



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

THESE

présentée à l'Université de METZ

par

E t i e n n e L O S S O N

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE DE METZ

en

ELECTRONIQUE

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv	1992064S
Cote	S/M3 92/23
Loc	Magasin

**METHODES D'EXPLOITATION DES TRANSITOIRES
DE CAPACITE EN SPECTROSCOPIE DES NIVEAUX
PROFONDS (DLTS)
APPLICATION A DES JONCTIONS Au-InP**

Soutenue le 21 Septembre 1992 à l'amphithéâtre de SUPELEC
devant la commission d'examen :

- | | |
|---------------|--|
| - G. GUILLOT | Professeur à l'INSA de Lyon (Rapporteur) |
| - S. RAVELET | Professeur à l'Université de Nancy 1 (Rapporteur) |
| - M. CERTIER | Professeur à l'Université de Metz |
| - G. DELAUNAY | Professeur à l'Université de Reims |
| - K. DMOWSKI | Professeur à l'Université Technologique de Varsovie |
| - R. KLEIM | Professeur à l'Université de Metz |
| - B. LEPLEY | Professeur à l'Université de Metz (Directeur de thèse) |

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optoélectronique et de Microélectronique (LOM) faisant partie du Centre Lorrain d'Optique et Electronique des Solides (CLOES) de l'Université de Metz.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur M. CERTIER, Professeur à l'Université de Metz et Directeur du CLOES, qui m'a accueilli dans son laboratoire et qui me fait l'honneur de faire partie de la commission d'examen.

Je remercie vivement Monsieur B. LEPLEY, Professeur à l'Université de Metz, qui a dirigé mes recherches et m'a constamment apporté son soutien en me faisant bénéficier de ses larges compétences.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur K. DMOWSKI, Professeur à l'Université Technologique de Varsovie, avec qui j'ai collaboré pour appliquer avec succès les fonctions de corrélation multipoints à nos relevés de transitoires.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur G. GUILLOT, Professeur à l'INSA de Lyon et Monsieur S. RAVELET, Professeur à l'Université Nancy 1 pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de juger ce travail.

Que Monsieur G. DELAUNAY, Professeur à l'Université de Reims, ainsi que Monsieur R. KLEIM, Professeur à l'Université de Metz trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour avoir accepté de participer à la commission d'examen.

Je tiens à remercier Monsieur A. BATH et Madame M. LUMBRERAS, tous deux Professeur à l'Université de Metz, pour leur aimabilité et leur disponibilité au sein du groupe de recherche.

Merci à tous les collègues du CLOES qui ont contribué à l'ambiance amicale et stimulante que j'ai pu y trouver. En particulier que A. AHAILOUF, M. BARRADA, M. EL BOUABDELLATI, M. SOLTANI, A. TELIA et P. THEVENIN trouvent ici le témoignage d'amitié et de sympathie qui leur est dû.

Je remercie tous particulièrement, Mesdames J. ZAYER et V. DELBECQUE secrétaires au CLOES, et Monsieur J.C. PETIT technicien, pour leur dévouement et leur aide.

Que tous ceux qui ont participé à la réalisation de ce travail soient vivement remerciés.

Enfin, je tiens à remercier tous mes amis pour tous les instants de bonheur partagés, en particulier L. HERRMANN, S. FISHER, D. METZINGER, D. KLARA, R. RENK, L. KILIAN, Béatrice, Etienne et Myriam.

*A la mémoire de mon père
et à tous ceux qui me sont chers.*

SOMMAIRE

INTRODUCTION

1

CHAPITRE 1

INTRODUCTION A LA SPECTROSCOPIE DES NIVEAUX PROFONDS

5

1) Introduction

5

2) Cinétique de capture et d'émission des niveaux profonds

7

3) Caractérisation DLTS

10

3.1) Principe de la DLTS

11

3.2) Dispositifs expérimentaux

17

3.2.1) Méthode de LANG

18

3.2.2) Méthode de corrélation utilisant le procédé de détection synchrone

25

3.3) Méthodes d'analyse des spectres DLTS

33

3.3.1) Méthode d'analyse de LANG

33

3.3.2) Méthode de Le Bloa

34

4) CONCLUSION

35

REFERENCES

36

CHAPITRE 2

METHODES ISOTHERMES ET METHODES DE CORRELATION	38
1) Dispositifs de mesure du transitoire et traitement préliminaire des données	38
2) Méthodes isothermes	42
2.1) Spectroscopie ITS	44
2.2) Déconvolution par transformée de Fourier	52
2.3) Approximation du transitoire de capacité par une méthode des moindres carrés applicable aux modèles non linéaires	56
2.4) Conclusion	57
3) Méthodes de corrélation	58
3.1) Méthodes de corrélation multipoints	59
3.2) Corrélation avec des filtres de Crowell	65
3.3) Amélioration de l'exploitation des spectres : Méthode à cinq vitesses d'émission	69
4) CONCLUSION	71
REFERENCES	72

CHAPITRE 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX

ETUDE COMPARATIVE DES METHODES D'ANALYSE DLTS	74
SUR DES STRUCTURES Au-InP	
A) Résultats obtenus avec les systèmes de mesure DLTS	76
1) Etude antérieure sur SNPA4 avec le système de mesure utilisant le corrélateur double boxcar	76
2) Etude sur SNPA4 avec le système de mesure DLTS (DLS-82) à détection synchrone	77
3) Etude de R3L2	79
B) Résultats obtenus par les méthodes numériques	80
B1) Corrélations numériques	80
1) Méthodes multipoints	81
1.1) Etude de R3L2	81
1.2) Etude de SNPA4	86
2) Filtres de Crowell	89
2.1) Etude de R3L2	90
2.2) Etude de SNPA4	94
3) Conclusion	96

B2) Méthodes isothermes	97
1) Méthodes ITS	98
1.1) Etude du niveau T3 de l'échantillon R3L2	98
1.2) Etude du niveau T5 de SNPA4	102
2) Méthode de Le Bloa ou méthode de déconvolution	105
2.1) Méthode de Tscharmer	106
2.2) Méthode de Balcou	107
2.3 Conclusion	108
3) Approximation des transitoires par une méthode des moindres carrés non-linéaires	108
3.1) Etude du niveau T3 de l'échantillon R3L2	109
3.2) Etude du niveau T5 de l'échantillon SNPA4	110
3.3) Conclusion	111
C) DISCUSSION ET CONCLUSION	112
REFERENCES	116

CONCLUSION

118

ANNEXE A

121

CALCULS ANALYTIQUES DU SIGNAL DLTS

ET RECHERCHE DES EXTREMUMS

POUR DES SPECTRES OBTENUS PAR DETECTION SYNCHRONE

ANNEXE B

126

ALGORITHME DE MARQUARDT

ANNEXE C

132

CALCUL DES VITESSES D'EMISSION : e_{n1} , e_{n2} , e_{n3} , e_{n4} , et e_{n5}

POUR DES SPECTRES DLTS OBTENUS PAR LA METHODE 2 POINTS.

NOTATIONS

A : surface de la jonction (m^2).

Am : amplitude du transitoire ($= C_0 N_T / (2 N_D)$)

C ou **C(t)**: capacité de la jonction.

C_i : capacité de l'isolant d'une structure MIS.

C₀ = **C(t=0)**

c_n: coefficient de capture des électrons.

c_p: coefficient de capture des trous.

e_p: vitesse d'émission des trous.

e_n: vitesse d'émission des électrons.

E_F: énergie du niveau de Fermi.

E_c: énergie de la bande de conduction.

E_v: énergie de la bande de valence.

E_T: énergie d'un niveau profond de volume.

E_a: énergie d'activation ($= E_c - E_T$).

f₀ = $1/T_n$

f_T: fonction de Fermi-Dirac.

k : constante de Boltzmann ($k = 8.63 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$).

K_n: coefficient dépendant du semiconducteur

($K_n = 2.54 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ pour de l'InP de type n).

N_I: concentration des impuretés ionisées.

N_D: densité d'état du niveau donneur.

N_T: densité d'états d'un centre profond d'énergie **E_T**.

N_{T0}: densité d'états occupés par des électrons au niveau **E_T**.

N_{Tv}: densité d'états vides d'électrons à **E_T**.

n : concentration en électrons.

q : charge de l'électron ($1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)

p : concentration en trous.

S/B : rapport signal sur bruit.

S(t,T) : transitoire de capacité.

t : temps.

t₁, t₂ : instants des impulsions de Dirac du corrélateur double
boxcar moyennneur.

t_p : durée de l'impulsion excitatrice.

T : température.

T_m : période de mesure du transitoire de capacité utilisée
lors des opérations de corrélation.

V_D : hauteur de la barrière de potentiel.

V_m : tension excitatrice de remplissage des pièges.

V_r : tension de polarisation inverse de la diode.

W(t) : fonction de corrélation.

δ(t) : fonction de Dirac, $\delta(t)=1$ pour $t=0$;

$\delta(t)=0$ pour t différent de 0.

ε_s : constante diélectrique du semiconducteur.

INTRODUCTION

Les procédés d'élaboration des monocristaux semi-conducteurs ou des composants réalisés avec ces matériaux sont à l'origine des défauts qui sont :

- soit des perturbations de l'arrangement régulier du cristal.
- soit des atomes ou des associations d'atomes étrangers au cristal.

Au voisinage des défauts, les liaisons entre les atomes du cristal sont modifiées, ce qui se traduit par l'apparition de niveaux d'énergie situés dans la bande interdite du semi-conducteur.

Lorsque la différence d'énergie entre le niveau fondamental du défaut et le bord de la bande la plus proche est supérieure à $3 kT$, on parle de niveau profond ou de défaut profond.

La spectroscopie DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) est largement utilisée depuis 1974 pour mesurer avec précision certains paramètres des niveaux profonds provenant de défauts cristallins des semi-conducteurs.

Ces paramètres sont les suivants :

- position du niveau d'énergie dans la bande interdite
- section efficace de capture
- concentration du niveau

Bien qu'il n'y ait aucun lien direct entre les résultats donnés par la spectroscopie DLTS et la nature des défauts du cristal, il est possible de faire des rapprochements entre les paramètres observés et l'origine physique des niveaux profonds.

Pour faire ces rapprochements avec les défauts recensés par d'autres chercheurs, il est nécessaire d'augmenter au maximum la précision des résultats en utilisant les techniques de mesure et d'analyse les plus performantes.

La recherche de méthodes de spectroscopie électrique des niveaux profonds présentant de bonnes performances a constitué l'objectif principal de mon travail de thèse. Certaines de ces méthodes ont été appliquées à l'étude des structures Métal/Semi-conducteur: Au-InP. L'étude du phosphure d'indium (InP) par DLTS a donné lieu à de nombreuses interprétations physiques des résultats obtenus, ce qui a motivé fortement la recherche d'une plus grande précision sur la connaissance des paramètres des défauts.

L'InP possède des propriétés intéressantes pour le développement de composants dans le domaine de l'optoélectronique (pour les longueurs d'ondes allant de 1.3 à 1.6 μm) et de l'électronique de puissance en hyperfréquence.

Le principal avantage de l'InP par rapport aux autres matériaux de type III-V est de présenter une grande vitesse d'entraînement des électrons sous un champ électrique élevé. D'autre part, ses propriétés optiques et électroniques permettent son intégration monolithique (OEIC) pour des performances et des coûts intéressants.

Trois types de structures peuvent être analysés par DLTS :

- les jonctions PN
- les diodes Schottky
- et les structures MIS (Métal-Isolant-Semi-conducteur)

Il existe différents modes de mesure, suivant le type d'excitation (électrique ou optique) et la grandeur mesurée (tension, courant ou capacité). Nous avons retenu le mode CVDLTS (Constant Voltage Deep Level Transient Spectroscopy) pour l'étude des niveaux profonds du substrat d'InP dans des diodes Schottky (ou jonctions Métal/Semi-conducteur).

Le principe de cette méthode de mesure est d'analyser les transitoires de capacité résultant du processus de relaxation après une excitation électrique, en fonction de la température. Le premier chapitre d'introduction à la spectroscopie des niveaux profonds décrit plus en détail les phénomènes physiques, les modes opératoires ainsi que les systèmes de mesure de DLTS.

Le second chapitre donne le principe de méthodes de mesure, différentes de celles habituellement utilisées en DLTS. Une distinction est faite entre les méthodes isothermes et les méthodes de corrélation. Ces dernières ont pour principal avantage de réduire considérablement le bruit des signaux à exploiter. Par contre, elles nécessitent un temps de mesure assez important, en raison des multiples balayages en température de l'échantillon à étudier.

Les méthodes isothermes ne présentent pas cet inconvénient puisqu'on exploite un nombre limité de transitoires de capacité relevés à certaines températures. Tous ces procédés de mesure ont été mis en application à partir de mesures faites grâce à une carte d'acquisition qui est décrite dans ce chapitre.

Le troisième chapitre présente les résultats de l'analyse DLTS de deux types de diodes Schottky Au-InP. Les méthodes isothermes et les méthodes de corrélation ont ainsi pu être testées et comparées aux techniques habituellement utilisées dans les systèmes de mesure DLTS, du point de vue de la résolution spectrale et du rapport signal à bruit. Nous avons proposé une amélioration de l'analyse classique en développant la méthode à cinq vitesses d'émission qui permet une caractérisation plus précise et plus fine de chaque niveau.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION A LA SPECTROSCOPIE DES NIVEAUX PROFONDS

1)INTRODUCTION

La spectroscopie DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) a été introduite en 1974 par D.V. LANG [réf. 1.1] pour caractériser avec un maximum de précision les niveaux profonds apparaissant dans des jonctions PN, dans des diodes Schottky ou dans des structures MIS (Métal Isolant Semi-conducteur). Les centres profonds correspondent à des défauts du cristal.

Ces défauts désignent en général soit des impuretés en position substitutionnelle ou en position interstitielle, soit des lacunes d'atomes du réseau cristallin, soit des dislocations. Ils donnent naissance à des niveaux d'énergie compris dans la bande interdite du semi-conducteur [réf. 1.2] appelés niveaux profonds.

On distingue en général trois types de centres profonds :

- S'il s'agit d'un centre qui, ayant capturé un électron (respectivement un trou), a ensuite une plus grande probabilité de capturer un trou (respectivement un électron) que de réémettre cet électron (respectivement ce trou) vers la bande de conduction (respectivement bande de valence), il porte le nom de centre de recombinaison.

- Les pièges à électrons que l'on trouve essentiellement dans les semi-conducteurs de type n, capturent des électrons provenant des niveaux donneurs ou de la bande de conduction du semi-conducteur extrinsèque, pour les réémettre vers la bande de conduction.
- Quant aux pièges à trous, ils se remplissent de trous provenant des niveaux accepteurs ou de la bande de valence des semi-conducteurs extrinsèques de type p.

Les niveaux profonds peuvent être ajoutés intentionnellement, soit pour augmenter la vitesse de commutation de composants rapides [réf. 1.2], soit pour accroître la résistivité du substrat pour l'AsGa et l'InP [réfs. 1.3,1.4].

Par contre, des niveaux profonds indésirables limitent les performances des composants opto-électroniques [réfs. 1.5,1.6,1.7], et introduisent du bruit dans les transistors à effet de champ (FET) fait à base d'AsGa [réfs. 1.8,1.9,1.10]. Une détermination précise de ces niveaux profonds pourra nous aider à préciser leur origine physique et chimique et à juger de la qualité du processus de fabrication du semi-conducteur ou du composant.

2) CINÉTIQUE DE CAPTURE ET D'ÉMISSION DES NIVEAUX PROFONDS.

Après excitation par voie électrique ou optique du semi-conducteur, les porteurs en excès dans la bande de valence ou dans la bande de conduction vont se recombiner afin de permettre le retour à l'équilibre thermodynamique du matériau. Cette recombinaison de charges peut se faire directement entre la bande de conduction et la bande de valence par émission de photons, de phonons ou de porteurs excédentaires (effet Auger) ou indirectement par l'intermédiaire des niveaux localisés dans la bande interdite dus aux défauts du semi-conducteur. Le retour à l'équilibre thermodynamique pour des centres liant un seul électron dont les niveaux d'énergie sont dans la bande interdite est régi par les lois exposées par SHOCKLEY et READ [réf. 1.11] et HALL [réf. 1.12]. Les transitions des porteurs entre le centre et les bandes sont caractérisées par les coefficients de capture et d'émission c_n, c_p, e_n, e_p explicités sur la figure 1.1.

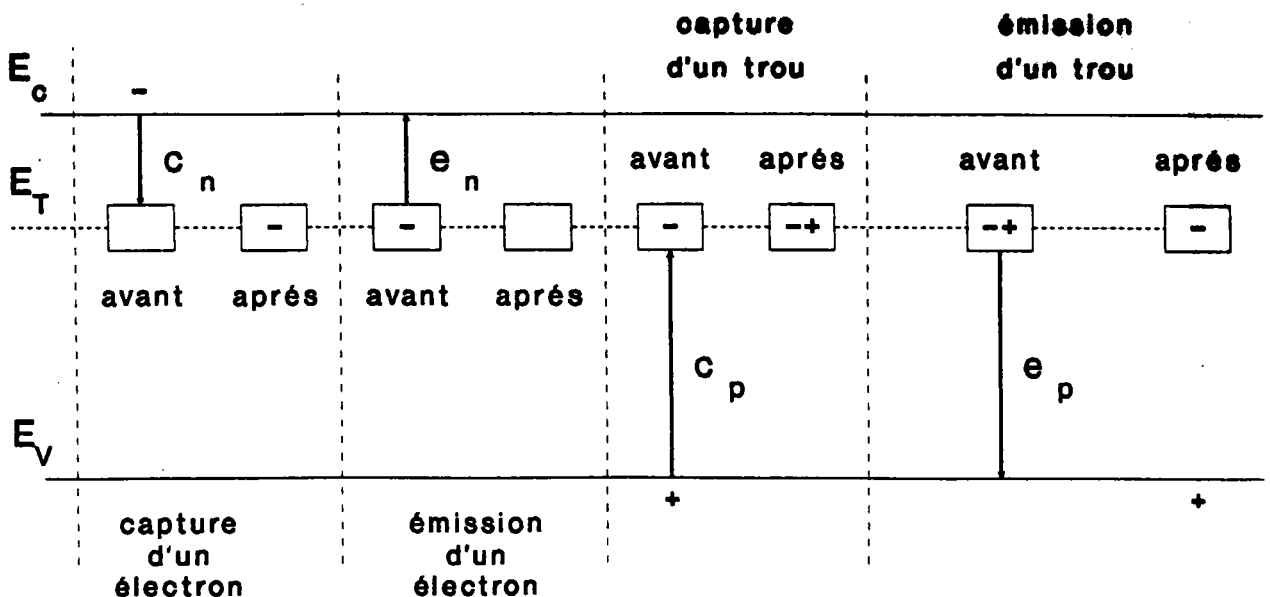


Figure 1.1: Cinétique de capture et d'émission des niveaux profonds.

Les densités des centres occupés par un électron (N_{T0}), et vide (N_{Tv}), pour le niveau E_T de densité N_T sont respectivement :

$$\begin{aligned} N_{T0} &= N_T f_T \\ \text{et } N_{Tv} &= N_T (1-f_T) \end{aligned} \quad (1.1)$$

La fonction de Fermi-Dirac f_T représente la probabilité d'occupation d'un centre et s'écrit:

$$f_T = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right)} \quad (1.2)$$

Pendant le retour à l'équilibre, les taux de variation des défauts occupés par un électron (dN_{T0}/dt), des concentrations des électrons (dn/dt) et des trous (dp/dt) sont donnés par les équations de continuité [réf. 1.13] :

$$\begin{aligned} dN_{T0}/dt &= (nc_n - e_p) N_T - N_{T0} (nc_n + e_n - pc_p - e_p) \\ dn/dt &= - nc_n N_{Tv} + e_n N_{T0} \\ dp/dt &= - pc_p N_{T0} + e_p N_{Tv} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Un certain temps après l'excitation du semi-conducteur, on revient à l'état d'équilibre thermodynamique et on peut écrire que dn/dt , dp/dt et dN_{T0}/dt sont nuls, ce qui nous permet de déduire les équations suivantes :

$$\begin{aligned} e_n &= n c_n N_{Tv} / N_{T0} \\ &= n c_n (1-f_T) / f_T \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned} \text{et } e_p &= p c_p N_{T0} / N_{Tv} \\ &= p c_p (f_T / (1-f_T)) \end{aligned} \quad (1.5)$$

En développant l'équation 1.4, nous obtenons l'expression de la vitesse d'émission e_n , utilisée dans l'analyse de nos spectres DLTS:

$$e_n = K_n T^2 \sigma \exp(-E_a/kT) \quad (1.6)$$

La valeur instantanée de la concentration des niveaux profonds occupés $N_{T0}(t)$ se déduit facilement de l'une des équations données en (1.3) :

$$dN_{T0}(t)/dt = (n c_n - e_p) N_T - N_{T0}(t) (n c_n + e_n - p c_p - e_p) \quad (1.7)$$

Cette équation peut subir plusieurs simplifications :

- les mesures étant effectuées sur des structures à base d'InP de type n, on peut considérer que les seuls défauts sont des pièges à électrons (majoritaires), ce qui nous permet de négliger les coefficients c_p et e_p devant c_n et e_n .

- Après excitation du semi-conducteur, lors du retour à l'équilibre thermodynamique, on suppose que le processus d'émission est prépondérant ($n c_n \ll e_n$), et que les niveaux sont tous occupés au terme de la période d'excitation ($N_{r0}(t) = N_r$ à $t=0$ (début de la phase de retour à l'équilibre)).

La solution de l'équation différentielle (1.7) nous donne alors:

$$N_{r0}(t) = N_r \exp(-e_n t) \quad (1.8)$$

Comme nous le verrons au paragraphe suivant, cette équation, ainsi que l'équation (1.6), est à la base de l'analyse des défauts par DLTS. On remarquera donc la dépendance exponentielle de la concentration des niveaux occupés N_{r0} .

3) CARACTERISATION DLTS.

Les principales techniques permettant de caractériser les défauts dans les semi-conducteurs sont les suivantes :

- la photocapacité [réf. 1.14]
- la TSCAP (Thermal Stimulated Capacitance) [réf. 1.15]
- la TSC (Thermal Stimulated Current) [réf. 1.16]

La spectroscopie DLTS a été choisie dans notre laboratoire pour caractériser les centres profonds de jonctions Métal/Semi-conducteur et Métal/Isolant/Semi-conducteur à base d'InP de type n. Nous allons présenter le principe de cette technique de mesure ainsi que les dispositifs expérimentaux les plus répandus.

3.1) Principe de la DLTS.

La spectroscopie DLTS permet d'étudier l'évolution de la vitesse d'émission des électrons d'un centre profond (e_n) en fonction de la température T . L'expression de e_n nous est donnée par l'équation 1.6:

$$e_n = K_n T^2 \sigma \exp(-E_a/kT)$$

L'étude de $e_n = f(T)$ nous permet de calculer la section efficace de capture σ et l'énergie d'activation E_a du centre profond. Pour déterminer l'évolution de la vitesse d'émission en fonction de la température, la grandeur mesurable utilisée en DLTS est soit:

- la capacité dans la méthode CVDLTS (Constant Voltage DLTS) [réf. 1.1],
- la tension de polarisation en CCDLTS (Constant Capacitance DLTS) [réf. 1.14],
- le courant dans la diode, en mode Current DLTS [réf 1.15].

Les mesures DLTS que nous effectuons sur les diodes Schottky, ou les structures M.I.S. , ont été réalisées en CVDLTS, et consistent à traiter les informations contenues dans la capacité de l'échantillon lorsque celui-ci revient à l'équilibre thermodynamique après une excitation électrique. L'expression de la capacité que nous utiliserons en DLTS est celle d'une jonction PN polarisée en inverse ou celle d'une diode Schottky en régime de déplétion:

$$C^2 = B N_T \quad (1.9)$$

avec : $B = q \epsilon_s A^2 / 2 (V_D + V_r)$

Pour exciter électriquement nos diodes de type n, on polarise celles-ci sous une tension V_m pendant un temps suffisamment long de façon à remplir tous les pièges à électrons. Le retour à l'équilibre se fait en appliquant une tension inverse V_r pour polariser la jonction en régime de déplétion (fig. 1.2).

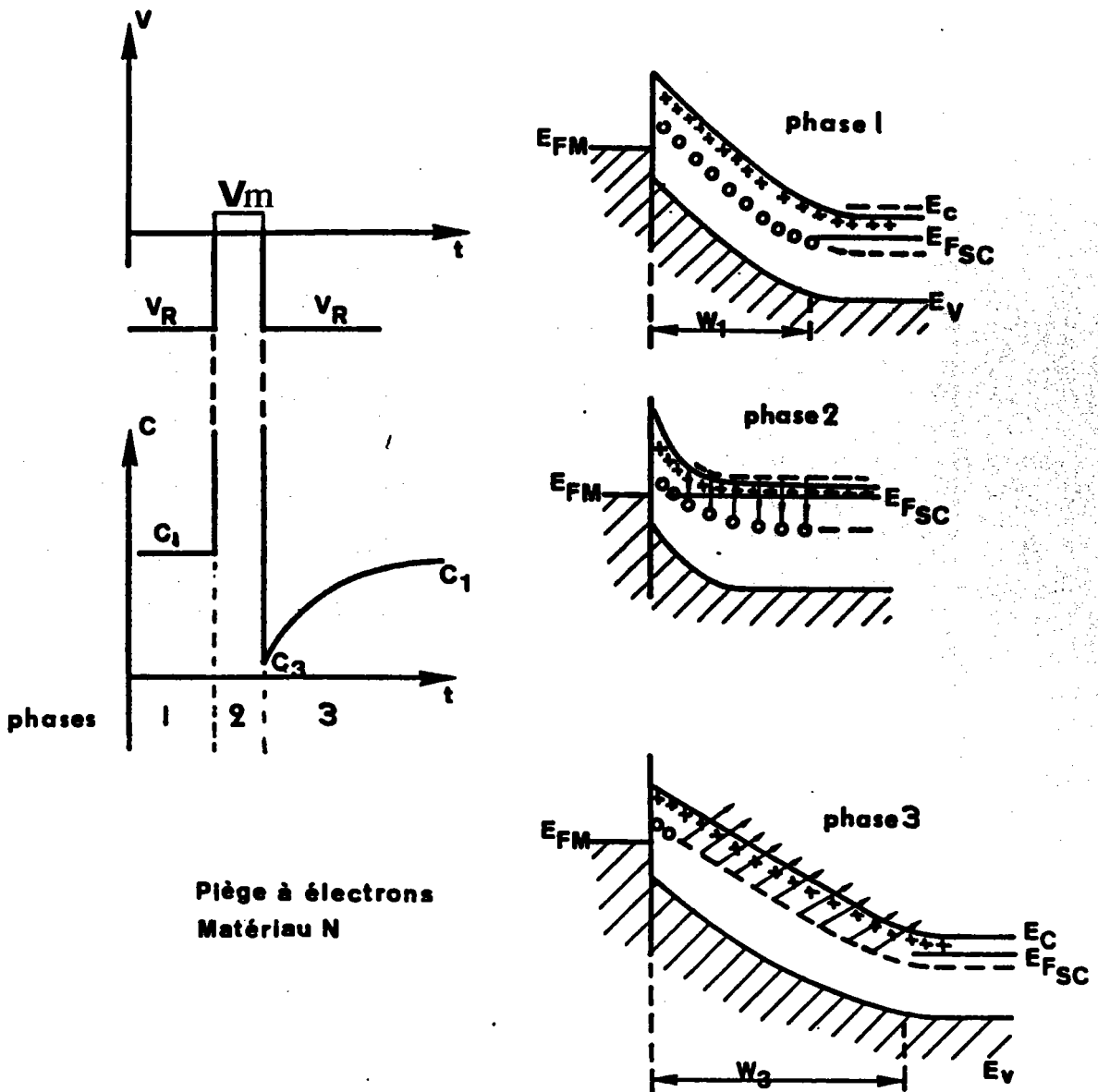


Figure 1.2: Principe de la DLTS

Durant cette phase de relaxation, la capacité de la jonction varie de manière exponentielle.

$$\begin{aligned} \text{En effet : } N_T(t) &= N_D + N_{TV} \\ &= N_D + N_T(1 - \exp(-e_n t)) \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\text{d'où : } C^2 = B N_D \left[1 + \frac{N_T}{N_D} (1 - \exp(-e_n t)) \right] \quad (1.11)$$

L'expression de la capacité est donc la suivante :

$$C(t) = \sqrt{B N_D} \sqrt{\left(1 + \frac{N_T}{N_D} (1 - \exp(-e_n t)) \right)}$$

Cette dernière équation peut être simplifiée; si on considère que $N_T \ll N_D$, on peut écrire :

$$C(t) = \sqrt{(B N_D)} \left(1 + \frac{N_T}{2 N_D} (1 - \exp(-e_n t)) \right)$$

$$\text{A l'instant } t=0 : C(t) = \sqrt{B N_D} = C_0$$

d'où:

$$C(t) = C_0 \left[1 + \left(\frac{N_T}{2 N_D} \right) (1 - \exp(-e_n t)) \right] \quad (1.12)$$

Si la concentration N_T est très inférieure à N_D , on voit que la partie transitoire

$$C_0 \left(\frac{N_T}{2 N_D} \right) (1 - \exp(-e_n t))$$

est beaucoup moins importante que la composante continue C_0 .

La principale difficulté à résoudre par des dispositifs expérimentaux de DLTS sera de pouvoir extraire la composante transitoire du signal, car c'est elle qui contient les informations nous intéressant (N_T et e_n)

Le transitoire de capacité sera noté $S(t, T)$:

$$S(t, T) = C_0 \left[\left(\frac{N T}{2 N_D} \right) (1 - \exp(-e_n t)) \right] \quad (1.13)$$

Dans le cas où plusieurs niveaux profonds (n par exemple) remplissant la condition $N_{Ti} \ll N_D$ sont en présence, on écrira $S(t, T)$ sous la forme :

$$S(t, T) = \sum_{i=1}^n \left[C_0 \left(\frac{N_{Ti}}{2 N_D} \right) (1 - \exp(-e_{ni} t)) \right] \quad (1.14)$$

Pour obtenir les termes (N_{Ti}, e_{ni}) , on peut ajuster $S(t, T)$ par la méthode des moindres carrés en utilisant un nombre d'exponentielles fixé à priori; mais d'autres méthodes plus performantes ont été développées. Certaines méthodes transforment $S(t, T)$ pour obtenir un signal $S'(T)$ dépendant uniquement de la température. La transformation généralement utilisée est le produit scalaire de $S(t, T)$ par une fonction $W(t)$ à une température T maintenue constante durant l'opération.

$$S'(T) = \langle S(t, T), W(t) \rangle \quad (1.15)$$

$$S'(T) = \sum_i S(t_i, T) W(t_i) \quad \text{dans le cas d'un signal échantillonné.}$$

ou

$$S'(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t_i, T) W(t_i) dt_i \quad \text{pour un signal analogique}$$

Dans la majorité des articles spécialisés traitant de DLTS [réfs. 1.19 et 1.20], le terme corrélation est utilisé pour désigner cette transformation, $W(t)$ étant alors appelé fonction de corrélation. D'autre part, certains auteurs [réf. 1.21] appellent cette opération filtrage temporel.

Pour éviter toute confusion, nous utiliserons le terme de corrélation, qui est le plus couramment employé.

En réalité, le produit scalaire de $S(t, T)$ par $W(t)$ correspond à l'intercorrélation des deux signaux pour $\Phi=0$.

En effet, le produit de corrélation est défini par:

$$R_{SW}(\Phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t, T) W(t - \Phi) dt \quad (1.16)$$

D'où:

$$\begin{aligned} R_{SW}(0) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S(t, T) W(t) dt \\ &= \langle S(t, T) W(t) \rangle \\ &= S'(T) \end{aligned}$$

Dans la pratique, nous ne faisons pas d'intégration de $-\infty$ à $+\infty$; nos signaux étant périodiques (de période T_m) $S'(T)$ s'écrit:

$$S'(T) = \left(\frac{1}{T_m} \right) \int_0^{T_m} S(t, T) W(t) dt \quad (1.17)$$

Le schéma suivant résume l'ensemble des opérations à effectuer pour obtenir $S'(T)$ à partir du transitoire de capacité $S(t,T)$.

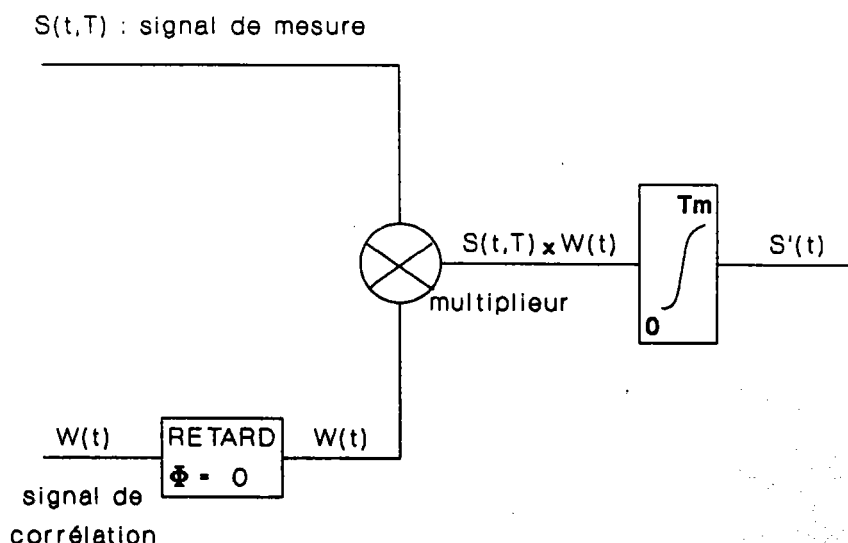


Figure 1.3: Schéma de principe d'un corrélateur.

Le produit de corrélation mesure le degré de ressemblance des deux fonctions, le maximum du produit étant atteint lorsque $S(t,T) = W(t)$ [réf. 1.20].

L'intercorrélacion permet d'augmenter sensiblement le rapport signal sur bruit lors de la détection d'un signal périodique noyé dans le bruit [réf. 1.22]. Le choix de la fonction de corrélation détermine la qualité d'extraction du signal utile contenu dans le signal de mesure.

LANG [réf. 1.1] a utilisé deux impulsions de Dirac (une positive, l'autre négative). Comme nous le verrons au paragraphe suivant, la mise en oeuvre de la méthode de LANG est facile, par contre le rapport signal sur bruit est médiocre puisqu'il diminue avec la largeur des impulsions utilisées.

La détection synchrone employant un signal carré pour fonction de corrélation, permet une bien meilleure extraction du signal noyé dans le bruit.

3.2) Dispositifs expérimentaux

La principale caractéristique qui nous permet de différencier les diverses techniques de mesure est la fonction de corrélation.

Le premier système de mesure DLTS est basé sur la méthode de LANG. La fonction de corrélation correspond à deux impulsions de Dirac. Le corrélateur est couramment appelé corrélateur double boxcar moyennneur.

Le second appareil DLTS utilise le procédé de détection synchrone, ce qui permet un gain appréciable pour le rapport signal sur bruit en sortie du corrélateur.

3.2.1) Méthode de LANG

La première technique de mesure DLTS, qu'a introduite D.V. LANG [réf. 1.1], utilise un corrélateur double boxcar moyennneur dont la fonction de corrélation est donnée sur la figure suivante:

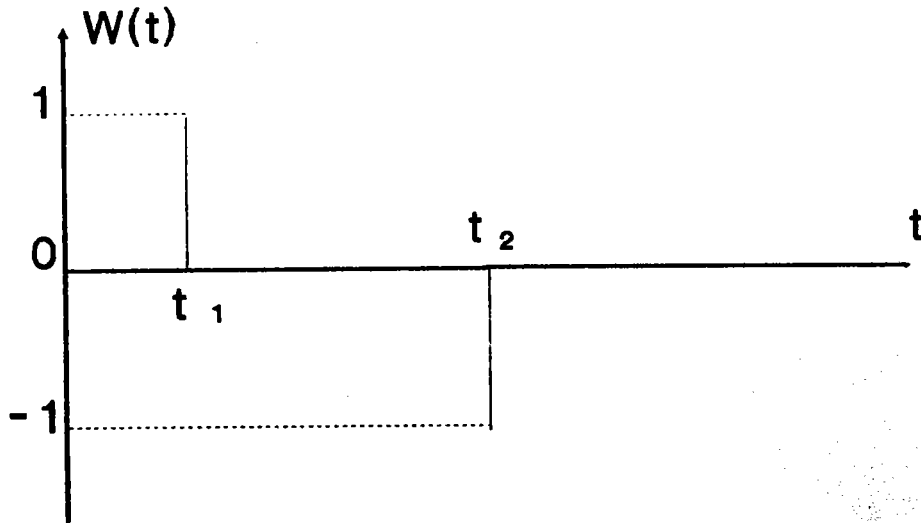


Figure 1.4: Fonction de corrélation du corrélateur double boxcar moyennneur.

Les opérations effectuées pour l'obtention du signal DLTS à une température T sont schématisées sur la figure 1.5 dans le cas de pièges à porteurs majoritaires, et donc d'électrons dans le cas de l'InP type n.

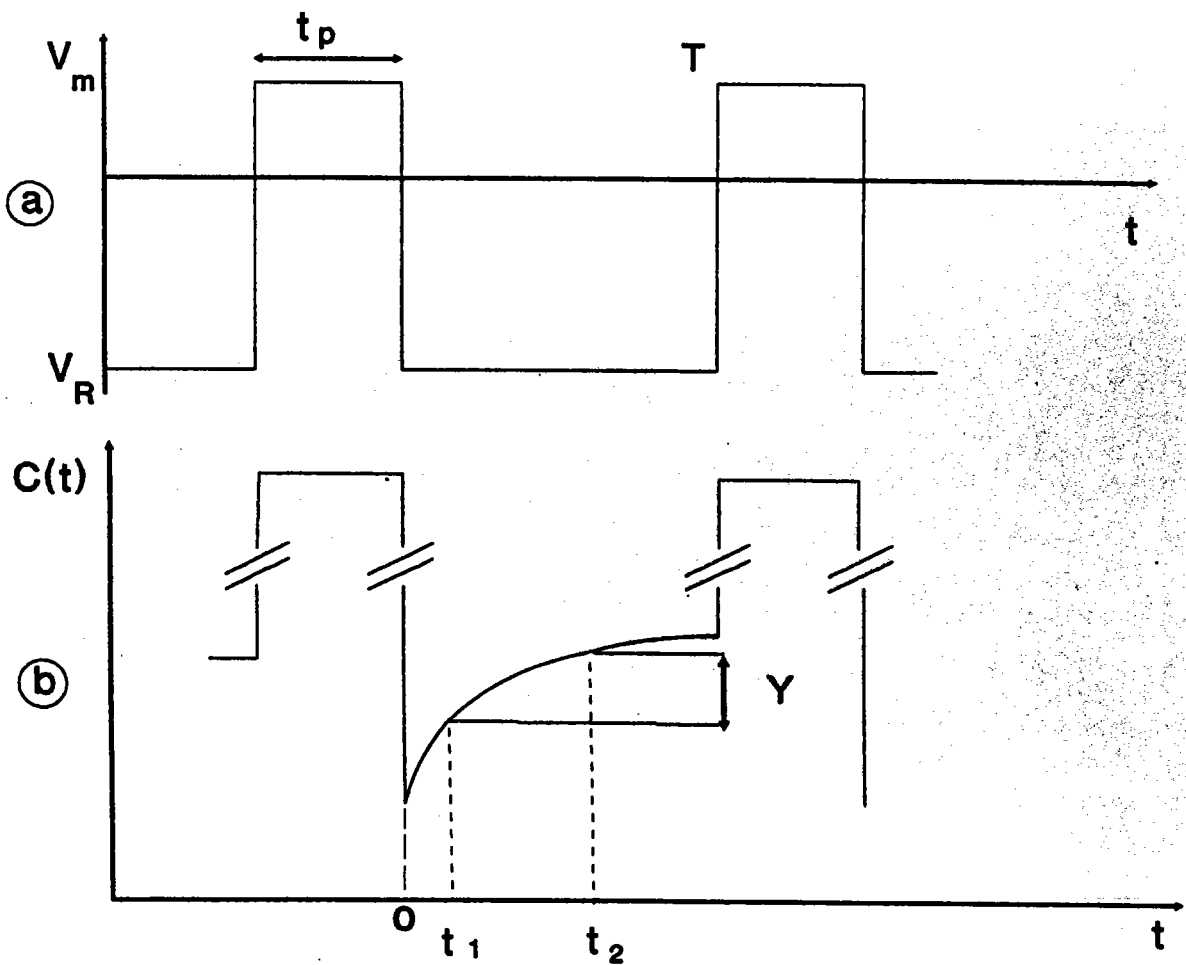


Figure 1.5: a: Tension de polarisation de l'échantillon.

b: Transitoire de capacité donnant le signal

DLTS: Y

Comme le montre la figure 1.6, le choix de t_1 et t_2 détermine la position du pic ($Y_{\max}$, $T_{\max}$) sur le spectre DLTS.

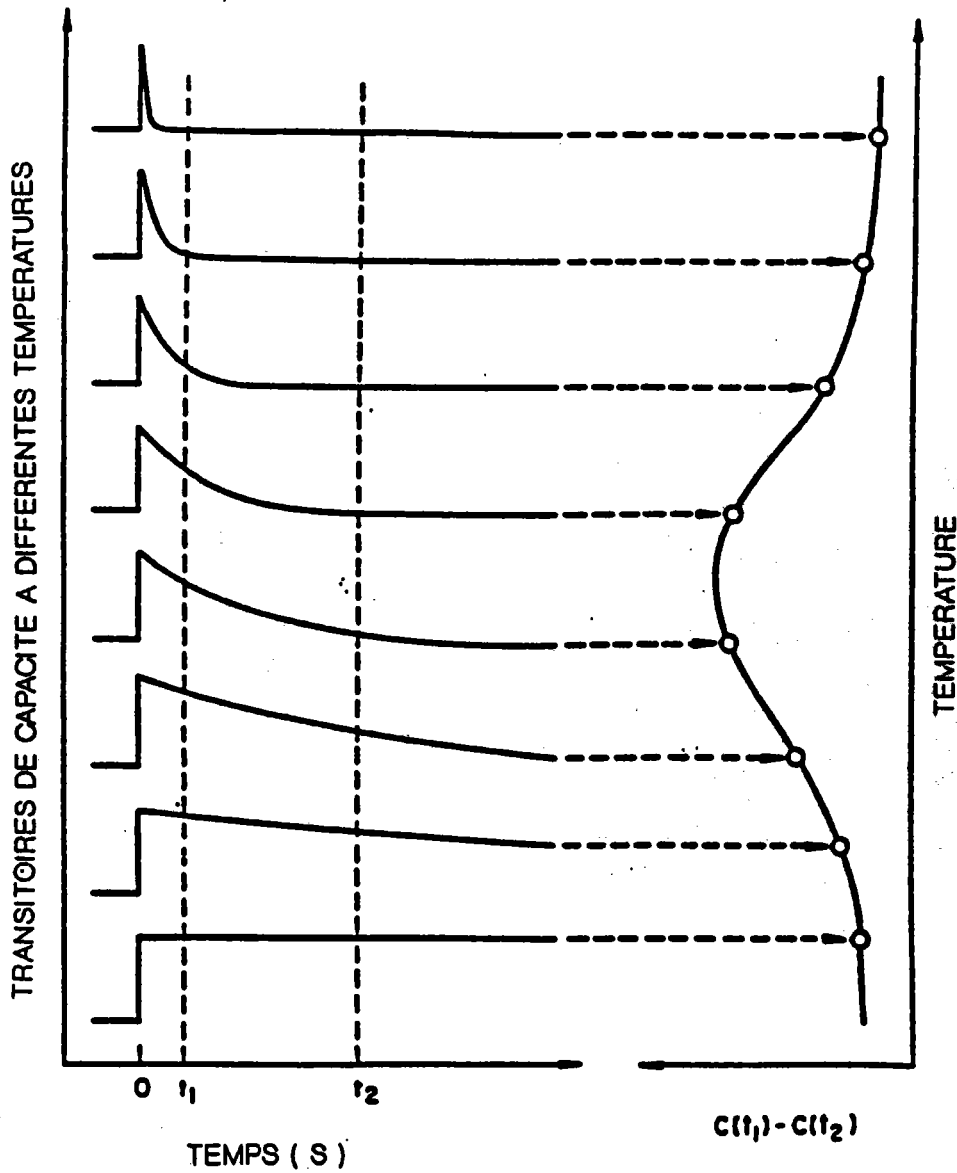


Figure 1.6: Evolution du signal DLTS en fonction de la température pour des valeurs particulières de t_1 et t_2

Si on suppose être en présence d'un seul niveau profond, c'est à dire que le modèle utilisé pour exprimer $C(t)$ est exponentiel ($C(t) = A_m [1 - \exp(-e_n t)]$), le signal DLTS s'écrira simplement:

$$Y = A_m (\exp(-e_n t_2) - \exp(-e_n t_1)) \quad (1.17)$$

Les vitesses d'émission correspondant aux extremums d'un spectre DLTS sont solutions de l'équation $dY/dT=0$ qui peut se décomposer de la façon suivante:

$$(dY/de_n) (de_n/dT) = 0$$

La dérivée de e_n par rapport à la température ne s'annulant jamais, l'équation ci-dessus devient: $dY/de_n = 0$

La résolution de cette équation nous donne :

$$e_{n_pic} = \ln(t_2/t_1) / (t_2 - t_1) \quad (1.18)$$

La vitesse d'émission e_{n_pic} correspondant aux extremums d'un spectre est donc fonction de t_1 et t_2 . L'analyse des spectres consiste en général à relever plusieurs spectres DLTS pour différentes valeurs de t_1 et t_2 afin d'enregistrer autant de couples (e_{n_pic}, T_{max}) que de spectres. A partir de ces couples, il sera facile d'observer la loi de variation de e_n en fonction de T .

Nous verrons plus en détail au paragraphe 3.2.3 les diverses méthodes d'analyse des spectres.

Après cette brève étude théorique de la méthode de Lang, nous allons décrire le montage expérimental (fig 1.7) basé sur cette méthode.

APPAREIL DE MESURE DLTS

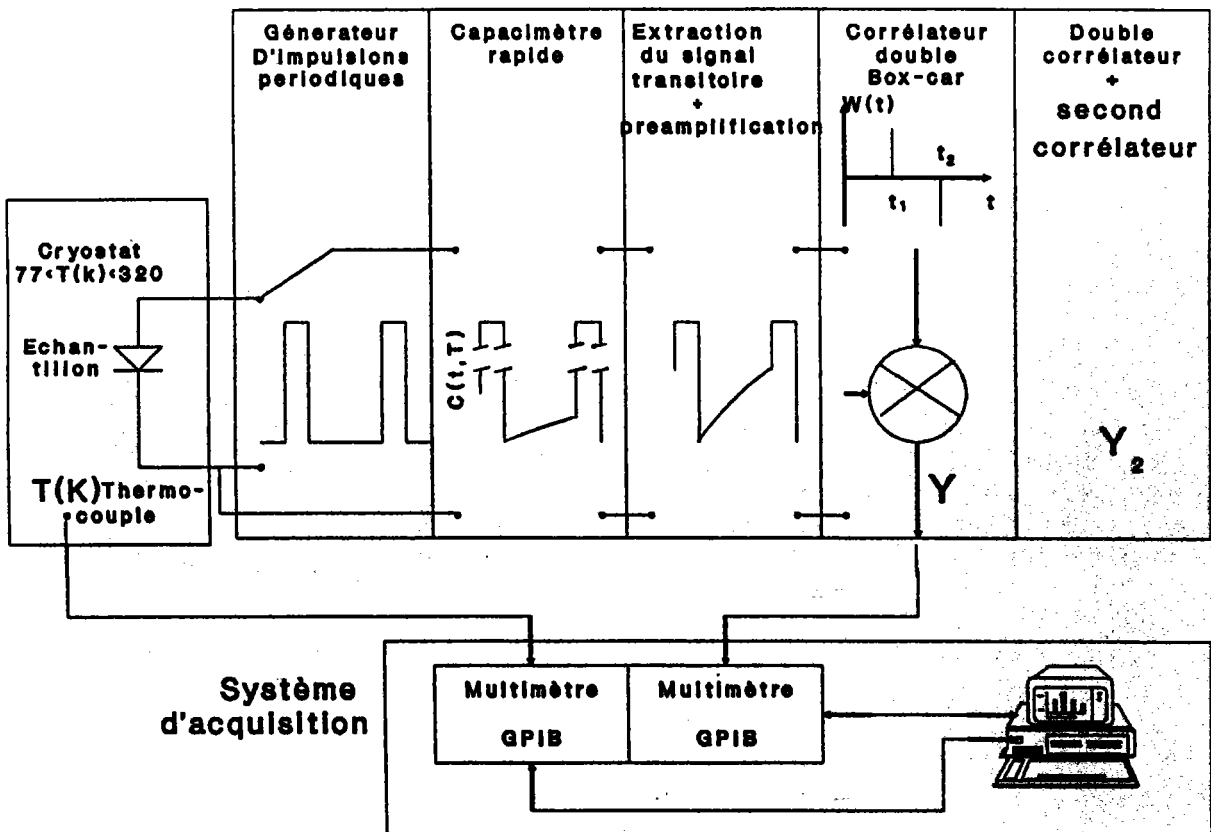


Figure 1.7. Montage expérimental (méthode de Lang)

Le montage de la figure 1.7 peut se décomposer en trois parties essentielles:

- le **cryostat** permettant le balayage en température. La température minimale que l'on peut atteindre est celle de l'azote liquide, c'est à dire 77K. Une résistance chauffante nous permet de travailler jusqu'à 320K. La mesure de la température se fait par un thermocouple Cuivre/Constantan dont la soudure chaude est à proximité de l'échantillon.

- L'**appareil de mesure DLTS** (de la société SULA TECHNOLOGIES et commercialisé par SYDEC INTERNATIONAL à Boulogne). Il délivre la tension à appliquer à l'échantillon et fournit le signal de corrélation.

Cet appareil intègre donc:

- un générateur d'impulsions de tension, de fréquence comprise entre 1 Hz et 5 KHz; la largeur des impulsions allant de 300 ns à 100 ms; la tension peut varier de 0 à -13 V pour V_r , $V_m - V_r$ ayant une amplitude maximale de 13 V;
- un capacimètre rapide à 1 MHz possédant des calibres allant de 10 à 1000 pF avec un temps de réponse de 10 μ s;
- un système d'extraction de la partie transitoire de la capacité avant amplification;
- un préamplificateur amplifiant le transitoire de capacité d'un facteur allant de 1 à 1000;

- un corrélateur double boxcar ayant un rapport t_2/t_1 constant et égal à 11.5, et un t_1 pouvant prendre les valeurs suivantes:

0.02/0.05/0.1/.../20/50/100 ms (la largeur des impulsions de la fonction de corrélation n'est pas donnée par le constructeur, on la considèrera nulle pour faire l'exploitation des spectres DLTS);

- un deuxième corrélateur permettant de faire de la double DLTS (DDLTS) [réf 1.23] ou d'extraire un second spectre.

- Le système d'acquisition qui comprend:

- deux multimètres programmables I.E.E.E. qui relèvent le signal de corrélation Y en volt et la tension délivrée par le thermocouple mesurant la température de l'échantillon;

- un micro-ordinateur commandant les deux multimètres.

La méthode de Lang est facile à mettre en oeuvre et permet une bonne compréhension de l'opération de corrélation effectuée sur la mesure du transitoire. En pratique, les impulsions ne sont jamais des fonctions de Dirac car la largeur des impulsions ne peut être nulle. On remarque que le rapport signal sur bruit (S/B) augmente avec la largeur des impulsions, et tend vers zéro lorsque l'on travaille avec de faibles largeurs d'impulsion. Pour augmenter la qualité du signal, le procédé de détection synchrone a été introduit en DLTS.

3.2.2) Méthode de corrélation utilisant le procédé de détection synchrone.

* Principe de la détection synchrone.

La détection synchrone est un procédé utilisé pour extraire le signal utile noyé dans du bruit. Le signal $S(t,T)$ est supposé occuper une bande très étroite autour de la fréquence zéro. C'est donc un signal très basse fréquence. De plus ce signal est noyé dans du bruit à plus large bande (fig. 1.8).

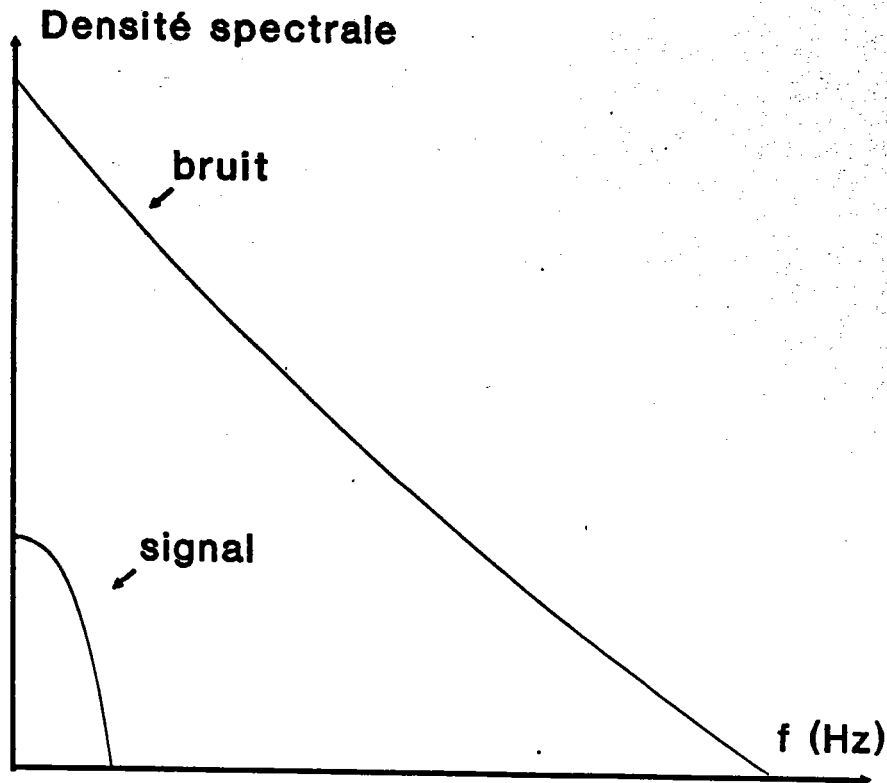


Figure 1.8: Densités spectrales du signal et du bruit.

Si l'on fait subir au signal une translation en fréquence jusqu'à f_0 par modulation, le bruit en $1/f$ sera (dans cette zone de fréquences) très diminué. (fig. 1.9).

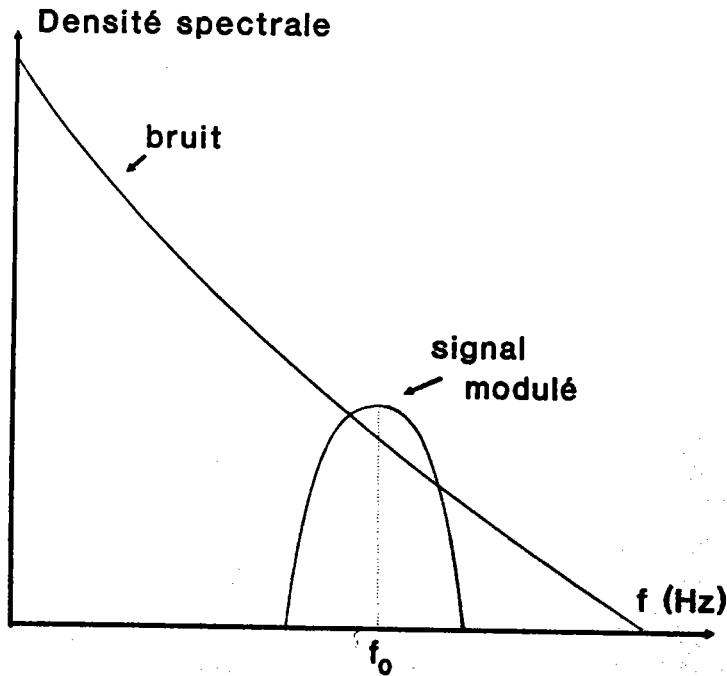


Figure 1.9: Densités spectrales du signal modulé et du bruit.

Ensuite le signal est extrait par filtrage autour de f_0 .

On distingue, en détection synchrone, deux grands types d'applications:

- * la mesure d'une grandeur fixe ou très lentement variable,
- * la mesure de la caractéristique d'un phénomène physique par "balayage" que l'on désigne par le terme anglo-saxon de "lock-in".

La figure 1.10 résume le principe de la modulation-démodulation synchrone.

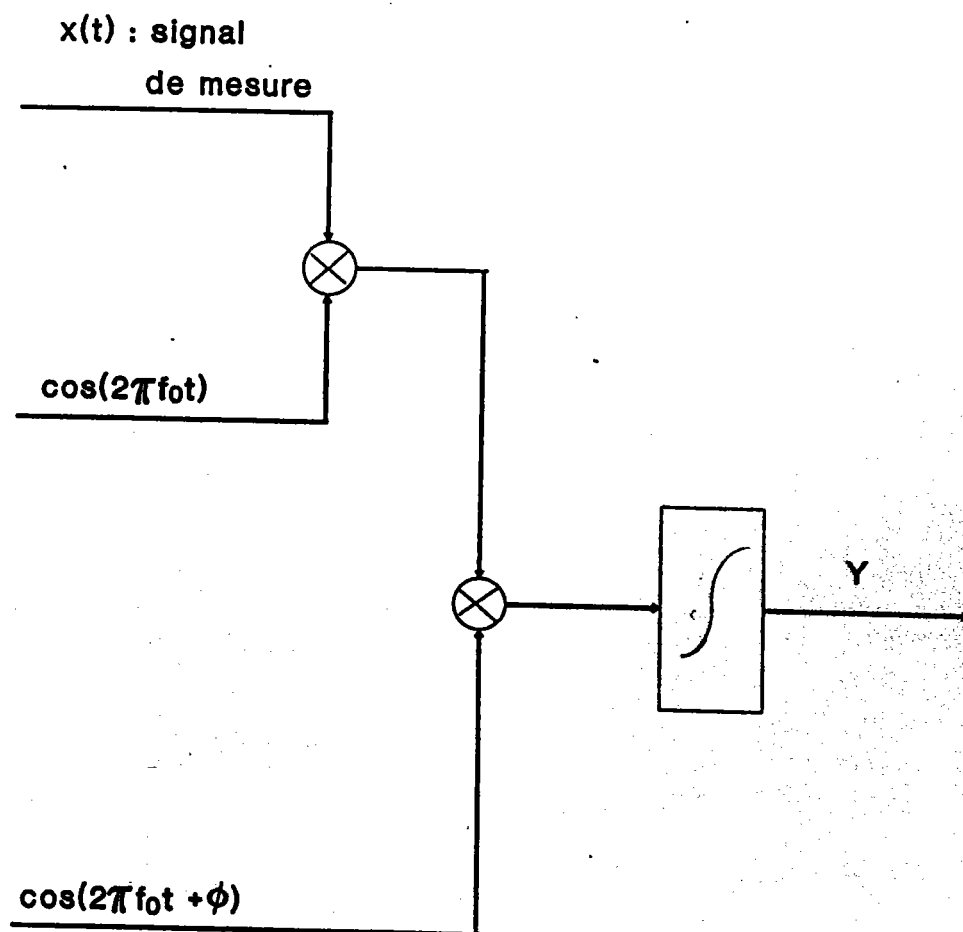


Figure 1.10: Principe de la modulation-démodulation synchrone.

La translation à la fréquence f_0 se fait en multipliant le signal non bruité par $\cos(2\pi f_0 t)$, c'est la modulation.

Le filtrage autour de f_0 est réalisé en intégrant (à l'aide d'un filtre passe-bas) le produit du signal de mesure modulé à f_0 par $\cos(2\pi f_0 t + \phi)$, c'est la démodulation synchrone.

Le résultat Y sera directement proportionnel à la valeur moyenne du signal utile.

- Remarques sur la méthode de modulation et démodulation:

Le signal de modulation n'est pas obligatoirement monochromatique; tout autre signal, pourvu qu'il soit de fréquence fondamentale f_0 , peut être utilisé.

Il y a trente ou quarante ans, il était difficile de réaliser des générateurs sinusoïdaux suffisamment stables et on ne disposait pas de multiplieurs analogiques assez précis pour la démodulation. Des signaux rectangulaires, plus faciles à mettre en oeuvre grâce aux relais, servaient à la démodulation; on employa alors le terme de détection synchrone.

* Application du procédé de détection synchrone à la spectroscopie DLTS.

En DLTS, la modulation du signal de mesure ne se fait pas en multipliant celui-ci par une sinusoïde, mais en le rendant périodique (de période $T_m = 1/f_0$).

Quant à la démodulation, elle est réalisée par multiplication avec un signal rectangulaire de période T_m (détection synchrone).

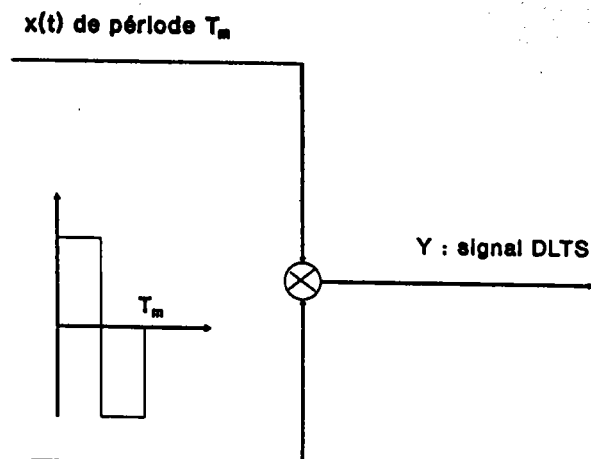


Figure 1.11: Schéma synoptique du procédé de détection synchrone appliqué à la spectroscopie DLTS.

A chaque température T , le signal DLTS sera donc fonction du signal utile donné par l'équation 1.14. Le calcul analytique du signal DLTS nous donne, dans le cas d'un modèle à une composante (équation 1.13), le résultat suivant:

$$Y = - \frac{C_0 N_T}{2 N_D e_n T_m} \left(1 - \exp\left(\frac{-e_n T_m}{2}\right) \right)^2 \quad (1.21)$$

Le maximum du spectre sera obtenu pour: $e_{n_pic} = 2.51/T_m$ (1.22)

Les calculs menant aux relations (1.21) et (1.22) sont développés dans l'annexe A.

L'exploitation des spectres, pour déterminer les caractéristiques des niveaux profonds, sera dévoilée au paragraphe suivant. La première utilisation de la détection synchrone pour la spectroscopie des niveaux profonds par L.C. KIMMERLING [réf. 1.24] date de 1976. Par la suite la forme du signal de démodulation (ou signal de corrélation) a subi quelques modifications afin d'annuler l'influence des parties erronées du signal de mesure dans le calcul du signal DLTS.

Voici par exemple l'allure du signal de corrélation présent dans notre dispositif expérimental (fig. 1.12).

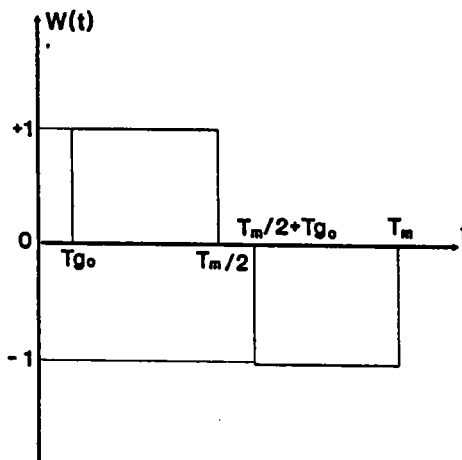


Figure 1.12: Signal de corrélation en détection synchrone.

$W(t)=0$ entre 0 et T_{g0} pour que le début du transitoire, qui ne peut être mesuré précisément, ne soit pas pris en compte dans le calcul du signal de corrélation.

$W(t)=0$ entre $T_m/2$ et $T_m/2+T_{g0}$ car si un deuxième pulse de tension est appliqué en DDLTS, la mesure de la capacité sera également très perturbée à cet endroit.

L'expression du signal de corrélation est alors:

$$Y = - \frac{C_0 N_t}{2 N_D e n T_m} \times$$

$$\left[\exp(-e n T_m) - \exp\left[\left(\frac{-e n T_m}{2}\right)(1 + 2\exp(-e n T_{g0}))\right] \right] \quad (1.23)$$

Le minimum du spectre correspond à une vitesse d'émission:

$$e_{n_pic} = 2.27/T_m \text{ lorsque } T_{g0} = T_m/20 \quad (1.25)$$

(cf. ANNEXE A pour le détail des calculs).

En pratique, le concepteur de l'appareil de mesure donne:

$e_{n_pic} = 2.17/T_m$, ce qui tend à montrer que la véritable valeur de T_{g0} est supérieure à $T_m/20$.

Un schéma synoptique du dispositif expérimental est présenté sur la figure 1.13.

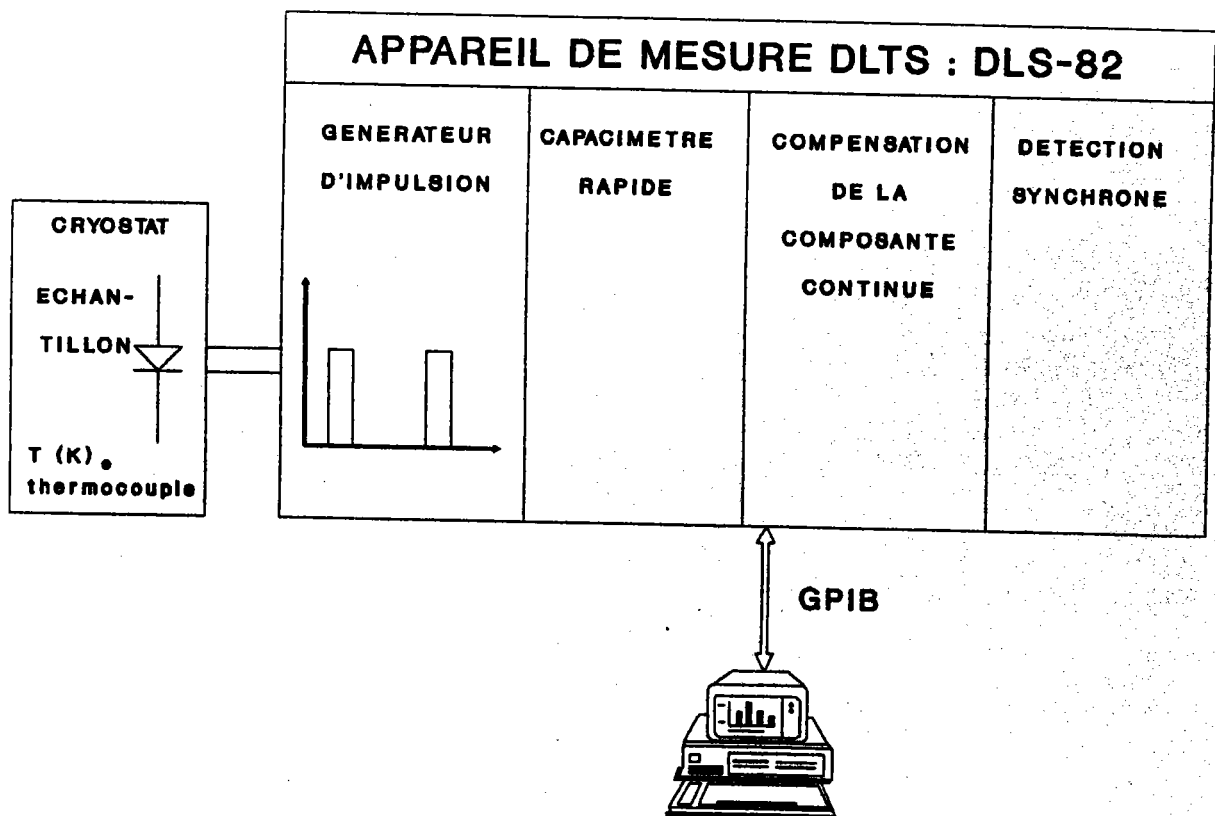


Figure 1.13: Dispositif expérimental de DLTS par détection synchrone.

L'appareil de mesure DLTS (DLS-82) de Semitrap (HONGRIE) et commercialisé par Material Development Corporation (SUISSE) comprend:

- un **générateur d'impulsions** périodiques de tension variable entre V_r et V_r+20 volts (V_r minimal étant égal à $-20V$), la fréquence allant de 0.25 Hz à 2.5 KHz, la largeur des impulsions étant comprise entre 100 ns et 50 ms.
- Un **capacimètre rapide** à 1 MHz mesurant des capacités maximales de 1000 pF, avec un temps de réponse de 5 μs .
- Un **système de compensation** de la composante continue de la capacité mesurée en DLTS.
- Une **détection synchrone**.

L'acquisition et le stockage des mesures se fait via le bus I.E.E.E. par un ordinateur compatible I.B.M. de type X.T.

Les cryostats à bain d'azote nous permettent de travailler entre 77 et 450K. La température est mesurée par un thermocouple Chromel-Alumel.

Ce dispositif expérimental nous permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit et nous donne plus de commodité pour le balayage en température de l'échantillon grâce au cryostat à bain d'azote. En outre, l'appareil de mesure DLTS qui est programmable I.E.E.E. nous offre des méthodes spectroscopiques annexes (CCDLTS, Spectroscopie optique (ODLTS),...) que nous ne décrivons pas.

3.3) Méthodes d'analyse des spectres DLTS.

La spectroscopie DLTS est principalement utilisée pour connaître l'évolution de la vitesse d'émission e_n des pièges en fonction de la température T . La loi de variation de e_n en fonction de T pour des niveaux profonds de volume est donnée par la relation 1.6.

Les paramètres caractéristiques des pièges, c'est à dire l'énergie d'activation E_a et la section efficace de capture σ , sont tirés de cette relation. La méthode de Lang est couramment employée pour analyser les spectres. D'autres méthodes [réfs. 1.21,1.25,1.26] permettent une analyse plus rapide car elles nécessitent la mesure d'un seul spectre.

3.3.1) Méthode d'analyse de LANG.

Le principe de l'analyse par la méthode de Lang consiste à tirer de chaque pic d'un spectre DLTS le couple (e_{n_pic}, T_{max}) , e_{n_pic} étant la vitesse d'émission correspondant à la température T_{max} d'un pic du spectre.

Cette vitesse est donnée par l'équation (1.18) pour un spectre obtenu avec la méthode de Lang (cf. paragraphe 3.2.1) et par l'équation (1.24) lorsqu'on utilise la détection synchrone (paragraphe 3.2.2).

En relevant n spectres pour différents paramètres donnés à la fonction de corrélation (les temps t_1 et t_2 pour la méthode de Lang, et T_m pour le procédé de détection synchrone), on obtient n couples (e_{n_pic}, T_{max}) . A partir de ces valeurs, on trace la droite d'Arrhénius: $\ln(e_n/T^2) = f(1/T)$.

D'après l'équation 1.6, on voit que la pente de la droite obtenue sera fonction de l'énergie d'activation E_a et que la valeur de l'ordonnée à l'origine nous permettra de calculer la section efficace de capture σ .

Cette méthode d'analyse est donc simple dans son principe mais nécessite un nombre élevé de spectres DLTS pour pouvoir tracer une droite d'Arrhénius avec un bon coefficient de corrélation.

3.3.2) Méthode de Le Bloa [réf. 1.21].

Cette méthode contrairement à l'analyse de Lang ne nécessite qu'un seul spectre DLTS pour le tracé de la droite d'Arrhénius. Elle ne s'applique qu'aux spectres obtenus par un corrélateur de type boxcar. L'expression analytique du signal DLTS résultant de ce type de corrélateur est modifiée pour devenir:

$$Y = A_m [\exp(-y/x) - \exp(-y)] \quad (1.25)$$

$$\text{avec: } x = t_2/t_1 \quad \text{et} \quad y = e_n t_2$$

En normalisant Y par rapport à l'amplitude maximale, on obtient une fonction $\theta(T)$ qui s'écrit:

$$\theta(T) = \frac{\left[\exp\left(-\frac{y}{x}\right) - \exp(-y) \right]}{\left(\frac{(x-1)}{x} \right) \exp\left(-\ln\left(\frac{x}{x-1}\right)\right)} = \frac{y}{\max |Y|}$$

En résolvant numériquement $\theta(T) = f(y)$ [$\theta(T)$ étant obtenu facilement à partir des mesures DLTS], on peut déterminer $e_n = f(T)$ pour tous les points du spectre.

On arrive ainsi à obtenir un nombre important de points pour tracer une droite d'Arrhénius.

D'autres méthodes plus récentes [réfs. 1.25 et 1.26] utilisent le même principe pour obtenir une droite d'Arrhénius à partir d'un seul spectre. Ce type d'analyse du signal DLTS, bien que très attrayante d'un point de vue théorique, donne des résultats assez médiocres lorsqu'en pratique on obtient des spectres non modélisables par l'équation (1.24) en raison d'un bruit trop important, ou de la présence de plusieurs niveaux rapprochés.

Il est préférable d'enregistrer plusieurs spectres pour détecter plus facilement les anomalies de certains pics. Une méthode d'analyse des spectres s'inspirant des deux méthodes que nous venons d'exposer sera développée au paragraphe 3 du chapitre 2.

4) CONCLUSION

Les dispositifs expérimentaux présentés dans ce chapitre nous ont permis de mesurer bon nombre de spectres de manière satisfaisante. Cependant de nombreux spectres n'ont pu être interprétés en raison de mesures trop bruitées ou d'un chevauchement de plusieurs pics dans la même plage de température. Pour augmenter le rapport signal sur bruit et la résolution spectrale, d'autres méthodes spectroscopiques ont été envisagées. Les méthodes isothermes en font partie; elles consistent à exploiter les informations contenues dans une série de transitoires de capacité qui sont mesurés à température constante. Des techniques de corrélation numérique avec des fonctions nous permettant d'accroître la précision de nos résultats ont également été développées.

REFERENCES

- 1.1: D.V. LANG, J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974)
- 1.2: A. VAPAILLE, R. CASTAGNE, Dispositifs et circuits
intégrés semiconducteurs, (BORDAS, PARIS, 1990)
- 1.3: R. ZUCCA, B.M. WELCH, P.M. ASBECK, R.C. EDEN et
S.I. LONG, PROC. of the 1st Conf. on Semi-Ins. III-V
Materials, Nottingham (1980).
- 1.4: F. LITTY, Contribution à la caractérisation optique des
niveaux profonds dans l'Arséniure de Gallium par
spectroscopie capacitive, THESE, LYON (1982).
- 1.5: G.L. MILLER, D.V. LANG et L.C. KIMMERLING, Ann. Rev.
Mater. Sci. 7, 377 (1977).
- 1.6: C.H. HENRY et P.D DAPKUS, J. Appl. Phys. 47, 4067 (1976).
- 1.7: D.V LANG, R.L. HARTMAN et NE. SCHUMAKER,
ibid, 47, 4986 (1976).
- 1.8: J.M. DUMAS, Contribution à l'étude des mécanismes de
dégradation du transistor à effet de champ sur Arséniure
de Gallium, THESE, LYON (1985).
- 1.9: A. VAN DER ZIEL, Thermal noise in field effect
transistors, Proc. IRE, 1808 (1962).
- 1.10: A. VAN DER ZIEL, Gate noise in field effect transistors
at moderately high frequencies, Proc. IEEE, 461 (1963).
- 1.11: W. SHOCKLEY et W.T. READ, Phys. Rev. 87, 853 (1953).
- 1.12: R.N HALL, Phys. Rev. 83, (1951) 288; 87, 352 (1952).
- 1.13: H. MATHIEU, Physique des semi-conducteurs et des
composants électroniques, (MASSON, PARIS, 1990).
- 1.14: C.T. SAH, L. FORBES, L.L. ROSIER et A.F. Jr TASH,
Solid State Electronics 13, 759 (1970).

- 1.15: C.T. SAH, W.W CHAN, H.S. FU et J.W. WALKER,
Appl. Phys. Lett. 20, 193 (1972).
- 1.16: L.R. WEISSBERG et H. SHADE,
J. Appl. Phys. 39, 5149 (1968).
- 1.17: M. SCHULZ et E. KLAUSMANN, Appl. Phys. 18, 169 (1979).
- 1.18: P. MINONDO, Effets parasites des transistors à effets de
champ (T.E.C.) sur arséniure de gallium dus au substrat
semi-isolant. Thèse de 3^e cycle, Toulouse (1983).
- 1.19: C.R. CROWELL et S. ALIPANAHI,
Solid State Electronics 24, 25 (1981).
- 1.20: G.L. MILLER, J.V. RAMIREZ, D.A.H. ROBINSON,
J. Appl. Phys. 46(6), 2638 (1975).
- 1.21: A. LE BLOA, Méthodes d'analyse des signaux
multiexponentiels utilisés en spectroscopie électrique
des défauts profonds dans les semi-conducteurs.
Application au GaAs implanté en oxygène ou en oxygène et
silicium. THESE D'ETAT, RENNES (1986).
- 1.22: J. MAX, Méthodes et techniques de traitement du signal
et applications aux mesures physiques,
(MASSON 4e édition, PARIS, 1989).
- 1.23: H. LEFEVRE et M. SCHULZ, Appl. Phys. 12, 45 (1977).
- 1.24: L.C. KIMMERLING,
I.E.E.E. Trans. Nucl. Sci. NS_23, 1497 (1976).
- 1.25: Z. SU et J.W FARMER, J. Appl. Phys. 68 (8), 4068 (1990)
- 1.26: C.A.B. BALL et A.B. CONIBEAR,
Rec. Sci. Instrum. 62(11), 2831 (1991)

CHAPITRE 2

METHODES ISOTHERMES ET METHODES DE CORRELATION

1) DISPOSITIFS DE MESURE DU TRANSITOIRE ET TRAITEMENT PRELIMINAIRE DES DONNEES

Afin de développer des techniques de mesures DLTS plus performantes que celles offertes par les dispositifs expérimentaux décrits dans le chapitre précédent, l'acquisition des transitoires de capacité (à température constante) a été envisagée.

La carte d'acquisition DAS-16F de Métrabyte a été choisie pour numériser les mesures. Elle permet une conversion analogique numérique à fréquence élevée (100 kHz).

La conversion se fait sur 12 bits par approximations successives; la tension d'entrée maximale est de ± 10 V; les gains réglables par switch sont de : 0.5, 1, 2, 5, 10V en bipolaire ou unipolaire; la résolution est donc comprise entre 0.244 et 4.88 mV/bit.

Cette carte a été programmée en Turbo-Pascal pour permettre l'acquisition d'un maximum de 1000 points du transitoire de capacité. La température est maintenue constante durant chaque mesure de transitoire, la précision sur la température étant de $\pm 1^\circ\text{C}$.

Les principaux paramètres demandés par le programme sont:

- l'étendue de mesure (en ms)
- le nombre de points de mesure (≤ 1000)
- le gain de la carte (0.5, 1, 2, 5, 10 V)
- la sensibilité du capacimètre (en pF)

La fréquence d'acquisition (égale au nombre de points sur l'étendue de mesure) devra rester inférieure à 100 kHz (vitesse maximale de la carte d'acquisition).

Les mesures seront répétées n fois afin d'être moyennées, ceci dans le but d'accroître le rapport signal sur bruit (en général, n est voisin de 100). En effet, en moyennant n fois les mesures, le rapport S/B sera multiplié par $\sqrt{n}$.

Après moyennage, le transitoire mesuré sera stocké dans un fichier de type ASCII pour ensuite être traité par une des diverses techniques DLTS que nous allons présenter.

Les transitoires peuvent être mesurés sur les deux systèmes de mesures DLTS. Sur l'appareil de mesure DLS-82, les points du transitoire situés entre 0 et $T_m/20$ et ceux compris entre $T_m/2$ et $T_m/2 + T_m/20$ ne sont pas mesurés. On est donc amené à extrapoler ces différents points, ce qui alourdit le traitement des fichiers de mesure et introduit un facteur d'incertitude supplémentaire.

Par contre le transitoire que délivre le système de mesure DLTS de SULA Tech. est reproduit dans son intégralité. Cependant, le bruit est souvent plus important que sur les transitoires produits par l'appareil DLS-82 dans la plage de mesure dans laquelle on travaille habituellement (autour du picofarad).

Outre le moyennage des transitoires, un lissage de ces derniers est souhaitable (voire indispensable) avant d'appliquer une des techniques de mesures DLTS.

De multiples techniques de lissage ont été testées (approximation parabolique sur 5 points, filtrage numérique,...) avant de choisir l'approximation du transitoire par un polynôme de Tchebychev d'ordre élevé (8 en général) [réf. 2.1] ou des polynômes pseudo-orthogonaux [réf. 2.2].

Il est indispensable d'utiliser des polynômes orthogonaux pour obtenir des systèmes bien conditionnés lorsque le degré du polynôme dépasse 3.

Le choix du degré du polynôme se fait en fonction de la constante de temps du transitoire. Pour de faibles constantes de temps, le lissage par des polynômes d'ordre élevé donne de meilleurs résultats, alors que pour des constantes de temps importantes, des polynômes d'ordre inférieur sont plus adéquats (fig. 2.1).

Le polynôme de Tchebychev de degré n , défini pour une variable y comprise entre -1 et $+1$, est donné par la relation de récurrence suivante:

$$T_n(y) = 2 y T_{n-1}(y) - T_{n-2}(y) \quad (2.1)$$

$$T_1(y) = y \text{ et } T_0(y) = 1$$

Les valeurs de y seront obtenues par changement de variable à partir des instants de mesure des transitoires.

Le calcul des polynômes pseudo-orthogonaux est moins compliqué et plus rapide puisqu'il n'y a pas à résoudre des systèmes d'équations linéaires éventuellement mal conditionnés.

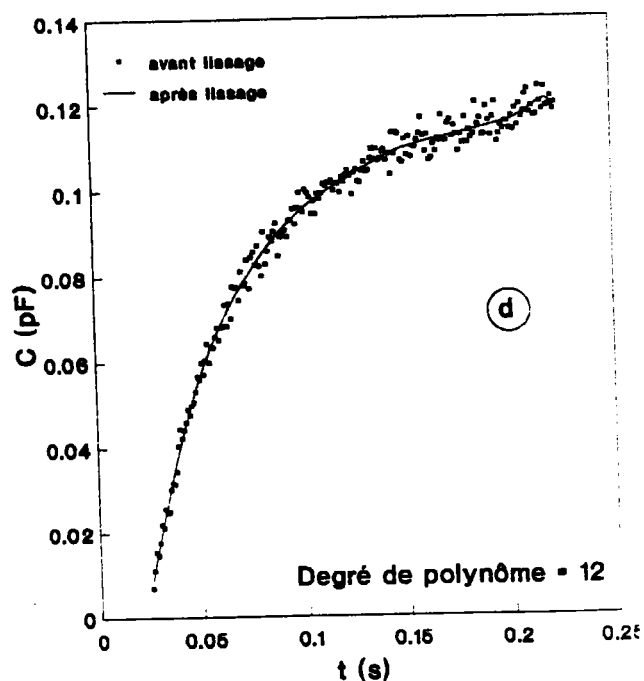
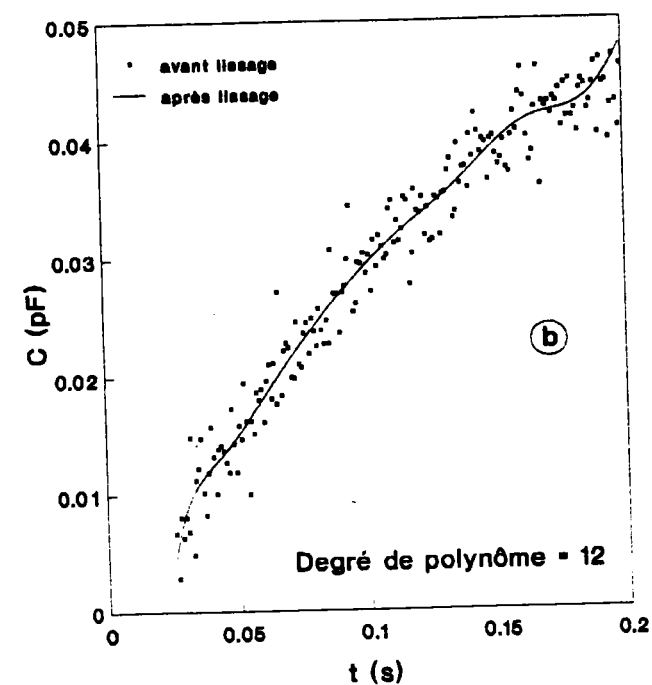
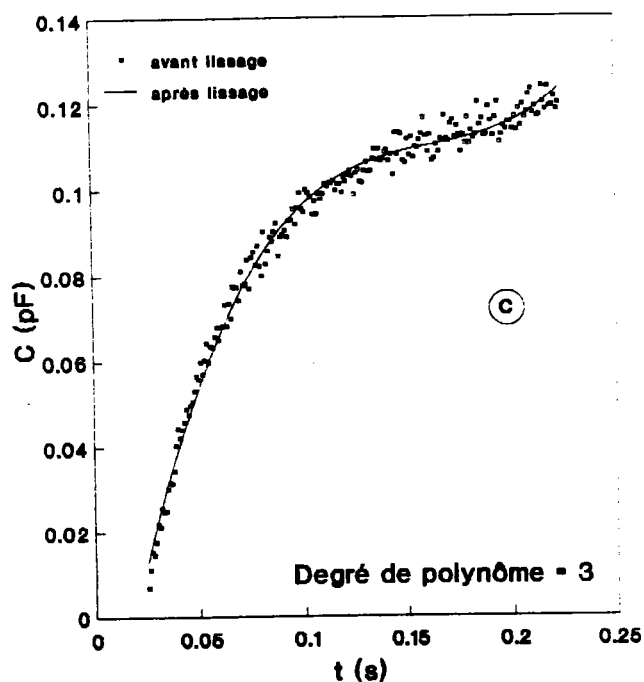
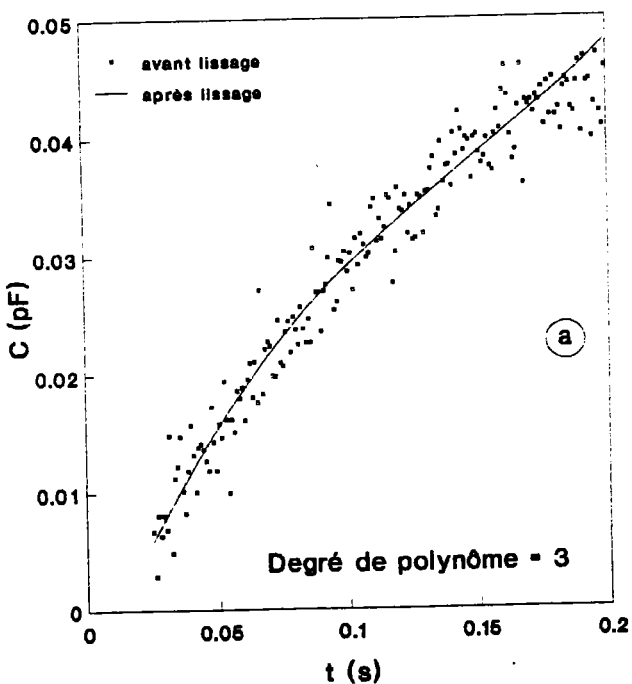


Figure 2.1 : a) transitoire ayant une constante de temps élevée qui est lissée par un polynôme de degré 3
 b) même transitoire lissé par un polynôme de degré 12
 c) transitoire ayant une faible constante de temps lissé par un polynôme de degré 3
 d) même transitoire lissé par un polynôme de degré 12

Soit $f(t)$ la forme polynomiale approximant le transitoire de capacité $S(t,T)$; $f(t)$ s'écrit:

$$F(t) = b_0 P_0(x) + b_1 P_1(x) + \dots + b_L P_L(x)$$

avec

$$x = \frac{t - t_0}{dt} \quad \text{et} \quad dt = t_i - t_{i-1}$$

$$P_n(x) = \sum_{i=0}^n (-1)^i \binom{n}{i} \binom{n+1}{i} \frac{x^{(i)}}{(N-1)^{(i)}} \quad ; n = 0, 1, \dots, L$$

N = nombre de
points du transitoire

$$\binom{n}{i} = \frac{n!}{i! (n-i)!}$$

$$x^{(i)} = x(x-1)\dots(x-i+1)$$

$$b_n = \frac{\sum_{k=0}^{N-1} y(k) P_n(k)}{\sum_{k=0}^{N-1} P_n^2(k)}$$

L' algorithme présenté ci-dessus est applicable pour lisser tout transitoire échantillonné à fréquence constante. Le degré du polynôme doit bien sûr rester inférieur au nombre de points de la courbe expérimentale. En pratique, on ne peut excéder un ordre de polynôme égal à 14 sans fausser les calculs, en raison de la précision limitée des calculs numériques. Les lissages obtenus par des polynômes pseudo orthogonaux et les polynômes de Tchebychev sont sensiblement identiques et ne dépendent que du degré du polynôme.

2) METHODES ISOTHERMES

Toutes les méthodes isothermes reposent sur le même principe qui consiste à extraire d'une série de transitoires relevés pour plusieurs températures les différentes constantes de temps.

L'analyse des transitoires de capacité par une méthode isotherme présente l'avantage d'être rapide. En effet, il suffit de quelques mesures de transitoires relevées à des températures choisies judicieusement pour obtenir une droite d'Arrhénius qui comportera autant de points que de transitoires.

On évite donc les multiples balayages en température effectués en DLTS lorsqu'on travaille avec le système de mesures DLS-82 ou celui de SULA Tech.

Si les mesures se font plus rapidement, les calculs nécessaires pour extraire des constantes de temps de chaque transitoire sont relativement longs suivant la méthode utilisée.

Les méthodes nécessitant le temps de calcul le plus court sont les méthodes d'analyse de Fourier des transitoires de capacité [réf. 2.3, 2.4].

En contrepartie, cette rapidité mène à une assez mauvaise résolution spectrale qui ne nous permet pas de déconvoluer des niveaux d'énergie trop proches dans le cas de transitoires multiexponentiels [réf. 2.3]. La mise en oeuvre des méthodes utilisant les FFT est également assez délicate puisque la transformée de Fourier correspond au résultat d'une intégrale prise de $-\infty$ à $+\infty$; or nos transitoires sont mesurés sur des intervalles de durée finie.

La spectroscopie ITS (Isothermal Transient Spectroscopy) [réfs. 2.5, 2.6, 2.7] est sans nul doute la méthode isotherme la plus utilisée car elle concilie rapidité et précision. Le Bloa [réf. 2.8] a fait l'analyse de signaux multiexponentiels par déconvolution à l'aide de transformées de Fourier dans le but d'améliorer la résolution par rapport aux méthodes spectrales habituelles. Les spectres obtenus sont similaires à ceux obtenus en ITS.

Les méthodes isothermes nécessitant le plus grand temps de calcul sont les méthodes approximant les transitoires de capacité par une expression analytique à l'aide d'algorithmes de moindres carrés non linéaires. Les calculs se font de manière itérative et convergent vers la solution finale plus ou moins rapidement suivant le type d'algorithme et la valeur de départ de la fonction utilisée pour l'approximation.

2.1) Spectroscopie ITS

- Principe:

Les spectres ITS sont obtenus facilement à partir de l'équation 2.2:

$$\begin{aligned} Y_1 &= t \frac{dC(t)}{dt} \\ &= t \frac{dS(t,T)}{dt} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Sachant que le transitoire de capacité à la température T dans le cas d'un seul niveau profond (piège à électrons) est donné par :

$$S(t,T) = A_m (1 - \exp(-e_n t))$$

on en déduit l'expression littérale du signal ITS :

$$\begin{aligned} Y_1 &= A_m e_n t \exp(-e_n t) \\ &= A_m x \exp(-x) \quad \text{avec } x = e_n t \end{aligned}$$

Si on trace $x \exp(-x)$ en fonction de $\ln(x)$, on obtient la courbe représentée figure 2.2. L'abscisse du pic apparaissant sur cette figure est : $x = 1$.

En traçant le spectre ITS en fonction du temps, l'abscisse du pic de ce spectre nous donnera directement l'inverse de la vitesse d'émission (e_n) à la température T .

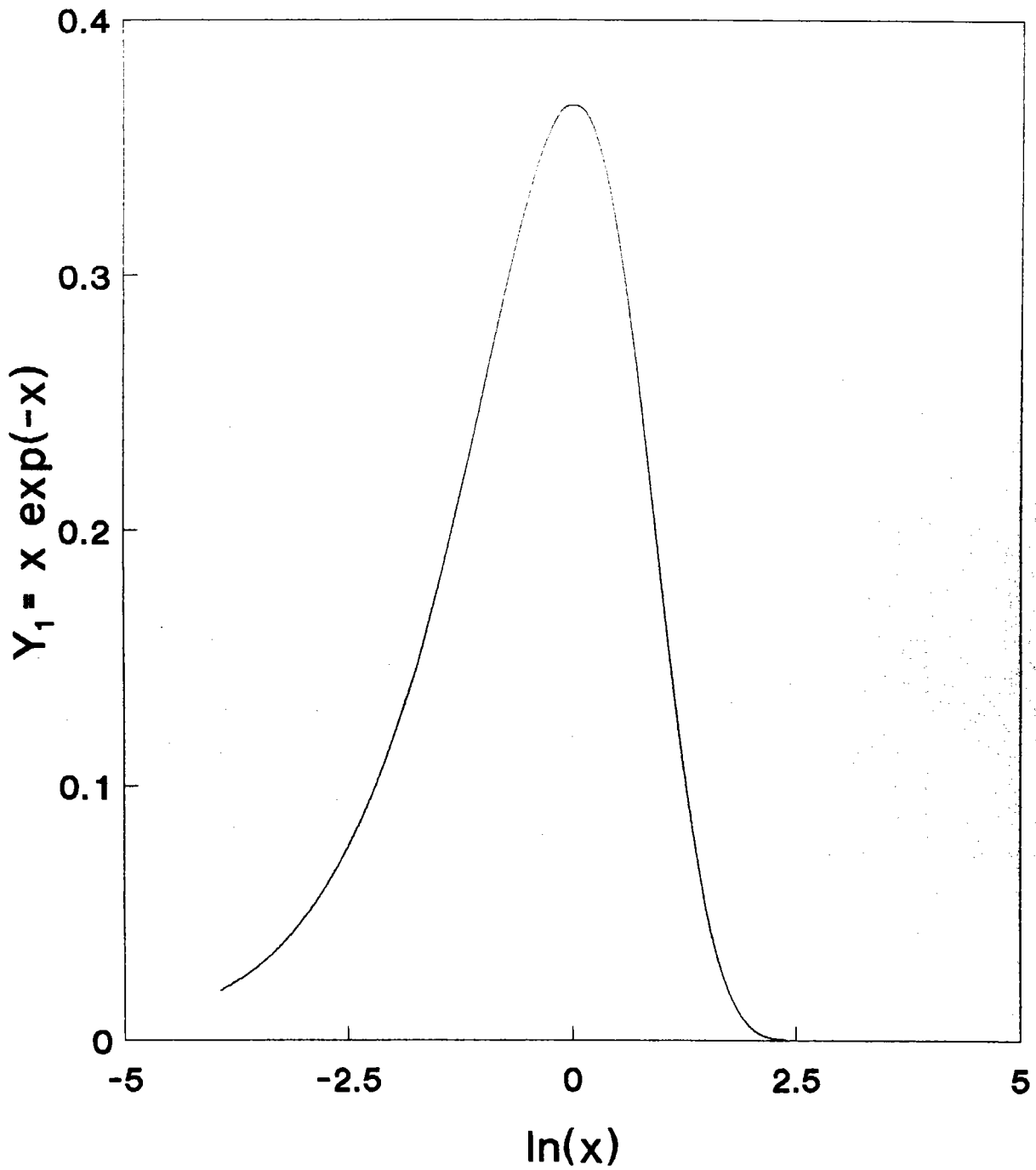


Figure 2.2 : Représentation du signal ITS (Y_1)
donné en fonction de $x = e_n t$
dont l'abscisse du maximum est : $\ln(1)$

Cette technique de mesure a été utilisée pour l'étude des niveaux profonds mais également pour l'étude des défauts d'interface [réfs. 2.6, 2.7] dans les structures M.I.S. La distribution d'états d'interface est donnée par la relation suivante:

$$N_{SS}(E^*) = \frac{e S N_D}{2 C_i kT} Y_1 \quad (2.3)$$

avec $E^* = E_c - kT \ln(Kn \sigma T^2 t_{max})$

et t_{max} = abscisse du signal ICTS(Y_1)

On voit donc qu'il est possible d'obtenir la distribution d'états d'interface à partir d'un seul transitoire de capacité.

Des variantes de la méthode ITS ont été développées dans le but de réduire la largeur à mi-hauteur des pics et donc d'améliorer la résolution spectrale [réf. 2.9].

Si on représente le signal : $Y_2 = t^2 \frac{d^2 S(t,T)}{dt^2}$ en fonction de $\ln(t)$, le pic aura pour abscisse $t=2/e_n$ et sa largeur à mi-hauteur sera réduite (fig. 2.3).

En augmentant l'ordre de dérivation, on obtient des pics de plus en plus fins.

Par exemple, si on calcule $Y_3 = t^3 \frac{d^3 S(t,T)}{dt^3}$, la largeur à mi-hauteur ne sera plus que de 1.3.

La contrepartie d'une telle augmentation de la résolution spectrale sera une baisse importante du rapport S/B.

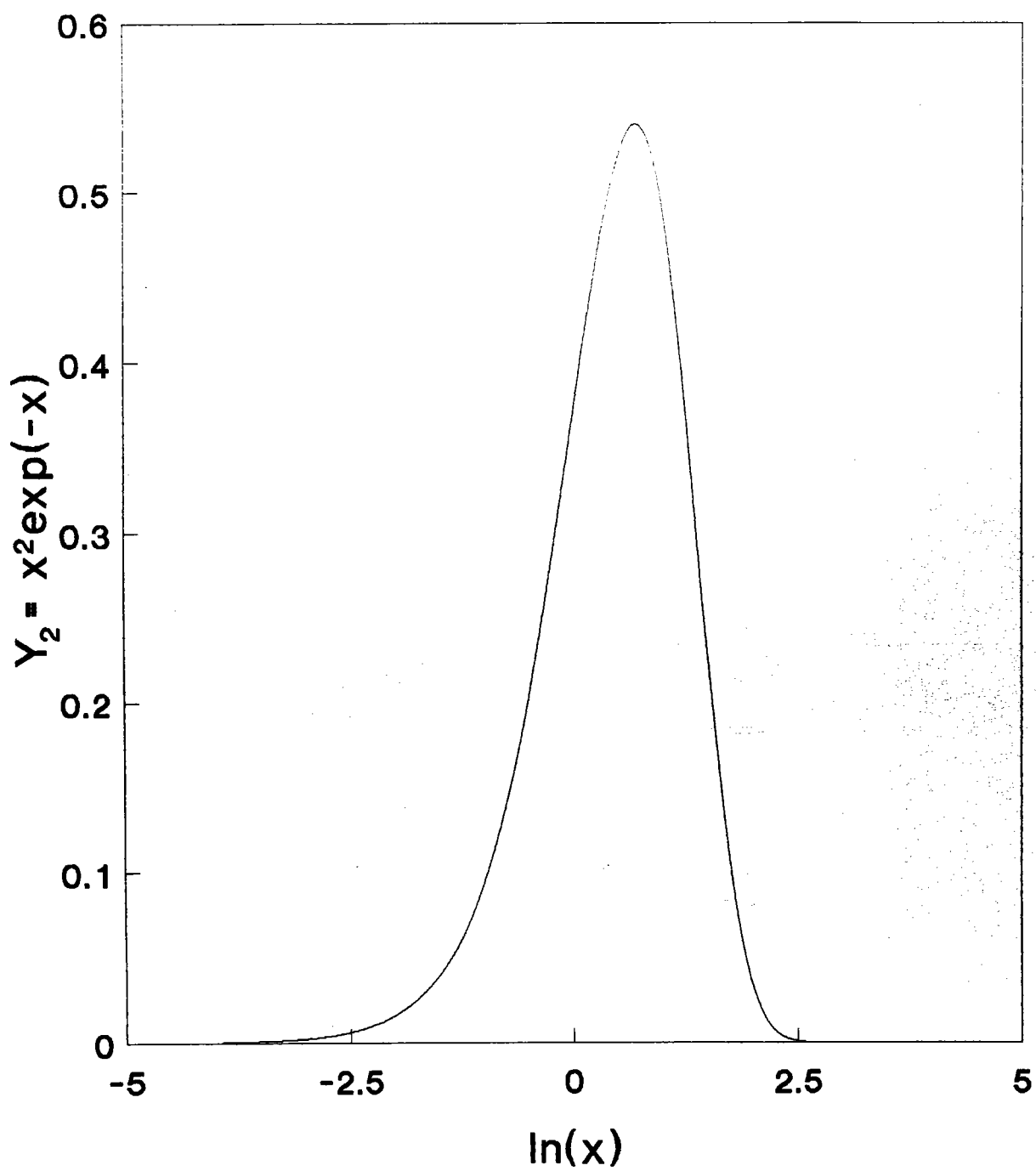


Figure 2.3 : Représentation du signal ITS (Y_2)
donné en fonction de $x = e_n t$
dont l'abscisse du maximum est: $\ln(2)$

Dans le but d'améliorer le rapport S/B des spectres, d'autres variantes de la méthode ITS ont été proposées.

Minondo [réf. 2.10] formula le signal ITS différemment

$$Y_4(t, T) = (S(t \ r^{1/2}, T) - S(t \ r^{-1/2}, T)) / \ln(r) \quad (2.4)$$

Pour r tendant vers 1, on obtient les mêmes spectres que ceux obtenus par la méthode ITS classique. L'abscisse du pic sera donnée par : $t_{\max} = e_n^{-1} \ln(r) \ r^{1/2} / (r-1)$ (2.5)

La figure 2.4 représente un spectre ITS obtenu par l'équation 2.4 avec $r = 20$ et en considérant

$$S(t, T) = (1 - \exp(-x)) \quad \text{avec } x = e_n \ t$$

Le rapport signal sur bruit va croître en fonction de r , malheureusement, la largeur à mi-hauteur augmentera également.

Récemment, un nouveau type de spectre ITS a été développé [réf. 2.11]. Sa formulation est la suivante :

$$Y_5 = \Delta S(t, T^*) - S(t, T_2) - S(t, T_1) \quad (2.6)$$

$$\text{avec : } T^* = 2 \frac{T_1 T_2}{T_1 + T_2}$$

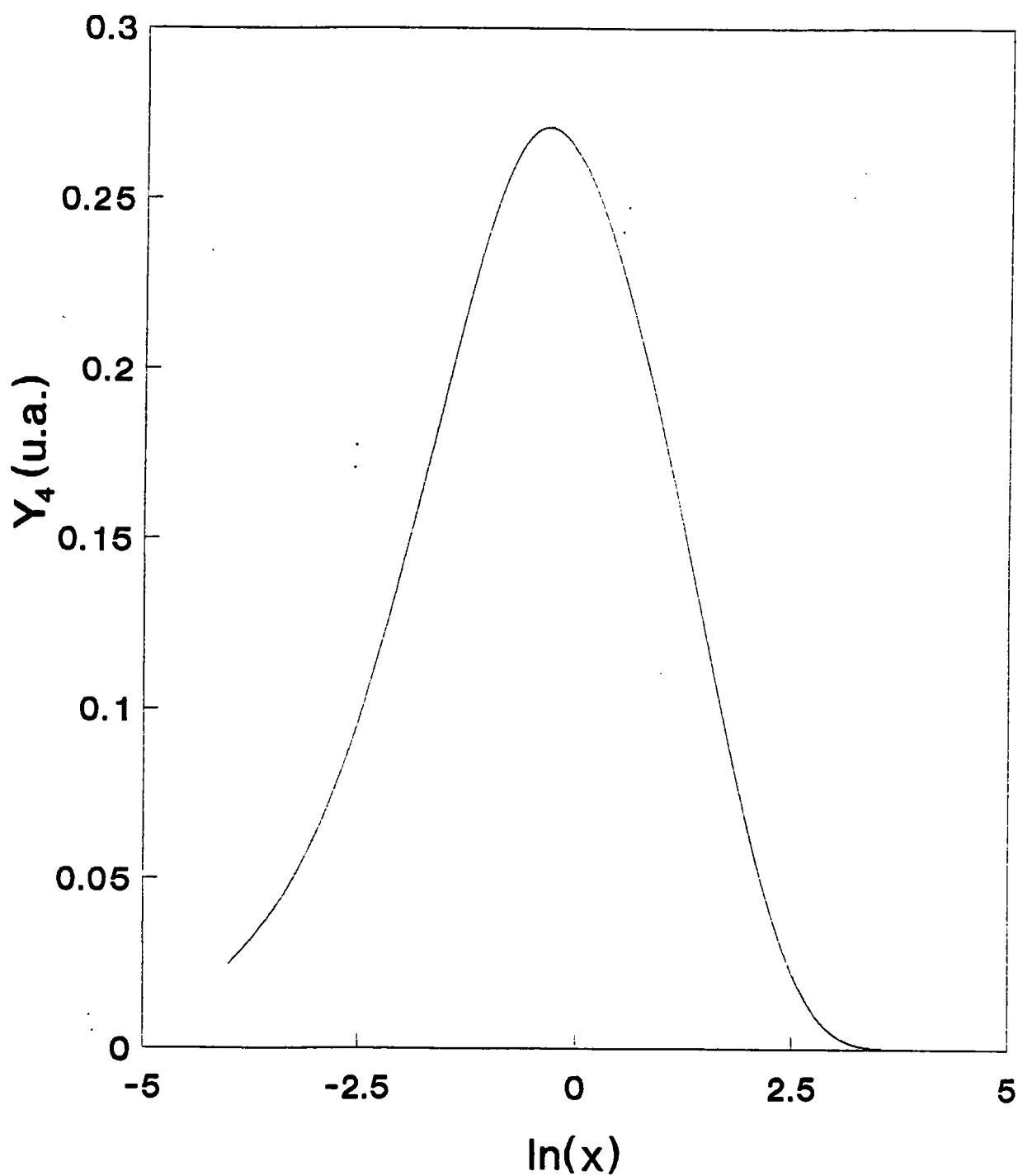


Figure 2.4 : Représentation du signal ITS (Y_4)
donné en fonction de $x = e_n t$, pour $r = 20$

Les spectres obtenus grâce à Y_5 donnent un pic en

$$t_m = \frac{\ln\left(\frac{e_{n2}}{e_{n1}}\right)}{e_{n2} - e_{n1}} \quad (2.7)$$

$$\text{où: } t_m = \frac{F(x)}{K_n \sigma T_1 T_2 \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right)}$$

$$\text{avec } F(x) = \frac{x}{\sqrt{(1 - e^{-x})(e^x - 1)}}$$

$$\text{et } x = \frac{E_a}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + 2 \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

Ce spectre Y_5 a la même allure que les autres signaux ITS.

Pour des écarts $T_2 - T_1$ suffisamment faibles, $f(x)$ tend vers 1. Dans ce cas, on pourra calculer une droite de régression approximant la courbe $\ln(t_m T_1 T_2)$ en fonction de $1000/T^*$ pour obtenir E_a et σ .

La résolution spectrale augmente lorsque l'on fait décroître l'écart $T_2 - T_1$. Une comparaison chiffrée des différentes méthodes ITS est développée dans le paragraphe suivant.

- Caractéristiques des différentes méthodes ITS

De même qu'en DLTS, les deux facteurs qui influencent le choix de l'une ou l'autre des méthodes sont le rapport signal sur bruit et la largeur à mi-hauteur des pics. Le rapport signal sur bruit ne peut être calculé, mais une comparaison qualitative des méthodes ITS peut être faite.

*** Résolution spectrale :**

En DLTS, la résolution spectrale est définie par ΔE : l'écart minimal entre deux énergies d'activation au delà duquel il est possible de séparer deux pics sur les spectres.

$$\text{Si } \Delta E = E_2 - E_1$$

avec $e_{n2} = K n \sigma_2 T^2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right)$: vitesse d'émission relative
à E_2 pour une température T .

et $e_{n1} = K n \sigma_1 T^2 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)$: vitesse d'émission relative
à E_1 pour une température T .

En considérant $\sigma_2 = \sigma_1$, on calcule facilement ΔE :

$$\Delta E = E_2 - E_1$$

$$\Delta E = kT \left(\ln\left(\frac{e_{n1}}{K n \sigma_1 T}\right) - \ln\left(\frac{e_{n2}}{K n \sigma_2 T}\right) \right) \quad (2.8)$$

$$\Delta E = kT (\ln(e_{n1}) - \ln(e_{n2}))$$

La différence $\ln(e_{n1}) - \ln(e_{n2})$ correspondra à la largeur à mi-hauteur des pics de spectres DLTS tracés en fonction de $\ln(en)$.

En ITS, les spectres sont relevés à température constante et la vitesse d'émission e_n ne varie donc pas en fonction de l'abscisse du spectre. On considère que pour différencier deux pics ITS de même amplitude, ils doivent être séparés d'une distance égale à la largeur à mi-hauteur des pics. (fig. 2.5)

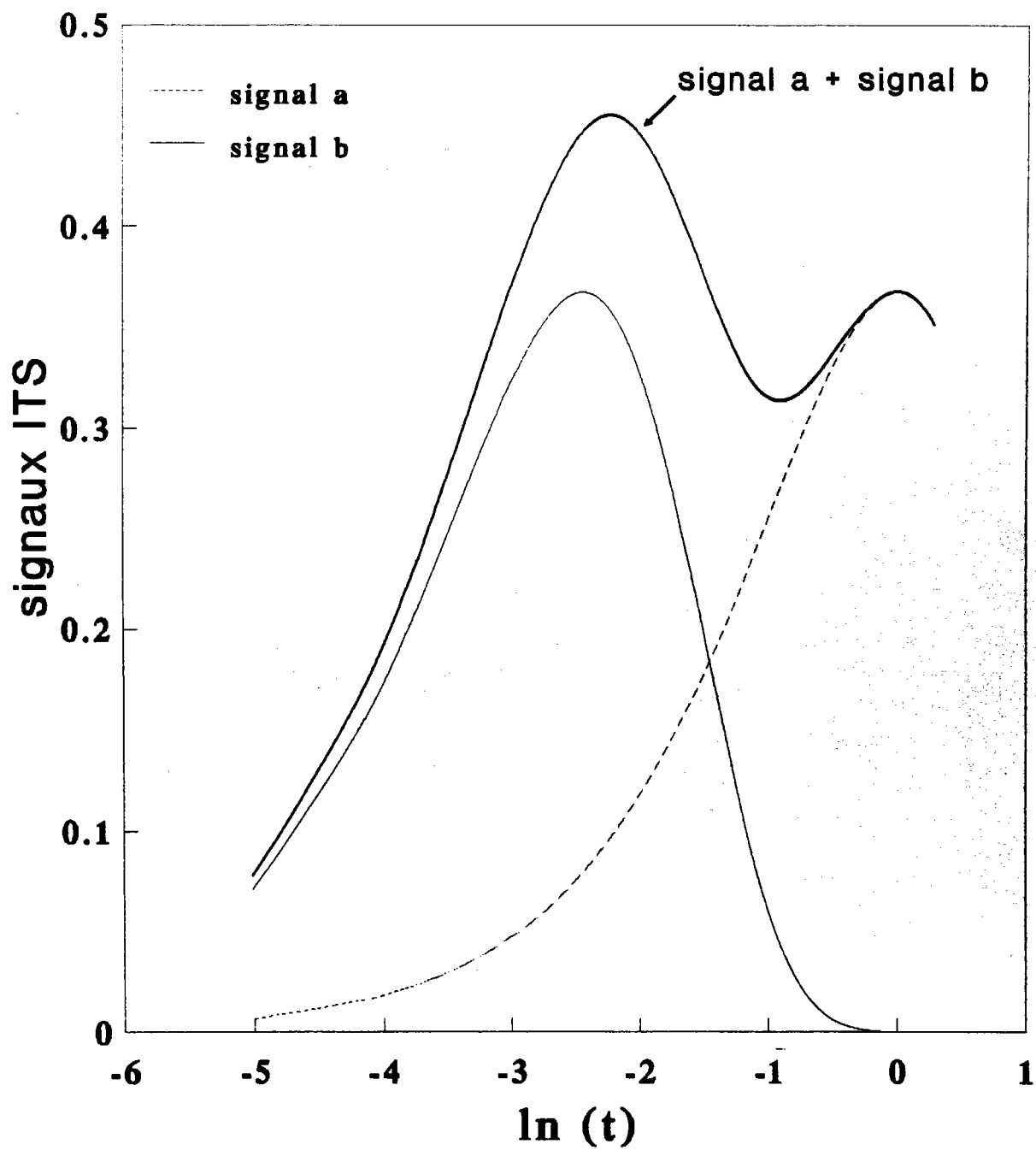


Figure 2.5 : Représentation de deux signaux ITS (a et b) décalés de la largeur à mi-hauteur, ainsi que de la somme de ces deux signaux

La résolution se définit donc également par la formule 2.9:

$$\begin{aligned}
 \Delta E &= kT \left(\ln(e_{n1}) - \ln(e_{n2}) \right) \\
 &= kT \left(\ln(t_2) - \ln(t_1) \right) \\
 &= kT (\text{largeur à mi-hauteur des pics ITS})
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Pour les signaux Y_1 , Y_2 , Y_3 , cette largeur à mi-hauteur ne dépend pas de la température T à laquelle se font les mesures.

Voici les diverses résolutions spectrales calculées :

- méthode ITS "classique" (signal Y_1) : $\Delta E_1 = 2.446 kT$

- signal $Y_2 = t^2 \frac{d^2 S(t,T)}{dt^2}$: $\Delta E_2 = 1.697 kT$

- signal $Y_3 = t^3 \frac{d^3 S(t,T)}{dt^3}$: $\Delta E_3 = 1.377 kT$

La figure 2.6 présente la superposition de Y_1 , Y_2 et Y_3 dans un cas particulier. Le signal $Y_4(t,T)$ calculé par la formule 2.4 donne des spectres dont la largeur à mi-hauteur varie en fonction de la variable r . Voici un tableau donnant les résolutions spectrales pour différentes valeurs de r :

r	1.5	2	3	4	6	8	10	15	20
ΔE_4	2.46	2.49	2.57	2.65	2.79	2.92	3.03	3.27	3.46

La figure 2.7 présente quatre spectres ITS calculés à l'aide de la formule 2.4 pour plusieurs valeurs de r .

On constate que les largeurs à mi-hauteur augmentent avec r et que pour r tendant vers 1, on se rapproche de la résolution spectrale obtenue avec la méthode classique (2.446 kT).

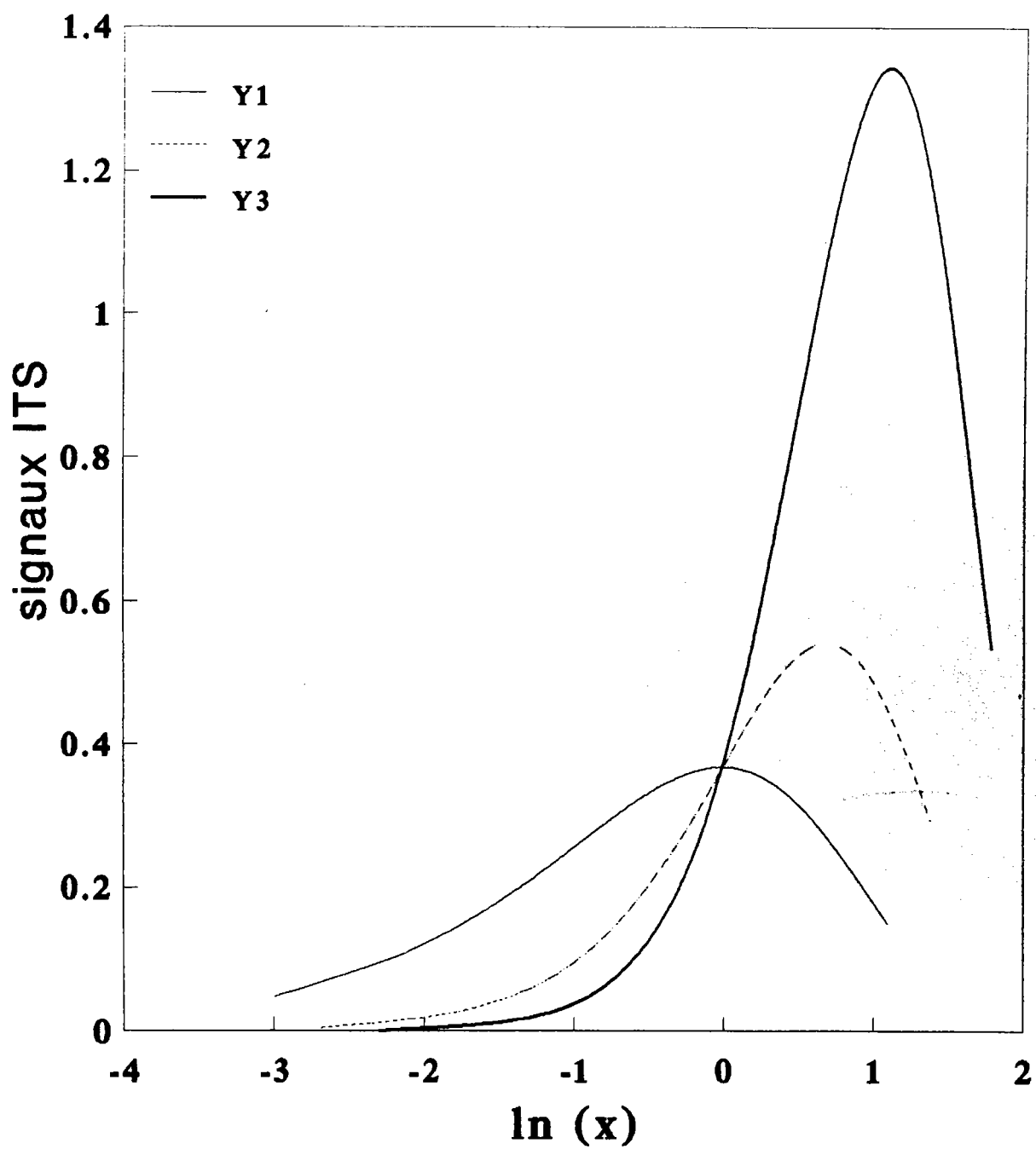


Figure 2.6 : Représentation des 3 signaux ITS: Y_1 , Y_2 , Y_3 en fonction de $x = e_n t$

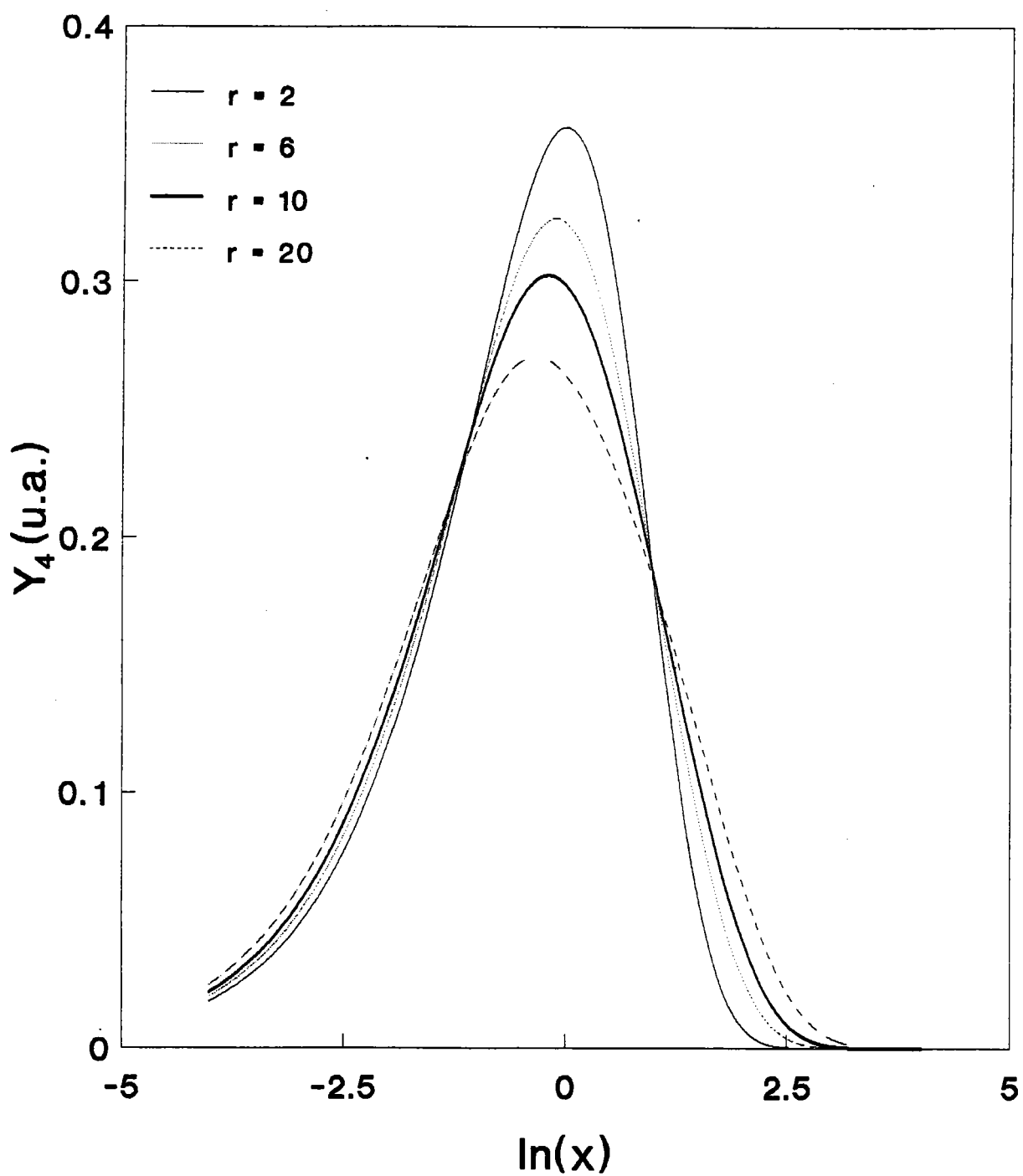


Figure 2.7 : Représentation de 4 signaux ITS (Y_4) pour diverses valeurs de r

Les spectres obtenus à l'aide du signal Y_5 présentent des pics dont la largeur dépend de la différence $T_2 - T_1$, mais également de la température moyenne T^* .

Si T^* est telle que les transitoires $S(t, T_1)$ et $S(t, T_2)$ présentent des vitesses d'émission comprises entre 1 et 100 s^{-1} : les largeurs à mi-hauteur des spectres seront faiblement variables, elles diminuent légèrement lorsque les vitesses d'émission croissent. Le tableau suivant permet de juger de l'évolution de la résolution spectrale en fonction de la différence $T_2 - T_1$.

$\Delta T = T_2 - T_1$	1	2	3	4	5
$\Delta E/kT$	2.448	2.453	2.460	2.470	2.480

* Rapport S/B

Il est impossible de calculer des figures de mérite [réf. 2.12] comme l'a fait Crowell pour diverses techniques de corrélation.

Les opérations effectuées sur les transitoires contiennent des dérivations; or l'action de dériver un signal amplifie les composantes haute fréquence au détriment des composantes basse fréquence.

Le bruit comportant des composantes aléatoires à fréquence élevée, celles-ci seront amplifiées par rapport au signal non bruité de fréquence relativement basse.

En DLTS, on effectue des opérations d'intégration, ce qui a pour effet d'atténuer les composantes hautes fréquences du signal de mesure. La DLTS présente donc un rapport signal sur bruit bien supérieur à celui de la méthode ITS.

Si l'on compare les différentes variantes de la spectroscopie ITS, on remarque que le rapport S/B diminue lorsqu'on améliore la résolution spectrale. Bien qu'on ne puisse quantifier cet effet, on pourra l'observer sur des spectres ITS expérimentaux présentés dans le chapitre suivant.

- Mise en oeuvre des diverses méthodes ITS et conclusion:

En raison du bruit important contenu dans le signal de mesure, l'opération de lissage décrite au paragraphe 1 est indispensable pour obtenir des spectres ITS exploitables.

Le calcul des dérivées pour les signaux Y_1 , Y_2 et Y_3 peut être réalisé en dérivant l'expression polynomiale des transitoires lissés, ou en utilisant tout autre algorithme de dérivation; la qualité de la dérivation dépendant prioritairement de la qualité du lissage.

Les signaux Y_2 et Y_3 , bien qu'ils donnent des pics de très faible largeur à mi-hauteur, ont des rapports S/B trop faibles pour que les spectres expérimentaux soient exploitables.

2.2) Déconvolution par Transformée de Fourier [réf. 2.8]

- Principe:

Le but de la méthode est de déconvoluer toutes les composantes du transitoire; c'est-à-dire d'extraire du signal de mesure les différentes constantes de temps et amplitudes des exponentielles. La méthode a été appliquée pour un modèle mathématique multiexponentiel simple :

$$f(t) = \sum_{i=1}^n A_{mi} \exp\left(-\frac{t}{t_i}\right) \quad (2.10)$$

Il n'est pas nécessaire de connaître le nombre de composantes pour pouvoir appliquer cette méthode dont le principe consiste à exprimer $S(t,T)$ sous la forme d'un produit de convolution.

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\lambda) \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right) d\lambda$$

$$\text{avec } g(\lambda) = \sum_{i=1}^n A_{mi} \delta(\lambda - t_i)$$

On doit opérer le changement de variable suivant:

$$t = e^x$$

$$\lambda = e^\alpha$$

$$\begin{aligned} \text{D'où: } f(t) &= f(e^x) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(e^\alpha) \exp(-\exp(x - \alpha)) \exp(\alpha) d\alpha \\ &= g(x) \otimes h(x) \end{aligned}$$

; $\otimes$ étant le symbole du produit de convolution

$$g(x) = \sum_{i=1}^n A_{mi} \delta(x - \ln(t_i)) \exp(x)$$

$$h(x) = \exp(\exp(-x))$$

Les paramètres recherchés A_{m_i} et t_i sont contenus dans la fonction $g(x)$ qui s'obtient grâce à l'équation 2.11:

$$g(x) = TF^{-1} (F(w)/H(w)) \quad (2.11)$$

$F(w)$ représente la Transformée de Fourier du signal de mesure: $f(x)$,

et

$$H(w) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x) e^{-iwx} dx$$

$= \Gamma(iw) \quad : \text{fonction GAMMA}$

La fonction $g(x)$ s'obtient donc en prenant la Transformée de Fourier inverse (TF^{-1}) du rapport $F(w)$ sur $\Gamma(iw)$, et est constituée de raies de Dirac dont les abscisses et les amplitudes donneront respectivement les valeurs t_i et A_{m_i} .

En pratique, plusieurs problèmes apparaissent lorsqu'il s'agit d'appliquer ces méthodes à nos mesures. Premièrement, nos transitoires ne peuvent être modélisés par l'équation 2.10 puisque ce sont des exponentielles croissantes et non décroissantes. D'autre part, le calcul des Transformées de Fourier devant se faire numériquement sur l'intervalle de mesure (de $t=0$ à $t=T_m$), il faut qu'en dehors de cet intervalle et aux extrémités, on ait une fonction $f(t)$ égale à zéro.

Plusieurs techniques de traitement du transitoire ont été mises au point pour pouvoir appliquer la méthode de déconvolution. Les deux plus utilisées seront présentées dans le paragraphe suivant.

- Techniques :

*** Méthode de TSCHARNER**

Pour pouvoir déconvoluer le transitoire, on calcule le produit de la dérivée de $f(t)$ (notée $f'(t)$) par t pour obtenir un signal négligeable aux extrémités de l'intervalle de mesure.

En raison de la multiplication de $f'(t)$ par t , la formule (2.11) donnant le spectre $g(x)$ est légèrement modifiée. Ce spectre est donné par :

$$g(x) = TF - (F'(w) / \Gamma(1+iw)) \quad (2.12)$$

$F'(w)$ étant la Transformée de Fourier de $t.f'(t)$.

Une simulation d'un spectre nous est présenté figure 2.8 pour $S(t,T) = (1 - \exp(-t))$

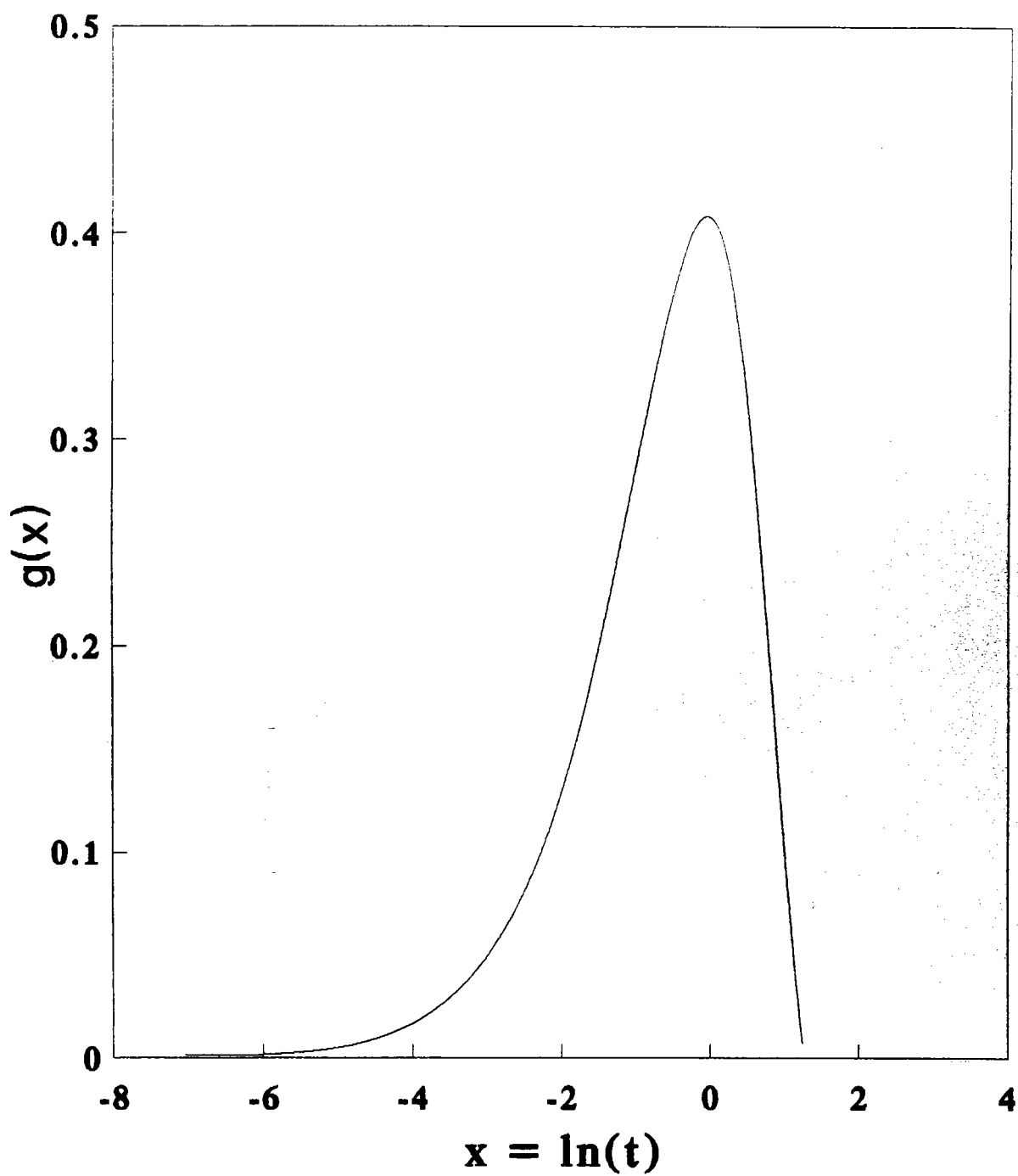


Figure 2.8 : Simulation d'un spectre de déconvolution
obtenu par la méthode de Tscharner
pour $S(t,T) = 1 - \exp(-t)$

* Méthode de BALCOU

La fonction $g(x)$ (somme de fonctions de Dirac) est remplacée par son intégrale $ig(x)$ qui représente une somme d'échelons qui présentent une plus grande réalité physique. Pour obtenir l'intégrale de $g(x)$, il faudra prendre la Transformée de Fourier inverse de $F(w)$ sur $\Gamma(1+iw)$. Pour résoudre le problème du calcul de la Transformée de Fourier de $f(x)$, on additionne à $f(x)$ une rampe notée $r(x)$, appelée rampe de Nicholson de manière à avoir $f(x) + r(x) = 0$ aux bornes de l'intervalle de mesure. Cette rampe sera soustraite au résultat de la Transformée de Fourier inverse pour obtenir $ig(x)$:

$$ig(x) = TF-(F(w)/\Gamma(1+iw)) - r(x) \quad (2.13)$$

Le spectre $g(x)$ sera ensuite obtenu par simple dérivation de $ig(x)$. Une simulation est présentée sur la figure 2.9 pour $S(t,T) = (1 - \exp(-t))$

- Conclusion

La méthode de déconvolution permet d'obtenir des spectres ayant une bonne résolution spectrale ($\Delta E \# 2.3 kT$ quelque soit la technique utilisée); par contre, les calculs étant relativement lourds, des imprécisions peuvent apparaître au niveau des résultats. La méthode de Balcou doit théoriquement donner un meilleur rapport signal sur bruit puisqu'on ne dérive pas le transitoire de capacité.

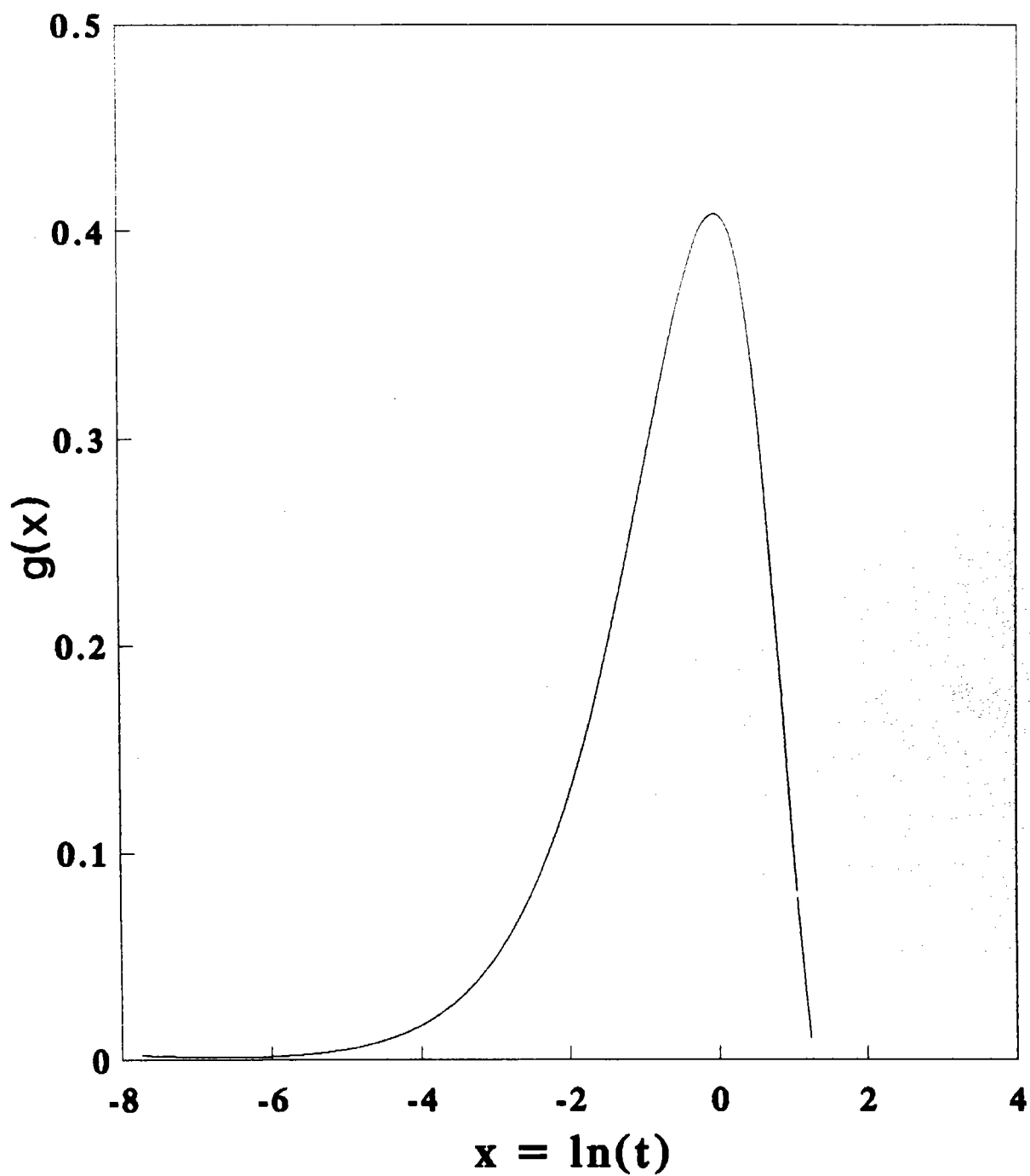


Figure 2.9 : Simulation d'un spectre de déconvolution
obtenu par la méthode de Balcou
pour $S(t,T) = 1 - \exp(-t)$

2.3) Approximation du transitoire de capacité
par une méthode des moindres carrés applicables
aux modèles non-linéaires

La manière la plus directe d'obtenir la (ou les) vitesse(s) d'émission à une température T à partir de la mesure du transitoire de capacité, est d'approximer ce transitoire par un modèle mathématique en utilisant un algorithme des moindres carrés.

Plusieurs modèles [réfs. 2.13, 2.14, 2.15] ont été proposés pour exprimer le transitoire de capacité $S(t, T)$. Nous avons retenu le plus simple d'entre eux :

$$S(t, T) = A_0 - \sum_{i=1}^N A_i \exp(-e_{ni} t) \quad (2.14)$$

Le choix du nombre d'exponentielles, qui doit être fixé arbitrairement, est le plus gros problème de ce type de méthode. Bevington [réf. 2.16] a présenté différents algorithmes de calcul qui permettent d'ajuster des données expérimentales par des fonctions non linéaires en fonction de ses paramètres. Parmi ceux-ci nous avons retenu l'algorithme de Marquardt, le plus performant pour nos types de mesure. Une présentation détaillée de cet algorithme est présentée dans l'annexe B.

Les calculs s'effectuant de manière itérative, les paramètres initiaux doivent être choisis arbitrairement. Le principal avantage de la méthode de calcul que nous avons retenu est donné par une convergence rapide de l'algorithme pour des paramètres initiaux situés dans une plage de valeurs relativement étendue.

Par contre, de nombreux problèmes de précision sont liés à la troncature du signal de mesure et à la nature du bruit de mesure. L'avantage d'une telle méthode est avant tout de pouvoir détecter des vitesses d'émission relativement voisines ($e_{n2}/e_{n1} = 2$ réf. [2.15])

2.4) Conclusion

Les méthodes isothermes sont extrêmement intéressantes au niveau de la rapidité avec laquelle on peut faire les mesures. En effet, il n'est plus nécessaire de faire plusieurs balayages en température comme en DLTS.

On distingue les méthodes spectroscopiques des méthodes purement numériques.

La spectroscopie nécessite peu ou pas de calculs et ne fait d'hypothèses ni sur le nombre de composantes exponentielles des transitoires ni sur la nature du bruit. Sa mise en oeuvre est donc relativement simple.

Les méthodes numériques sont très puissantes et permettent une analyse très fine des mesures; mais le signal de mesure doit être de très bonne qualité et l'application de ces méthodes doit être faite avec beaucoup de précaution.

Outre les méthodes d'approximation de type moindre carré, il existe des méthodes non itératives pouvant être appliquées en DLTS comme :

- la méthode des moments [réfs. 2.3, 2.17]
- la méthode de covariance [réf. 2.18]
- les fonctions modulatrices [réfs. 2.19, 2.20, 2.21]

3) METHODES DE CORRELATION

La corrélation du transitoire par un signal $W(t)$ est la technique couramment employée pour l'analyse des niveaux profonds par DLTS

Les deux fonctions $W(t)$ les plus utilisées sont :

- une somme de deux impulsions de Dirac
(méthode double boxcar).
- un signal carré (détection synchrone).

Nos systèmes DLTS utilisent ces deux méthodes et font la corrélation analogique du transitoire $S(t,T)$ avec $W(t)$ à chaque température T .

Grâce à notre système d'acquisition, il est possible d'obtenir le signal DLTS de manière numérique et d'appliquer n'importe quel type de fonction de corrélation. C'est ainsi que les méthodes de corrélation multipoints introduites par K.DMOWSKI [réf. 2.22] ont été mises en application avec succès sur des diodes Schottky à base d' InP.

Crowell et Alipanahi [réf. 2.12] ont mené une étude comparative de nombreux corrélateurs et ont introduit de nouveaux signaux de corrélation comme les filtres que nous avons également testés.

Pour pouvoir supprimer la composante continue du transitoire mesuré, la fonction $W(t)$ doit vérifier la condition suivante :

$$\int_0^{T_m} W(t) dt = 0 \quad (2.15)$$

(T_m étant le temps durant lequel on calcule le signal DLTS).

Cette condition influe fortement sur la forme de la fonction de corrélation. Pour choisir le corrélateur le plus adéquat, deux critères sont principalement utilisés: la résolution spectrale et le rapport S/B. Une analyse détaillée des performances des filtres de Crowell et des méthodes multipoints va être développée dans les paragraphes suivants, un tableau comparatif de la plupart des méthodes spectroscopiques ponctuant cette étude.

Dans le paragraphe 3.3, nous présenterons une méthode d'analyse des spectres permettant une étude plus fine des signaux DLTS.

3.1) Méthodes de corrélation multipoints [réf. 2.23]

Ces méthodes sont basées sur la méthode de Lang qui définissait le signal DLTS par la différence du transitoire entre les instants t_1 et t_2 .

L'idée de K.DMOWSKI était de prendre plus de deux échantillons du transitoire dans le but d'améliorer la résolution spectrale. C'est ainsi que la méthode de Lang a pris le nom de méthode deux points et que les méthodes 3,4,5,... points ont vu le jour.

La fonction de corrélation devant, dans tous les cas, vérifier la relation 2.15, un poids p_i est affecté à chaque échantillon du transitoire pris à l'instant t_i .

Pour la méthode m points, le signal DLTS s'écrira donc:

$$Y_m = \sum_{i=1}^n p_i S(t_i, T) \quad (2.16)$$

Les coefficients p_i devant vérifier la condition: $\sum_{i=1}^n p_i = 0$
issue de la relation 2.15.

Voici les expressions des signaux DLTS pour quatre méthodes multipoints:

$$Y_2 = 1 S(t_1, T) - 1 S(t_2, T)$$

$$Y_3 = 1 S(t_1, T) - 2 S(t_2, T) + 1 S(t_3, T)$$

(2.17)

$$Y_4 = 1 S(t_1, T) - 3 S(t_2, T) + 3 S(t_3, T) - 1 S(t_4, T)$$

$$Y_5 = 1 S(t_1, T) - 4 S(t_2, T) + 6 S(t_3, T) - 4 S(t_4, T) + 1 S(t_5, T)$$

Les coefficients p_i sont donnés par:

$$p_i = (-1)^{(i-1)} \binom{m-1}{i-1}$$

$$= (-1)^{(i-1)} C_{m-1}^{i-1} \quad (2.18)$$

$$= (-1)^{(i-1)} \left(\frac{(m-1)!}{(i-1)! (m-i)!} \right)$$

avec m : le nombre de points de la méthode
et i compris entre 1 et m .

Pour simplifier la formulation de la vitesse d'émission e_{n_pic} , correspondant au maximum du signal DLTS, la différence entre deux instants successifs d'échantillonnage a été maintenue constante. On note α le rapport entre les deux premiers instants d'échantillonnage:

$$\alpha = t_2 / t_1 \quad (2.19)$$

Il est alors facile d'exprimer e_{n_pic} en fonction de m et α :

$$e_{n_pic} = \frac{\ln(2 - n + (n - 1)\alpha)}{t_1 (\alpha - 1)} \quad (2.20)$$

Les caractéristiques des méthodes multipoints vont être citées par la suite afin de comparer les méthodes entre elles.

Les deux critères de comparaison adoptés sont également: la résolution spectrale et le rapport S/B. L'étude de l'influence de α , du nombre m et de la durée t_e des impulsions d'échantillonnage sur ces paramètres sera entreprise.

* Résolution spectrale

La résolution spectrale notée ΔE a déjà été définie dans le paragraphe 2.1 de ce même chapitre par l'équation 2.8:

$$\Delta E = kT (\ln(e_{n1}) - \ln(e_{n2}))$$

La différence $\ln(e_{n1}) - \ln(e_{n2})$ correspond à la largeur à mi-hauteur des pics des spectres DLTS tracés en fonction de $\ln(e_n)$ et non en fonction de la température. (fig. 2.10)

Cette différence sera calculée dans un premier temps pour une durée t_e égale à zéro, pour $\alpha = 1.5, 2, 3, 4, 5, 8, 10, 11.5$ et pour $m = 2, 3, 4, 5$. Les calculs sont effectués de manière numérique pour déterminer $\ln(e_{n1})$ et $\ln(e_{n2})$.

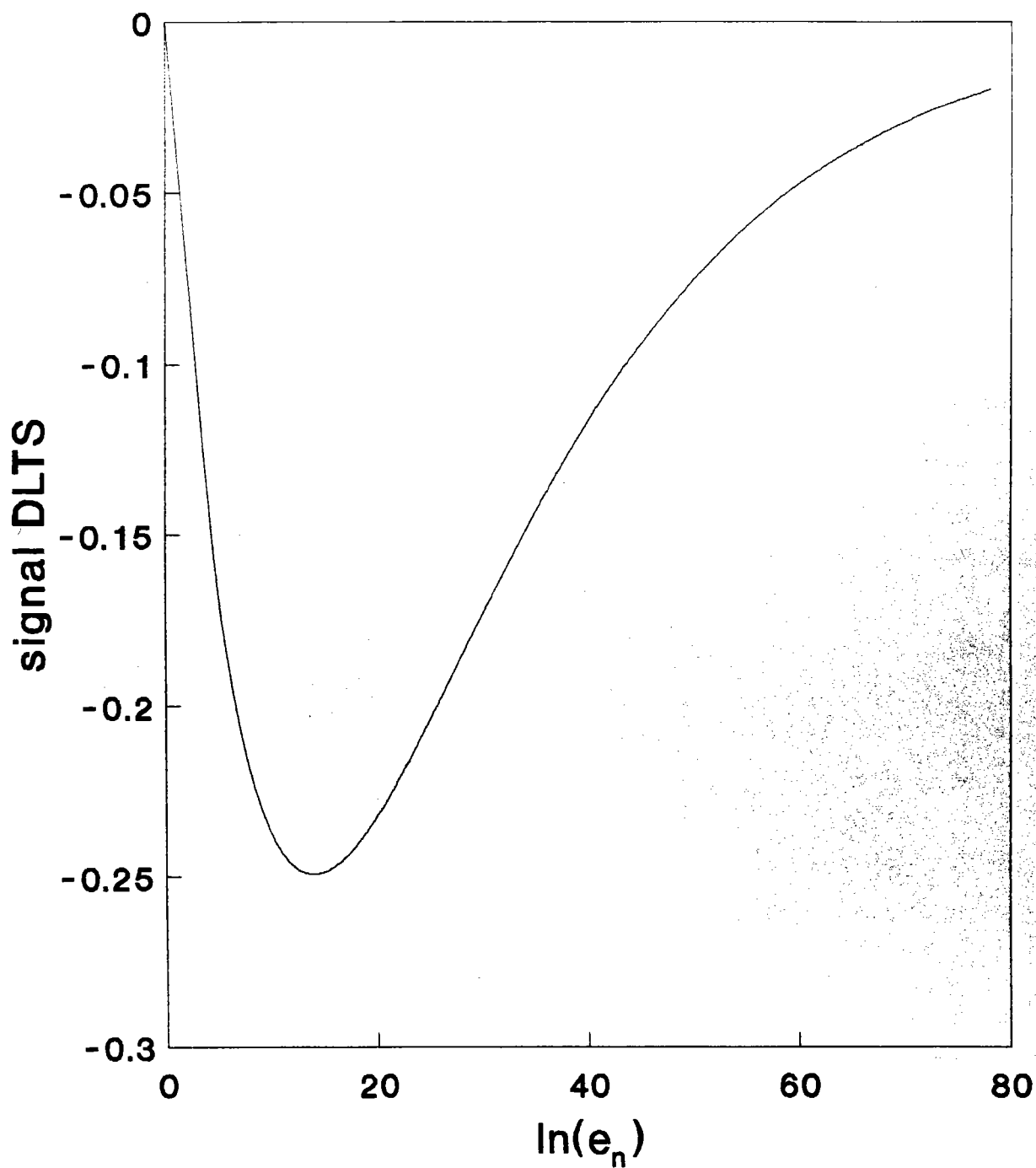


Figure 2.10: Représentation d'une courbe typique d'un signal DLTS tracé en fonction de $\ln(e_n)$

Le tableau suivant présente les valeurs de $\Delta E/kT$ obtenues:

α m	1.5	2	3	4	5	8	10	11.5
2	2.463	2.496	2.573	2.650	2.724	2.921	3.034	3.11
3	1.732	1.785	1.890	1.985	2.071	2.289	2.410	2.491
4	1.426	1.491	1.609	1.711	1.802	2.026	2.148	2.230
5	1.250	1.323	1.448	1.554	1.646	1.871	1.995	2.077

On peut noter que pour notre système DLTS utilisant le corrélateur double boxcar, la résolution est de 3.11 kT puisque le rapport α est de 11.5.

La figure 2.11 montre l'influence de la durée t_e des impulsions d'échantillonnage sur la largeur à mi-hauteur des pics dans le cas où $\alpha = 2$, $m = 2$ et $t_1 = 0.1$ s.

On remarque donc que la résolution spectrale s'améliore énormément lorsqu'on augmente le nombre m et lorsqu'on diminue les valeurs de α et de t_e .

* Rapport SIGNAL/BRUIT

Pour pouvoir comparer les rapports S/B obtenus pour chacune des méthodes, un paramètre appelé "figure de mérite" noté F a été défini:

$$F = \frac{S_{max}}{N \sqrt{t_e}} \quad (2.21)$$

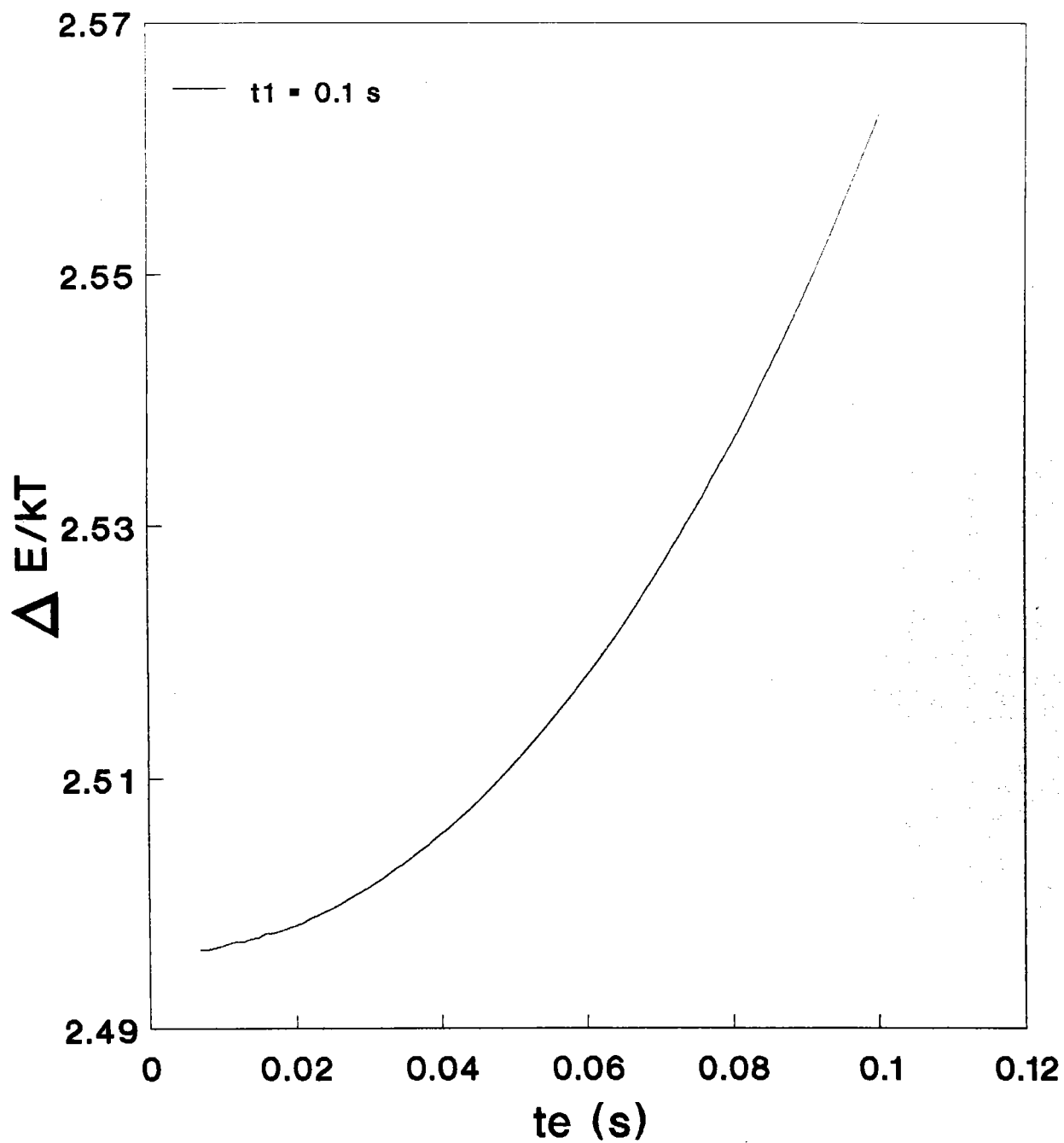


Figure 2.11: Influence de la largeur des impulsions de Dirac (t_e) sur la résolution spectrale des méthodes multipoints

N représente le bruit normalisé, il est donné par la relation 2.22:

$$\begin{aligned}
 N &= \sqrt{\int_0^{T_m} w^2(t) dt} & (2.22) \\
 &= \sqrt{2 t_e} & \text{pour la méthode deux points} \\
 &= \sqrt{6 t_e} & \text{pour la méthode trois points} \\
 &= \sqrt{20 t_e} & \text{pour la méthode quatre points} \\
 &= \sqrt{70 t_e} & \text{pour la méthode cinq points}
 \end{aligned}$$

S_{max} est égal à l'amplitude maximale du signal DLTS calculé pour $S(t,T) = (1 - \exp(-e_n t))$ en tenant compte du temps t_e :

$$S_{max} = \frac{1}{e_n} \left(\exp\left(-e_n \frac{t_e}{2}\right) - \exp\left(+e_n \frac{t_e}{2}\right) \right) Y_{m-max}$$

$$\approx t_e Y_{m-max} \quad \text{pour les faibles valeurs de } t_e$$

Y_{m-max} étant le maximum d'amplitude du signal DLTS obtenu par la méthode à m points donné par l'équation 2.17.

Le tableau suivant nous donne les valeurs du coefficient F en fonction de α et de m:

α m	1.5	2	3	4	5	8	10	11.5
2	0.105	0.176	0.272	0.334	0.378	0.459	0.493	0.511
3	0.025	0.060	0.117	0.157	0.186	0.241	0.264	0.277
4	0.008	0.023	0.053	0.076	0.093	0.125	0.138	0.146
5	0.003	0.010	0.025	0.037	0.046	0.072	0.072	0.076

On remarque clairement la baisse du rapport signal sur bruit lorsque m augmente et lorsque α diminue.

* Conclusion:

Nous avons tenté de faire une étude aussi fine que possible des grandeurs d'influence des performances de différentes méthodes multipoints. On constate que si la résolution est grandement améliorée en augmentant le nombre m de points de la méthode, on perd en précision au niveau des spectres obtenus.

Outre le nombre de points, qui bien entendu a une très grande influence, il ne faut pas négliger l'action du coefficient α et de la durée t_e des impulsions d'échantillonnage.

On remarque par exemple, que si l'on avait un coefficient α égal à 2 au lieu de 11.5 pour notre système de mesure DLTS (de la société SULA Tech.), de nombreux pics modélisés par deux composantes exponentielles auraient théoriquement pu être déconvolués.

Le principal inconvénient des méthodes multipoints est le faible rapport S/B dû en grande partie à la courte durée des impulsions d'échantillonnage. Pour remédier à ce problème, on peut avoir recours à des techniques de lissage ou de moyennage pour filtrer une partie du bruit.

Il existe également d'autres techniques de corrélation qui permettent d'obtenir des spectres moins bruités. Parmi ces techniques, on trouve les corrélateurs utilisant les filtres développés par Crowell.

3.2) Corrélation avec des filtres de Crowell [réf. 2.12]

Une étude assez complète de plusieurs fonctions de corrélation, applicables en DLTS et en DDLTS avait été menée par Crowell. Les filtres font partie de ces fonctions et permettent d'obtenir de bonnes résolutions spectrales. Ces filtres se distinguent par leur ordre. Nous n'étudierons que les filtres d'ordre 1, 2 et 3. La forme de ces fonctions est donnée figure 2.12. Plus on augmente l'ordre du filtre, plus on améliore la résolution spectrale comme nous allons le voir. Tous les résultats présentés dans les 2 paragraphes suivants sont obtenus pour un rapport T_n/t_d fixé à 10 de manière arbitraire.

* Comparaison des résolutions spectrales et calcul des valeurs de e_n pic pour chacun des trois filtres.

Les vitesses d'émission e_n pic correspondant aux amplitudes maximales du signal DLTS sont données par les relations suivantes :

$$e_{n_pic1} = 2.3 / T_n \text{ pour le filtre d'ordre 1}$$

$$e_{n_pic2} = 5.6 / T_n \text{ pour le filtre d'ordre 2} \quad (2.24)$$

$$e_{n_pic3} = 10.1 / T_n \text{ pour le filtre d'ordre 3}$$

La résolution spectrale est fonction de la largeur à mi-hauteur des pics des spectres obtenus par chacune des trois méthodes. Les valeurs de ces résolutions spectrales sont les suivantes :

$$\Delta E_1 = 2.66 \text{ kT pour le filtre d'ordre 1}$$

$$\Delta E_2 = 2 \text{ kT pour le filtre d'ordre 2} \quad (2.25)$$

$$\Delta E_3 = 1.6 \text{ kT pour le filtre d'ordre 3}$$

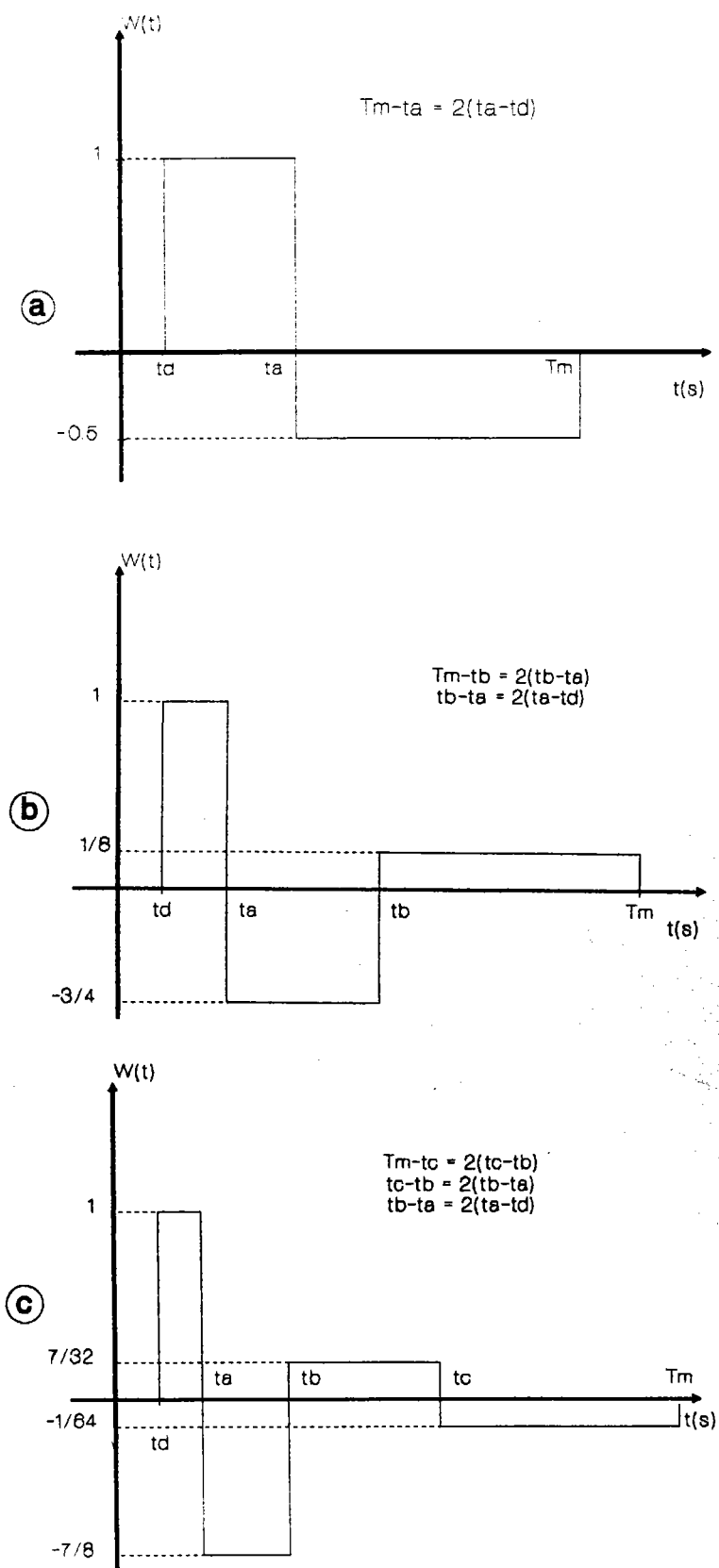


Figure 2.12: a) fonction de corrélation: filtre d'ordre 1
 b) fonction de corrélation: filtre d'ordre 2
 c) fonction de corrélation: filtre d'ordre 3

On peut noter que ces valeurs sont constantes et ne dépendent pas de T_m et qu'elles sont inférieures à la résolution spectrale obtenue en détection synchrone (2.8 kT)

La contrepartie d'une telle amélioration de la résolution est bien entendu une baisse importante du rapport S/B.

* Rapport S/B

La relation 2.21 définissant la figure de mérite dans le cas de méthodes multipoints est modifiée pour les autres fonctions de corrélation; le nouveau coefficient F est donné par:

$$F = \frac{S_{max}}{N \sqrt{T_m}} \quad (2.26)$$

Il est ainsi possible d'exprimer le rapport S/B indépendamment de l'amplitude du transitoire et de la durée T_m , pour permettre une comparaison objective des fonctions de corrélation. Les résultats obtenus pour les filtres sont les suivants :

$$\begin{aligned} F &= 0.160 && \text{pour le filtre d'ordre 1} \\ F &= 0.048 && \text{pour le filtre d'ordre 2} \\ F &= 0.014 && \text{pour le filtre d'ordre 3} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Les valeurs observées sont relativement faibles en comparaison de celles obtenues pour d'autres fonctions de corrélation, comme par exemple le signal carré (0.208) ou l'exponentielle (0.257) [réf. 2.23].

* Conclusion

Les filtres permettent de calculer des spectres ayant de bonnes résolutions spectrales. Plus on augmente l'ordre des filtres, plus on diminue la largeur des pics. L'ordre des filtres est tout de même limité par le rapport S/B qui doit rester suffisant pour garder une bonne précision des spectres. Les opérations de corrélation se font très facilement; par contre, la réalisation de corrélateurs analogiques serait plus difficile que dans le cas d'un corrélateur à détection synchrone par exemple.

Afin d'avoir une plus grande latitude dans le choix des paramètres de mesure, on préfère choisir un temps de retard t_d indépendant de T_m . Ceci aura pour effet d'alourdir l'exploitation des spectres puisque les vitesses d'émission e_{n_pic} correspondant aux extremums des spectres dépendront à la fois de T_m et du rapport T_m/t_d . Rappelons que tous les calculs ont été faits pour une valeur du rapport T_m/t_d constante et égale à 10; pour des valeurs inférieures, la résolution spectrale sera faiblement améliorée et le rapport S/B plus faible.

A titre indicatif, nous présenterons (page suivante) les résolutions spectrales et les facteurs F obtenus pour divers corrélateurs:

Fonction de corrélation	$\Delta E/kT$	$F = \frac{S_{\max}}{N \sqrt{T_m}}$
exponentielle	3.28	0.257
signal carré	2.8	0.208
filtre 1	2.66	0.160
filtre 2	2	0.048
filtre 3	1.6	0.014

Pour comparer les rapports S/B obtenus pour les filtres avec ceux trouvés pour les méthodes multipoints, on doit multiplier le facteur F soit par $\sqrt{T_m}$, soit par $\sqrt{t_e}$. Les valeurs de T_m étant de l'ordre de quelques dixièmes de seconde et celles de t_e de l'ordre de la milliseconde, on constate un net avantage pour les filtres au niveau du rapport S/B (cf. tableaux suivants).

Valeurs de $F\sqrt{t_e}$ obtenues par les méthodes m points avec $\alpha=2$			
m	$t_e = 0.5 \text{ ms}$	$t_e = 1 \text{ ms}$	$t_e = 2 \text{ ms}$
2	0.0039	0.0056	0.0079
3	0.0013	0.0019	0.0027
4	0.00051	0.00073	0.0010
5	0.00022	0.00032	0.00045

Valeurs de F_n/T_m obtenues par les filtres			
ordre du filtre	$T_m = 0.1 \text{ s}$	$T_m = 0.3 \text{ s}$	$T_m = 0.5 \text{ ms}$
1	0.051	0.088	0.110
2	0.015	0.026	0.034
3	0.0044	0.0077	0.0099

3.3) Amélioration de l'exploitation des spectres:

Méthode à cinq vitesses d'émission

La méthode habituellement utilisée pour analyser les spectres DLTS est la méthode de Lang décrite au paragraphe 3.3 du chapitre 1. Cette méthode d'analyse est simple dans son principe mais nécessite un nombre élevé de spectres pour pouvoir tracer une droite d'Arrhénius ayant un nombre de points représentatifs. Afin d'accroître ce nombre de points pour un même nombre de spectres, il est possible d'extraire cinq points particuliers de chaque pic au lieu d'un seul. Nous avons choisi de retenir sur chaque pic (fig. 2.13):

- l'extremum
- les deux points à mi-hauteur
- les deux points au 3/4 du maximum d'amplitude

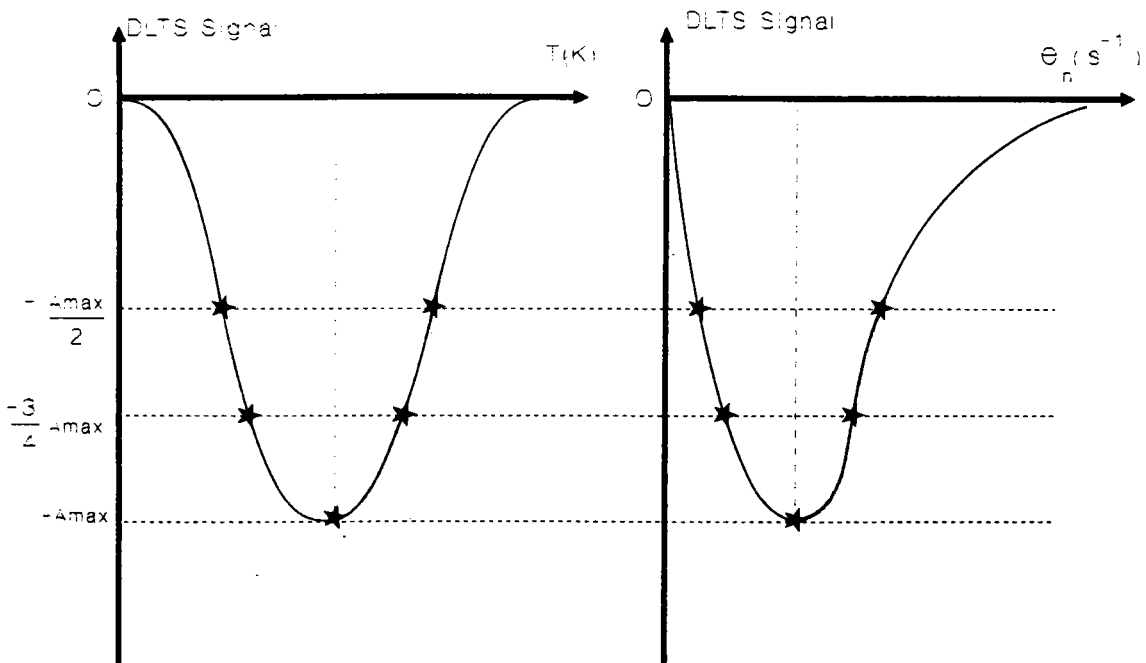


Figure 2.13: choix des cinq points utilisés pour le tracé des droites d'Arrhénius.

En chacun de ces points, il faut donc déterminer la température T_i et la vitesse d'émission e_{ni} . Les vitesses d'émission e_{ni} peuvent être calculées pour chaque fonction de corrélation. Les calculs ont été menés pour les méthodes multipoints pour diverses valeurs de α (annexe C). Pour les corrélateurs utilisant les filtres de Crowell, les calculs ont été effectués numériquement pour chaque cas particulier lors du calcul d'un spectre.

Les avantages de cette méthode d'analyse seront mis en évidence lors de son application à certains spectres dans le troisième chapitre.

4) CONCLUSION

Les méthodes de corrélation, qui restent les plus usuelles, permettent une bonne extraction du signal noyé dans le bruit. Les résolutions spectrales obtenues peuvent être très bonnes (≈ 2 kT). Le principal inconvénient de ce type de méthode est la lenteur des mesures et de l'analyse.

En effet, pour faire une bonne étude DLTS, il est nécessaire d'enregistrer un nombre assez important de spectres (environ 10), ce qui nécessite pour la plupart des corrélateurs un nombre équivalent de balayages en température. Bien que certains auteurs aient développés des méthodes d'analyse DLTS utilisant un seul spectre, celles-ci restent limitées aux cas idéaux de niveaux profonds discrets donnant lieu à des pics DLTS éloignés. D'autre part, si l'on désire réaliser les opérations de corrélation de manière numérique à partir des transitoires de capacité, il est indispensable de bien lisser les signaux de mesure pour obtenir des spectres de qualité.

Les méthodes isothermes présentent l'avantage de ne nécessiter qu'un nombre restreint de mesures de transitoires; on évite donc les multiples balayages en température habituellement nécessaires en DLTS. La contrepartie de cette rapidité de mesure est une extraction relativement mauvaise du signal noyé dans le bruit.

Après cet aperçu des diverses méthodes DLTS, leur mise en application va nous permettre de souligner concrètement les avantages et inconvénients de chacune d'elles.

REFERENCES

- 2.1 : J.P. NOUGIER, Méthodes numériques de calcul
(MASSON, PARIS 1991)
- 2.2 : S.D. STEARNS and D.A DAVID, Signal Processing Algorithms
(PRENTICE-HALL, Inc. , Englewood Cliffs, New Jersey)
- 2.3 : P.D. KIRCHNER, W.J. SCHAFF, G.N MARACAS, L.F. EASTMAN,
T.I. CHAPPEL and C.M. RANSOM,
J. Appl. Phys. 52(11), 6462 (1981).
- 2.4 : C.D. WANG and H.C LIN, J. Appl. Phys. 52(2), 546 (1981)
- 2.5 : H.OKUSHI and Y. TOKUMARU,
Jpn. J. Appl. Phys. 19(6), L335 (1980).
- 2.6 : H.OKUSHI, Y. TOKUMARU, S. YAMASAKI, H. OHEDA
and K. TANAKA, Jpn. J. Appl. Phys., 20(7), L549 (1981).
- 2.7 : E. YAMAGUSHI, Jpn. J. Appl. Phys., 21(11), 1628 (1982).
- 2.8 : A. LE BLOA, Méthodes d'analyse des signaux
multiexponentiels utilisés en spectroscopie électrique
des défauts profonds dans les semi-conducteurs.
Application au GaAs implanté en oxygène ou en oxygène et
en silicium. THESE D'ETAT, RENNES (1986).
- 2.9 : H.OKUSHI and Y. TOKUMARU, Proc. 12th Conf. Solid State
Devices (1980), Jpn. J. Appl. Phys. 20(Suppl. 20_1),
261 (1980).
- 2.10: P. MINONDO, Effets parasites des transistors à effet de
champ (TEC) sur arseniure de gallium dus au substrat
semi-isolant. THESE de 3e cycle, Toulouse (1983).
- 2.11: A. COLA, M.G. LUPO and L. VASANELI,
J. Appl. Phys. 69(5), 3072 (1991).
- 2.12: C.R. CROWELL and S. ALIPANAHI
Solid-State Electronics 24, 25 (1980).

- 2.13: T.R. HANAK, R.K. AHRENKIEL, D.J. DUNLAVY, A.M. BAKRY and M.L. TIMMONS, J. Appl. Phys. 67(9), 4126 (1990)
- 2.14: J. MORIMOTO, T. KIDA, Y. MIKI, S. KATO and MYIAKAWA, Appl. Phys. A 39, 197 (1986).
- 2.15: J. MORIMOTO, M. FUDAMOTO, K. TAHIRA, T. KIDA, S. KATO and T. MIYAKAWA, Jpn. J. Appl. Phys. 26(10), 1634 (1987).
- 2.16: P.R. BEWINGTON, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences (Mc Graw Hill, New York, 1969).
- 2.17: K. IKOSI-ANASTASIOU and K.P. ROENCKER? J. Appl. Phys. 61(1), 182 (1986).
- 2.18: F.R. SHAPIRO, S.D. SENTURIA, D. ADLER, J. Appl. Phys. 55(10), 3453 (1984).
- 2.19: J. LOEB and G. CAHEN, AUTOMATISME 8(12), 479 (1963)
- 2.20: C.M. RANSOM, T.I CHAPPEL, J.L. FREEOUF and P.D. KIRCHNER Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 69 (1986).
- 2.21: T. HEISER, A. MESLI, E. COURCELLE and P. SIFFERT, J. Appl. Phys. 64(8), 4031 (1988).
- 2.22: K. DMOWSKI, K. BETHGE and Ch. MAURER, Rev. Sci. Instrum. 62(8), 1955 (1991).
- 2.23: G.L. MILLER, J.V. RAMIREZ AND D.A.H ROBINSON, J. Appl. Phys. 46(6), 2638 (1975).

CHAPITRE 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX

ETUDE COMPARATIVE DES METHODES D'ANALYSE DLTS

SUR DES STRUCTURES MS: Au-InP

L'analyse DLTS des jonctions Métal/semi-conducteur (MS) donne des informations intéressantes concernant les niveaux profonds du substrat. C'est une étape préliminaire à l'étude des défauts causés par la passivation ou tout dépôt d'isolant sur le cristal. En raison de courants de fuite importants pour les mesures DLTS sur les structures MS, il est souvent indispensable d'insérer une mince couche d'oxyde natif (épaisseur inférieure à 40 Å) pour réaliser des diodes Schottky oxydées. En effet, les capacimètres utilisés dans nos systèmes de mesure ne donnent des résultats fiables que pour des courants de fuite inférieurs à 100 μA pour l'appareil de mesure de la société SULA Tech. et 1 μA pour le DLS-82 de M.D.C. Les échantillons choisis sont réalisés à partir du même substrat: InP de type n non volontairement dopé et orienté (100). Le fournisseur SUMITOMO donne les caractéristiques suivantes :

- concentration de porteurs strictement inférieure à 10^{16} cm^{-3} (valeur typique: $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$).
- EPD inférieur à 10^5 cm^{-2} .

Notre but étant de développer des méthodes de mesure et non d'inventorier tous les types de substrats ou de jonctions existantes, nous nous sommes limités à l'étude de deux échantillons notés : R3L2 et SNPA4.

Néanmoins, nous tenterons de donner une interprétation physique à nos résultats à partir de l'origine que donnent certains auteurs [réfs. 3.1, 3.2 ,3.3 ,3.4 ,3.5 ,3.6 ,3.7 ,3.8 ,3.9 ,3.10 ,3.11] à des défauts liés à l'InP.

La préparation de la surface de l'InP est identique pour ces deux types d'échantillons; cette phase est très importante puisque toute erreur aura des conséquences quasi-irrémediables quels que soient les traitements ultérieurs. La méthode proposée est la suivante :

* Nettoyage de la face dépolie :

- décapage chimique par HCl (1:2) pendant 2 minutes, puis rinçages dans une solution d'eau désionisée et d'alcool.

* Formation du contact ohmique par évaporation de l'eutectique Au-Ge puis Au.

* Nettoyage de la face polie

- décapage chimique par HCl(1:4) pendant 2 minutes suivi de plusieurs rinçages dans une solution d'eau désionisée et d'alcool.

L'échantillon R3L2 comporte six diodes Schottky oxydées. L'oxyde natif est formé à l'aide d'un plasma d'oxygène créé par une source RF à 13.46 MHz, l'échantillon étant placé en dehors de la zone de décharge. Par contre, SNPA4 n'a pas subi de traitement d'oxydation mais un recuit à 280°C pendant deux minutes dans un " forming gaz " (10% H₂, 90% N₂). Des électrodes ciculaires de diamètre 1 mm sont réalisées par évaporation d'or sur la face oxydée.

Les résultats obtenus sur ces deux échantillons grâce aux deux appareils de mesure DLTS sont présentés dans le paragraphe suivant. Ces derniers seront comparés à ceux obtenus par certaines des méthodes numériques énoncées au chapitre précédent.

A) Résultats obtenus avec les systèmes de mesure DLTS

1) Etude antérieure sur SNPA4 avec le système de mesure utilisant le corrélateur double boxcar [réfs. 3.12, 3.13]

Les conditions de mesure suivantes ont été fixées :

$$V_r = 1 \text{ V} , V_m = 0 \text{ V}$$

Capacité de repos C_0 : 130 pF.

La saturation de l'amplitude du signal DLTS est obtenue pour une largeur d'impulsion $t_p \geq 20 \text{ ms}$. La figure 3.1 représente deux spectres DLTS typiques. Cinq pics discrets sont repérés : T_1 , T_3 , T_{4A} , T_{4B} et T_5 . Un pic appelé T_2 apparaît à des températures intermédiaires entre T_1 et T_3 dans les structures oxydées. Le pic T_{4a} apparaît dans des conditions particulières. Les énergies d'activation apparentes E_a , les sections efficaces de capture σ et les concentrations des défauts trouvées sont rassemblées dans le tableau suivant:

	T_1	T_3	T_{4A}	T_{4B}	T_5
$E_a \text{ (eV)}$	0.25	0.38	0.47	0.38	0.47
$\sigma \text{ (} 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{)}$	9.4	99	1200	0.4	0.66
$N_T \text{ (} 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{)}$	11	8.3	1.86	2.5	6.9

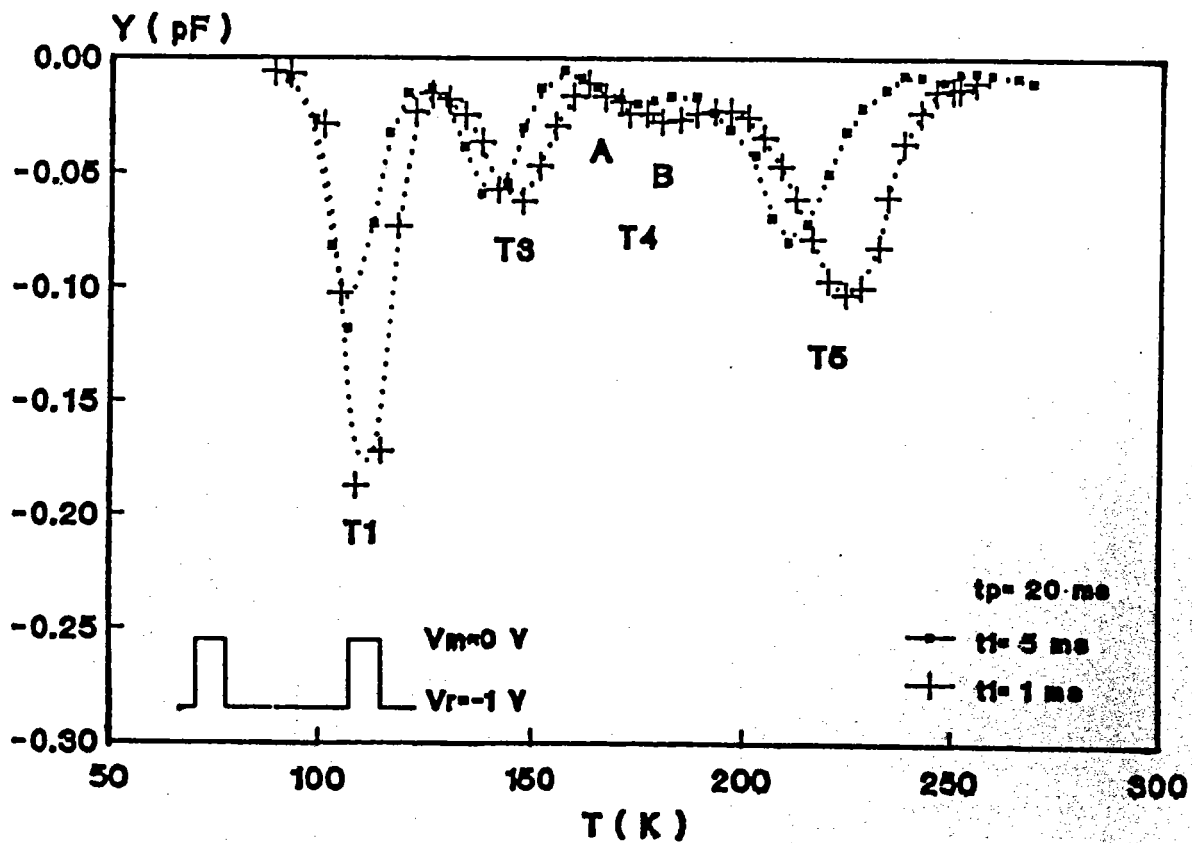


Figure 3.1 : Spectres DLTS typiques obtenus avec le corrélateur double boxcar sur l'échantillon SNPA4.

Les pics dus aux niveaux T_1 , T_3 , et T_5 avaient des amplitudes qui dépendaient fortement du paramètre t_1 . Ces anomalies avaient été expliquées par un modèle multiphonon et multiexponentiel. En effet, chacun de ces pics avait été décomposé en deux composantes, dont les caractéristiques sont présentés dans le tableau suivant:

	$N_T \text{ (} 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{)}$	$E_1 \text{ (eV)}$	$E_o \text{ (eV)}$	$\sigma_\infty \text{ (cm}^2\text{)}$
$T_1 A_1$	11	0.04	0.16	$7 \cdot 10^{-14}$
$T_1 A_2$	3	0.06	0.19	$3.6 \cdot 10^{-12}$
$T_3 A_1$	5.8	0.05	0.26	$2.5 \cdot 10^{-12}$
$T_3 A_2$	87	0.08	0	$2.5 \cdot 10^{-20}$
$T_5 A_1$	2	0.1	0	$2.5 \cdot 10^{-21}$
$T_5 A_2$	5	0.16	0.32	$1.1 \cdot 10^{-12}$

2) Etude sur SNPA4 avec le système de mesure

DLTS (DLS-82) à détection synchrone

Le même type d'échantillon a été étudié dans le but de comparer les spectres obtenus par différentes méthodes de corrélation. La figure 3.2a représente quatre spectres obtenus grâce au système de mesure DLS-82.

Les conditions de polarisation ont été changées. En effet, pour polariser l'échantillon en régime de déplétion, il faut appliquer une tension inverse inférieure ou égale à -2 V. Une amplitude V_m de 0 V et une largeur d'impulsion de 10 ms permettent le remplissage de niveaux T_2 , T_4 et T_5 .

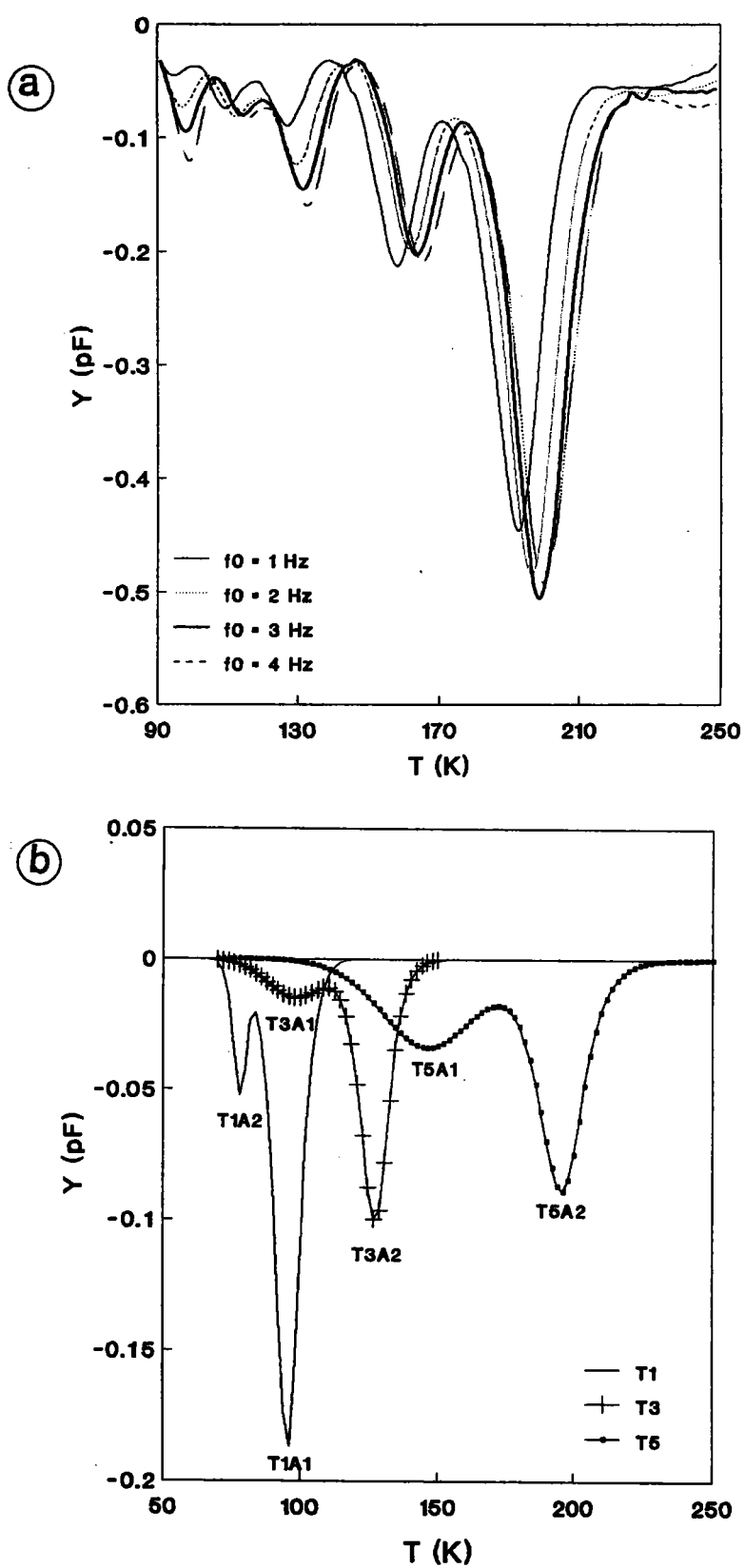


Figure 3.2 : a) Spectres DLTS typiques obtenus par détection synchrone sur l'échantillon SNPA4.

b) Simulation de spectres DLTS obtenus par détection synchrone à partir des résultats trouvés en 1988 sur l'échantillon SNPA4.

Le pic T_3 présente une amplitude qui ne cesse de croître pour un temps t_p allant de 10 à 100 ms. De même, il nous a été impossible de saturer le niveau T_1 .

Les résultats obtenus dans les conditions expérimentales suivantes : $V_r = -2$ V, $V_m = 0$ V et $t_p = 10$ ms, sont rassemblés dans le tableau suivant:

	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5
E_a (eV)	0.22	0.25	0.33	0.4	0.53
σ (cm ²)	10^{-14}	$3 \cdot 10^{-11}$	$9 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-11}$
N_T (cm ⁻³)	-	10^{13}	-	$3 \cdot 10^{13}$	-

On constate l'apparition du niveau T_2 et la disparition de T_{4A} (T_4 correspondant à T_{4B}). Les pics T_1 , T_3 et T_5 ont également des amplitudes dépendant des paramètres de la fonction de corrélation, ici la période T_m .

Si on fait une simulation des spectres devant être obtenus par le système DLS-82 en utilisant pour T_1 , T_3 et T_5 les modèles donnés dans le dernier tableau du paragraphe précédent, on devrait voir apparaître deux pics distincts pour chacun de ces niveaux (fig. 3.2b). Or expérimentalement, T_1 , T_3 et T_5 ne se décomposent pas en deux pics d'amplitude constante.

La différence entre les spectres actuels et les mesures antérieures peut être expliquée par un vieillissement des échantillons qui aurait modifié la nature des défauts (en effet, 2 années séparent ces mesures). On remarque, par exemple, que les densités des niveaux ont énormément évolué, et que la capacité au repos C_0 est passée de 130 à 60 pF.

Dans la partie B) de ce chapitre, nous appliquerons des méthodes d'analyse plus fines pour tenter de décomposer les pics T_3 et T_5 en niveaux profonds discrets.

3) Etude de R3L2

Les signaux DLTS obtenus avec le système de mesure DLS-82 sur cet échantillon font apparaître deux niveaux qui semblent se rapprocher des niveaux T_1 et T_3 (fig. 3.3). En raison de courants de fuite importants, il a été impossible de mesurer le signal au-delà de 180 K.

La caractérisation par la méthode de Lang de ces deux niveaux nous a donné :

	T_1	T_3
E_a (eV)	0.21	0.32
σ (cm ²)	$3 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-13}$

Les spectres ont été relevés dans les conditions suivantes :

$$V_r = -1 \text{ V}$$

$$V_m = 2 \text{ V}$$

$$t_p = 10 \text{ ms}$$

On note également la variation de l'amplitude du pic T_3 avec la valeur de la période T_m de la fonction de corrélation.

En utilisant d'autres corrélateurs, qui donnent des spectres ayant une meilleure résolution, nous allons tenter de décomposer le pic T_3 en niveaux discrets.

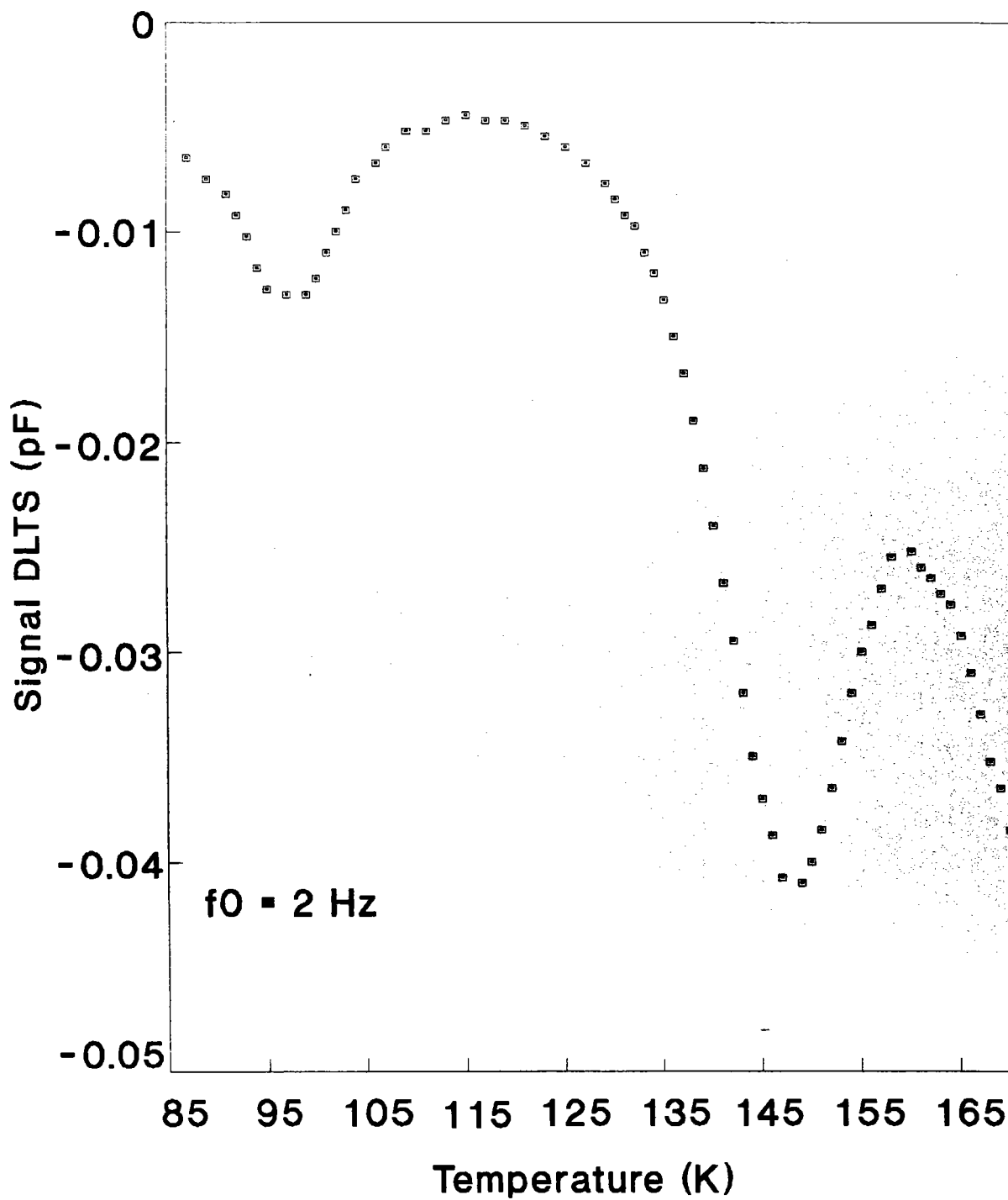


Figure 3.3 : Spectre DLTS typique obtenu par détection synchrone sur l'échantillon R3L2.

B) Résultats obtenus par les méthodes numériques

B1) Corrélations numériques

Pour l'étude de l'échantillon R3L2, le niveau T_1 étant bien caractérisé par les systèmes de mesure DLTS, nous nous focaliserons sur T_3 . Quant à l'échantillon SNPA4, puisque les niveaux T_2 et T_{4B} ont pu être analysés correctement grâce à nos appareils de mesure DLTS, nous n'appliquerons aucune méthode numérique pour compléter leur étude. Les niveaux T_1 et T_3 de ce même échantillon ne se prêtent pas à une étude fine de DLTS puisqu'il est impossible de les saturer. En effet, la spectroscopie DLTS ne s'applique que si tous les niveaux sont remplis (d'électrons pour les pièges à porteurs majoritaires dans ces structures de type n) au terme du temps t_p de remplissage des défauts.

Par contre, l'étude du défaut T_5 peut nous apporter des informations car les pics apparaissant pour ce niveau ont des amplitudes qui varient anormalement lorsque l'on change de fenêtre de vitesse d'émission.

1) Méthodes multipoints

1.1) Etude de R3L2

a) Acquisition des transitoires

Nous nous sommes placés dans les mêmes conditions que lors des mesures sur l'appareil DLS-82. C'est d'ailleurs sur ce système de mesure DLTS que nous avons fait l'acquisition des transitoires de capacité à chaque température comprise entre 125 et 165 K afin de mener une étude plus complète du pic T_3 .

Ceux-ci sont obtenus après moyennage sur 60 périodes d'une durée $T_m = 500$ ms. La conversion analogique-numérique est réalisée à une fréquence de 1 KHz, ce qui nous permet de relever 500 points pour chaque transitoire.

En plus du moyennage sur 60 périodes, un lissage par des polynômes de Tchebychev de degré égal à huit nous permet d'éliminer une partie importante du bruit parasite.

A partir des mesures moyennées puis lissées, il est possible d'appliquer toutes les méthodes numériques d'étude des niveaux profonds que nous avons présenté au chapitre précédent. La figure 3.4 nous montre deux transitoires mesurés à $T = 145$ K et $T = 155$ K.

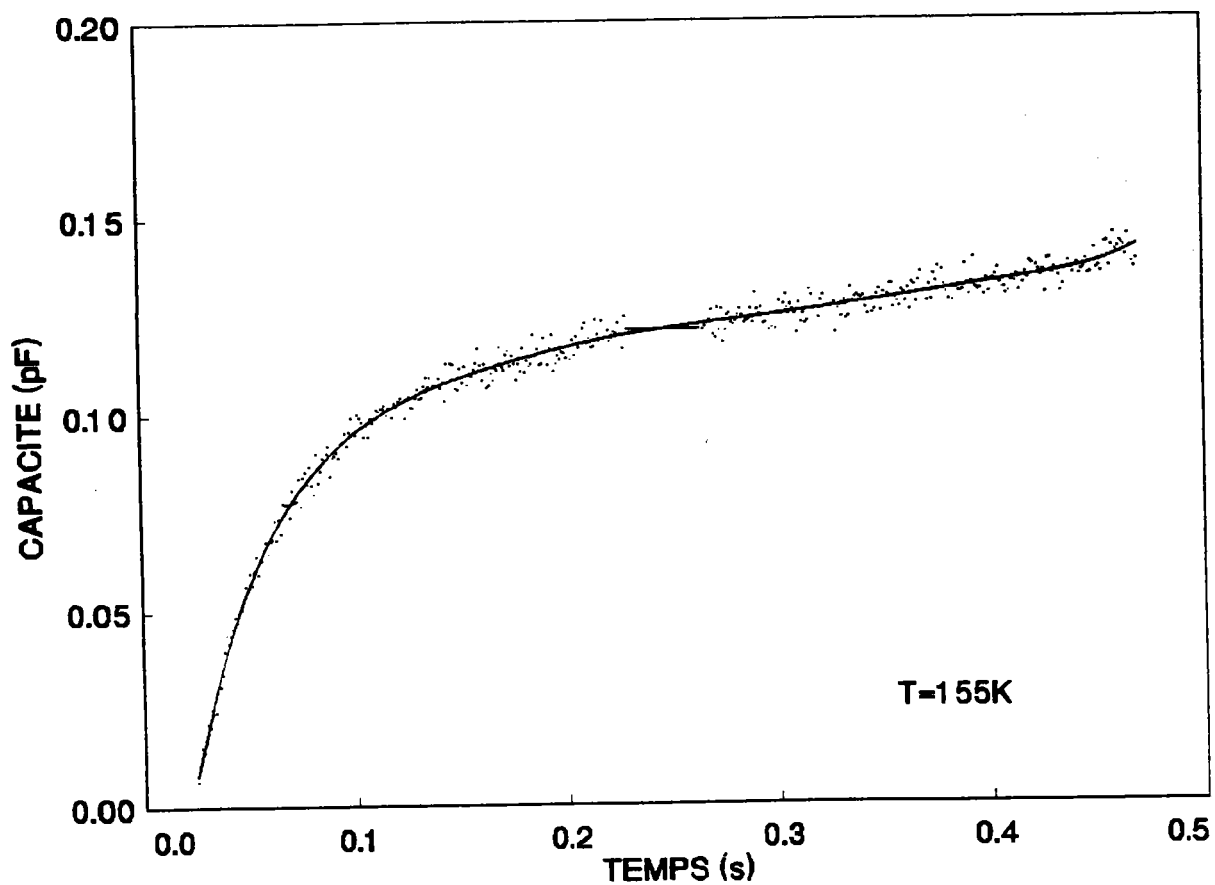
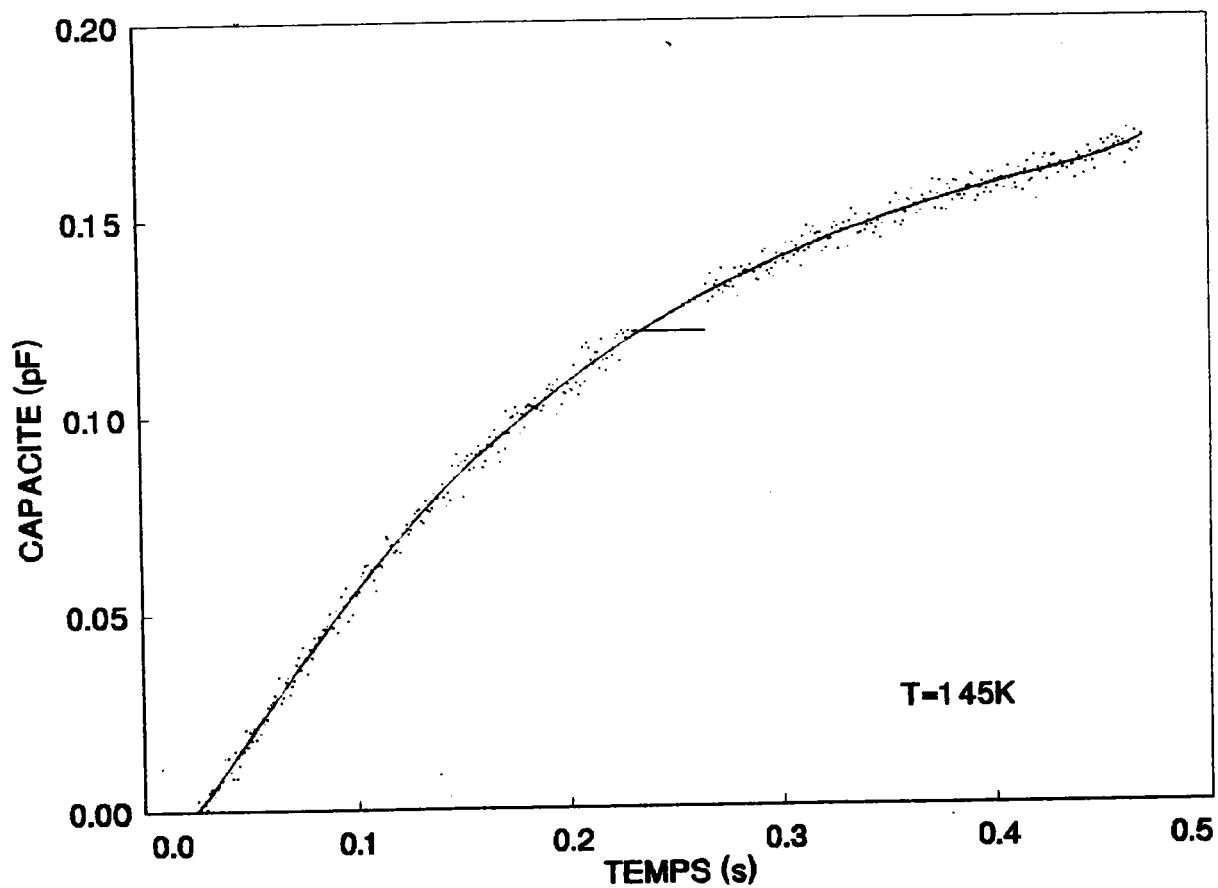


Figure 3.4 : Exemples de Transitoires de capacité mesurés sur l'échantillon R3L2 (la courbe en trait continu représente les mesures lissées).

b) Calcul des spectres.

Les méthodes 2, 3, 4 et 5 points ont été employées pour calculer les signaux DLTS. Le rapport $\alpha = t_2/t_1$ a été fixé à 2, valeur qui offre une très bonne résolution spectrale. Les valeurs du paramètre t_1 qui ont été retenues sont les suivantes: 30,35,40,....,85,90 ms. Notre choix s'est porté sur des valeurs de t_1 faibles afin d'éviter de prendre en considération les points du transitoire situés entre 250 et 500 ms qui sont plus fortement bruités.

Les figures 3.5a, 3.5b, 3.5c et 3.5d présentent les spectres obtenues pour $t_1=45$ ms, pour les méthodes 2, 3, 4 et 5 points. En raison du bruit trop important contenu dans certains de ces spectres, ces derniers sont lissés par un algorithme basé sur l'approximation parabolique à 5 points régulièrement espacés. [réf. 3.14]. La formule de récurrence est la suivante :

$$Y(T_j) = \frac{1}{35}(-3Y(T_{j-2}) + 12Y(T_{j-1}) + 17Y(T_j) + 12Y(T_{j+1}) - 3Y(T_{j+2}))$$

(3.1)

pour T_j allant de 127 à 163 K.

Le nombre de points étant relativement faible et la courbe ne présentant pas de fortes discontinuités, ce type de lissage rapide et relativement peu sévère nous paraît être le plus adéquat.

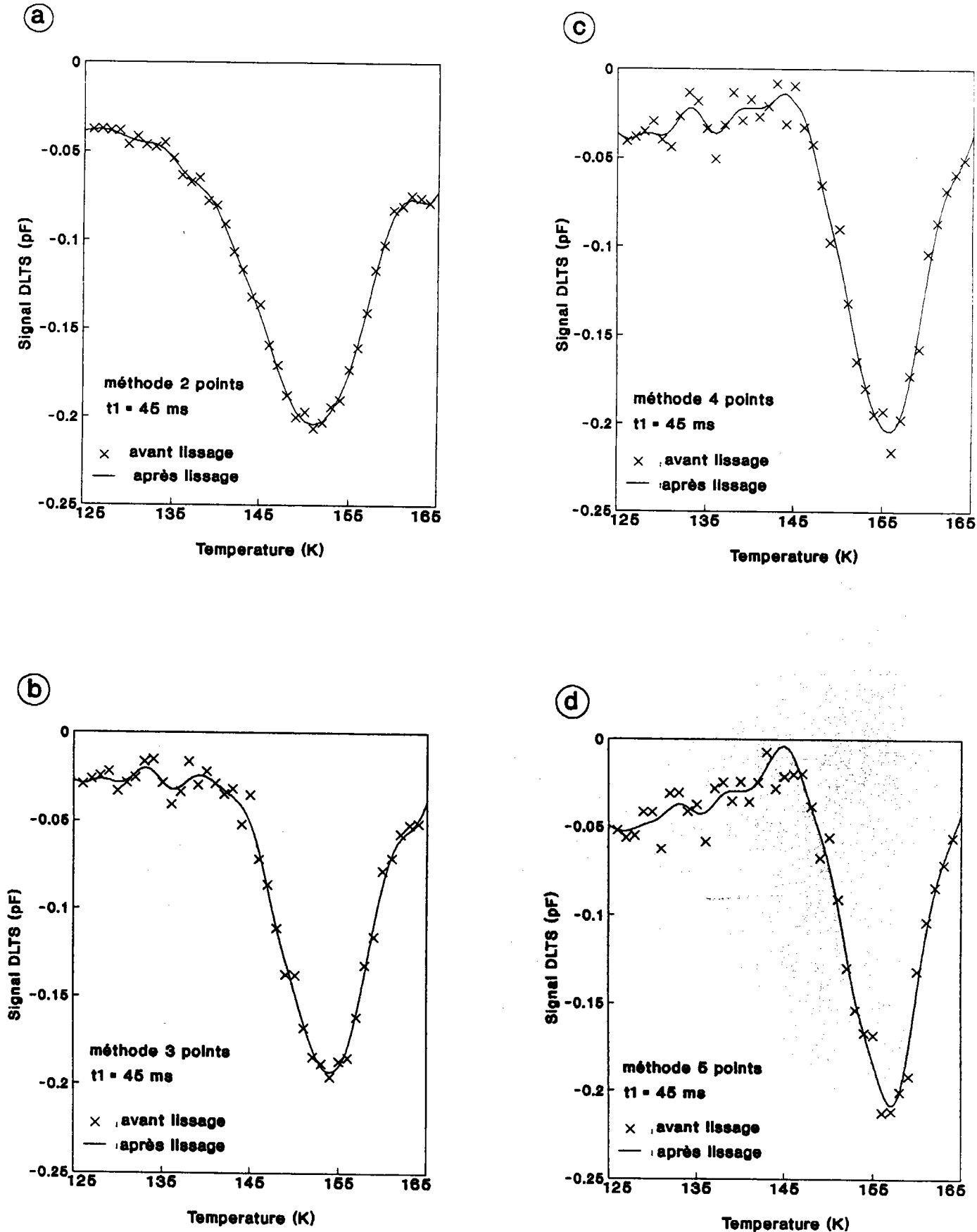


Figure 3.5 : a) Spectre DLTS obtenu par la méthode deux points pour $t_1 = 45 \text{ ms}$ sur l'échantillon R3L2.
 b) Spectre DLTS obtenu par la méthode trois points pour $t_1 = 45 \text{ ms}$ sur l'échantillon R3L2.
 c) Spectre DLTS obtenu par la méthode quatre points pour $t_1 = 45 \text{ ms}$ sur l'échantillon R3L2.
 d) Spectre DLTS obtenu par la méthode cinq points pour $t_1 = 45 \text{ ms}$ sur l'échantillon R3L2.

Cet algorithme est répété un certain nombre de fois pour chaque point du spectre entre 127 K et 163 K, le nombre d'itérations étant déterminé par le maximum de précision que l'on peut obtenir pour les valeurs E_a et σ donnés par la méthode d'analyse de Lang. Pour les spectres relatifs aux méthodes 2 et 3 points, cinq itérations suffisent à lisser le signal DLTS de manière satisfaisante.

c) Méthode de Lang.

Pour appliquer cette méthode d'analyse, la température du maximum d'amplitude de chaque spectre doit être déterminée de façon précise.

Cette valeur est calculée en prenant le minimum de la parabole qui approxime le mieux les cinq points les plus proches du pic. La formulation mathématique est la suivante:

la température T_{min} est telle :

$$Y(T_{min}) = \min (a_2 T_{min}^2 + a_1 T_{min} + a_0) \quad (3.2)$$

a_0 , a_1 et a_2 sont déterminés grâce à la technique des moindres carrés linéaires à partir des 5 points voisins du pic.

Dans notre cas, la différence de température entre deux points successifs d'un spectre étant constante (égale à 1K), les valeurs de a_0 , a_1 et a_2 sont facilement calculables grâce aux relations suivantes :

$$a_0 = (-3Y(T_{j-2}) + 12Y(T_{j-1}) + 17Y(T_j) + 12Y(T_{j+1}) - 3Y(T_{j+2}))/35$$

$$a_1 = (-2Y(T_{j-2}) - Y(T_{j-1}) + Y(T_{j+1}) + 2Y(T_{j+2}))/10 \quad (3.3)$$

$$a_2 = (2Y(T_{j-2}) - Y(T_{j-1}) - 2Y(T_j) - Y(T_{j+1}) + 2Y(T_{j+2}))/14$$

T_j étant la valeur minimale relevée sur le signal DLTS calculé.

Le choix du nombre de points utilisé pour l'approximation polynomiale a été fixé à cinq de manière empirique.

En pratique, seuls les spectres obtenus par les méthodes 2 et 3 points donnent des résultats exploitables. Cependant, les méthodes 4 et 5 points donnent des spectres mettant en évidence d'autres pics qu'il nous est malheureusement impossible d'analyser. Les droites d'Arrhénius obtenues pour les méthodes 2 et 3 points sont présentées sur les figures 3.6a et 3.6b.

Pour la méthode 2 points, nous obtenons les résultats suivants :

$$E_a = 0.274 \pm 0.005 \text{ eV}$$

$$\sigma = (3.6 \pm 1.9) 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.4)$$

tandis que les valeurs trouvées par la méthode 3 points sont:

$$E_a = 0.272 \pm 0.006 \text{ eV}$$

$$\sigma = (3.2 \pm 2) 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.5)$$

La superposition des spectres expérimentaux avec la simulation faite à partir des résultats nous permet de confirmer la validité de ces derniers (figs. 3.7a et 3.7b). Les incertitudes affectées aux résultats (3.4) et (3.5) représentent les écarts statistiques dus au calcul des droites de régression tracées figures 3.6a et 3.6b. Elles ne prennent pas en compte les facteurs d'erreurs introduits par les appareils de mesure et les lissages successifs des données qu'il est difficile d'estimer.

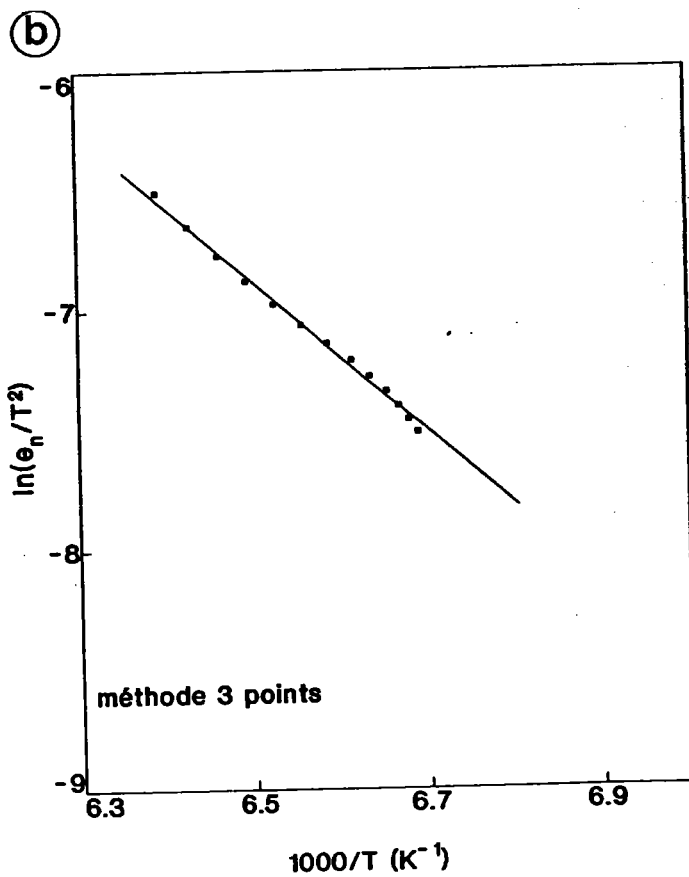
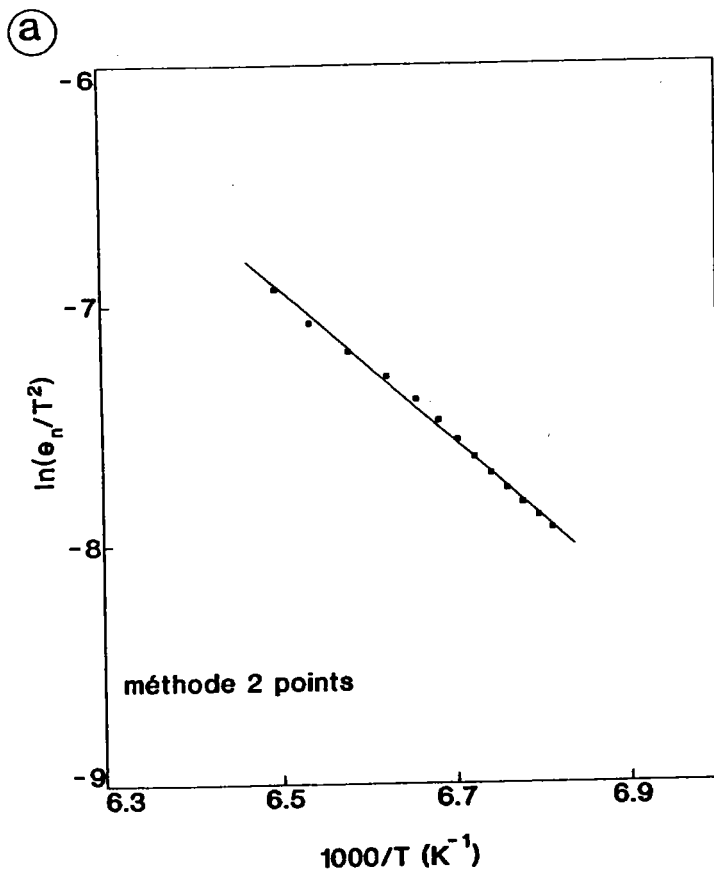


Figure 3.6 : a) Droite d'Arrhénius obtenue par l'analyse de Lang à partir des spectres calculés par la méthode deux points sur l'échantillon R3L2.
 b) Droite d'Arrhénius obtenue par l'analyse de Lang à partir des spectres calculés par la méthode trois points sur l'échantillon R3L2.

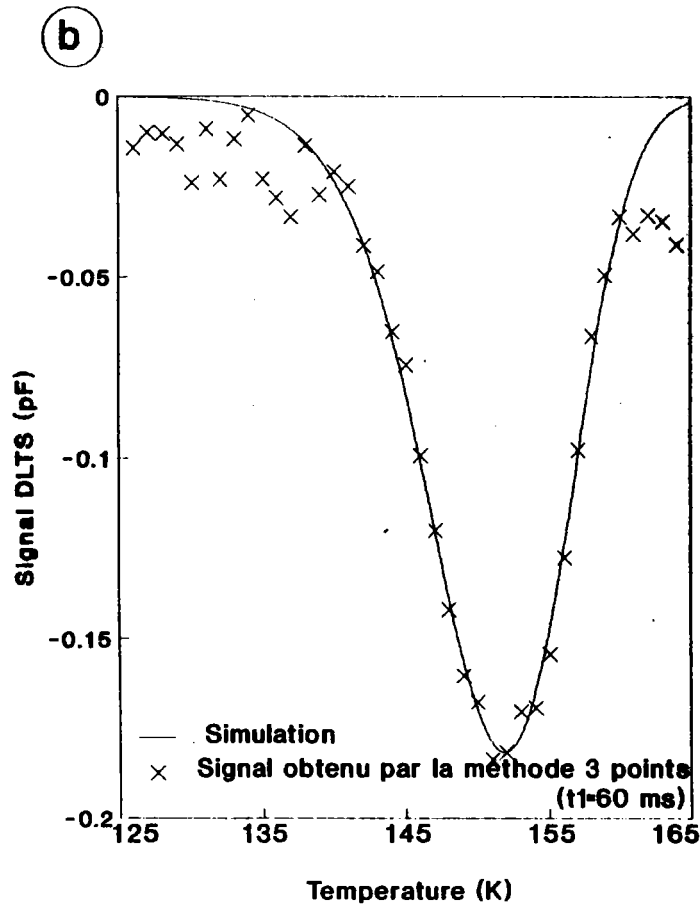
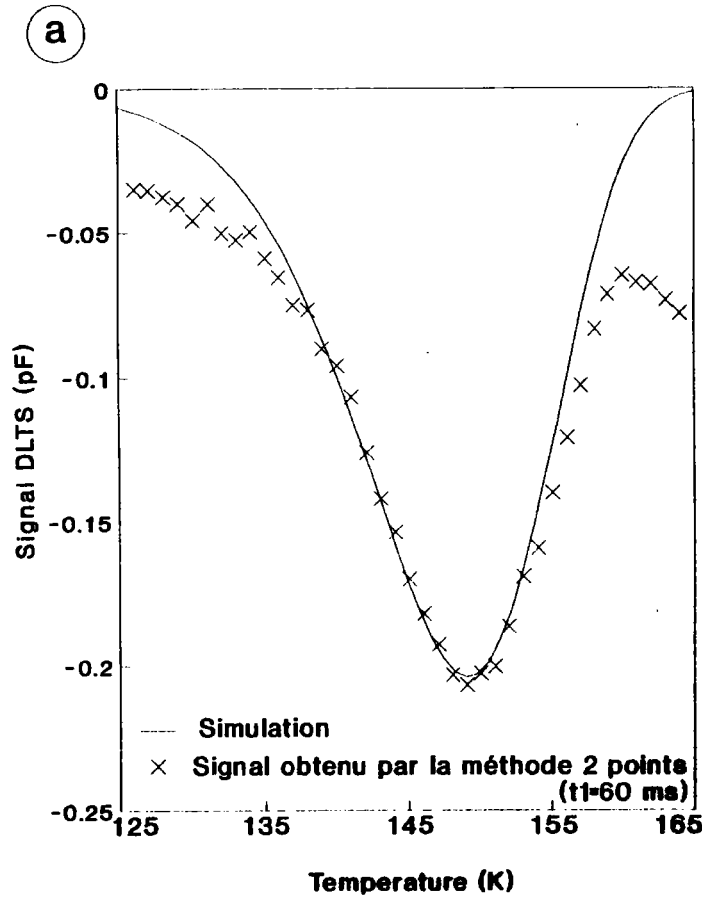


Figure 3.7 : a) Superposition du spectre obtenu par la méthode deux points pour $t_1 = 60$ ms sur l'échantillon R3L2 et du signal DLTS théorique calculé pour $E_a = 0.27$ eV et $\sigma = 3.6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$.
 b) Superposition du spectre obtenu par la méthode trois points pour $t_1 = 60$ ms sur l'échantillon R3L2 et du signal DLTS théorique calculé pour $E_a = 0.27$ eV et $\sigma = 3.2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$.

Dans le but d'obtenir davantage de points sur la droite d'Arrhénius pour un même nombre de spectres et donc de travailler sur davantage de données, nous avons également appliqué la méthode d'analyse à cinq points présentée au chapitre 2 (paragraphe 3.3).

d) Méthode d'analyse à cinq vitesses d'émission.

Nous n'avons appliqué cette méthode qu'aux spectres obtenus par la méthode deux points.

La nouvelle droite d'Arrhénius obtenue à partir des 13 spectres est représentée sur la figure 3.8. On distingue cinq tronçons de droite relatifs à chacun des cinq points relevés sur chaque spectre. On remarque que les tronçons relatifs à e_{n4} et e_{n5} ne sont pas dans le même alignement que les trois autres qui se chevauchent. On en déduit l'existence d'une perturbation des flancs droits des spectres pouvant être liée à un courant de fuite faussant les mesures de capacité, ou à la présence d'un pic voisin. En tenant uniquement compte des ensembles de points relatifs à e_{n1} , e_{n2} , e_{n3} , les résultats obtenus sont les suivants:

$$E_a = 0.273 \text{ eV}$$

$$\sigma = 3.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.6)$$

D'autre part, si on applique une des méthodes d'analyse à un seul spectre [réfs. 3.15 ,3.16 ,3.17], on trouve des résultats concordants avec ceux trouvés jusqu'ici.

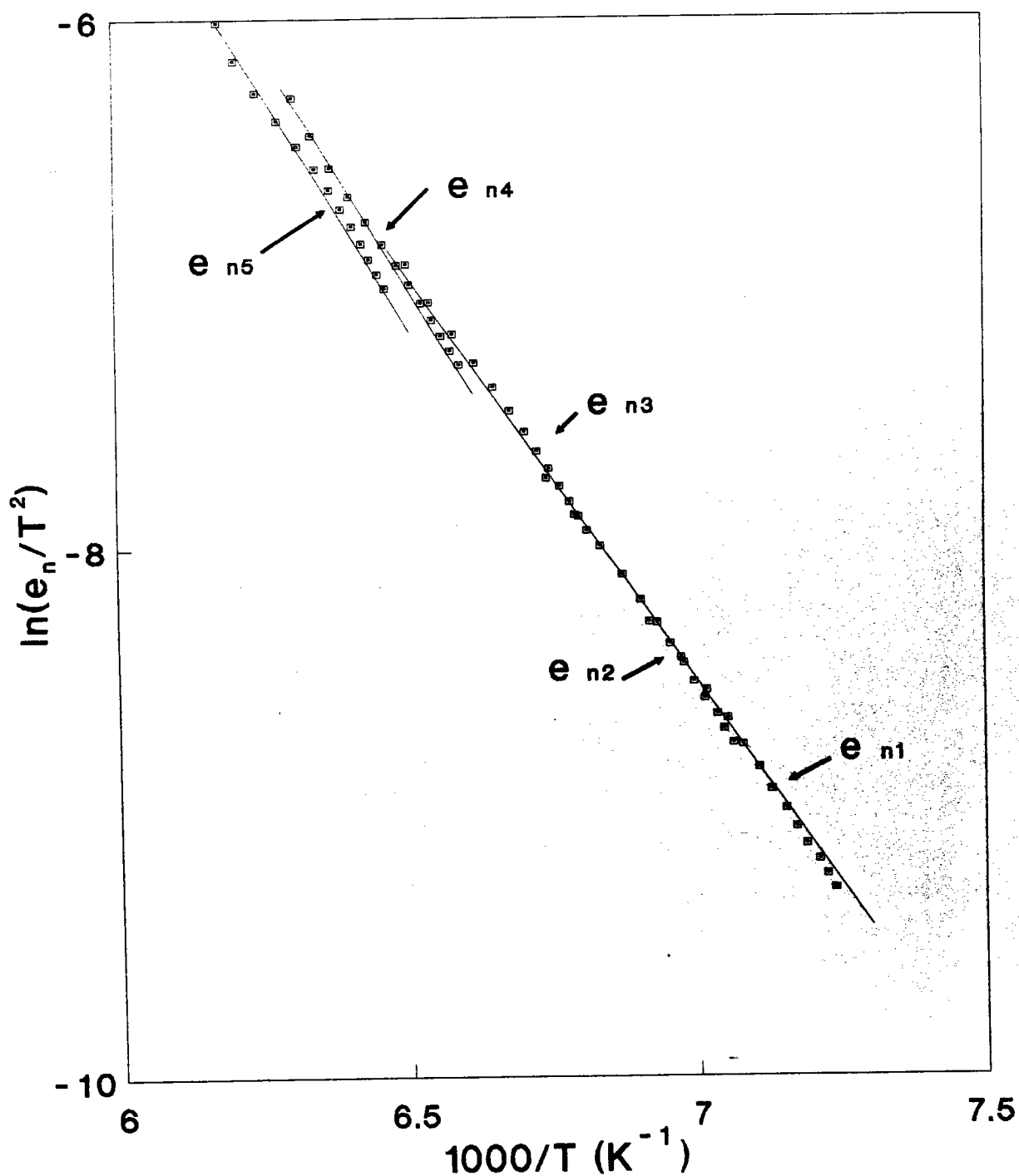


Figure 3.8 : Courbe d'Arrhénius obtenue par l'analyse à cinq vitesses d'émission des spectres calculés par la méthode deux points sur l'échantillon R3L2 .

e) Conclusion.

On constate donc que, malgré un assez médiocre rapport signal sur bruit, la spectroscopie DLTS par les méthodes multipoints donne sensiblement les mêmes résultats quelle que soit la méthode utilisée pour analyser les spectres.

Cependant, la méthode d'analyse à cinq vitesses d'émission nous apporte davantage de renseignements sur les spectres DLTS, à savoir la présence de niveaux rapprochés dont les spectres se recouvrent sur l'un ou l'autre des flancs. Dans le même temps, cette méthode d'analyse est relativement peu sensible au poids de chaque couple (e_{n1}, T_{max1}) figurant sur la droite d'Arrhénius, le calcul de la droite de régression se faisant sur davantage de points et sur une plage de vitesse d'émission plus étendue.

1.2) Etude de SNPA4.

a) Acquisition.

La polarisation de l'échantillon est la même que lors des mesures sur l'appareil DLS-82 : $V_m=0$ V, $V_r=-2$ V et $t_p=10$ ms. Nous avons fait l'acquisition des transitoires de capacité pour toutes les températures comprises entre 140 et 230 K (fig. 3.9).

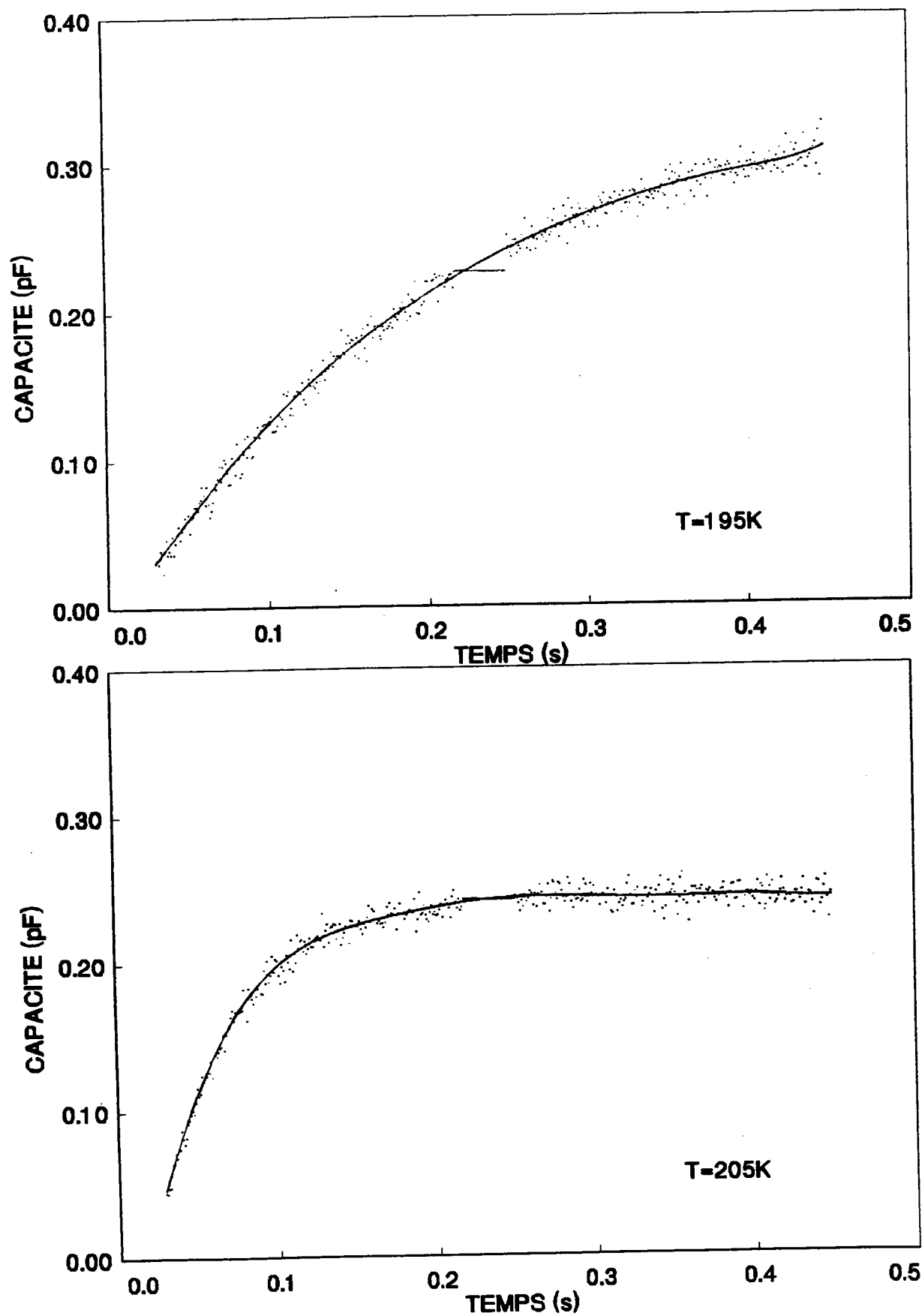


Figure 3.9 : Exemples de Transitoires de capacité mesurés sur l'échantillon SNPA4 (la courbe en trait continu représente les mesures lissées).

Les conditions de mesure et de filtrage sont les mêmes que lors de l'étude de l'échantillon R3L2 :

- temps de mesure500 ms
- fréquence d'acquisition1 kHz
- nombre de points de mesure...500
- moyennage sur 60 périodes du transitoire
- lissage par des polynômes orthogonaux de degré 8.

b) Calcul et exploitation des spectres.

Le nombre des spectres calculés est moins important, les valeurs retenues pour t_1 étant les suivantes: 40,45,50,55,60,65 et 70 ms. Les figures 3.10a, 3.10b, 3.10c et 3.10d représentent certains de ces spectres, obtenus pour les méthodes 2,3,4 et 5 points et lissés 50 fois par la formule de réccurrence 3.1. On notera les faibles fluctuations des amplitudes A_m (autour de 0.36 pF) de ces spectres. On remarque également l'apparition d'un petit pic entre 220 et 230 K. Si l'on fait l'analyse par la méthode de Lang, on trouve les résultats suivants :

$$E_a = 0.486 \text{ eV} \quad \text{pour la méthode 2 points}$$

$$\sigma = 1.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \quad (3.7)$$

$$E_a = 0.452 \text{ eV} \quad \text{pour la méthode 3 points}$$

$$\sigma = 2.7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \quad (3.8)$$

Ces valeurs ont été obtenues à partir des droites d'Arrhénius tracées sur les figures 3.11a et 3.11b.

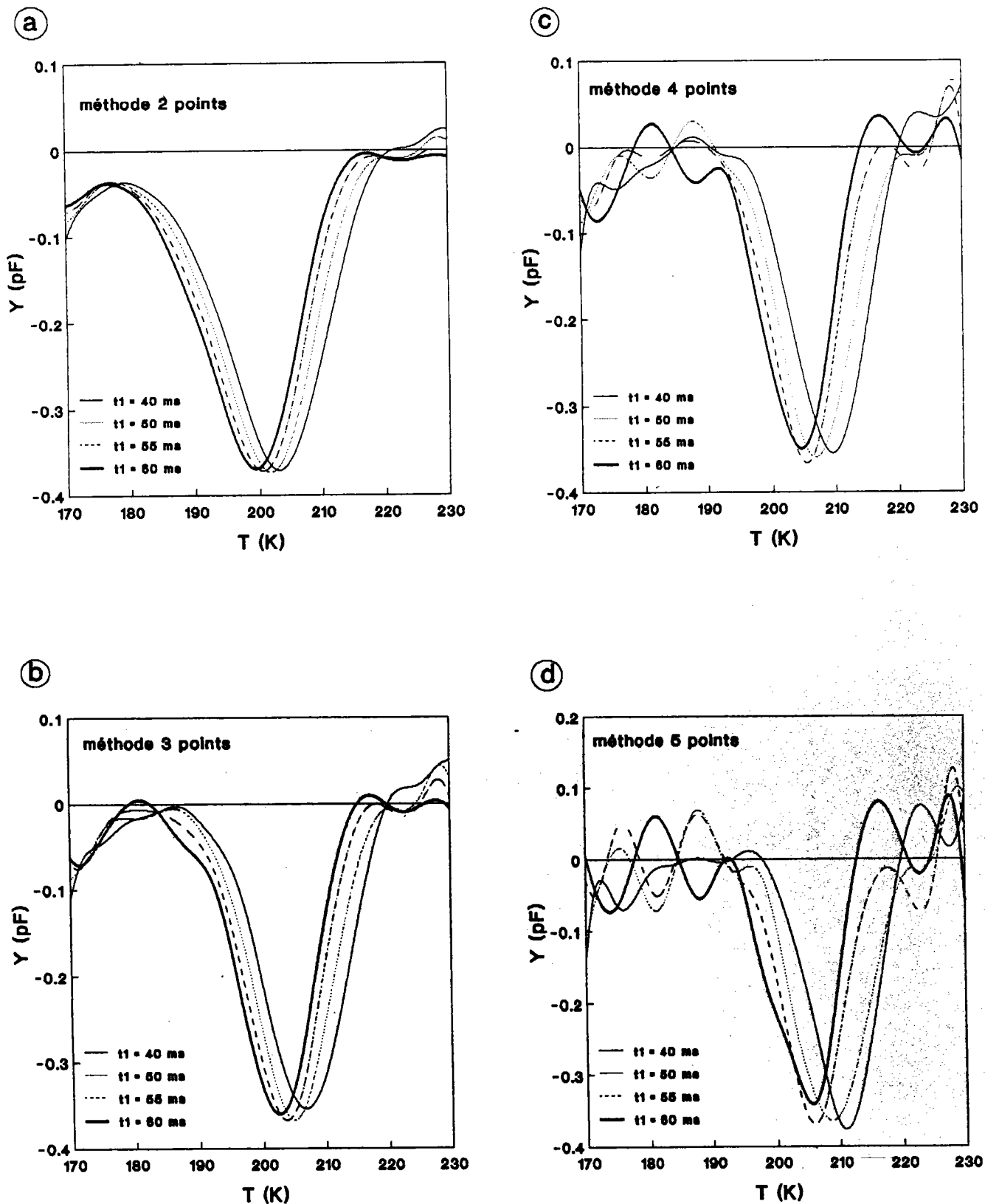


Figure 3.10 : a) Spectres DLTS typiques obtenus par la méthode deux points sur l'échantillon SNPA4.
 b) Spectres DLTS typiques obtenus par la méthode trois points sur l'échantillon SNPA4.
 c) Spectres DLTS typiques obtenus par la méthode quatre points sur l'échantillon SNPA4.
 d) Spectres DLTS typiques obtenus par la méthode cinq points sur l'échantillon SNPA4.

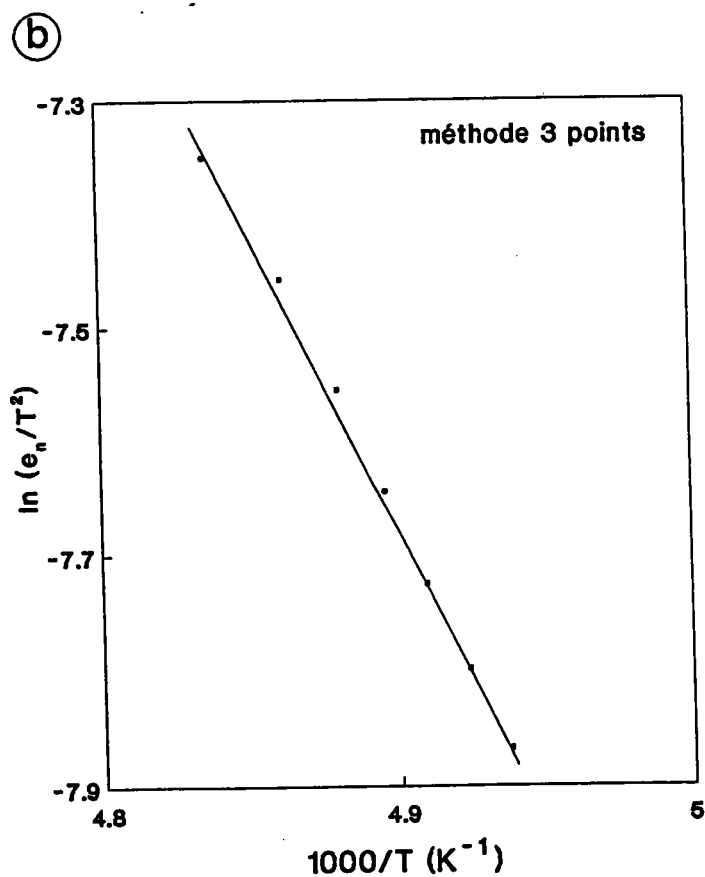
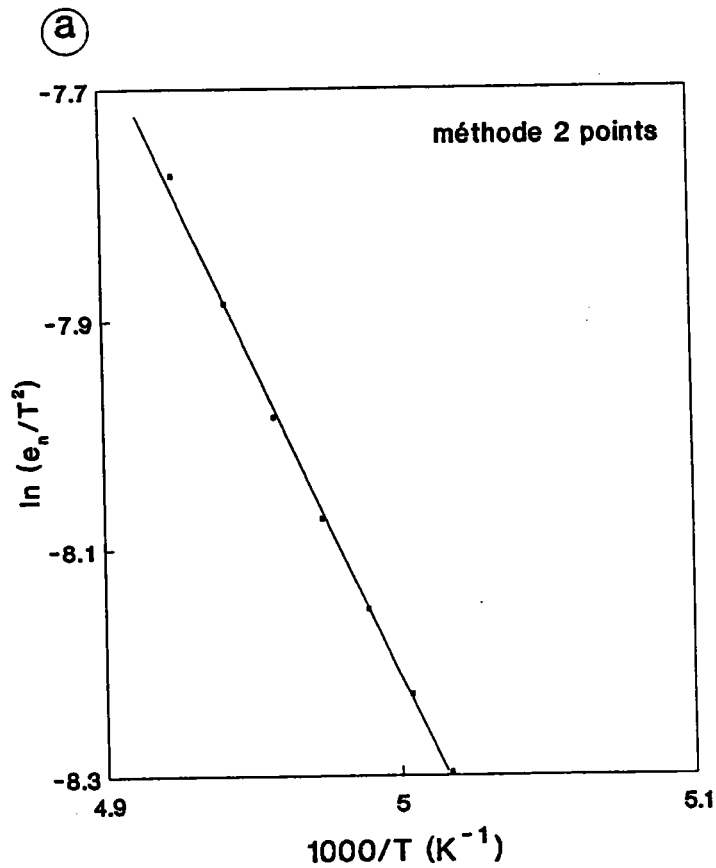


Figure 3.11 : a) Droite d'Arrhénus obtenue par l'analyse de Lang des spectres calculés par la méthode deux points sur l'échantillon SNPA4.

b) Droite d'Arrhénus obtenue par l'analyse de Lang des spectres calculés par la méthode trois points sur l'échantillon SNPA4.

L'exploitation des spectres obtenus grâce aux méthodes 4 et 5 points ne donne pas de résultats satisfaisants en raison du trop faible rapport S/B des mesures. Les droites d'Arrhénius obtenues grâce à la méthode à 5 vitesses d'émission sont représentées les figures 3.12a et 3.12b. On remarque sur la courbe d'Arrhénius obtenue par la méthode 2 points (fig. 3.12a), que les seuls tronçons de droite qui se situent dans le même alignement sont ceux relatifs aux vitesses e_{n3} et e_{n4} . La droite de régression calculée à partir des points relatifs à e_{n3} et e_{n4} nous donne les résultats suivants :

$$E_a = 0.477 \text{ eV}$$

$$\sigma = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \quad (3.9)$$

Sur la figure 3.12b, qui représente la droite d'Arrhénius relative à la méthode 3 points, on constate que les tronçons qui se placent dans le même alignement sont ceux qui résultent des vitesses e_{n4} et e_{n5} . Le calcul de la droite de régression prenant en compte les points dus aux vitesses e_{n4} et e_{n5} , nous donne les valeurs suivantes :

$$E_a = 0.475 \text{ eV}$$

$$\sigma = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \quad (3.10)$$

Les résultats obtenus grâce à la méthode d'analyse à 5 vitesses d'émission sont plus cohérents que ceux trouvés par la méthode classique de Lang.

D'autre part, si on fait une reconstruction classique des spectres à partir des valeurs suivantes : $E_a = 0.476 \text{ eV}$ et $\sigma = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$, on observe le bon fit des flancs gauches des spectres expérimentaux (figs. 3.13a et 3.13b).

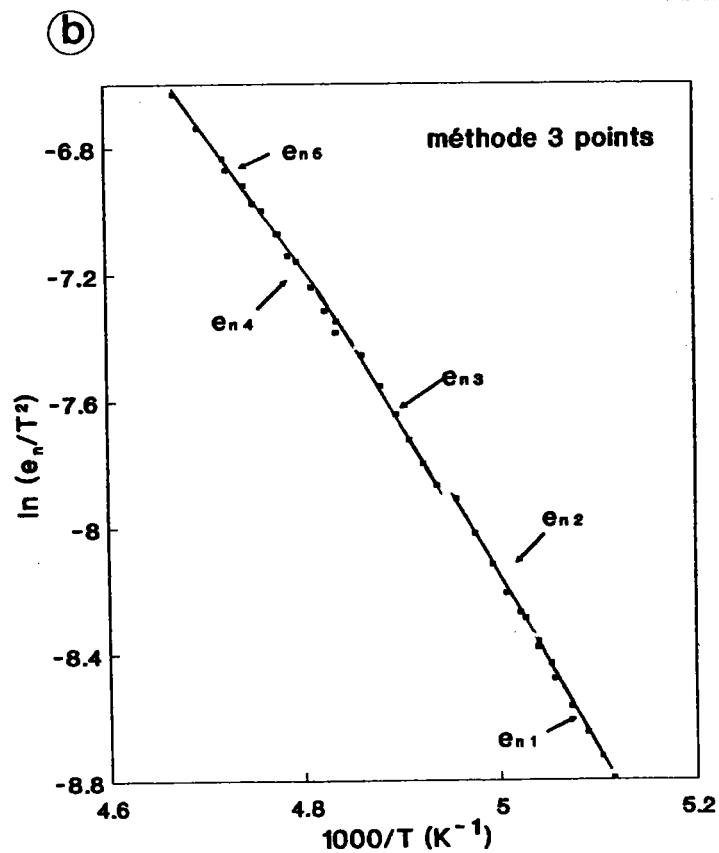
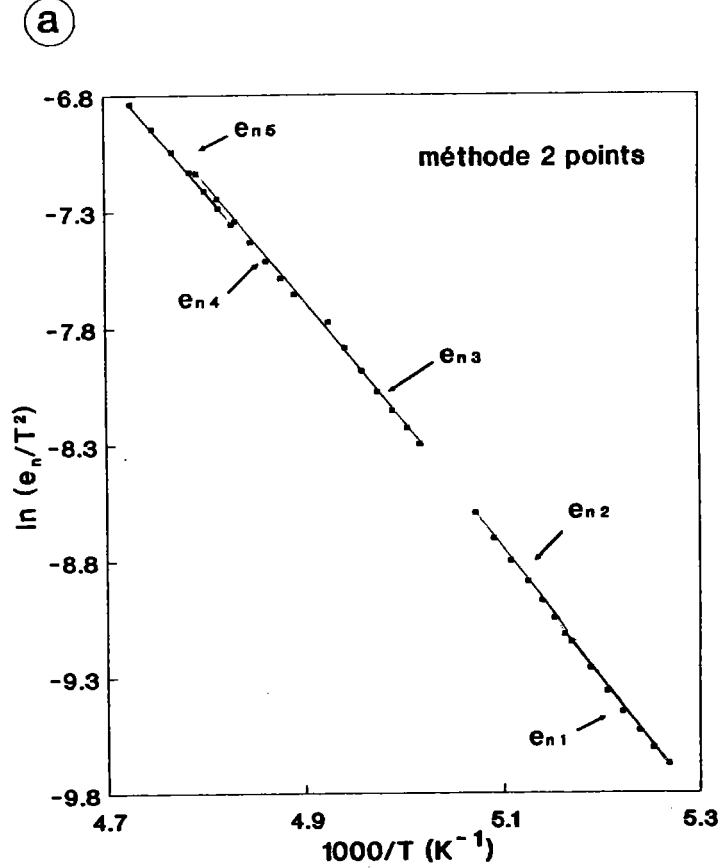


Figure 3.12 : a) Courbe d'Arrhénus obtenue par l'analyse à cinq vitesses d'émission des spectres calculés par la méthode deux points sur l'échantillon SNPA4.

b) Courbe d'Arrhénus obtenue par l'analyse à cinq vitesses d'émission des spectres calculés par la méthode trois points sur l'échantillon SNPA4.

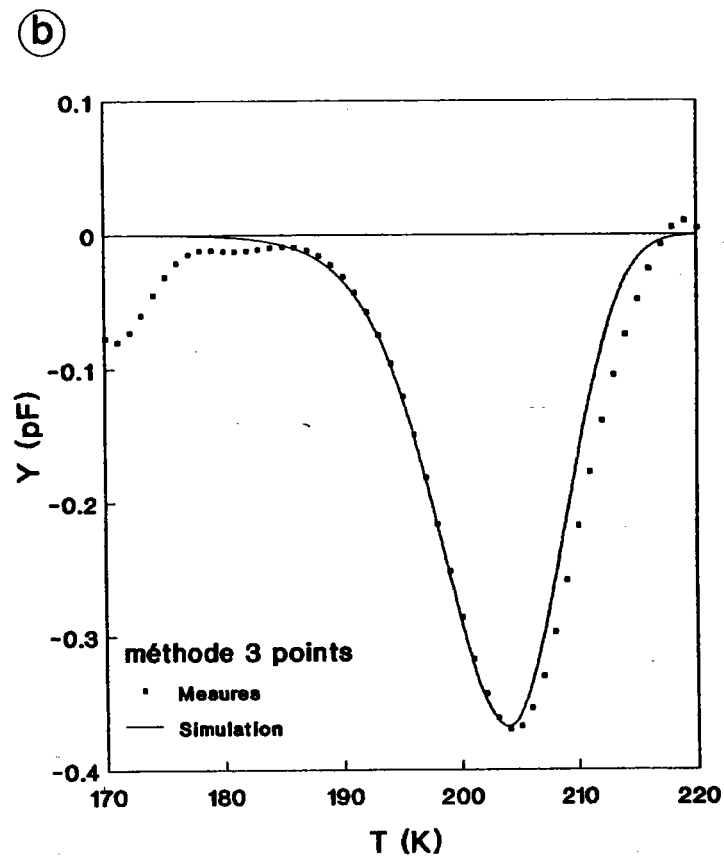
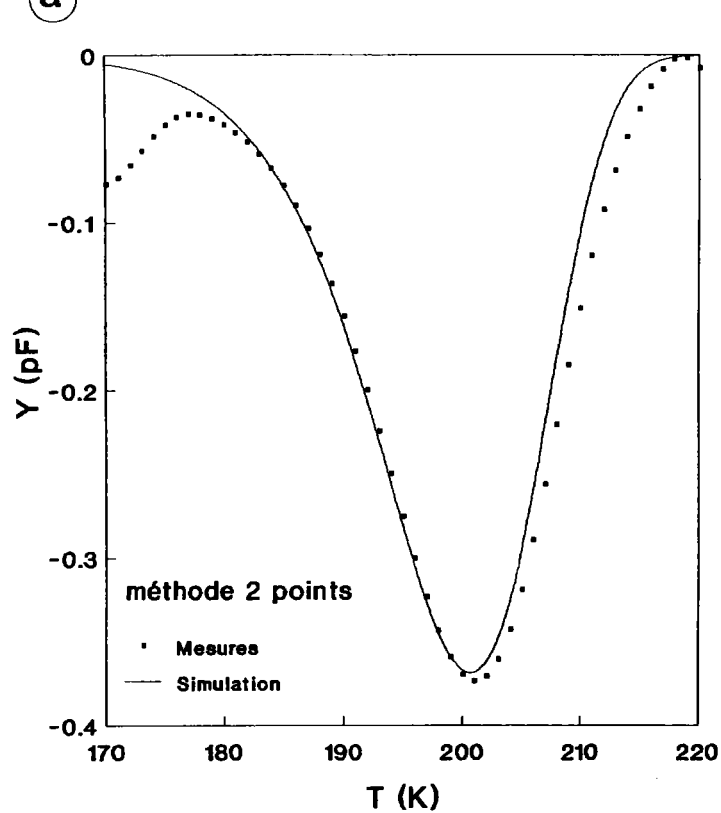


Figure 3.13 : a) Superposition d'un spectre expérimental obtenu par la méthode deux points sur l'échantillon SNPA4 et d'un spectre théorique calculé pour $E_a = 0.47$ eV et $\sigma = 1.1 \cdot 10^{-12}$ cm².

b) Superposition d'un spectre expérimental obtenu par la méthode trois points sur l'échantillon SNPA4 et d'un spectre théorique calculé pour $E_a = 0.47$ eV et $\sigma = 1.1 \cdot 10^{-12}$ cm².

Quant à l'écart apparaissant au niveau des flancs droits et aux légères fluctuations des amplitudes des spectres, aucune explication satisfaisante n'a pu y être apportée jusqu'à présent.

Parmi les hypothèses, celle de l'influence du pic situé entre 220 et 230 K est la plus plausible. Malheureusement, il n'a pas été possible de caractériser ce pic avec précision car son amplitude est trop faible. Nous remarquerons par la suite que ce niveau T_3 pose de gros problèmes d'analyse quelle que soit la technique utilisée.

2) Filtres de Crowell.

Tout comme on s'est limité à la méthode 5 points pour les méthodes multipoints, nous n'appliquerons que les filtres d'ordre 1 et 2 car pour des degrés supérieurs, les spectres obtenus sont de trop mauvaise qualité pour permettre leur exploitation.

Les opérations de corrélation se font sur les mêmes transitoires lissés par des polynômes orthogonaux d'ordre 8. Nous analyserons successivement les résultats obtenus pour les diodes Schottky R3L2 et SNPA4.

2.1) Etude de R3L2.

a) Filtre d'ordre 1.

Par corrélation des transitoires avec des filtres d'ordre 1, quinze spectres ont été obtenus pour $T_m = 40, 55, 70, \dots, 220, 235$ et 250 ms avec une valeur de t_d égale à 25 ms. Les valeurs de T_m sont choisies de telle sorte que $(T_m - t_d)$ soit un multiple de 3; ceci dans le but d'obtenir des nombres entiers de millisecondes pour t_a (voir figure 2.12a).

Le lissage des spectres est obtenu en réitérant 50 fois la formule de récurrence 3.1. Quatre de ces signaux DLTS lissés sont présentés sur la figure 3.14. La droite d'Arrhénius (fig. 3.15a) obtenue par l'analyse classique proposée par Lang nous donne les résultats suivants :

$$E_a = 0.326 \text{ eV}$$

$$\sigma = 9.8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.11)$$

On observe un grand écart par rapport aux résultats obtenus grâce aux méthodes multipoints. Sur la figure 3.15a, on note l'influence néfaste du point à haute température, point qui provoque une augmentation assez forte de la pente de la droite de régression et par voie de conséquence une augmentation de la valeur de E_a .

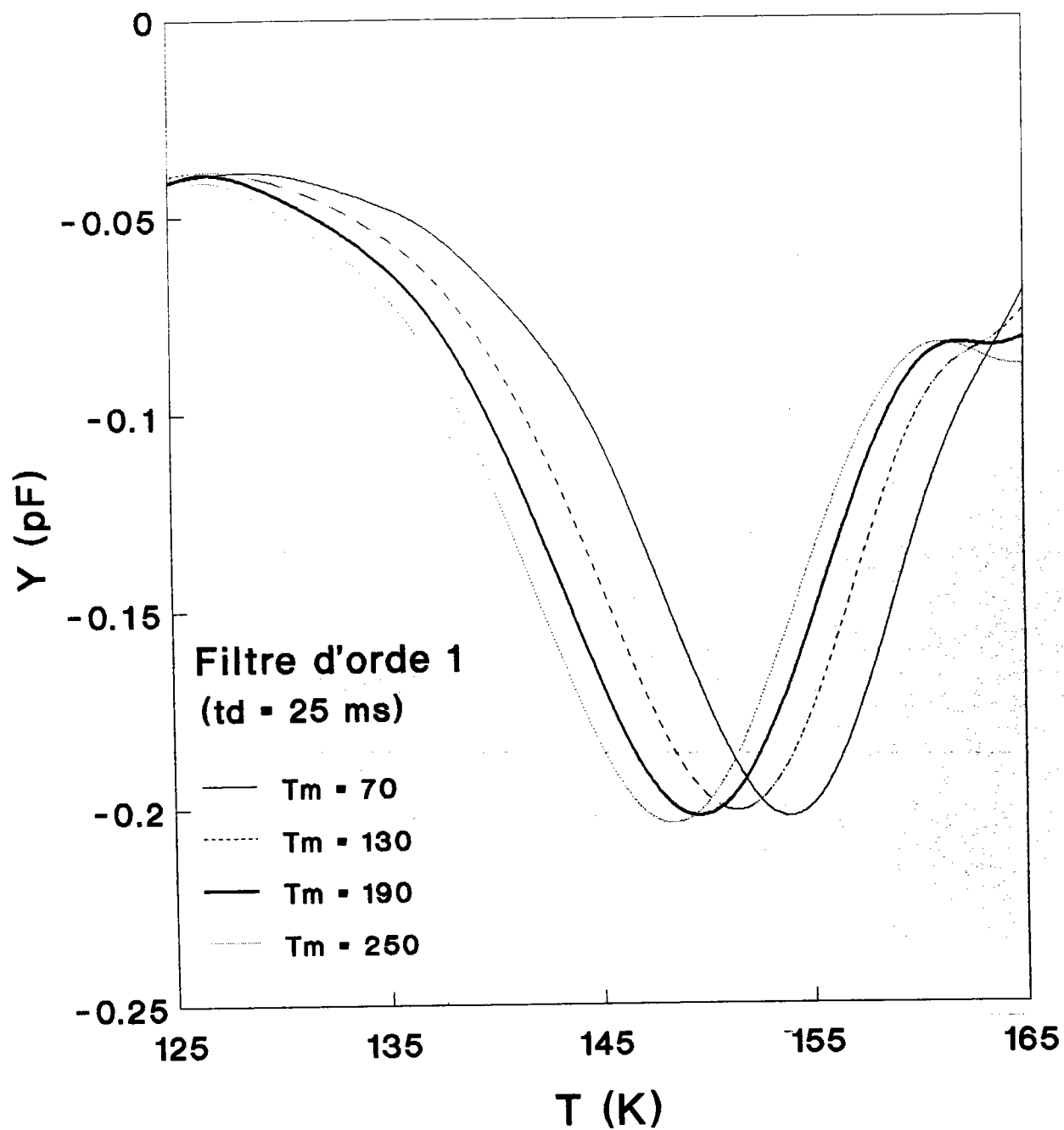


Figure 3.14 : Spectres DLTS typiques lissés obtenus par corrélation numérique avec des filtres d'ordre 1 sur l'échantillon R3L2.

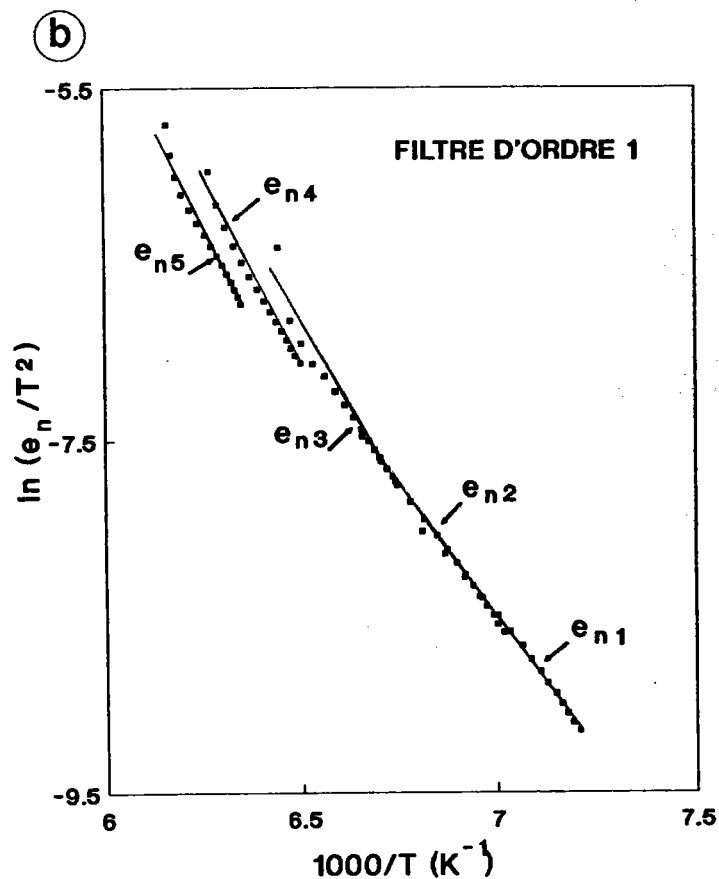
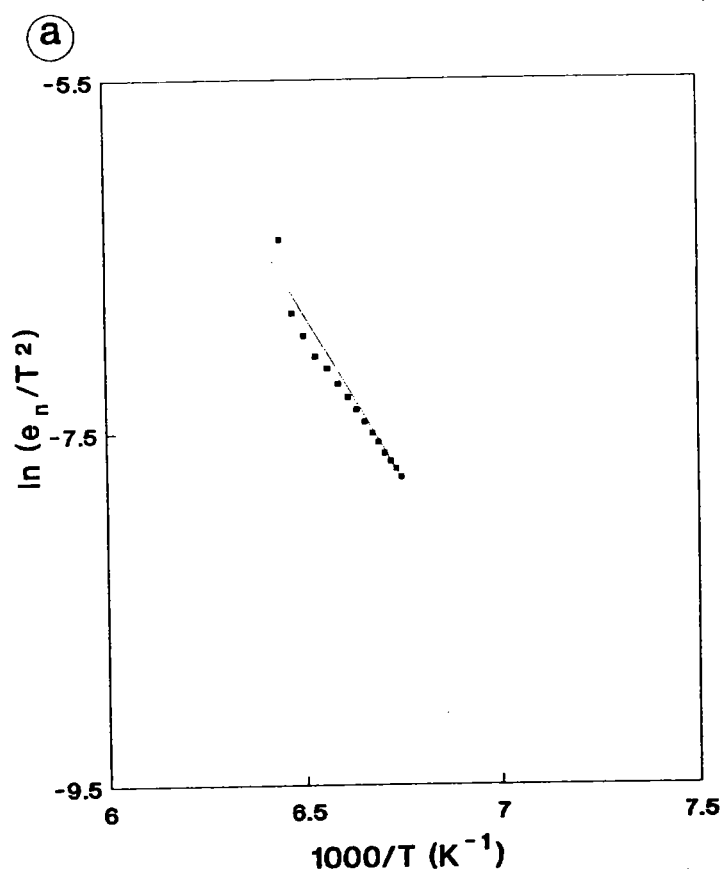


Figure 3.15 : a) Droite d'Arrhénius obtenue par l'analyse de Lang des spectres calculés par corrélation avec des filtres d'ordre 1 sur l'échantillon R3L2.
 b) Courbe d'Arrhénius obtenue par l'analyse à cinq vitesses d'émission des spectres calculés par corrélation avec des filtres d'ordre 1 sur l'échantillon R3L2.

En tirant 5 vitesses d'émission de chaque spectre au lieu d'une, on obtient une droite d'Arrhénius qui peut être découpée en 5 tronçons (fig. 3.15b). On remarque sur cette figure, que les segments relatifs à e_{n4} et e_{n5} ne sont pas dans le même alignement que les trois autres qui se chevauchent. La droite d'Arrhénius de la figure 3.15b nous permet donc de constater la présence d'une perturbation des flancs droits des spectres. Cette perturbation a déjà été mise en évidence sur les spectres obtenus par la méthode 2 points.

En tenant compte uniquement des ensembles de points relatifs à e_{n1} , e_{n2} , e_{n3} , les résultats obtenus se rapprochent de ceux issus des méthodes multipoints :

$$E_a = 0.272 \text{ eV}$$

$$\sigma = 3.0 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.12)$$

Des simulations de spectres à partir des résultats précédents (fig. 3.16a) et de ceux obtenus par l'analyse classique (fig. 3.16b) permettent de retenir les valeurs données en (3.12) au détriment de celles figurant en (3.11). On note donc l'avantage de la méthode d'analyse à 5 vitesses d'émission qui est moins sensible au poids de chaque couple (e_{ni}, T_i) figurant sur la droite d'Arrhénius, le calcul de la droite de régression se faisant sur davantage de points et sur une plage de vitesse d'émission plus étendue.

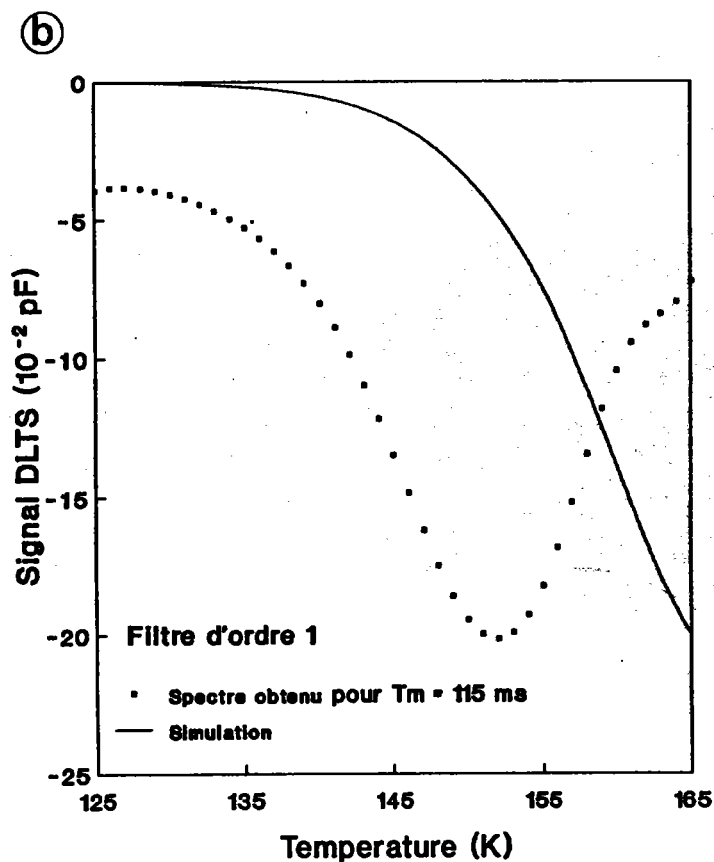
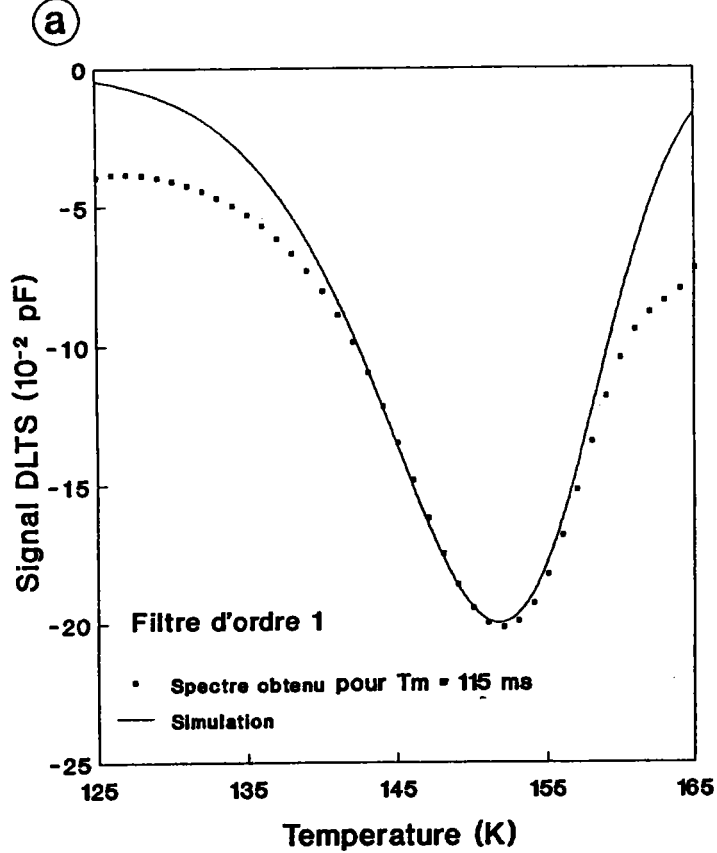


Figure 3.16 : a) Superposition d'un spectre expérimental obtenu par corrélation avec un filtre d'ordre 1 sur l'échantillon R3L2 et un spectre théorique calculé pour $E_a = 0.27$ eV et $\sigma = 3.0 \cdot 10^{-15}$ cm².

b) Superposition du même spectre expérimental avec un spectre théorique calculé pour $E_a = 0.32$ eV et $\sigma = 9.8 \cdot 10^{-15}$ cm².

b) Filtre d'ordre 2.

Pour le calcul des spectres, les valeurs choisies pour T_m sont plus importantes dans le but d'améliorer le rapport S/B; d'autre part, les différences $(T_m - t_d)$ sont des multiples de 7 de façon à obtenir un nombre entier de millisecondes pour t_a et t_b (voir figure 2.12b).

Quinze spectres ont été calculés pour les valeurs suivantes de T_m : 263, 277, 291, ..., 431, 445 et 459 ms et pour $t_d = 25$ ms. Tout comme pour le filtre d'ordre 1, la formule de récurrence 3.1 sera réitérée 50 fois sur ces spectres de manière à bien les lisser.

Quatre de ces signaux DLTS lissés sont présentés sur la figure 3.17. La droite d'Arrhénius (fig. 3.18a) obtenue par l'analyse classique proposée par Lang nous donne des résultats différents des précédents :

$$E_a = 0.292 \text{ eV}$$

$$\sigma = 1.5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad (3.13)$$

Pourtant, on observe un très faible écart entre les points et la droite de régression de la figure 3.18a. Si on utilise la méthode à 5 vitesses d'émission, à partir des mêmes signaux DLTS, on obtient la courbe d'Arrhénius représentée sur la figure 3.18b. On remarque le grand écart de linéarité entre l'ensemble des points relatifs à e_{n5} et e_{n4} , et le reste de la droite d'Arrhénius.

En ne prenant en compte que les points relatifs à e_{n1} , e_{n2} et e_{n3} , on obtient des résultats en accord avec ceux observés jusqu'à présent :

$$E_a = 0.273 \text{ eV}$$

$$\sigma = 3.4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.14)$$

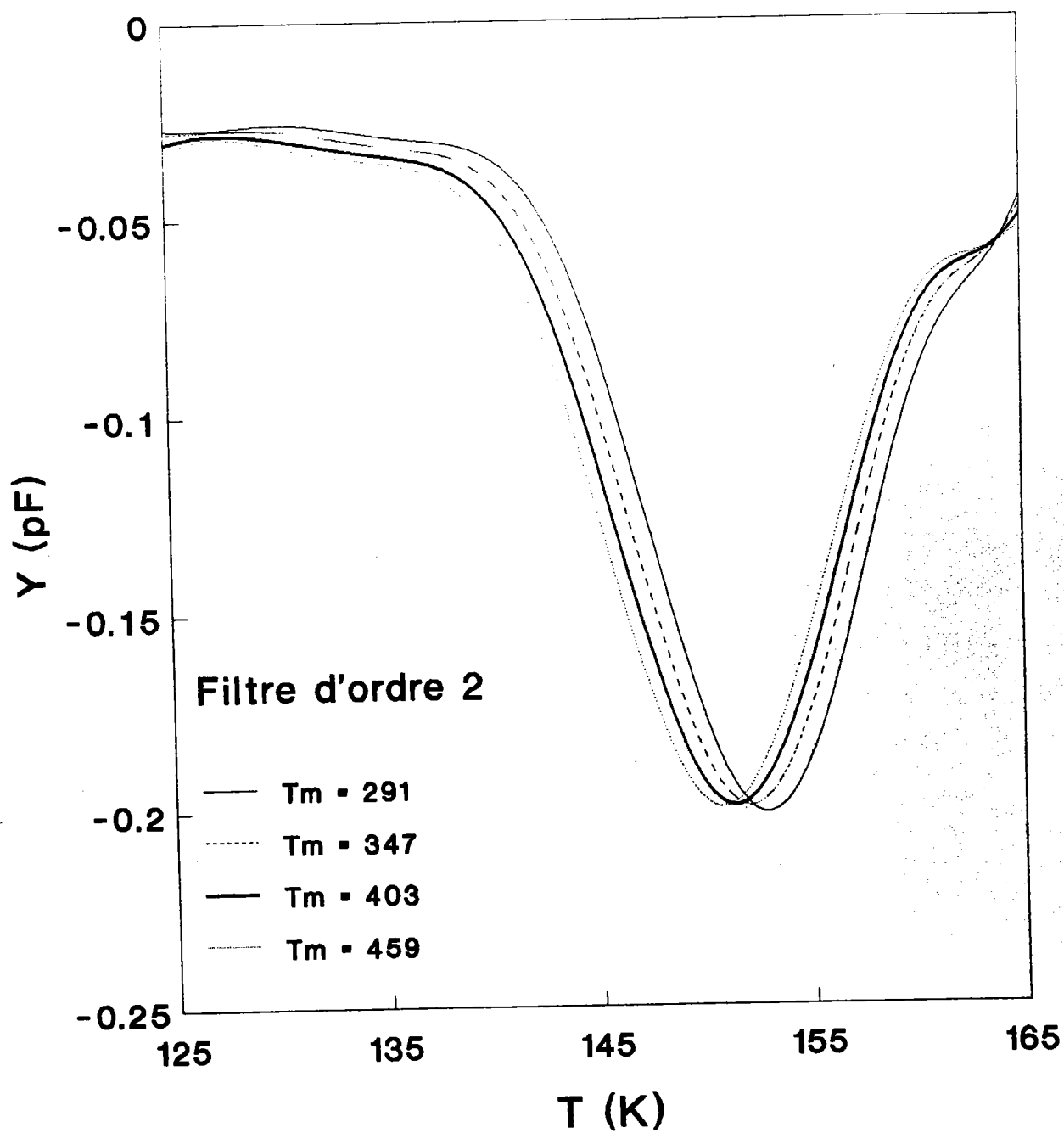


Figure 3.17 : Spectres DLTS typiques obtenus par corrélation avec les filtres d'ordre 2 pour l'échantillon R3L2.

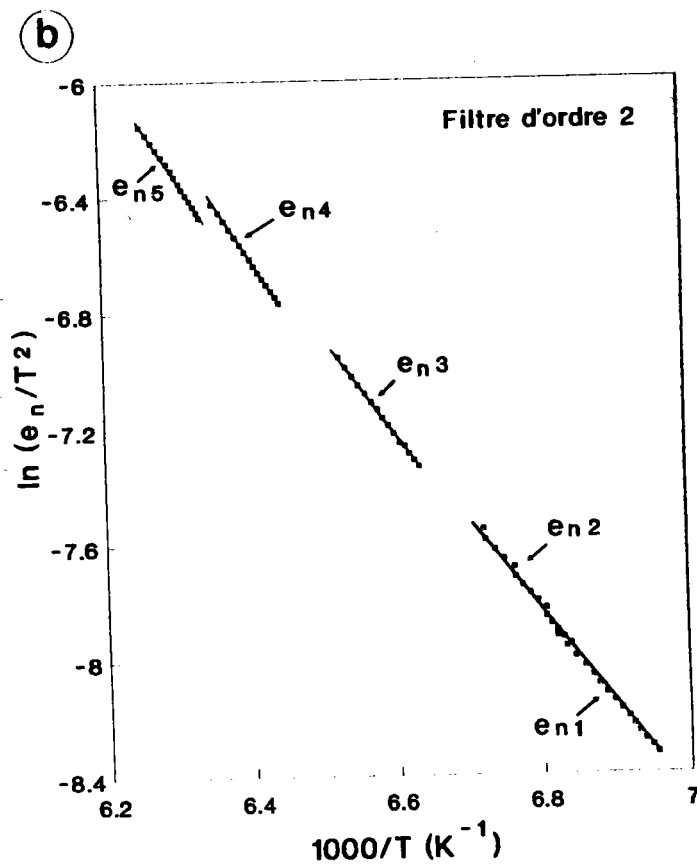
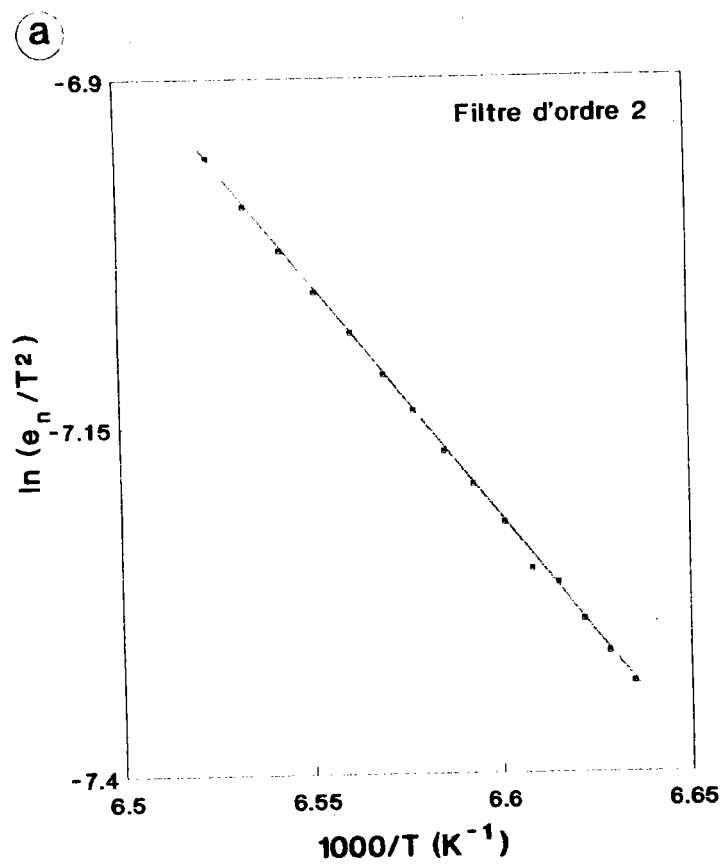


Figure 3.18 : a) Droite d'Arrhénius obtenue par l'analyse de Lang des spectres calculés par corrélation avec les filtres d'ordre 2 sur l'échantillon R3L2.

b) Courbe d'Arrhénius obtenue par l'analyse à cinq vitesses des spectres calculés par corrélation avec les filtres d'ordre 2 sur l'échantillon R3L2

Les figures 3.19a et 3.19b, qui représentent des simulations de spectres faites à partir des résultats (3.13) et (3.14), nous permettent de valider les valeurs trouvées par la méthode à 5 vitesses d'émission au détriment de celles obtenues par la méthode classique de Lang.

c) Conclusion.

L'étude de l'échantillon R3L2 par les méthodes de corrélation utilisant les filtres de Crowell est plus délicate que par les méthodes multipoints. En effet, suivant la méthode d'analyse utilisée, les résultats diffèrent de façon significative. L'analyse par la méthode des 5 vitesses d'émission est celle qui permet la meilleure exploitation des spectres en détectant sur ceux-ci les anomalies. En effet, on constate que, tout comme pour les signaux DLTS obtenus par les méthodes 2 et 3 points, le flanc droit des spectres est soumis à l'influence de mauvaises conditions de mesure (courants de fuite importants) ou à une perturbation probablement liée à un niveau voisin.

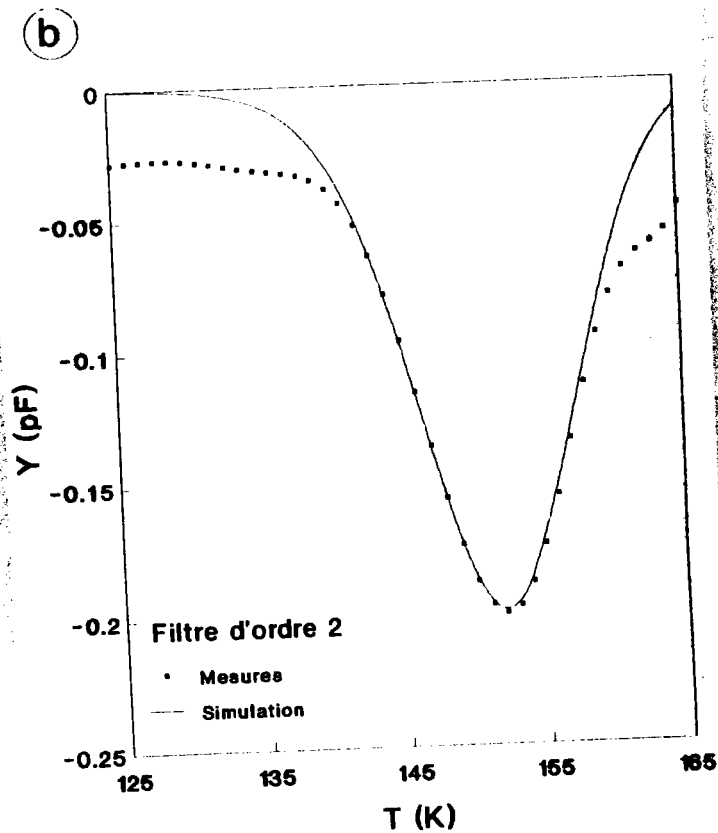
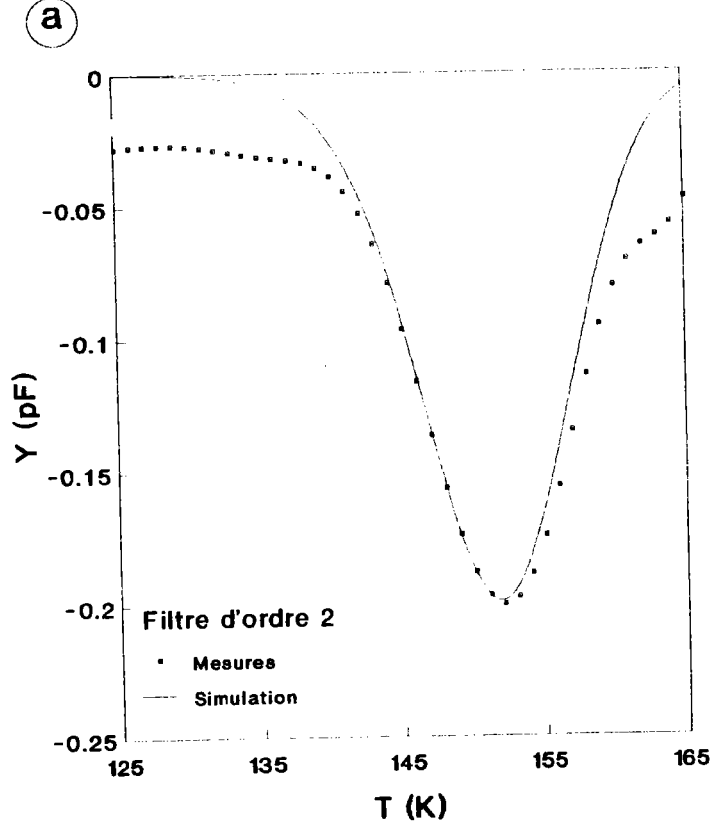


Figure 3.19 : a) Superposition d'un spectre expérimental obtenu par corrélation avec un filtre d'ordre 2 sur l'échantillon R3L2 et d'un spectre théorique calculé pour $E_a = 0.29$ eV et $\sigma = 1.5 \cdot 10^{-14}$ cm².

b) Superposition d'un spectre expérimental obtenu par corrélation avec un filtre d'ordre 2 sur l'échantillon R3L2 et d'un spectre théorique calculé pour $E_a = 0.27$ eV et $\sigma = 3.4 \cdot 10^{-15}$ cm².

2.2) Etude de SNPA4.

a) Filtre d'ordre 1.

Le nombre de spectres calculés s'élève toujours à 15, mais les valeurs choisies pour T_m sont plus élevées que lors de l'étude de R3L2, cela afin d'augmenter le rapport S/B. Les valeurs retenues sont les suivantes:

$T_m = 105, 120, 135, \dots, 285, 300, 315$ ms,

avec un temps de retard: $t_d = 30$ ms.

Les 15 spectres seront lissés par 50 itérations de la formule de récurrence 3.1. Quatre d'entre eux sont représentés sur la figure 3.20; on remarque la très nette variation des amplitudes maximales des pics en fonction des paramètres T_m du corrélateur. Le petit pic que l'on a pu apercevoir sur les signaux DLTS calculés par les méthodes 2 et 3 points (entre 220 et 230 K), apparaît moins nettement.

L'analyse par la méthode de Lang de l'ensemble des spectres calculés nous donne la droite d'Arrhénius de la figure 3.21a à partir de laquelle on obtient les résultats suivants :

$$E_a = 0.496 \text{ eV}$$

$$\sigma = 3.4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \quad (3.15)$$

La superposition d'un signal DLTS expérimental avec un spectre simulé à partir des résultats nous amène à constater que seul le flanc gauche du pic peut être approximé par la méthode 3.15 (fig. 3.21b). Si on utilise la méthode d'analyse à 5 vitesses d'émission, on obtient la courbe d'Arrhénius de la figure 3.22a. Sur cette droite on remarque que les seuls tronçons de droite correctement alignés sont ceux relatifs à

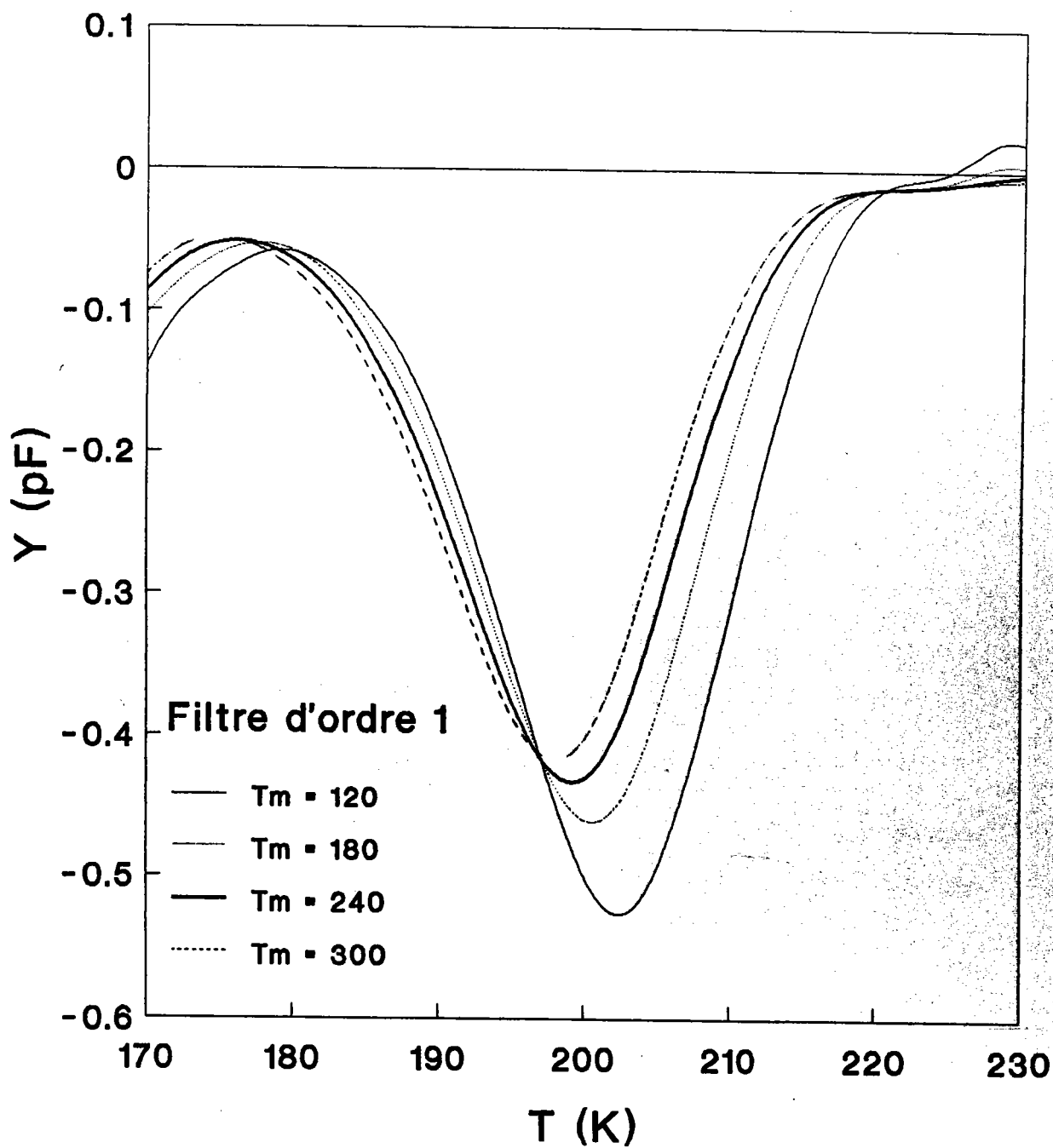


Figure 3.20 : Spectres DLTS typiques obtenus par corrélation avec les filtres d'ordre 1 pour l'échantillon SNPA4.

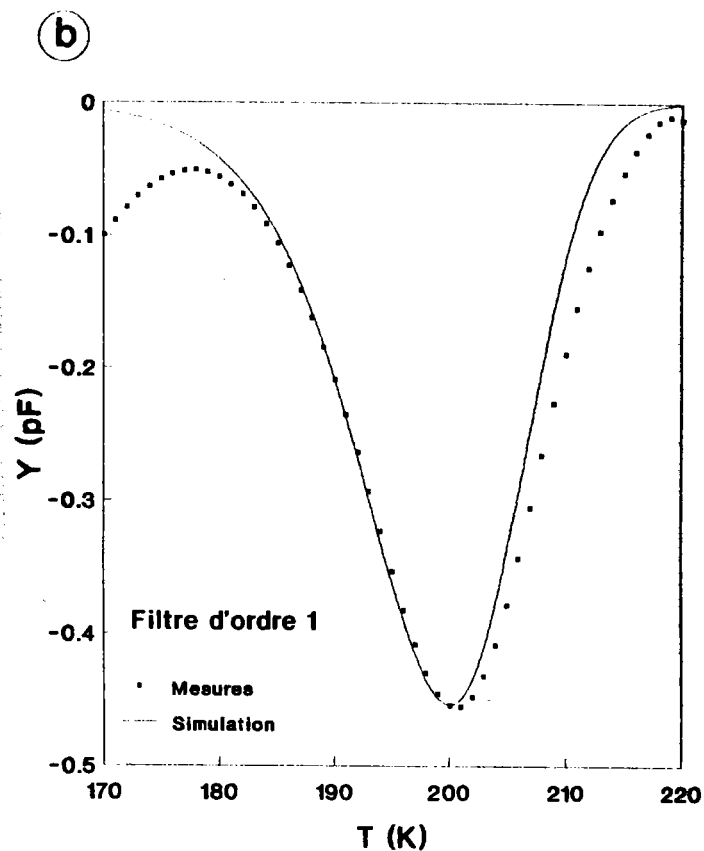
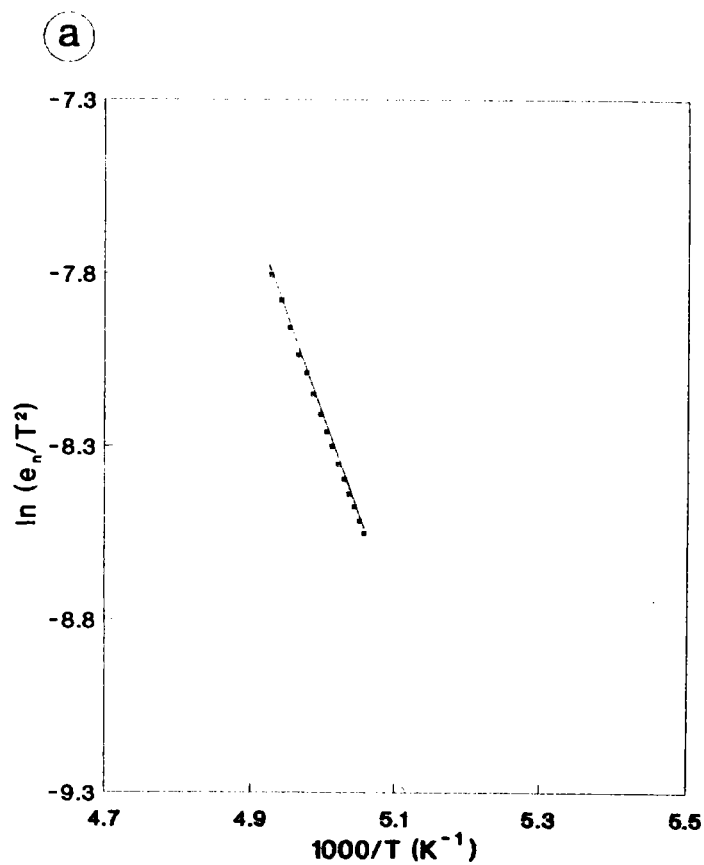


Figure 3.21 : a) Droite d'Arrhénius obtenue par l'analyse de Lang des spectres calculés par corrélation avec les filtres d'ordre 1 sur l'échantillon SNPA4.

b) Superposition d'un spectre expérimental obtenu par corrélation avec un filtre d'ordre 1 sur l'échantillon SNPA4 et d'un spectre théorique calculé pour $E_a = 0.494 \text{ eV}$ et $\sigma = 3.4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$.

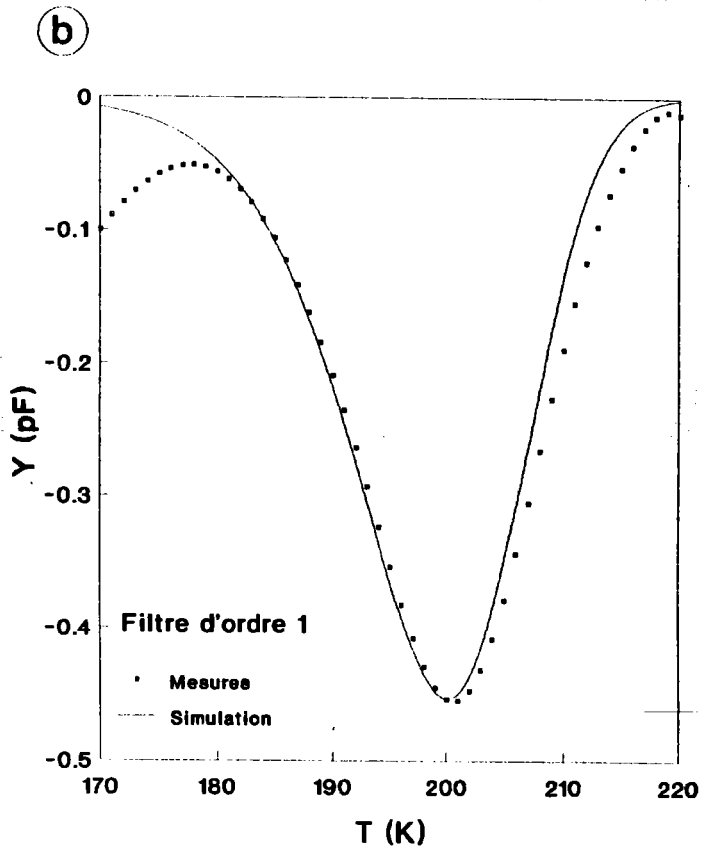
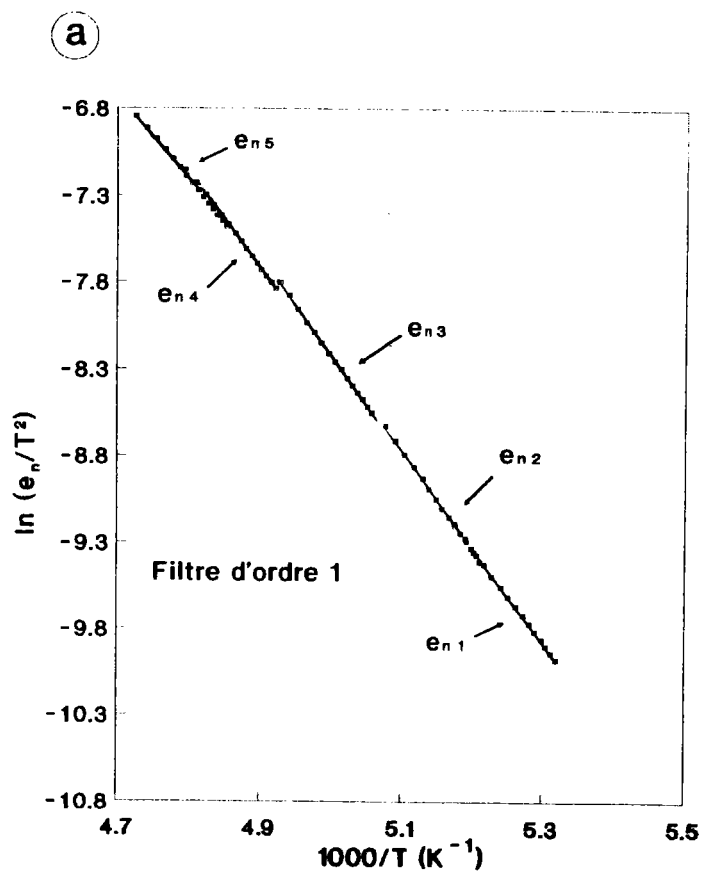


Figure 3.22 : a) Courbe d'Arrhénius obtenue par l'analyse à cinq vitesses d'émission des spectres calculés par corrélation avec les filtres d'ordre 1 sur l'échantillon SNPA4.

b) Superposition d'un spectre expérimental obtenu par corrélation avec un filtre d'ordre 1 pour l'échantillon SNPA4 et d'un spectre théorique calculé pour $E_a = 0.475 \text{ eV}$ et $\sigma = 1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$.

e_{n1} et e_{n2} . Si on utilise l'ensemble des points correspondants à e_{n1} et e_{n2} pour calculer les paramètres E_a et σ , on obtient:

$$E_a = 0.475 \text{ eV}$$

$$\sigma = 1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \quad (3.16)$$

Bien que ces résultats concordent avec ceux trouvés par les méthodes multipoints, on observe toujours le même écart entre expérience et simulation au niveau du flanc droit des pics (fig. 3.22b)

b) Filtre d'ordre 2.

Les 15 valeurs choisies pour le paramètre de corrélation T_m sont plus élevées: $T_m = 240, 255, 268, \dots, 408, 422, 436$ ms avec le même temps de retard : $t_d = 30$ ms.

La figure 3.23 présente quatre de ces spectres lissés par l'algorithme déjà utilisé dans le paragraphe précédent. On remarque que l'amplitude du pic T_5 varie moins que sur les spectres obtenus à l'aide du filtre d'ordrel.

L'analyse par la méthode de Lang nous donne la droite d'Arrhénius de la figure 3.24a qui nous permet de calculer les valeurs de E_a et σ :

$$E_a = 0.486 \text{ eV}$$

$$\sigma = 1.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \quad (3.17)$$

Si on utilise la méthode à 5 vitesses d'émission, on obtient la courbe d'Arrhénius de la figure 3.24b.

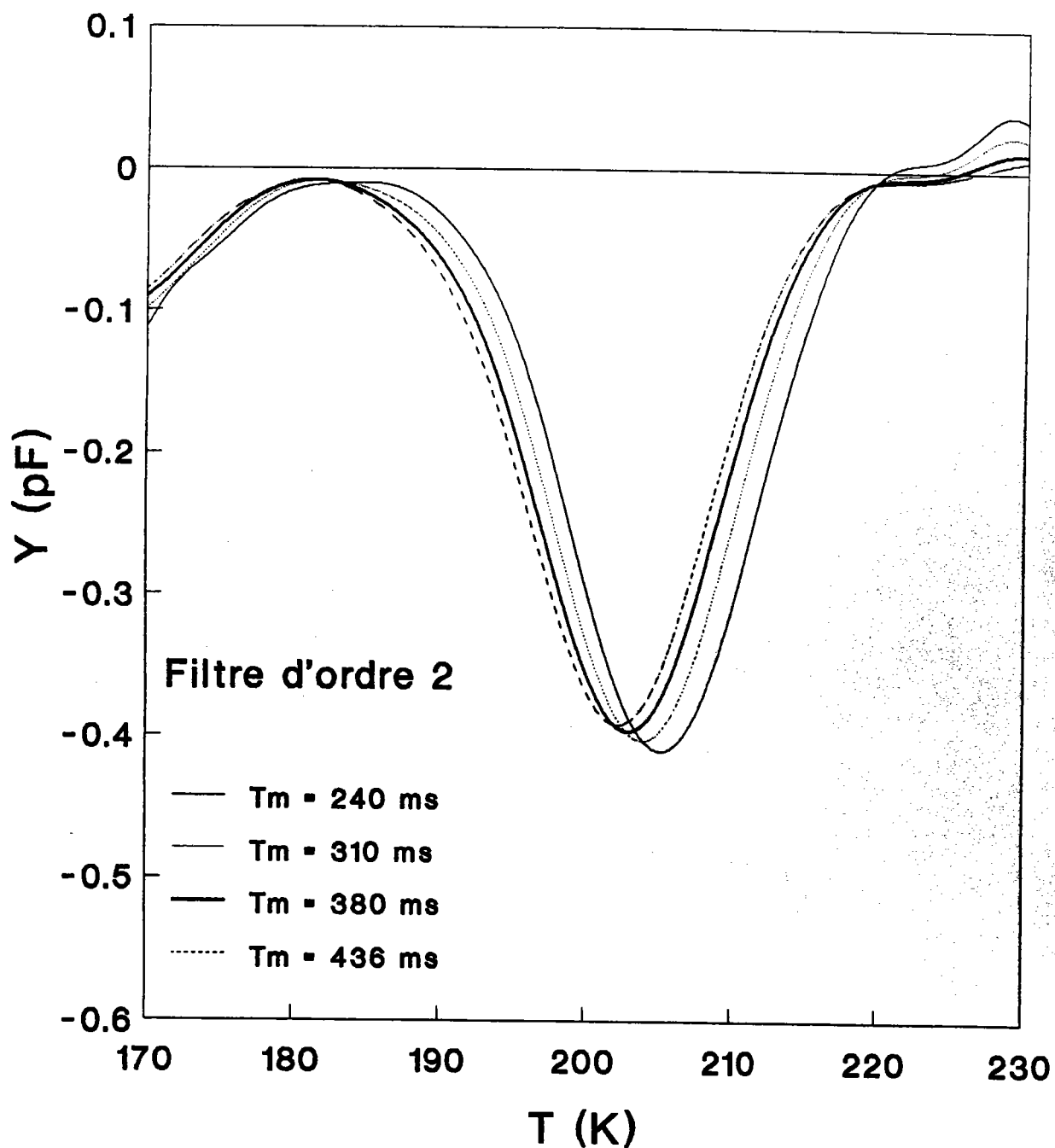


Figure 3.23 : Spectres DLTS typiques obtenus par corrélation avec les filtres d'ordre 2 pour l'échantillon SNPA4.

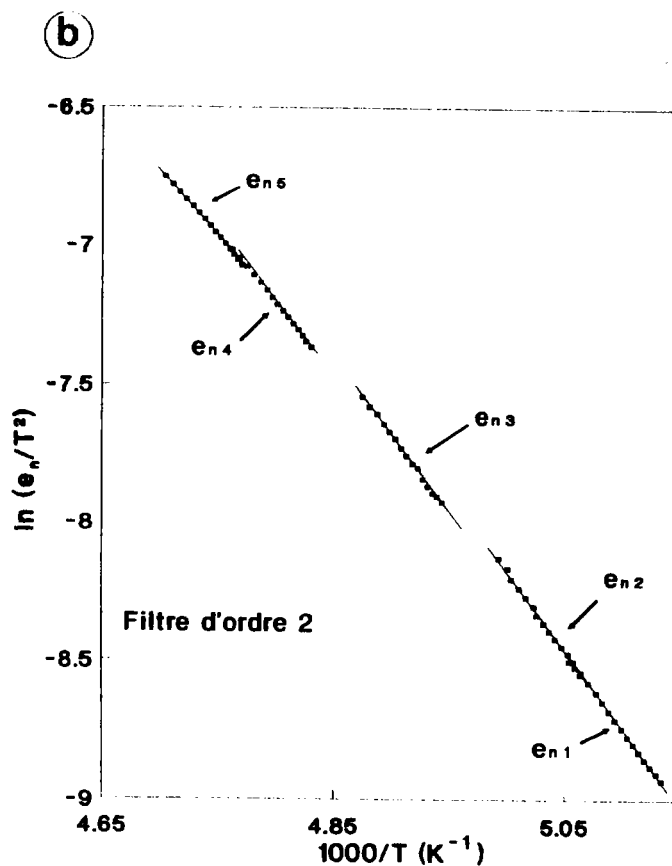
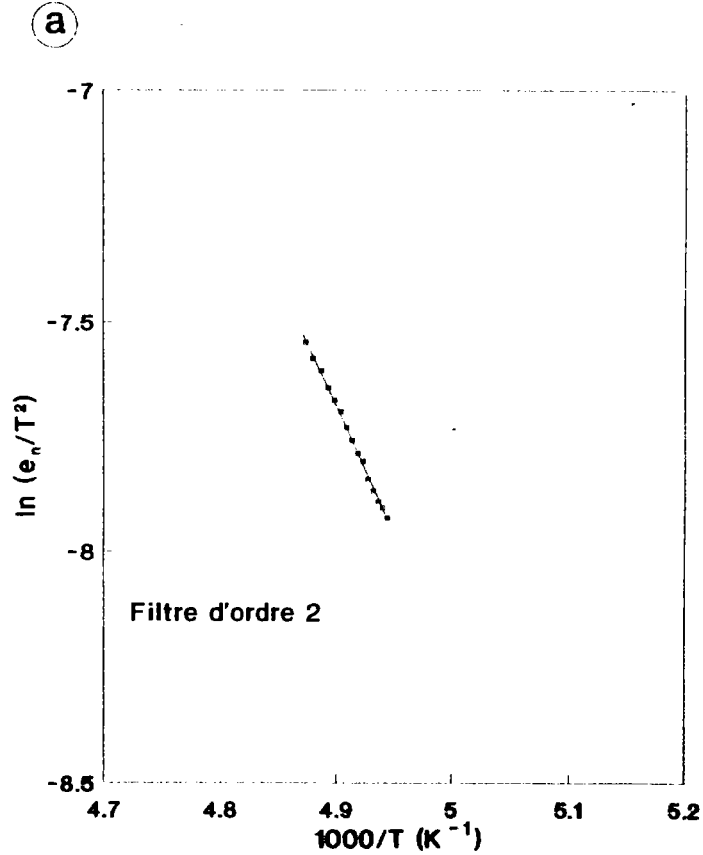


Figure 3.24 : a) Droite d'Arrhénius obtenue par l'analyse de Lang des spectres calculés par corrélation avec des filtres d'ordre 2 sur l'échantillon SNPA4.

b) Courbe d'Arrhénius obtenue par l'analyse à cinq vitesses d'émission des spectres calculés par corrélation avec les filtres d'ordre 2 sur l'échantillon SNPA4.

L'exploitation des segments de droite relatifs à e_{n1} et e_{n2} (qui se chevauchent et se trouvent dans le même alignement) nous donne les mêmes résultats. Le niveau T_3 de l'échantillon SNPA4 n'a pas pu être caractérisé de façon suffisamment précise à l'aide des corrélations numériques utilisant les filtres de Crowell. Ce pic reste complexe et la variation de son amplitude en fonction du temps T_m laisse supposer l'existence de plusieurs niveaux.

3) Conclusion.

Nous avons pu constater l'importance du choix de la fonction de corrélation dans la précision que l'on peut accorder aux résultats. Les spectres comportant les pics les plus fins, et donc les moins sensibles à la présence de niveaux rapprochés, sont obtenus grâce aux méthodes multipoints. Cette technique demeure celle qui nous a donné les résultats les plus fiables et cela en raison des grandes similitudes qui existent entre les résultats issus des différentes méthodes d'analyse.

La corrélation à l'aide des filtres de Crowell offre une moins bonne précision bien que ces corrélateurs soient pourvus d'un bon rapport S/B. La raison principale de ce manque de fiabilité des résultats provient d'une résolution spectrale insuffisante pour extraire le niveau profond principal d'un enchevêtrement de plusieurs pics.

Pourtant, grâce à la méthode d'analyse à 5 vitesses d'émission, l'étude du niveau T_3 de l'échantillon R3L2 avec les filtres de Crowell nous a permis de trouver une énergie d'activation ainsi qu'une section de capture voisines des résultats obtenus par les méthodes 2 et 3 points. Cette méthode d'analyse facilite en outre la détection des défauts sur les flancs des pics DLTS.

Toutefois, malgré la bonne résolution spectrale des méthodes multipoints, il n'a pas été possible de modéliser le comportement du pic T_5 relatif à SNPA4. Le modèle à un unique niveau profond semble ne pas être le plus adéquat. Nous allons à présent tester les performances des méthodes isothermes afin de les comparer à celles des techniques de corrélation.

B.2) Méthodes isothermes

Les mêmes niveaux (T_3 de l'échantillon R3L2 et T_5 de SNPA4) vont être étudiés à l'aide de méthodes isothermes. En raison du faible rapport S/B des méthodes ITS et de déconvolution, les calculs seront réalisés à partir des transitoires lissés par des polynômes de Tchebychev d'ordre 8. L'approximation directe des mesures de capacité par un modèle mono ou multiexponentiel (grâce à l'algorithme de Marquardt) ne nécessite pas un lissage préalable du transitoire.

1) Méthodes ITS

Au chapitre deux, nous avons distingué principalement cinq méthodes ITS:

- la méthode de base développée par Okushi et Tokumaru [réf. 3.18] donnant le signal ITS: Y_1
- les signaux Y_2 et Y_3 découlant du précédent signal Y_1 .
- le procédé de lissage de Minondo (signal Y_4) [réf. 3.19].
- la méthode la plus récente, celle de Cola et ses collaborateurs donnant le signal Y_5 [réf. 3.20].

1.1) Etude du niveau T_3 de l'échantillon R3L2.

a) Calcul du signal Y_1 .

Après le lissage des transitoires, la dérivation se fait facilement soit à partir de l'expression polynomiale issue de l'opération de lissage, soit par tout autre algorithme de dérivation. On constate en effet que la qualité du signal dérivé dépend essentiellement du lissage et non de la procédure de dérivation.

Le signal Y_1 est ensuite calculé en multipliant la dérivée par le temps t :

$$Y_1 = t \frac{dC}{dt}$$

La figure 3.25 présente le spectre ITS obtenu à 150 K. On remarque la présence d'un pic d'amplitude 0.2 pF, correspondant à l'amplitude relevée sur les spectres calculés par les méthodes de corrélation. En pratique, seuls les spectres compris entre 140 et 160 K présentent des pics représentatifs du niveau T_3 . La figure 3.26a nous montre la disparité des amplitudes de ces pics; on ne retiendra que ceux compris entre 146 et 154 K (zone où les amplitudes restent voisines de 0.2 pF) pour calculer les valeurs de l'énergie d'activation E_a et la section de capture σ à partir de la courbe d'Arrhénius (fig. 3.26b).

On trouve les résultats suivants :

$$E_a = 0.31 \text{ eV}$$

$$\sigma = 5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad (3.18)$$

En raison du faible coefficient de corrélation de la droite de régression calculée à partir de la courbe d'Arrhénius, les résultats sont relativement moins précis que ceux obtenus par les méthodes de corrélation.

b) Calcul de Y_2 et Y_3 .

Les signaux Y_2 et Y_3 sont obtenus par dérivation successive du transitoire et multiplication par le temps t :

$$Y_2 = t^2 \frac{d^2 C}{dt^2} \quad \text{et} \quad Y_3 = t^3 \frac{d^3 C}{dt^3}$$

Les figures 3.27a et 3.27b présentent les spectres Y_2 et Y_3 obtenus à 150 K. Du fait des opérations de dérivation, le rapport S/B devient trop faible pour l'exploitation de ces spectres.

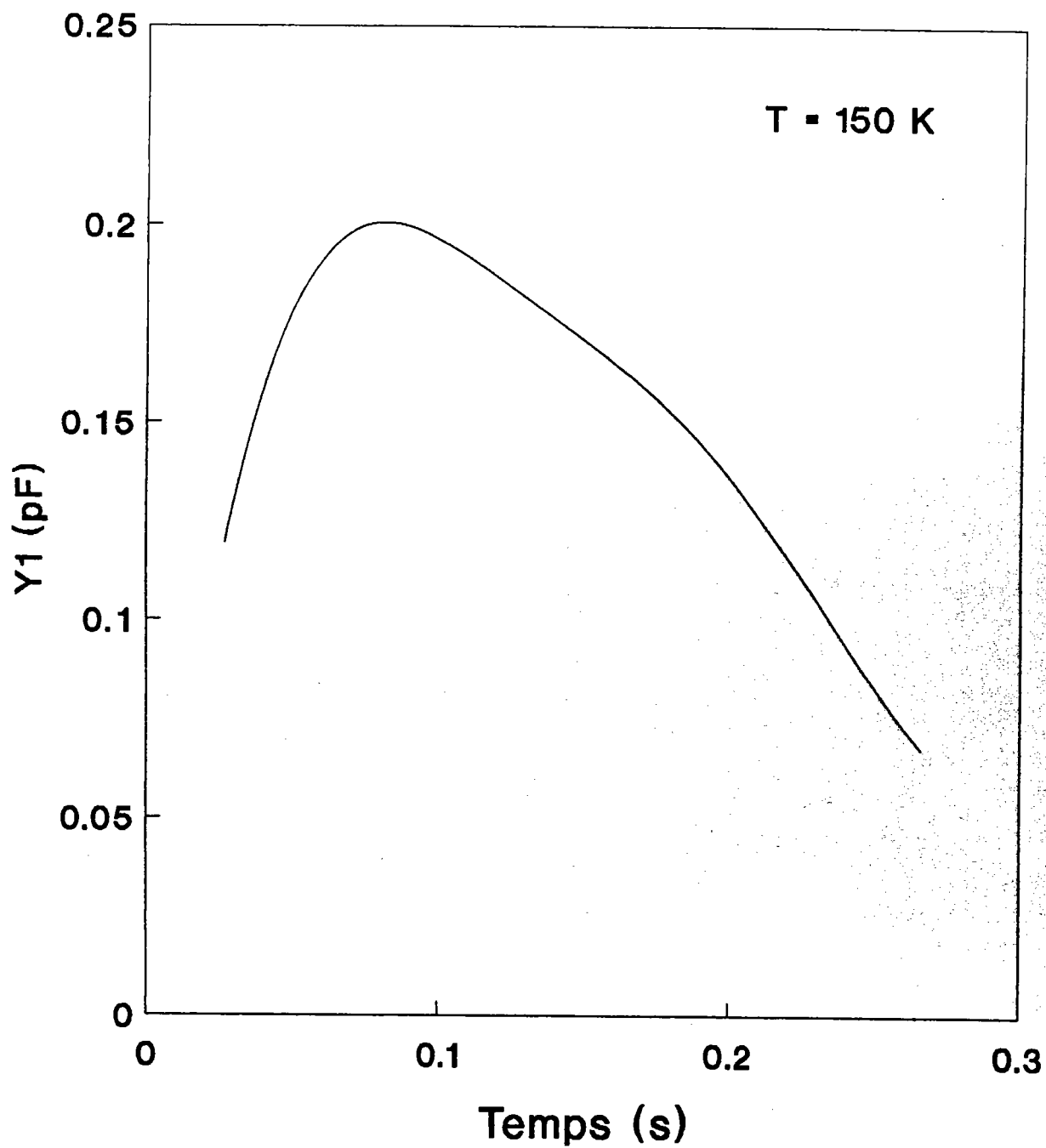


Figure 3.25 : Spectre ITS (Y_1) obtenu à $T = 150$ K sur l'échantillon R3L2.

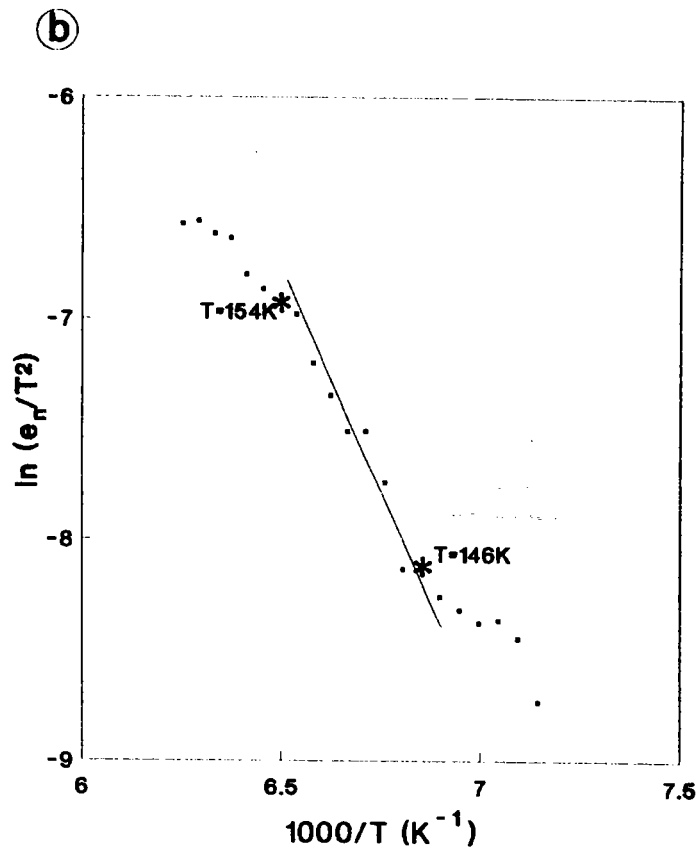
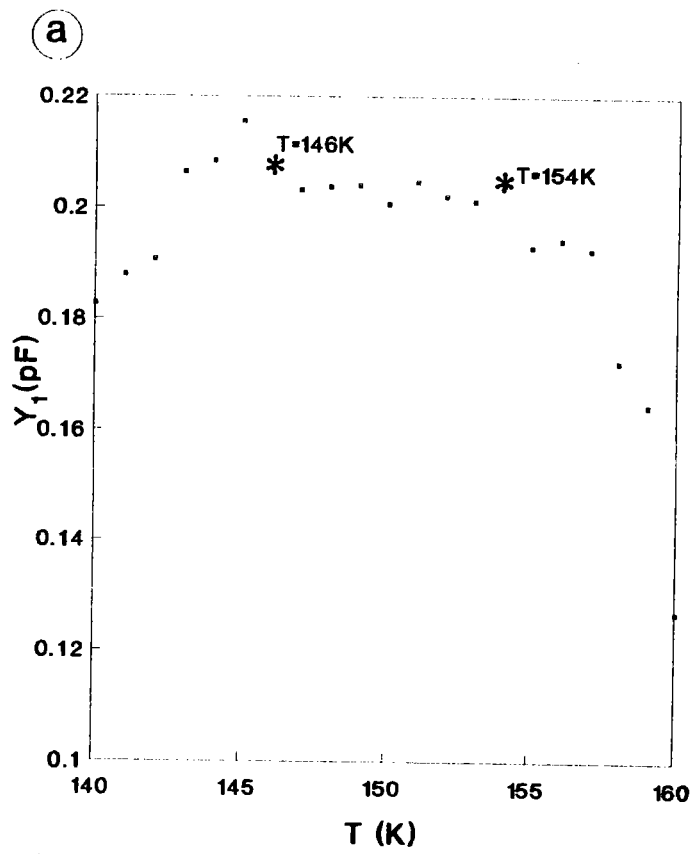


Figure 3.26 : a) Amplitudes des spectres ITS (Y_1) en fonction de la température.

b) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres ITS réalisés sur l'échantillon R3L2.

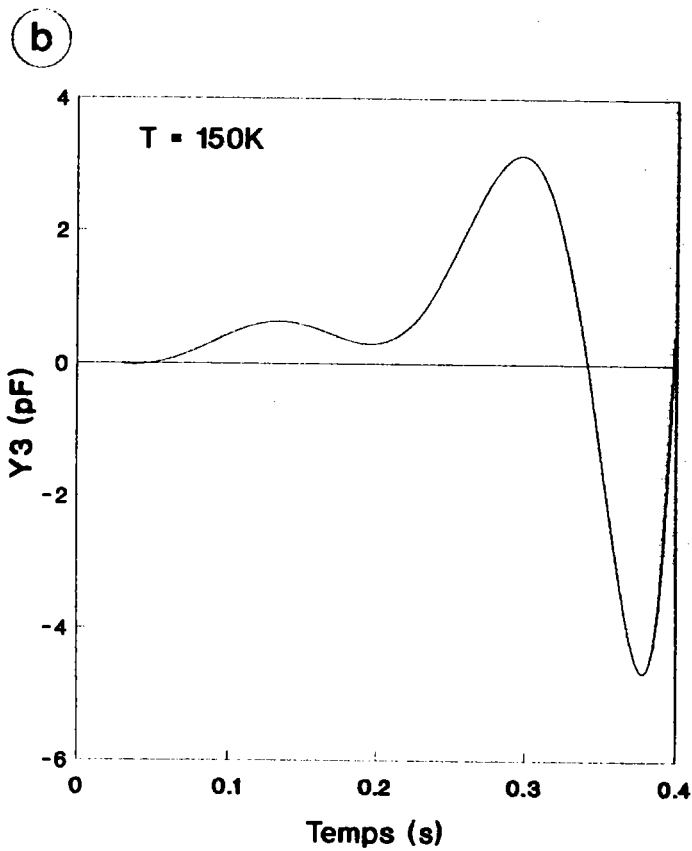
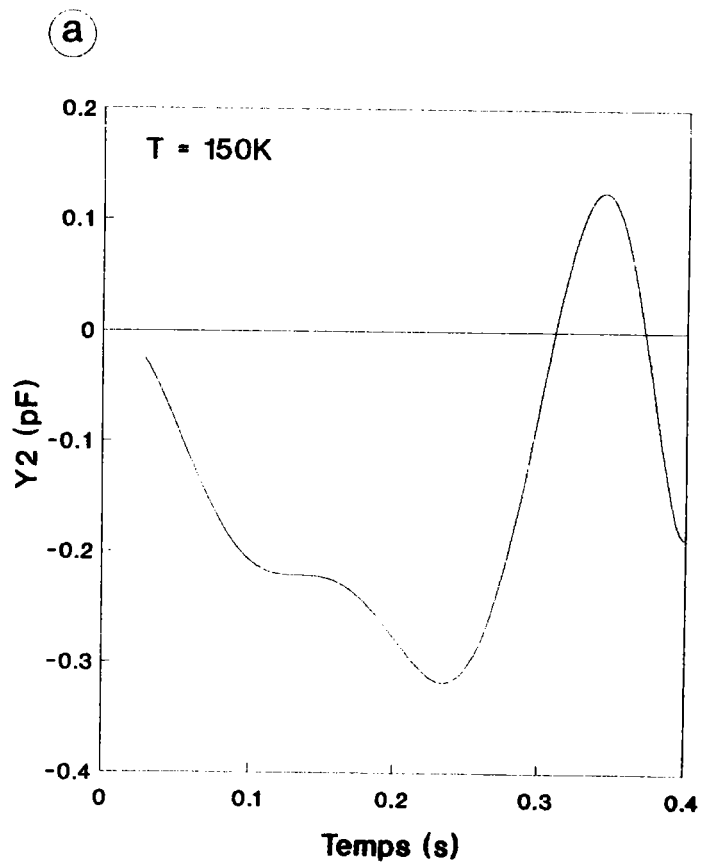


Figure 3.27 : a) Spectre ITS (Y_2) obtenu à $T = 150\text{ K}$ sur l'échantillon R3L2.

b) Spectre ITS (Y_3) obtenu à $T = 150\text{ K}$ sur l'échantillon R3L2.

c) Méthode de Minondo.

Le calcul du signal Y_4 permet de coupler une opération de lissage à celle de dérivation. Toutefois, le lissage polynomial des mesures reste indispensable. Le signal Y_4 est calculé par la formule suivante:

$$Y_4 = \frac{C\left(t r^{\frac{1}{2}}\right) C\left(t r^{-\frac{1}{2}}\right)}{\ln(r)}$$

La sévérité du filtrage du transitoire $C(t)$ augmente avec le facteur r . La figure 3.28 présente un spectre obtenu à 150 K pour une valeur de r égale à 5. On constate également que les seuls pics d'amplitude voisine de 0.2 pF se situent sur les spectres obtenus entre 146 et 154 K (fig. 3.29a). A partir des 9 spectres calculés entre 146 et 154 K et de la droite d'Arrhénius correspondante (fig.3.29b), il est possible de calculer l'énergie d'activation et la section de capture du niveau T_3 . On constate que les valeurs trouvées diminuent si on augmente r :

r	2	3	4	5
E_a (eV)	0.295	0.284	0.269	0.257
σ (cm ²)	$1.8 \cdot 10^{-14}$	$7.44 \cdot 10^{-15}$	$2.23 \cdot 10^{-15}$	$9 \cdot 10^{-16}$

Pour des valeurs de r supérieures à 5, on obtient des résultats totalement aberrants. Lorsque r tend vers 1, on retrouve les résultats donnés dans le paragraphe a) par la méthode ITS de base. On remarque que l'on retrouve des résultats se rapprochant de ceux obtenus par les méthodes de corrélation, lorsque le facteur r est compris entre 3 et 4.

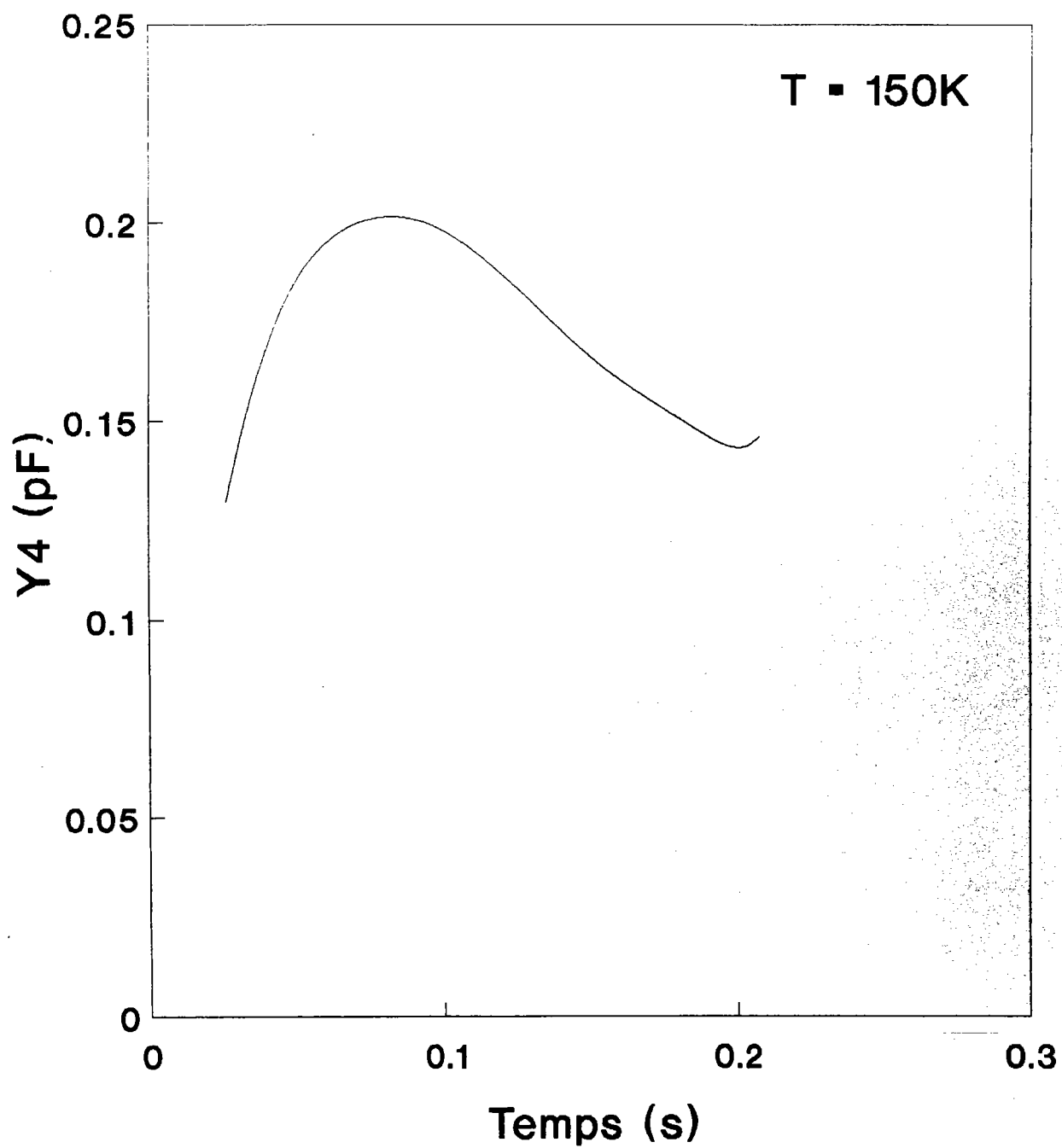


Figure 3.28 : Spectre ITS (Y_4) obtenu à $T = 150\text{ K}$ sur l'échantillon R3L2.

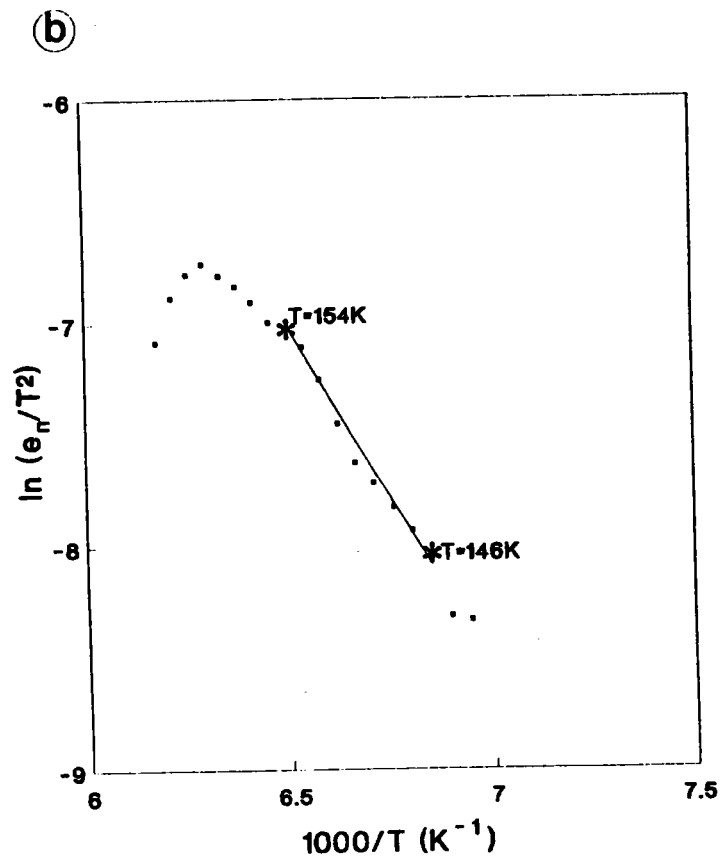
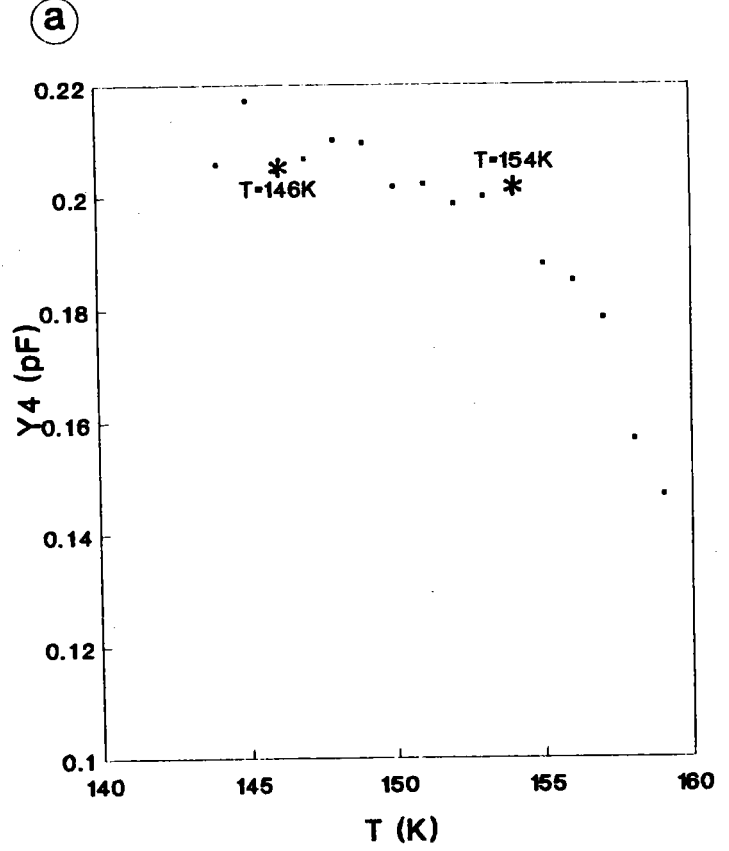


Figure 3.29 : a) Amplitudes des spectres ITS (Y_4 pour $r=4$) en fonction de la température.

b) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres ITS (Y_4 pour $r=4$) réalisés sur l'échantillon R3L2.

Remarque:

- le coefficient r n'est pas forcément un entier.
- la précision des résultats reste médiocre.

d) Méthode de Cola et de ses collaborateurs.

Des spectres ont été calculés selon cette méthode entre 140 et 158 K à l'aide de la formule suivante:

$$Y_5 = C(t, T_2) - C(t, T_1)$$

$$\text{avec } T_2 - T_1 = 4 \text{ K}$$

La figure 3.30a présente le signal calculé pour $T_1 = 150 \text{ K}$. Les amplitudes de tous les spectres ont été normalisées à 1. La courbe d'Arrhénius obtenue à partir des spectres est représentée figure 3.30b. L'exploitation des valeurs de cette courbe relative aux spectres compris entre 146 et 154 K nous permet d'obtenir les résultats suivants :

$$E_a = 0.31 \text{ eV}$$

$$\sigma = 3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad (3.19)$$

On retrouve les résultats obtenus dans le paragraphe a), toutefois, la précision n'a pas été améliorée de manière sensible. On peut tout de même noter la forme plus régulière des pics (fig. 3.30a).

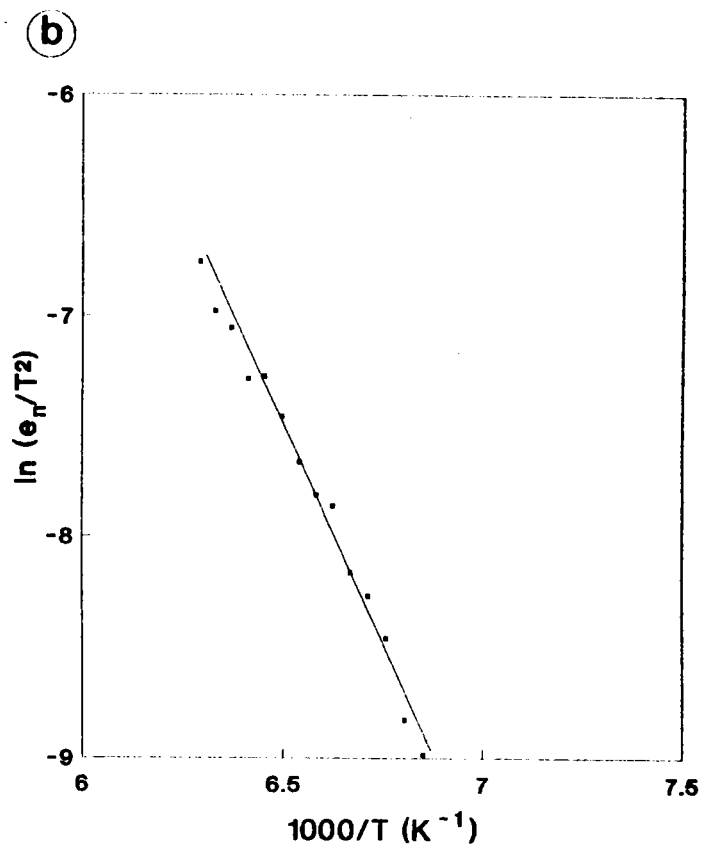
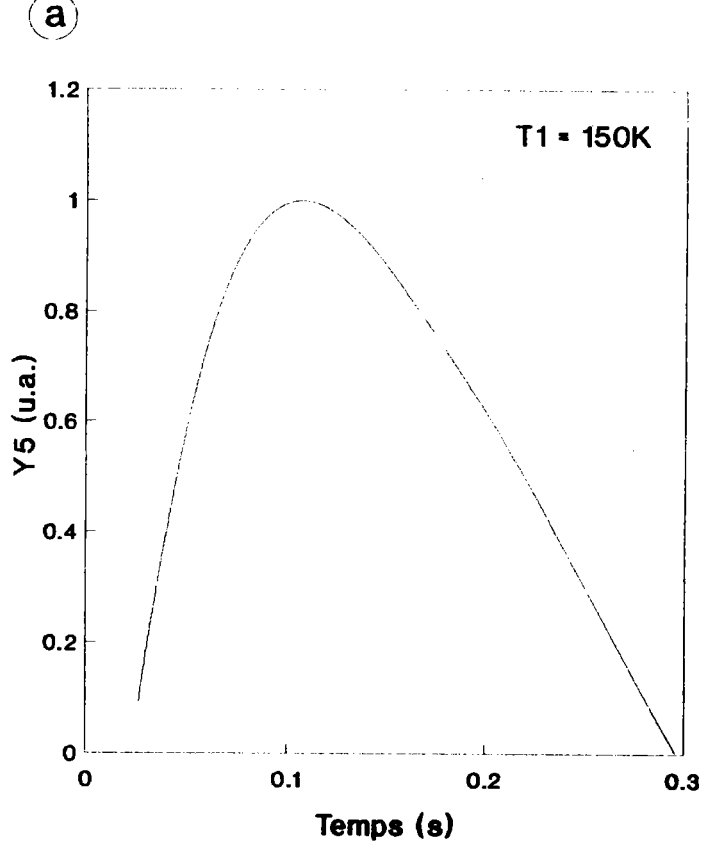


Figure 3.30 : a) Spectre ITS (Y_5) obtenu pour $T_1 = 150\text{ K}$ sur l'échantillon R3L2.

b) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres ITS (Y_5) réalisés sur l'échantillon R3L2.

1.2) Etude du niveau T_5 de SNPA4

a) Calcul des signaux Y_1, Y_2 et Y_3 .

Parmi les spectres obtenus pour $Y_1 = t \, dC/dt$, seuls ceux calculés pour des températures comprises entre 192 et 210 K présentent des pics significatifs. Un de ces spectres, obtenu pour une température de 200 K, est représenté sur la figure 3.31. La figure 3.32a montre l'évolution des amplitudes des pics de chaque spectre obtenu entre 192 et 210 K. Pour calculer les valeurs de E_a et σ à partir de la droite d'Arrhénius donnée figure 3.32b, seuls les pics obtenus pour $193 \leq T \leq 203$ seront utilisés. Les résultats sont les suivants:

$$E_a = 0.44 \text{ eV}$$

$$\sigma = 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \quad (3.20)$$

On notera la fluctuation des amplitudes des pics des spectres autour de 0.37 pF (fig. 3.32a) et l'importante dispersion des points par rapport à la droite de régression tracée sur la figure 3.32b qui explique la faible précision de ces résultats. Les calculs des signaux Y_2 et Y_3 nous donnent des spectres totalement inexploitable.

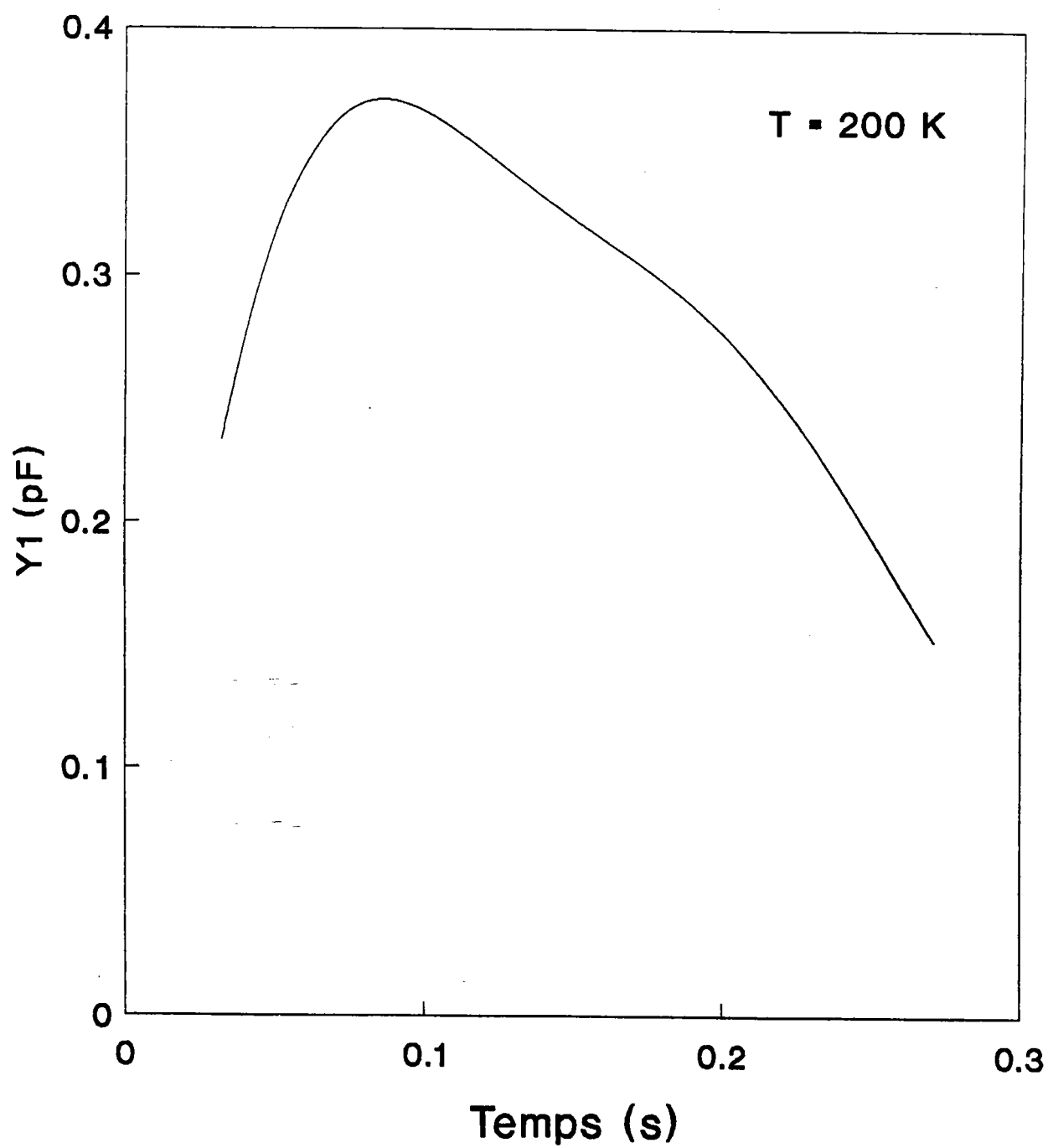


Figure 3.31 : Spectre ITS (Y_1) obtenu pour $T = 200$ K sur l'échantillon SNPA4.

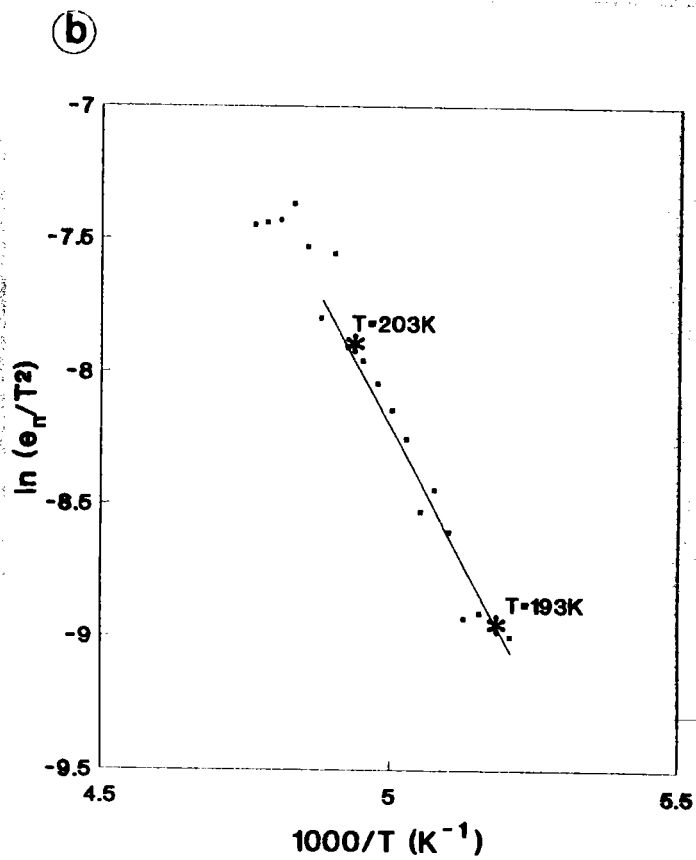
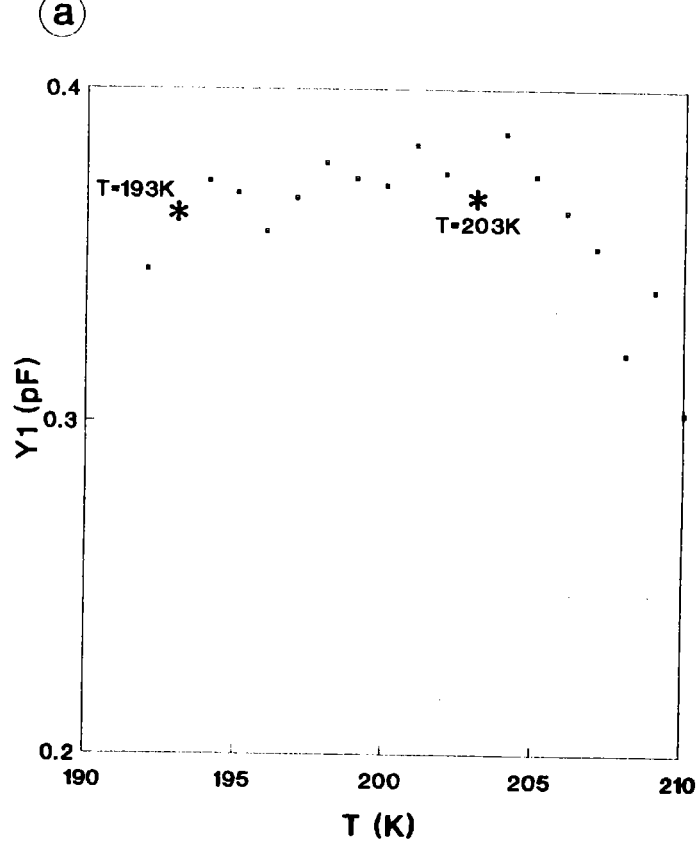


Figure 3.32 : a) Amplitudes des spectres ITS (Y_1) en fonction de la température.

b) Droite d'Arrhénus obtenue à partir des spectres ITS (Y_1) réalisés sur l'échantillon SNPA4.

b) Méthode de Minondo - Calcul du signal Y_4

Grâce à la méthode de Minondo, il est possible d'obtenir des spectres lissés, spectres qui seront plus facilement exploitables. La figure 3.33 présente le spectre calculé à 200 K pour un facteur r égal à 4.

On constate (fig. 3.34a) que l'on aboutit à des pics d'amplitude faiblement variable pour des températures comprises entre 195 et 202 K. La droite de régression tracée sur la figure 3.34b possède un coefficient de corrélation plus élevé que celle tracée figure 3.32b. Les résultats obtenus dépendent très fortement du coefficient r . On constate sur le tableau suivant que les valeurs de E_a et σ les plus proches de celles fournies par les méthodes 2 et 3 points sont obtenues pour un facteur r proche de 4:

r	2	3	4	5	7
E_a (eV)	0.447	0.508	0.480	0.453	0.402
σ (10^{-14} cm ²)	200	683	130	27	1.4

Aucun critère n'ayant pu être fixé pour le choix du facteur r , il est difficile de retenir un résultat au détriment d'un autre.

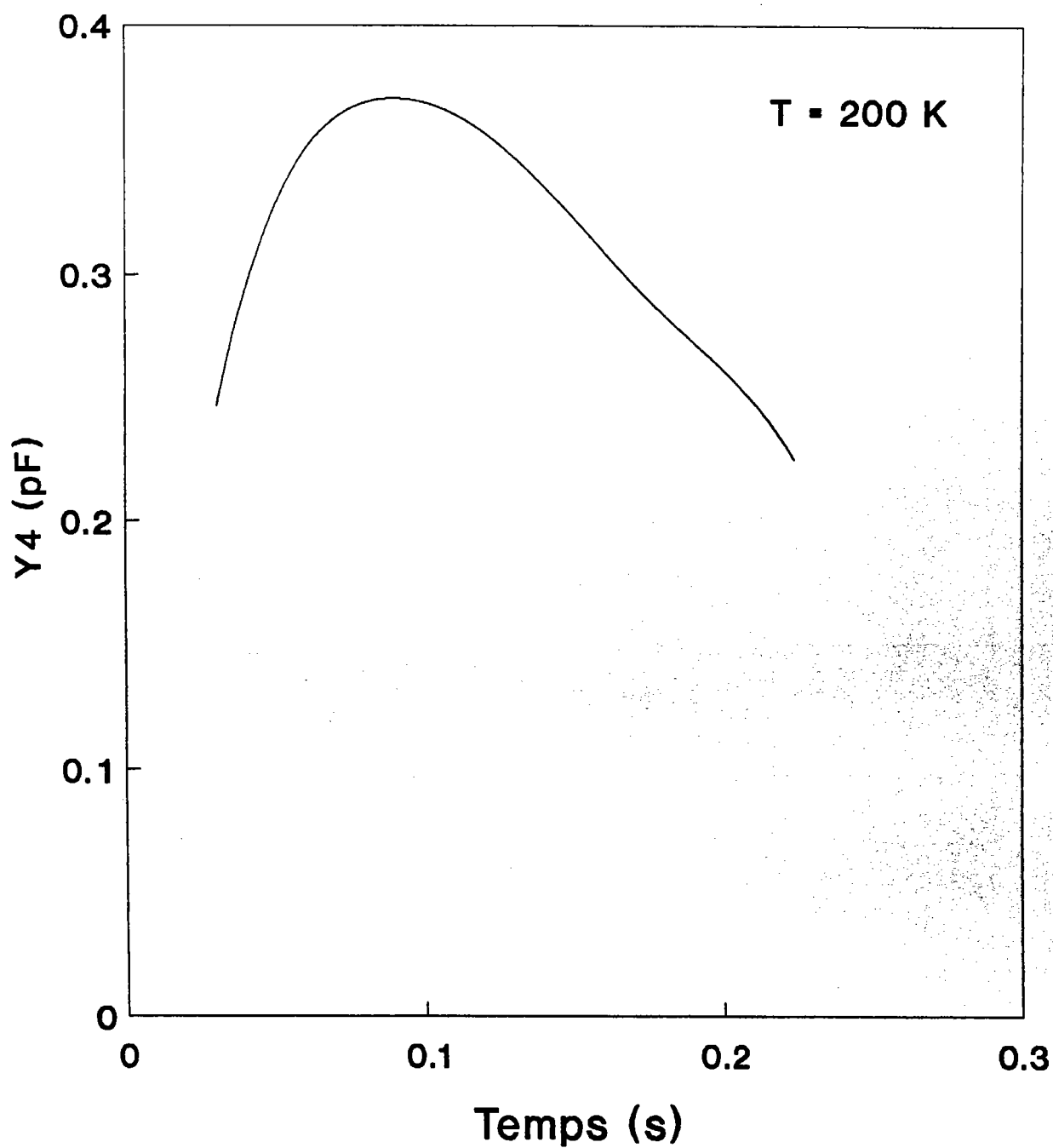


Figure 3.33 : Spectre ITS (Y_4) obtenu pour $T = 200$ K sur l'échantillon SNPA4.

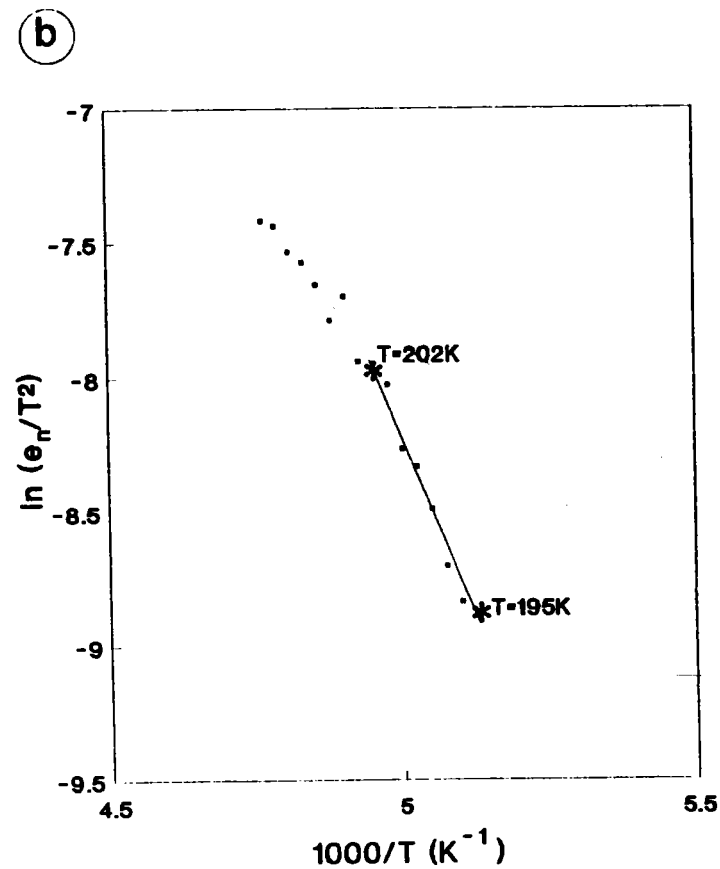
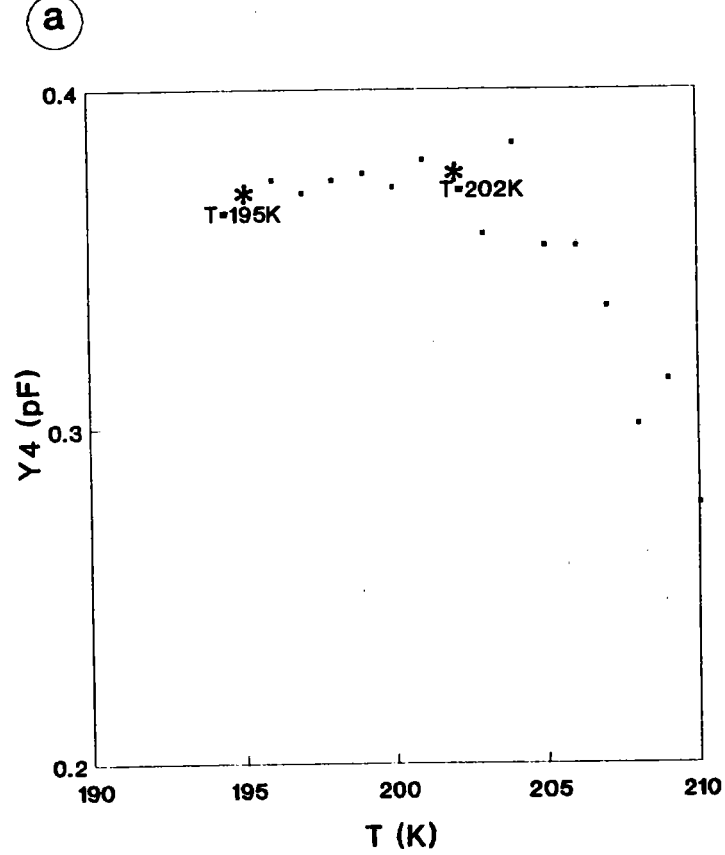


Figure 3.34 : a) Amplitudes des spectres ITS (Y_4 pour $r=4$) en fonction de la température.

b) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres ITS (Y_4 pour $r=4$) réalisés sur l'échantillon SNPA4.

c) Méthode de Cola et de ses collaborateurs - Calcul de Y_5

Onze spectres relevés pour des températures T_1 allant de 193 K à 203 K ont permis le tracé de la droite d'Arrhénius présenté figure 3.35a. La figure 3.35b nous montre la forme du signal Y_5 calculé pour $T_1 = 196$ K avec un écart $\Delta T = T_2 - T_1 = 4$ K. On remarque que ce pic est plus large que celui obtenu par la méthode ITS de base (paragraphe a) et que sa forme est légèrement plus régulière.

Ceci permet un certain gain au niveau du rapport S/B et donc une moins grande fluctuation des points autour de la droite d'Arrhénius. L'étude de celle-ci nous donne les résultats suivants

$$E_a = 0.470 \text{ eV}$$

$$\sigma = 4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \quad (3.21)$$

Bien que ces résultats se rapprochent de ceux obtenus par les méthodes 2 et 3 points, la précision est encore assez médiocre en raison d'une assez importante fluctuation des points autour de la droite d'Arrhénius (fig. 3.35a).

1.3) Conclusion

Les méthodes ITS qui ont été testées présentent peu d'avantages par rapport aux méthodes de corrélation.

La spectroscopie ITS demeure peu fiable en raison du faible rapport S/B. Les résolutions spectrales offertes par ces méthodes sont modestes puisqu'on ne peut descendre en-dessous de 2.4 kT sans risquer de récupérer un signal inexploitable.

Pour appliquer ces techniques d'analyse des niveaux profonds, les mesures de capacité doivent être très peu bruitées ou alors très bien lissées.

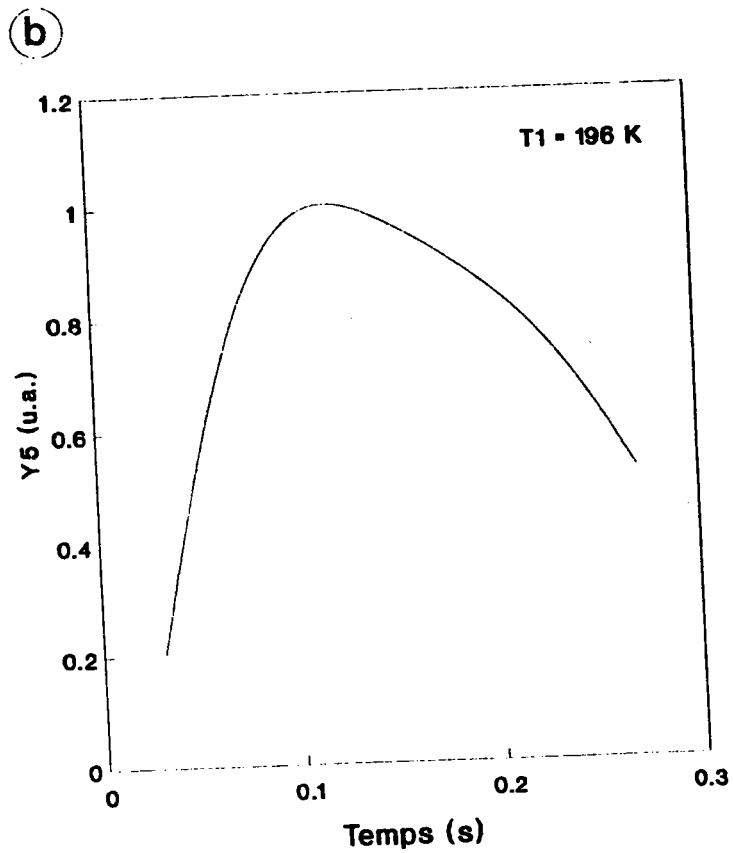
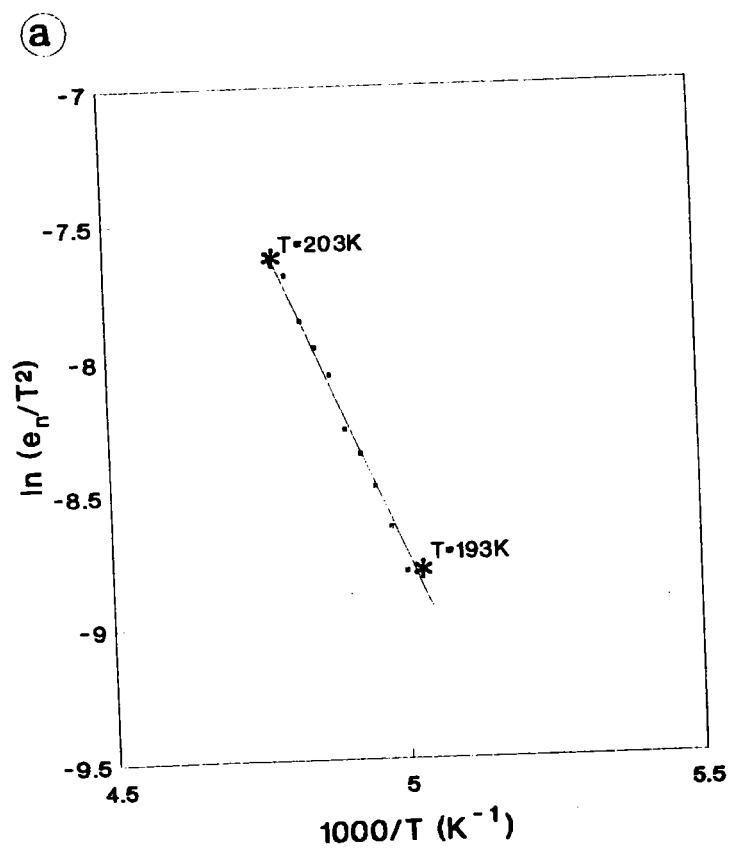


Figure 3.35 : a) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres ITS (Y_5) réalisés sur l'échantillon SNPA4.

b) Spectre ITS (Y_5) obtenu pour $T_1 = 196 K$ sur l'échantillon SNPA4.

Parmi les techniques de lissage utilisées, l'approximation polynomiale est celle qui s'adapte le mieux à nos types de mesures. Le bruit est dû principalement à des variations de température durant la mesure des transitoires (environ ± 1 K).

2) Méthode de Lebloa ou méthode de déconvolution.

Le principe de cette méthode (présentée au chapitre 2) consiste à exprimer le transitoire de capacité à partir d'un produit de convolution. Pour cela, on doit opérer des changements de variable et calculer des Transformées de Fourier directes et inverses à partir des mesures de capacité $C(t)$. Pour calculer la Transformée de Fourier du transitoire, on a vu qu'il fallait annuler le signal en dehors et aux bornes des intervalles de mesure. Deux techniques principales permettent d'effectuer cette opération; ce sont les méthodes de Tscharner et de Balcou.

Au niveau pratique, de nombreux problèmes de calcul apparaissent:

- l'échantillonnage du transitoire en un nombre égal à une puissance de 2 pour permettre le calcul par Transformée de Fourier rapide (on a retenu une valeur de 256).
- le passage de la variable t à la variable x et le choix du pas en x que l'on a fixé arbitrairement à $\ln(1/256^2)$
- le filtrage des signaux issus de toute division par $\Gamma(1+iw)$ avant d'opérer la Transformée de Fourier inverse. En effet, la fonction $\Gamma(1+iw)$ étant voisine de zéro pour les valeurs élevées de w , des oscillations causées par cette division apparaissent. Le Bloa a proposé un filtrage par une gaussienne.

Tout cela explique la relative complexité de la méthode de déconvolution.

2.1) Méthode de TSCHARNER.

L'opération qui permet de rendre négligeable le signal mesuré en dehors et aux bornes de l'intervalle de mesure correspond au produit de t par la dérivée : $dC(t)/dt$.

La pulsation w_0 de la gaussienne ($\exp(-w^2/w_0^2)$) filtrant le signal issu du rapport $TF(t \frac{dC(x=\ln(t))}{dt})$ sur $\Gamma(1+iw)$ a été fixé à $\sqrt{2}$, valeur qui permet un filtrage suffisant.

Comme le montrent les figures 3.36a et 3.36b, on remarque le tracé sans discontinuité des signaux obtenus pour l'étude de nos deux échantillons .

La figure 3.37a présente la droite d'Arrhénius résultant de l'étude du niveau T_3 de l'échantillon R3L2. On observe (fig. 3.37b) que l'amplitude des pics fluctue peu pour les spectres calculés entre 146 et 154 K; si on exploite uniquement les signaux obtenus dans cet intervalle de température, on obtient les résultats suivants :

$$E_a = 0.27 \text{ eV}$$

$$\sigma = 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.22)$$

Dans l'étude du niveau T_3 de l'échantillon SNPA4, la droite d'Arrhénius obtenue (fig. 3.38a) est davantage bruitée. Ceci rend son exploitation difficile, d'autant plus que les amplitudes de pics fluctuent énormément (fig. 3.38b). Si on retient la plage de température comprise entre 193 et 197 K pour exploiter la droite d'Arrhénius, on obtient :

$$E_a = 0.47 \text{ eV}$$

$$\sigma = 10^{-12} \text{ cm}^2 \quad (3.23)$$

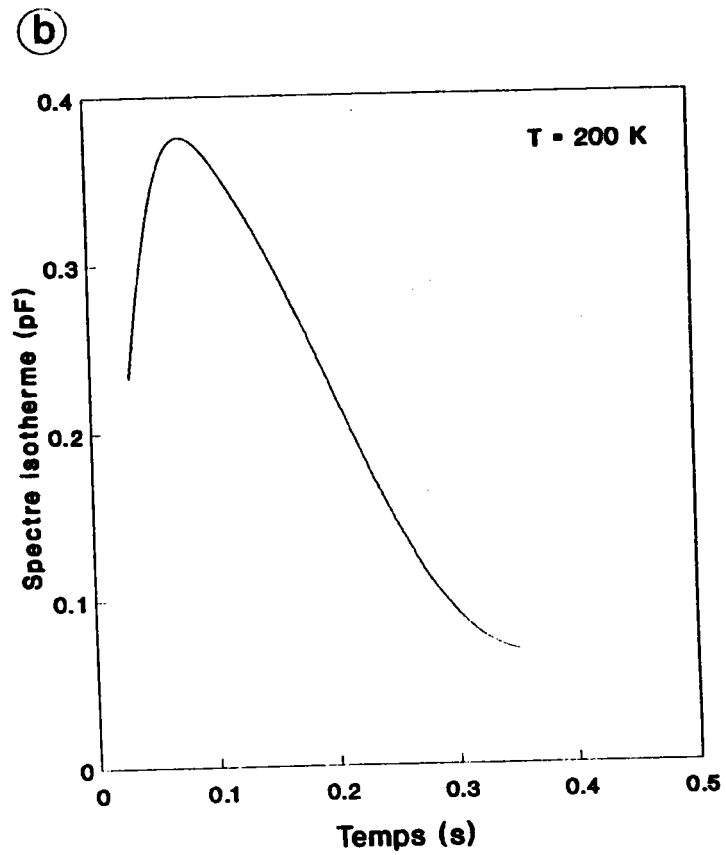
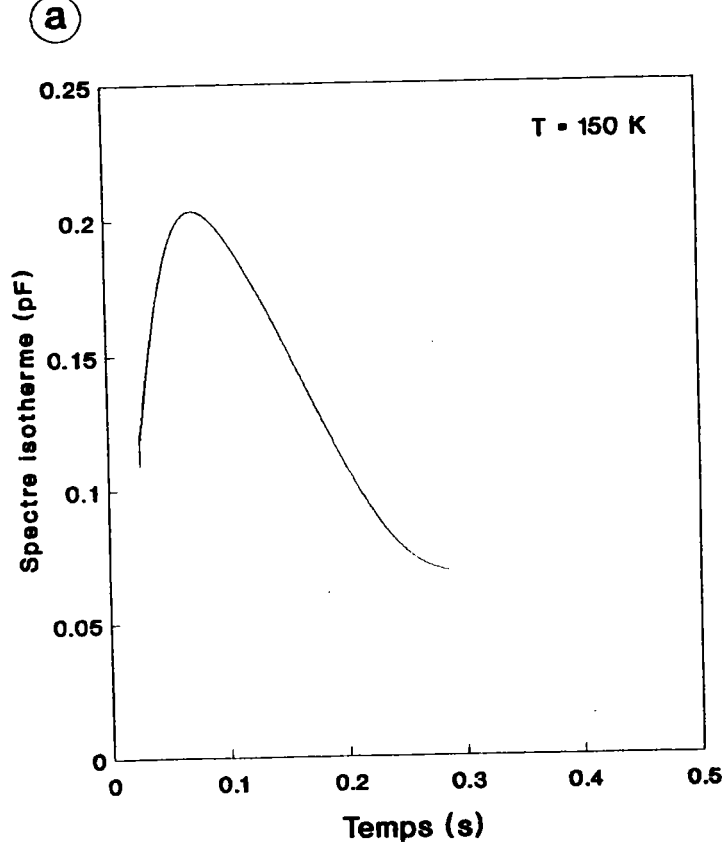


Figure 3.36 : a) Spectre isotherme obtenu par la méthode de Tschärner à $T = 150 \text{ K}$ sur l'échantillon R3L2.

b) Spectre isotherme obtenu pour la méthode de Tschärner à $T = 200 \text{ K}$ sur l'échantillon SNPA4

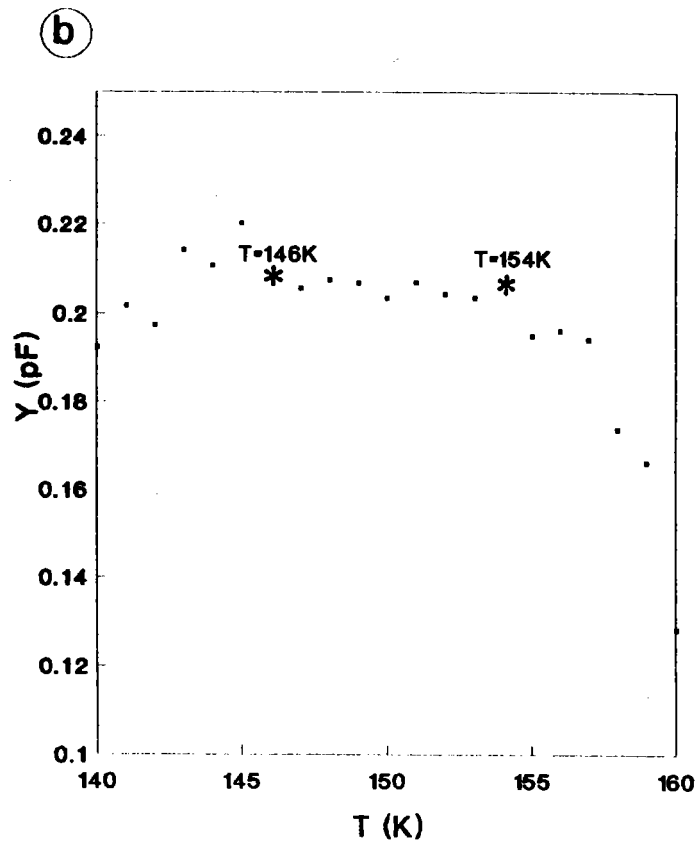
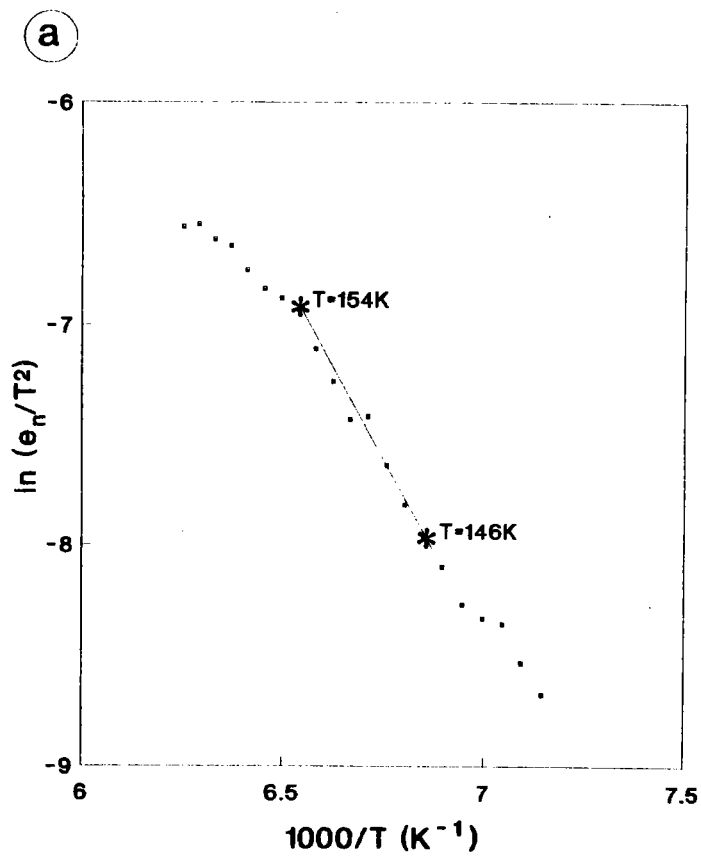


Figure 3.37 : a) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres calculés par la méthode de Tscharner sur l'échantillon R3L2.

b) Amplitudes des pics des spectres calculés par la méthode de Tscharner sur l'échantillon R3L2.

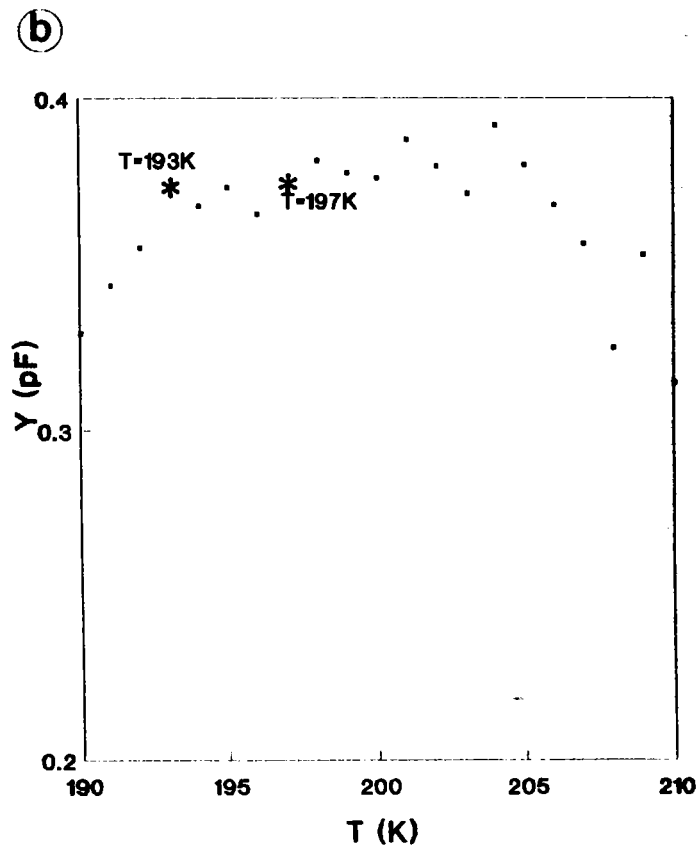
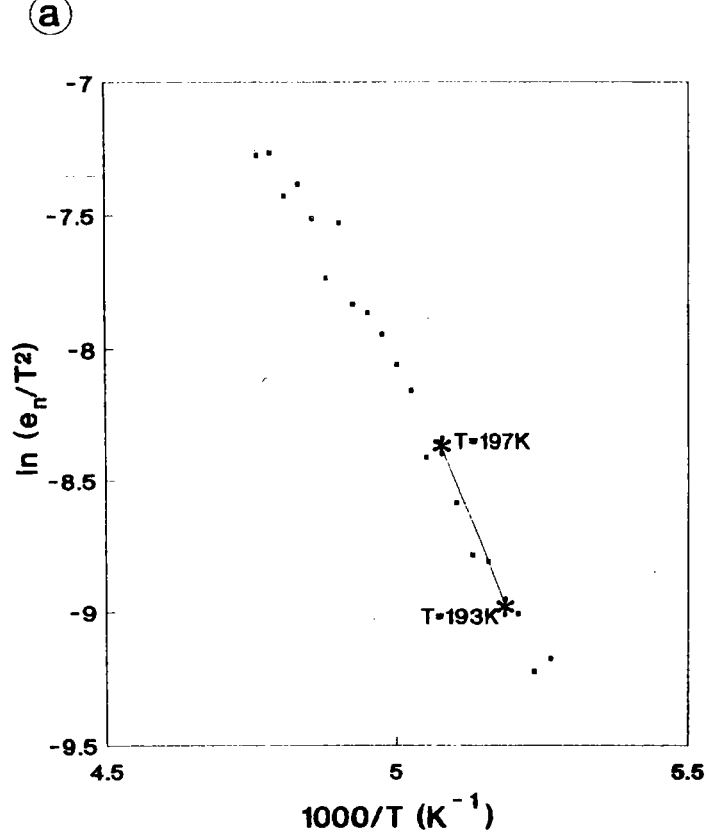


Figure 3.38 : a) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres calculés par la méthode de Tschärner sur l'échantillon SNPA4.

b) Amplitudes des pics des spectres calculés par la méthode de Tschärner sur l'échantillon SNPA4.

On remarque que les résultats sont davantage centrés sur ceux obtenus par les méthodes de corrélation, toutefois la précision reste encore médiocre.

2.2) Méthode de BALCOU.

La pulsation w_0 retenue pour la gaussienne reste égale à $\sqrt{2}$. Les résultats diffèrent légèrement des précédents pour l'étude du niveau T_3 de l'échantillon R3L2. La figure 3.39 présente un spectre obtenu à 150 K, ainsi que la droite d'Arrhénius qui nous permet de trouver les valeurs suivantes pour E_a et σ :

$$E_a = 0.275 \text{ eV}$$

$$\sigma = 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.24)$$

La plage de température utilisée pour l'obtention de ces résultats s'étend de 146 à 153 K.

La droite d'Arrhénius résultant de l'étude du niveau T_3 de SNPA4, ainsi que le spectre obtenu à 200 K grâce à cette méthode d'analyse sont représentés sur la figure 3.40. Les résultats se rapprochent de ceux présentés dans le paragraphe précédent. Si on exploite la même plage de température comprise entre 193 et 197 K, on trouve:

$$E_a = 0.465 \text{ eV}$$

$$\sigma = 7.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \quad (3.25)$$

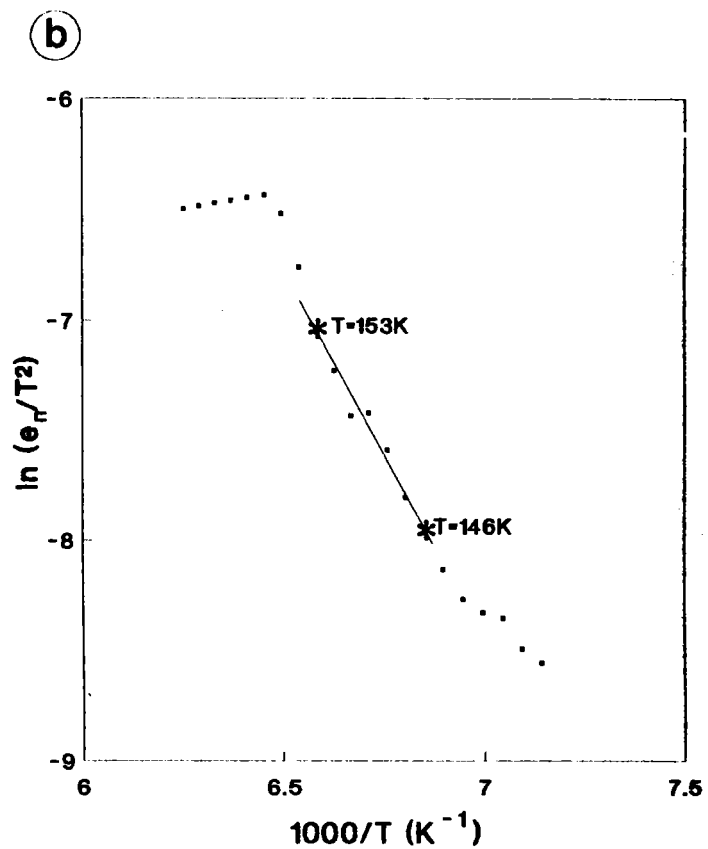
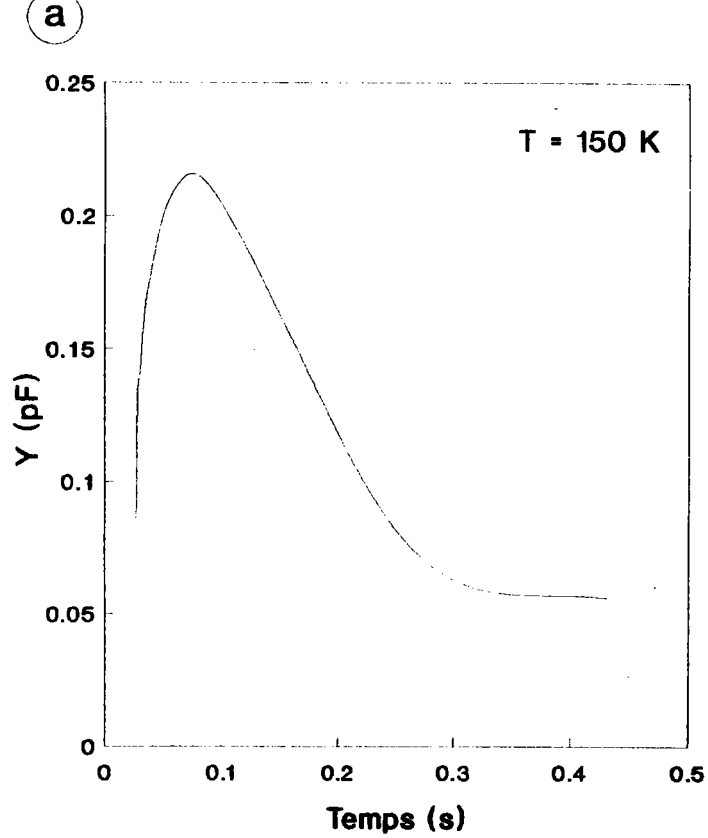


Figure 3.39 : a) Spectre isotherme obtenu par la méthode de Balcou à $T = 150 \text{ K}$ sur l'échantillon R3L2.

b) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres calculés par la méthode de Balcou sur l'échantillon R3L2.

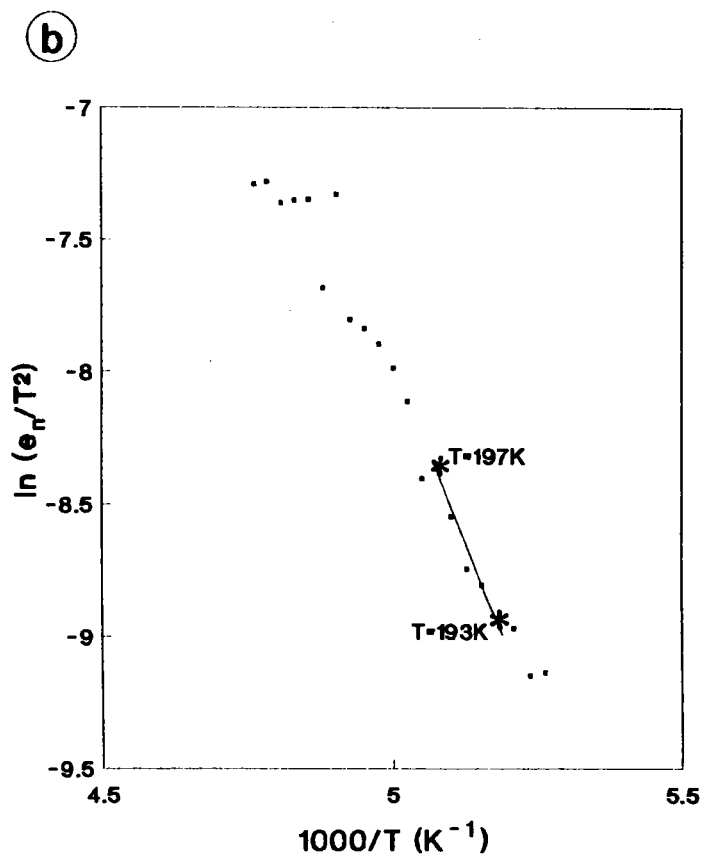
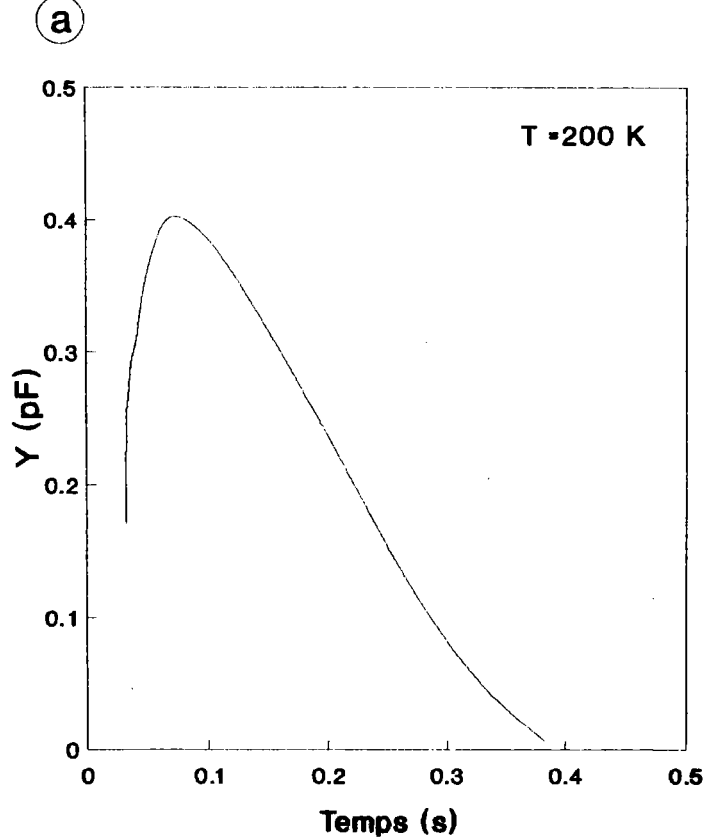


Figure 3.40 : a) Spectre isotherme obtenu par la méthode de Balcou à $T = 200 \text{ K}$ sur l'échantillon SNPA4.

b) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des spectres calculés par la méthode de Balcou sur l'échantillon SNPA4.

2.3) Conclusion.

La légère différence de résultats entre la méthode de Tschärner et celle de Balcou est causée par de plus importantes oscillations sur les spectres obtenus par la méthode de Balcou au voisinage de l'origine ($t=0$). Tous les pics proches de l'origine, correspondants à des vitesses d'émission élevées, sont donc perturbés. Ceci explique les écarts de position des points correspondant aux hautes températures sur les droites d'Arrhénius. Malgré une précision toujours aussi médiocre, on constate tout de même que les résultats sont davantage centrés sur ceux obtenus par les méthodes de corrélation.

3) Approximation des transitoires par une méthode des moindres carrés non-linéaires.

Il s'agit de la méthode isotherme la plus élémentaire qui consiste à approximer les transitoires mesurés par un modèle mathématique.

Le transitoire de capacité délivré par un échantillon contenant un niveau profond unique peut se formuler de la façon suivante :

$$C(t,T) = B - A_m \exp(-e_n t) \quad (3.25)$$

Dans le cas d'une composante continue nulle, B vaut A_m (A_m est l'amplitude du signal transitoire donnée par: $A_m = \frac{C_0 N_T}{2 N_D}$).

La formule 3.25 constitue donc le modèle à 1 exponentielle, le modèle à 2 exponentielles étant donné par la relation suivante:

$$C(t,T) = B - A_{m1} \exp(-e_{n1} t) - A_{m2} \exp(-e_{n2} t) \quad (3.26)$$

Deux programmes basés sur l'algorithme de Marquardt ont été conçus pour faire l'étude de nos deux niveaux. Ceux-ci ont été appliqués aux mesures faites grâce à la carte d'acquisition, ainsi qu'aux données lissées par des polynômes de Tchebychev d'ordre 8; les résultats obtenus sont identiques.

3.1) Etude du niveau T_3 de l'échantillon R3L2.

La figure 3.41 représente l'évolution de l'amplitude A_m ainsi que la droite d'Arrhénius ($\ln(e_n/T^2) = f(1000/T)$) obtenue pour l'approximation par un modèle à une exponentielle.

L'amplitude A_m est stable (autour de 0.2 pF) pour une température comprise entre 146 K et 149 K, et nous donne les résultats suivants:

$$E_a = 0.23 \text{ eV}$$

$$\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (3.27)$$

Les valeurs de E_a et σ trouvées sont très faibles; ceci tend à démontrer qu'un simple modèle à une composante ne permet pas d'expliquer tous les phénomènes mesurés par le transitoire de capacité.

Le modèle à 2 exponentielles ne permet pourtant pas d'obtenir des résultats plus précis.

La figure 3.42 présente l'évolution de l'amplitude A_{m1} et la droite d'Arrhénius relative à la première composante, la deuxième composante donnant des résultats complètement aberrants.

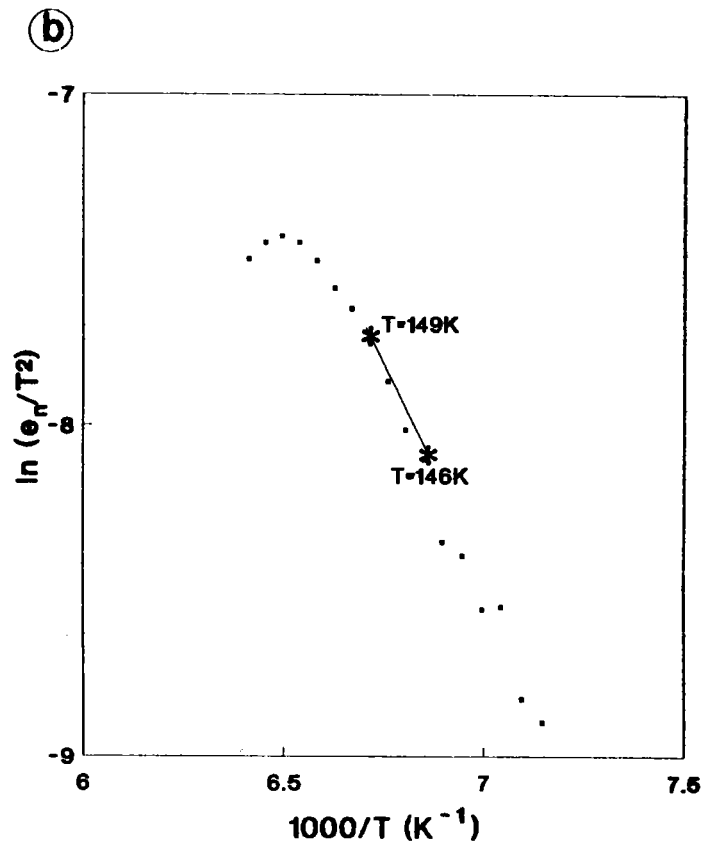
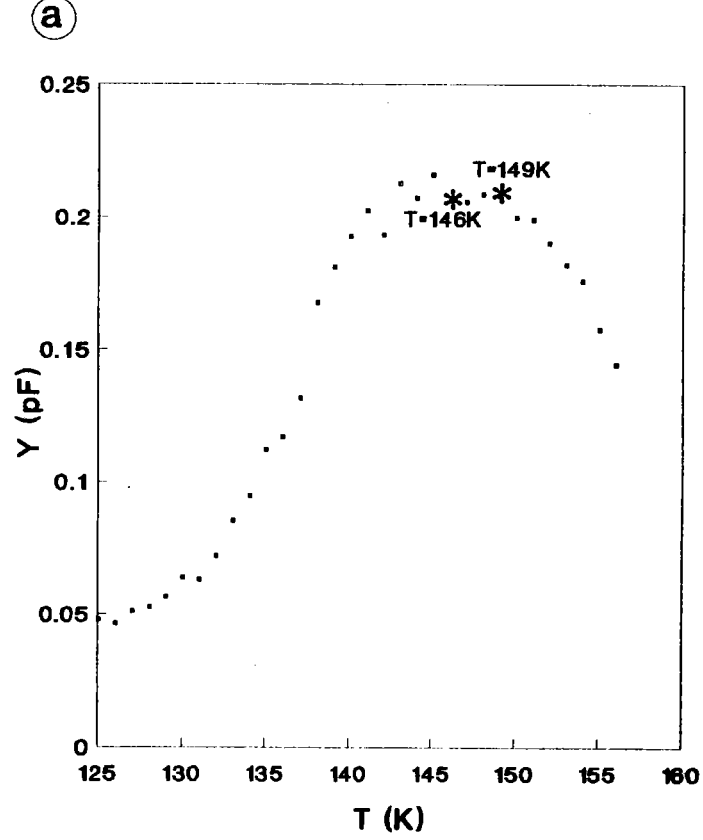


Figure 3.41 : a) Evolution de l'amplitude A_n de la composante exponentielle en fonction de la température.

b) Droite d'Arrhénius obtenue pour l'approximation par un modèle à une exponentielle des transitoires mesurés sur l'échantillon R3L2.

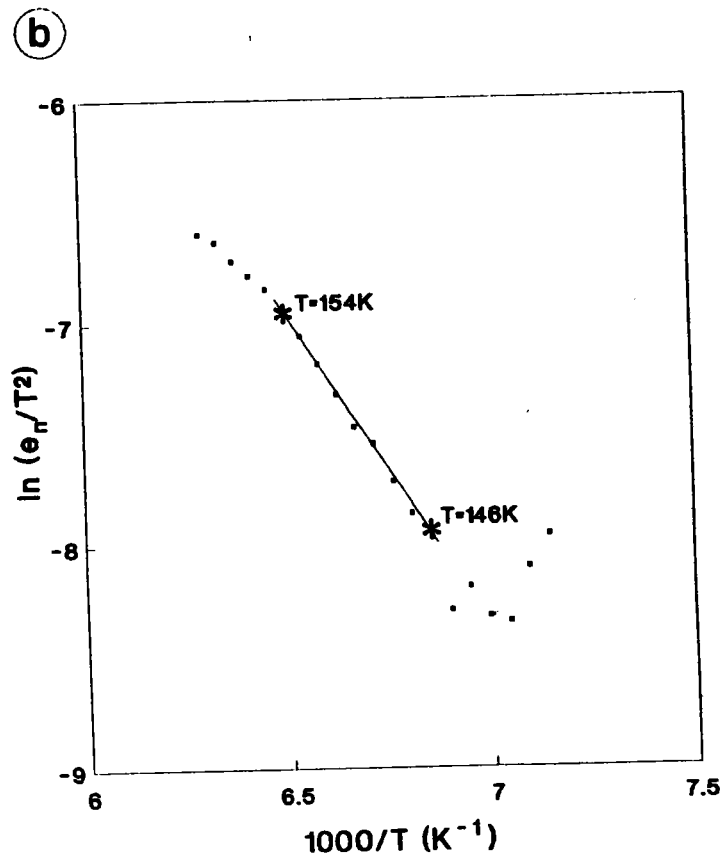
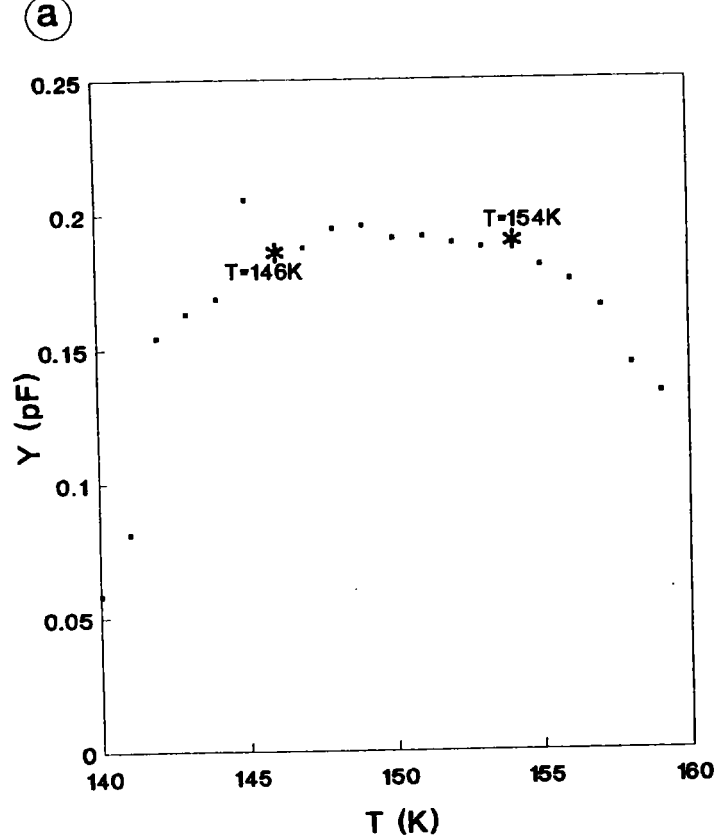


Figure 3.42 : a) Evolution de l'amplitude A_m de la composante exponentielle n°1 en fonction de la température.

b) Droite d'Arrhénius obtenue pour l'approximation par un modèle à deux exponentielles des transitoires mesurés sur l'échantillon R3L2.

La pente et l'ordonnée à l'origine de la droite de régression calculée à partir des points de la figure 3.42b relatifs aux températures comprises entre 146 K et 154 K nous permet de calculer E_a et σ :

$$E_a = 0.25 \text{ eV}$$

$$\sigma = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (3.28)$$

Bien que ces résultats se rapprochent légèrement de ceux obtenus grâce aux méthodes de corrélation, ceux-ci restent peu précis et les modèles proposés paraissent trop simplistes pour expliquer tous les phénomènes.

3.2) Etude du niveau T_5 de l'échantillon SNPA4.

La figure 3.43 résume les résultats obtenus pour l'approximation par un modèle à une exponentielle. Si on exploite les points de la courbe d'Arrhénius (figure 3.43b) relatifs à la plage de température s'étendant de 195 K à 202 K, on obtient les valeurs suivantes pour E_a et σ :

$$E_a = 0.45 \text{ eV}$$

$$\sigma = 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \quad (3.29)$$

Le modèle à deux composantes ne nous permet pas de donner des résultats plus satisfaisants. Le niveau T_5 semble difficile à modéliser par les modèles habituellement utilisés pour caractériser les niveaux profonds.

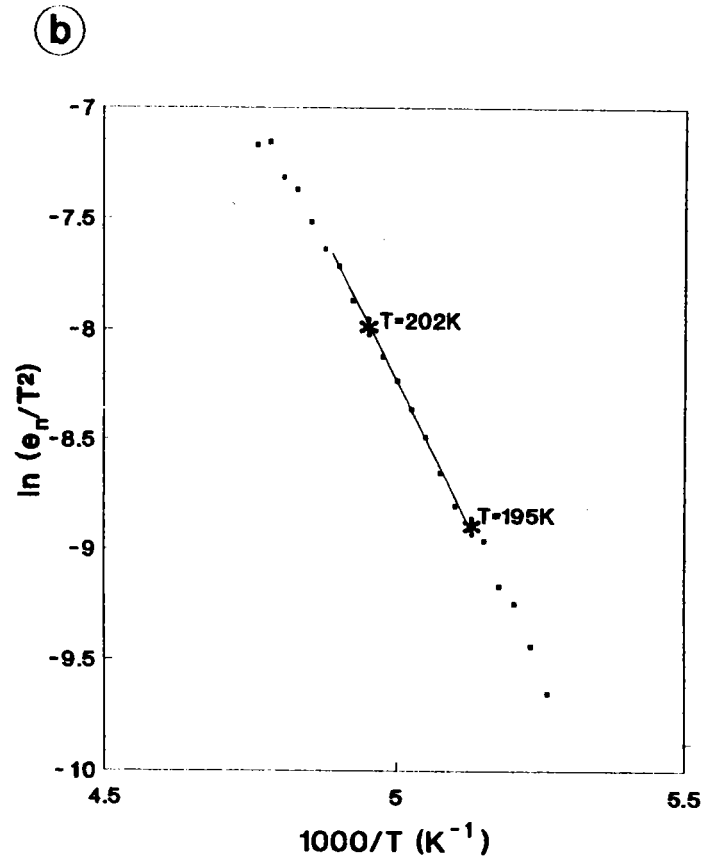
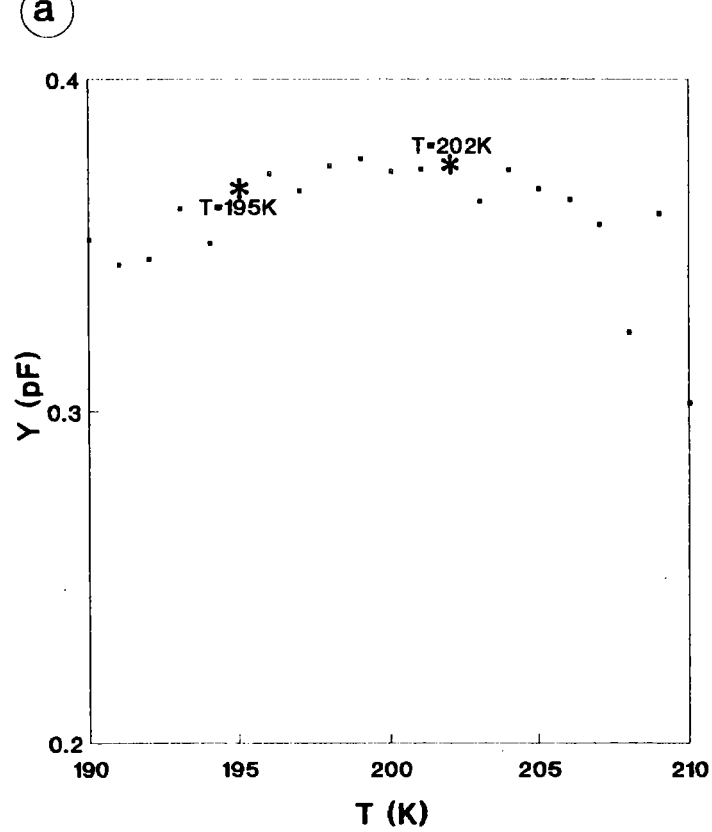


Figure 3.43 : a) Evolution de l'amplitude A_m de la composante exponentielle en fonction de la température.

b) Droite d'Arrhénius obtenue à partir des résultats de l'approximation par une composante exponentielle de transitoires mesurés sur l'échantillon SNPA4.

3.3) Conclusion.

L'approximation par des modèles théoriques de nos mesures nécessite la connaissance et la prise en compte de tous les phénomènes.

Or, certains de ceux-ci restent complexes ou d'origine inconnue. En outre, l'utilisation d'algorithmes basés sur une méthode des moindres carrés suppose que l'on ait un bruit gaussien, or cette condition n'est pas toujours remplie.

Le dernier inconvénient de cette méthode d'analyse est la durée des calculs, qui peut atteindre plusieurs heures pour une série de mesures et la nécessité de correctement initialiser les paramètres de façon à réduire au maximum le nombre d'itérations.

C) DISCUSSION ET CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons pu mettre en évidence les avantages et inconvénients des méthodes de corrélation et des méthodes isothermes.

En ce qui concerne l'utilisation de corrélateurs, on peut souligner l'importance de la résolution spectrale des diverses fonctions de corrélation. En effet, dans le cas de niveaux proches, ce paramètre est à optimiser si l'on désire obtenir une bonne précision des résultats. Par exemple, nos mesures ont montré que pour faire une bonne analyse du niveau T_3 de l'échantillon R3L2, une résolution spectrale de 2.8 kT (en détection synchrone) était insuffisante. Or, si on utilise la méthode 2 points ($E = 2.5 \text{ kT}$ si $\alpha=2$) ou la méthode 3 points ($E = 1.8 \text{ kT}$ si $\alpha=2$), on obtient des résultats reproductibles et des spectres pouvant être interprétés facilement (pas de variations d'amplitudes des pics en fonction de la fenêtre de vitesse d'émission).

D'autre part, une méthode d'analyse des spectres (méthode à 5 vitesses d'émission) qui permet l'étude des flancs des spectres a été développée dans notre laboratoire. L'application de celle-ci à des signaux DLTS obtenus par corrélation numérique des transitoires avec des filtres d'ordre 1 et 2, a permis de trouver des résultats (E_a et σ) en accord avec ceux obtenus par les méthodes 2 et 3 points.

Les méthodes isothermes, qui ont pour avantage la rapidité des mesures, nous ont donnés des résultats médiocres pour 2 raisons principales:

- la première est le faible rapport S/B des spectres obtenus en ITS et par les méthodes de déconvolution,

- la seconde est l'effet perturbateur que produit les fluctuations de ± 1 K durant l'acquisition des mesures sur les points des diverses courbes d'Arrhénius.

Cet effet est moins important pour les méthodes de corrélation puisque les spectres tracés en fonction de la température sont lissés avant extraction de la température $T_{\max}$ du pic.

Le tableau suivant met en évidence la plus grande reproductibilité des résultats obtenus par les méthodes de corrélation par rapport aux méthodes isothermes:

Nom de l'échantillon		R3L2		SNPA4	
Méthodes		E_a (eV)	σ (cm ²)	E_a (eV)	σ (cm ²)
méthode 2 points		0.27	$3.5 \cdot 10^{-15}$	0.47	$1.1 \cdot 10^{-12}$
méthode 3 points		0.27	$3.2 \cdot 10^{-15}$	0.47	$1.1 \cdot 10^{-12}$
corrélation avec le filtre d'ordre 1		0.27	$3.0 \cdot 10^{-15}$	0.47	$1.0 \cdot 10^{-12}$
corrélation avec le filtre d'ordre 2		0.27	$3.4 \cdot 10^{-15}$	0.49	$2.0 \cdot 10^{-12}$
Méthodes ITS	Y_1	0.31	$5 \cdot 10^{-14}$	0.44	$1.4 \cdot 10^{-13}$
	Y_2	-	-	-	-
	Y_3	-	-	-	-
	Y_4 avec $r=4$	0.27	$2.2 \cdot 10^{-15}$	0.48	$1.3 \cdot 10^{-12}$
	Y_5	0.31	$3.0 \cdot 10^{-14}$	0.47	$4.0 \cdot 10^{-12}$
Méthode de Tscharner		0.27	$2.0 \cdot 10^{-15}$	0.47	$1.0 \cdot 10^{-12}$
Méthode de Balcou		0.27	$5.0 \cdot 10^{-15}$	0.46	$7.4 \cdot 10^{-13}$
Approximation par une méthode des moindres carrés		0.25	$5.0 \cdot 10^{-16}$	0.45	$3.0 \cdot 10^{-13}$

En raison des écarts de comportement entre nos échantillons et ceux de TELIA [réf. 3.12], il est difficile de comparer nos résultats, néanmoins nous allons discuter les principales caractéristiques observées.

En effet, le niveau T_5 de TELIA se comportait comme un défaut d'interface (décalage de la position des pics des spectres en fonction de l'amplitude des impulsions: V_m), ce qui n'est pas vérifié à partir de nos mesures.

Cependant, ce niveau possède la même composante principale ayant une énergie d'activation comprise entre 0.47 eV et 0.5 eV et une section de capture de l'ordre de 10^{-12} cm^2 . Les mesures permettant de vérifier l'émission multiphonon de ce défaut n'ont pas été menées. TELIA avait également trouvé une 2^e composante donnant lieu à un pic DLTS situé sur la gauche (coté basse température) du pic principal. Or d'après nos mesures, on constate bien l'existence d'un pic annexe, mais celui-ci est situé sur la droite du pic principal.

Pour l'interprétation du niveau prédominant, nous pourrions donc reprendre les thèses émises par TELIA, qui associait ce défaut à du phosphore en site indium, ou à des lacunes de phosphore responsables du blocage du niveau de Fermi [réfs. 3.21, 3.22, 3.23].

La figure 3.44a permet de comparer nos résultats ainsi que ceux de TELIA aux signatures les plus proches trouvées dans la littérature sur le phosphore d'indium:

- le niveau E [réf. 3.1]

($E_a = 0.43 \text{ eV}$ et $\sigma = 5.8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$)

- le niveau A [réf. 3.9].

($E_a = 0.44 \text{ eV}$ et $\sigma = 2.6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$)

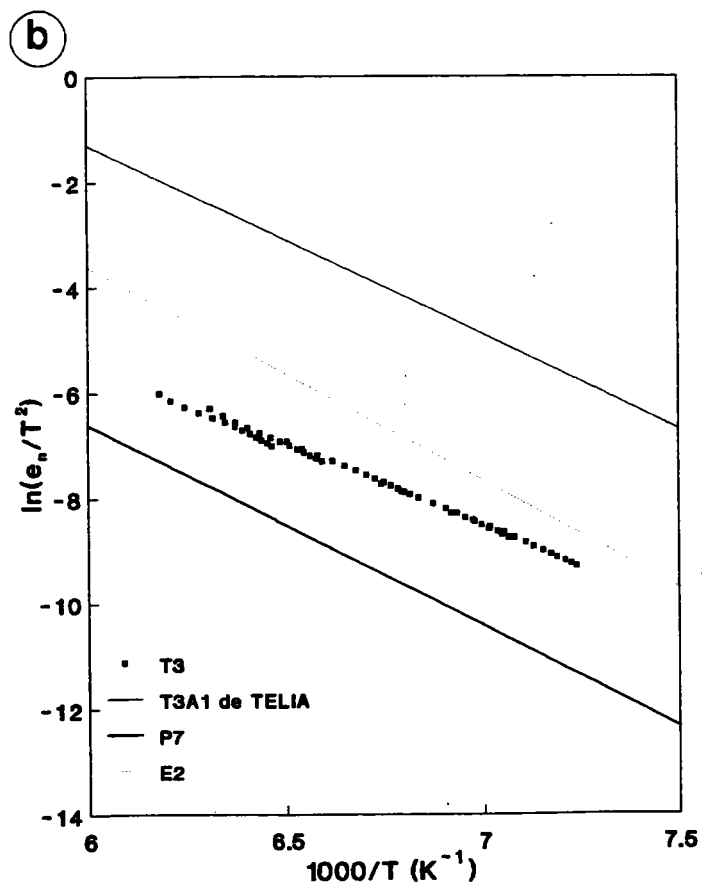
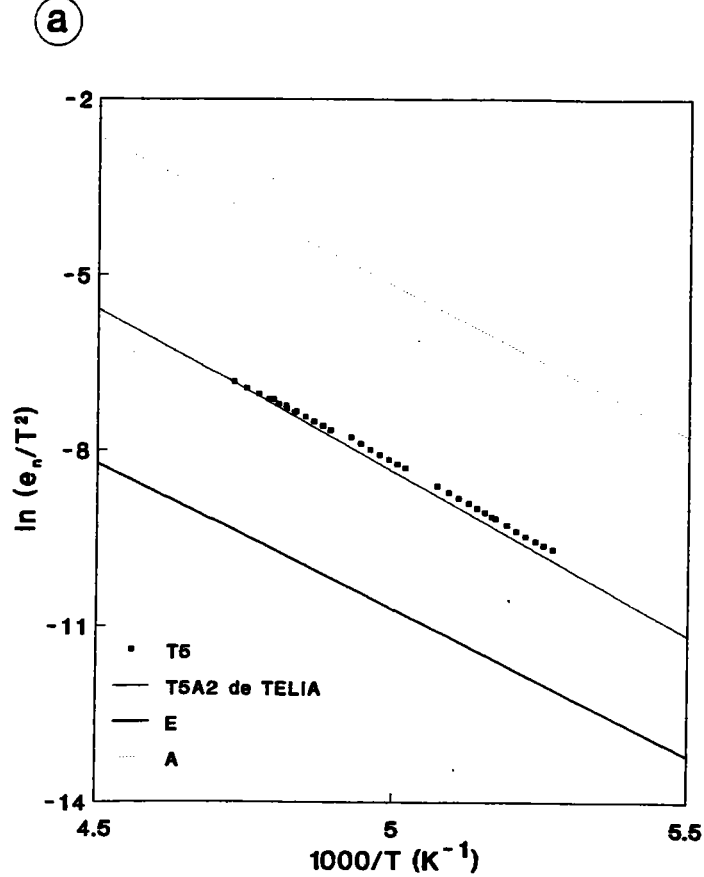


Figure 3.44 : a) Comparaison de la signature du niveau T_5 avec celles des niveaux E, A et T5A2 de Telia

b) Comparaison de la signature du niveau T_3 avec celles des niveaux P7, E2 et T3A1 de Telia

La comparaison du niveau T_3 étudié sur la diode Schottky R3L2 avec celui relevé par TELIA est également très délicate en raison de la différence de préparation des échantillons.

On note pourtant une forte similitude entre la composante T_{3A1} trouvée par TELIA et nos résultats (fig. 3.44b).

Le défaut T_3 peut être comparé:

- au niveau P7 [réf. 3.5]

($E_a = 0.33$ eV et $\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$ cm²)

- et au niveau E2 [réf. 3.11].

($E_a = 0.35$ eV et $\sigma > 4 \cdot 10^{-12}$ cm²)

D'après Mc AFEE et ses collaborateurs [réf. 3.11], le défaut E2 provient de lacunes d'indium. Il peut également être dû à du phosphore en position interstitielle ou à de l'indium en site impureté.

Comme on peut le constater, la discussion sur l'origine physique des défauts reste ouverte. L'InP étant un semi-conducteur composé dont les applications sont récentes, la connaissance des niveaux profonds n'est pas autant avancée que pour le silicium. En plus de l'optimisation des méthodes d'analyse, une étude approfondie sur l'origine des niveaux profonds serait à poursuivre.

REFERENCES

- 3.1: O. WADA, A. MAJERFELD, et A.N.M.M. CHOUDHRY,
J. Appl. Phys. 51(1), 423 (1980).
- 3.2: A.A. ILIADIS, S.C. LAIH et E.A. MARTIN,
Appl. Phys. Lett. 54(15), 1436 (1989).
- 3.3: G. BREMOND, THESE INSA LYON (1981).
- 3.4: P.R. TAPSTER, J. Phys. C: Solid State Phys. 16,4173
(1983).
- 3.5: H. LIM, G. SAGNES, G. BASTIDE et M. ROUZEYRE,
J. Appl. Phys. 53, 3317 (1982).
- 3.6: G. HOLLINGER, J. JOSEPH, Y. ROBACH, E. BERGIGNAT,
B. COMMERE, P. VIKTOROVITCH et M. FROMENT,
J. Vac. Sci. Technol. B5 (4), 1108 (1987).
- 3.7: Y. YAMAZOE, Y. SASAI, T. NISHONO et Y. YAMAKAWA,
Jpn. J. Appl. Phys. 20, 347 (1981).
- 3.8: A. WHITE, A.J. GRANT et B. DAY,
Electron. Lett. 14, 409 (1978)
- 3.9: M. INUISHI et B.W. WESSEL, Thin Solid Films 103,
141 (1983).
- 3.10: M. OGURA, M. MIZUTA, N. HASE et H. KUKIMOTO,
Jpn. J. Appl. Phys. 22, 658 (1983).
- 3.11: S.R. MAC AFEE, F. CAPASSO, D.V. LANG, A. HUTCHINSON et
W.A. BONNER, J. Appl. Phys. 52, 6158 (1981)
- 3.12: A.TELIA, Etude par spectroscopie DLTS des transitoires
de capacité sur les interfaces oxyde natif-(n)InP, THESE,
Metz (1990)
- 3.13: A. TELIA, B. LEPLEY, C. MICHEL, J. Appl. Phys. 69(10),
7159 (1991).

- 3.14:** J.P. NOUGIER, Méthode de calcul numérique (MASSON),
Paris (1991)
- 3.15:** A. LE BLOA, Méthodes d'analyse des signaux
multiexponentiels utilisés en spectroscopie électrique des
défauts profonds dans les semi-conducteurs. Application au
Ga As implanté en oxygène ou en oxygène et en silicium;
THESE D'ETAT, Rennes (1986).
- 3.16:** Z. SU and J.W. FARMER , J. Appl. Phys. 68(8),
4068 (1990).
- 3.17:** C.A.B. BALL and A.B. CONIBEAR, Rev. Sci. Instrum.
62(11), 2831 (1991).
- 3.18:** H. OKUSHI and Y. TOKUMARU,
Jpn. J. Appl. Phys. 19(6), L335 (1980).
- 3.19:** P. MINONDO, Effets parasites des transistors à effet de
champ (TEC) sur arséniure de gallium dus au substrat semi-
isolant. THESE de 3^e Cycle, Toulouse (1983).
- 3.20:** A. COLA, M.G. LUPO and L. VASANELI,
J. Appl. Phys. 69(5), 3072 (1991).
- 3.21:** W.E. SPICER, P.W. CHYE, P.R. SKEATH , C.Y. SU et
I. LINDAU, J. Vac. Sci. Technol. 16(5), 1422 (1979).
- 3.22:** W.E. SPICER, I. LINDAU , P.R. SKEATH et C.Y. SU,
J. Vac. Sci. Technol. 16(5), 1422 (1979).
- 3.23:** J.A. VAN VECHTEN et J.F. WAGER,
J. Appl. Phys. 57, 1956 (1984)

CONCLUSION

Ce travail de thèse a permis de comparer différentes méthodes de mesure et d'analyse des niveaux profonds. Une distinction a été faite entre les méthodes isothermes et les méthodes de corrélation.

Les méthodes de corrélation se différencient en fonction de deux paramètres principaux :

- la résolution spectrale.
- le rapport signal sur bruit.

Ces deux paramètres dépendent de la fonction de corrélation choisie, tout en gardant un rapport signal sur bruit suffisant pour obtenir des spectres exploitables. Expérimentalement, nous avons pu enregistrer des spectres par la méthode trois points, méthode qui utilise une fonction de corrélation donnant une résolution spectrale de 1.78 kT . Cette méthode de mesure a permis l'obtention de spectres de bonne qualité grâce aux multiples opérations de lissage.

D'autre part, afin de détecter avec plus de facilité les écarts entre les pics des signaux DLTS expérimentaux et ceux calculés à partir de modèles théoriques, une méthode d'analyse de spectres, appelée méthode à cinq vitesses d'émission, a été développée. C'est ainsi qu'il a été possible d'exploiter avec une meilleure précision des spectres qui donnaient des résultats erronés par l'analyse de Lang.

Les opérations de corrélation ont été effectuées numériquement à partir des enregistrements des transitoires de capacité à différentes températures, ce qui permet d'éviter les multiples balayages en température nécessaires lorsqu'on utilise nos systèmes de mesures.

En effet, au lieu de n'avoir qu'un spectre pour un balayage en température, on peut en calculer une infinité, ceci pour tout type de fonction de corrélation.

On économise ainsi un temps de mesure important.

Les méthodes isothermes ont également été développées dans ce but. Elles permettent de caractériser des niveaux profonds à partir d'un nombre restreint de transitoires de capacité.

La limitation de ce type de méthodes provient essentiellement de l'incertitude sur la mesure de température.

En effet dans les systèmes de DLTS classiques, conçus pour travailler en balayage de température, il est difficile de stabiliser la température à mieux qu'un degré durant les acquisitions des transitoires. Une optimisation des procédés de mesure et de régulation de température est nécessaire pour pouvoir bénéficier des performances de ces méthodes d'analyse.

L'objectif de cette comparaison de diverses méthodes de mesure DLTS est de donner un ensemble de critères facilitant le choix de la méthode la plus adéquate.

Le choix sera avant tout fonction de la qualité (rapport S/B) des signaux mesurés. Si les transitoires de capacité sont très peu bruités il est possible d'opter pour les méthodes 3 points ou 4 points qui donnent des spectres ayant de bonnes résolutions spectrales.

Dans le cas contraire, il est préférable d'utiliser les méthodes les plus classiques: méthode 2 points (boxcar) ou détection synchrone. Si l'analyse de Lang donne des résultats qui ne permettent pas un bon "fit" des spectres, l'utilisation de la méthode à 5 vitesses d'émission peut donner des renseignements intéressants en mettant en évidence la partie du pic s'écartant du modèle, et mène à des résultats plus précis. Si la rapidité de mesure est le principal avantage recherché, il est conseillé d'employer une des méthodes isothermes.

Le champ d'utilisation de ces méthodes d'analyse de signaux multi-exponentiels peut évidemment s'étendre à d'autres domaines; d'autre part des méthodes numériques issues de secteurs de recherche éloignés du nôtre sont également susceptibles d'être développées pour l'exploitation de nos mesures.

ANNEXE A

CALCULS ANALYTIQUES DU SIGNAL DLTS
ET RECHERCHE DES EXTREMUMS
POUR DES SPECTRES OBTENUS PAR DETECTION SYNCHRONE

1) Fonction de corrélation de base (signal carré)(fig. A.1).

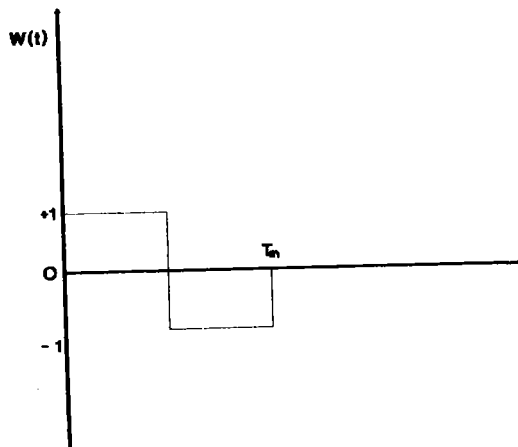


Figure A1: Fonction de corrélation.

Le signal de corrélation obtenu à partir du transitoire de capacité et de $W(t)$ s'exprime ainsi:

$$\begin{aligned}
 Y &= \frac{1}{T_m} \left(\int_0^{\frac{T_m}{2}} \frac{C_0 N_T}{2 N_D} (1 - \exp(-e_n t)) dt - \int_{\frac{T_m}{2}}^{T_m} \frac{C_0 N_T}{2 N_D} (1 - \exp(-e_n t)) dt \right) \\
 &= - \frac{1}{e_n T_m} \frac{C_0 N_T}{2 N_D} \left(1 - 2 \exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) + \exp(-e_n T_m) \right) \\
 &= - \frac{1}{e_n T_m} \frac{C_0 N_T}{2 N_D} \left(1 - \exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) \right)^2
 \end{aligned}$$

La vitesse d'émission e_{n_pic} correspondant aux minimums du spectre DLTS mesuré à T_m sera solution de l'équation suivante:

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dt} = 0 & \Leftrightarrow \frac{dY}{de_n} = 0 \quad \text{car} \quad \frac{de_n}{dT} \neq 0 \\ & \Leftrightarrow \frac{1}{e_n^2} \left(1 - \exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) \right) \\ & \quad - \frac{2}{e_n} \frac{T_m}{2} \left[\exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) \left(1 - \exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) \right) \right] = 0 \\ & \Leftrightarrow \frac{1}{e_n^2} \left(1 - (2 + e_n T_m) \exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) \right) \\ & \quad + \frac{1}{e_n^2} \left((1 - e_n T_m) \exp(-e_n T_m) \right) = 0 \\ & \Leftrightarrow 1 - (2 + x) \exp\left(\frac{-x}{2}\right) + (1 + x) \exp(-x) = 0 \\ & \quad \text{avec } x = e_n T_m \end{aligned}$$

La résolution par dichotomie de cette équation nous donne:

$$x = 2.513, \text{ d'où: } e_{n_pic} = 2.513/T_m.$$

La valeur minimale du signal DLTS sera alors:

$$\begin{aligned} Y_{min} &= \frac{-1}{2.513} \frac{C_0 N_T}{2 N_D} \left(1 - \exp\left(-\frac{2.513}{2}\right) \right)^2 \\ &= -0.203 \frac{C_0 N_T}{2 N_D} \end{aligned}$$

2) Fonction de corrélation introduisant un temps de retard(T_{go})

Pour éliminer les zones érronées du transitoire causées par les brusques changements de polarité lorsqu'on soumet l'échantillon à des impulsions de tension, on introduit des temps de retard notés T_{go} (get off time) durant lesquels la fonction de corrélation s'annule (fig. A.2).

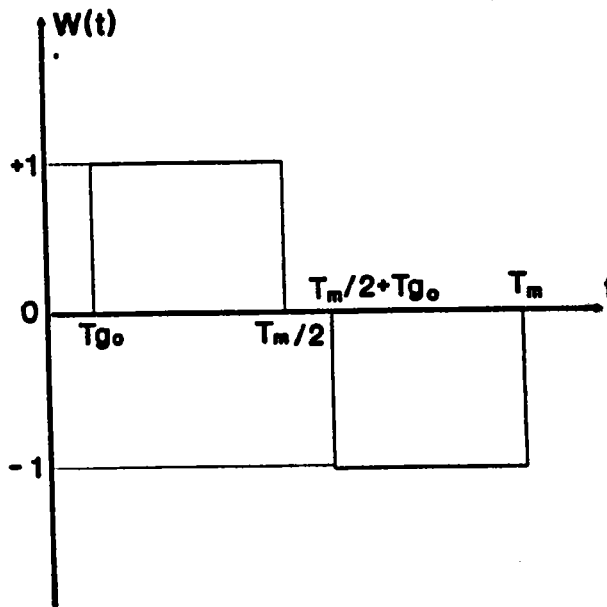


Figure A.2: Fonction de corrélation du système
de mesure DLS-82.

Dans notre appareil de mesure , le temps de retard vaut:

$$T_{go} = t_p + T_m/20 \approx T_m/20$$

(t_p correspondant à la largeur des impulsions excitatrices).

Le signal DLTS sera donné par:

$$\begin{aligned}
 Y &= \frac{1}{T_m} \left[\int_{T_{g0}}^{\frac{T_m}{2}} \frac{C_0 N_T}{2 N_D} (1 - \exp(-e_n t)) dt - \right. \\
 &\quad \left. \int_{\frac{T_m}{2} + T_{g0}}^{T_m} \frac{C_0 N_T}{2 N_D} (1 - \exp(-e_n t)) dt \right] \\
 &= \frac{C_0 N_T}{2 N_D} \frac{1}{e_n T_m} \times \left[\exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) - \exp(-e_n T_{g0}) \right. \\
 &\quad \left. - \exp(-e_n T_m) + \exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) \exp(-e_n T_{g0}) \right] \\
 &= \frac{C_0 N_T}{2 N_D} \frac{1}{e_n T_m} \times \left[\exp(-e_n T_m) \right. \\
 &\quad \left. - \exp\left(-e_n \frac{T_m}{2}\right) \left(1 + \exp\left(-e_n \frac{T_m}{20}\right)\right) + \exp\left(-e_n \frac{T_m}{20}\right) \right]
 \end{aligned}$$

La vitesse d'émission e_{n_pic} correspondant au minimum du spectre sera solution de:

$$\frac{dY}{dT} = 0$$

$$\Leftrightarrow \frac{dY}{de_n} = 0$$

$$\Leftrightarrow \exp(-x) - \exp\left(-\frac{x}{2}\right)\left(1 + \exp\left(-\frac{x}{20}\right)\right) + \exp\left(-\frac{x}{20}\right) + \\ x \exp(-x) - \left(\frac{x}{2} + \frac{x}{20}\right) \exp\left(-\frac{x}{2}\right)\left(1 + \exp\left(-\frac{x}{20}\right)\right) - \frac{x}{20} \exp\left(-\frac{x}{20}\right) = 0$$

$$\text{avec } x = e_n T_m$$

La résolution de cette équation nous donne: $x = 2.27$,

d'où: $e_{n_pic} = 2.27/T_m$

La valeur minimale du signal DLTS sera alors:

$$Y_{min} = - \frac{C_0 N_T}{2 N_D} \frac{1}{2.27} \times \\ \left[\exp(-2.27) - \exp\left(-\frac{2.27}{2}\right)\left(1 + \exp\left(-\frac{2.27}{20}\right)\right) + \exp\left(-\frac{2.27}{20}\right) \right] \\ = - 0.171 \frac{C_0 N_T}{2 N_D}$$

ANNEXE B

ALGORITHME DE MARQUARDT

Cet algorithme concilie les avantages de la méthode du gradient et de la méthode de linéarisation de la fonction qui approxime les données expérimentales. Une brève description de ces méthodes est nécessaire à la compréhension de l'algorithme.

1) Méthode du gradient

Notons $y(x)$ la fonction choisie pour approximer nos données $y(x)$ est une fonction non linéaire des paramètres $a_1, a_2, \dots, a_m$. On note X^2 l'écart quadratique entre la fonction y et les points de mesure y_i ; X^2 est donné par la formule B1:

$$X^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - y(x_i))^2 \quad (B1)$$

La méthode du gradient étant une méthode itérative, il est nécessaire d'initialiser la fonction $y(x)$ et donc de fixer les valeurs initiales pour les paramètres recherchés : $a_1, a_2, \dots, a_m$.

Après l'initialisation, tous ces paramètres seront changés simultanément à chaque itération, de manière à faire décroître l'écart quadratique X^2 . L'incrément de chacun de ces paramètres sera proportionnel au gradient de X^2 (le facteur de proportionnalité étant le pas de gradient : Δa_j pour j allant de 1 à m).

Le gradient de X^2 indique la direction dans laquelle X^2 croît le plus rapidement en fonction de chaque paramètre a_j , il est noté:

$$\left(\nabla X^2\right)_j = \frac{\partial X^2}{\partial a_j} = \frac{X(a_j + f \Delta a_j) - X^2(a_j)}{f \Delta a_j} \quad (B2)$$

pour j allant de 1 à m et avec un facteur $f = 0.01$

Le principe de cette méthode est donc d'ajuster à chaque itération les paramètres en fonction du gradient de X^2 :

$$a_j = a_j - \left(\nabla X^2\right)_j \Delta a_j \quad (B3)$$

pour j allant de 1 à m

Lorsque l'on ne peut plus faire chuter l'écart quadratique X^2 , on considère avoir obtenu les paramètres optimaux (a_j) de la fonction $y(x)$ qui approxime les points de mesure y_i .

Le nombre d'itérations nécessaire à une bonne approximation est souvent très important, ce qui implique un temps de calcul long. En outre, le choix du pas optimal Δa_j est souvent difficile. Le principal avantage de cette méthode est donné par une large plage de valeurs dans laquelle on peut choisir les paramètres initiaux sans qu'il y ait divergence de l'algorithme.

2) Méthode de linéarisation de la fonction,
ou méthode de Gauss-Newton

Le principe de cette méthode consiste à exprimer $y(x)$ comme fonction linéaire des incréments de chaque paramètre, incréments que l'on note δa_j ($= a_j$ après une itération moins a_j avant itération).

Si on développe $y(x)$ en une série de Taylor du 1er ordre, on obtient:

$$y(x) = y_0(x) + \sum_{j=1}^m \left[\frac{\partial y_0}{\partial a_j} \delta a_j \right] \quad (B4)$$

$y_0(x)$ correspondant à la fonction $y(x)$
 en début d'itération

Cette fonction est donc bien linéaire en fonction des différents δa_j . Les valeurs de δa_j peuvent donc être déterminées par la méthode des moindres carrés linéaires, c'est-à-dire en cherchant les solutions des équations:

$$\frac{\partial X^2}{\partial \delta a_k} = 0$$

pour k allant de 1 à m

Ce système de m équations à m inconnues peut aussi s'écrire:

$$\beta_k = \sum_{j=1}^n \delta a_j \alpha_{jk} \quad (B5)$$

pour k allant de 1 à m .

$$\text{avec } \beta_k = -\frac{1}{2} \frac{\partial X^2}{\partial a_k} = \sum_{i=1}^n (y_i - y_0(x_i)) \frac{\partial y_0(x_i)}{\partial a_k}$$

$$\alpha_{jk} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial y_0(x_i)}{\partial a_j} \frac{\partial y_0(x_i)}{\partial a_k} \right)$$

Une formulation matricielle du système d'équations (B5) est plus commode:

$$\beta = \delta a . \alpha \quad (B6)$$

Les valeurs des incréments δa_j sont donc obtenues pour chaque itération grâce à cette relation.

Cette méthode permet une convergence rapide vers les paramètres optimaux. En contre partie, les paramètres initiaux doivent être choisis dans des plages de valeurs plus étroites que lorsque l'on utilise la méthode du gradient.

3) Méthode de Marquardt,

ou extension de la méthode du gradient.

Cette méthode concilie la rapide convergence de la linéarisation de la fonction avec la plage de valeurs initiales offerte par la méthode du gradient. La relation B6 est modifiée et devient $\beta = \delta a \cdot \alpha'$

avec

$$\alpha'_{jk} = \begin{cases} \alpha_{jk}(1 + \lambda) & \text{pour } j = k \\ \alpha_{jk} & \text{pour } j \neq k \end{cases}$$

Ainsi, lorsque λ est voisin de zéro, on retrouve la relation donnant les incréments δa_j pour les méthodes de linéarisation de la fonction.

Dans le cas où λ est important, les éléments diagonaux de la matrice α sont prédominants et la relation B7 peut alors s'écrire:

$$\beta_j = \lambda \delta a_j \alpha_{jj}$$

et l'on constate alors que les incréments δa_j sont proportionnels aux gradients, puisque $\beta_j = -\frac{1}{2}(\nabla X_0)_j$

Lorsque λ a une valeur suffisamment élevée, la méthode de Marquardt se confond donc avec la méthode du gradient.

En pratique, le coefficient λ est initialisé à 0.0001.

- Si l'écart quadratique augmente pour cette valeur de λ , on multiplie par 10 et on recalcule les valeurs de δa_j .
- Si cet écart X^2 diminue, on divise λ par 10 et on calcule les nouveaux paramètres $a_j = a_j + \delta a_j$ que l'on utilise pour l'itération suivante.

Cet algorithme nous a donné satisfaction en raison de la grande rapidité des calculs. A titre indicatif, on compte en moyenne un nombre d'itération deux fois moins important que lorsqu'on utilise la méthode de linéarisation, la précision des paramètres étant la même. La méthode du gradient nécessite également environ deux fois plus d'itérations et donne des résultats moins précis.

ANNEXE C

**CALCUL DES VITESSES D'EMISSION : $e_{n1}, e_{n2}, e_{n3}, e_{n4}$ et e_{n5}
POUR DES SPECTRES DLTS OBTENUS PAR LA METHODE 2 POINTS.**

1) Calcul dans le cas où $\alpha = t_2/t_1 = 2$

L'expression du signal DLTS calculé par la méthode 2 points est la suivante :

$$\begin{aligned} Y &= S(t_1, T) - S(t_2, T) & (C1) \\ &= A_m (\exp(-e_n t_2) - \exp(-e_n t_1)) \end{aligned}$$

La vitesse d'émission e_{n3} correspondant au maximum d'amplitude est solution de l'équation $dY/dT = 0$ (ou $dY/de_n = 0$).

Cette vitesse est donnée par la relation C2:

$$\begin{aligned} e_{n3} &= \ln(t_2/t_1)/(t_2 - t_1) \\ &= 0.693/t_1 \quad \text{pour } \alpha = t_2/t_1 & (C2) \end{aligned}$$

Avant de calculer les autres vitesses, nous devons calculer la valeur de l'amplitude maximale du pic notée A_{max} :

$$A_{max} = \left| A_m \left[\exp\left(-\frac{\ln(t_2/t_1)}{1 - t_1/t_2}\right) - \exp\left(-\frac{\ln(t_2/t_1)}{t_2/t_1 - 1}\right) \right] \right|$$

$$A_{max} = \left| A_m \left[\exp\left(-\frac{\ln(\alpha)}{1 - \alpha^{-1}}\right) - \exp\left(-\frac{\ln(\alpha)}{\alpha - 1}\right) \right] \right| \quad (C3)$$

Pour un rapport $\alpha=2$, on obtient: $A_{\max} = A_m/4$.

Les vitesses e_{n1} et e_{n5} sont alors solutions de l'équation C4:

$$Y = - A_{\max}/2 = - A_m/8 \quad (C4)$$

$$x^2 - x + 1/8 = 0 \quad \text{avec } x = \exp(-e_n t_1)$$

Les deux solutions de cette équation sont:

$$e_{n1} = 0.158/t_1$$

$$e_{n5} = 1.921/t_1$$

Les vitesses d'émission e_{n2} et e_{n4} sont solutions de l'équation C5:

$$Y = - 3/4 A_{\max} = - 3/16 A_m. \quad (C5)$$

$$x^2 - x + 3/16 = 0 \quad \text{avec } x = \exp(-e_n t_1)$$

Les solutions sont:

$$e_{n2} = 0.288/t_1$$

$$e_{n4} = 1.386/t_1$$

Voici résumé, l'ensemble des cinq vitesses d'émission obtenues:

$$e_{n1} = 0.158/t_1$$

$$e_{n2} = 0.288/t_1$$

$$e_{n3} = 0.693/t_1$$

$$e_{n4} = 1.386/t_1$$

$$e_{n5} = 1.921/t_1$$

2) Méthode de calcul pour un rapport α quelconque.

Pour toute valeur de α , e_{n3} est donné par la relation suivante :

$$e_{n3} = \frac{\ln(\alpha)}{\alpha - 1} \frac{1}{t_1} \quad (C6)$$

L'amplitude maximale A_{max} est calculée en remplaçant e_n par e_{n3} dans la relation C1, on obtient:

$$A_{max} = A_m \left[\exp\left(-\frac{\alpha \ln(\alpha)}{\alpha - 1}\right) - \exp\left(-\frac{\ln(\alpha)}{\alpha - 1}\right) \right] \quad (C7)$$

Les vitesses d'émission e_{n1} et e_{n5} sont solutions de l'équation C8 :

$$Y = -\frac{1}{2} A_{max} = +\frac{A_m \cdot \beta}{2} \quad \text{puisque } \beta < 0 \quad (C8)$$

$$x^\alpha - x - \beta/2 = 0$$

$$\text{avec } x = \exp(-e_n t_1)$$

Pour les valeurs de α supérieures à 2, les solutions e_{n1} et e_{n5} de l'équation C8 peuvent être facilement déterminées par dichotomie. De même, les valeurs e_{n2} et e_{n4} peuvent être obtenues en utilisant la même méthode pour résoudre l'équation C9:

$$y = - \frac{3}{4} A_{max} = + \frac{3}{4} A_m \cdot \beta \quad (C9)$$

$$x^\alpha - x - \frac{3}{4} \beta = 0$$

Le tableau suivant présente les valeurs obtenues pour $e_{n1}, e_{n2}, e_{n3}, e_{n4}$ et e_{n5} pour plusieurs rapports α :

α	2	3	4	5	6	7	8
$-\beta$	0.25	0.38	0.47	0.53	0.58	0.62	0.65
$e_{n1} \quad t_1$	0.158	0.127	0.101	0.086	0.075	0.067	0.060
$e_{n2} \quad t_1$	0.288	0.224	0.185	0.159	0.139	0.124	0.113
$e_{n3} \quad t_1$	0.693	0.549	0.462	0.402	0.358	0.324	0.297
$e_{n4} \quad t_1$	1.386	1.133	0.986	0.883	0.811	0.755	0.711
$e_{n5} \quad t_1$	1.921	1.607	1.429	1.313	1.232	1.171	1.123

RESUME

La comparaison de différentes méthodes de mesures et d'analyse des niveaux profonds appliquées à des structures Au-InP était le but principal de ce travail de thèse.

Après un bref rappel des principes physiques nécessaires à la compréhension de la spectroscopie des niveaux profonds (DLTS) et des techniques de mesure les plus utilisées (boxcar et détection synchrone), une présentation de méthodes numériques d'analyse des transitoires a été faite. Ces dernières sont classées dans deux grandes familles: les méthodes de corrélation et les méthodes isothermes.

Les principaux critères utilisés pour différencier les fonctions de corrélation sont: la résolution spectrale et le rapport signal sur bruit. Afin d'améliorer la qualité des spectres obtenus, des opérations de lissage ont été utilisées. En outre, pour une analyse plus fine des spectres, une méthode appelée méthode à cinq vitesses d'émission a été mise au point.

Les méthodes isothermes permettent de réduire les temps de mesure puisque seul un nombre restreint de transitoires de capacité sont nécessaires, par contre la précision des résultats est assez médiocre.

On retiendra que plusieurs méthodes (surtout parmi les méthodes de corrélation) appliquées à l'étude de structures Au-InP, apportent l'avantage de précision que les méthodes classiques (boxcar et détection synchrone).

ABSTRACT

The topic of this thesis was to compare different measurement methods to analyse deep centers in Au-InP diodes.

After a brief summary of the physical principles necessary to understand the deep level transient spectroscopy (DLTS) and the commonly used measurement modes (boxcar and lock-in systems), a presentation of numerical methods used for the transient analysis is done. Two kinds of methods are distinguished: the correlation and the isothermal methods.

The two main factors used to estimate the results given by the correlation functions are: the spectral resolution and the signal to noise ratio. In order to improve the quality of the spectra, smoothing procedures have been used. In another way, to obtain a more precise analysis of the spectra, a method named five emission rate method has been introduced. Isothermal methods reduce the measurement time owing to the limited number of capacitance transients used; on the other hand, the accuracy of the results is not so good.

To summarize, we can say that several numerical methods (especially among the correlation methods) applied to Au-InP diodes give us more precise results than conventional methods, like boxcar or lock-in systems.