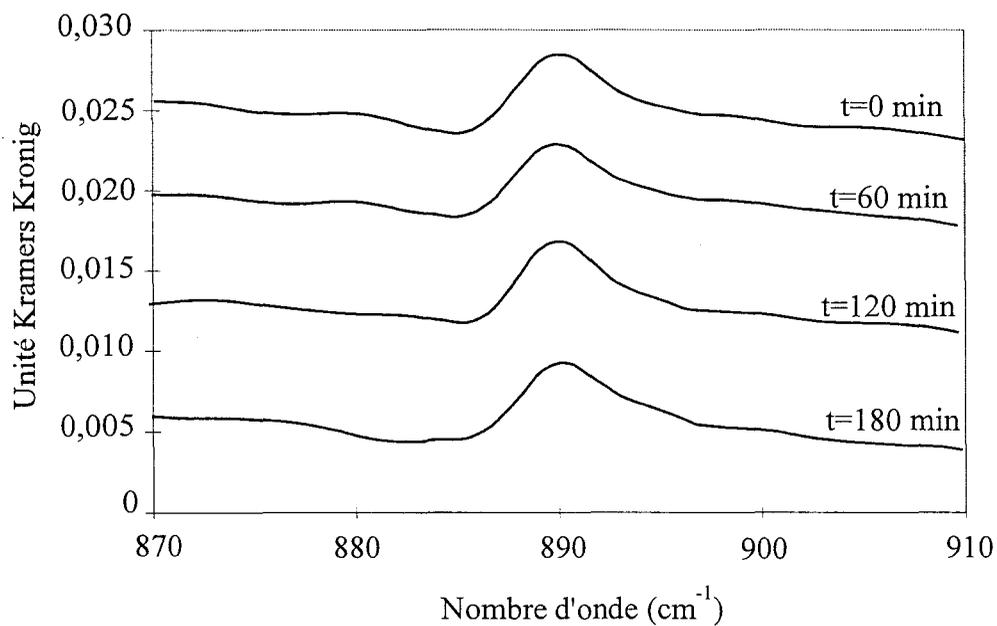


Figure II.9. : Evolution temporelle des spectres obtenus par spectroscopie infrarouge spéculaire de couches d'épaisseur 3000 Å, hydrogénées, de dopage initial $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ soumis à des rayonnements de longueurs d'onde égales à 266 nm, 355 nm, 550 nm, 740 nm et 1,06 μm

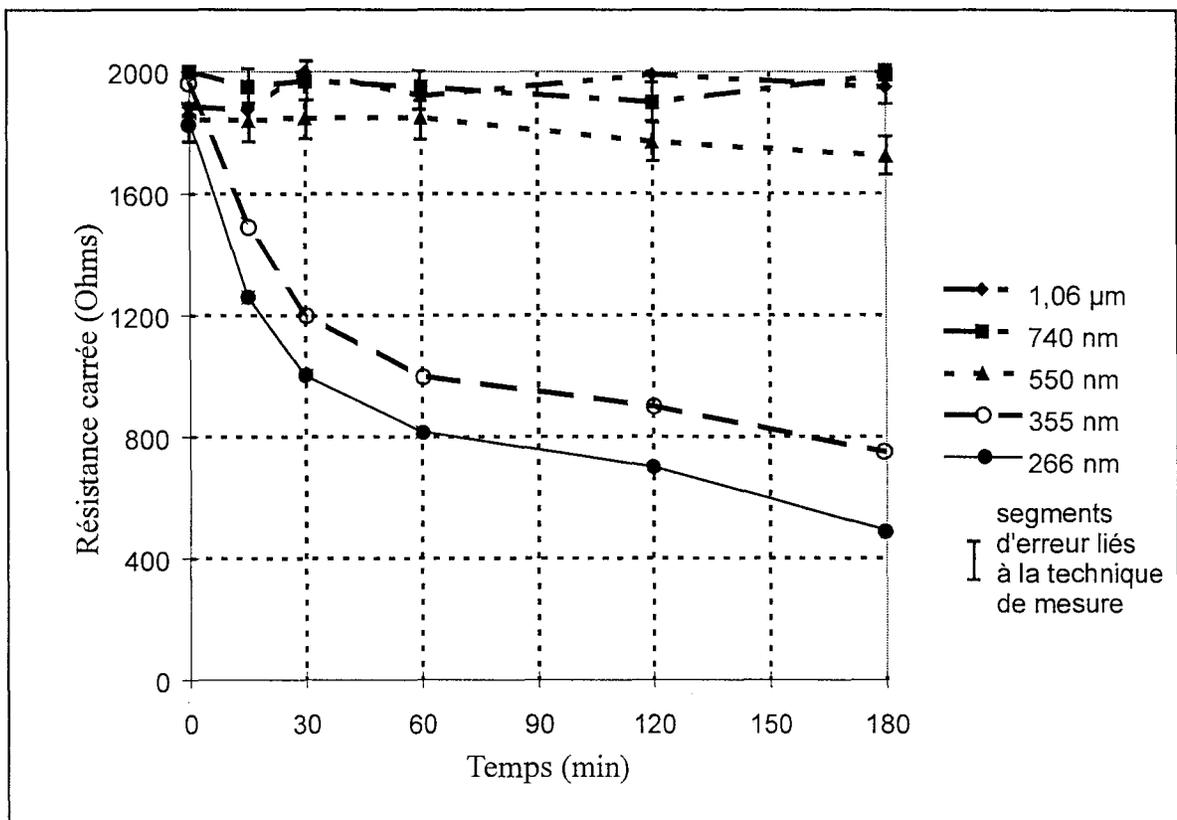


Figure II.10 : Evolution de la résistance carrée d'une couche d'épaisseur 3000 Angströms, de dopage initial $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, hydrogénée et exposée à un éclairage de différentes longueurs d'onde

- la dissociation des complexes Si-H ne se produit de façon notable que lors de l'exposition au rayonnement ultraviolet. De plus, ce phénomène, ne s'observant qu'en réflexion spéculaire, ne se produit qu'au voisinage de la surface, dans une couche dont l'épaisseur doit être de l'ordre de la profondeur de pénétration des rayonnements ultraviolets utilisés.

II.3.1.2. Influence du temps d'exposition

Afin de confirmer les résultats décrits précédemment et obtenus pour une durée totale d'exposition de trois heures, une étude en fonction de la durée d'exposition a également été menée. Les résultats obtenus par réflexion spéculaire sont reportés sur la figure II.9. en fonction des différentes longueurs d'onde du rayonnement incident.

Lors d'un éclairage ultraviolet, on observe une décroissance régulière de la raie Si-H située à 890 cm^{-1} lorsqu'on augmente le temps d'exposition, ceci à puissance lumineuse constante. Cette variation est d'autant plus importante que l'énergie des photons incidents augmente, donc que la longueur d'onde d'exposition diminue. En effet, pour un rayonnement de longueur d'onde égale à 266 nm, l'intensité de la raie Si-H diminue jusqu'à disparaître totalement au bout de trois heures d'exposition.

Par ailleurs, on constate que l'intensité de cette raie n'évolue pas de façon significative, si la couche hydrogénée est soumise à un rayonnement de longueur d'onde supérieure à 500 nm.

II.3.2. Caractérisation électrique

Comme nous l'avons vu précédemment, l'analyse spectroscopique ne peut faire figure d'analyse quantitative et doit être associée à une méthode de mesure électrique. Pour cela, nous avons suivi parallèlement l'évolution de la résistance carrée des échantillons.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II.10.. Nous constatons que la diminution de la résistance carrée n'est pas significative pour les rayonnements incidents correspondant aux longueurs d'onde de 550 nm, 740 nm et 1,06 μm . Seules quelques variations, probablement dues aux incertitudes de mesures, sont apparentes. Nous pouvons d'ors et déjà y associer la faible évolution de l'amplitude de la raie Si-H obtenue en spectroscopie infrarouge spéculaire. En revanche, cette évolution est beaucoup plus significative pour des rayonnements incidents

de longueurs d'onde égales à 266 et 355 nm. Ce résultat montre l'efficacité de ces deux longueurs d'onde en terme de variation de résistance électrique, d'autant plus que le rayonnement lumineux ne pénètre que sur des épaisseurs très faibles à ces longueurs d'onde (60 et 140 Å respectivement). Il est donc probable qu'à ces longueurs d'onde une grande partie des complexes aient été détruits dans la zone absorbant le rayonnement ultraviolet.

Il est à noter que quelle que soit la longueur d'onde utilisée, l'échantillon ne revient jamais dans son état initial ($R_{\square}=29 \Omega$).

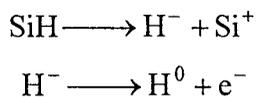
II.3.3. Corrélation entre les analyses spectroscopiques et les mesures électriques

Nous venons de voir que, sous l'effet d'un rayonnement U.V., des variations souvent notables des propriétés spectroscopiques ou électriques des échantillons pouvaient être observées. Il nous faut, à présent, étudier dans quelle mesure ces phénomènes s'inscrivent dans le temps sont corrélés.

L'exposition aux longueurs d'onde 740 nm et 1,06 μm , respectivement au dessus et en dessous du "gap", n'a pas apporté de modifications importantes tant en terme de variation de l'amplitude de la raie Si-H qu'en terme de variation de la résistance carrée électrique de la couche étudiée. Cette observation expérimentale trouve son intérêt pour interpréter sans ambiguïté les mécanismes qui régissent la réactivation des porteurs libres lors de l'exposition à un rayonnement lumineux. En effet, deux des théories énoncées plus tôt associaient à la réactivation des porteurs libres le phénomène de photoconduction engendré par l'éclairement, dès lors que celui-ci était de longueur d'onde inférieure à celle correspondant au "gap" du GaAs. Ces théories ont toutes deux été émises à partir de résultats expérimentaux obtenus sur des contacts Schottky, par éclairement par la face arrière du composant. De ce fait, les phénomènes de photoconduction n'ont pas été créés dans l'épaisseur où sont formés les complexes Si-H. Ainsi, le phénomène de photoconduction intervient pour créer des porteurs libres et ces derniers peuvent alors être piégés par le complexe ou même permettre la rupture de celui-ci, de façon analogue à la réactivation par un faisceau d'électrons mis en évidence dans le laboratoire [5].

La diminution de la raie Si-H observée pour les rayonnements ultraviolets prouve qu'il y a rupture des complexes Si-H. Cette analyse permet donc de mettre en évidence que le

phénomène de déneutralisation est la réaction inverse du piégeage des porteurs libres, à savoir :



Enfin, aucune déneutralisation apparaît pour un rayonnement incident de longueur d'onde égale à 550 nm. Or l'énergie correspondante est de 2,26 eV, donc supérieure aux énergies de liaisons Si-H trouvées dans la littérature. Ce résultat conforte l'hypothèse selon laquelle le phénomène observé, d'un point de vue énergétique, met en jeu à la fois l'énergie requise pour séparer les ions hydrogène des dopants et l'énergie de migration des espèces hydrogène libérées. Il est également intéressant de souligner que l'inefficacité du matériau GaAs hydrogéné à tout rayonnement de longueurs d'onde supérieures à 400 nm, en fait un matériau "naturellement" adapté à la dosimétrie des ultraviolets.

II.3.4. Présentation d'un modèle simple régissant l'évolution de la résistance électrique résultant de l'exposition à un rayonnement lumineux

Nous allons tenter à présent de modéliser l'évolution des différents paramètres électriques de la couche active en fonction des étapes du processus, à savoir avant plasma, après plasma et après éclairage. Le modèle est basé sur le fait que, d'un point de vue théorique, la résistance carrée d'une couche épitaxiée de GaAs:Si dépend du dopage de la couche et de l'épaisseur de la zone désertée à la surface de l'échantillon liée à l'existence du potentiel de surface [34]. Ces caractéristiques sont elles-mêmes liées au champ électrique présent dans la couche. Dans le modèle proposé, à partir des résistances carrées mesurées, on calcule les dopages et les épaisseurs de zone désertée et on estime le nombre d'électrons libérés dans la zone éclairée.

La modélisation de la couche dopée du composant réalisé a été faite sous réserve de deux hypothèses :

- les complexes Si-H sont uniformément répartis sur toute l'épaisseur e de la couche dopée après l'exposition au plasma d'hydrogène

- l'exposition à un rayonnement se traduit par une diminution supposée uniforme de la concentration de ces complexes dans une couche dont l'épaisseur e_c est égale à la profondeur de pénétration de ce rayonnement

* Première étape : avant hydrogénation

L'existence du potentiel de surface se traduit par la création d'une zone désertée dont l'épaisseur est donnée par la relation :

$$e_{d0}^2 = \frac{2\varepsilon V}{qN_{d0}} \quad (\text{II-6})$$

avec e_{d0} : épaisseur de la zone désertée avant plasma

ε : permittivité du milieu

V : potentiel de surface

q : charge de l'électron

N_{d0} : dopage de la couche avant plasma

La partie conductrice de l'épitaxie a une épaisseur $e - e_{d0}$ et présente donc une résistance carrée représentée par :

$$R_{\square 0} = \frac{1}{qN_{d0}\mu_0} \times \frac{1}{e - e_{d0}} \quad (\text{II-7})$$

avec $R_{\square 0}$: résistance carrée mesurée avant plasma

μ_0 : mobilité des électrons correspondant au dopage N_{d0} suivant une loi empirique déduite des mesures réalisées à l'I.E.M.N. sur des épitaxies de dopage variable [14].

* Deuxième étape : après hydrogénation

En supposant que le nombre de complexes est uniformément réparti sur toute l'épaisseur de la couche dopée, nous pouvons calculer la nouvelle épaisseur de la zone désertée grâce à la mesure expérimentale de la résistance carrée.

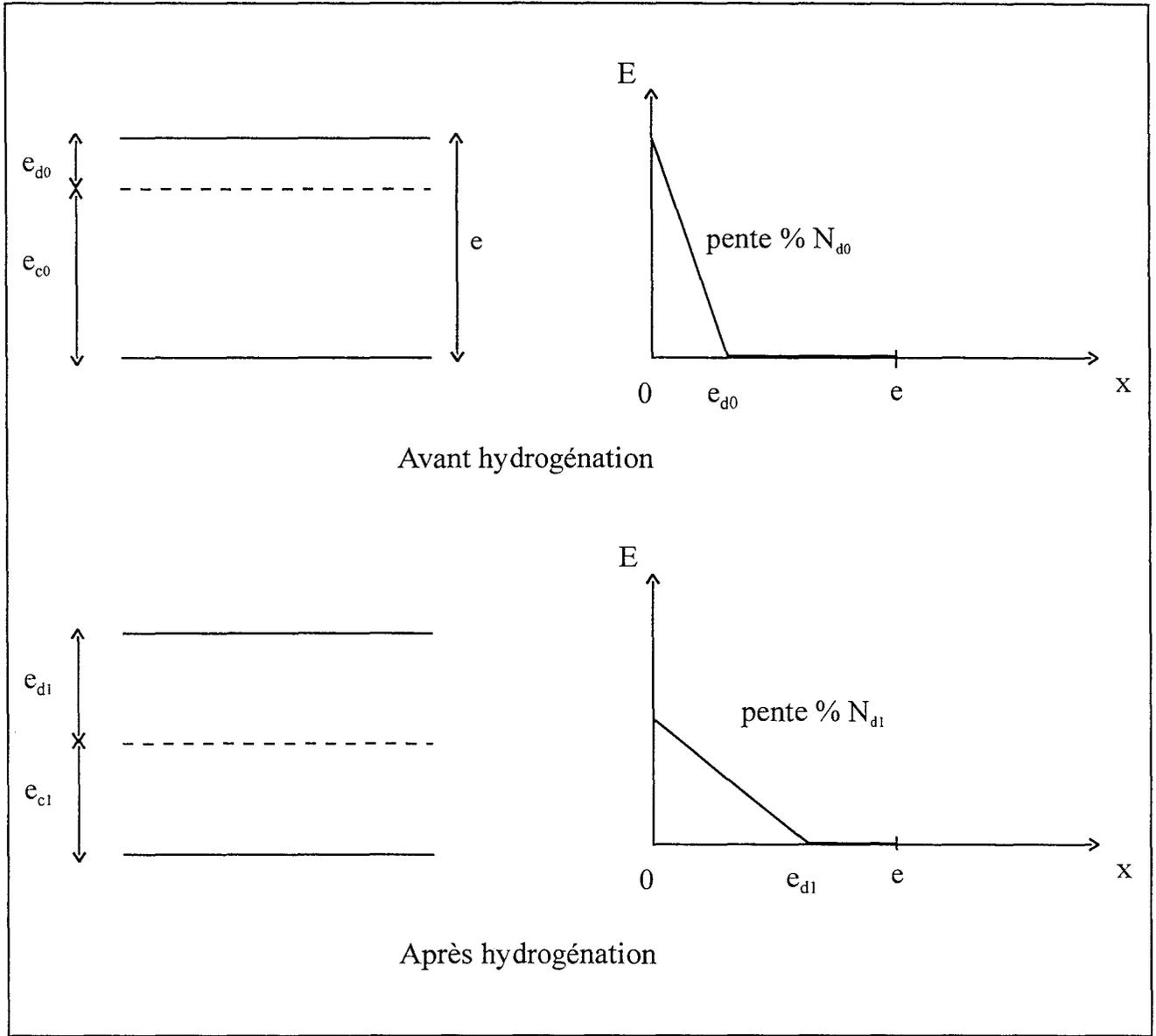


Figure II.11. : Représentation schématique de la couche active du semiconducteur et du diagramme unidimensionnel du champ électrique avant et après hydrogénation

Pour cela, nous savons que :

$$R_{\square 1} = \frac{1}{qN_{d1}\mu_1} \times \frac{1}{e - e_{d1}} \quad (\text{II-8})$$

et

$$e_{d1}^2 = \frac{2\varepsilon V}{qN_{d1}} \quad (\text{II-9})$$

avec $R_{\square 1}$: résistance carrée mesurée après plasma

N_{d1} : dopage de la couche après plasma

e_{d1} : épaisseur de la zone désertée après plasma

μ_1 : mobilité des électrons correspondant au dopage N_{d1} obtenue par la même loi empirique que précédemment.

Par approximations successives à partir de ces deux équations à deux inconnues, nous calculons N_{d1} et e_{d1} correspondant aux nouvelles caractéristiques électriques de la couche active. Il est entendu que pour chaque valeur de N_{d1} calculée, nous prenons la valeur de la mobilité correspondante. On peut déduire de ces deux valeurs le nouveau profil de champ à la surface de la couche active dont la pente est proportionnelle à N_{d1} , représenté sur la figure II.11. et définir le nouveau canal de conduction après plasma, noté e_{c1} , de l'épitaxie par :

$$e_{c1} = e - e_{d1}$$

* Troisième étape : après éclaircissement

Lorsqu'on soumet l'épitaxie à un rayonnement, nous allons maintenant admettre que dans une épaisseur e_e égale à la profondeur de pénétration de l'onde électromagnétique, une partie importante des complexes formés lors de l'exposition au plasma se dissocie en libérant un nombre égal d'électrons.

Si les dopages actifs avant et après exposition sont notés respectivement N_{d1} et N_{d3} , la densité superficielle d'électrons libérés est donc égale à :

$$e_e(N_{d3} - N_{d1})$$

En admettant que ces électrons libres s'ajoutent aux électrons existants (représentés par la densité superficielle d'électrons libres $e_{cl}N_{d1}$) et se confinent dans le nouveau canal de conduction, la densité superficielle totale d'électrons libres prend la valeur :

$$n_{s\text{total}} = e_{cl}N_{d1} + e_e(N_{d3} - N_{d1}) \quad (\text{II-10})$$

On peut en déduire la nouvelle valeur de la résistance carrée de l'épitaxie, soit :

$$R_{\square 2} = \frac{1}{qn_{s\text{total}}\mu_2} \quad (\text{II-11})$$

En première approximation, compte tenu des faibles modifications du dopage actif moyen de l'épitaxie, nous avons admis que $\mu_2 = \mu_1$.

Les deux paramètres utilisés dans la simulation sont donc :

- la profondeur de pénétration e_e de l'onde électromagnétique qui est plus grande que la profondeur de pénétration théorique
- le dopage obtenu dans la couche éclairée après exposition qui n'est pas forcément le dopage initial N_{d0} car il est en effet possible que les temps d'exposition ne soient pas suffisamment longs pour garantir la déneutralisation de tous les complexes Si-H dans cette zone.

Afin d'étudier la validité du modèle théorique proposé, une comparaison avec les résultats obtenus expérimentalement a été effectuée. Seules sont exploitées les données obtenues pour les longueurs d'onde 266 et 355 nm, les autres étant difficilement utilisables compte tenu des faibles variations de résistance électrique.

Les conditions initiales de cette simulation sont celles d'une couche d'épaisseur égale à 3000 Å, de dopage initial égal à $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et d'épaisseur de zone désertée 114 Å, calculés à partir de la résistance carrée initiale mesurée de 29 Ω.

Les résistances carrées des couches hydrogénées mesurées avant et après éclairage aux longueurs d'onde égales à 266 et 355 nm sont reprises dans le tableau II.3. :

résistance (Ohms)	266 nm	355 nm
avant éclairement	1840	1965
après éclairement	490	750

Tableau II.3. : Valeurs des résistances carrées des couches hydrogénées mesurées avant et après éclairement

Les valeurs de résistance carrée avant éclairement permettent de calculer les dopages actifs

N_{d1} et les zones désertées e_{d1} suivants :

- pour $R_{\square 1} = 1840 \Omega$, $N_{d1} = 3,5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $e_{d1} = 1330 \text{ \AA}$
- pour $R_{\square 1} = 1960 \Omega$, $N_{d1} = 3,3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $e_{d1} = 1330 \text{ \AA}$

Les résultats obtenus par simulation numérique sont reportées dans les tableaux II.4. et II.5..

Profondeur de pénétration (Å)	Dopage réactivé (* 10^{18} cm^{-3})	Résistance carrée théorique (Ohms)
60	2,9	469
60	2,8	481
60	2,7	497
65	2,7	468

Tableau II.4. : Résultats de la simulation effectuée à partir des résultats obtenus pour la couche d'épaisseur 3000 Å, de dopage initial $4,8.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soumis à un rayonnement de longueur d'onde 266 nm. Les résistances carrées sont respectivement égales à 1840 Ω après plasma et 490 Ω après éclairement.

Profondeur de pénétration (Å)	Dopage réactivé (* 10^{17} cm^{-3})	Résistance carrée théorique (Ohms)
140	6	801
140	7	726
140	6,5	762
145	6,5	746

Tableau II.5. : Résultats de la simulation effectuée à partir des résultats obtenus pour la couche d'épaisseur 3000 Å, de dopage initial $4,8.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soumis à un rayonnement de longueur d'onde 355 nm. Les résistances carrées sont respectivement égales à 1965 Ω après plasma et 750 Ω après éclairement.

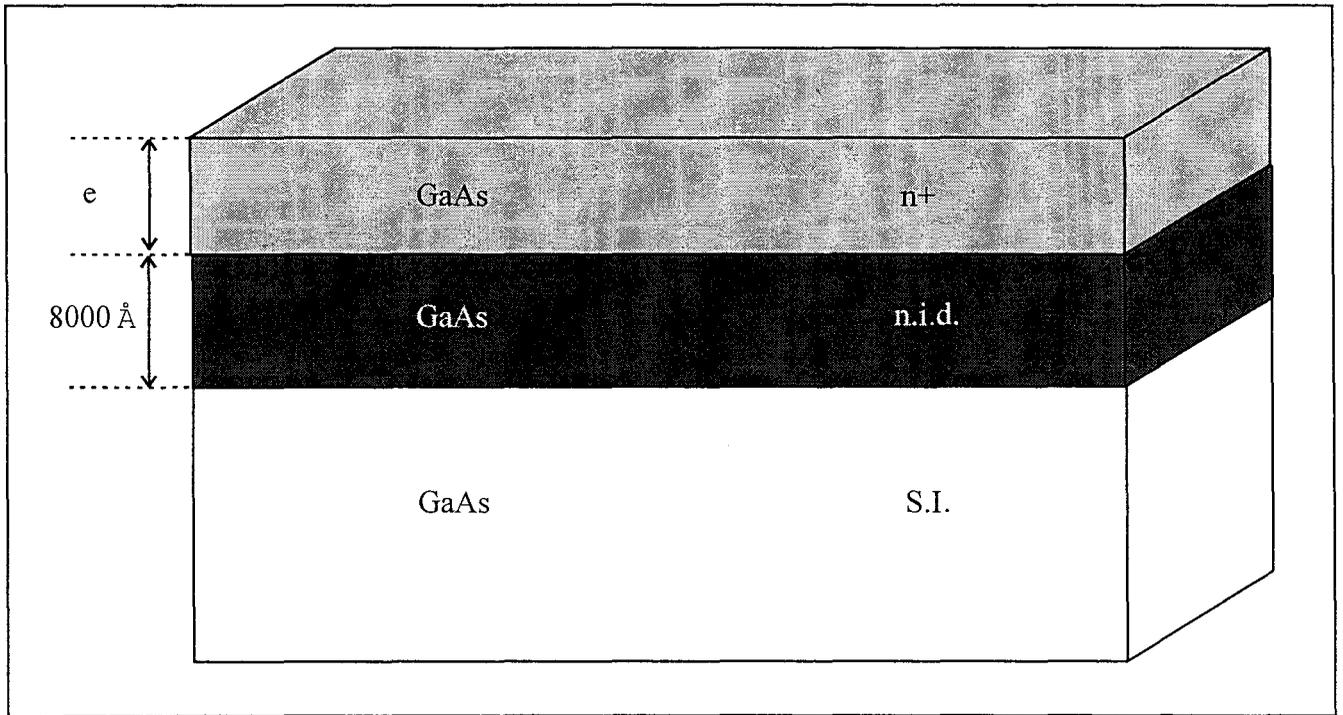


Figure II.12.: Représentation schématique des couches épitaxiées dont la couche active est d'épaisseur variable e

Les valeurs des profondeurs de pénétration ont été choisies en prenant les données couramment admises ($\delta = 60 \text{ \AA}$ ou 140 \AA). Cependant, afin de tenir compte d'une variation possible de ce paramètre, d'autres simulations ont été effectuées en le modifiant légèrement.

En ce qui concerne le dopage actif N_{d3} dans la zone éclairée e_s , les valeurs ont été choisies de façon à obtenir les valeurs de résistance carrée les plus proches possibles de celles données par l'expérience en tenant compte du fait que la valeur maximum de N_{d3} est égale à N_{d0} soit $4,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (c'est le cas lorsque sous l'effet de l'exposition au plasma toutes les impuretés sont neutralisées et les complexes complètement dissociés sous l'effet du rayonnement). On note qu'en utilisant des valeurs réalistes pour la profondeur de pénétration, on obtient un très bon accord avec les résultats expérimentaux.

Grâce à ce modèle, il est aussi possible d'évaluer l'augmentation du dopage actif résultant de la rupture des complexes sous l'effet de l'exposition. Pour une même puissance lumineuse et une même durée d'exposition, il est estimé à $2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour la longueur d'onde 266 nm et $6,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour 355 nm. Ce résultat semble confirmer l'idée que plus la longueur d'onde d'exposition est faible, plus le nombre de complexes détruits est important, et, de façon plus générale, la cohérence de notre modèle qui, malgré son extrême simplicité, semble bien décrire les phénomènes essentiels.

II.4. REALISATION DES DOSIMETRES U.V.

Les résultats expérimentaux décrits précédemment montrent l'intérêt d'utiliser les propriétés électriques du matériau GaAs dopé Si de type N hydrogéné pour fabriquer des dispositifs capables de mesurer l'énergie d'un rayonnement ultraviolet.

Au vu des applications ciblées nous avons choisi de réaliser un capteur, appelé "dosimètre", simple, facile d'emploi et de faible coût de fabrication. Son principe est basé sur la mesure de sa résistance et des variations de celle-ci lorsqu'il est soumis à un rayonnement lumineux.

Des essais successifs ont été réalisés. Nous présenterons plus particulièrement ceux qui ont été effectués dans le but d'optimiser le dispositif pour la mesure de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet.

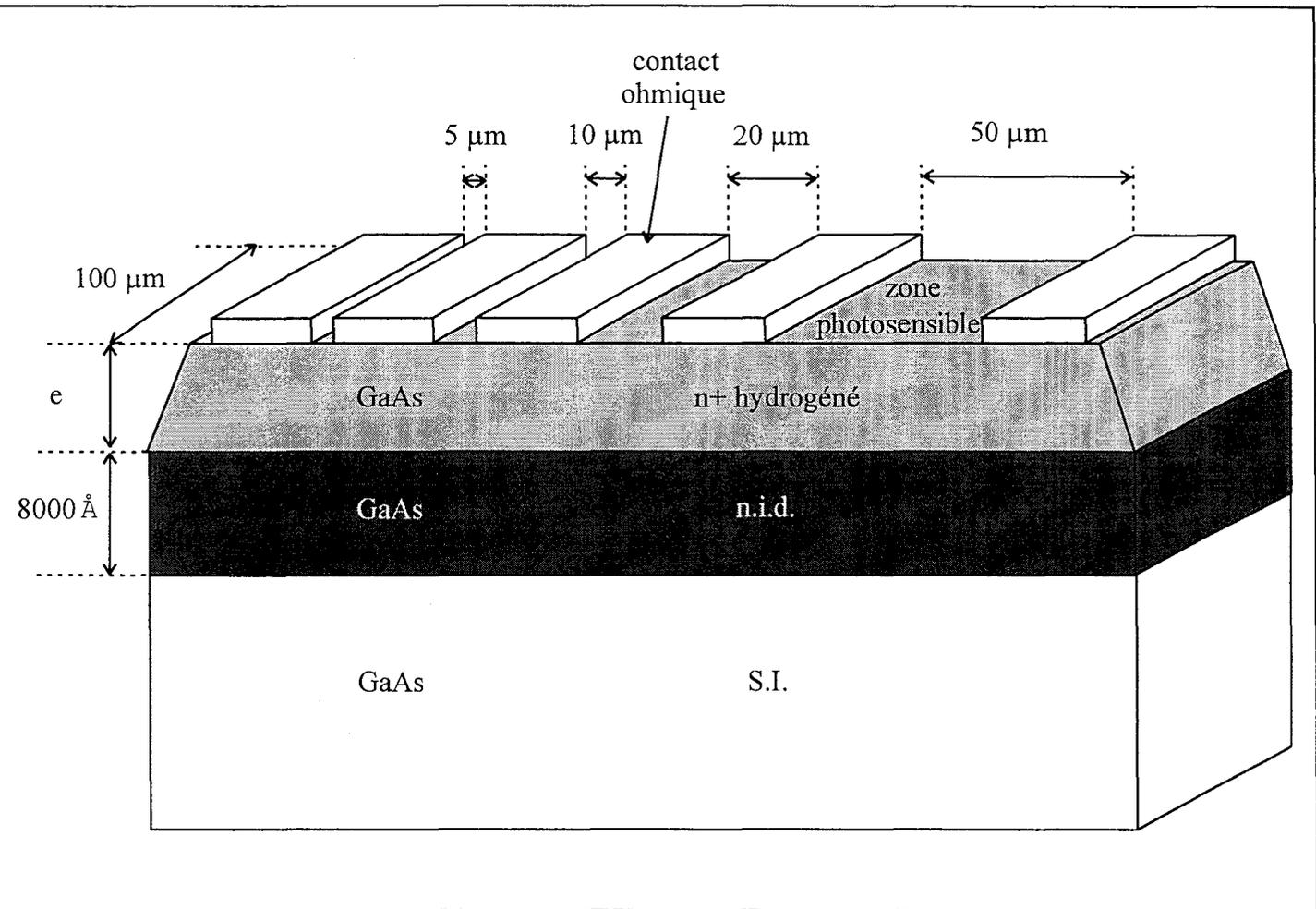


Figure II.13.: Représentation schématique de la structure du dosimètre

II.4.1. Structure des couches épitaxiées

La structure type des couches épitaxiées est schématisée sur la figure II.12.. Elle est constituée d'un substrat semi-isolant sur lequel est épitaxiée une couche de GaAs d'épaisseur 8000 Å non intentionnellement dopé. Cette dernière est le support de la couche active constituée de GaAs dopé silicium de type N⁺, de dopage compris entre $2 \cdot 10^{18}$ et $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et d'épaisseur e . La croissance des différentes couches est réalisée par la technique M.B.E. (Molecular Beam Epitaxy) au sein de l'I.E.M.N..

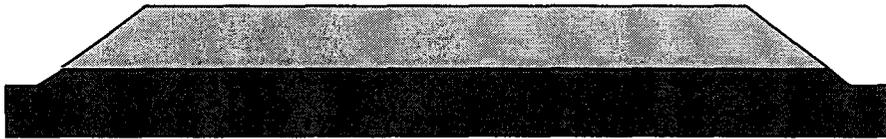
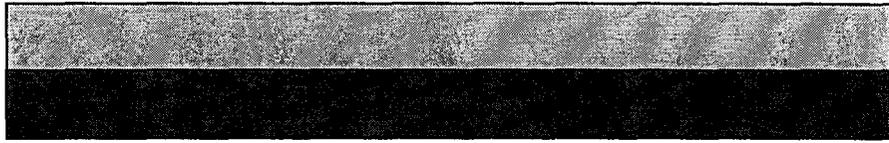
L'épaisseur de la couche active est le seul paramètre des couches épitaxiées qui a été volontairement modifié au cours de nos expérimentations pour nos essais d'optimisation dans le domaine de l'ultraviolet. Compte tenu des différentes profondeurs de pénétration de l'onde électromagnétique dans ce matériau (comprises entre 60 et 150 Å pour un rayonnement ultraviolet), nous avons réalisé des dosimètres ayant des couches actives d'épaisseur égales à 2000, 1000 et 500 Å.

II.4.2. Structure du dosimètre

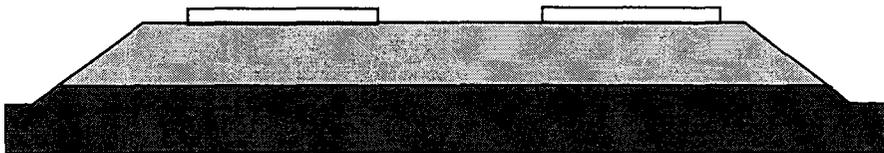
La réalisation d'un dispositif de faible coût impose de simplifier au maximum les étapes du processus technologique de fabrication. La structure retenue est une structure planaire formée de quatre éléments réunis sous forme d'une barrette représentée schématiquement figure II.13.. La zone sensible de chaque élément est située entre deux contacts ohmiques. Leur distance varie d'un élément à l'autre selon les valeurs suivantes : 5, 10, 20 et 50 µm. La largeur de chaque contact ohmique est quant à elle fixée à 100 µm. Cette configuration nous a permis d'étudier l'influence de la surface active sur les mesures effectuées.

II.4.3. Processus de fabrication

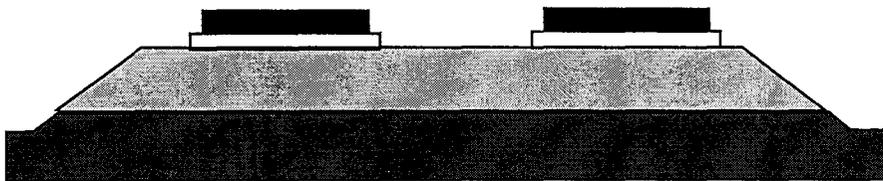
La réalisation du dispositif en structure planaire sur une couche épitaxiée nécessite des opérations de gravure et de dépôt localisées par un procédé appelé la photolithographie. Les différentes étapes de la réalisation technologique sont présentées sur la figure II.14.. Elles sont au nombre de quatre :



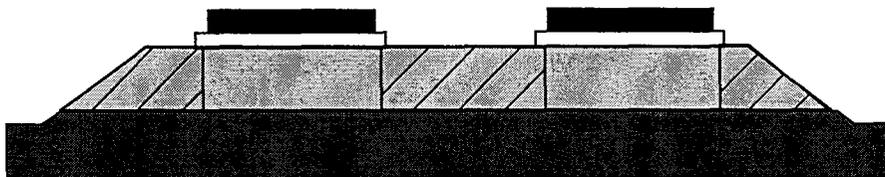
Mésa d'isolement



Dépôt des contacts ohmiques



Dépôt des plots d'épaissement



Exposition au plasma d'hydrogène



GaAs n.i.d.



GaAs dopé N+



GaAs hydrogéné



contact
ohmique



plot
d'épaissement

Figure II.14. : Représentation schématique des différentes opérations technologiques

** Mésa d'isolement*

Il s'agit d'une attaque de la couche active de façon à accéder au substrat semi-isolant pour isoler électriquement les différents éléments réalisés sur la même épitaxie. Pour cela, nous utilisons la résine photosensible 1400-27, déposée sur l'épitaxie et dont le recuit est effectué à une température de 100°C durant 30 minutes. La résine est ensuite soumise à un éclairage U.V. sous masqueur optique afin de reproduire la structure souhaitée, puis révélée à l'aide du développeur "*Microposit Developer*" pour procéder à l'attaque chimique proprement dite. La substance chimique utilisée est une solution de $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ de rapport (1:1:200). Pour notre structure, la vitesse d'attaque est alors de $80 \text{ nm}\cdot\text{min}^{-1}$. Enfin, un nettoyage de la plaquette à l'acétone, puis à l'alcool est réalisé afin d'ôter la résine restante.

** Dépôt des contacts ohmiques*

La seconde étape réalisée est le dépôt des contacts ohmiques sur la couche de GaAs dopé N^+ . Pour cela, on applique à nouveau la même résine avec un recuit de 20 minutes à 60°C. L'échantillon est alors plongé dans du chlorobenzène pendant environ 20 minutes, puis recuit 20 minutes à 80°C avant d'être à nouveau soumis au masqueur optique. Les contacts ohmiques sont ensuite formés par évaporation d'eutectique AuGeNi sur une épaisseur de 250 nm, cette métallisation permettant l'alliage avec le GaAs. Le lift-off est effectué dans l'acétone, avant le recuit final des contacts dans un four à recuit rapide à une température de 400°C pendant 40 secondes.

** Dépôt des plots d'épaississement*

Les plots d'épaississement, déposés sur les contacts ohmiques, permettent de souder les fils de connexion avec le circuit extérieur par thermo-compression. Ils sont formés par évaporation de Ti-Au (1000 Å - 3000 Å). Cette opération est effectuée avec le même procédé que les contacts ohmiques (résine, recuit, chlorobenzène, recuit, masqueur, révélation).

** Exposition au plasma d'hydrogène*

Etape clé du procédé technologique, elle nécessite par conséquent beaucoup de soin. Il faut en effet que la couche ne soit pas dégradée par l'exposition au plasma d'hydrogène mais il faut également que la neutralisation soit suffisante. Cette opération a été réalisée en utilisant les conditions expérimentales d'exposition au plasma optimisées par nos études préliminaires présentées dans le paragraphe II.1.3.2. :

- la pression d'hydrogène est maintenue constante et égale à 1 mbar
- la puissance du plasma est fixée à 3 Watts
- les températures classiquement utilisées sont 180 et 190°C. En effet à 180°C, nous observons le plus fort taux de passivation des porteurs libres et à 190°C, il semble que la répartition des complexes formés soit plus homogène. Ainsi, lors des différents essais, la température a d'abord été fixée à 180°C, puis à 190°C, afin de réduire les écarts de résistances entre les différents échantillons
- le temps d'hydrogénation est le paramètre le plus délicat à optimiser. Il dépend en premier lieu de l'épaisseur de la couche mais aussi du degré d'hydrogénation souhaité dans le semiconducteur. Ce paramètre a pris des valeurs très différentes tout au long de ce travail variant de deux minutes à quelques heures.

II.5. LES DIFFERENTES ETAPES DE RECHERCHE D'OPTIMISATION DU CAPTEUR POUR LE DOMAINE DE L'ULTRAVIOLET

Les essais d'optimisation du dosimètre ont été menés en tenant compte de la profondeur de pénétration du rayonnement ultraviolet dans le matériau utilisé. Cette épaisseur ne dépassant pas 150 Å, on peut en effet s'interroger sur la nécessité de conserver une épaisseur de couche active égale à 3000 Å.

Le dopage de la couche active a quant à lui gardé des valeurs élevées afin de pouvoir créer un nombre important de complexes Si-H. Les valeurs sont comprises entre 2 et $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Les différents essais ont été effectués à partir des performances électriques des dispositifs évaluées en termes de variation de leur résistance R sous l'effet d'un rayonnement U.V. Celle-ci est donnée par l'expression :

$$R = \frac{1}{qn\mu} \times \frac{\ell}{e \times L} \quad (\text{II-12})$$

- avec q : charge de l'électron
 n : nombre d'électrons libres
 μ : mobilité des électrons
 ℓ : largeur entre deux contacts ohmiques
 L : longueur du contact ohmique
 e : épaisseur de la couche active

Après exposition à un rayonnement ultraviolet, les différentes mesures de résistance des dispositifs ont été effectuées en les plaçant dans l'obscurité et en les polarisant sous une tension de 2 Volts. Ces précautions permettent de s'affranchir des phénomènes de photoconduction qui se superposent, sans les modifier, à ceux étudiés.

II.5.1. Choix d'une couche active d'épaisseur 2000 Å

La première étape de cette optimisation est d'utiliser une couche d'épaisseur 2000 Å, de dopage initial $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ce choix a été guidé pour mettre à profit le savoir-faire acquis à l'I.E.M.N. lors de la réalisation de transistors hydrogénés. Ce savoir-faire se caractérise par la maîtrise des paramètres d'hydrogénation pour l'épaisseur considérée.

Quatre séries d'hydrogénation ont été réalisées sur ce type de couche. Les valeurs des résistances électriques de ces dispositifs mesurées avant hydrogénation sont indiquées dans le tableau II.6..

Surface du dispositif (μm×μm)	5x100	10x100	20x100	50x100
Résistance électrique (Ohms)	8	11	17	38

Tableau II.6. : Valeurs des résistances électriques en fonction de la distance entre les deux électrodes.

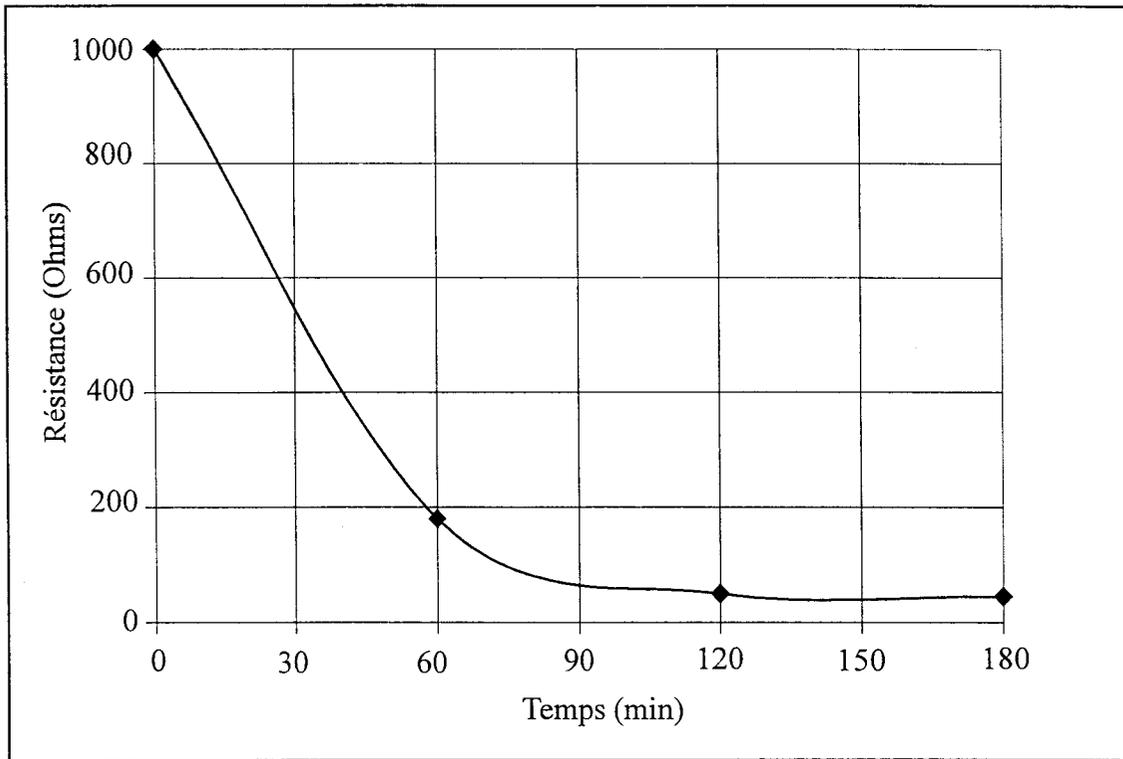


Figure II.15. : Evolution temporelle de la résistance électrique d'un dosimètre de surface $5 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, d'épaisseur 2000 \AA , de dopage initial $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, hydrogéné dans les conditions suivantes : $T = 180^\circ\text{C}$, $p(\text{H}_2) = 1 \text{ mbar}$, $P = 3\text{W}$, $t = 45 \text{ min}$ et soumis à un éclairage de longueur d'onde 360 nm

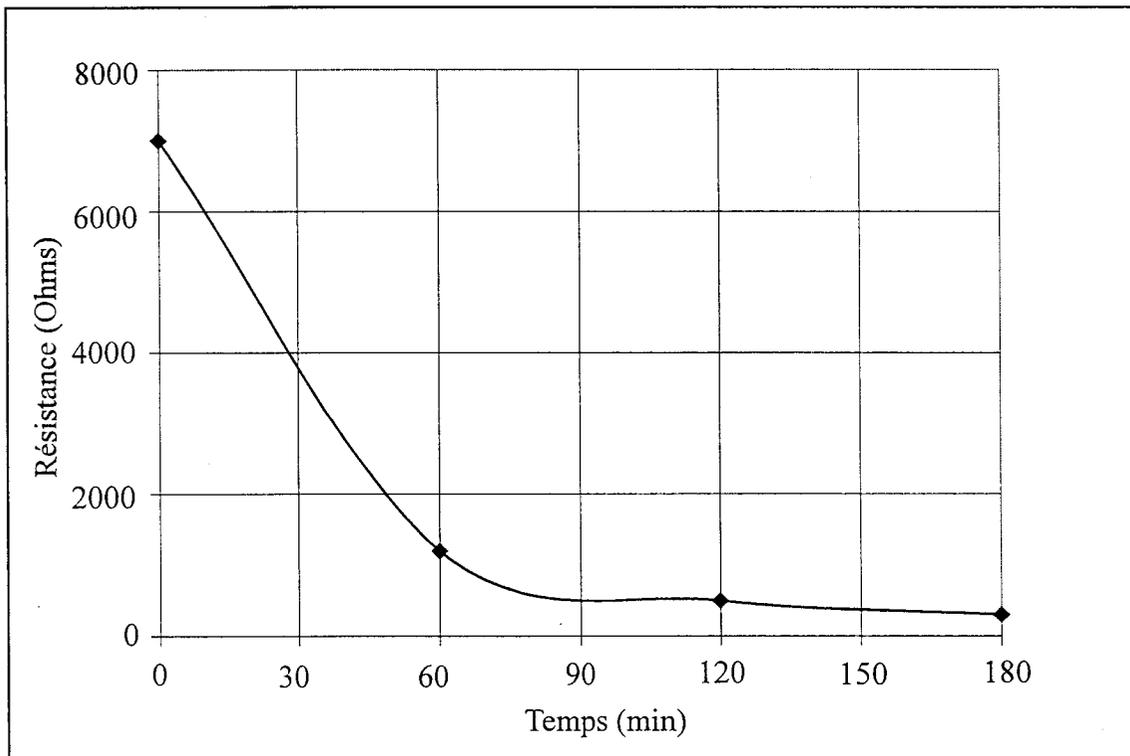


Figure II.16. : Evolution temporelle de la résistance électrique d'un dosimètre de surface $50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, d'épaisseur 2000 \AA , de dopage initial $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, hydrogéné dans les conditions suivantes : $T = 180^\circ\text{C}$, $p(\text{H}_2) = 1 \text{ mbar}$, $P = 3\text{W}$, $t = 45 \text{ min}$ et soumis à un éclairage de longueur d'onde 360 nm

Nous allons exposer chronologiquement les résultats de ces mesures et en tirer les conséquences sur la progression de nos manipulations.

*** Première série**

Le tableau ci-dessous reprend les paramètres caractéristiques liés à l'opération technologique d'hydrogénation ainsi que la technique utilisée pour effectuer les mesures de résistances. Ce tableau est repris pour chaque campagne de mesures et permet donc de mettre en évidence l'évolution des différents paramètres.

	Température d'exposition au plasma	Pression d'hydrogène	Puissance	Temps d'exposition	Mesure des résistances
Première série	180°C	1mbar	3W	60 min	sous pointes
Deuxième série	180°C	1mbar	3W	60 min	en boîtier
Troisième série	190°C	1mbar	3W	60 min	sous pointes
Quatrième série	190°C	1mbar	3W	60 min	en boîtier

Tableau II.7.: Paramètres caractéristiques utilisés pour l'hydrogénation

Les figures II.15. et II.16. représentent l'évolution temporelle des résistances électriques pour deux dispositifs de surfaces respectives $5 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. Pour ce premier test, nous avons choisi un rayonnement de longueur d'onde 360 nm afin de confirmer les observations faites lors de la réalisation technologique de transistors à effet de champ hydrogénés [35]. En effet, cette réalisation technologique fait appel à l'utilisation de la lampe de l'aligneur optique dont le rayonnement, de longueur d'onde 365 nm, a mis en évidence les modifications des caractéristiques électriques des couches hydrogénées. L'exposition est effectuée à l'aide du banc de mesure en éclairage continu décrit au paragraphe I.4.1. La puissance d'éclairage est égale à $0,2 \text{ mW/cm}^2$, valeur proche des conditions expérimentales rencontrées sur les sites expérimentaux de photothérapie. Les différentes résistances sont mesurées sous pointes à l'I.E.M.N. après trois expositions successives de durée égale à une heure chacune.

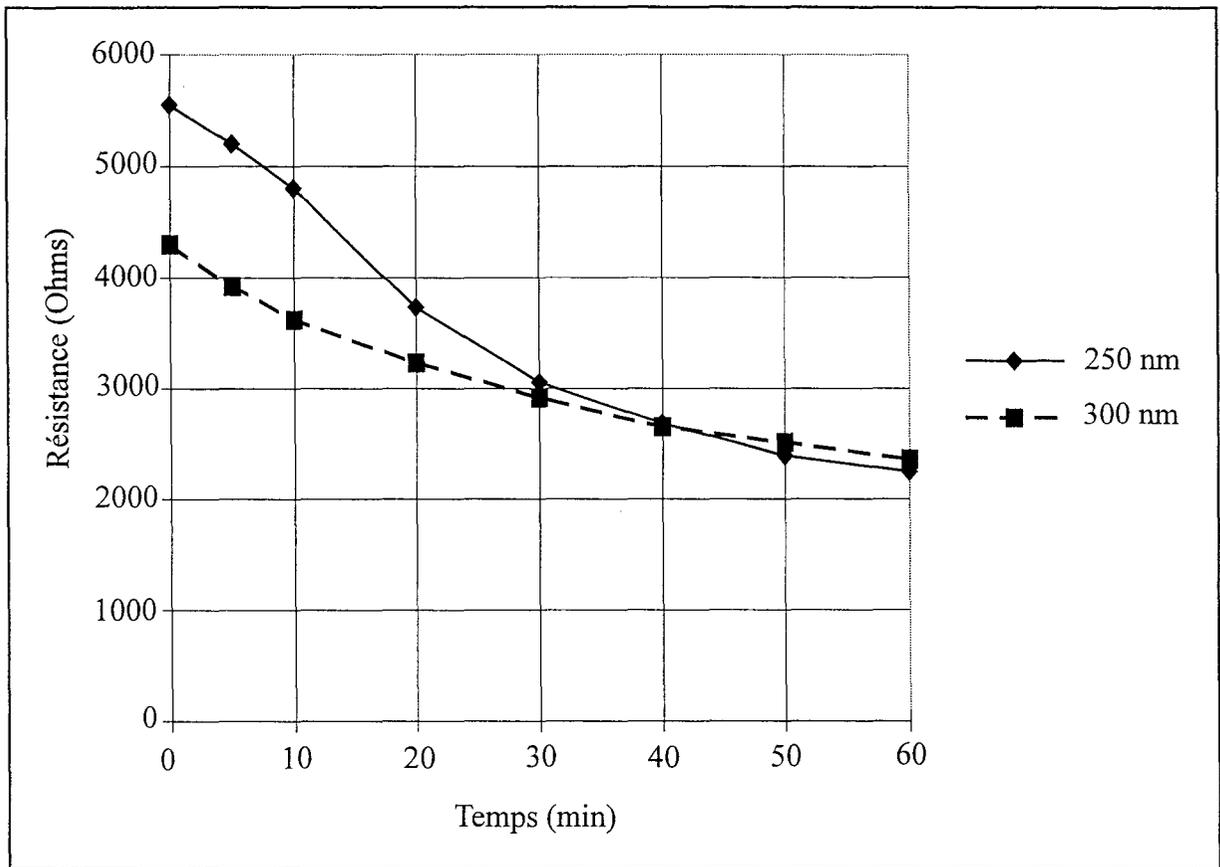


Figure II.17. : Evolution temporelle de la résistance électrique de dosimètres de surface $50\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, d'épaisseur 2000 \AA , de dopage initial $2 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$, hydrogénés dans les conditions suivantes : $T = 180^\circ\text{C}$, $p(\text{H}_2) = 1\text{ mbar}$, $P = 3\text{W}$, $t = 60\text{ min}$ et soumis aux rayonnements de longueurs d'onde égales à 250 et 300 nm

Cette première série de mesures :

- confirme les évolutions constatées sur des couches d'épaisseur plus importante, à savoir une diminution importante de la résistance du dispositif lorsqu'il est soumis à un rayonnement ultraviolet

- met en évidence des variations de résistance électrique plus significatives pour un échantillon de taille plus importante. Cette remarque nous permet alors de sélectionner l'échantillon de surface $50\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ pour la suite de nos expérimentations.

Par ailleurs, nous remarquons une certaine disparité de la résistance mesurée après plasma sur des échantillons de même taille, disparité que nous essaierons de contrôler lors de la troisième série d'expériences.

* Deuxième série

	Température d'exposition au plasma	Pression d'hydrogène	Puissance	Temps d'exposition	Mesure des résistances
Première série	180°C	1mbar	3W	60 min	sous pointes
Deuxième série	180°C	1mbar	3W	60 min	en boîtier
Troisième série	190°C	1mbar	3W	60 min	sous pointes
Quatrième série	190°C	1mbar	3W	60 min	en boîtier

Pour des raisons liées à une commodité d'emploi et pour réaliser les mesures plus rapidement, les composants sont montés en boîtier de type B.M.H

Dans un premier temps, on s'est assuré de l'homogénéité des résistances des différents dispositifs en contrôlant leurs valeurs sous pointes comme précédemment. C'est ainsi qu'avant le montage, ceux-ci présentaient des résistances de valeurs voisines de $6500\ \Omega$. Il s'est avéré que le montage en boîtier B.M.H. modifiait de façon significative ces résistances pour leur donner de nouvelles valeurs égales à 4300 et $5500\ \Omega$. Plusieurs câblages effectués dans des conditions différentes ont permis d'attribuer les diminutions de résistances observées à l'effet combiné du chauffage (150°C) nécessaire au collage des composants et à leur soudure, et du

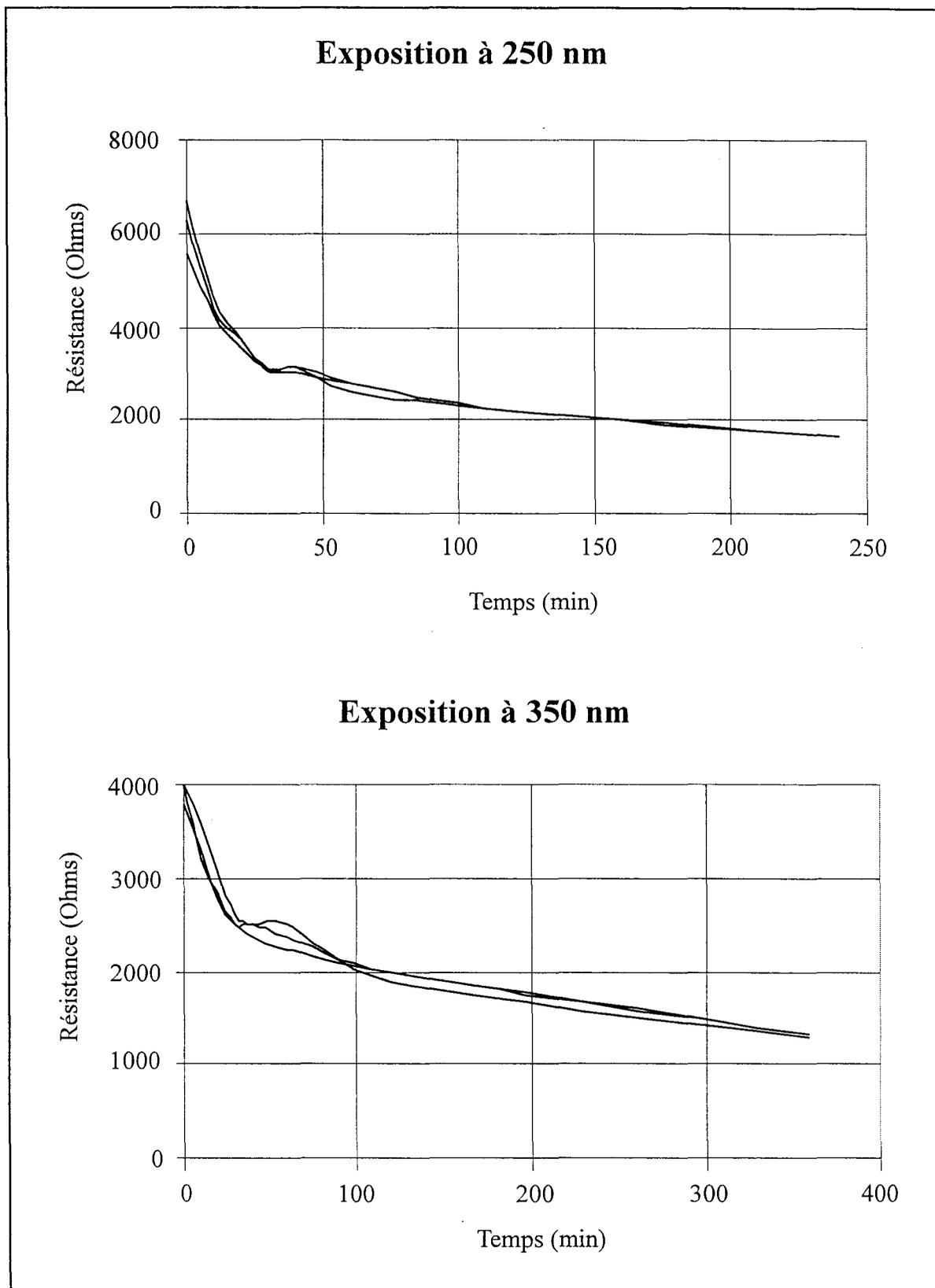


Figure II.18. : Evolution temporelle de la résistance électrique de dosimètres de surface $50\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, d'épaisseur 2000 \AA , de dopage initial 2.10^{18} cm^{-3} , hydrogénés dans les conditions suivantes : $T = 190^\circ\text{C}$, $p(\text{H}_2) = 1\text{ mbar}$, $P = 3\text{W}$, $t = 60\text{ min}$ et soumis aux rayonnements de longueurs d'onde égales à 250 et 350 nm

rayonnement de la lampe du binoculaire utilisé. Dans un deuxième temps, pour contrôler que ces effets indésirables ne modifiaient pas de façon fondamentale le fonctionnement de nos dosimètres, nous avons évalué leurs performances en les exposant à un rayonnement ultraviolet. Les résultats sont présentés sur la figure II.17.. Malgré la diminution des valeurs des résistances engendrée par le câblage des dispositifs, on peut noter que l'évolution de celles-ci en fonction du temps d'exposition et de la longueur d'onde du rayonnement ultraviolet n'est pas profondément modifiée.

Cette seconde série de mesures de résistances des dispositifs mis en boîtier B.M.H. nous a alors permis de prendre les mesures nécessaires pour les essais et câblages futurs.

* Troisième série

Comme nous l'avions évoqué lors de la première série de mesures, une hétérogénéité des valeurs mesurées après plasma a été remarquée. Pour cette raison, des études ont été faites pour étudier comment évolue l'homogénéité du plasma d'hydrogène lorsqu'on fait varier la température du porte-substrat. Elles indiquent que le meilleur rapport $R(\text{après plasma})/R(\text{initiale})$ est obtenu lorsque le plasma est effectué à 180°C, mais que l'opération d'hydrogénation est plus homogène lorsqu'elle est réalisée à 190°C.

	Température d'exposition au plasma	Pression d'hydrogène	Puissance	Temps d'exposition	Mesure des résistances
Première série	180°C	1mbar	3W	60 min	sous pointes
Deuxième série	180°C	1mbar	3W	60 min	en boîtier
Troisième série	190°C	1mbar	3W	60 min	sous pointes
Quatrième série	190°C	1mbar	3W	60 min	en boîtier

Deux séries de trois barrettes de résistances sont sélectionnées et exposées aux longueurs d'onde 250 et 350 nm. Les mesures sont réalisées sous pointes pour s'affranchir des problèmes liés à la mise en boîtier. Les résultats, présentés sur la figure II.18., montrent, d'une part

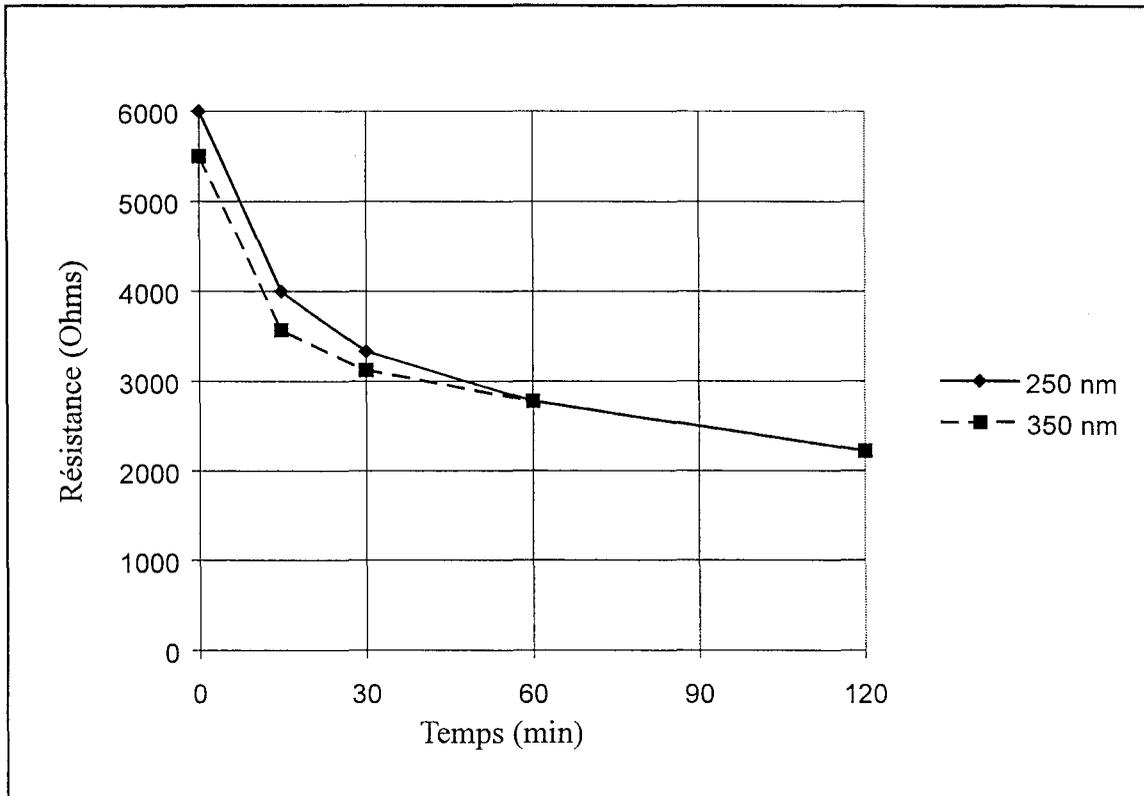


Figure II.19. : Evolution temporelle de la résistance électrique de dosimètres de surface $50\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, d'épaisseur 2000 \AA , de dopage initial 2.10^{18} cm^{-3} , hydrogénés dans les conditions suivantes : $T = 190^\circ\text{C}$, $p(\text{H}_2) = 1\text{ mbar}$, $P = 3\text{W}$, $t = 60\text{ min}$ et soumis aux rayonnements de longueurs d'onde égales à 250 et 350 nm

l'amélioration de l'homogénéité du plasma apportée en fixant la température du porte-échantillon à 190°C et d'autre part confirment les résultats obtenus en fonction des différentes longueurs d'onde, à savoir la diminution importante de la résistance des dispositifs lorsqu'ils sont soumis à un rayonnement U.V.. Il est intéressant de noter également la reproductibilité des effets observés pour chaque ensemble de trois dispositifs testé.

* Quatrième série

Les derniers essais effectués sur des dispositifs d'épaisseur 2000 Å sont réalisés en les montant dans un boîtier B.M.H. et en fixant la température du porte-échantillon à 190°C durant l'opération d'hydrogénation. Lors du montage, des précautions importantes sont maintenant prises quant à la température de recuit de la colle et à l'éclairement.

	Température d'exposition au plasma	Pression d'hydrogène	Puissance	Temps d'exposition	Mesure des résistances
Première série	180°C	1mbar	3W	60 min	sous pointes
Deuxième série	180°C	1mbar	3W	60 min	en boîtier
Troisième série	190°C	1mbar	3W	60 min	sous pointes
Quatrième série	190°C	1mbar	3W	60 min	en boîtier

On note qu'après câblage, les valeurs des résistances des dispositifs sont voisines et égales approximativement à 6000 Ω . Ils ont ensuite été soumis à un éclairage U.V. de longueurs d'onde respectivement égales à 250 nm et 350 nm. Les résultats obtenus en fonction du temps d'exposition et reportés sur la figure II.19. confirment les phénomènes observés précédemment.

Cette première ébauche de fabrication des dosimètres avec une couche active d'épaisseur 2000 Å et de dopage initial $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, permet:

- de montrer la réactivité aux temps courts des structures hydrogénées soumises à une source de rayonnement de faible longueur d'onde

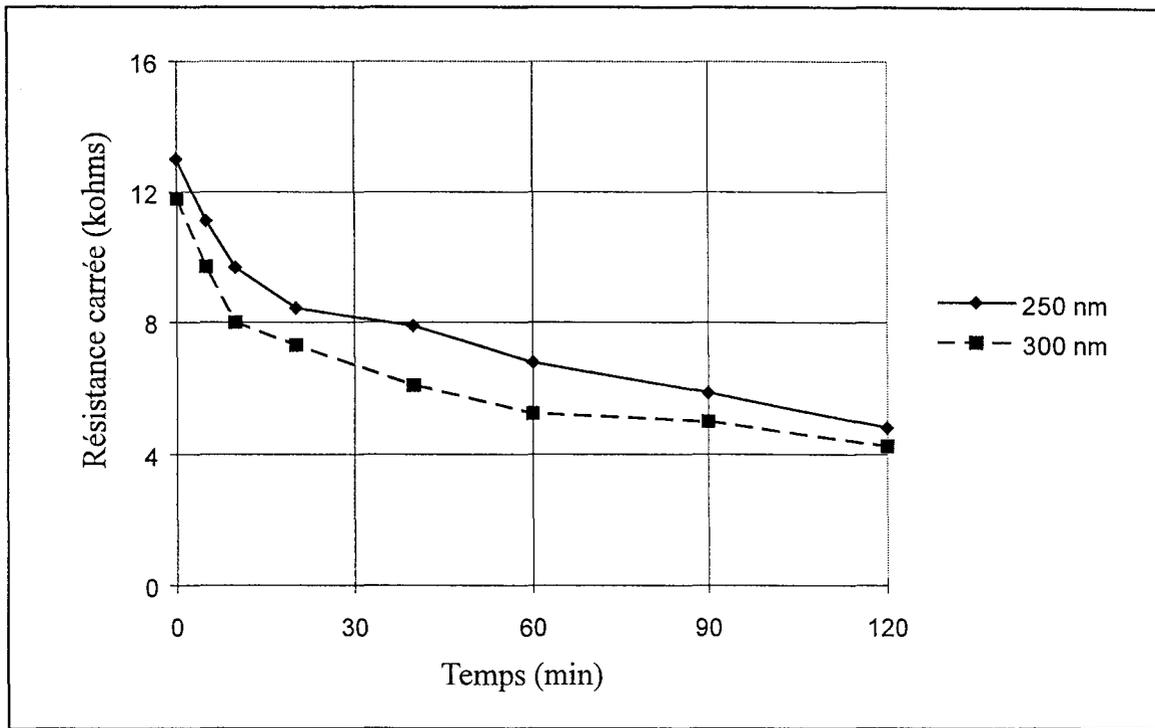


Figure II.20. : Evolution temporelle de la résistance carrée électrique d'une couche d'épaisseur 1000 Å, de dopage initial $2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, hydrogénée dans les conditions suivantes : $T = 190^\circ\text{C}$, $p(\text{H}_2) = 1 \text{ mbar}$, $P = 3\text{W}$, $t = 50 \text{ min}$ et soumise aux rayonnements de longueurs d'onde égales à 250 et 300 nm

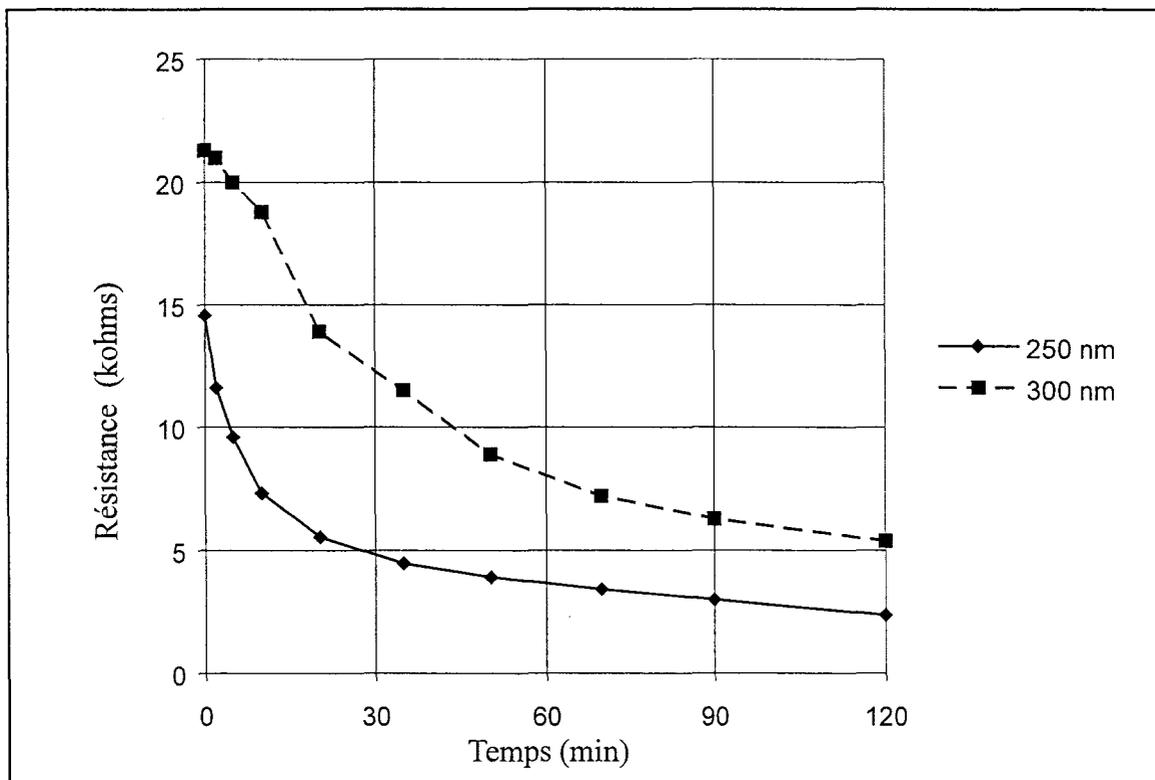


Figure II.21. : Evolution temporelle de la résistance électrique de dosimètres de surface $50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, d'épaisseur 1000 Å, de dopage initial $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, hydrogénés dans les conditions suivantes : $T = 190^\circ\text{C}$, $p(\text{H}_2) = 1 \text{ mbar}$, $P = 3\text{W}$, $t = 50 \text{ min}$ et soumis aux rayonnements de longueurs d'onde égales à 250 et 350 nm

- de choisir une surface photosensible permettant la meilleure variation des caractéristiques électriques de la structure hydrogénée
- d'appréhender les distorsions provoquées par la mise en boîtier de ces structures
- d'améliorer l'homogénéité du plasma en augmentant la température du porte-échantillon jusqu'à 190°C pendant l'opération d'hydrogénation.

II.5.2. Choix d'une couche active d'épaisseur 1000 Å

Forts des résultats obtenus lors des premiers essais, nous avons envisagé dans cette seconde étape de fabriquer des dispositifs avec des épitaxies ayant une couche active d'épaisseur 1000 Å et un dopage initial de $2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Dans un premier temps, avant de procéder au processus technologique complet de fabrication des composants, il nous a semblé intéressant d'optimiser les conditions d'hydrogénation de la couche à partir de la mesure de sa résistance carrée selon la méthode décrite en II.2.3.2.. Les opérations d'hydrogénation ont été obtenues dans les conditions suivantes : une température du porte-échantillon égale à 190°C, une puissance de 3 Watts, une pression d'hydrogène de 1 mbar et un temps d'hydrogénation de 60 minutes. La résistance de la couche avant hydrogénation est égale à 105 Ω.

Après hydrogénation la couche a été exposée à un rayonnement U.V. de puissance égale à $0,2 \text{ mW/cm}^2$, et de longueurs d'onde égales à 250 nm et 300 nm. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II.20.. L'évolution temporelle des valeurs des résistances carrées est similaire à celle déjà observée pour des couches épitaxiées ayant une couche active d'épaisseur plus importante et montre à nouveau l'efficacité du rayonnement ultraviolet.

Dans un deuxième temps, nous avons procédé à la fabrication des dosimètres. Seuls les dispositifs ayant une surface égale à $50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ont été montés en boîtier B.M.H. puis exposés à un éclairage U.V. de puissance $0,2 \text{ mW/cm}^2$ et de longueurs d'onde 250 et 300 nm. Les résultats reportés sur la figure II.21. montrent les évolutions attendues des valeurs de résistances en fonction de la longueur d'onde et du temps d'exposition. Toutefois, les valeurs très différentes des résistances mesurées après hydrogénation et câblage laissent entrevoir des problèmes liés à l'hétérogénéité du plasma lors de l'opération d'hydrogénation. En effet, la diminution de l'épaisseur de la couche active s'accompagne d'une sensibilité plus importante à cette hétérogénéité du plasma d'hydrogène.

II.5.3. Choix d'une couche active d'épaisseur 500 Å

Malgré les difficultés évoquées ci-dessus, la suite logique de l'optimisation du dosimètre nous a guidée vers quelques essais réalisés à partir de couches épitaxiées ayant une couche active de GaAs dopé Si de type N d'épaisseur 500 Å. Des opérations d'hydrogénation effectuées en conservant les mêmes paramètres que précédemment mais en diminuant considérablement le temps d'exposition au plasma ont abouti à l'obtention de couches hydrogénées présentant des valeurs de résistances carrées extrêmement élevées. Ce résultat s'explique aisément sachant que l'épaisseur de la zone désertée d'électrons pour un dopage après plasma de quelques 10^{16} cm^{-3} est voisine de 1000 Å. Le seul moyen pour obtenir des valeurs de résistances carrées après plasma de l'ordre de quelques $\text{k}\Omega$ est de procéder à une réactivation thermique de la couche hydrogénée en effectuant des recuits. On comprend aisément que l'ajout d'une étape supplémentaire que serait un recuit complique de façon notable le processus de fabrication des dispositifs et ne correspond plus aux objectifs fixés, à savoir la réalisation d'un composant de faible coût ou en d'autres termes de fabrication relativement simple et aisée. Pour cette raison, aucun processus technologique de fabrication des dosimètres n'a été effectué avec cette épitaxie.

II.6. ETUDE DU DISPOSITIF OPTIMISÉ

II.6.1. Performances du dispositif optimisé

L'analyse des résultats précédents nous a permis de mettre en évidence que l'optimisation de la structure choisie ne peut être réalisée en diminuant de façon significative l'épaisseur de la couche active de GaAs dopé Si de façon à l'adapter à la profondeur de pénétration très faible du rayonnement ultraviolet dans ce matériau.

De plus, lors des différents essais, nous avons constaté que les structures ayant une couche active d'épaisseur 2000 Å présentent des performances fiables et reproductibles liées à une

Valeurs des résistances après hydrogénation et câblage (Ohms)	Dopage après hydrogénation ($\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)
3000	1,6
2740	1,69
2941	1,63
2247	1,9
2581	1,75
2325	1,86

Tableau II.8.: Dopage correspondant aux résistances mesurées avant exposition à un rayonnement lumineux

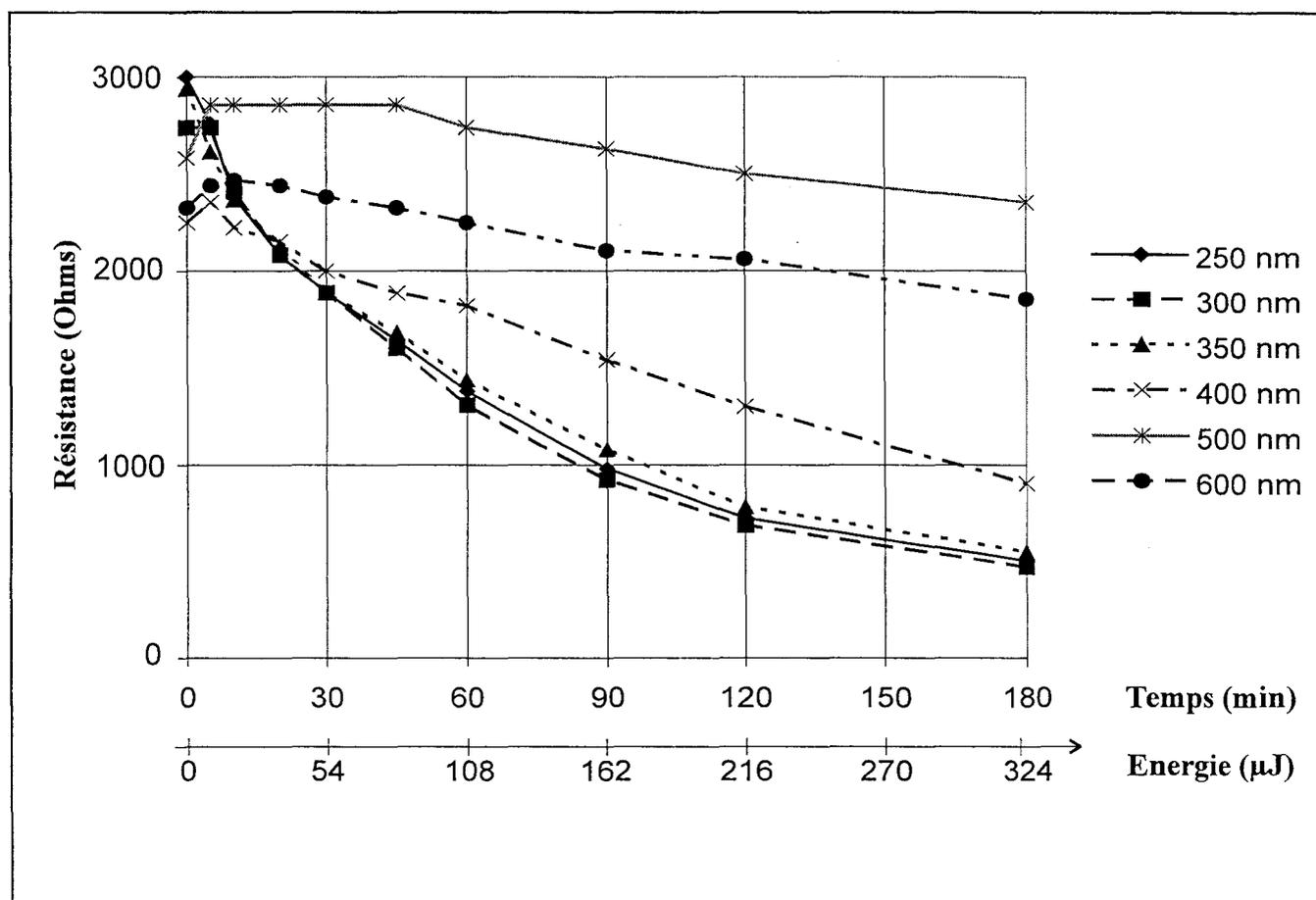


Figure II.22. : Evolution temporelle de la résistance électrique de dosimètres de surface $50\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, d'épaisseur 3000 \AA , de dopage initial $3,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, hydrogénés dans les conditions suivantes : $T = 190^\circ\text{C}$, $p(\text{H}_2) = 1 \text{ mbar}$, $P = 3\text{W}$, $t = 6 \text{ heures}$ et soumis aux rayonnements de différentes longueurs d'onde

bonne maîtrise des conditions de plasma utilisées (puissance, temps d'exposition et température).

Pour ces raisons et guidés par les résultats obtenus en II.3., nous avons donc envisagé de poursuivre l'optimisation finale du dispositif en augmentant l'épaisseur de la couche active jusqu'à une valeur égale à 3000 Å. Le but escompté est d'une part de confirmer notre maîtrise des conditions d'hydrogénation choisies pour obtenir une bonne répartition des complexes Silicium-Hydrogène et, d'autre part, d'amoindrir l'effet provoqué par le potentiel de surface sur le fonctionnement du dispositif.

Les premiers essais se sont révélés immédiatement concluants. La structure ayant une couche active d'épaisseur égale à 3000 Å constitue donc le dosimètre optimisé pour les objectifs fixés. Nous présentons dans ce qui suit les performances détaillées de ce dispositif optimisé ainsi qu'une interprétation de son fonctionnement à l'aide du modèle décrit en II.3.4..

Les dispositifs ont été réalisés à partir de couches épitaxiées ayant une couche active d'épaisseur 3000 Å et de dopage égal à $3,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La résistance carrée de cette épitaxie mesurée avant le processus technologique est égale à 41 Ω. Les conditions choisies pour l'opération d'hydrogénation sont : $p(\text{H}_2)=1 \text{ mbar}$, $P=3 \text{ W}$, $T=190^\circ\text{C}$ et un temps d'exposition égal à 6 heures. Après hydrogénation, seuls les éléments ayant une surface sensible de $50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ont été câblés en boîtier BMH. Leurs résistances avant exposition à un éclairage sont comprises entre 2300 et 3000 Ω. La dispersion de ces valeurs de résistances peut apparaître a priori importante. Sachant que pour un dosimètre ayant une structure donnée, la résistance est directement reliée au dopage, nous avons calculé les dopages moyens correspondant aux résistances mesurées. Les résultats consignés dans le tableau II.8. mettent en évidence que la dispersion des valeurs de résistances mesurées après hydrogénation ne correspondent qu'à de très faibles variations de dopage. Cette observation confirme donc la bonne homogénéité du plasma lors de l'opération d'hydrogénation.

Une étude complète de leurs performances a été effectuée en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident, à savoir 250, 300, 350, 400, 500 et 600 nm en prenant soin de maintenir pour chacune des longueurs d'onde la densité de puissance constante et égale à $0,6 \text{ mW/cm}^2$. L'évolution de leurs résistances en fonction du temps d'exposition et de l'énergie reçue par l'échantillon sur sa surface sensible, illustrée figure II.22., montre que :

- les valeurs des résistances des dispositifs après hydrogénation et câblage sont assez voisines
- les variations de résistance engendrées par l'éclairement sont assez grandes pour être quantifiées avec une bonne précision
- l'effet des rayonnements ultraviolets est beaucoup plus important que celui obtenu par un rayonnement dans le domaine du visible.

Ces résultats tout à fait satisfaisants montrent que l'augmentation de l'épaisseur de la couche active ne perturbe ni le fonctionnement attendu du dispositif, ni la sélectivité naturelle aux rayonnements ultraviolets.

II.6.2. Interprétation

Dans le paragraphe II.2.3., nous avons présenté un modèle simple permettant de décrire les variations de résistances carrées observées lors de l'exposition d'une couche de GaAs:Si hydrogénée à un rayonnement lumineux.

Rappelons les principaux paramètres qui sont utilisés dans ce modèle. Ce sont :

- l'épaisseur de la zone éclairée égale à la profondeur de pénétration théorique de l'onde électromagnétique dans le matériau
- le dopage obtenu dans l'épaisseur de la couche éclairée, représentant l'efficacité du rayonnement lumineux sur la destruction des complexes formés durant le plasma d'hydrogène.

L'optimisation de ces paramètres est faite de façon à obtenir une valeur théorique proche de celle effectivement mesurée.

Afin de vérifier le modèle présenté, nous utilisons les résultats en termes de variation de résistance reportés sur la figure II.22.. Rappelons que ces dosimètres sont issus d'une couche de GaAs de dopage initial $3,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d'épaisseur 3000 Å, de résistance initiale 21 Ω pour la structure considérée. Ils ont été hydrogénés avec les paramètres $p(\text{H}_2)=1 \text{ mbar}$, $P=3 \text{ W}$, $T=190^\circ\text{C}$, $t=6 \text{ heures}$, puis éclairés sous une puissance constante de $0,6 \text{ mW/cm}^2$ à différentes longueurs d'onde.

Pour chaque dosimètre, nous calculons pour les différents temps d'éclairement le dopage réactivé dans la zone éclairée après exposition au rayonnement incident.

** Exposition à 250 nm*

Le dosimètre considéré a une résistance électrique de 3000 Ω après plasma, ce qui correspond à un dopage moyen de $1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. A cette longueur d'onde, la profondeur de pénétration du rayonnement incident est de 60 Å. Les résultats de la simulation sont présentés dans le tableau ci-dessous :

Temps d'éclairement (min)	Résistance mesurée (Ω)	Dopage réactivé (cm^{-3})	Résistance calculée (Ω)
0	3000	$1,6 \cdot 10^{16}$	—
30	1887	$1,8 \cdot 10^{17}$	1883
60	1379	$3,4 \cdot 10^{17}$	1381
120	727	$8,8 \cdot 10^{17}$	727
180	506	$1,4 \cdot 10^{18}$	499

** Exposition à 300 nm*

Le dosimètre utilisé lors de cet éclairement est caractérisé par une résistance électrique de 2740 Ω après plasma, correspond à un dopage moyen de $1,69 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. A cette longueur d'onde, la profondeur de pénétration du rayonnement est de 114 Å.

Les résultats obtenus sont présentés ci-dessous :

Temps d'éclairement (min)	Résistance mesurée (Ω)	Dopage réactivé (cm^{-3})	Résistance calculée (Ω)
0	2740	$1,69 \cdot 10^{16}$	—
30	1887	$9 \cdot 10^{16}$	1880
60	1307	$1,9 \cdot 10^{17}$	1316
120	692	$4,9 \cdot 10^{17}$	692
180	476	$7,8 \cdot 10^{17}$	475

* Exposition à 350 nm

Le dosimètre utilisé lors de cet éclairement est caractérisé par une résistance électrique de 2941 Ω après plasma correspondant à un dopage moyen de $1,63 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La profondeur de pénétration du rayonnement incident à cette longueur d'onde est de 140 Å.

Ces mesures nous permettent d'effectuer les simulations suivantes :

Temps d'éclairement (min)	Résistance mesurée (Ω)	Dopage réactivé (cm^{-3})	Résistance calculée (Ω)
0	2941	$1,63 \cdot 10^{16}$	—
30	1887	$8,4 \cdot 10^{16}$	1886
60	1438	$1,4 \cdot 10^{17}$	1454
120	784	$3,5 \cdot 10^{17}$	782
180	555	$5,3 \cdot 10^{17}$	560

* Exposition à 400 nm

Le dosimètre utilisé possède une résistance électrique après plasma de 2247 Ω correspondant à un dopage moyen de $1,9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La profondeur de pénétration est de 150 Å. Ces résultats de la simulation sont présentés ci-dessous :

Temps d'éclairement (min)	Résistance mesurée (Ω)	Dopage réactivé (cm^{-3})	Résistance calculée (Ω)
0	2247	$1,9 \cdot 10^{16}$	—
30	2000	$3,7 \cdot 10^{16}$	2005
60	1818	$5,4 \cdot 10^{16}$	1821
120	1299	$1,3 \cdot 10^{17}$	1290
180	905	$2,4 \cdot 10^{17}$	908

** Exposition à 500 nm*

Le dosimètre utilisé possède une résistance électrique après plasma de 2581 Ω , correspondant à un dopage moyen de $1,75 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La profondeur de pénétration du rayonnement incident à cette longueur d'onde est de 860 Å. Compte tenu des faibles variations mesurées en termes de résistances pour ce dosimètre, seuls les résultats à $t=0$ et à $t=180$ minutes sont présentés :

Temps d'éclairement (min)	Résistance mesurée (Ω)	Dopage réactivé (cm^{-3})	Résistance calculée (Ω)
0	2581	$1,75 \cdot 10^{16}$	—
180	2353	$2 \cdot 10^{16}$	2323

** Exposition à 600 nm*

Le dosimètre utilisé possède une résistance électrique après plasma de 2325 Ω , correspondant à un dopage moyen de $1,86 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La profondeur de pénétration de rayonnement incident à cette longueur d'onde est de 2040 Å. Les résultats de la simulation sont les suivants :

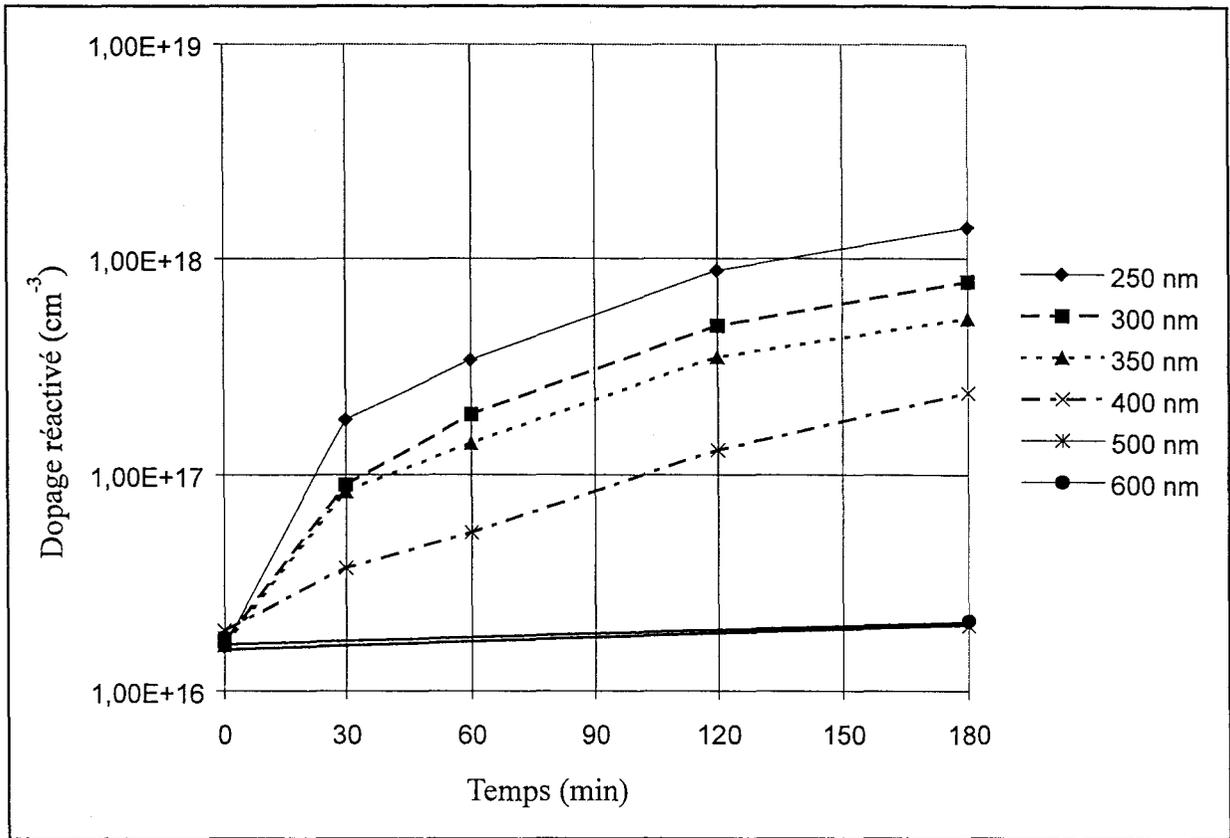


Figure II.23. : Evolution temporelle du dopage réactif dans la zone éclairée par l'exposition à un rayonnement, résultant de la simulation

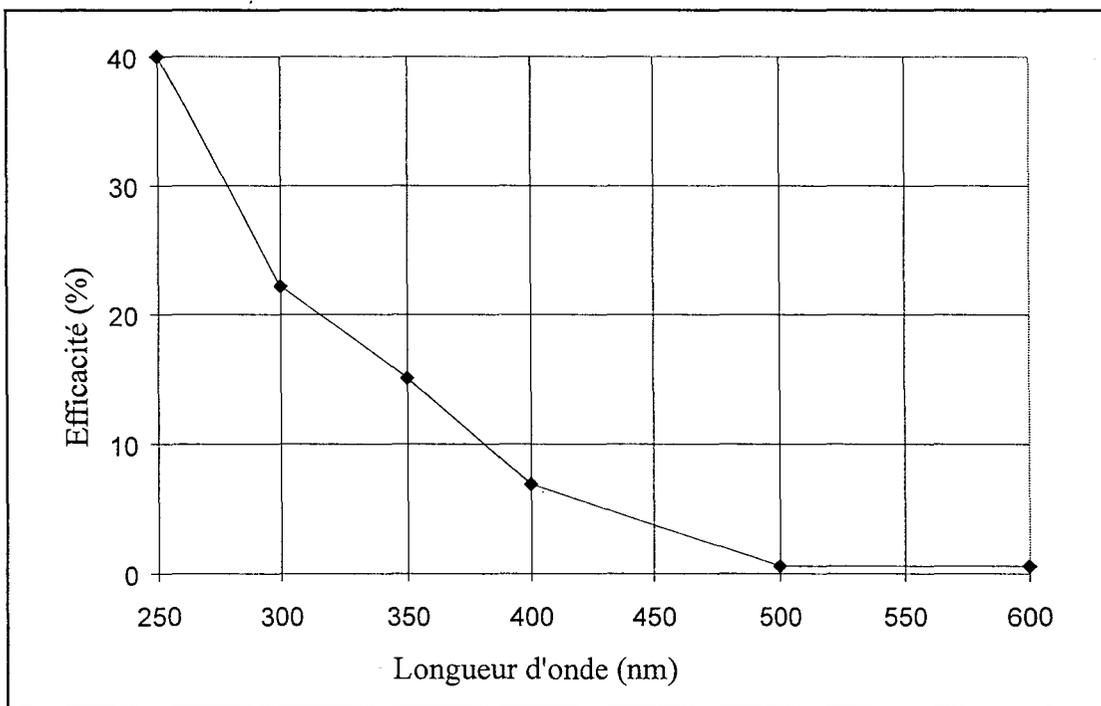


Figure II.24. : Efficacité du rayonnement en fonction de la longueur d'onde sur la réactivation des complexes SiH

Temps d'éclairement (min)	Résistance mesurée (Ω)	Dopage réactivé (cm^{-3})	Résistance calculée (Ω)
0	2325	$1,86 \cdot 10^{16}$	—
180	1852	$2,1 \cdot 10^{16}$	1895

L'ensemble de ces résultats nous permet de tracer l'évolution du dopage réactivé en fonction du temps d'exposition, représentée sur la figure II.23..

II.6.3. Efficacité du dosimètre

Il est maintenant possible de définir l'efficacité du rayonnement lumineux à détruire les complexes Si-H comme étant égale à :

$$\frac{[\text{SiH}]_{\text{avant éclairement}} - [\text{SiH}]_{\text{après éclairement}}}{[\text{SiH}]_{\text{avant éclairement}}}$$

Dans notre configuration, cette efficacité est aussi égale au rapport entre le dopage réactivé dans la zone éclairée et le dopage initial. Sachant que le dopage initial est de $3,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, nous calculons alors l'efficacité des six longueurs d'onde sur nos échantillons pour une durée d'exposition de trois heures :

Longueur d'onde (nm)	Dopage réactivé (cm^{-3})	Efficacité (%)
250	$1,4 \cdot 10^{18}$	40
300	$7,8 \cdot 10^{17}$	22,2
350	$5,3 \cdot 10^{17}$	15,1
400	$2,4 \cdot 10^{17}$	6,9
500	$2 \cdot 10^{16}$	0,6
600	$2,1 \cdot 10^{16}$	0,6

L'évolution de l'efficacité est représentée sur la figure II.24.. Nous avons ainsi quantifié l'effet important provoqué par un rayonnement lumineux. Comme nous l'avons présenté auparavant,

cet effet est d'autant plus important que l'énergie de celui-ci est grande donc que la longueur d'onde est faible.

CONCLUSION

Pour conclure ce chapitre, on peut rappeler les résultats les plus marquants qui ont été obtenus.

Tout d'abord, l'association des méthodes de caractérisation par spectroscopie infrarouge (en transmission et par réflexion spéculaire) et des méthodes de caractérisation électrique s'est avérée très riche en informations pour interpréter les effets liés à la réactivation des porteurs libres dans des couches de GaAs de type N hydrogéné, lors d'une exposition à un rayonnement lumineux. De façon plus précise, l'étude menée a permis de lever l'ambiguïté sur les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'éclairement.

Par ailleurs, les résultats obtenus nous ont ensuite guidés pour mettre au point un dispositif, appelé "dosimètre" qui permet la mesure quantitative de l'énergie d'un rayonnement U.V. De nombreux essais ont été nécessaires pour optimiser le fonctionnement du composant en fonction des applications envisagées, à savoir la mesure de l'énergie du rayonnement U.V. dans les cabines de photothérapie.

L'ensemble des travaux effectués en éclairage monochromatique sera mis à profit dans le chapitre suivant pour mesurer l'énergie des rayonnements UVA et UVB présents dans une minicabine U.V.

BIBLIOGRAPHIE

[1] : E.E. HALLER

"Isotope shifts in the ground state of shallow, hydrogenic centers in pure germanium"
Phys. Rev. Lett., 40, pp. 584, 1978

[2] : C.T. SAH, J.Y-C SUN, J.J-T TZOU

"Desactivation of the boron acceptor in silicon by hydrogen"
Appl. Phys. Lett., 43, pp.204, 1983

[3] : J.T. PANKOVE, D.E. CARLSON, J.E. BERKEYHEISER, R.O. WANCE

"Neutralization of shallow acceptor levels in silicon by atomic hydrogen"
Phys. Rev. Lett., 51, pp.2224, 1983

[4] : J. CHEVALLIER, W.C. DAUTREMONT-SMITH, C.W. TU, S.J. PEARTON

"Donor neutralisation in GaAs (Si) by atomic hydrogen"
Appl. Phys. Lett., 47 (4), pp. 108-110, 1985

[5] : N. N.G. CHING HING

"Réalisation de transistors à effet de champ par neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique et par déneutralisation localisée des complexes Si-H"
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et technologies de Lille, 1995

[6] : A. JALIL, J. CHEVALLIER, J.C. PESANT, R. MOSTAFAOUI, B. PAJOT, P. MURAWALA, R. AZOULAY

"Infrared spectroscopy evidence of silicon related hydrogen complexes in hydrogenated n-type GaAs doped with silicon"
Appl. Phys. Lett., 50 (8), pp. 439-441, 1987

[7] : A. JALIL

"Etude des interactions hydrogène- dopant dans l'arséniure de Gallium"
Thèse de l'Université de Paris VI, 1987

[8] : S.J. PEARTON, W.C. DAUTREMONT-SMITH, J. CHEVALLIER, C.W. TU, K.D. CUMMINGS

"Hydrogenation of shallow-donor levels in GaAs"
J. Appl. Phys., 59 (8), pp. 2821-2827, 1986

[9] : H.Y. CHO, E.K. MIN, S. MIN, K.J. CHANG, C. LEE

"Electric-field-enhanced dissociation of the hydrogen-Si complex in GaAs"
J. Appl. Phys., 68 (10), pp. 5077-5080, 1990

[10] : H.Y. CHO, S. MIN, K.J. CHANG, C. LEE

"Negatively charged state of atomic hydrogen in n-type GaAs"
Phys. Rev. B, 44 (24), pp. 13779-13782, 1991

-
- [11] : G. ROOS, N.M. JOHNSON, C. HERRING, J.S. HARRIS
"Thermal dissociation energy of the Si-H complex in n-type GaAs"
Appl. Phys. Lett., 59 (4), pp. 461-463, 1991
- [12] : S.J. PEARTON, C.R. ABERNATHY, J. LOPATA
"Thermal stability of dopant-hydrogen pairs in GaAs"
Appl. Phys. Lett., 59 (27), pp. 3571-3573, 1991
- [13] : R. RIZK, B. THEYS, J.C. PESANT, J. CHEVALLIER, M. AUCOUTURIER, B. PAJOT
"Deuterium effusion from crystalline n-type GaAs (Si)"
Phys. Rev. B, 47 (23), pp. 15523-15532, 1991
- [14] : S. MEZIERE
"Hydrogénation et neutralisation des donneurs dans les semiconducteurs de la filière GaAs. Evolution en fonction de la température, du champ électrique et du courant"
Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1997
- [15] : L. PAVESI, P. GIANNOZZI
"H passivation of Si impurities in GaAs"
Phys. Rev. B, 43 (3), pp. 2446-2449, 1991
- [16] : B. MACHAYEKHI
"Diffusion et états électroniques de l'hydrogène dans n-GaAs et n-AlGaAs"
Thèse de l'Université de Paris VI, 1994
- [17] : D. MATHIOT
"Modelling of hydrogen diffusion in n and p type silicon"
Phys. Rev. B, 40 (8), pp. 5867-5870, 1989
- [18] : R. RIZK, P. DE MIERRY, D. BALLUTAUD, M. AUCOUTURIER, D. MATHIOT
"On the modeling of hydrogen diffusion processes and complex formation in p-type crystalline silicon"
Physica B, 170, pp. 129, 1991
- [19] : R. RIZK, P. DE MIERRY, D. BALLUTAUD, M. AUCOUTURIER, D. MATHIOT
"Hydrogen diffusion and passivation processes in p- and n-type crystalline silicon"
Phys. Rev. B, 44, pp. 6141, 1991
- [20] : J. CHEVALLIER, B. MACHAYEKHI, C. GRATTEPAIN, R. RAHBI, B. THEYS
"Diffusion and electronic states of hydrogen in n-GaAs and n-AlGaAs"
Phys. Rev. B, 45 (15), pp. 8803-8806, 1992
- [21] : C. DEBIEMME-CHOUVY, D. BALLUTAUD, J.C. PESANT, C. SEVENAC, A. ETCHEBERRY
"Modification of GaAs surface stoichiometry and reactivity induced by a hydrogen plasma"
Appl. Surf. Sci., 65/66, pp. 643-646, 1993
-

[22] : G.R. ANTELL, A.T.R. BRIGGS, B.R. BUTLER, S.A. KITCHING, J.P. STAGG, A. CHEW, D.E. SYKES

"Passivation of zinc acceptors in InP by atomic hydrogen coming from arsine during metalorganic vapour phase epitaxy"

Appl. Phys. Lett., 53, 9, pp. 758-760, 1988

[23] : C. DEBIEMME-CHOUVY, D. BALLUTAUD, J.C. PESANT, A. ETCHEBERRY

"X-ray photoelectron spectroscopy study of GaAs surface exposed to a RF hydrogen plasma"

Appl. Phys. Lett., 62, 18, pp.2254-2255, 1993

[24] : S. MEZIERE

"Etude préliminaire à la réalisation de transistors à effet de champ hydrogénés performants"

D.E.A. d'Electronique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1992

[25] : E. CONSTANT, J. CHEVALLIER

"Réalisation de transistors à effet de champs de très hautes performances par neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique"

Rapport final relatif à la convention DRET n°90/116, 1994

[26] : E.G. BRAME Jr, J. G. GRASSELLI

"Infrared and Raman spectroscopy, Part C"

Ed. Dekker

[27] : N. DUPUY

"Chimiométrie en spectrométrie infrarouge"

Habilitation à Diriger des Recherches de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1997

[28] : B. PAJOT, R. C. NEWMAN, R. MURRAY, A. JALIL, J. CHEVALLIER, R. AZOULAY

"High-resolution infrared study of the neutralization of silicon donors in gallium arsenide"

Phys. Rev. B, 37 (8), pp.4188-4195, 1988

[29] : Y. ISHINO, H. ISHIDA

"FT-IR External Reflexion Spectroscopy at Brewster's angle"

Appl. Spec., 46, 3, p 504, 1992

[30] : W.N. HANSEN

"Expanded formulas for attenuated total reflection and the derivation of absorption rules for single and multiple ATR spectrometer cells"

Spectrochim. Acta, 21, p 815, 1965

[31] : N.M. JOHNSON, C. HERRING, C. G. VAN DE WALLE

"Inverted order of acceptor and donor levels of monoatomic hydrogen in Silicon"

Phys. Rev. Lett., 73, 1, pp. 130-133, 1994

[32] : R.A. MORROW

"Silicon donor-hydrogen complex in GaAs : A deep donor?"

J. Appl. Phys., 74 (10), pp. 6174-6177, 1993

[33] : N.M. JOHNSON, C. DOLAND, F. PONCE, J. WALKER, G. ANDERSON

"Hydrogen in crystalline semiconductors"

Sixth Trieste ICTP-IUAP Semiconductor Symposium

Stutzmann Chevallier Editors, pp. 3-20, 1990

[34] : H. MATHIEU

"Physique des semiconducteurs et des composants électroniques"

Ed. Masson, p.432, 1987

[35] : N. NG CHING HING, S. MEZIERE, I. VALIN, E. CONSTANT

"New processing methods for n-GaAs field effect transistors using neutralisation of shallow donors by hydrogen and dissociation process by UV light"

Elect. Lett. 31, p. 1391, 1995

CHAPITRE III
Applications des composants réalisés
à la minicabine U.V.

INTRODUCTION

Les deux types de microcapteurs présentés dans les chapitres précédents ont été développés pour mesurer la puissance et l'énergie émises par une source de rayonnement U.V.. Les performances de ces dispositifs ont été jusqu'alors évaluées de façon quantitative à partir de rayonnements monochromatiques.

Pour connaître leurs potentialités dans des applications telles que la photothérapie U.V. en dermatologie par exemple, il nous est paru intéressant de les tester dans un environnement polychromatique et a fortiori dans une cabine de photothérapie. Pour cela, une "minicabine U.V.", qui reconstitue les conditions expérimentales rencontrées dans les unités médicales a été mise à notre disposition.

Après avoir décrit le site instrumental utilisé, nous présentons les essais effectués dans le but d'évaluer avec nos capteurs la puissance et l'énergie des rayonnements UVA et/ou UVB dans la minicabine. Les résultats obtenus permettent d'envisager l'emploi de ces capteurs dans des sites de photothérapie U.V. pour aider les utilisateurs à contrôler l'évolution dans le temps de la puissance émise par les tubes et la présence indésirable d'un rayonnement UVB.

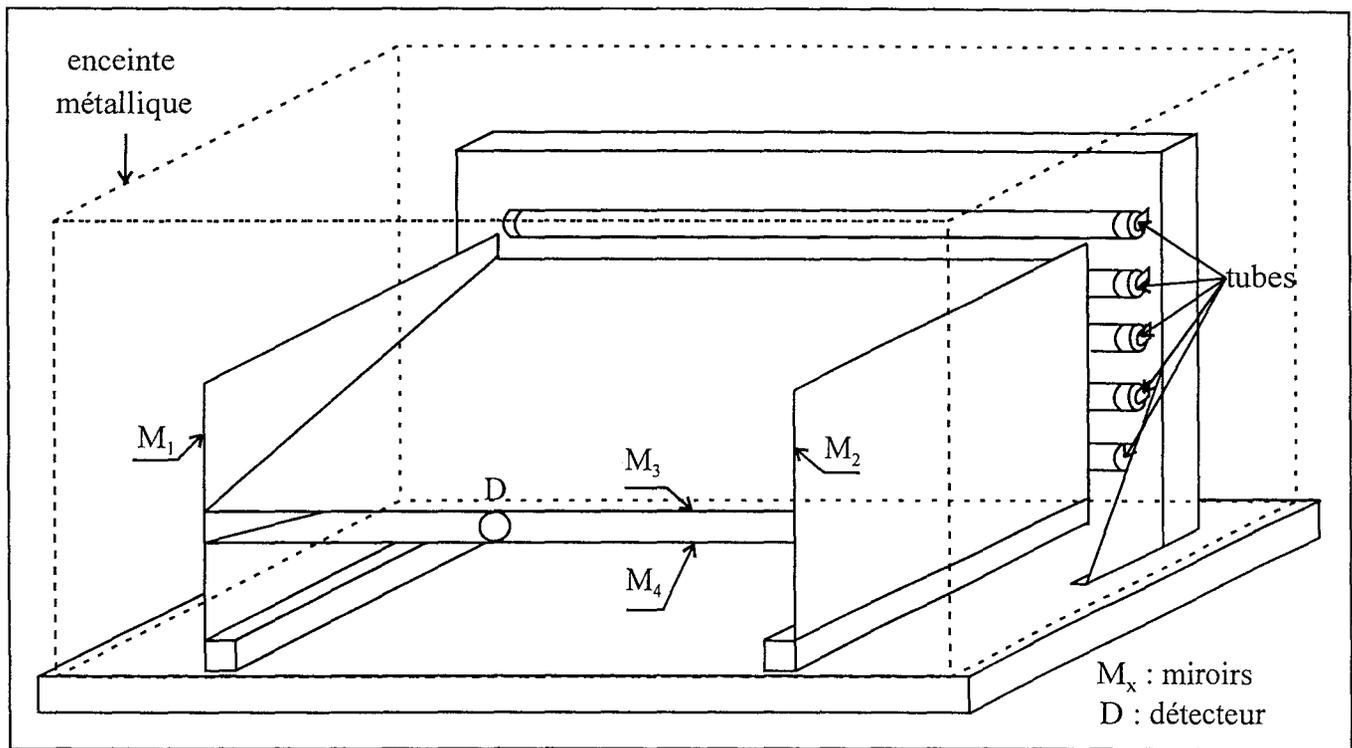


Figure III.1. : Représentation schématique de la mini-cabine U.V.

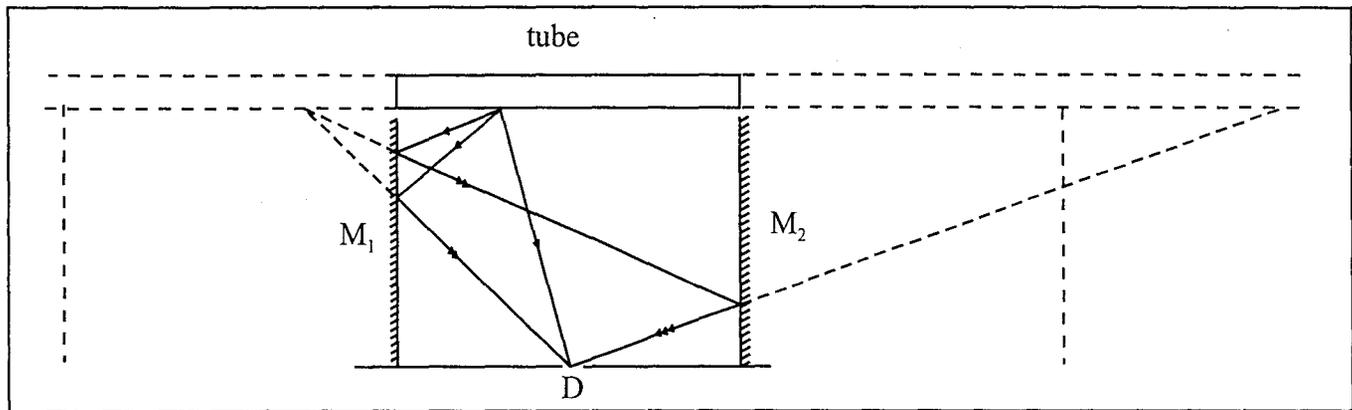


Figure III.2. : Chemins optiques engendrés par les miroirs M_1 et M_2

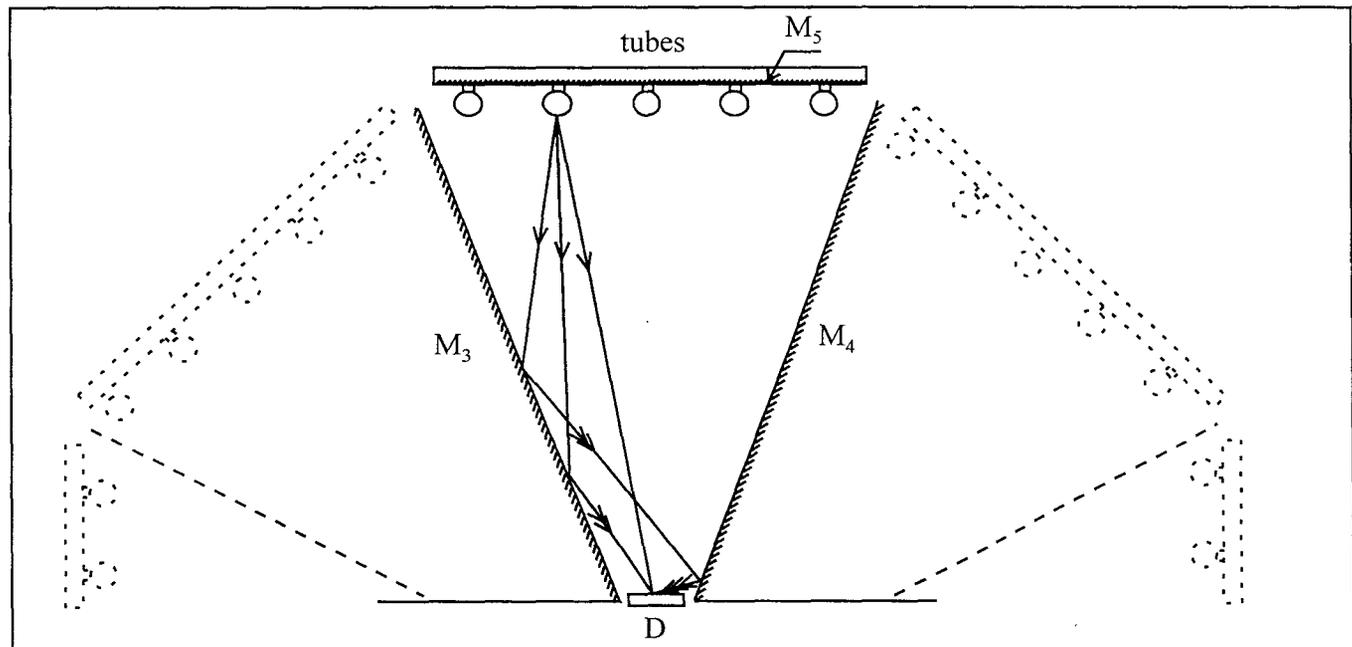


Figure III.3. : Chemins optiques engendrés par les miroirs M_3 , M_4 et M_5

III.1. LE SITE INSTRUMENTAL : LA MINICABINE U.V.

La minicabine de photothérapie utilisée pour les tests de nos capteurs a été conçue, à l'origine, dans le but de calibrer les radiomètres portables utilisés lors du contrôle des cabines de photothérapie dans un service de dermatologie. La réalisation de cette source lumineuse a été effectuée par le professeur J.L. Bocquet dans le laboratoire de métrologie des U.V. de l'E.U.D.I.L. (Ecole Universitaire d'Ingénieurs de Lille) selon un cahier des charges bien précis [1]. Tout en ayant des dimensions réduites, ses caractéristiques principales sont de reproduire fidèlement la distribution spatiale et le niveau de puissance lumineuse du rayonnement U.V. existant au centre d'une cabine standard de photothérapie.

III.1.1. Description succincte et fonctionnement

La minicabine, représentée schématiquement sur la figure III.1., a un encombrement de 75cmx45cmx45cm. C'est essentiellement une source lumineuse polychromatique constituée de cinq tubes de longueur 60 cm installés en fond de boîtier auxquels est associé un jeu de quatre miroirs M_1 , M_2 , M_3 et M_4 , en aluminium ayant un pouvoir réflecteur élevé dans le domaine de l'ultraviolet. L'ensemble permet de reconstituer la distribution spatiale de la puissance émise dans une cabine formée de 40 tubes de longueur 1,80 m habituellement utilisée en photothérapie U.V.. Le rayonnement U.V. est mesuré à l'avant de l'appareil au niveau d'un orifice pratiqué dans le panneau face aux tubes, où est placé le détecteur D.

Les miroirs verticaux M_1 et M_2 (figure III.2.) donnent l'image d'un tube de longueur quasiment infinie à partir d'un tube de 60 cm de long, ce qui représente longitudinalement un champ angulaire supérieur à 150° identique à celui fixé au centre d'une cabine. Le détecteur D reçoit du tube des rayons directs, réfléchis une fois ou réfléchis deux fois. C'est à ce niveau que seront placés verticalement nos échantillons.

Les miroirs transversaux inclinés M_3 et M_4 donnent de la rampe de cinq tubes des images disposées en octogone régulier réalisant ainsi l'illusion de 20 tubes émetteurs (figure III.3.). Enfin, la rampe est également munie d'un miroir M_5 utile lorsque les tubes n'ont pas de réflecteur interne. De cette façon, la cabine fictive de 40 tubes a été reconstituée. De plus, une

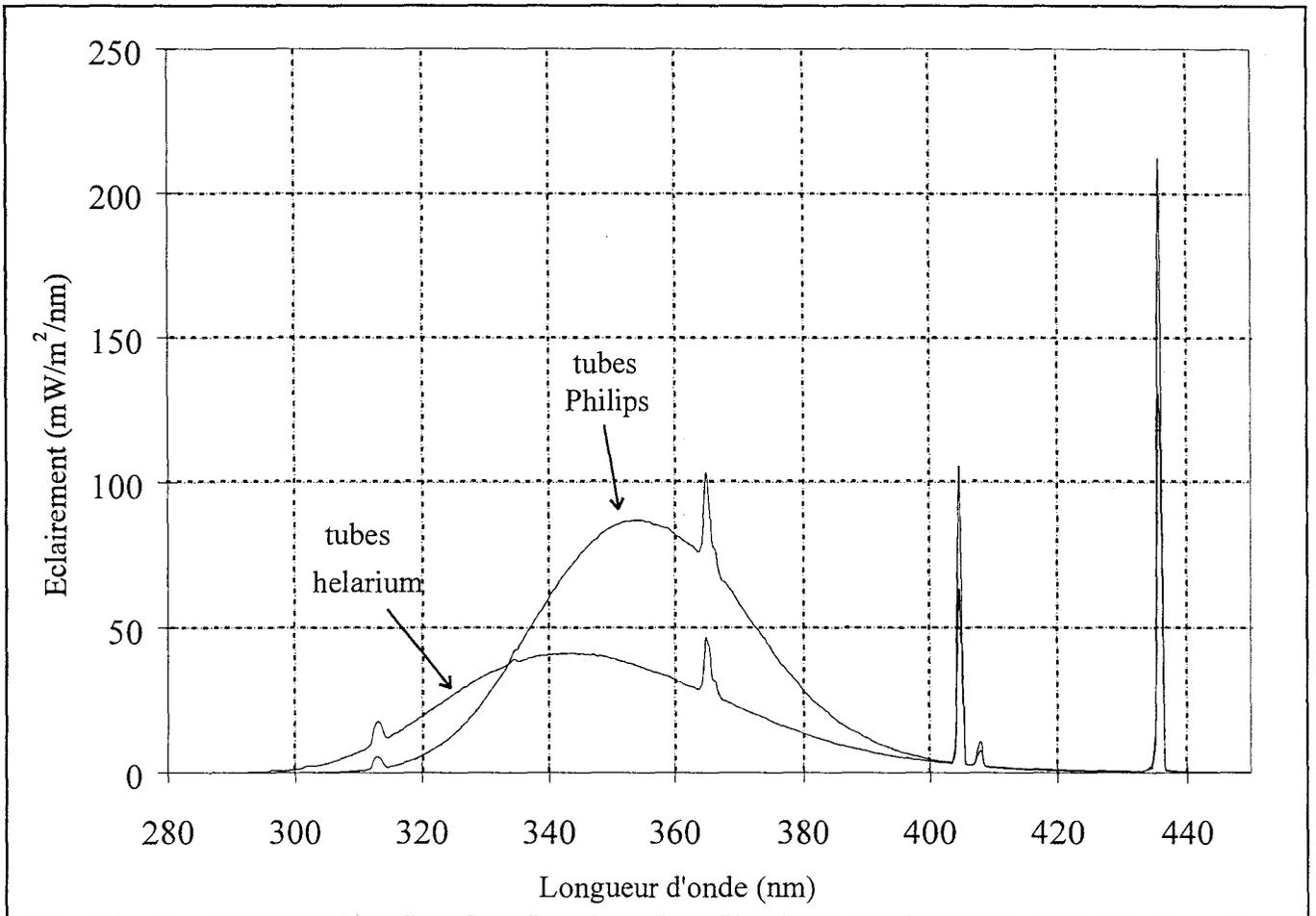


Figure III.4. : Comparaison des spectres d'émission des tubes helarium et Philips sans filtre

ventilation forcée, installée à l'arrière de l'appareil, assure le refroidissement de l'ensemble tubes-miroirs.

III.1.2. Caractéristiques énergétiques et spectrales de la minicabine

Le domaine spectral de l'ultraviolet peut être décomposé en trois zones :

- les UVA de longueur d'onde comprise entre 320 et 380 nm
- les UVB de longueur d'onde comprise entre 280 et 320 nm
- les UVC de longueur d'onde comprise entre 190 et 280 nm.

L'utilisation thérapeutique des rayonnements ultraviolets se limite à la seule zone des UVA, c'est-à-dire à celle du rayonnement le moins énergétique. Les rayonnements UVB et UVC sont quant à eux extrêmement nocifs pour les applications relevant du génie biologique et médical [2-7].

Les problèmes rencontrés sur les sites cliniques sont donc le contrôle de la puissance et de la gamme spectrale du rayonnement U.V. des cabines de photothérapie.

Pour mener avec intérêt les tests d'évaluation des performances de nos capteurs sur le site instrumental de la minicabine, nous disposons de deux types de sources lumineuses qui émettent des rayonnements de puissance et de caractéristiques spectrales différentes. L'utilisation de ces deux sources est complémentaire pour différencier les effets liés à la puissance lumineuse de ceux liés à la gamme spectrale du rayonnement.

La première est constituée de tubes Philips TL09 et la seconde de tubes Héliarium, chaque tube ayant une puissance de 40 W. Les spectres de ces deux sources ont été mesurés de façon très précise à partir d'un spectroradiomètre U.V. conçu, mis au point et étalonné de 280 à 450 nm au cours de campagnes de mesures européennes par le laboratoire de métrologie des U.V., dirigé par le Professeur J.L. Bocquet. Ils sont représentés sur la figure III.4. et mettent en évidence les caractéristiques énergétiques et spectrales suivantes :

- les tubes héliarium émettent un rayonnement U.V. ayant un éclairement intégré de 2460 mW/m^2 entre 280 et 450 nm. Le spectre correspondant est centré sur la longueur d'onde 343 nm et l'ensemble du rayonnement couvre les deux zones spectrales UVB et UVA

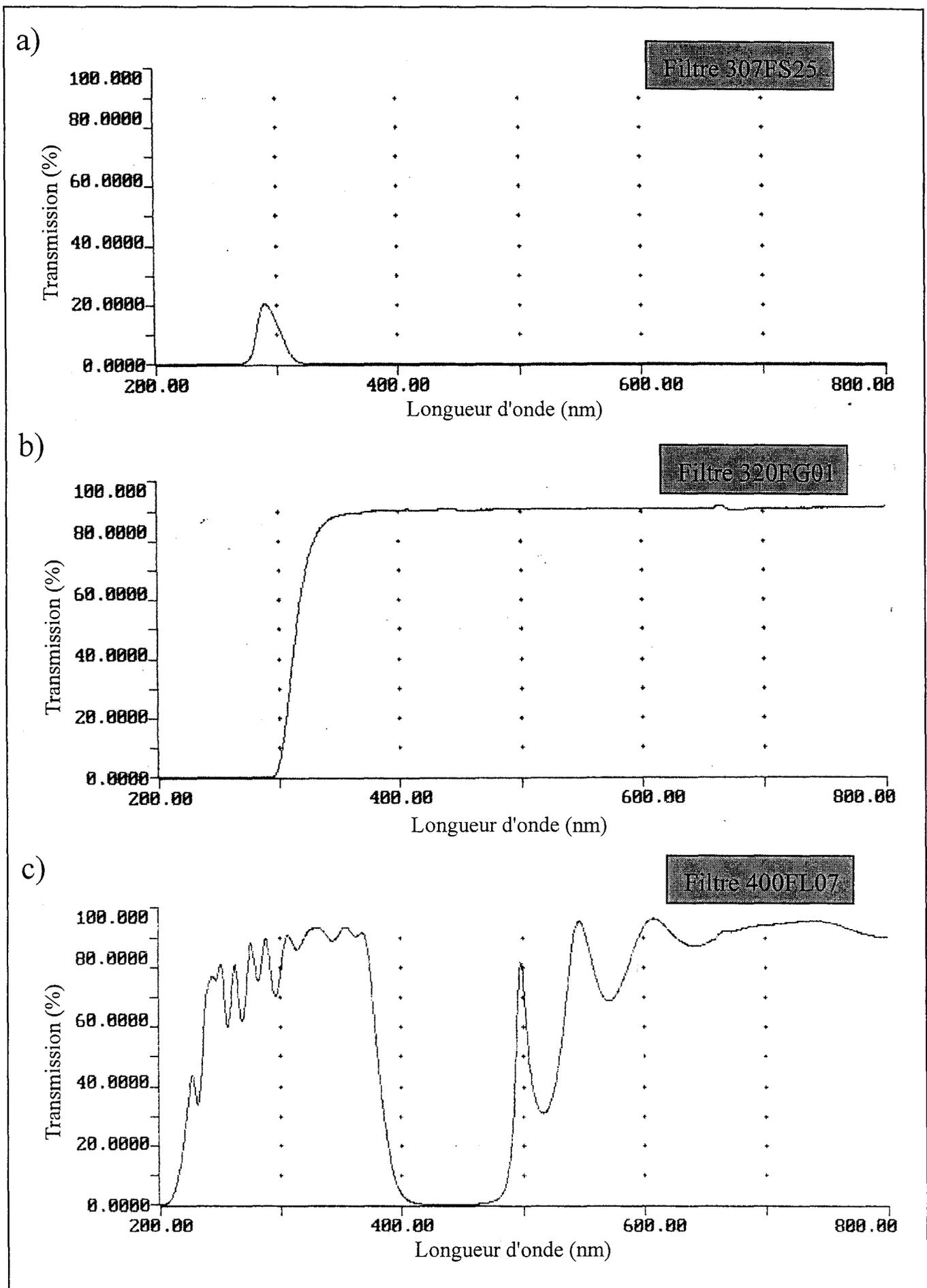


Figure III.5. : Spectres de transmission enregistrés à l'aide d'un spectromètre U.V. - visible "VARIAN - Cary 1" des différents filtres utilisés

- les tubes Philips émettent un rayonnement U.V. ayant un éclairage intégré de 3980 mW/m² entre 280 et 450 nm. Le spectre correspondant présente un maximum vers 350 nm et est constitué en première approximation que de rayonnement UVA
- les deux sources lumineuses n'émettent aucun rayonnement ultraviolet correspondant à la zone des UVC.

Les puissances lumineuses par unité de surface calculées à partir des spectres de la figure III.4. dans les deux zones spectrales caractéristiques des UVA et UVB et reportées dans le tableau III.1., mettent bien en évidence les différences des caractéristiques des rayonnements émis par les deux types de tubes.

mW/m ²	280-320 nm	320-380 nm	280-450 nm
Tube Héliarium	181	1894	2460
Tube Philips	33	3358	3980

Tableau III.1. : Répartition dans les zones spectrales d'intérêt de la puissance lumineuse par unité de surface

Ces deux types de sources polychromatiques utilisés dans la minicabine U.V. vont donc permettre moyennant certaines précautions de comparer les réponses des détecteurs et des dosimètres dans les zones spectrales UVA et/ou UVB.

Tout d'abord, il est nécessaire d'isoler pour chaque type de tubes les zones spectrales du rayonnement UVA et celles du rayonnement UVB. L'une ou l'autre des bandes spectrales a été sélectionnée à l'aide de filtres, placés devant le dosimètre.

La zone spectrale correspondant aux seuls UVB a été isolée en utilisant un filtre passe-bande 307FS25 caractérisé par une longueur d'onde centrale de 307 nm et une bande passante d'environ 20 nm. Ce filtre, fabriqué par *Andover Corporation* et commercialisé par *Oriel*, a été choisi malgré sa faible transmission illustrée sur la figure III.5.a, car son domaine spectral d'utilisation permet de sélectionner de façon satisfaisante la contribution du rayonnement UVB des spectres d'émission des deux types de tubes de la minicabine.

Pour isoler la zone spectrale plus étendue et caractéristique des UVA, il a été nécessaire d'associer deux filtres : un filtre passe-haut 320FG01 de longueur d'onde de coupure égale à 320 nm et un filtre passe-bas 400FL07, également fabriqués par *Andover Corporation* et

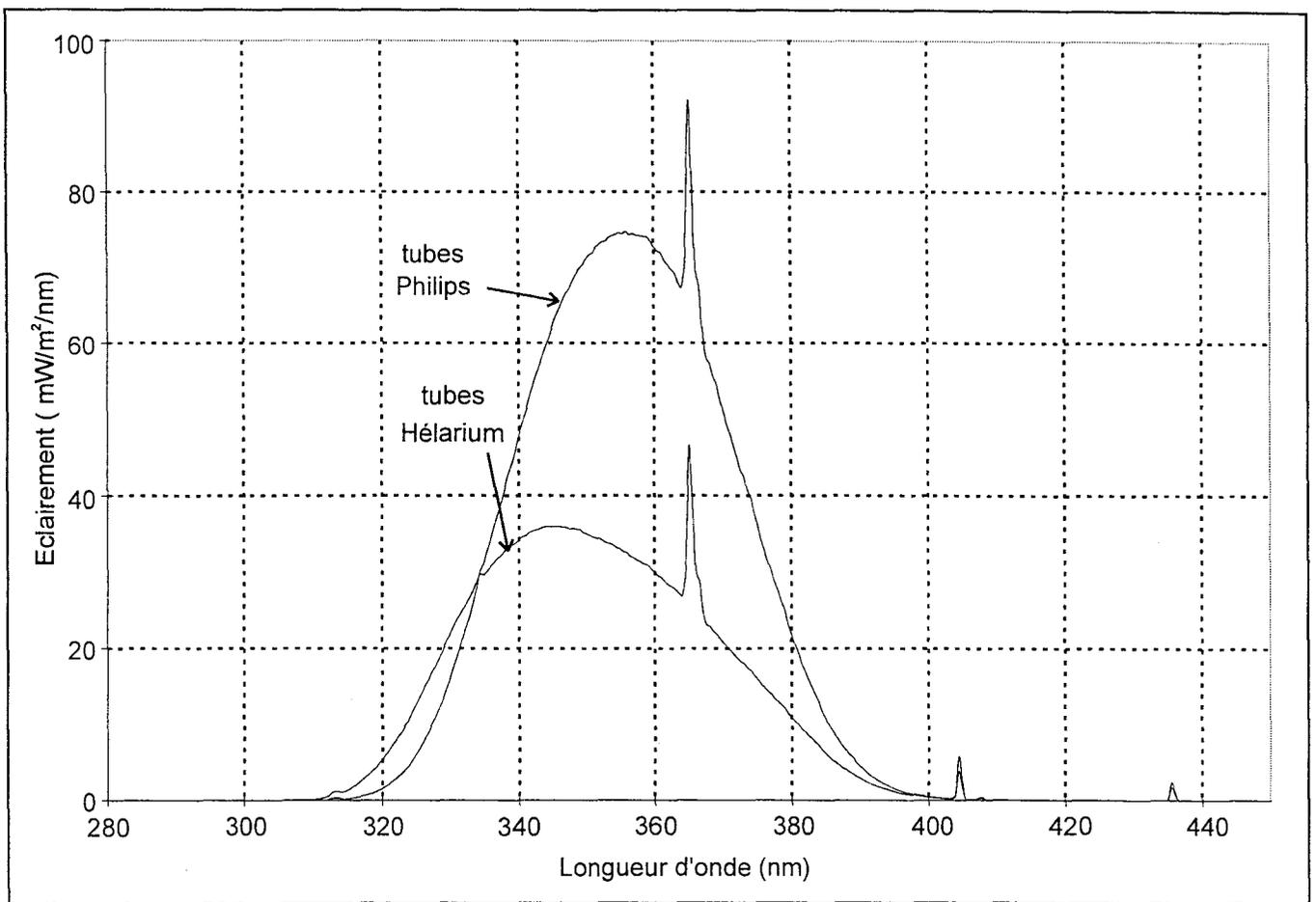


Figure III.6.a. : Comparaison des spectres d'émission des tubes héliarium et Philips avec filtre UVA

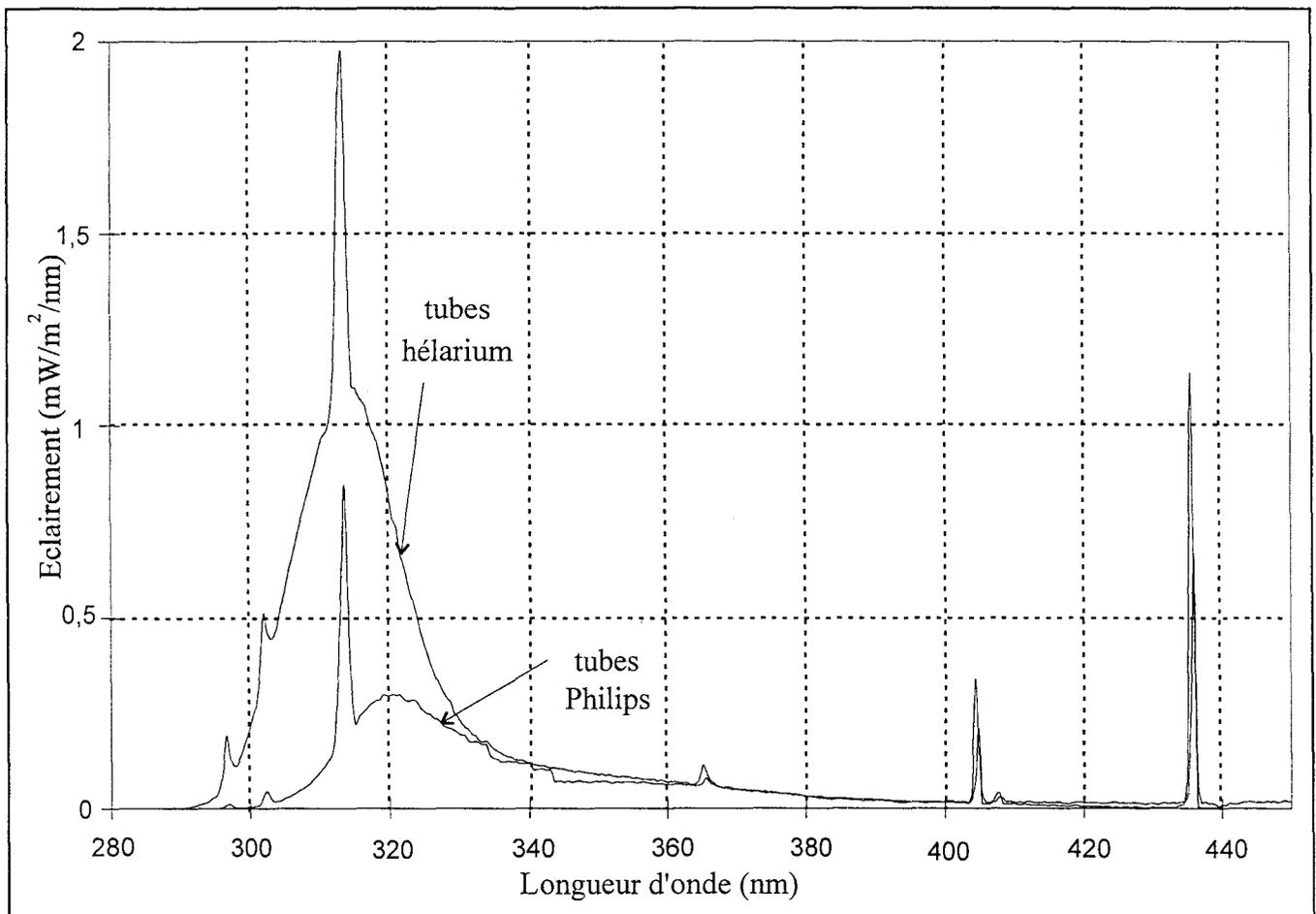


Figure III.6.b. : Comparaison des spectres d'émission des tubes héliarium et Philips avec filtre UVB

commercialisés par *Oriel*, dont les spectres de transmission sont représentés sur les figures III.5.b. et III.5.c.. On peut noter que le filtre 400FL07 présente une transmission importante pour des longueurs d'onde supérieures à 490 nm. Cette caractéristique sera prise en compte pour nos mesures de puissance avec les photoconducteurs en utilisant un filtre supplémentaire GG395, filtre passe-haut de longueur d'onde de coupure égale à 395 nm et de transmission voisine de 100%. Ce filtre permet d'isoler la partie visible évoquée ci-dessus et donc de connaître la contribution de cette bande spectrale en terme de photocourant. Par contre, les performances des dosimètres présentées dans le chapitre II ont montré qu'ils étaient insensibles aux rayonnements de longueur d'onde supérieure à 400 nm. Aucune précaution n'est donc nécessaire pour les mesures d'énergie.

Pour simplifier l'écriture, on notera dans la suite "filtre UVA" le filtre résultant de l'association des filtres 320FG01 et 400FL07 et "filtre UVB" le filtre 307FS25.

Contrairement au filtre UVB, bien qu'il y ait association de deux filtres, le filtre UVA réalisé n'absorbe que 10% de la puissance lumineuse émise par la source lumineuse.

Les spectres d'émission des tubes hélarium et Philips associés aux filtres UVA et UVB mesurés à l'aide du spectroradiomètre sont illustrés par les figures III.6.a. et III.6.b.. Le tableau III.2. présente les nouvelles valeurs des puissances lumineuses par unité de surface dans la gamme spectrale 280-450 nm.

mW/m ²	sans filtre	filtre UVA	filtre UVB
Tube hélarium	2460	1644	30
Tube Philips	3980	2912	10

Tableau III.2. : Puissances lumineuses par unité de surface mesurées entre 280 et 450 nm pour les deux types de tubes sans filtre et avec filtres UVA et UVB

La comparaison de ces mesures avec celles reportées dans le tableau III.1. confirme l'absorption importante du filtre UVB évoquée plus tôt.

Notons aussi la contribution non négligeable sur la puissance lumineuse totale de celles des deux bandes étroites situées respectivement à 405 et 435 nm lorsque les tubes sont utilisés sans filtre.

mW/m ²	405 nm	435 nm
Tube hélarium	107	218
Tube Philips	172	343

Tableau III.3. : Evaluation de la puissance lumineuse des raies situées dans la bande spectrale supérieure à 400 nm

Les valeurs reportées dans le tableau III.3. montre que, dans ce cas, ces raies contribuent à 13% de la puissance lumineuse totale mesurée entre 280 et 450 nm. Par contre, lorsque les filtres UVA et UVB sont utilisés, cette contribution est négligeable.

III.2. MESURE DE LA PUISSANCE LUMINEUSE DANS LA MINICABINE U.V.

Fort des résultats acquis dans le premier chapitre, nous allons tester le photoconducteur optimisé sur le site expérimental. Rappelons rapidement qu'il est constitué d'une couche active de dopage 10^{17} cm^{-3} d'épaisseur 1000 Å. Sa surface photosensible est de dimension $10 \mu\text{m} * 100 \mu\text{m}$.

Les résultats présentés sont obtenus pour une polarisation de la structure de 2 V, valeur justifiée par les études préliminaires présentées dans le premier chapitre. Sous cette polarisation, le courant d'obscurité du photoconducteur est de $120 \mu\text{A}$. Par ailleurs, la contribution du rayonnement supérieur à 400 nm a été éliminée en utilisant le filtre GG395 mentionné précédemment pour les éclairagements associés au filtre UVA.

Nous présentons dans le tableau III.4. les résultats en termes de photocourant et de coefficient de réponse statique pour les mesures effectuées avec les deux types de tubes, sans filtre, avec filtre UVA et avec filtre UVB.

	sans filtre	filtre UVA	filtre UVB
Tubes Héliarium			
photocourant	1,28 mA	790 μ A	215 μ A
puissance lumineuse sur le détecteur	2,46 nW	1,64 nW	30 pW
Coefficient de réponse statique	$5,2 \cdot 10^5$ A/W	$4,8 \cdot 10^5$ A/W	$7,25 \cdot 10^6$ A/W
Tubes Philips			
photocourant	2,3 mA	615 μ A	128 μ A
puissance lumineuse sur le détecteur	3,98 nW	2,91 nW	10 pW
Coefficient de réponse statique	$5,8 \cdot 10^5$ A/W	$2,1 \cdot 10^5$ A/W	$1,28 \cdot 10^7$ A/W

Tableau III.4. : Résultats obtenus avec le photodétecteur optimisé

Les premières estimations des coefficients de réponse statique sont effectuées pour un éclairage avec les deux types de tubes sans filtre. Les résultats obtenus, présentés dans le tableau III.4., sont respectivement de $5,2 \cdot 10^5$ A/W pour une puissance lumineuse de 2,46 nW sur le détecteur pour les tubes helarium et de $5,8 \cdot 10^5$ A/W pour une puissance lumineuse de 3,98 nW sur le détecteur pour les tubes Philips. Si nous comparons ces valeurs obtenues en éclairage polychromatique à celles présentées dans le premier chapitre en éclairage monochromatique, ces dernières sont voisines de $2 \cdot 10^5$ A/W, aux puissances considérées, quelle que soit la longueur d'onde de référence entre 250 et 400 nm. Cette différence peut aisément être attribuée à la contribution des longueurs d'onde supérieures à 450 nm. En effet, dans le début de ce chapitre, nous avons précisé que le spectroradiomètre utilisé était étalonné entre 280 et 450 nm. De ce fait, nous n'avons pas la possibilité de quantifier la puissance lumineuse relative aux longueurs d'onde supérieures à 450 nm qui contribuent de façon non négligeable au photocourant. Ce résultat montre donc la nécessité d'utiliser des filtres sélectifs pour isoler les gammes spectrales d'intérêt.

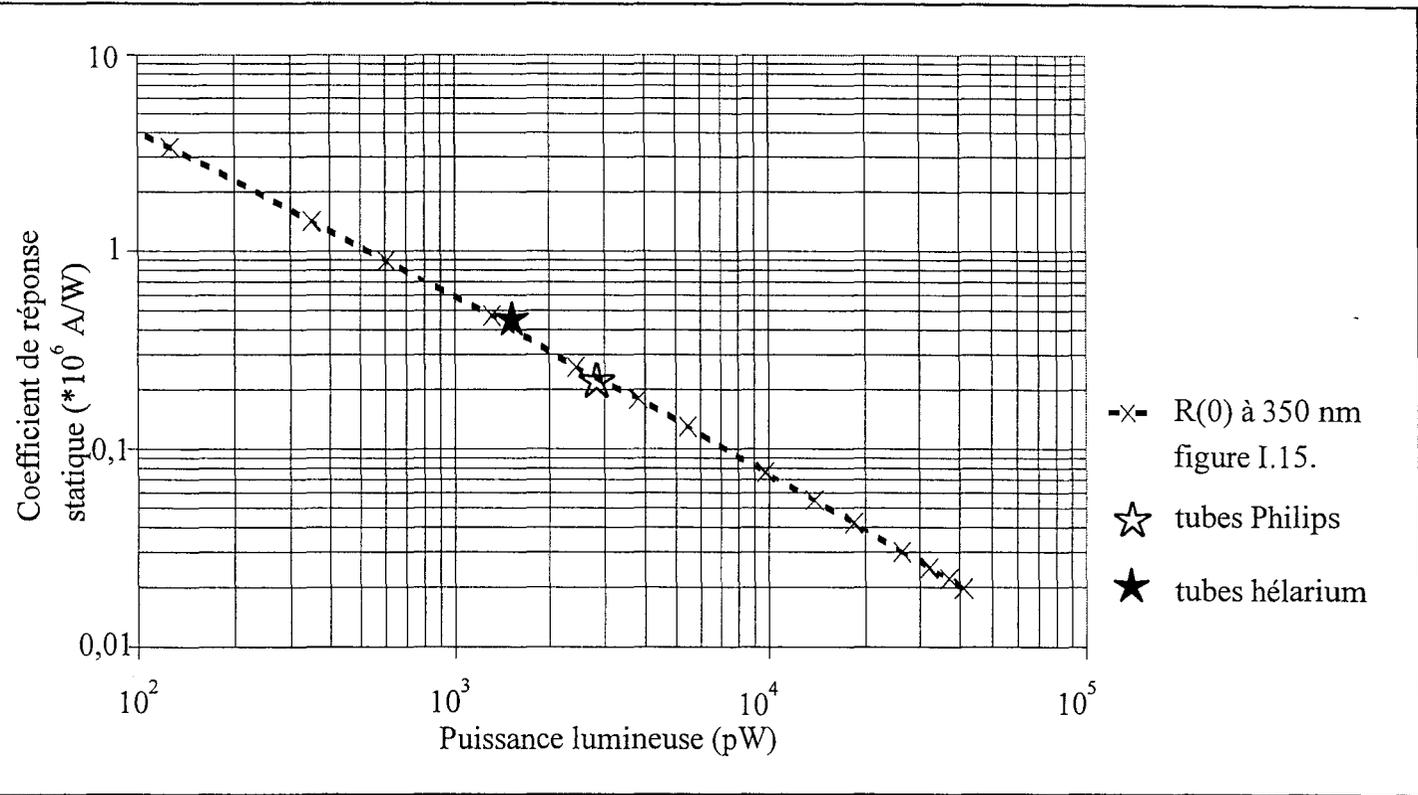


Figure III.7.a. : Comparaison des mesures de coefficient de réponse statique obtenues en éclairage monochromatique à 350 nm avec celles effectuées à partir de la minicabine munie du filtre UVA

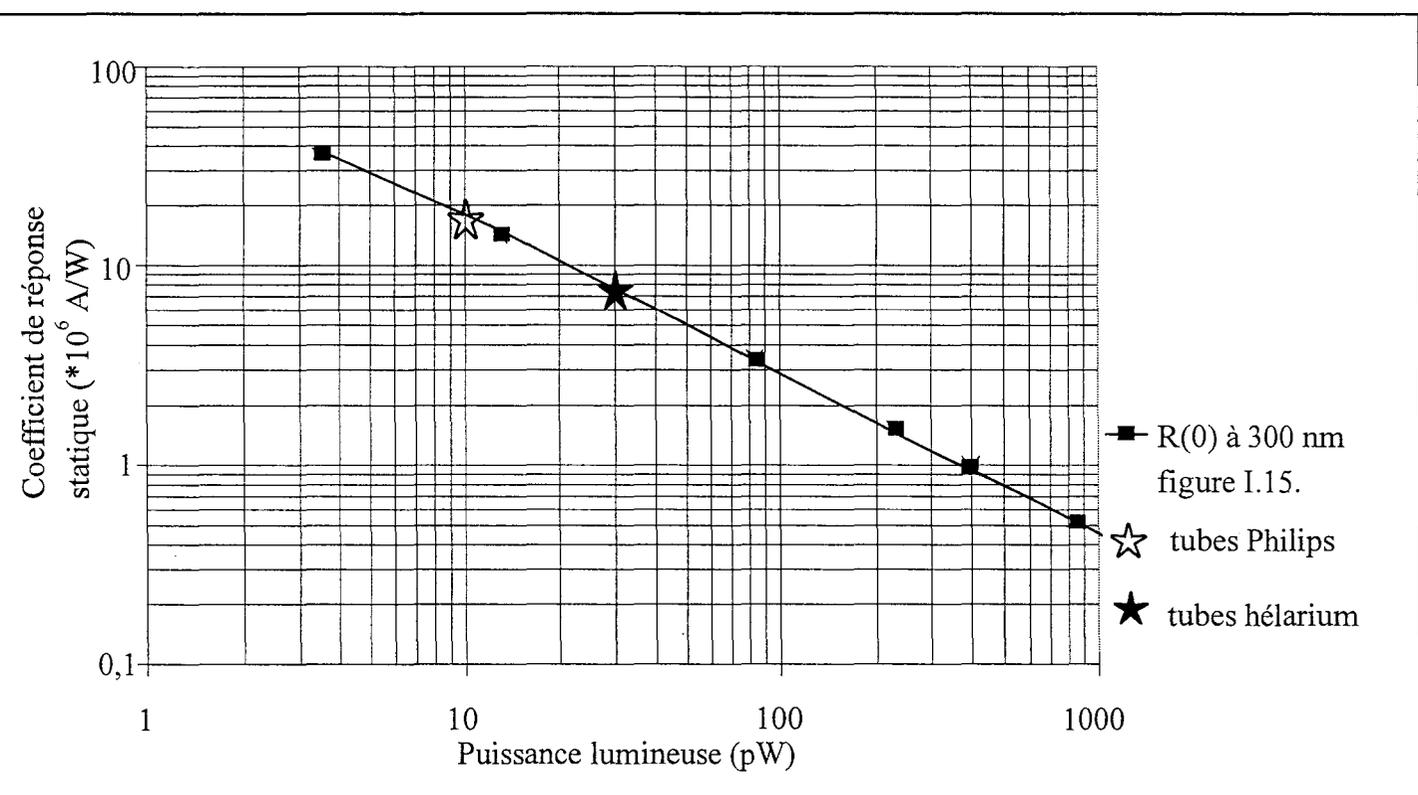


Figure III.7.b. : Comparaison des mesures de coefficient de réponse statique obtenues en éclairage monochromatique à 300 nm avec celles effectuées à partir de la minicabine munie du filtre UVB

Les valeurs de coefficient de réponse statique obtenues avec un éclairage muni de filtres UVA ou UVB sont conformes aux valeurs attendues, à savoir entre 10^5 et 10^7 A/W, compte tenu des puissances incidentes sur le photoconducteur. Une validation plus précise des résultats obtenus à partir de l'éclairage polychromatique UVA ou UVB de la minicabine a été menée en les comparant aux valeurs de coefficient de réponse statique résultant de l'éclairage monochromatique et obtenues pour une même puissance incidente sur le photoconducteur. Pour faciliter la comparaison, nous avons reporté sur les figures III.7.a. et III.7.b. uniquement les courbes illustrant les coefficients de réponse statique en fonction de la puissance lumineuse obtenues pour les longueurs d'onde 350 nm et 300 nm (figure I.15.). Ces deux longueurs d'onde ont été choisies car elles correspondent approximativement aux longueurs d'onde centrales des zones spectrales UVA et UVB. Le positionnement par rapport aux courbes de nos mesures effectuées avec les photoconducteurs sur le site instrumental qu'est la minicabine U.V. atteste de la bonne adaptation du capteur pour l'application envisagée. Par ailleurs, le bon accord des coefficients de réponse statique obtenu en éclairage monochromatique et en éclairage polychromatique permet d'envisager une utilisation possible des courbes obtenues au chapitre I comme courbes d'étalonnage des photoconducteurs pour mesurer les puissances lumineuses sur un site expérimental de photothérapie à condition toutefois d'isoler correctement les zones spectrales UVA et UVB des spectres d'émission des tubes utilisés.

III.3. MESURE DE L'ENERGIE DISPONIBLE DANS LA MINICABINE U.V.

III.3.1. Description du dosimètre

Les différents essais réalisés sous un éclairage monochromatique dans le deuxième chapitre ont permis d'optimiser la structure du dosimètre et les différentes étapes de son processus de fabrication et de sa mise en boîtier B.M.H.. Ainsi, les résultats présentés dans cette partie sont obtenus en utilisant les acquis de cette optimisation, à savoir une couche d'épaisseur 3000 Å, de dopage initial $3,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, de surface photosensible $50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. Ce dosimètre a pour résistance initiale 21Ω et est hydrogéné dans les conditions suivantes :

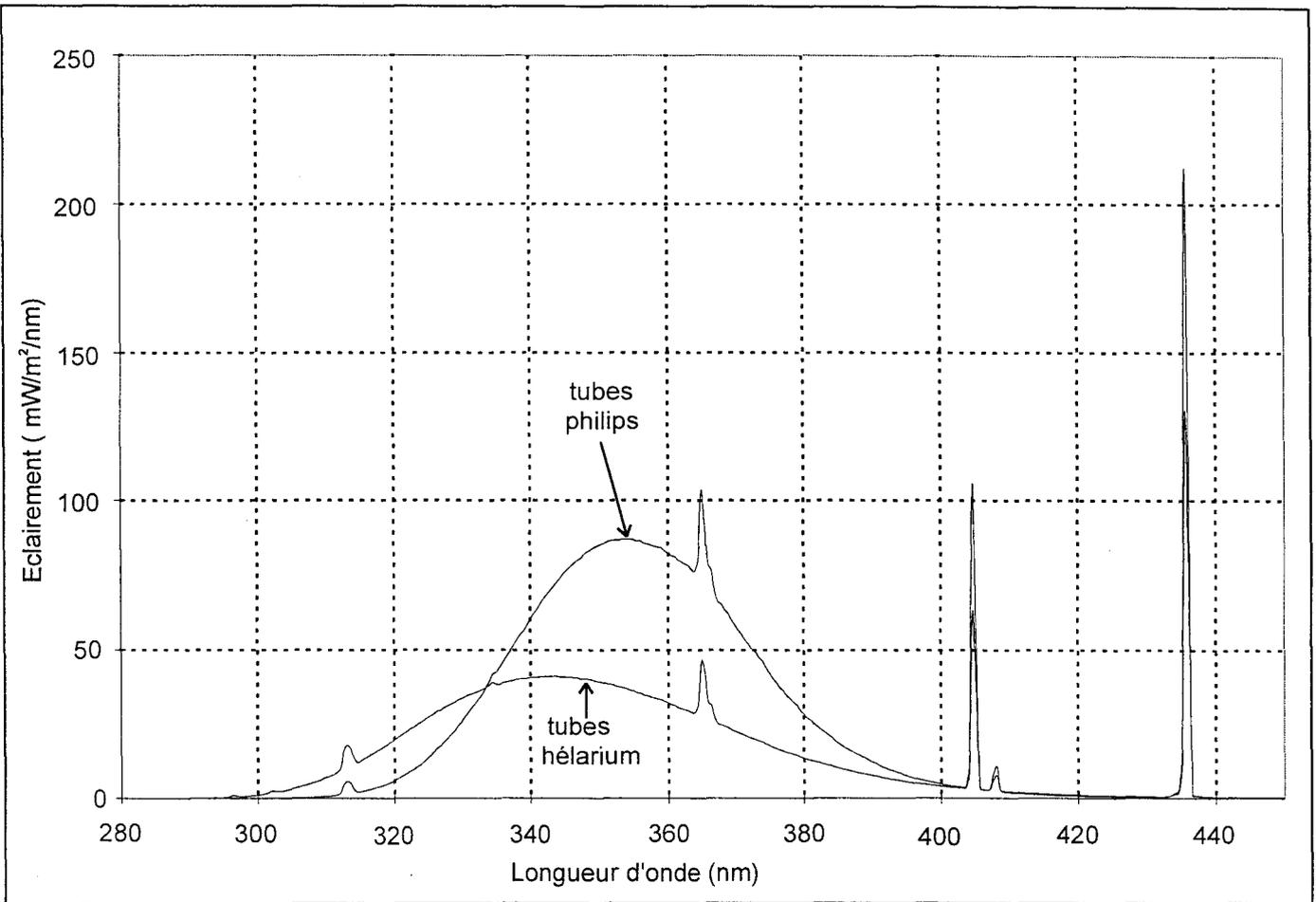


Figure III.8.a : Comparaison des spectres d'émission des tubes hélarium et Philips sans filtre

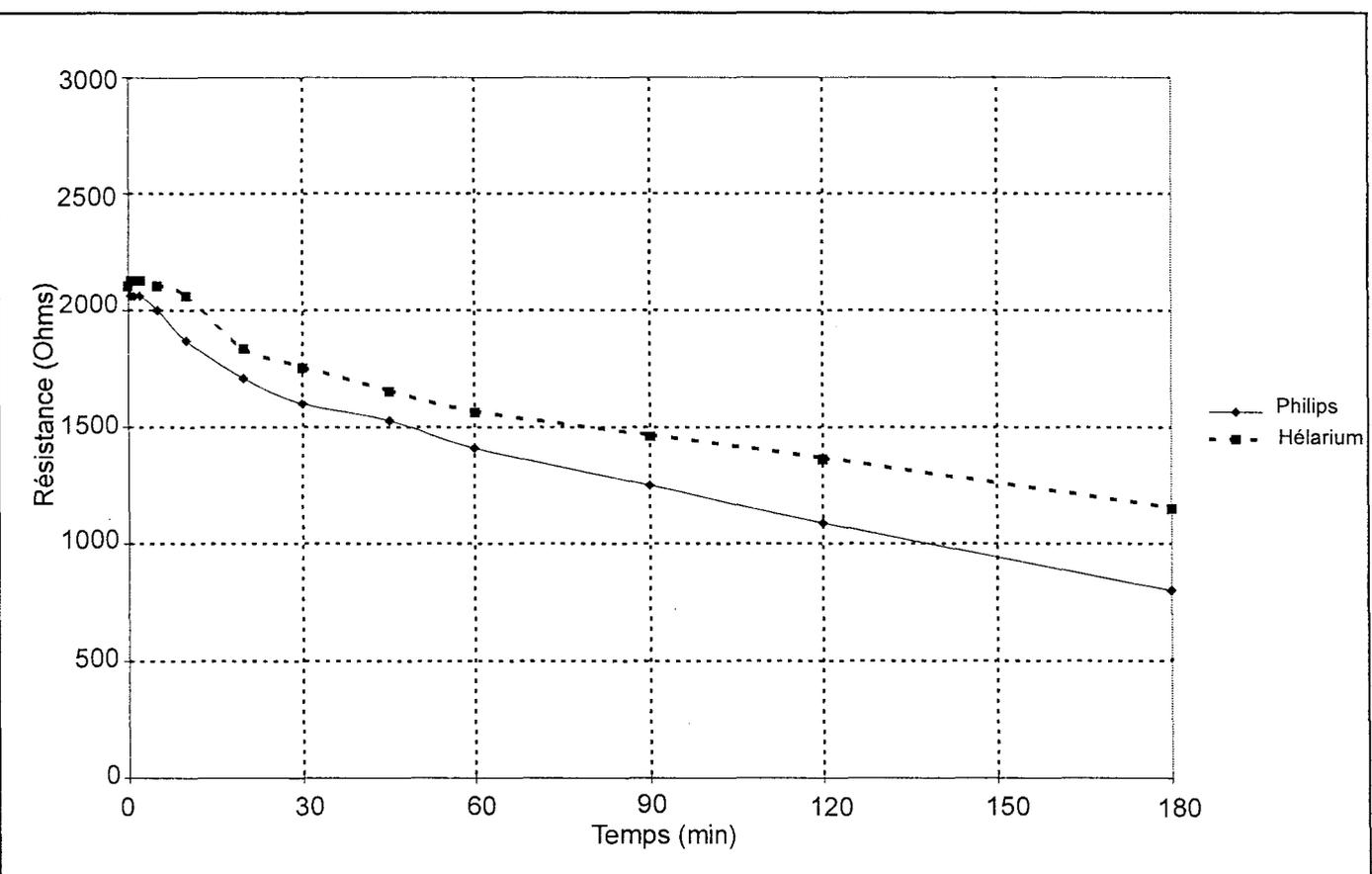


Figure III.8.b : Comparaison de l'évolution temporelle de la résistance électrique de deux échantillons éclairés par les tubes Philips et Hélarium sans filtre

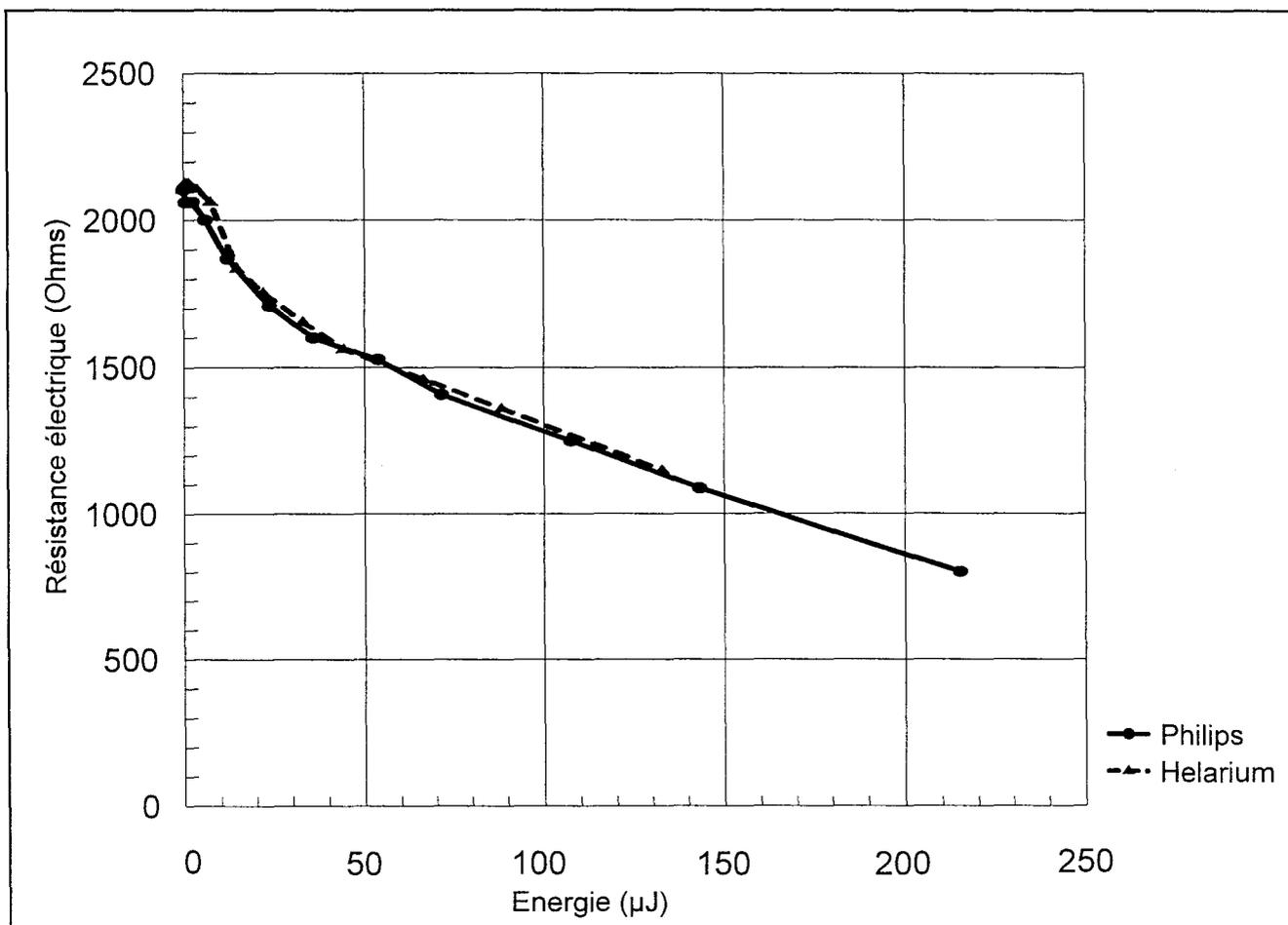


Figure III.9. : Evolution de la résistance électrique du dosimètre exposé à l'éclairement des tubes Philips et helarium sans filtre en fonction de la dose d'énergie reçue par sa surface sensible

- puissance du plasma : 3 W
- température du plasma : 190°C
- pression d'hydrogène dans l'enceinte où est effectué le plasma : 1 mbar
- durée du plasma : 6 heures.

La résistance électrique de l'échantillon après plasma d'hydrogène est comprise entre 2000 et 2500 Ω . Les différents résultats de résistance électrique présentés dans ce chapitre sont obtenus en polarisant le dosimètre sous une tension de 2 Volts.

III.3.2. Influence de la puissance lumineuse et de la gamme spectrale

Cette étude a été effectuée en utilisant les tubes Philips et helarium sans sélectionner de zone spectrale particulière. Pour mémoire, les spectres d'émission de ces tubes sont reportés figure III.8.a.. Comme nous l'avons déjà signalé, ils se différencient à la fois par leurs caractéristiques spectrales et la différence significative du niveau de leur puissance émise par unité de surface.

Les énergies des rayonnements mis en jeu dans la minicabine en utilisant successivement les deux types de tubes ont été observées à l'aide des dosimètres. La figure III.8.b. représente l'évolution de la résistance électrique des deux dosimètres, en fonction du temps d'exposition aux rayonnements. On constate, en premier lieu, quel que soit le type de tube utilisé, une décroissance de la résistance électrique des capteurs, en accord avec les résultats présentés dans le chapitre II. Il apparaît cependant une nette différence entre les pentes des deux courbes qu'il est difficile d'attribuer sans ambiguïté soit aux différences de niveau de puissance soit aux différences de caractéristiques spectrales, étant données les caractéristiques des spectres d'émission analysés.

Pour compléter cette étude, comme nous avons des résistances pratiquement identiques à l'origine, nous pouvons calculer, pour les deux types de sources, à partir du temps d'exposition et de la puissance lumineuse mesurée, les doses d'énergies reçues par le dosimètre pour atteindre une valeur de résistance donnée. Cette évaluation permet d'établir la courbe d'étalonnage de l'évolution de la résistance électrique du dosimètre de résistance initiale 2100 Ω en fonction de l'énergie incidente sur sa surface photosensible, représentée sur la

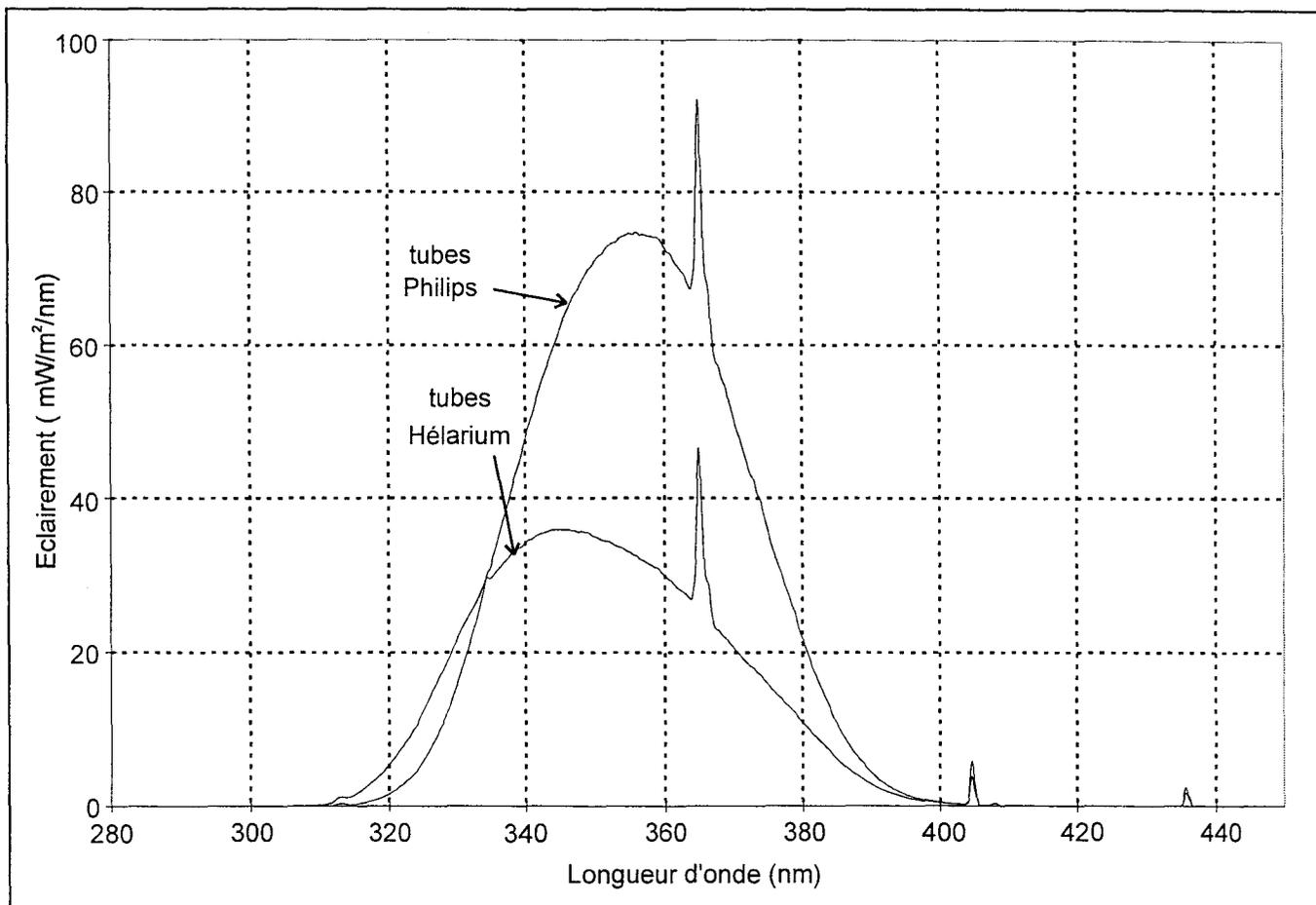


Figure III.10.a. : Comparaison des spectres d'émission des tubes hélarium et Philips avec filtre UVA

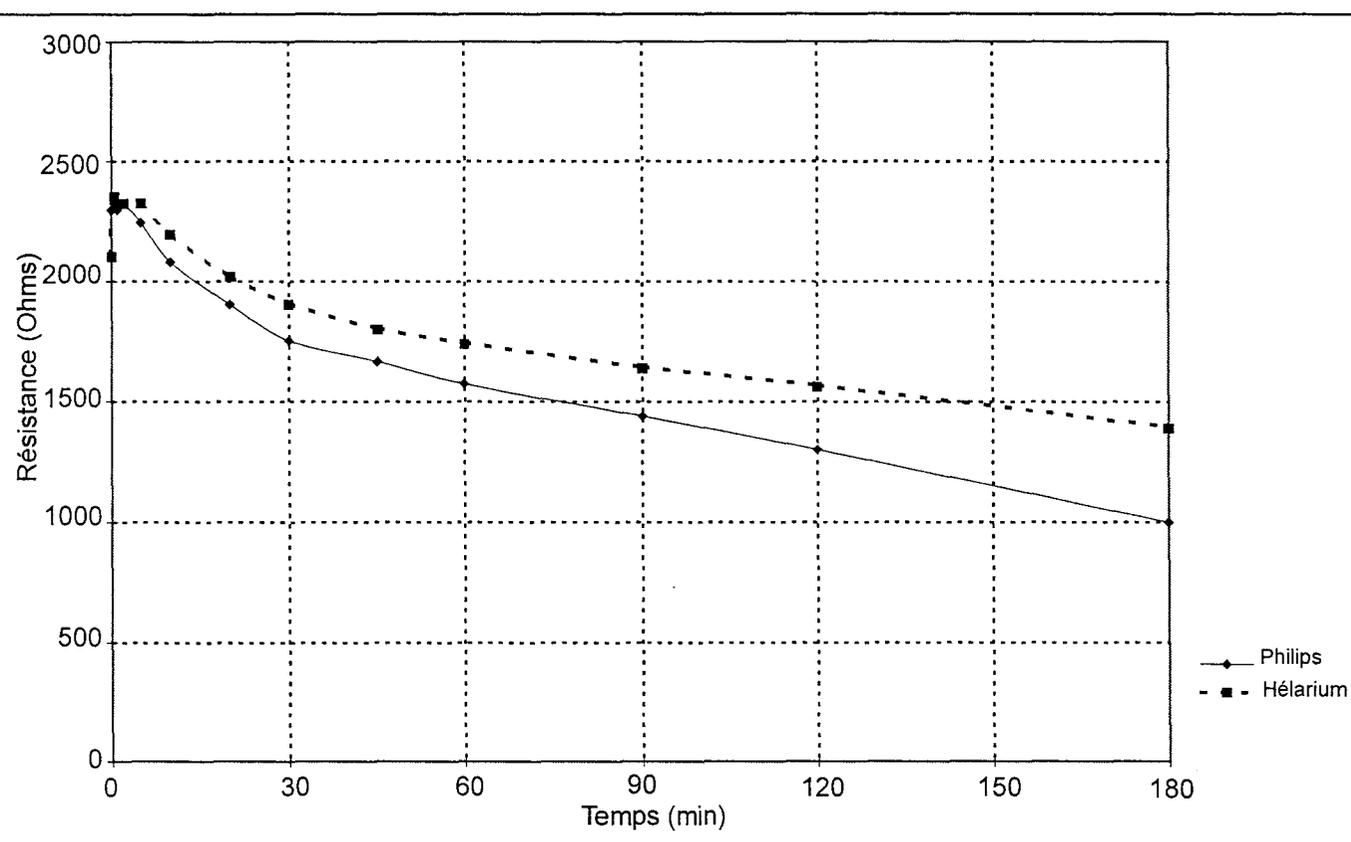


Figure III.10.b. : Comparaison de l'évolution temporelle de la résistance électrique de deux échantillons éclairés par les tubes Philips et Hélarium avec filtre UVA

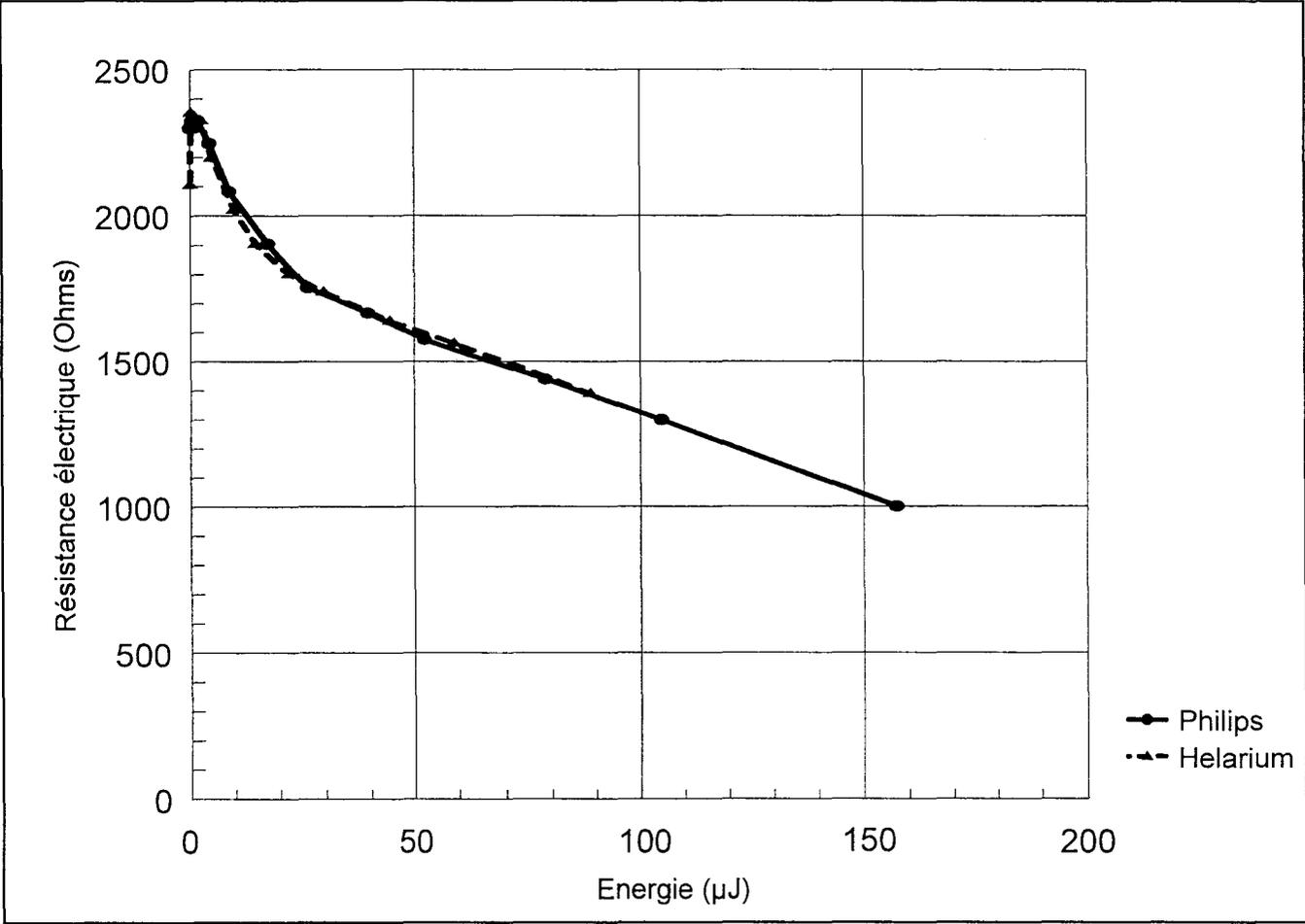


Figure III.11. : Evolution de la résistance électrique du dosimètre exposé à l'éclairement des tubes Philips et helarium avec filtre UVA en fonction de la dose d'énergie reçue par sa surface sensible

figure III.9.. La concordance des deux courbes permet de confirmer la possibilité de mesurer l'énergie reçue par un dosimètre à partir de la mesure de sa résistance électrique.

III.3.3. Influence de la puissance de la source lumineuse pour une gamme spectrale donnée

Pour mener à bien cette expérience, nous avons mesuré les évolutions temporelles des résistances de deux dosimètres soumis respectivement aux rayonnements correspondant à la zone spectrale des UVA des spectres d'émission des tubes helarium et Philips, dont les caractéristiques sont rappelées sur la figure III.10.a.. Rappelons que l'adjonction du filtre UVA à la sortie de la minicabine permet d'atténuer à la fois le rayonnement UVB émis par les tubes helarium et l'intensité des raies présentes à 405 nm et à 435 nm. Nous voyons sur cette figure qu'en première approximation les spectres couvrent le même domaine spectral et qu'ils ne diffèrent que par leur niveau de puissance lumineuse.

L'évolution temporelle des résistances électriques est présentée sur la figure III.10.b.. Elle indique une décroissance plus importante de la résistance électrique du dosimètre soumis à l'éclairement des tubes Philips, qui peut être attribuée au niveau de puissance plus élevé délivré par ces tubes.

De la même façon que précédemment, nous établissons la courbe d'étalonnage, représentée sur la figure III.11., de l'évolution de la résistance électrique du dosimètre en fonction de l'énergie reçue par la surface sensible du dosimètre, obtenue à partir de la comparaison de l'évolution de la résistance électrique de deux dosimètres de résistance initiale 2300 Ω . Ceci nous assure du bon fonctionnement des dosimètres pour mesurer les doses d'énergie délivrées par deux sources lumineuses dont les spectres d'émission ne diffèrent que par leurs niveaux de puissance.

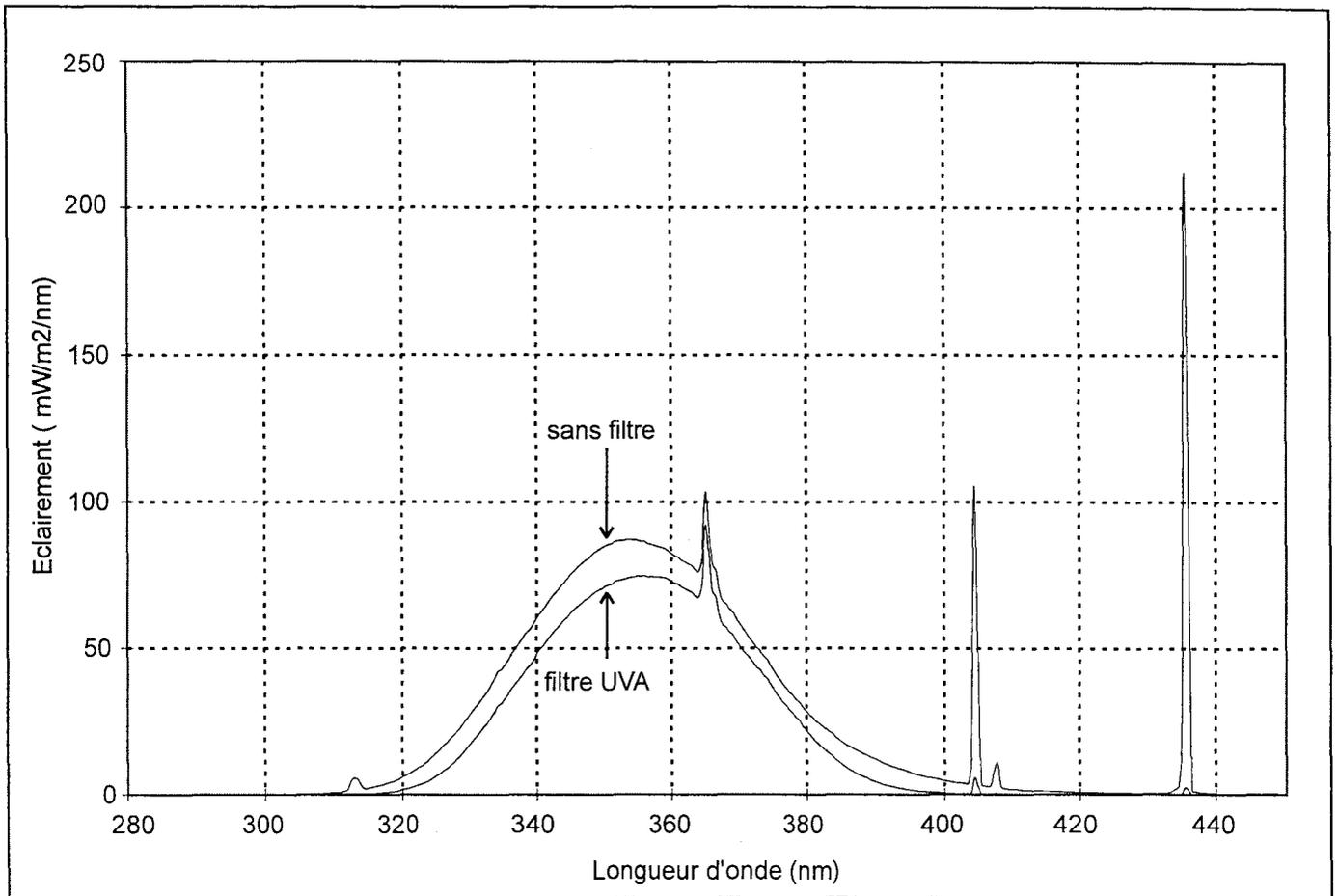


Figure III.12.a. : Comparaison des spectres d'émission des tubes Philips avec ou sans filtre UVA

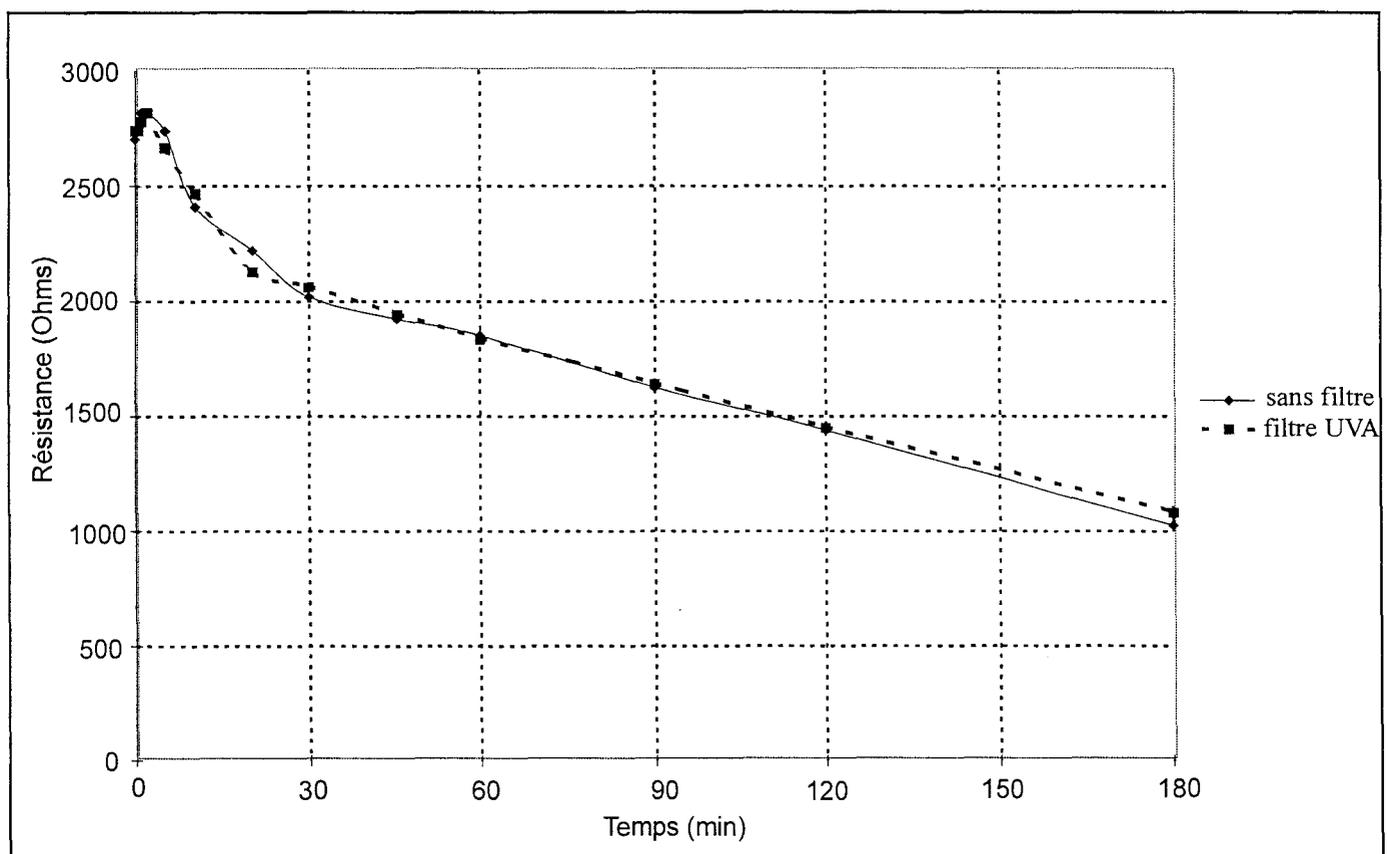


Figure III.12.b.. : Comparaison de l'évolution temporelle de la résistance électrique de deux échantillons éclairés par les tubes Philips, avec ou sans filtre UVA

III.3.4. Reproductibilité des mesures pour une puissance et une gamme spectrale quasi-identiques

Pour effectuer ces mesures, nous avons comparé les évolutions temporelles des résistances de deux dosimètres soumis aux spectres d'émission des tubes Philips avec ou sans filtre UVA, reportés sur la figure III.12.a.. Les modifications apportées par le filtre UVA sont la disparition presque totale des raies émises à 405 nm et 435 nm et l'atténuation de la puissance lumineuse de façon uniforme sur le reste du spectre. Comme nous l'avons explicité plus tôt, les tubes Philips n'émettent pas de rayonnement dans le domaine des UVB. Les éclairagements intégrés sont respectivement de 3980 mW/m² sans filtre et 2912 mW/m² avec le filtre UVA. Dans cette différence, une diminution d'environ 500 mW/m² provient des deux raies situées à 405 nm et à 435 nm. L'absorption de ce filtre est donc de 12,5%, répartie sur l'ensemble du spectre de ces tubes.

L'évolution temporelle des résistances électriques des dosimètres exposés est représentée sur la figure III.12.b.. Cette évolution est similaire quelque soit l'éclaircement, ce qui confirme par ailleurs l'inefficacité du rayonnement dans le domaine du visible. Mais il semble néanmoins que pour des temps d'exposition plus longs, la résistance électrique de l'échantillon soumis à l'éclaircement sans filtre diminue un peu plus rapidement que celle ayant reçu l'éclaircement avec le filtre UVA.

Cette comparaison montre les limites de notre dispositif. En effet, aux temps courts, les différences de puissance très faibles ne peuvent pas être évaluées de façon significative. Seule une variation relative du niveau de puissance supérieure à 10% peut être décelée.

III.3.5. Influence des rayonnements UVB

L'influence d'un rayonnement UVB a été mise en évidence en exposant deux dosimètres aux spectres d'émission des tubes helarium avec ou sans filtre UVA dont les caractéristiques sont rappelées figure III.13.a.. La présence du filtre UVA entraîne une modification notable du niveau de puissance du spectre d'émission du tube dans la zone spectrale 280-320 nm qui correspond à celle des rayonnements les plus efficaces en terme de dosimétrie dans la gamme

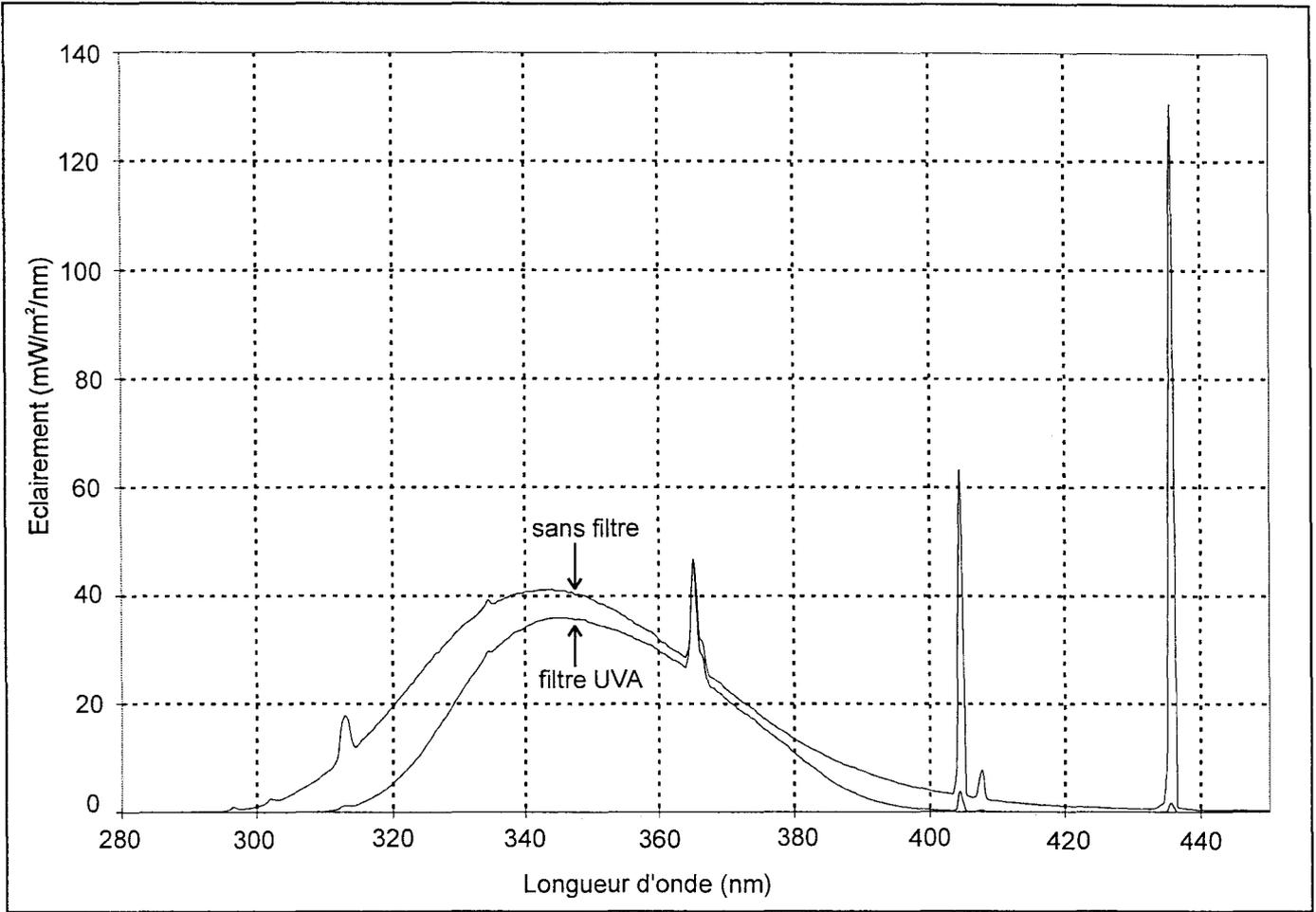


Figure III.13.a. : Comparaison des spectres d'émission des tubes hélarium avec ou sans filtre UVA

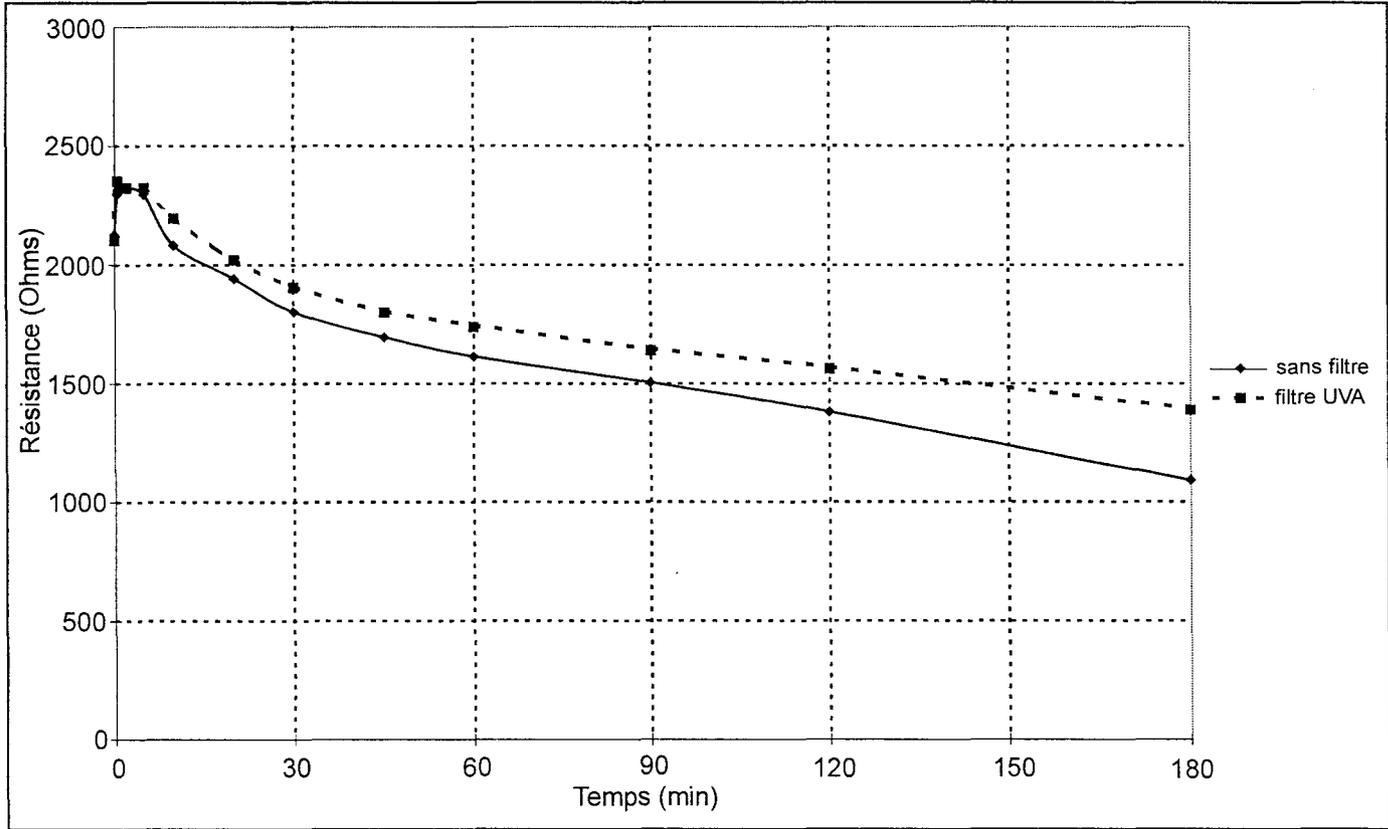


Figure III.13.b. : Comparaison de l'évolution temporelle de la résistance électrique de deux échantillons éclairés par les tubes Helarium, avec ou sans filtre UVA

spectrale étudiée. Cet essai vient compléter celui réalisé avec les tubes hélarium et Philips sans filtre dans lequel l'effet du rayonnement UVB avait été masqué par les puissances élevées mises en jeu.

L'évolution temporelle des deux résistances électriques mesurées est représentée sur la figure III.13.b.. Le résultat obtenu est conforme à nos attentes, à savoir que la diminution de la résistance est plus importante lorsque le dosimètre est soumis à un éclairage dans lequel le rayonnement UVB n'est pas négligeable.

Ainsi, par cette expérience, facile à mettre en oeuvre, il est possible de mettre en évidence la présence d'un rayonnement UVB dans une source.

III.3.6. Effet du rayonnement UVB de faible puissance lumineuse

Afin de compléter ces résultats, nous avons également exposé un dosimètre à l'éclairage fourni par les tubes hélarium associés au filtre UVB dont les caractéristiques sont reportées figure III.6.b.. Comme nous l'avons déjà évoqué, l'éclairage intégré fourni par la minicabine résultant de cette association est très faible (30 mW/m^2) et ne permet donc pas de réaliser des études de courtes durées. Cependant, une diminution de 10% de la valeur de la résistance du dosimètre a été observée après huit heures d'exposition. Ce dernier résultat montre l'efficacité du dosimètre à évaluer un rayonnement UVB même s'il est de puissance très faible. Le niveau de densité de puissance de l'ordre de 30 mW/m^2 semble toutefois être la limite inférieure mesurable en des temps d'exposition raisonnables.

CONCLUSION

Les premiers essais effectués sur un site instrumental U.V. nous ont permis de montrer les capacités mais aussi les limites d'utilisation des microcapteurs, photoconducteurs et dosimètres, développés dans ce travail.

Après un étalonnage préalable en lumière monochromatique, la validation des performances des photoconducteurs lorsqu'ils sont utilisés dans l'environnement de lumière polychromatique émise par la minicabine U.V. permet d'envisager leur utilisation sur des sites instrumentaux U.V. de photothérapie ou destinés à un usage "grand public". Le principal inconvénient dans l'utilisation de ces dispositifs réside dans le fait qu'il est nécessaire pour les rendre sélectifs indépendamment aux UVA et aux UVB d'isoler les gammes spectrales étudiées à l'aide de filtres appropriés. Ces problèmes existent aussi si l'on utilise des détecteurs commercialisés à base de silicium et sont liés à la valeur du "gap" des matériaux utilisés.

La mesure, à l'aide de nos dosimètres, de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet émis par une cabine U.V. peut également être envisagée, moyennant cependant quelques précautions. En utilisant comme précédemment des filtres qui isolent la gamme spectrale des UVA de celle des UVB dans le rayonnement émis par les tubes, on peut mesurer une dose d'énergie UVB même très faible et contrôler le vieillissement des tubes d'une cabine de photothérapie en étudiant l'évolution dans le temps de la puissance lumineuse du rayonnement UVA. Contrairement au photoconducteur, le dosimètre possède l'avantage de pouvoir mesurer un rayonnement ultraviolet en présence de l'environnement visible. Cette propriété permet d'envisager des applications futures en terme de protection des individus.

BIBLIOGRAPHIE

[1] : **J.L. BOCQUET**

"Réalisation d'une mini-cabine portable pour l'étalonnage des radiomètres"

Rapport de projet, Ecole Centrale de Lille, 1989

[2] : **F. URBACH**

"Ultraviolet radiation and skin cancer of humans"

J. of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 40, pp. 3-7, 1997

[3] : **R. ROELANDTS, B.L. DIFFEY, J.L. BOCQUET**

"Une dosimétrie UVA précise en photobiologie et en photodermatologie est-elle une illusion?"

Ann. Dermatol. Veinereol., 115, pp. 1261-1264, 1988

[4] : **E. PACHART, D. MASSEROT, J.L. BOCQUET, J. LENOBLE, C. BROGNIEZ**

"Mesures des UV solaires à Briançon en été et en hiver"

Les nouvelles dermatologies, 16, 2, R.E.M.I., p. 15, 1997

[5] : **J.L. BOCQUET, E. PACHART, C. BROGNIEZ, J. LENOBLE, D. GILLOTAY, D. BOLSEE**

"Measurements of UVB spectral irradiance beginning of a regional network"

Proceedings of International Radiative Symposium, Fairbanks, 1996

[6] : **J.L. BOCQUET, P. THOMAS**

"Pratique de la dosimétrie en photothérapie"

Les nouvelles dermatologies, 9, pp. 467-469, 1990

[7] : **J.L. BOCQUET**

"Pourquoi faut-il améliorer la dosimétrie des cabines?"

Objectif peau, 2, 13, pp. 425-427, 1995

**CONCLUSION
GENERALE**

CONCLUSION GENERALE

Les résultats obtenus dans le cadre de ce travail se situent à deux niveaux : apporter une contribution à l'étude de l'influence d'un rayonnement sur des couches de GaAs hydrogénées et mettre au point de nouveaux types de composants permettant de détecter les rayonnements U.V. et de mesurer leur énergie.

Au plan des études physiques un certain nombre de résultats intéressants ont été obtenus en montrant de façon qualitative et quantitative le rôle et le caractère sélectif en longueur d'onde que peut jouer un rayonnement dans la dissociation des complexes formés par hydrogénation. Ces études ont été menées en utilisant de façon complémentaire des méthodes de caractérisation électrique et des méthodes spectroscopiques telles que la spectroscopie infrarouge par transmission et par réflexion spéculaire.

Au delà des effets physiques identifiés, les objectifs fixés étaient aussi l'étude et la réalisation de dispositifs microélectroniques en GaAs de faible coût de fabrication, commodes d'emploi, fonctionnant à température ambiante et adaptés à des applications bien ciblées dans les domaines du génie biologique et médical et de l'instrumentation miniaturisée.

A la lumière des résultats obtenus, il est intéressant de dresser un premier bilan critique sur les possibilités d'utilisation des microcapteurs mis au point pour la mesure de la puissance et de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet. La discussion, à partir de l'évaluation de leurs performances, sera menée en dégageant les éléments encourageants et particulièrement positifs, les limites d'utilisation dans leur conception actuelle, leur position par rapport aux détecteurs commercialisés qui répondent à des critères voisins de coût et de commodité d'emploi.

Dans leur configuration actuelle, les structures photoconductrices en GaAs de type N mises au point pour la mesure de la puissance lumineuse des rayonnements ultraviolets permettent de détecter des faibles flux lumineux, de l'ordre du picowatt à température ambiante. Par ailleurs, ces structures présentent des détectivités spécifiques, voisines, ou légèrement supérieures à celles de photodiodes au silicium du commerce. Comparés aux photodiodes, nos dispositifs présentent toutefois deux avantages. Le premier réside dans le fait que les photocourants résultant de la conversion de la puissance lumineuse ont des valeurs suffisamment élevées pour être mesurées, à température ambiante et sans amplification, avec un appareillage simple. Le second est lié au fait que, pour garder des performances élevées dans le domaine de l'ultraviolet, les photodiodes au silicium commercialisées doivent être impérativement recouvertes d'une substance fluorescente qui convertit les photons ultraviolets en photons ayant une longueur d'onde située dans le domaine du visible. Ce dépôt qui nécessite une opération technologique supplémentaire, quelque soit la structure du dispositif, entraîne nécessairement un surcoût de fabrication.

Le principal inconvénient de la structure photoconductrice en GaAs est de nécessiter certaines précautions d'emploi quand on les utilise pour la mesure de la puissance d'un rayonnement ultraviolet situé dans un environnement visible. Pour remédier à ce phénomène, il convient d'associer aux photoconducteurs des filtres bloquants afin de les rendre sélectifs en fonction de la longueur d'onde, dans un domaine spectral choisi et une amélioration future pourrait être envisagée en remplaçant les filtres extérieurs par des couches diélectriques déposées sur le dispositif. Notons que l'utilisation de photodétecteurs au silicium nécessite les mêmes précautions d'emploi. Cette première partie du travail a donc abouti à la réalisation d'un photodétecteur de haute sensibilité aux U.V. et dont les applications sont très prometteuses. Citons parmi celles-ci la détection de faible flux lumineux en spectrométrie U.V. monocanale et le contrôle du vieillissement des tubes utilisés dans les cabines de photothérapie.

La mesure de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet nous a conduit à la réalisation d'un dosimètre à base de matériau GaAs dopé Si de type N soumis à un plasma d'hydrogène. Le principe de mesure de l'énergie est simple à mettre en œuvre car il est basé sur la mesure d'une résistance électrique, ce qui en fait un dispositif de grande facilité d'emploi.

Les essais réalisés dans un premier temps en éclairage monochromatique et dans un second temps en lumière ultraviolette polychromatique sont très encourageants. Les résultats les plus marquants sont d'une part la mesure de très faibles énergies dans le domaine des UVA et/ou dans celui des UVB, et d'autre part la sélectivité naturelle du dispositif pour la mesure quantitative de l'énergie d'un rayonnement, en présence ou non d'un environnement visible. Ces deux caractéristiques intrinsèques permettent d'envisager d'ors et déjà deux applications potentielles en terme de protection des individus. On peut citer par exemple l'utilisation des dosimètres à des fins de dosimétrie individuelle et de mesure de rayonnement ultraviolet émis par les systèmes de photothérapie. Il est à noter que la non réversibilité du processus physique à la base du fonctionnement du dosimètre présente l'avantage essentiel de permettre des mesures cumulatives de l'énergie U.V. mais limite son fonctionnement à une seule série de mesures. Néanmoins, dans beaucoup d'applications, cette caractéristique n'est pas pénalisante et peut même présenter un avantage certain dans l'évaluation des dépenses U.V. effectuées sur le "capital soleil" individuel.

RESUME

Le travail présenté dans ce mémoire consiste en l'étude et la réalisation de nouveaux microcapteurs en arséniure de gallium pour la mesure de la puissance et de l'énergie d'un rayonnement ultraviolet. Les objectifs fixés dans ce travail sont la réalisation de dispositifs microélectroniques de faible coût de fabrication, commodes d'emploi, fonctionnant à température ambiante et adaptés à des applications bien ciblées relevant du génie biologique et médical et du domaine de l'instrumentation miniaturisée.

Le premier type de capteur est adapté à la mesure de la puissance et consiste en des structures photoconductrices optimisées par une adaptation correcte de l'épaisseur de la couche active à la profondeur de pénétration du rayonnement ultraviolet dans le matériau. Les performances de ces capteurs en terme de détectivité spécifique, sont légèrement supérieures à celles des photodétecteurs fabriqués à partir du silicium et actuellement commercialisés.

Le second type de dispositif, destiné à la mesure de l'énergie du rayonnement et appelé "dosimètre", est fabriqué à partir du matériau GaAs dopé Si de type N ayant été soumis à un plasma d'hydrogène dont l'effet est la neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique. Son fonctionnement est basé sur les modifications de ses propriétés électriques dues aux phénomènes de déneutralisation qui apparaissent sous l'influence d'un rayonnement ultraviolet.

Enfin, pour mieux évaluer leurs potentialités dans des applications telles que la photothérapie U.V. en dermatologie, nous avons testé leurs performances sur site expérimental, à savoir une minicabine U.V. respectant les propriétés spectrales et énergétiques d'une cabine de photothérapie. Les résultats obtenus permettent d'ores et déjà d'envisager l'emploi de ces capteurs pour aider les utilisateurs à contrôler l'évolution dans le temps de la puissance émise par les tubes et la présence indésirable d'un rayonnement UVB.

Mots clés :

Capteurs U.V., structures GaAs, photodétecteurs U.V., dosimètres U.V., mesure d'énergie U.V., mesure de puissance U.V.

ABSTRACT

The purpose of this report is to study new GaAs sensors suited for power and energy measurements of ultraviolet radiation. The aim is the fabrication of cheap commercial-quality microelectronic structures, easy to use, working at room temperature and suited for specific applications coming within medical and biological engineering and miniaturized instrumentation area.

The first type of sensor is adapted to power measurement and consists of a planar photoconductor structure optimized by a correct adaptation of the thickness of the active layer to the penetration depth of the ultraviolet radiation in the material. Performance of these sensors, in term of specific detectivity, is slightly superior to those of commercialized Si photodetectors.

The second type of device, aimed to energy measurement and called "dosimeter", is made of N-type Si doped GaAs, having been submitted to a hydrogen plasma whose effect is the dopant neutralization by atomic hydrogen. The operating principle of the sensor is based on the modification of its electrical properties due to deneutralization phenomena that appears under ultraviolet radiation.

Finally, to evaluate their potentialities in applications such as U.V. phototherapy in dermatology, we have tested their performances on experimental site, namely a U.V. minicabin respecting energy and spectral properties of a phototherapy cabin. The obtained results already allow to envisage the use of these sensors to help users to control the time evolution of the emitted power by U.V. sources and the undesirable presence of UVB radiation.

Key words :

U.V. sensors, GaAs devices, U.V photodetectors, U.V. dosimeters, U.V. energy measurement, U.V. power measurement