



National Library  
of Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Canadian Theses Service    Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada  
K1A 0N4

## NOTICE

The quality of this microform is heavily dependent upon the quality of the original thesis submitted for microfilming. Every effort has been made to ensure the highest quality of reproduction possible.

If pages are missing, contact the university which granted the degree.

Some pages may have indistinct print especially if the original pages were typed with a poor typewriter ribbon or if the university sent us an inferior photocopy.

Reproduction in full or in part of this microform is governed by the Canadian Copyright Act, R.S.C. 1970, c. C-30, and subsequent amendments.

## AVIS

La qualité de cette microforme dépend grandement de la qualité de la thèse soumise au microfilmage. Nous avons tout fait pour assurer une qualité supérieure de reproduction.

S'il manque des pages, veuillez communiquer avec l'université qui a conféré le grade.

La qualité d'impression de certaines pages peut laisser à désirer, surtout si les pages originales ont été dactylographiées à l'aide d'un ruban usé ou si l'université nous a fait parvenir une photocopie de qualité inférieure.

La reproduction, même partielle, de cette microforme est soumise à la Loi canadienne sur le droit d'auteur, SRC 1970, c. C-30, et ses amendements subséquents.

ETUDE DES PROPRIETES ELECTRIQUES ET OPTOELECTRONIQUES  
DE DIODES A PUIITS QUANTIQUES  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$

par

Paul G. Richard

Thèse déposée à  
l'école des études supérieures et de la recherche  
en vue de l'obtention de la maîtrise ès sciences en physique

Université d'Ottawa

Décembre 1989



Paul G. Richard, Ottawa, Canada, 1989



National Library  
of Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Canadian Theses Service    Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada  
K1A 0N4

The author has granted an irrevocable non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of his/her thesis by any means and in any form or format, making this thesis available to interested persons.

The author retains ownership of the copyright in his/her thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her permission.

L'auteur a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

ISBN 0-315-60057-8



UNIVERSITÉ D'OTTAWA  
UNIVERSITY OF OTTAWA

J'aimerais remercier, en premier lieu, le Dr. E. Fortin, de l'Université d'Ottawa, pour toutes ses contributions envers le succès de mon travail de thèse. Il m'a suggéré un sujet de recherche très intéressant et a su bien me diriger au cours de ces deux dernières années.

En second lieu, j'aimerais remercier le Dr Bérolo, du Centre de Recherches en Communications, pour de nombreuses discussions qui ont approfondi ma compréhension de certains des phénomènes étudiés.

Je remercie le Ministère des Communications, Division des Langues Officielles, de l'intérêt constant et de l'appui financier apporté à ce projet.

Je tiens à remercier plusieurs autres personnes pour toute aide apportée, soit: T. Springthorpe et T. Moore, de Bell Northern Research, pour la fabrication des échantillons; D. Landheer (Conseil National de Recherches) et L. Bala (Centre de Recherches en Communications), pour l'apprêtage des échantillons; M. D'Iorio (CNRC), lors des mesures des caractéristiques de l'échantillon dans un champ magnétique; J. Young (CNRC) et J. Xu (Université de Toronto), pour de bonnes discussions.

Finalement, je remercie mes parents et mes amis pour leur patience et leur support moral.

**ABSTRACT :**

Double barrier heterostructures of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  are studied so as to exploit the phenomena related to the tunneling properties of quantum wells. The presence of a quantized level in the well is confirmed by the observation of a region of negative differential resistance (NDR) in the current-voltage (I-V) characteristics of the heterostructures. The I-V characteristics are measured over a range of temperatures extending from 5 K to 298 K and reveal the presence of voltage periodic structures in the NDR region. The temperature dependence of the bias positions of the structures, and of the corresponding periodicity, is similar to the bandgap-temperature relation of semiconductors.

The presence of an NDR region, in the I-V characteristics of the samples, renders possible the use of these samples as high-frequency oscillators. A spectrum analyser and a network analyser are thus used to measure the oscillator properties of the samples and, also, to investigate the effects of the external circuit on these properties and on the I-V characteristics. For the sample with AlAs barriers, electron oscillations, of frequency greater than 1 GHz, are measured at room temperature; the observation of these frequencies depends on the matching of the impedances of the external circuit to the device under test. We

also note a relation between the conditions of oscillation and the appearance of structures in the NDR region of the I-V characteristics.

Photoconductivity spectra and photocurrent-voltage (PC-V) characteristics at fixed wavelengths are measured in order to study the effects of light incident on the sample. Structures, with a voltage periodicity similar to that observed in the I-V characteristics, are also found in the NDR region of the PC-V characteristics. The structures may be explained by a modification of the parameters of the equivalent circuit, brought on by a change in the effective applied voltage, when the sample is illuminated.

The I-V measurements are also carried out in a quantizing magnetic field parallel to the tunneling current, in order to obtain more information regarding the nature of the observed periodic structures. With increasing magnetic field, the voltage periodic structures are shifted to higher bias positions at a similar rate of change (1mV/T).

## SOMMAIRE:

Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'étude des hétérostructures à double barrière de  $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , afin d'exploiter les phénomènes reliés aux propriétés des puits quantiques. La présence d'un niveau quantique dans le puits est confirmée par l'observation d'une région de RDN dans les caractéristiques courant-voltage (I-V) des échantillons. Les caractéristiques I-V sont mesurées sur une gamme de températures allant de 5 K à 298 K et révèlent la présence de structures, périodiques en voltage, dans la région de résistance différentielle négative (RDN). Les positions en voltage des structures, ainsi que leur périodicité, varient avec la température d'une façon similaire à la variation des bandes interdites de semiconducteurs.

La présence de la région de RDN, dans les caractéristiques I-V des échantillons, rend admissible la possibilité d'exploiter ces échantillons comme oscillateurs à hautes fréquences. Un analyseur de spectres et un analyseur de réseau sont donc utilisés pour mesurer les propriétés d'oscillateur de l'échantillon et, aussi, l'effet du circuit extérieure sur ces propriétés et sur les caractéristiques I-V. Pour l'échantillon à barrières d'AlAs, des oscillations d'électrons, de fréquences supérieures à 1 GHz, sont mesurées à la température ambiante; l'observation de ces fréquences d'oscillations dépend de la correspondance des

impédances entre l'échantillon et le circuit extérieur. On note, aussi, une certaine relation entre la présence de structures dans la courbe I-V et les conditions d'oscillations.

Les spectres de photoconductivité et les caractéristiques photocourant-voltage (PC-V) à longueur d'onde d'excitation fixe sont mesurés afin de déterminer les effets associés à l'illumination de l'échantillon. Des structures, de périodicité similaire à celle mesurée dans les caractéristiques I-V, sont retrouvées dans la région de RDN des caractéristiques PC-V. Ces structures peuvent probablement être attribuées à la modification des éléments du circuit équivalent, résultant d'une variation du voltage effectif appliqué, lorsque l'échantillon est illuminé.

Pour obtenir de l'information additionnelle, quant à l'origine des structures périodiques, les caractéristiques I-V sont remesurées lorsque l'échantillon est placé dans un champ magnétique parallèle à la direction du courant. Dans le champ magnétique, les structures, périodiques en voltage, se déplacent à un taux similaire de 1 mV/T.

## TABLE DES MATIERES

Remerciements	2
Abstract (anglais)	3
Sommaire (français)	5
Table des matières	7
Liste des figures	10
Liste des tableaux	15
Section I INTRODUCTION	16
i) Historique	16
ii) Objectifs du travail	17
iii) Schéma de la thèse	19
Section II DESCRIPTION DES ECHANTILLONS	23
i) Configuration géométrique	23
ii) Détermination des hauteurs des barrières de potentiel	25
iii) Calcul des niveaux quantiques d'énergie dans le puits	26
Section III CARACTERISTIQUES I-V	32
i) Théorie	32
ii) Expériences et Analyse	34
A) Procédures expérimentales	34
B) Résultats obtenus avec l'échantillon #1 ( $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ )	36
C) Résultats obtenus avec l'échantillon #2 ( $\text{AlAs}/\text{GaAs}$ )	41

	iii) Discussion	43
Section IV	OSCILLATIONS A HAUTES FREQUENCES ASSOCIEES A LA REGION DE RDN	47
	i) Théorie	47
	ii) Expériences et analyse	54
	A) Principe de fonctionnement d'un analyseur de réseau	55
	B) Analyse des caractéristiques à hautes fréquences de l'échantillon #2	56
	C) Effet du circuit extérieur	58
	iii) Discussion	63
Section V	LES EFFETS OPTIQUES	66
	i) Théorie	66
	A) La photoconductivité	67
	B) L'effet photovoltaïque	68
	ii) Procédures expérimentales	70
	A) Illumination de l'échantillon	70
	B) Spectres de photoconductivité	71
	C) Caractéristiques PC-V à $\lambda_{inc}$ fixe	72
	iii) Résultats et analyse	72
	A) Spectres de photoconductivité	72
	B) Effet d'illumination sur les caractéristiques I-V	74
	iv) Discussion	77
Section VI	MESURE DES CARACTERISTIQUES I-V LORSQUE B    J	80
	i) Théorie	80

ii) Manipulations	83
iii) Résultats et Analyse	84
iv) Discussion	85
Section VII DISCUSSION GENERALE	89
Bibliographie	91

## LISTE DES FIGURES

- 1: Description de la région de RDN dans les caractéristiques I-V d'une diode à puits quantique. 16-A
- 2-A: Description de l'échantillon #1. 24-A
- 2-B: Dispositif comprenant l'échantillon #2. 24-B
- 3: Diagramme des bandes d'énergie correspondant à la configuration géométrique des échantillons. 25-A
- 4: Diagramme des bandes d'énergie, dans l'espace réelle, d'un super-réseau du type I. 26-A
- 5: Diagramme d'énergie de la bande de conduction, pour différentes valeurs de polarisation extérieure. 32-A
- 6: Courbe I-V de la diode à puits quantique. 33-A
- 7: Modèle de la sphère de Fermi. 33-B
- 8: Diagramme du montage utilisé pour mesurer les caractéristiques I-V. 34-A
- 9: Montage utilisé pour mesurer les caractéristiques  $dI/dV-V$ . 35-A
- 10: Caractéristiques I-V de l'échantillon #1 à 77 K et 160 K. 36-A
- 11: Démonstration de la relation  $V_{pic} = (2E_1)/e$ . 36-B
- 12: Rapport  $I_{pic}/I_{vallee}$  en fonction de la température. 37-A
- 13: Caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon #1 à 77 K. 38-A
- 14: Valeurs de polarisation des minima dans les caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon #1 en fonction de la température. 39-A
- 15: Polarisation des minima d'ordre divers, dans les caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon #1, à des températures fixes. 40-A

- 16: Périodicité des minima dans les caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon #1 en fonction de la température. 40-B
- 17: Caractéristiques I-V de l'échantillon #2 à la température ambiante. 41-A
- 18: Caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon #2 à 32 K. 42-A
- 19: Valeur de polarisation des minima dans les caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon #2 en fonction de la température. 42-B
- 20: Circuit équivalent de la diode à effet tunnel. 47-A
- 21: Circuit équivalent de la diode à effet tunnel sous l'action d'une polarisation extérieure. 49-A
- 22: Approximation de la linéarité de la courbe dans la région de RDN des caractéristiques I-V. 49-B
- 23: Circuit équivalent de la diode à puits quantique. 52-A
- 24: Diagramme représentant la réponse de la diode à double barrière, à une variation de potentiel. 53-A
- 25: Diagramme illustrant l'utilisation d'un oscilloscope en parallèle avec la source de polarisation extérieure. 54-A
- 26: Diagramme illustrant le principe de fonctionnement d'un analyseur de réseau dans le mode  $S_{11}$ . 55-A
- 27: Montage utilisé pour mesurer les impédances des échantillons. 56-A
- 28: Spectres de  $20 \log \rho$  (a) et de  $\phi$  (b) pour l'échantillon #2 sous l'action d'une polarisation de 287 mV. 57-A
- 29: Spectres de  $20 \log \rho$  (a) et de  $\phi$  (b) pour l'échantillon #2 sous l'action d'une polarisation de 432 mV. 57-B
- 30: Spectres de  $20 \log \rho$  ( $\nu$ ), pour différentes valeurs de polarisation extérieure et  $\nu$  allant de 793 à 1400 MHz. 58-A

- 31: Spectres de  $20 \log \rho (\nu)$ , pour différentes valeurs de polarisation extérieure et  $\nu$  allant de 1400 à 1900 MHz. 58-B
- 32: Diagramme du montage utilisé pour étudier les effets du circuit extérieur sur les caractéristiques I-V et sur les conditions d'oscillations. 59-A
- 33: Caractéristiques I-V de l'échantillon #2 (b), à la température ambiante, lorsque toutes les fréquences d'oscillations sont atténuées (a).. 59-B
- 34: Observation d'une structure dans les caractéristiques I-V (b) pour une zone de voltage correspondant à l'obtention d'un spectre de fréquences discrètes (a). 60-A
- 35: a et b) Spectres de fréquences associées à l'observation de deux différentes structures dans la courbe I-V correspondante. 61-A
- c) Observation de deux structures dans la courbe I-V pour deux zones de voltage correspondant à l'obtention de deux différents spectres de discrètes (37-a et b). 61-B
- 36: Diagramme illustrant l'influence de la configuration des coulisses ajustables, sur le spectre des fréquences d'oscillations électroniques. 62-A
- 37: a) Observation de bistabilité dans les caractéristiques I-V de l'échantillon #2. 62-B
- b,c et d) Spectres de fréquences discrètes associées à l'observation des différentes structures dans la courbe I-V démontrant une bistabilité. 62-C

38:	Processus d'absorption intrinsèque.	66-A
39:	Processus d'absorption extrinsèque.	67-A
40:	Diagramme illustrant les conditions, quant à la longueur d'onde incidente, pour observer de la photoconductivité dans une diode à puits quantique.	68-A
41:	Diagramme illustrant la formation d'une zone de charges d'espace à la jonction entre deux matériaux.	69-A
42:	Diagramme du montage utilisé pour mesurer PV.	70-A
43:	Diagramme du montage utilisé pour mesurer les spectres de photoconductivité.	71-A
44:	Diagramme du montage utilisé pour mesurer les caractéristiques PC-V à longueur d'onde fixe.	72-A
45:	Spectres de photoconductivité pour l'échantillon #1.	72-B
46:	Spectre de photoconductivité normalisé pour l'échantillon #1 à 77 K.	73-A
47:	Effet d'illumination sur les caractéristiques I-V de l'échantillon #1 à 77 K.	74-A
48:	Caractéristiques PC-V à $\lambda_{\text{fixe}}$ pour l'échantillon #1	75-A
49:	Effet d'illumination sur les caractéristiques dI/dV-V de l'échantillon #1 à 77 K.	76-A
50:	Diagramme représentant la quantification des niveaux d'énergie sous l'action d'un champ magnétique.	81-A
51:	Diagramme du montage utilisé pour mesurer les caractéristiques I-V par la méthode à quatre fils.	83-A

- 52: Courbes I-V de l'échantillon #1 lorsque un champ magnétique est appliqué parallèle à la direction du courant. 84-A
- 53: Déplacement des structures dans le champ magnétique. 84-B

## LISTE DES TABLEAUX

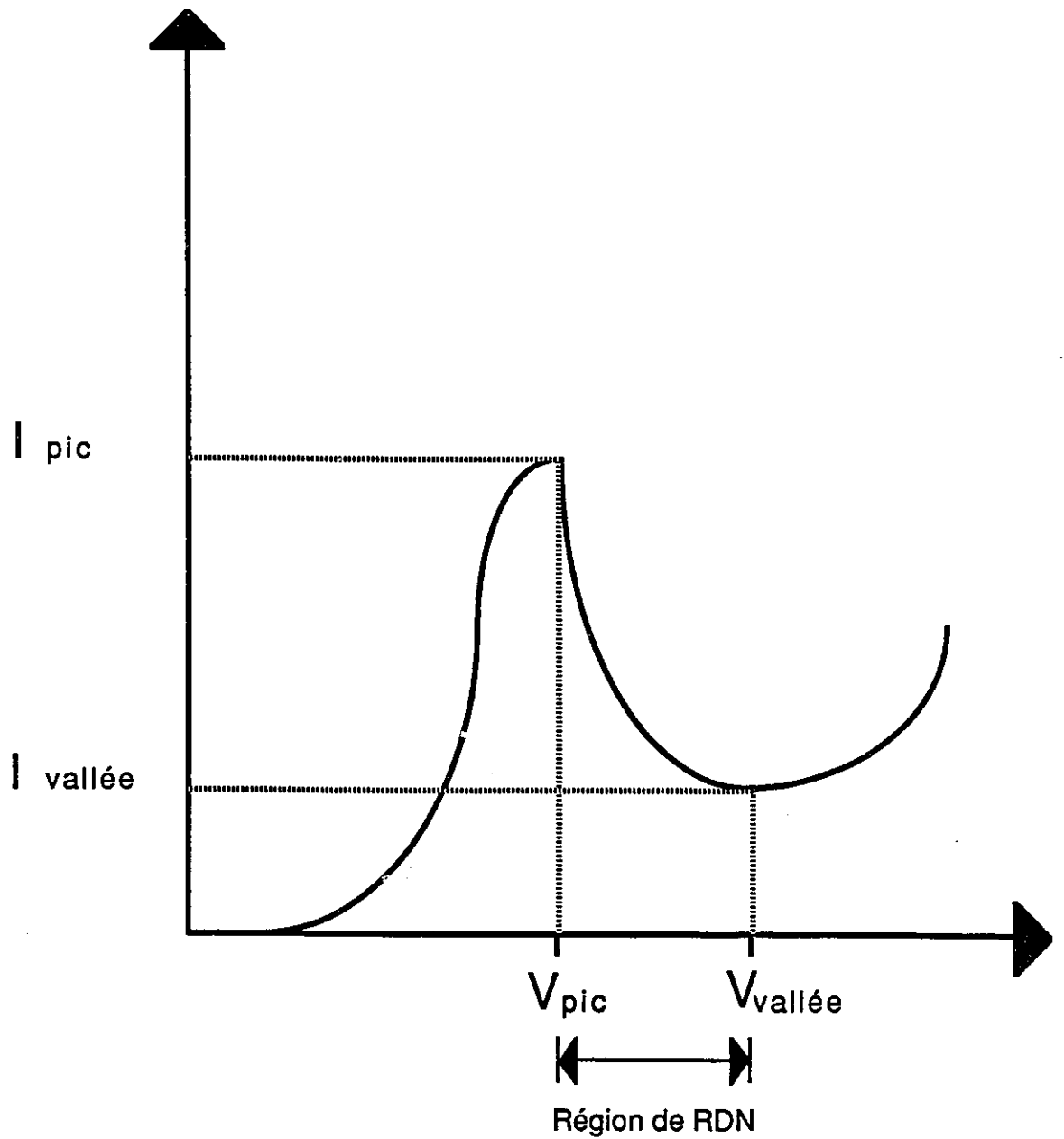
- 1: a) Description de l'échantillon #1.  
b) Description de l'échantillon #2. 23-A
- 2: Energie 1) des bandes interdites des différents matériaux formant les échantillons et 2) de la hauteur des barrières de potentiel. 26-B
- 3: Calculs de l'énergie du premier niveau quantique dans le puits: paramètres utilisés et calculs. 31-A

## I) INTRODUCTION :

### i) Historique:

Avec les améliorations apportées à la technologie de croissance de matériaux, il est devenu possible de fabriquer des couches minces aux dimensions de l'ordre atomique. Ces progrès permettent l'observation de l'effet tunnel de l'électron à travers une couche barrière lorsque l'épaisseur de la couche est comparable à l'étendue de la fonction d'onde électronique<sup>(1-4)</sup>. Une combinaison de ces couches minces, de façon à obtenir un matériel semiconducteur (puits) situé entre deux autres matériaux semiconducteurs à bandes interdites supérieures (barrières), permet la vérification expérimentale de la quantification uni-dimensionnelle des électrons dans le puits.

Esaki et Tsu sont devenus les pionniers dans le domaine des puits quantiques. En 1970, ils étudiaient, de façon théorique, un super-réseau, formé par l'alternance de couches minces de matériaux semiconducteurs à bandes interdites différentes<sup>(4)</sup>. Ils prédisaient la formation d'une région de résistance différentielle négative (RDN) dans les caractéristiques courant-voltage (I-V), reliée à la nature des densités d'états dans les puits. Telle qu'illustrée à la figure 1, la région de RDN dans les caractéristiques I-V correspond à la région où une augmentation du voltage appliqué à l'échantillon entraîne une diminution du courant y traversant.



**Fig.1: Description de la région de RDN dans les caractéristiques I-V d'une diode à puits quantique.**

En 1974, l'existence de niveaux quantiques dans une hétérostructure à deux barrières fut confirmé expérimentalement avec 1) l'observation de l'effet tunnel résonnant dans les caractéristiques courant-voltage, par Esaki et Chang<sup>(5)</sup> et 2) des expériences d'absorption optique, par Dingle<sup>(6)</sup>. En 1983, suite à des modifications apportées aux méthodes de croissance, des oscillations à hautes fréquences (18 GHz), associées à la présence d'une région de RDN dans les caractéristiques I-V, ont été observées par Sollner<sup>(7)</sup>.

Aujourd'hui, avec l'optimisation des paramètres des hétérostructures (largeur du puits et des barrières, concentration de dopage), il est possible d'obtenir un rapport assez élevé entre le courant maximum  $I_{pic}$  et le courant minimum  $I_{vallée}$  (fig.1). Le rapport  $I_{pic}/I_{vallée}$ , qui décrit bien l'allure de la résistance différentielle négative, doit être assez élevé, afin d'obtenir des oscillations électroniques à hautes fréquences (voir éq.25, p.48); un rapport de 3.9 a été obtenu par Huang<sup>(8)</sup>, à la température ambiante, pour une structure, à double barrière, de  $AlGa_{1-x}As/GaAs$ . Récemment, Brown<sup>(9,10)</sup> a observé une fréquence (d'oscillation) au-delà de 200 GHz et prévoit atteindre 600 GHz .

#### ii) Objectifs du travail :

Le travail, présenté ici, fait partie d'un plan de recherche proposé dans le cadre du programme de développement et

de promotion des centres d'excellence de langue française du Ministère des Communications, Bureau des langues officielles, et porte sur l'étude des propriétés électro-optiques des hétérostructures à semiconducteurs telles qu'applicables aux communications.

Les échantillons étudiés consistent d'une couche mince de GaAs (puits) située entre deux couches minces de  $Ga_{1-x}Al_xAs$  (barrières). Les avantages de ce choix de matériaux sont 1) la proximité des constantes de réseau<sup>(3)</sup> qui élimine la tension entre les couches et 2) les techniques de croissance très bien maîtrisées. Le travail comprend l'étude des caractéristiques électriques, des conditions d'oscillations électroniques à hautes fréquences et des propriétés opto-électroniques des échantillons ainsi que les caractéristiques I-V en champ magnétique. Une attention particulière est attachée à l'observation de structures, périodiques en voltage, dans la région de résistance différentielle négative des caractéristiques courant-voltage (I-V) et des caractéristiques photocourant-voltage (PC-V) à longueur d'onde fixe. Il semble exister une correspondance entre l'observation de ces structures et les conditions d'oscillations (associées à la région de RDN). Cependant, la nature exacte de ces structures et de leur relation aux conditions d'oscillations doit être déterminée. Une étude détaillée de ces structures a fait l'objet d'un article intitulé "Voltage Periodic Structures in the Negative Differential Resistance Region of a (Al,Ga)As/GaAs

Quantum Well"<sup>(11)</sup>, récemment accepté pour publication dans la revue "Solid State Electronics".

iii) Schéma de la thèse:

Pour étudier les caractéristiques des hétérostructures à double barrière, différentes expériences ont été effectuées à l'Université d'Ottawa, au Centre de Recherches en Communications et au Conseil National de Recherches. Pour simplifier la présentation de ce travail, la thèse est divisée en sections:

- Section II est une description des deux différents échantillons étudiés. On y retrouve la composition chimique des différentes couches formant la diode à double barrière ainsi que la configuration géométrique de ces couches et des contacts ohmiques. Pour chaque échantillon, les valeurs de bandes interdites des matériaux formant le puits et les barrières sont déterminées. Aussi, on estime la hauteur relative des barrières de potentiel, par rapport aux puits, et on calcule, avec l'approximation de la fonction enveloppe, la position des niveaux quantiques d'énergie dans le puits.

- Section III traite de la première étape expérimentale dans l'analyse des échantillons, soit la mesure des caractéristiques I-V. Cette étape est essentielle pour vérifier l'existence d'une

région de RDN et, ainsi, la possibilité d'obtenir des oscillations à hautes fréquences associées à cette même région. Les caractéristiques révèlent la présence de structures, périodiques en voltage, dans la région de RDN. Des techniques de détection synchrone permettent de mesurer la conductivité différentielle ( $dI/dV$ ) en fonction du voltage et, conséquemment, obtenir une meilleure résolution dans la détermination de la position (en voltage) de chaque structure. Ces techniques sont utilisées pour étudier les comportements des structures en fonction de la température. Les positions en voltage des structures, et leur périodicité, varient avec la température d'une façon similaire à la variation de la bande interdite de semiconducteurs.

- Section IV traite de l'analyse des oscillations à hautes fréquences associées à la région de RDN. Un analyseur de réseau et un analyseur de spectres sont utilisés pour mesurer les propriétés d'oscillateur de l'échantillon et, aussi, l'effet du circuit extérieur sur ces propriétés et sur les caractéristiques I-V. Pour l'échantillon #2, des oscillations électroniques, de fréquences supérieures à 1 GHz, ont été mesurées à la température ambiante; la fréquence maximale peut être déterminée par les paramètres d'un circuit équivalent. On note, aussi, une relation entre les conditions d'oscillations et la présence de structures dans la région de RDN.

- Section V relate les effets d'illumination de l'échantillon.

Le spectre de photoconductivité est mesuré de façon à déterminer les longueurs d'ondes d'excitation ( $\lambda_{inc}$ ) optimales, correspondant à des énergies de transition entre les différents niveaux d'énergie présents dans l'échantillon. Par la suite, les altérations aux caractéristiques I-V et  $dI/dV-V$  sont notées lorsque l'échantillon est illuminé. Des méthodes de détection synchrone sont employées pour mesurer les caractéristiques de PC-V à  $\lambda_{inc}$  fixe, i.e. l'amplification de la différence dans les caractéristiques I-V lorsque l'échantillon passe de l'obscurité à l'illumination. Avec cette méthode, des structures, de périodicité similaire à celle mesurée dans les caractéristiques I-V, sont retrouvées dans la région de RDN.

- A la section VI, on discute de la mesure des caractéristiques I-V lorsque l'échantillon est placé dans un champ magnétique parallèle à la direction du courant. Ces expériences, suggérées par J. Xu (dept de Génie Elect., Univ. de Toronto), ont comme objectif principal de déterminer si les structures périodiques en voltage (mentionnées en sections III et V) résultent d'interactions des électrons avec des phonons, de collisions élastiques, ou, simplement, de l'effet des oscillations à hautes fréquences (associées à la région de RDN). Dans le champ magnétique, les structures semblent se déplacer à un taux similaire de 1 mV/T; ce qui est compatible avec une augmentation de niveaux d'énergie dans le puits par rapport à la bande de conduction dans la couche émettrice, lorsque les masses effectives

de l'électron dans chaque couche différent.

Ces sections sont divisées en sous-sections traitant de la théorie, des manipulations, des résultats expérimentaux, de l'analyse et de discussions pertinentes. Le lien entre toutes ces sections est établi dans la discussion générale (section VII).

## II) DESCRIPTION DES ECHANTILLONS:

### i) Configuration géométrique:

La région d'intérêt des échantillons étudiés comporte le puits de GaAs intercalé entre les deux barrières de  $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}$ . Les deux échantillons traités dans ce travail ont été fabriqués par méthode d'épitaxie par jets moléculaires, à Bell Northern Research, et sont décrits dans le tableau 1; ils diffèrent surtout par la concentration d'aluminium (x) dans les barrières. Les barrières de l'échantillon #1 sont composées de matériel ( $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ) à bande interdite directe; c'est-à-dire que dans l'espace des k, le maximum d'énergie dans la bande de valence, au point  $\Gamma$ , est aligné avec le minimum d'énergie dans la bande de conduction. Les barrières de l'échantillon #2 sont composées de matériel (AlAs) à bande interdite indirecte; c'est-à-dire que le point X dans la bande de conduction est d'énergie inférieur au point  $\Gamma$ . Les couches de GaAs non-dopées, adjacentes aux barrières, sont introduites pour éviter la diffusion de porteurs, des couches dopées de type n, dans les barrières.

Pour la fabrication des échantillons étudiés dans ce travail, une interruption de croissance, d'une durée de 15 sec, a été introduite entre les dépositions de chaque couche afin d'améliorer la qualité morphologique des interfaces<sup>(12)</sup>. Une

## Tableau 1:

### a) Description de l'échantillon #1.

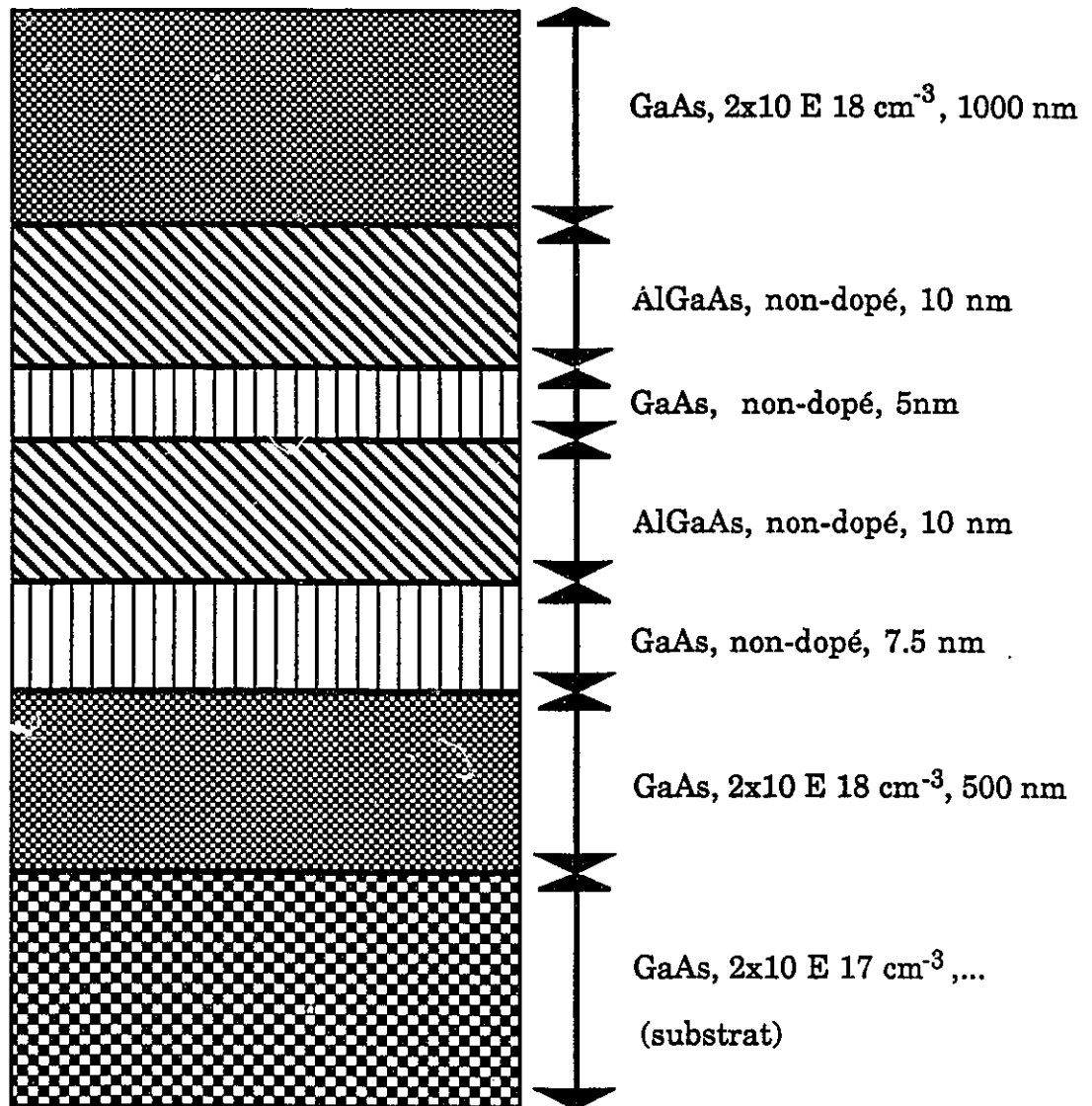
couche (#)	composition	dopage ( $\text{cm}^{-3}$ )	épaisseur (nm)	commentaires
1	GaAs	$2 \times 10^{17}$	-	Substrat
2	GaAs	$2 \times 10^{18}$	500,0	couche émettrice
3	GaAs	-	7,5	-
4	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	-	10,0	barrière de potentiel
5	GaAs	-	5,0	puits
6	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	-	10,0	barrière de potentiel
7	GaAs	-	1000	épicouche supérieure

### b) Description de l'échantillon #2.





couche (#)	composition	dopage ( $\text{cm}^{-3}$ )	épaisseur (nm)	commentaires
1	GaAs	-	-	substrat semi-isolant
2	GaAs	$2 \times 10^{18}$	1500,0	couche émettrice
3	GaAs	-	14,0	-
4	AlAs	-	2,0	barrière de potentiel
5	GaAs	-	4,5	puits
6	AlAs	-	2,0	barrière de potentiel
7	GaAs	-	1,5	-
8	GaAs	$2 \times 10^{18}$	500,0	épicouche supérieure

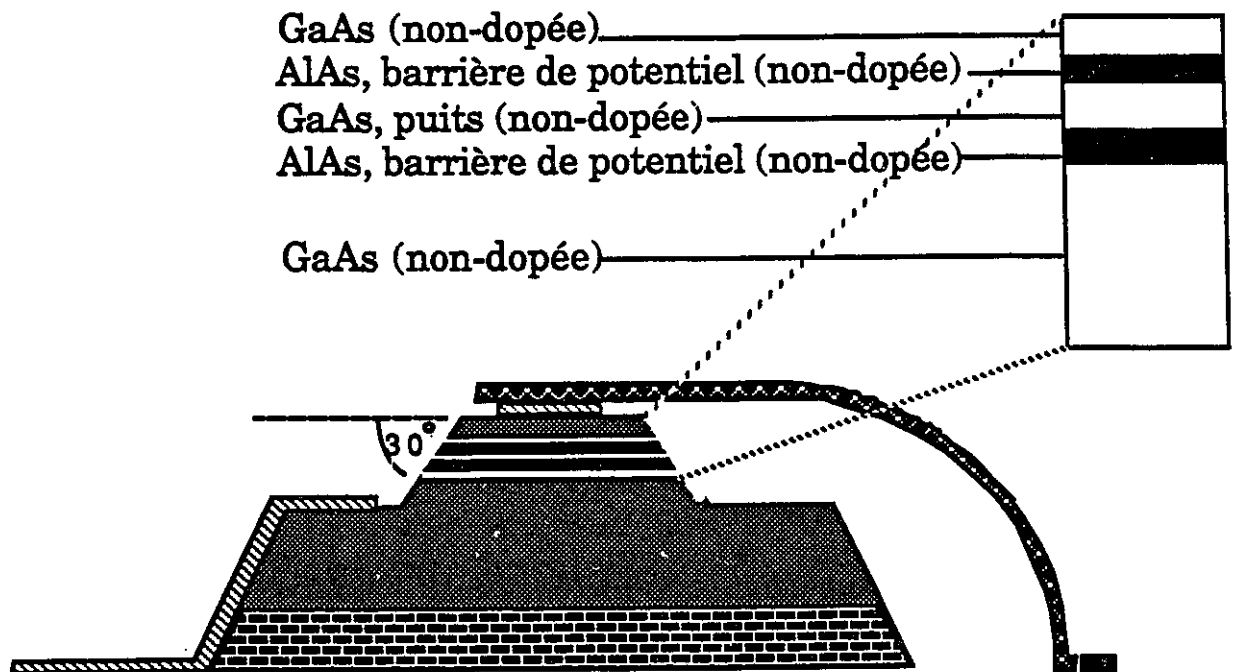
interruption de quelques secondes permet aux procédés cinétiques de surface de réduire la densité des fluctuations d'épaisseur dans le plan des hétérointerfaces. De telles fluctuations peuvent, en plus de nuire à l'effet tunnel résonnant par une diminution de la cohérence des ondes électroniques, causer des fluctuations locales dans les niveaux quantiques d'énergie à l'intérieur du puits.

L'échantillon #1 (fig.2-a) a été apprêté au Conseil National de Recherches. Une mesa circulaire avec un diamètre de 325  $\mu\text{m}$  a été définie par attaque chimique et des contacts ohmiques de Ni-Au-Ge ont été fabriqués sur les surfaces de croissance opposées. Le contact supérieur (sur la dernière couche épitaxiale dans l'ordre de croissance) a la forme d'un anneau circulaire, avec un diamètre intérieur de 270  $\mu\text{m}$  et extérieur de 320  $\mu\text{m}$ , et permet ainsi l'illumination de l'échantillon. L'échantillon # 2 a été mis en dispositif (fig.2-b) au Centre de Recherches en Communications. La mesa a été définie par méthode de photolithographie avec un angle d'incision, à travers les couches épitaxiales, de 30° par rapport à l'horizontale; ce qui permet l'illumination transversale de ces couches. Les dimensions du contact supérieur, composé de Ni-Au-Ge, sont approximativement 100  $\mu\text{m}$  X 100  $\mu\text{m}$ .



**Fig.2-a: Description de l'échantillon #1.**

-  GaAs, dopée  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
-  GaAs, substrat semi-isolant
-  Au, fil conducteur
-  Ni-Au-Ge, contacts ohmiques



**Fig.2-b: Dispositif comprenant l'échantillon #2.**

ii) Détermination des hauteurs des barrières de potentiel:

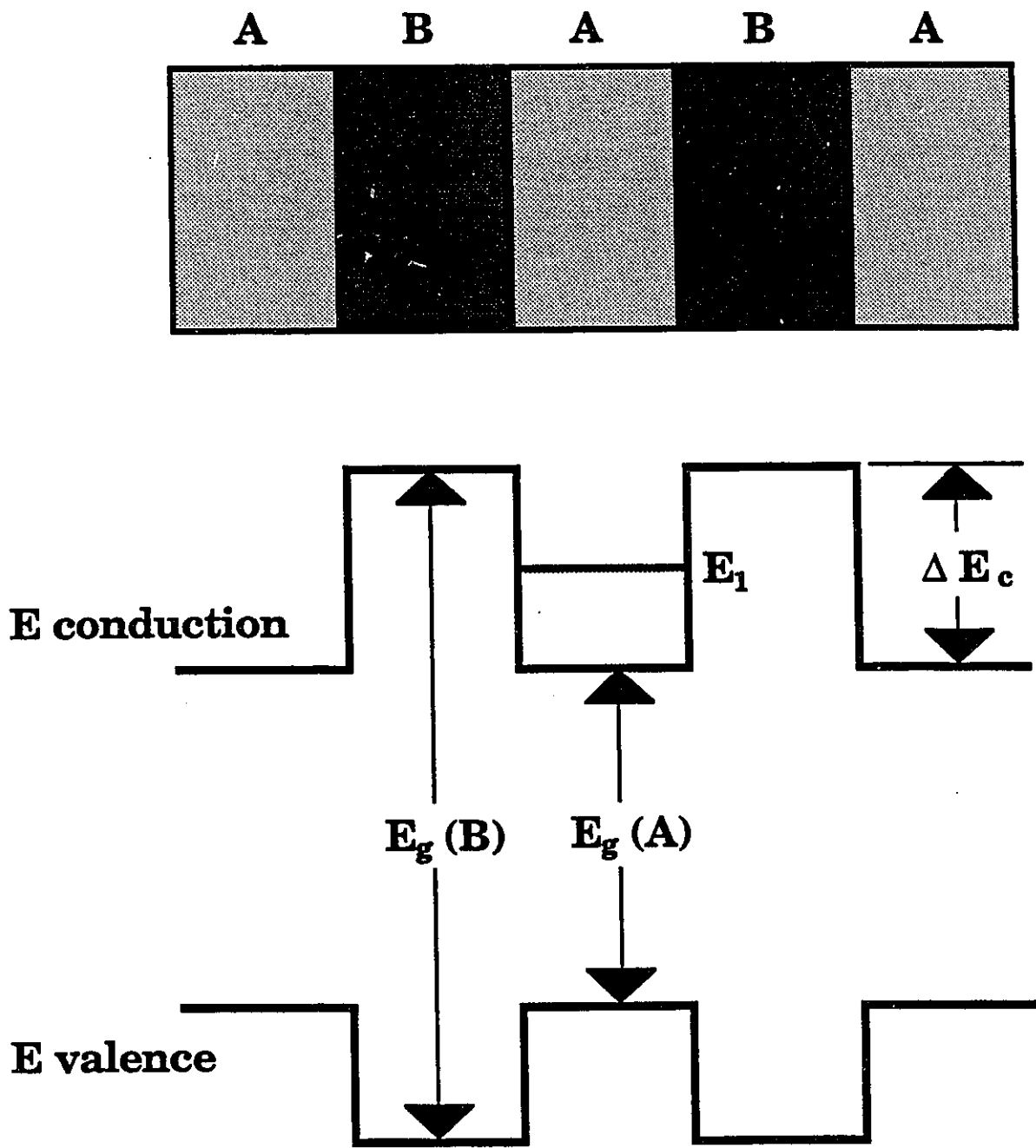
A la figure 3, on considère le diagramme des bandes d'énergie correspondant à la configuration géométrique des échantillons. Quand une couche (puits) de matériel semiconducteur, A, est située entre deux couches (barrières) de matériaux semiconducteurs, B, à bandes interdites supérieures, il y a confinement de l'électron à l'intérieur de la couche A. Selon les lois établies de la mécanique quantique, un tel confinement résulte en la création de niveaux quantiques d'énergie dans le puits<sup>(1,2,13,14)</sup>. La position de ces niveaux dépend de la largeur du puits,  $L_A$ , et de la hauteur de la barrière,  $\Delta E_c$ , tandis que la largeur des niveaux d'énergies est influencée par l'épaisseur de la barrière,  $L_B$ , et  $\Delta E_c$ .

Pour les échantillons étudiés ici, A représente le GaAs et B, l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Les valeurs des bandes interdites,  $E_g(x)$ , au point  $\Gamma$ , sont déterminées par les équations de Kan et al.<sup>(15)</sup>:

Pour  $x \leq 0.45$  (la bande interdite est directe)

$$E_g = E_{g_{\text{dir}}} = 1,519 + 1,247x - 5.405x \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 204) \dots (1)$$

et, pour  $x > 0.45$  (la bande interdite est indirecte)



**Fig.3:** Diagramme des bandes d'énergie correspondant à la configuration géométrique des échantillons.

$$E_g = E_{dir} + 1.147 (x - 0.45)^2 \quad \dots (2)$$

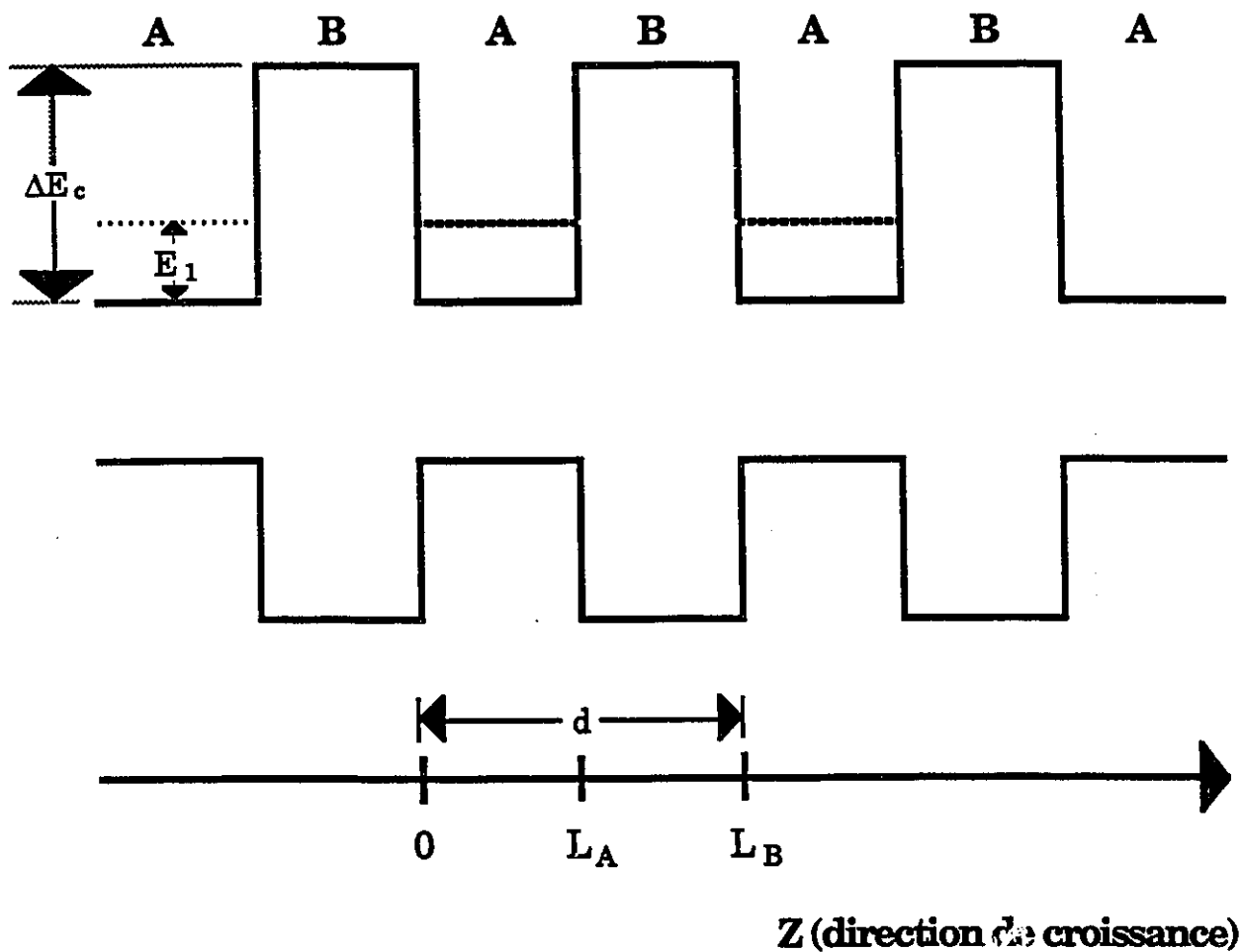
où  $E_g$  est en eV et T est la température (K). Ces équations sont comparables aux approximations obtenues par d'autres<sup>(16)</sup>. La hauteur de la barrière,  $\Delta E_c$ , correspond à la discontinuité dans la bande de conduction aux interfaces entre le puits et les barrières. La valeur acceptée de  $\Delta E_c$ <sup>(16-19)</sup> est environ de  $0.60(\Delta E_g)$ , où  $\Delta E_g$  est égal à la différence d'énergie entre les bandes interdites, au point  $\Gamma$ , de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  et du GaAs. Les valeurs calculées de  $E_g(\text{GaAs})$ ,  $E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$  et  $\Delta E_c$ , pour les deux échantillons, sont inscrites dans le tableau 2.

#### ii) Calcul des niveaux quantiques d'énergie dans le puits:

Les niveaux quantiques d'énergie dans le puits peuvent être calculés avec l'approximation de la fonction enveloppe<sup>(13,20)</sup>. Cette approximation qui ne considère que la bande de conduction dans un super-réseau de type I (fig.4), où le confinement des électrons s'effectue dans la même couche que le confinement des trous, repose sur la continuité des fonctions d'ondes des électrons aux interfaces.

#### A) Continuité des fonctions d'ondes:

Les fonctions d'ondes des électrons dans les couches de



**Fig.4:** Diagramme des bandes d'énergie, dans l'espace réel, d'un super-réseau du type I.

	<b>T = 5 K</b>	<b>T = 77 K</b>	<b>T = 298 K</b>
<b><math>E_g(\text{GaAs})</math></b>	1,519 eV	1,508 eV	1,423 eV
<b><math>E_g(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})</math></b>	1,893 eV	1,882 eV	1,797 eV
<b><math>E_g(\text{AlAs})</math></b>	3,113 eV	3,102 eV	3,012 eV
<b><math>\Delta E_c</math> (#1)</b>	0,224 eV	0,224 eV	0,224 eV
<b><math>\Delta E_c</math> (#2)</b>	0,95 eV	0,95 eV	0,95 eV

**Tableau 2: Energie 1) des bandes interdites des différents matériaux formant les échantillons et 2) de la hauteur des barrières de potentiel.**

matériel A (GaAs) et B ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ), sont respectivement :

$$\Psi_A(r) = f_A(r) U_{s k}^A(r) \quad \dots(3)$$

et

$$\Psi_B(r) = f_B(r) U_{s k}^B(r) \quad \dots(4)$$

où  $U_{s k}^A(r)$  et  $U_{s k}^B(r)$  sont les fonctions périodiques de Bloch qui dépendent de la constante réticulaire et de la composition chimique des couches respectives. Ces dernières sont similaires pour les différentes couches et, conséquemment, les fonctions de Bloch peuvent être négligées lorsqu'on ne considère que la continuité des fonctions d'ondes. L'approximation repose maintenant sur la continuité des fonctions enveloppes,  $f_A$  et  $f_B$ , aux interfaces:

$$|f_A(r)|_{A/B} = |f_B(r)|_{A/B} \quad \dots(5)$$

Dans le modèle à une bande, ces fonctions sont séparées en deux parties, soit 1) la composante perpendiculaire à la direction de croissance,  $e^{ikr}$ , où  $k$  est le vecteur d'onde de l'électron et 2) la composante parallèle à la direction de croissance,  $f(z)$ .  $f(z)$ , qui subit les effets de la quantification, est la solution de l'équation de Schrödinger:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2 d}{2} \frac{1}{M(z)} \frac{d}{dz} + V(z) \right\} f(z) = E f(z) \quad \dots(6)$$

où M est la masse effective de l'électron.

B) Conditions limites:

Les trois conditions limites à respecter dans la solution de cette équation sont :

1) Selon le théorème de Bloch, appliqué au super-réseau,

$$f(z + d) = f(z) e^{iqd} \quad \dots(7)$$

où  $e^{iqd}$  est un facteur de déphasage et q et d sont, respectivement, le vecteur d'onde et la périodicité, du super-réseau.

2) La continuité des fonctions d'ondes aux interfaces :

$$f_A(L_A) = f_B(L_A) \quad \dots(8)$$

$$f_A(0) = f_B(0) \quad \dots(9)$$

3) La continuité de la dérivée des fonctions d'ondes, par rapport à  $z$  (direction de croissance des couches), en tenant compte de la masse effective ( $M_{A,B}$ ) de l'électron dans chaque couche:

$$\frac{1}{M_A} \frac{\partial f_A(LA)}{\partial z} = \frac{1}{M_B} \frac{\partial f_B(LA)}{\partial z} \quad \dots (10)$$

$$\frac{1}{M_A} \frac{\partial f_A(0)}{\partial z} = \frac{1}{M_B} \frac{\partial f_B(0)}{\partial z} \quad \dots (11)$$

### C) Solution de $f(z)$

La solution de  $f(z)$  pour l'électron dans le puits ( $z \in [0, L_A]$ ) est:

$$f_A = S e^{iK_A z} + T e^{-iK_A z} \quad \dots (12)$$

où

$$K_A = \left\{ -\frac{2 M_A E}{\hbar^2} \right\}^{1/2} \quad \dots (13)$$

et la solution de  $f(z)$  pour l'électron dans la couche barrière ( $z \in [L_A, L_B]$ ) est:

$$f_B = C e^{iK_B z} + D e^{-iK_B z} \quad \dots (14)$$

$$K_B = \left\{ \frac{2 M_A (E - \Delta E_c)}{\hbar^2} \right\}^{1/2} \quad \dots (15)$$

D) Application des conditions limites:

L'application des conditions limites aux solutions de  $f(z)$  permet 1) la détermination des coefficients dans les équations 12 et 14 et 2) la formulation de l'équation :

$$\cos qd = \cos K_A L_A \cos K_B L_B - 1/2 (\xi + 1/\xi) \sin K_A L_A \sin K_B L_B \quad \dots (16)$$

où  $\xi = (K_B M_A) / (K_A M_B) \quad \dots (17)$

Par analyse numérique de l'équation 16, il est possible de calculer les relations de dispersion  $(E(q))$  des différents niveaux quantiques à l'intérieur du puits.

L'équation 16 peut être modifiée de façon à considérer le cas du puits quantique simple avec des barrières de largeur tendant vers l'infini:

$$\cos K_A L_A + 1/2 (\bar{\xi} - 1/\bar{\xi}) \sin K_A L_A = 0 \quad \dots (18)$$

où  $\bar{\xi} = (\bar{K}_B M_A) / (K_A M_B) \quad \dots (19)$

et

$$\bar{k}_B = \left\{ \frac{2 M_B (\Delta E_c - E)}{\hbar^2} \right\}^{1/2} \quad \dots (20)$$

Dans ces conditions, le couplage entre des puits adjacents n'existe plus et les niveaux quantiques d'énergies sont donc discrets (aucune dispersion). Une analyse des équations 16 et 18 démontrent que la position des niveaux quantiques d'énergie dépend de LA et de  $\Delta E_c$  tandis que la largeur des bandes d'énergie dépend du couplage des fonctions d'ondes électroniques du puits avec les régions adjacentes.

#### E) Résultats:

Dans ce travail, on ne s'intéresse qu'à la position des niveaux d'énergie dans le puits, négligeant la largeur des minibandes. Donc, la méthode numérique d'itération de Newton est utilisée pour résoudre l'équation 18 et ainsi déterminer la position des niveaux quantiques d'énergie dans le puits des échantillons #1 et #2. Les résultats, ainsi que les paramètres nécessaires pour effectuer les calculs<sup>(16)</sup>, sont inscrits dans le tableau 3. Dans le cas de l'échantillon #2, avec des barrières de matériel à bande interdite indirecte, les calculs sont aussi effectués pour un confinement au point  $\Gamma$ ; des expériences effectuées par Mendez<sup>(21)</sup> ont démontré que le point  $\Gamma$  est, en effet, responsable de la position des niveaux quantiques dans le puits.

	échantillon #1 (Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As/GaAs)	échantillon #2 (AlAs/GaAs)
Largeur du puits, L <sub>A</sub>	50 Å	45 Å
Hauteur de la barrière, ΔE <sub>c</sub>	224 meV	950 meV
Masse effective dans le puits, M <sub>A</sub>	0,0667 M <sub>0</sub>	0,0667 M <sub>0</sub>
Masse effective dans la barrière, M <sub>B</sub>	0,0918 M <sub>0</sub>	0,1502 M <sub>0</sub>
Premier niveau quantique, E <sub>1</sub>	72,6 meV *	123,8 meV *
Masse électronique, M <sub>0</sub>	9,11 x 10 <sup>-31</sup> Kg	9,11 x 10 <sup>-31</sup> Kg

\* par rapport à la bande de conduction dans le matériel formant le puits.

**Tableau 3: Calculs de l'énergie du premier niveau quantique dans le puits: paramètres utilisés et résultats.**

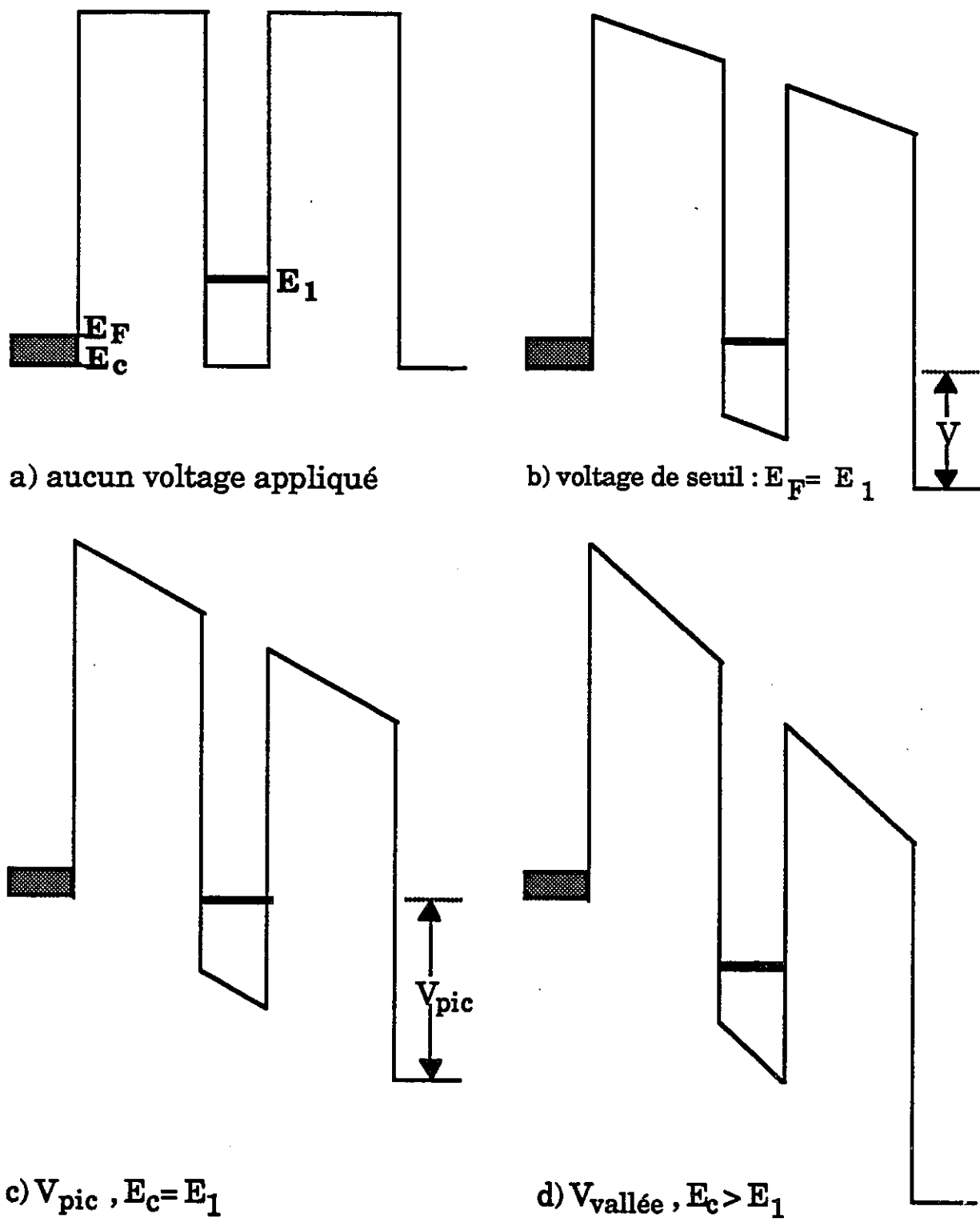
### III) CARACTERISTIQUES I-V :

La première étape expérimentale dans l'évaluation des propriétés d'une diode à puits quantique consiste en l'étude des caractéristiques I-V. Cette étude permet de vérifier la présence d'un niveau quantique dans le puits, qui se traduit par une région de RDN dans la courbe I-V.

#### i) Théorie:

Tel que mentionné à la section précédente, un confinement de l'électron résulte en la création de niveaux quantiques. La figure 5 représente le diagramme d'énergie de la bande de conduction d'un ensemble puits-barrières (non-dopé) situé entre deux couches fortement dopées (type n), l'émetteur et le collecteur, composées de matériaux similaires aux puits.  $E_c$ ,  $E_f$  et  $E_1$  correspondent, respectivement, à l'énergie de la bande de conduction de la couche émettrice, l'énergie de Fermi de cette même couche et l'énergie du niveau quantique dans le puits.

Sous l'action d'une faible polarisation extérieure (fig.5-a), les électrons ne peuvent pas surmonter les barrières de potentiel et aucun courant n'est mesuré. En augmentant la tension appliquée aux bornes de l'échantillon, il est possible d'aligner le niveau de Fermi de la couche émettrice avec le niveau quantique

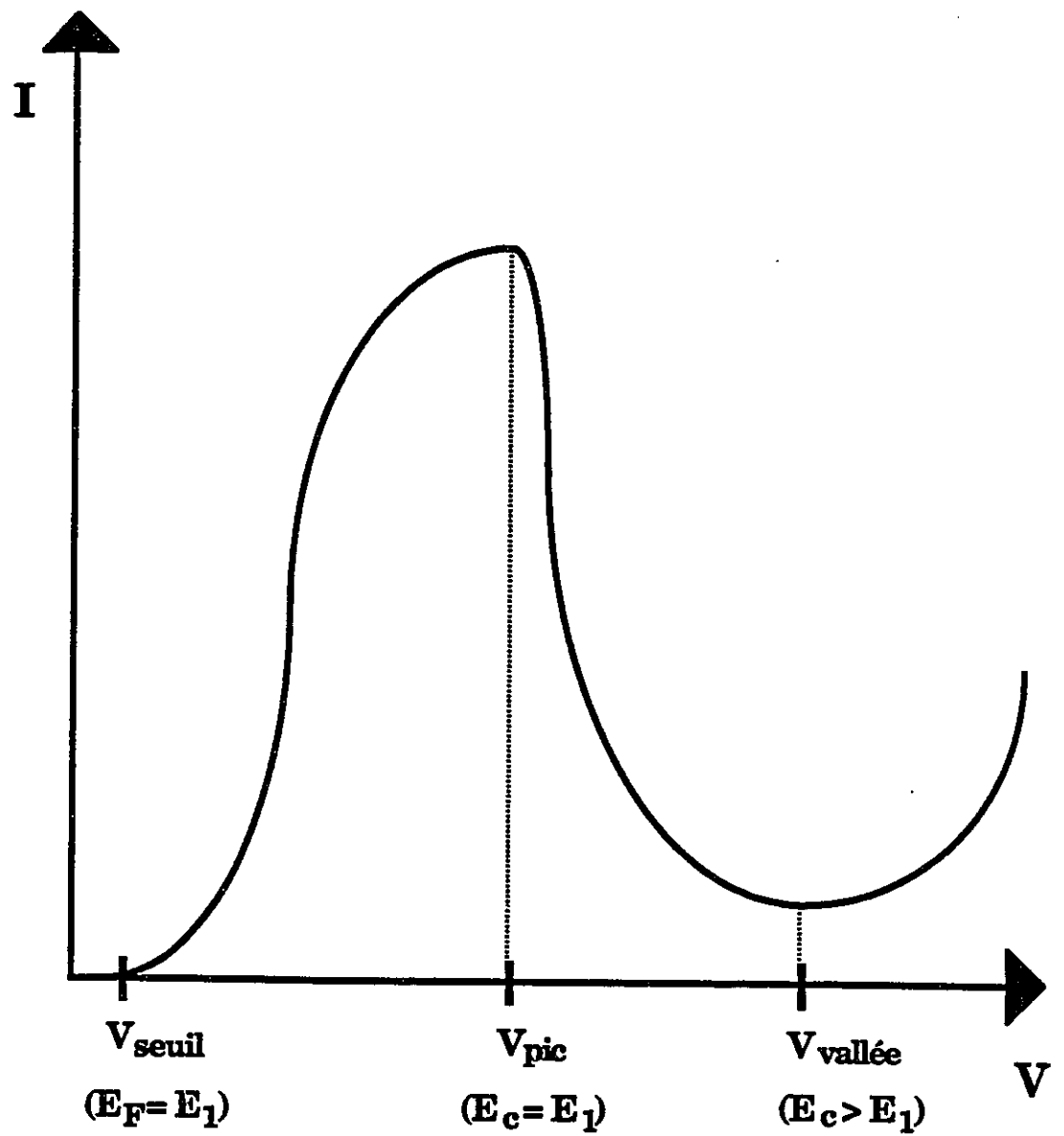


**Fig.5:** Diagramme d'énergie de la bande de conduction, pour différentes valeurs de polarisation extérieure.

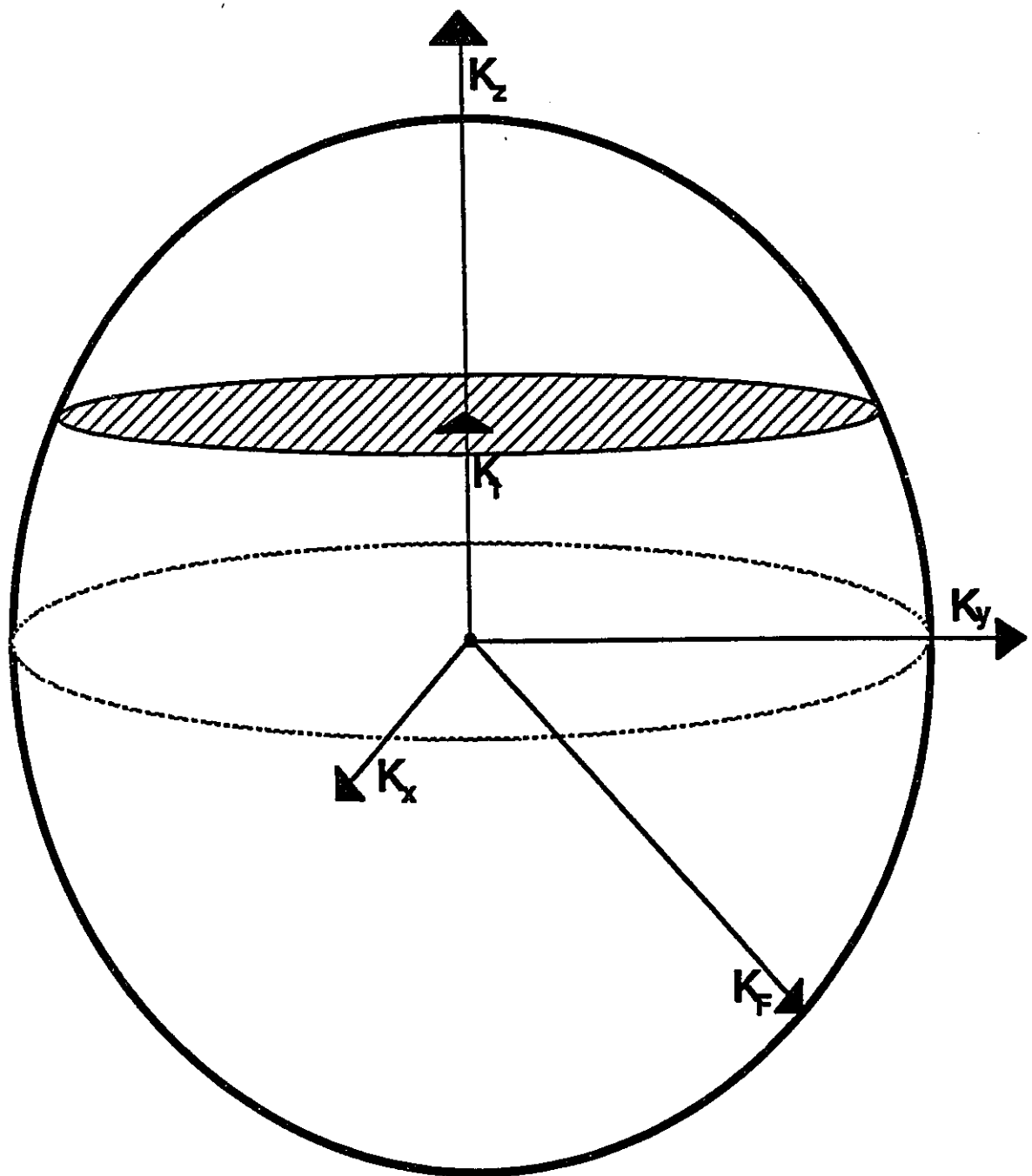
dans le puits (fig.5-b) et ainsi permettre aux électrons (de la couche émettrice) de traverser les barrières de potentiel par l'effet tunnel. Ce maximum dans la probabilité de transmission amène à l'observation d'un courant dans les caractéristiques I-V (fig.6). Par la suite, une augmentation additionnelle du voltage appliqué entraîne une augmentation du courant circulant à travers l'échantillon. Cette augmentation de courant peut être expliquée par une augmentation du nombre d'électrons, dans la mer de Fermi de la couche émettrice, disponibles à traverser la barrière de potentiel<sup>(12)</sup>; on considère le modèle de la sphère de Fermi illustré à la fig.7: l'effet tunnel n'est possible que pour les électrons isoénergétiques dont les quantités de mouvement reposent sur un disque correspondant à  $K_z = K_1$ , où

$$\frac{\hbar^2 K_1^2}{2 M_A} = E_1 - E_c \quad \dots(21)$$

Lorsque le voltage appliqué est tel que la bande de conduction de la couche émettrice devient alignée avec le niveau quantique (fig.5-c), le disque  $K_z$  est déplacé vers l'équateur de la sphère de Fermi et le nombre d'électrons disponibles à traverser la barrière de potentiel, par l'effet tunnel, devient maximum. Un pic est alors observé dans la courbe I-V. A plus forte tension, les niveaux d'énergie,  $E_c$  et  $E_1$ , se désalignent (fig.5-d), entraînant une chute brutale des probabilités de transmission et, ainsi, un minimum de courant dans les caractéristiques I-V. A ce



**Fig.6: Courbe I-V de la diode à puits quantique.**



**Fig.7: Modèle de la sphère de Fermi.**

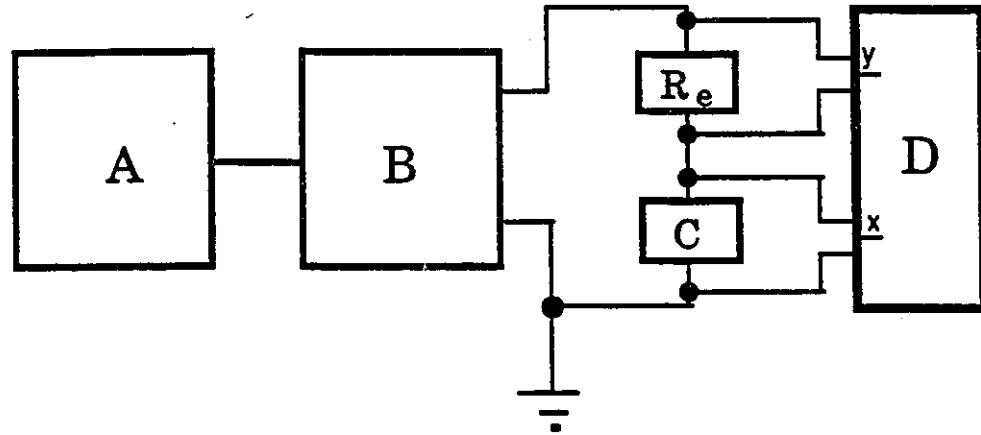
point aucun électron ne peut traverser la barrière, par l'effet tunnel, et conserver son énergie et sa quantité de mouvement latéral. Cette région où le courant diminue avec l'augmentation du voltage appliqué est la région de résistance différentielle négative. En résumé, le courant à travers l'échantillon est fonction de la probabilité de transmission de l'électron à travers les barrières et aussi du nombre d'électrons disponibles à traverser les barrières<sup>(22)</sup>. La possibilité d'observer des oscillations à hautes fréquences, associées à la région de RDN, sera introduite à la section IV.

#### ii) Expériences et analyses:

Les caractéristiques I-V des échantillons dans l'obscurité ont été mesurées à plusieurs températures. Une méthode de détection synchrone peut aussi être utilisée pour mesurer les caractéristiques  $dI/dV-V$  et ainsi obtenir une meilleure résolution dans l'étude des caractéristiques I-V. Les montages employés pour ces mesures sont décrits à la section suivante.

#### A) Procédures expérimentales:

Le montage utilisé pour mesurer les caractéristiques I-V est illustré par le diagramme de la figure 8. La polarisation extérieure est fournie par une source de tension (A) qui est transformée par un amplificateur (B) à impédance de sortie

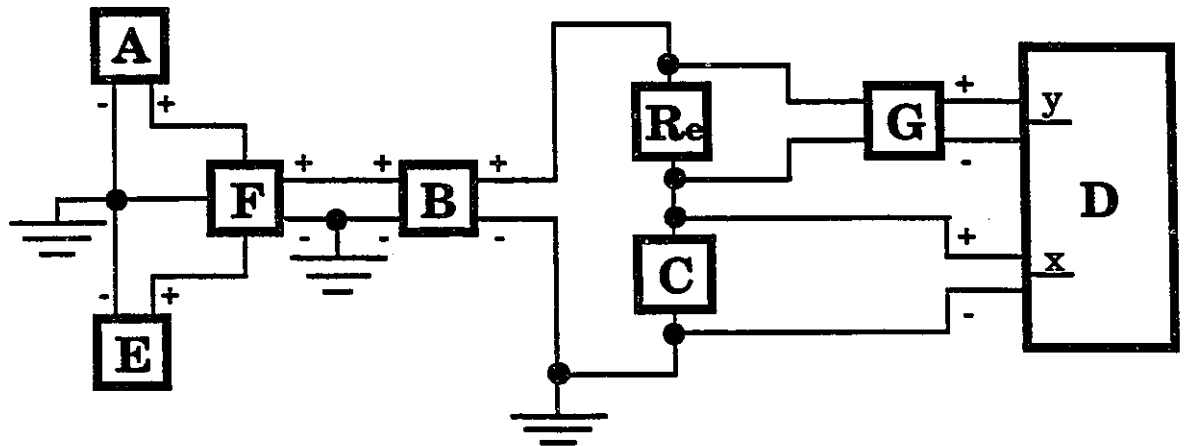


**Fig.8:** Diagramme du montage utilisé pour mesurer les caractéristiques I-V.

- A) Source de tension
- B) Amplificateur à impédance de sortie  $< 1 \text{ m}\Omega$
- C) Dispositif sous étude
- D) Traceur X-Y
- Re) Résistance de  $0,1 \Omega$

inférieure à  $1 \text{ m}\Omega$ . Le voltage appliqué ( $V_{ap}$ ) à l'échantillon (C) est balayé à un bas taux ( $3.6 \text{ mV/s}$ ) afin d'entretenir des conditions de polarisation continue; la couche dite "supérieure" de l'échantillon (voir tableaux 1) est de polarité positive. Le courant (I) est déterminé en mesurant la différence de potentiel aux bornes d'une résistance de  $0.1\Omega$  ( $R_e$ ) en série avec l'échantillon; une valeur plus élevée de  $R_e$  aurait comme effet de limiter le courant à travers de l'échantillon. La courbe I-V est obtenue avec un traceur X-Y (D) en enregistrant  $V_{ap}$  selon l'axe horizontal et I selon l'axe vertical.

Pour améliorer la résolution dans l'observation des caractéristiques I-V, la conductivité différentielle ( $dI/dV$ ) en fonction du voltage est aussi mesurée. Tel qu'illustré à la figure 9, un petit voltage alternatif  $V_{AC}$  (E) est ajouté à la source de polarisation continu (A) par l'intermédiaire d'un amplificateur opérationnel (F) et le voltage résultant est transformé par l'amplificateur (B) à impédance de sortie négligeable. Le courant est mesuré avec un amplificateur à détection synchrone (G) à la même fréquence ( $203 \text{ Hz}$ ) que  $V_{AC}$ . Cette méthode différentielle a comme effet d'amplifier la différence de courant entre deux points consécutifs, séparés de  $V_{AC}$ , sur la courbe I-V; i.e. dériver la courbe I-V. L'amplitude de  $V_{AC}$  ( $\Delta V_{AC}$ ) est choisie selon la résolution désirée dans l'étude des caractéristiques I-V.



**Fig.9:** Montage utilisé pour mesurer les caractéristiques  $dI/dV$ -V.

- A) Source de tension
- B) Amplificateur à impédance de sortie négligeable
- C) Dispositif sous étude
- D) Traceur X-Y
- E) Source de voltage alternatif ( $V_{AC} = 203$  Hz)
- F) Amplificateur opérationnel
- G) Amplificateur à détection synchrone (203 Hz)
- $R_e$ ) Résistance de  $0,1\Omega$

B) Résultats obtenus avec l'échantillon #1 ( $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ ):

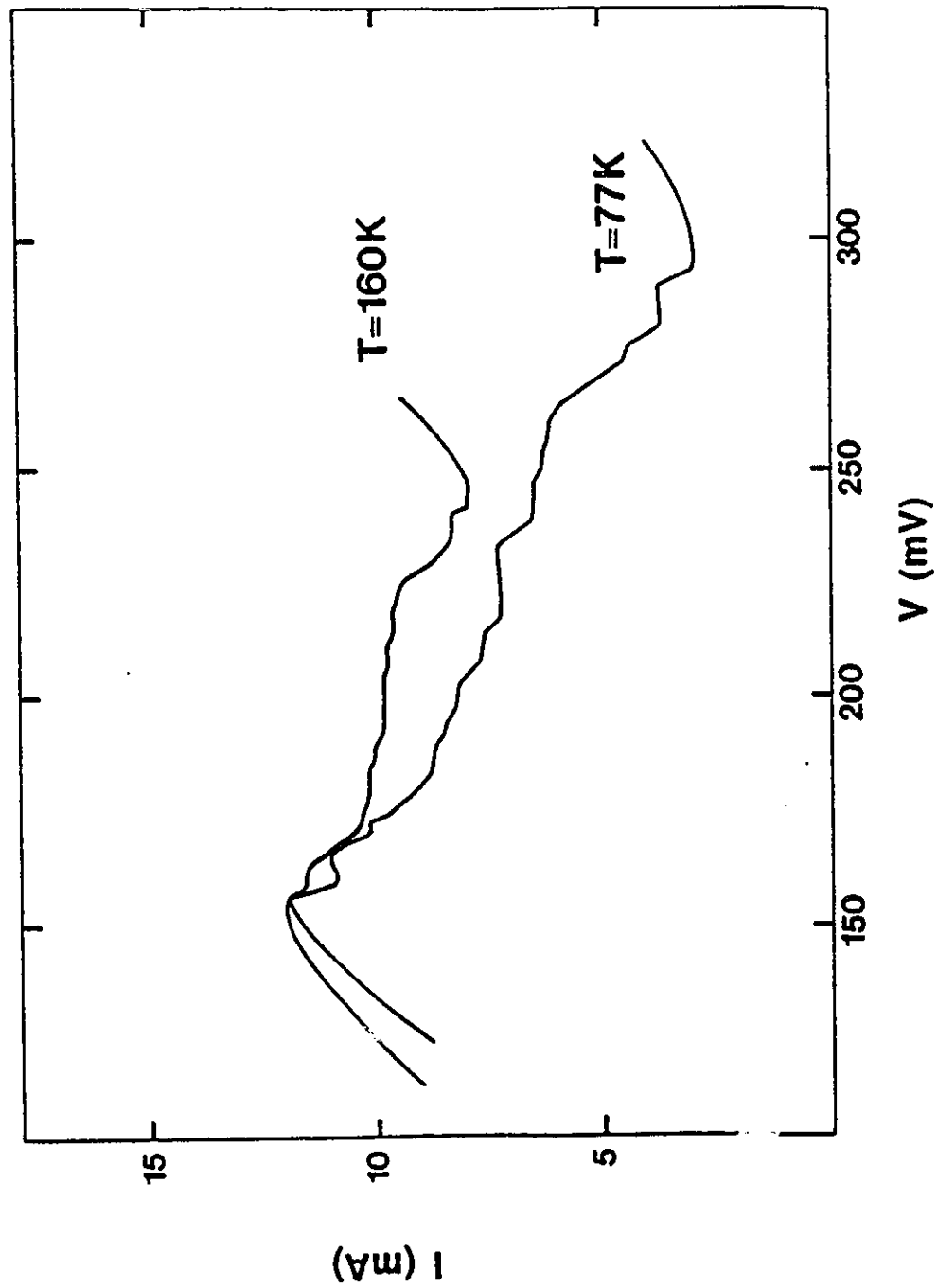
---

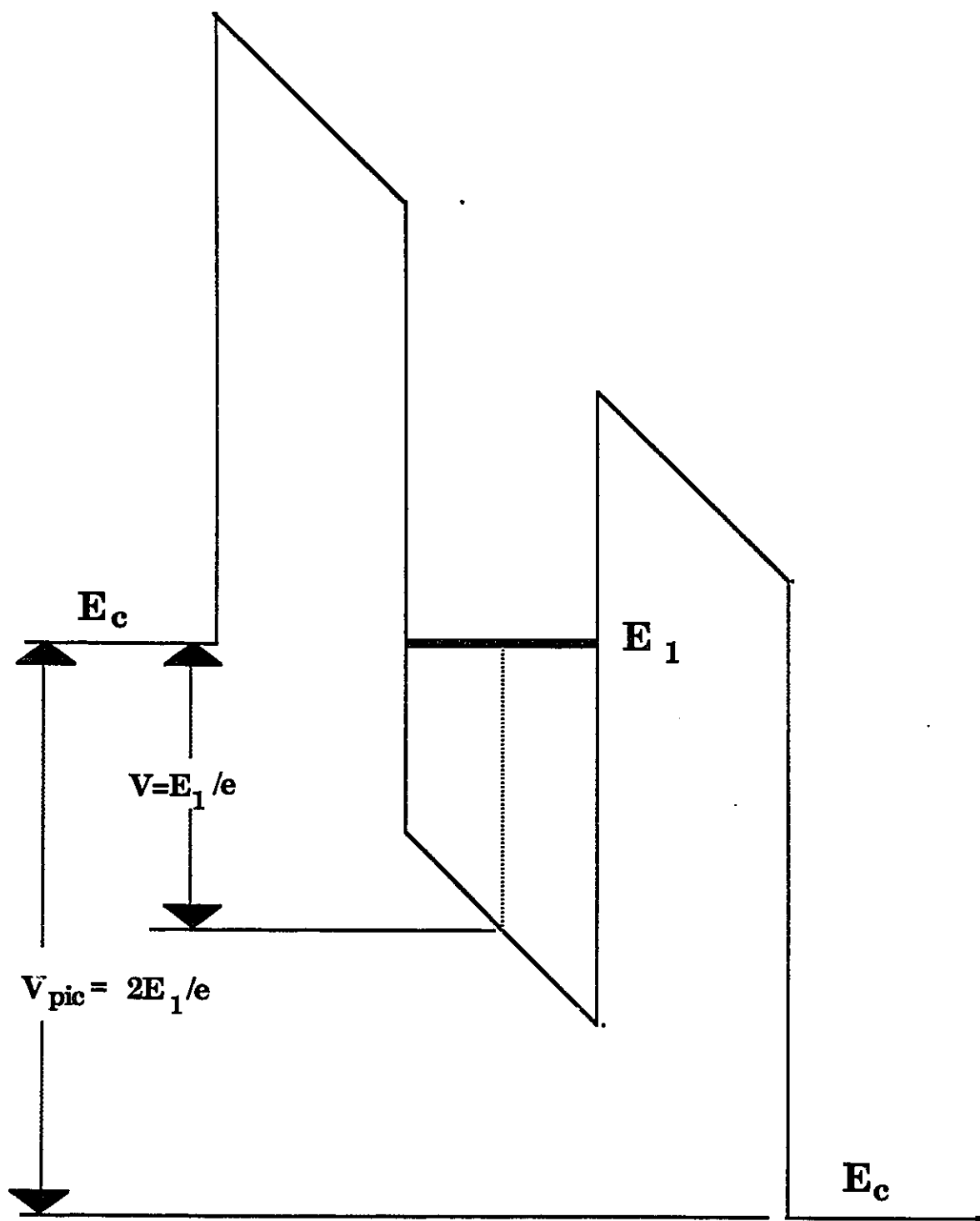
Pour l'étude des caractéristiques I-V, l'échantillon est monté dans un cryostat optique Janis. Cet environnement à température contrôlable a permis d'étudier l'échantillon #1 de 5 K jusqu'à 160 K. Cette limite supérieure (160 K) est imposée par la disparition éventuelle de la région de RDN. La raison de cette disparition sera discutée plus loin.

Les caractéristiques I-V de l'échantillon à 77 K et 160 K sont tracées à la figure 10. La présence du niveau quantique dans le puits est confirmée par l'observation de la région de RDN. Le maximum de courant,  $I_{pic}$ , se situe à un voltage égal à 150 mV et correspond approximativement à  $2E_1/e$ , où  $E_1$  (= 73 meV) est l'énergie du niveau quantique dans le puits et  $e$  est la charge électronique. Cette correspondance indique que l'essentiel de la différence de potentiel est à travers l'ensemble puits-barrières. Tel qu'illustré à la figure 11, si le voltage n'est appliqué qu'à l'ensemble puits-barrières, le voltage  $V_{pic}$  nécessaire pour aligner la bande de conduction de la couche émettrice avec le niveau quantique dans le puits est la moitié du voltage total appliqué.

Un phénomène très intéressant est la présence de structures, périodiques en voltage, dans la région de RDN, qui

**Fig.10:** Caractéristiques I-V de l'échantillon #1  
à 77 K et 160 K.





**Fig.11: Démonstration de la relation  $V_{pic} = \frac{2E_1}{e}$ .**

seront étudiées en détail plus loin. Aussi, avec une augmentation de température, plusieurs faits sont notés, soit 1) une diminution du rapport  $I_{pic}/I_{vallée}$ , (2) une contraction de la région de RDN, (3) une réduction de la périodicité (en voltage) des structures, (4) un déplacement des structures vers des valeurs inférieures de polarisation et (5) la conservation du nombre de structures. Ces faits sont traités individuellement:

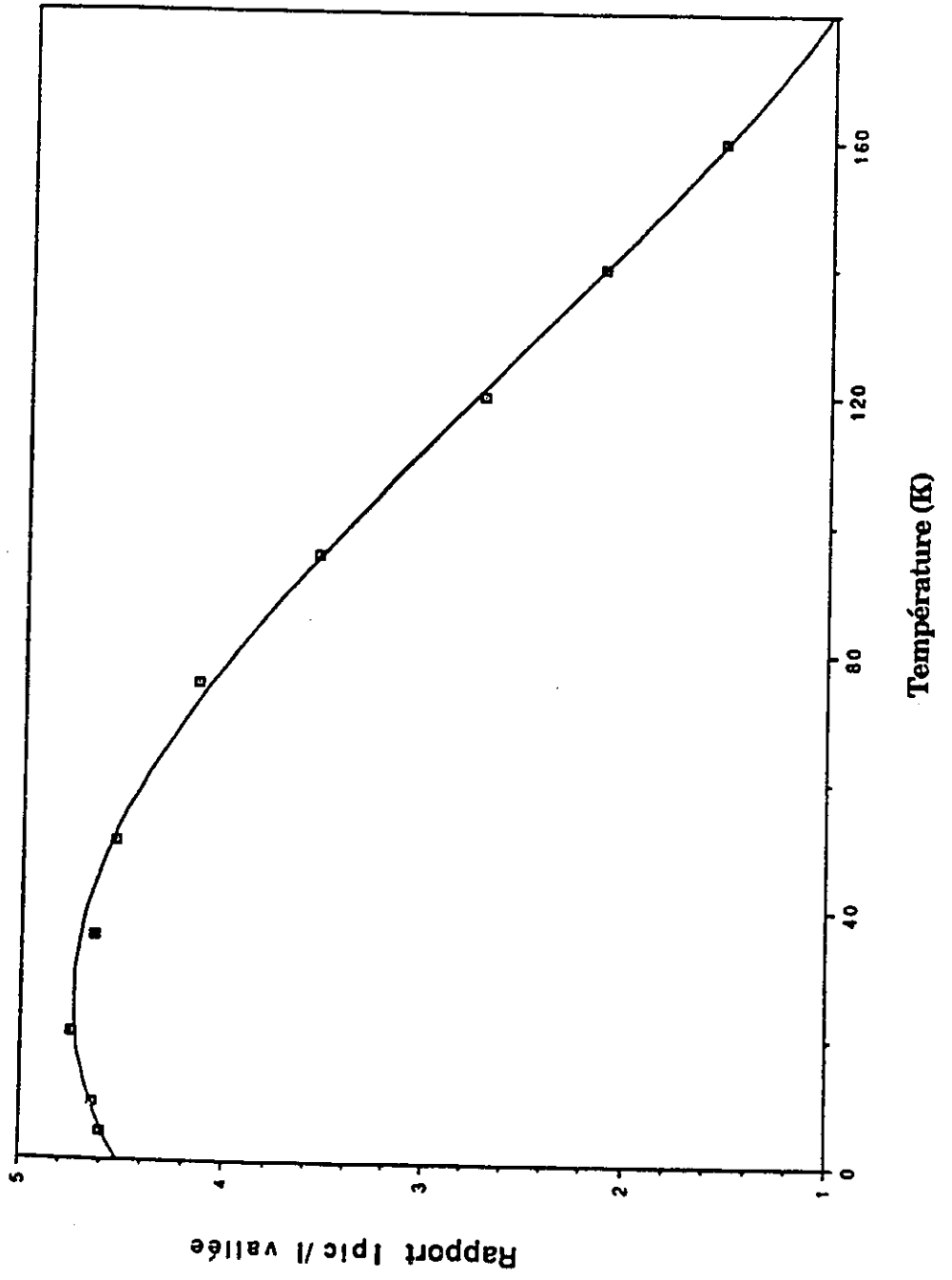
1) Rapport  $I_{pic}/I_{vallée}$  en fonction de la température:

La variation du rapport  $I_{pic}/I_{vallée}$  avec la température est illustrée à la figure 12. Aux basses températures ( $T \leq 30$  K), le rapport est constant. Au-delà de 70 K, le rapport diminue linéairement avec une augmentation de température. Cette dépendance peut être expliquée, en grande partie, par considération des effets de la composante thermique du courant<sup>(23,24)</sup>. Aux plus hautes températures, l'énergie thermique des électrons leur permet de circuler au-dessus de la barrière de potentiel et de masquer tout effet associé à la présence d'un niveau quantique dans le puits.

2) Contraction de la région de RDN aux températures plus élevées:

La composante thermique du courant, qui est directement proportionnelle à  $V_{ap}$ , peut aussi expliquer la contraction (en voltage) de la région de RDN aux températures plus élevées<sup>(24)</sup>.

Fig.12: Rapport I pic /Ivallée en fonction de la température.

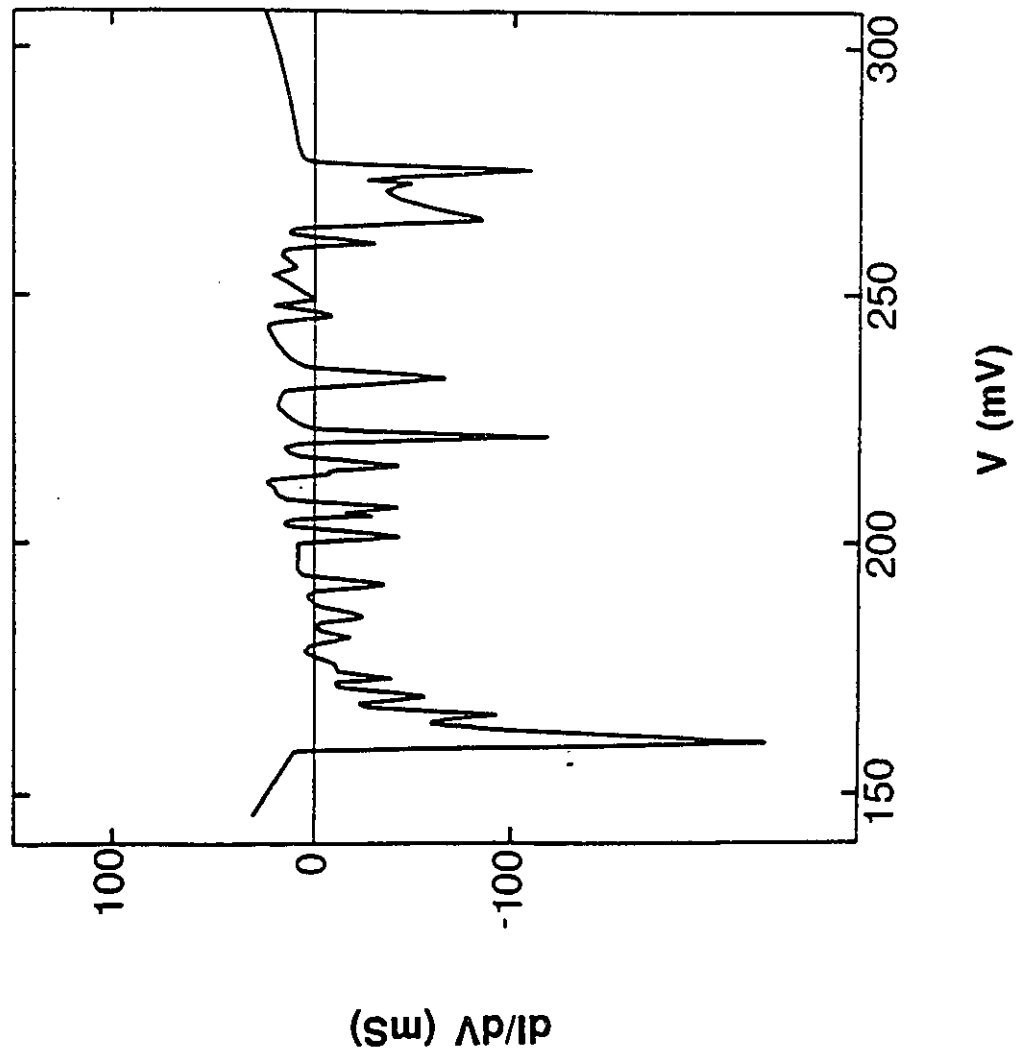


Aux basses températures, le courant minimum ( $I_{\text{vallée}}$ ) est le résultat d'une baisse dans la transmission, par effet tunnel, de l'électron à travers la barrière de potentiel; le courant minimum est indépendant de la température. Cependant, aux plus hautes températures, le courant thermique devient d'importance avant que la probabilité de transmission, par effet tunnel, soit minimale. Ainsi,  $V_{\text{vallée}}$  (la polarisation correspondant à  $I_{\text{vallée}}$ ) ne dépend plus seulement d'effets quantiques mais est aussi influencée par la présence d'effets thermiques. Avec une augmentation de température, les effets thermiques deviennent dominants, sur les effets quantiques, à des valeurs inférieures de polarisation. Il y a donc, aux températures plus élevées, un déplacement de  $V_{\text{vallée}}$  vers des valeurs inférieures; ce qui explique la contraction de la région de RDN.

### 3) Etude détaillée des structures périodiques

Pour étudier le comportement des structures périodiques observées dans la région de RDN, en fonction de la température, les caractéristiques  $dI/dV-V$  sont mesurées sous les mêmes conditions thermiques que les caractéristiques  $I-V$ . L'amplitude du voltage alternatif ( $\Delta V_{\text{AC}}$ ) est de 80  $\mu\text{V}$  et permet donc une très bonne résolution dans la détermination de la position des structures; la largeur moyenne des structures est approximativement 3 mV ( $\gg \Delta V_{\text{AC}}$ ). Les caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon à 77 K sont tracées à la figure 13; l'allure de la

**Fig.13:** Caractéristiques  $dI/dV$ -V de l'échantillon #1 à 77 K.



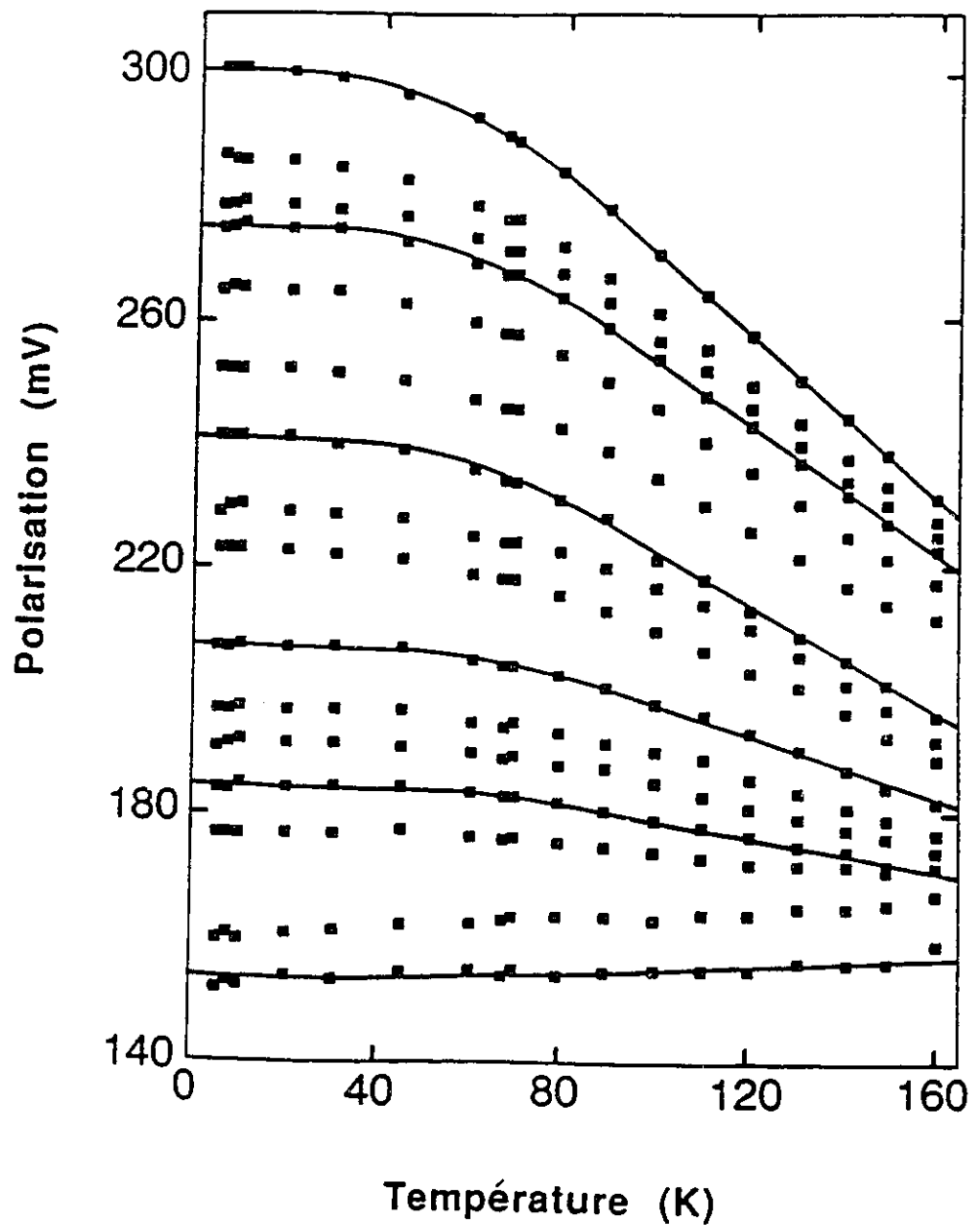
courbe obtenue à cette température est typique des courbes obtenues aux autres températures.

A la figure 14, les valeurs de polarisation des minima dans les caractéristiques  $dI/dV-V$  sont tracées en fonction de la température. A l'égard de la clarté dans la présentation des résultats, des séries de données ont été omises. La figure 14 démontre que la position des minima demeure constante à des températures inférieures à 30 K. Aux températures plus élevées (supérieures à 70 K), la position de la plupart des structures décroît linéairement, avec une augmentation de température. Dans cette région de température, les pentes des droites varient de  $-6,0 \times 10^{-4} \text{V/K}$ , pour la structure de polarisation supérieure, jusqu'à  $1,8 \times 10^{-5} \text{V/K}$ , pour la structure de polarisation inférieure. Il est noté que la forme analytique de la plupart des courbes de la figure 14 ressemble au comportement de la bande interdite des semiconducteurs en fonction de la température<sup>(16)</sup>.

#### 4) Périodicité des structures:

La périodicité des structures, à une température fixe, est déterminée par la pente de la ligne droite obtenue en traçant la position en voltage des minima dans la courbe  $dI/dV-V$  en fonction de leur ordre d'apparition dans la région de RDN. Le premier minimum observé dans cette région est d'ordre arbitraire  $m$ . L'ordre  $n_1$  des minima suivants dépend de leur différence

**Fig.14:** Valeurs de polarisation des minima dans les caractéristiques  $dI/dV$ - $V$  de l'échantillon #1 en fonction de la température.



respective de potentiel ( $A_1$ ) avec la premier minimum (d'ordre  $m$ ), par rapport à la plus petite différence de polarisation entre deux minima adjacents ( $z$ ) :

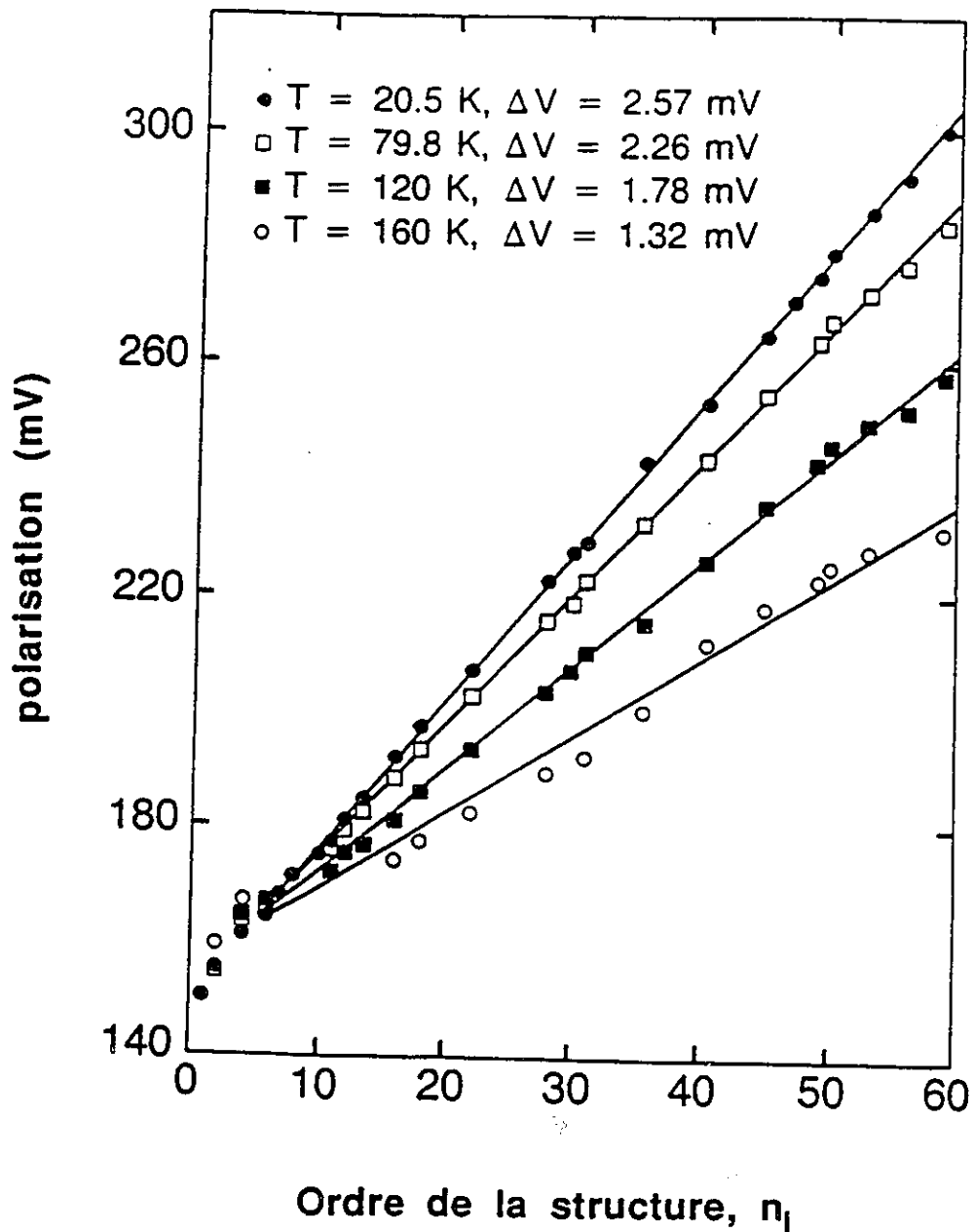
$$n_1 = m + A_1/z \quad \dots(22)$$

A la figure 15, la polarisation des minima d'ordre divers dans les caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon #1, à des températures fixes, est déterminée. A la figure 16, la périodicité des minima (obtenue à partir de la pente des droites de la figure 15) est tracée en fonction de la température. Aux basses températures ( $T \leq 30$  K), la variation de la périodicité avec la température est faible. Cependant, au-delà de 70 K, la périodicité décroît linéairement de 2,3 mV jusqu'à 1,3 mV à 160 K. Il est noté que la forme analytique de cette courbe ressemble au comportement des bandes interdites de semiconducteurs, en fonction de la température.

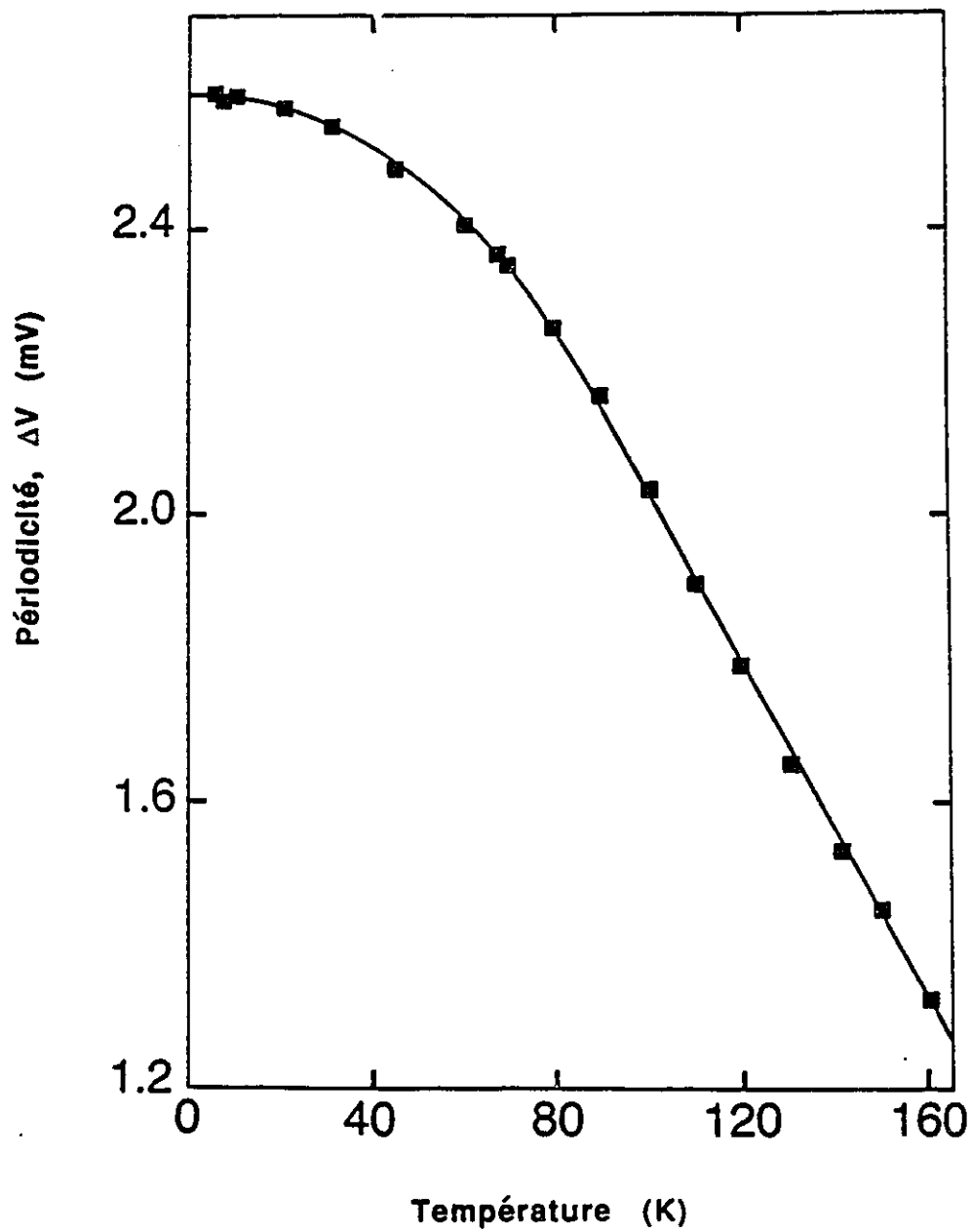
##### 5) Conservation du nombre de structures:

La conservation du nombre de structures, sur la gamme de températures étudiées, suggère que ces structures ne résultent probablement pas de niveaux localisés dans le puits. Si cela était le cas, les structures seraient successivement masquées (en débutant par la structure à polarisation supérieure), à plus haute température, par le courant thermique, et non déplacées en

**Fig.15:** Polarisation des minima d'ordre divers, dans les caractéristiques  $dI/dV$ - $V$  de l'échantillon #1, à des températures fixes.



**Fig.16:** Périodicité des minima dans les caractéristiques  $dI/dV$ - $V$  de l'échantillon #1 en fonction de la température.

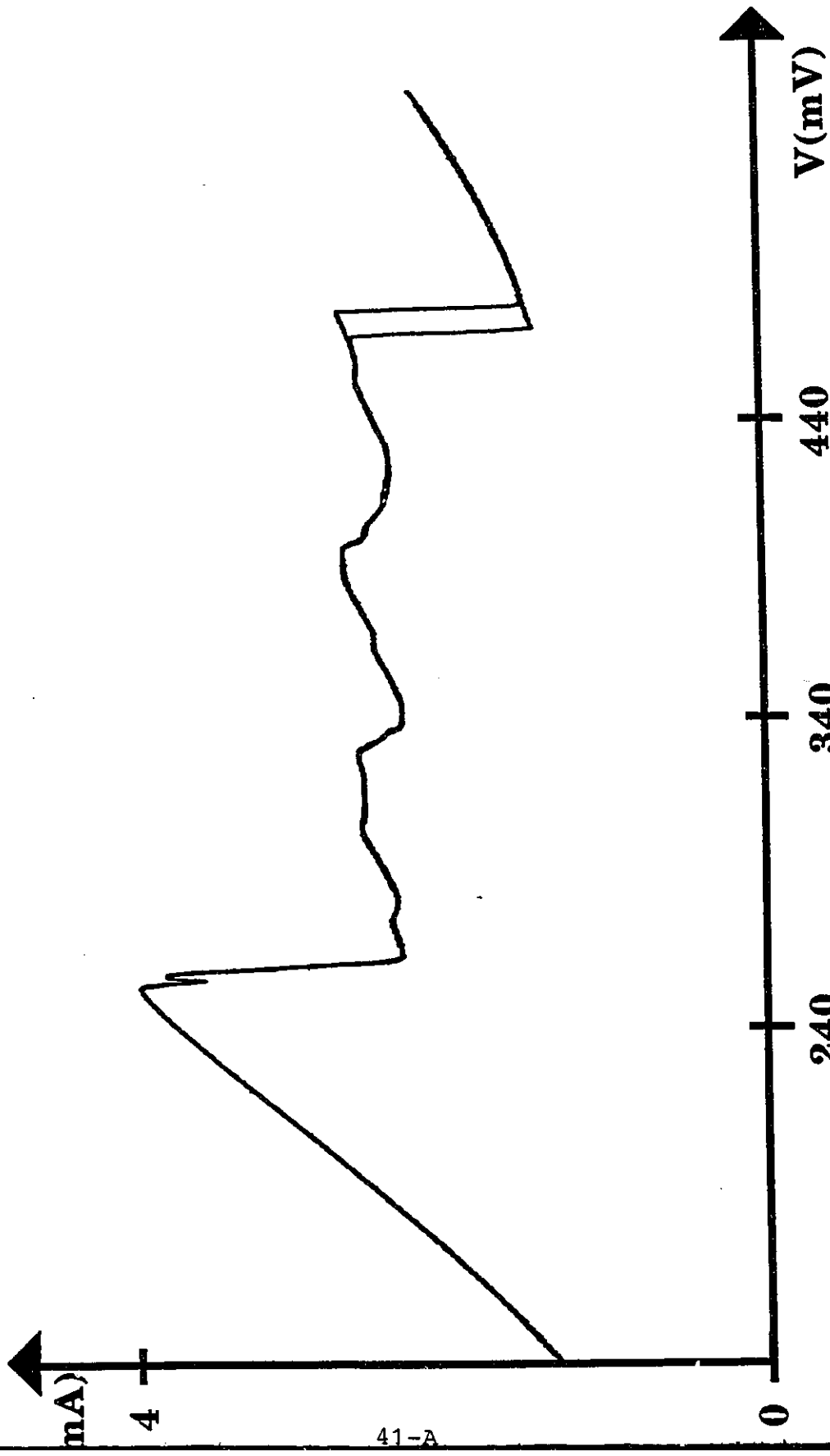


voltage: la position de niveaux quantiques dépend de la hauteur de la barrière et de la largeur du puits et, est indépendante de la température.

C) Résultats obtenus avec l'échantillon #2 (AlAs/GaAs):

Pour l'étude des caractéristiques I-V et  $dI/dV$ -V de l'échantillon #2, les mêmes techniques expérimentales, que pour l'échantillon #1, sont utilisées. Les barrières de potentiel plus élevées nous permettent d'étendre l'étude jusqu'à la température ambiante. Il existe aussi un certain intérêt dans la vérification de la présence des structures, observées dans la région de RDN, dans d'autres échantillons à configuration géométrique et composition chimique différentes.

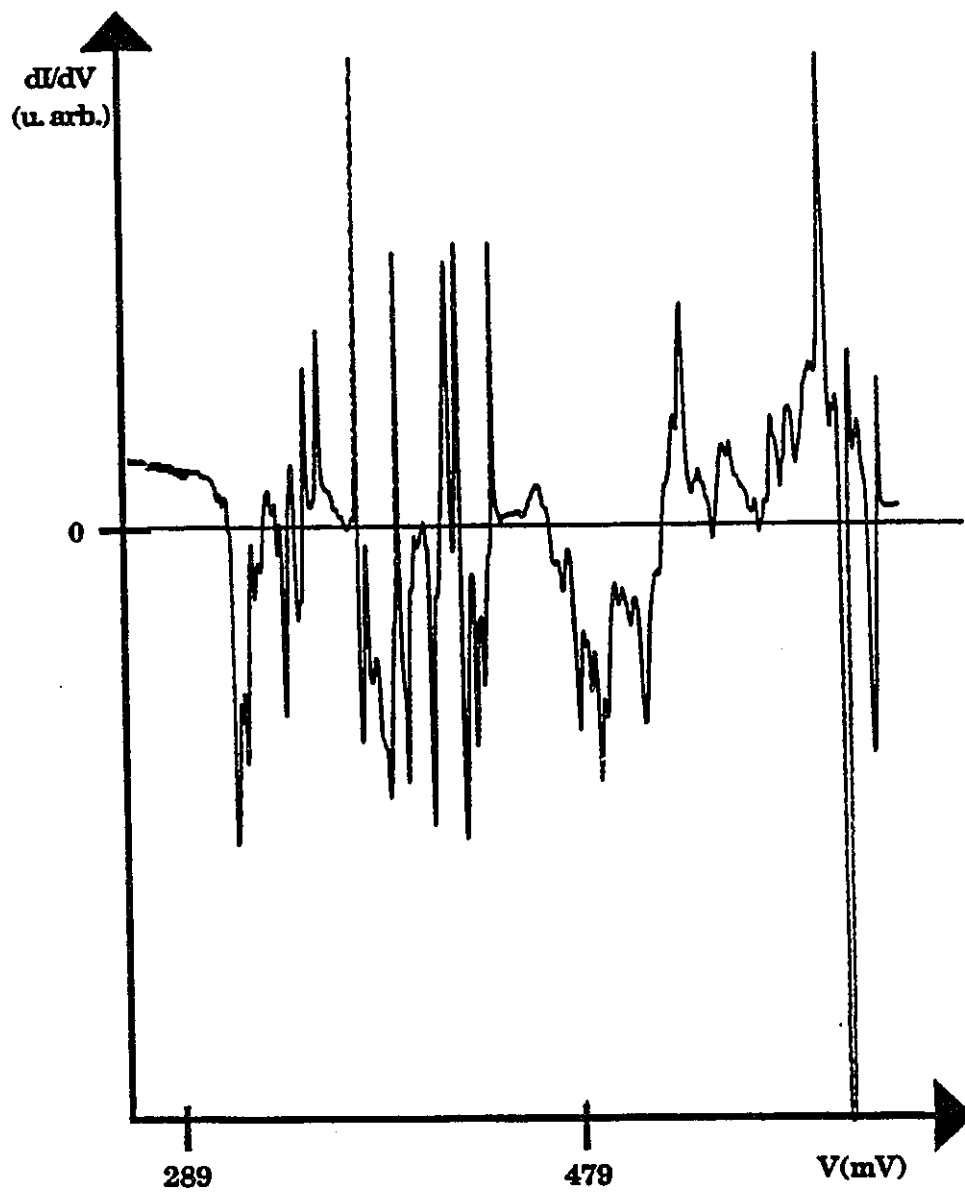
A la figure 17, les caractéristiques I-V de l'échantillon à la température ambiante sont tracées. Contrairement à l'échantillon #1, la région de RDN est très bien définie à la température ambiante; le rapport  $I_{pic}/I_{vallée}$  est de 2.7. La position (en voltage) du maximum de courant,  $V_{pic}$ , est de 0.290 V. Ce voltage est supérieur à celui de l'échantillon #1 à cause de la présence des barrières plus élevées et du puits plus étroit, qui résultent en la création de niveaux quantiques d'énergie supérieure; un voltage supérieur est donc requis pour aligner la bande de conduction de la couche émettrice avec le niveau quantique dans le puits. Aussi, à cause de la présence des



**Fig.17: Caractéristiques I-V de l'échantillon #2 à la température ambiante.**

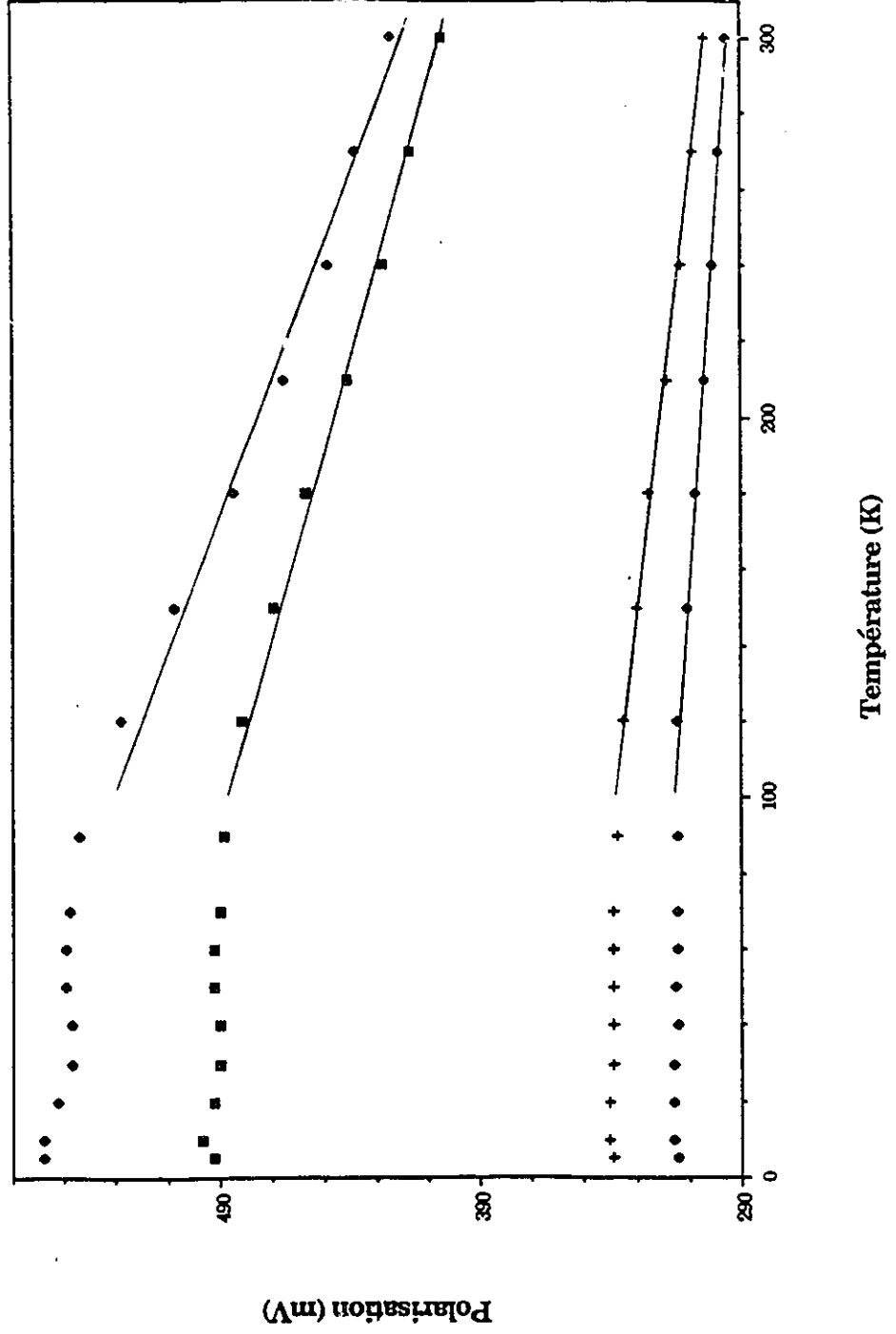
couches non-dopées, le voltage n'est pas appliqué seulement à l'ensemble puits-barrières et, conséquemment,  $V_{pic}$  est supérieur à  $2E_1/e$ .

Les structures, périodiques en voltage, sont retrouvées dans la région de RDN. Comme pour le cas de l'échantillon #1, on s'intéresse aux comportements des minima, dans la courbe  $dI/dV-V$ , en fonction de la température. La figure 18 illustre les caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon à 32 K; l'allure de la courbe est typique des courbes obtenues aux autres températures. La position de certains minima est tracée en fonction de la température, à la figure 19. Aux basses températures ( $T \leq 100$  K), les positions des minima sont constantes. A plus hautes températures, la position des minima décroît linéairement, avec une augmentation de température. Dans cette région de température, les pentes des droites varient de  $-6,6 \times 10^{-4}$  V/K, pour le minimum de polarisation supérieure, jusqu'à  $-9,0 \times 10^{-5}$  V/K, pour le minimum de polarisation inférieure. Ces valeurs de pentes sont d'ordres de grandeur similaires à celles obtenues pour l'échantillon #1. Cependant, la température maximale critique, où la position des structures est indépendante de la température, est supérieure pour l'échantillon à barrières plus élevées.



**Fig.18:** Caractéristiques  $dI/dV$ - $V$  de l'échantillon #2 à 32 K.

**Fig.19:** Valeur de polarisation des minima dans les caractéristiques  $dI/dV-V$  de l'échantillon #2 en fonction de la température.



### iii) Discussion:

L'étude des caractéristiques I-V des hétérostructures à double barrière démontre la présence d'une région de RDN. Pour le cas de l'échantillon #2, les barrières de potentiel plus élevées permettent l'observation d'une région de RDN à la température ambiante. La présence de cette région de RDN permet l'exploitation des échantillons comme oscillateurs à hautes fréquences. Une étude détaillée des propriétés d'oscillateur des échantillons sera présentée à la section III.

La présence de minima périodiques dans les caractéristiques  $dI/dV-V$  (correspondant aux structures périodiques dans la région de RDN des caractéristiques I-V) a été signalée. Des tracés similaires ont été obtenus par d'autres<sup>(25,26)</sup>, pour le cas d'un échantillon à puits quantiques multiples. Dans ce cas, la présence des minima périodiques était attribuée à l'effet tunnel séquentiel à travers les barrières de potentiel, via les niveaux quantiques dans les différents puits. Mais, dans le travail décrit ici, les échantillons ne comportent qu'un puits quantique simple et les minima dans la conductivité différentielle ne peuvent donc pas être expliqués par le même effet (tunnel séquentiel).

Parmi les différentes tentatives d'explication considérées,

quant à l'origine des structures périodiques dans les caractéristiques I-V, sont: (1) la nature des oscillations électroniques à hautes fréquences, associées à la région de RDN, (2) la qualité des interfaces et (3) les interactions électroniques avec des trous, phonons, défauts, etc. Ces possibilités sont traitées individuellement aux paragraphes suivants.

(1) La nature des oscillations électroniques à hautes fréquences :

La première possibilité considérée, et qui sera traitée dans la section IV, est que les structures dans la courbe I-V sont reliées à la nature des oscillations électroniques. Des expériences effectuées par Shewchuk<sup>(27)</sup> ont démontré que la forme de la courbe I-V peut être modifiée par l'existence d'oscillations électroniques à hautes fréquences, associées à la région de RDN. Tel que sera mentionné à la section suivante (section III), les caractéristiques des oscillations à hautes fréquences dépendent, dans une certaine mesure, de l'allure de la courbe I-V, dans la région de RDN. On a déjà noté la contraction de la région de RDN aux températures plus élevées. Conséquemment, les conditions d'oscillations seront également affectées par cette augmentation de température; ce qui pourrait expliquer le comportement des structures, dans la courbe I-V<sub>ap</sub>, en fonction de la température.

(2) La qualité des interfaces:

La deuxième possibilité considérée, suggérée par Peter Watson de l'Université Carleton, est que les structures dans la courbe I-V révèlent la présence de niveaux localisés additionnels d'énergie dans le puits. Ces niveaux seraient le résultat de fluctuations d'épaisseur dans le plan des hétérointerfaces. Des calculs, avec l'approximation de la fonction enveloppe, indiquent qu'une fluctuation de 1 monocouche ( $\approx 3\text{\AA}$ ) dans la largeur du puits résulterait en un déplacement de 5 meV du premier niveau quantique d'énergie dans le puits. Ces déplacements sont comparables à la périodicité mesurée ici. Mais cette interprétation comporte trop de failles:

- Tout d'abord, le nombre de niveaux localisés additionnels, nécessaires pour expliquer la présence de tous les structures, exige un nombre trop élevé de fluctuations d'épaisseur: la présence des structures de positions supérieures (en polarisation) au niveau quantique principal, requerrait un rétrécissement de la largeur du puits supérieur à ce qui est physiquement possible (i.e. un rétrécissement  $> L_A$ ).

- Telle que déjà mentionnée dans la section III.ii.B.5, la dépendance entre la position des structures et la température suggère que la présence de ces structures n'est probablement pas

le résultat de niveaux localisés à l'intérieur du puits. Si tel était le cas, les structures seraient éventuellement masquées par le courant thermique, aux températures plus élevées, et non déplacées en voltage.

### (3) Interactions électroniques :

Une autre tentative d'explication, quant à l'origine des structures dans la courbe I-V, considère les interactions des électrons avec des trous<sup>(28)</sup>, des phonons<sup>(29-33)</sup>, défauts<sup>(32)</sup>, etc. Par exemple, après des interactions inélastiques avec n phonons, les électrons de la couche émettrice peuvent perdre suffisamment d'énergie pour s'aligner avec le niveau quantique d'énergie dans le puits et ainsi traverser la barrière de potentiel par l'effet tunnel. Cette modification à la probabilité de transmission se manifeste dans les caractéristiques I-V.

Des interactions de l'électron avec des phonons longitudinal optiques dans une barrière d'AlGaAs ont été observées par d'autres<sup>(32-33)</sup>, dans les caractéristiques I-V d'échantillons de configurations géométriques similaires à celles étudiées dans ce travail. Mais l'énergie de ces phonons ( $\cong 37$  meV) et la périodicité correspondante sont supérieures à la périodicité des structures observées ici. Cependant, il existe, peut-être, d'autres catégories d'interactions dont l'énergie électronique dissipée est de l'ordre de la périodicité des structures.

#### IV) OSCILLATIONS A HAUTES FREQUENCES ASSOCIEES A LA REGION DE RDN.

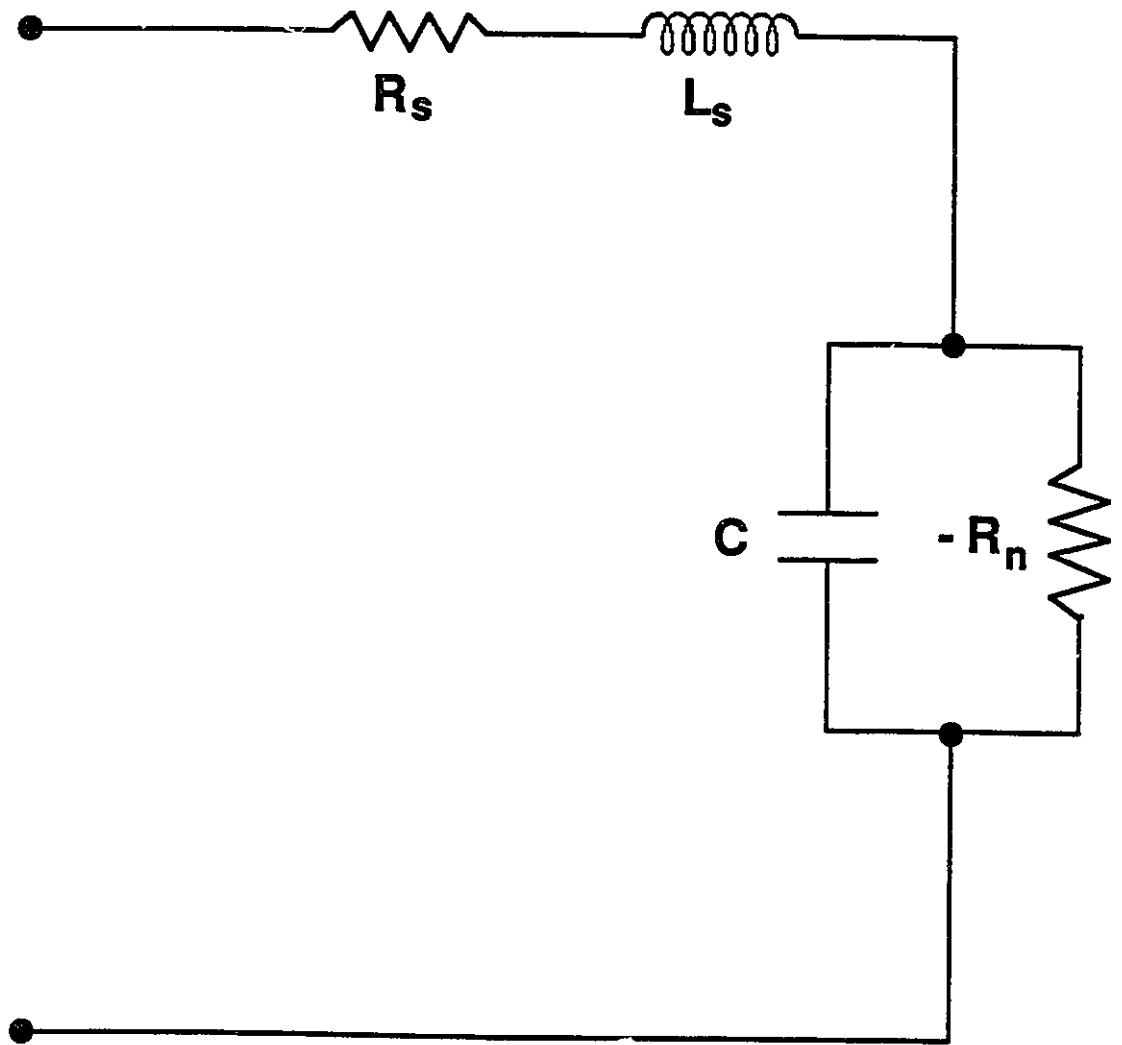
Associée à la présence de la région de RDN dans les caractéristiques I-V des échantillons, existe la possibilité d'observer des oscillations électroniques à hautes fréquences. Le travail, décrit dans cette section, a comme intérêt l'étude des propriétés d'oscillateurs des échantillons et, l'observation de l'effet du circuit extérieur sur ces propriétés et sur les caractéristiques I-V.

##### 1) Théorie:

L'existence d'oscillations électroniques à hautes fréquences, associées à la présence d'une région de RDN dans les caractéristiques I-V d'une diode à effet tunnel, peut être expliquée en considérant le circuit équivalent de la diode. Ce circuit, illustré à la figure 20, comporte une inductance en série  $L_s$ , une résistance en série  $R_s$ , la capacité de la diode  $C$ , et la résistance différentielle  $(dV/dI)$  négative  $-R_n$ .

L'impédance de ce circuit est :

$$Z = R_s + j\omega L_s + \left[ \frac{-1}{R_n} + j\omega C \right]^{-1} \quad \dots (23)$$



**Fig.20: Circuit équivalent de la diode à effet tunnel.**

En réarrangeant l'équation, on obtient

$$Z = R_s - R_n / [1 + \omega^2 C^2 R_n^2] + j\omega \{ L_s - CR_n^2 / [1 + \omega^2 C^2 R_n^2] \} \quad \dots (24)$$

La fréquence maximale d'oscillation électronique est déterminée en égalisant la partie réelle de l'impédance à zéro:

$$\nu_{\max} = \omega_{\max} / (2\pi) = \frac{1}{2\pi R_n C} [R_n / R_s - 1]^{1/2} \quad \dots (25)$$

Plus la fréquence est élevée, plus faible est l'impédance associée à C (  $Z(C) = 1/j\omega C$  ) et plus la résistance négative (parallèle à C) est neutralisée. Aussi, aux plus hautes fréquences, l'impédance associée à  $L_s$  augmente. A la fréquence maximale, définie par l'équation 25, la diode à effet tunnel perd son aspect d'oscillateur parce que la résistance totale du circuit équivalent devient positive.

Lorsque l'impédance réactive (partie imaginaire de l'éq.24) est nulle, on obtient la fréquence de résonance du circuit:

$$\nu_{\text{res}} = \omega_{\text{res}} / 2\pi = \frac{1}{2\pi R_n C} [R_n^2 C / L_s - 1] \quad \dots (26)$$

La condition nécessaire pour que la diode à effet tunnel soit un oscillateur est que la fréquence maximale soit supérieure à la fréquence de résonance.

Parmi les applications de la diode, on retrouve l'amplificateur, l'oscillateur, les circuits de commutation, etc. Le mode d'opération de la diode peut être déterminé en se référant au circuit équivalent de la diode à effet tunnel sous l'action d'une polarisation extérieure, et en appliquant, par la suite, les lois de Kirchhoff<sup>(34)</sup>.

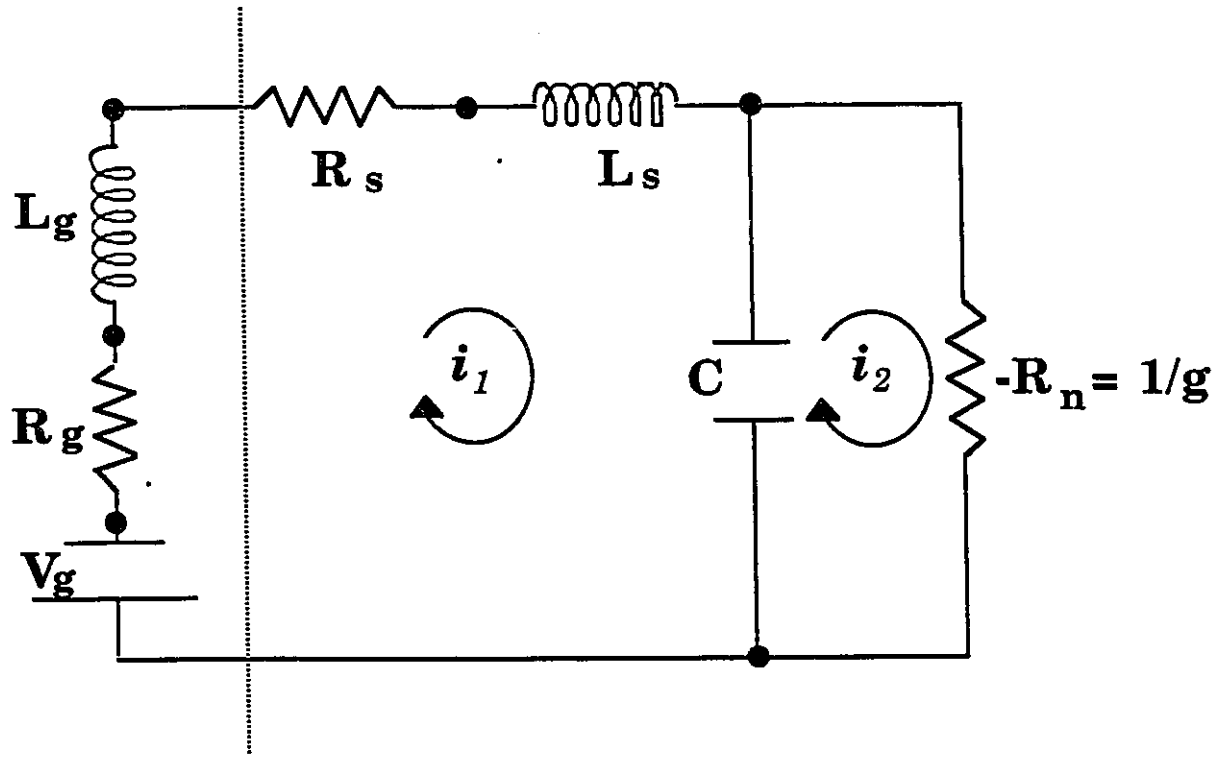
Le circuit équivalent est illustré à la figure 21. La partie à la gauche de la ligne pointillée représente la source de polarisation, où  $R_g$  est la résistance interne de la source,  $L_g$  est l'inductance interne et  $V_g$  est le voltage de la source. Le point d'opération  $V_g$  est tel que la caractéristique  $I-V_g$  démontre une résistance différentielle négative. A la droite de la ligne pointillée, on retrouve le circuit décrit à la figure 20. L'application de la loi de Kirchhoff qui énonce que la somme algébrique des tensions dans une boucle doit être nulle, résulte en le développement des deux équations suivantes :

$$E = L \frac{d i_2}{dt} + R i_2 + \frac{1}{C} ( \int i_2 dt - \int i_1 dt ) \quad \dots(27)$$

et

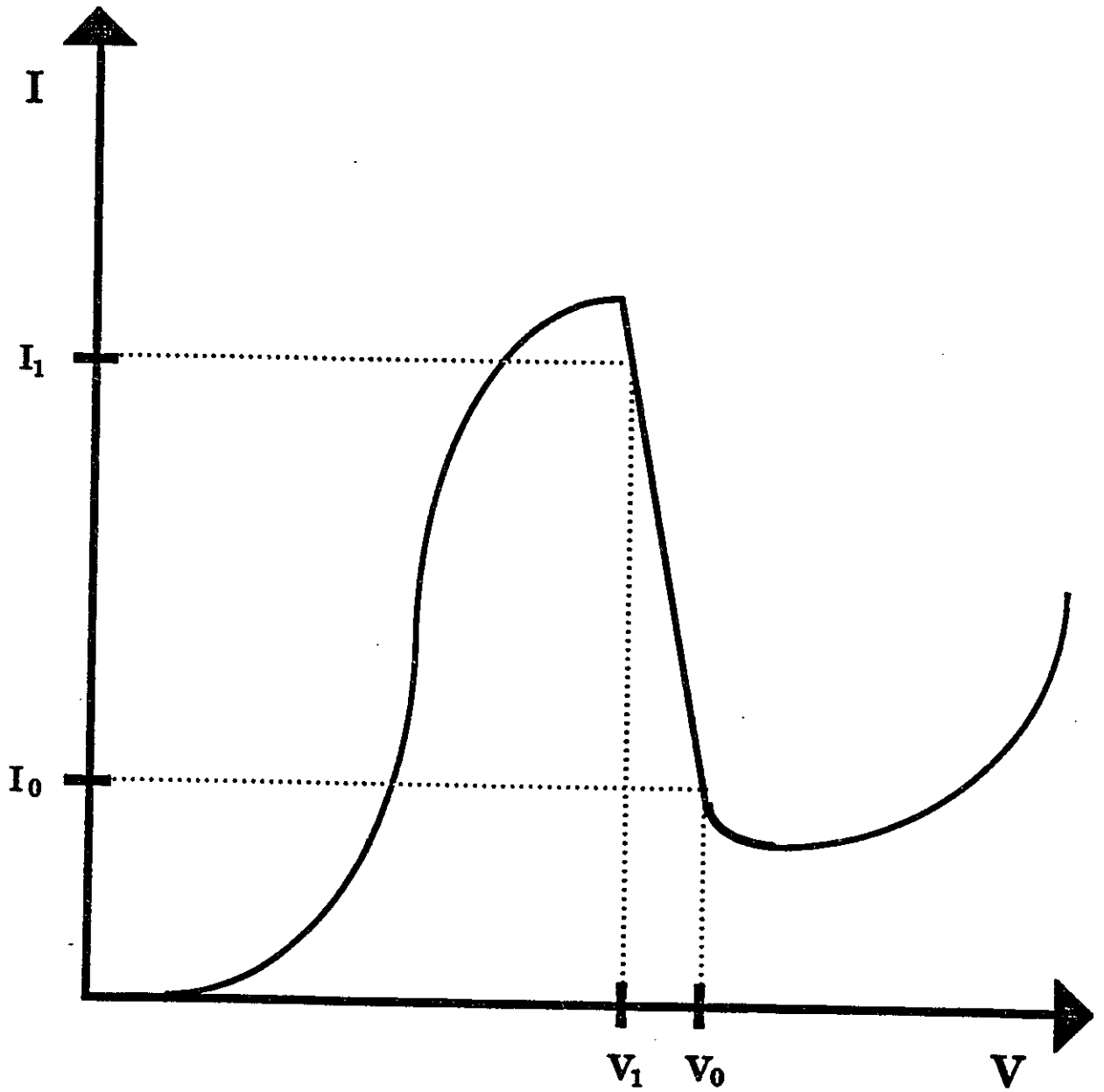
$$V_1 = \frac{1}{C} ( \int i_2 dt - \int i_1 dt ) \quad \dots(28)$$

où  $R = R_g + R_s$  et  $L = L_g + L_s$ . On suppose que la courbe  $I-V$  est linéaire dans la région correspondant à la tension appliquée (fig.22):



**Fig.21:**

**Circuit équivalent de la diode à effet tunnel sous l'action d'une polarisation extérieure.**



**Fig.22:** Approximation de la linéarité de la courbe dans la région de RDN des caractéristiques I-V.

$$(V_0 - V_1) = (i_1 - i_0)/|g| \quad \dots (29)$$

Combinant ces trois équations (27, 28 et 29), on obtient

$$L \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R i_2 - i_1/|g| + \frac{i_0 + (V_0 - E)|g|}{|g|} = 0 \quad \dots (30)$$

La dérivée de l'équation 27, par rapport au temps, amène à

$$i_1 = C \left( L \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R \frac{d i_2}{dt} + \frac{i_2}{C} \right) \quad \dots (31)$$

La substitution de cette équation dans l'équation (30) donne

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \left( \frac{R}{L} - \frac{|g|}{C} \right) \frac{d i_2}{dt} + \frac{1 - R|g|}{L C} i_2 = \frac{i_0 + (V_0 - E)|g|}{L C} \quad \dots (32)$$

La solution de l'éq.32 est

$$i_2 = A_1 e^{\lambda_1 t} + A_2 e^{\lambda_2 t} + \frac{i_0 + (V_0 - E)|g|}{1 - R|g|} \quad \dots (33)$$

où  $A_1$  et  $A_2$  sont des constantes dont les valeurs dépendent des conditions initiales; et

$$\lambda_1 \text{ et } \lambda_2 = \frac{1}{2} \left( \frac{|g|}{C} - \frac{R}{L} \right) \mp \left\{ \frac{1}{4} \left( \frac{R}{L} - \frac{|g|}{C} \right)^2 - \frac{1 - R|g|}{L C} \right\}^{1/2} \quad \dots (34)$$

Les valeurs de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  déterminent le mode d'opération de la diode à effet tunnel:

(i) Si  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont des nombres réels positifs, la perturbation initiale ( polarisation extérieure) résulte en la croissance exponentielle du courant  $i_2$  et conséquemment le point d'opération est éjecté en dehors de la région de RDN. Cette situation est exploitée dans les circuits de commutation.

(ii) Si  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont des nombres réels négatifs, la perturbation initiale est vite atténuée et le point d'opération devient stable. Ces conditions sont propices à la fabrication d'amplificateurs, de convertisseurs et de détecteurs.

(iii) Si  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont des nombres complexes avec des parties réelles positives, le courant augmente de façon sinusoidale, jusqu'à la limite où la valeur de  $(\frac{|g|}{C} - \frac{R}{L})$  devient négative. A ce point, les oscillations de courant sont d'amplitude constante. C'est à partir de ce principe que l'on construit des oscillateurs à hautes fréquences.

(iv) Si  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont des nombres complexes avec des parties réelles négatives, le courant, suite à une perturbation initiale, diminue de façon sinusoidale et la stabilité est vite rétablie. Cette situation est analogue à celle décrite au paragraphe (ii).

Le travail présenté dans cette thèse s'intéresse aux propriétés d'oscillateur de la diode à effet tunnel. Selon

l'équation (34), la condition requise pour obtenir des oscillations auto-soutenues est

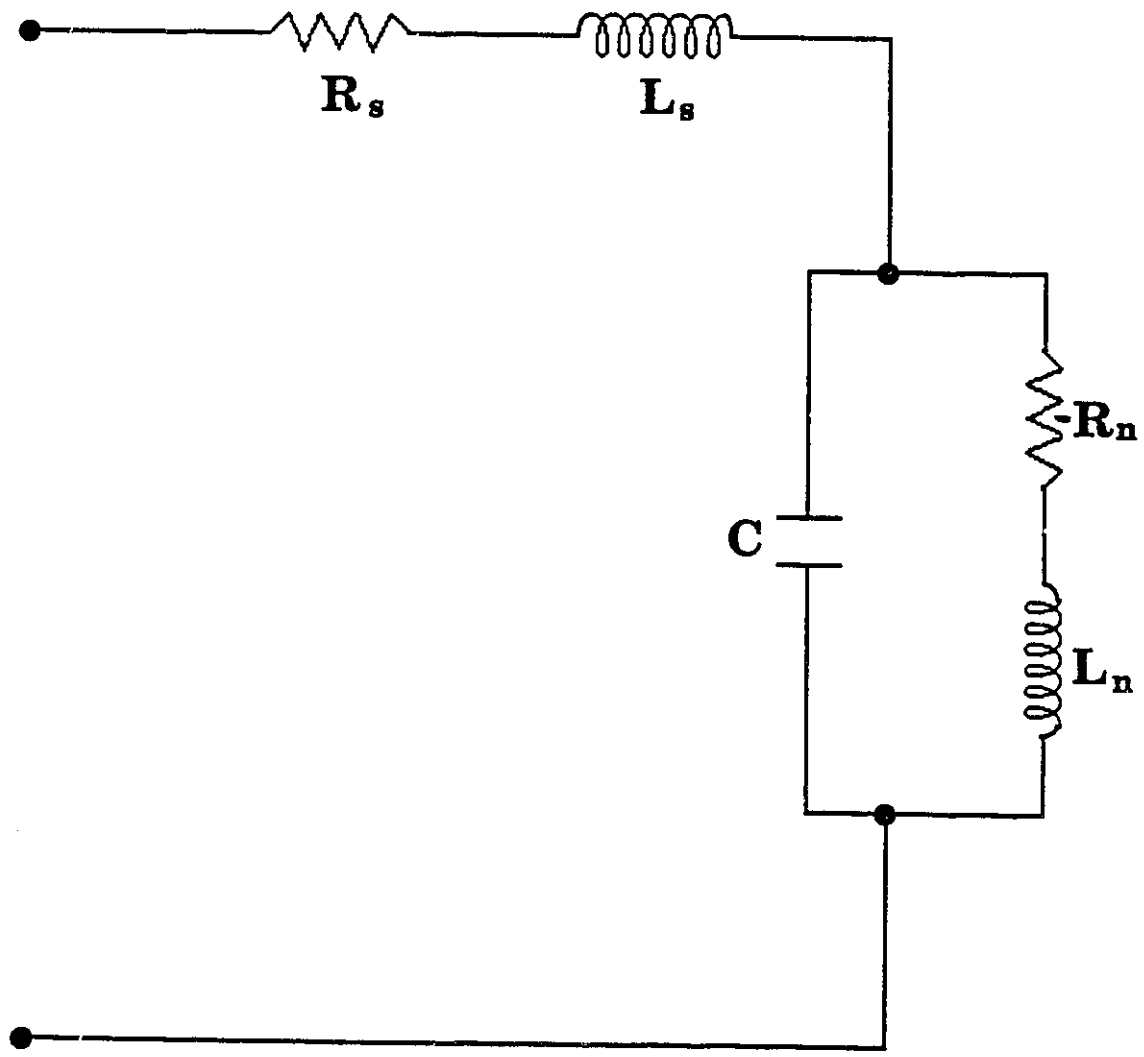
$$\left( \frac{|g|}{C} - \frac{R}{L} \right) \geq 0 \quad \dots(35)$$

et la fréquence correspondante d'oscillation est de

$$\omega = \left\{ \frac{1}{LC} (1-R|g|) - \frac{1}{4} \left( \frac{R}{L} - \frac{|g|}{C} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad \dots(36)$$

Toute diode qui démontre une région de RDN dans les caractéristiques I-V peut agir comme oscillateur si les conditions définies dans l'équation (35) sont satisfaites. Les diodes étudiées dans ce travail (tableau 1) sont composées d'une hétérostructure à double barrière d'où la région de RDN provient d'une baisse dans la transmission d'électrons, par l'effet tunnel, à travers les barrières de potentiel; cette chute dans la transmission résulte d'un désalignement de la bande de conduction, dans la couche émettrice, avec le niveau quantique dans le puits.

Pour la diode à puits quantique, une modification est apportée au circuit équivalent pour tenir compte du temps ( $\tau_0$ ) que l'électron demeure dans l'état quantique à l'intérieur du puits<sup>(35)</sup> avant qu'il ne traverse les barrières de potentiel par l'effet tunnel.. Tel qu'illustré à la fig.23, une inductance  $L_n$  est ajoutée en série avec  $R_n$ . La grandeur de  $L_n$  est donnée par



**Fig.23: Circuit équivalent de la diode à puits quantique.**

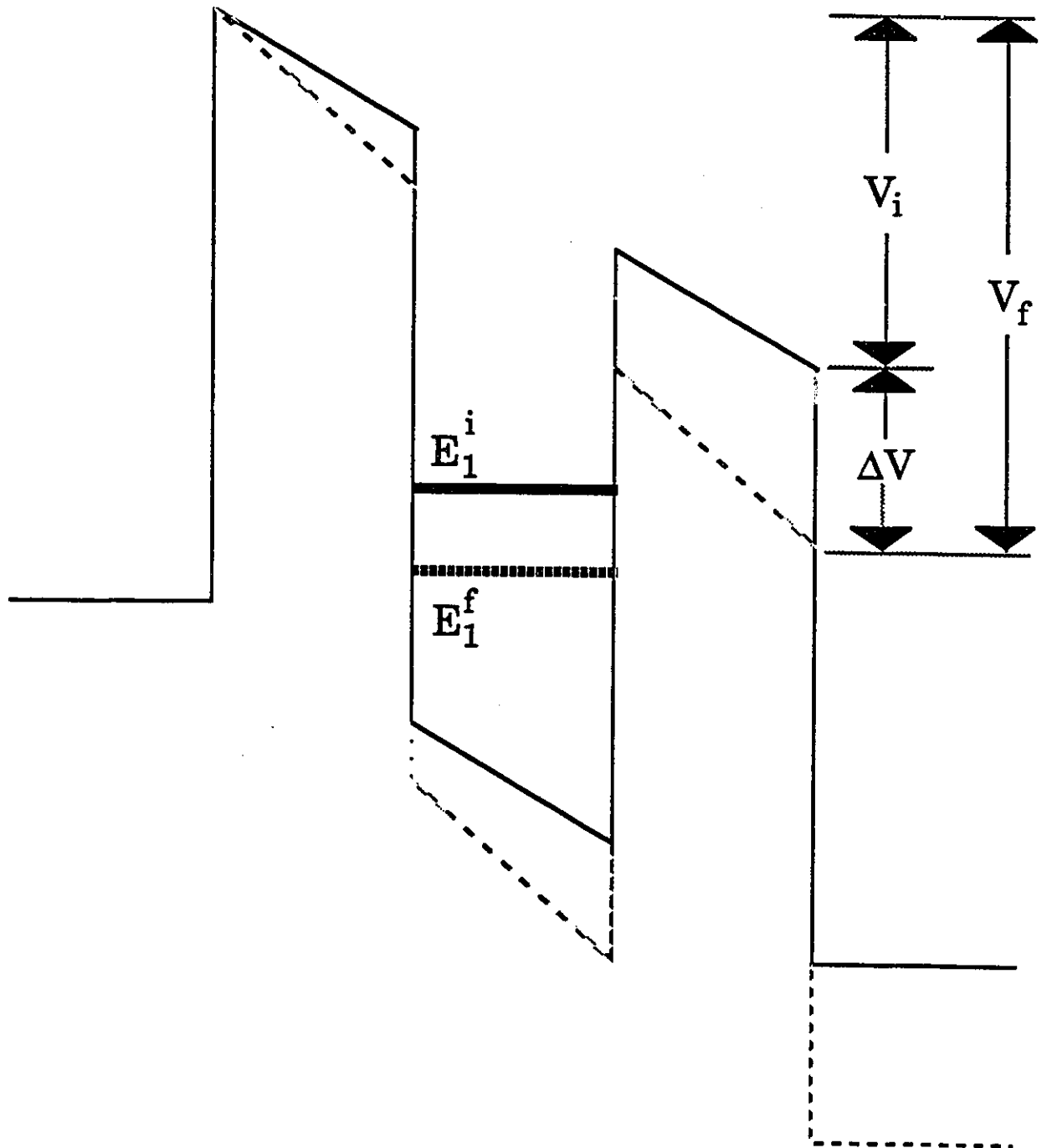
$$L_n = \tau_0(g) \quad \dots(37)$$

où  $\tau_0 \cong h/\Gamma_0$  et  $\Gamma_0$  est l'amplitude (en énergie) à mi-hauteur du maximum de transmission dans les caractéristiques de transmission  $(T(E))^{(22)}$ . L'importance de cet ajout est considérée en analysant la réponse de la diode à double barrière à une variation de potentiel.

La variation du voltage appliqué à l'échantillon modifie la position du niveau d'énergie dans le puits. Le niveau initial  $E_1^i$  et le niveau final  $E_1^f$  (suite à une variation de potentiel,  $\Delta V$ ) sont illustrés à la figure 24. Bien que le niveau d'énergie change instantanément, la fonction d'onde doit être continue en tout temps. Conséquemment, un laps de temps écoulera pendant que la fonction d'onde évolue de sa forme initiale ( $E_1^i$ ) à sa forme finale ( $E_1^f$ ). Ce laps de temps conduit à un délai du courant par rapport au voltage et est donc analogue à l'effet d'une inductance. L'impédance du circuit équivalent de la diode, lorsque que le temps  $\tau_0$  est considéré est

$$Z = R_s + j\omega L_s + \left[ j\omega C + \frac{1}{-R_N + j\omega L} \right]^{-1} \quad \dots(38)$$

Il a été démontré par d'autres<sup>(35)</sup> que l'addition de cette inductance, dans le circuit équivalent de la diode à puits quantique, conduit à une meilleure correspondance entre les



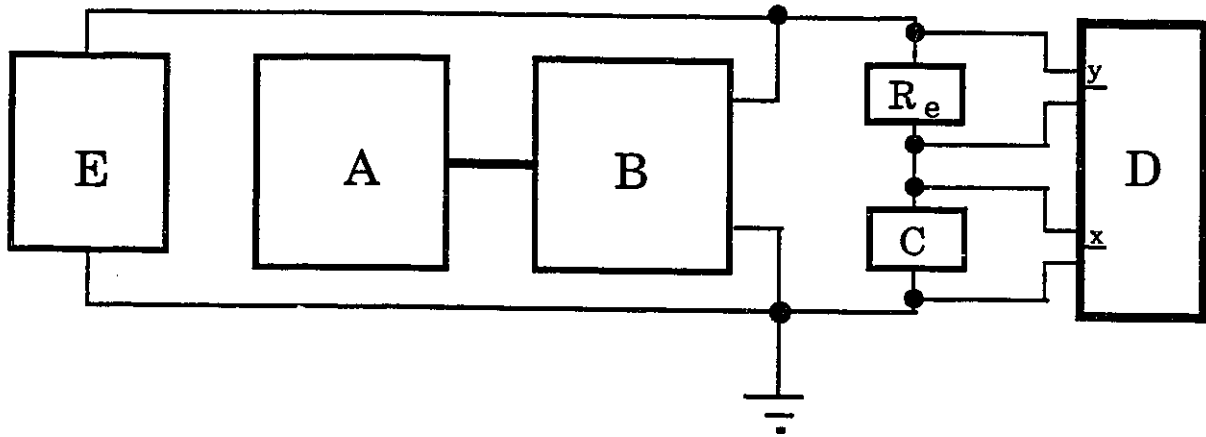
**Fig.24:** Diagramme représentant la réponse de la diode à double barrière, à une variation de potentiel.

observations expérimentales et les prédictions théoriques des propriétés d'oscillateurs.

ii) Expériences et analyse:

Les premières observations des oscillations à hautes fréquences, associées à la région de RDN des caractéristiques I-V des échantillons #1 et #2, ont été faites avec un oscilloscope. L'oscilloscope est branché en parallèle avec la source de tension (voir le montage utilisé, à la figure 25), de façon à mesurer le voltage fourni par la source de polarisation extérieure, et ainsi vérifier que ce voltage ne soit pas assez élevé pour endommager les échantillons.

Lorsque la polarisation extérieure correspond à la région de résistance différentielle négative, l'addition d'un voltage alternatif au voltage appliqué ( $V_{AP}$ ) est observé sur l'écran de l'oscilloscope. Pour le cas de l'échantillon #1, à 77 K, la fréquence d'oscillation de ce voltage alternatif est de l'ordre de de 1 MHz. Pour le cas de l'échantillon #2, à la température ambiante, la fréquence d'oscillation mesurée est de 20 MHz  $\pm$  10 MHz. Pour les deux échantillons, les fréquences d'oscillations dépendent, en partie, de la polarisation extérieure. Cependant, la résolution obtenue avec l'oscilloscope ne permet pas d'entreprendre des études trop détaillées. On a donc recours à d'autres instruments de mesures tels qu'un analyseur de réseau et



**Fig.25:** Diagramme illustrant l'utilisation d'un oscilloscope en parallèle avec la source de polarisation extérieure.

- A) Source de tension
- B) Amplificateur à impédance de sortie  $< 1 \text{ m}\Omega$
- C) Dispositif sous étude
- D) Traceur X-Y
- E) Oscilloscope
- $R_e$ ) Résistance de  $0,1 \Omega$

un analyseur de spectres.

A) Principe de fonctionnement d'un analyseur de réseau:

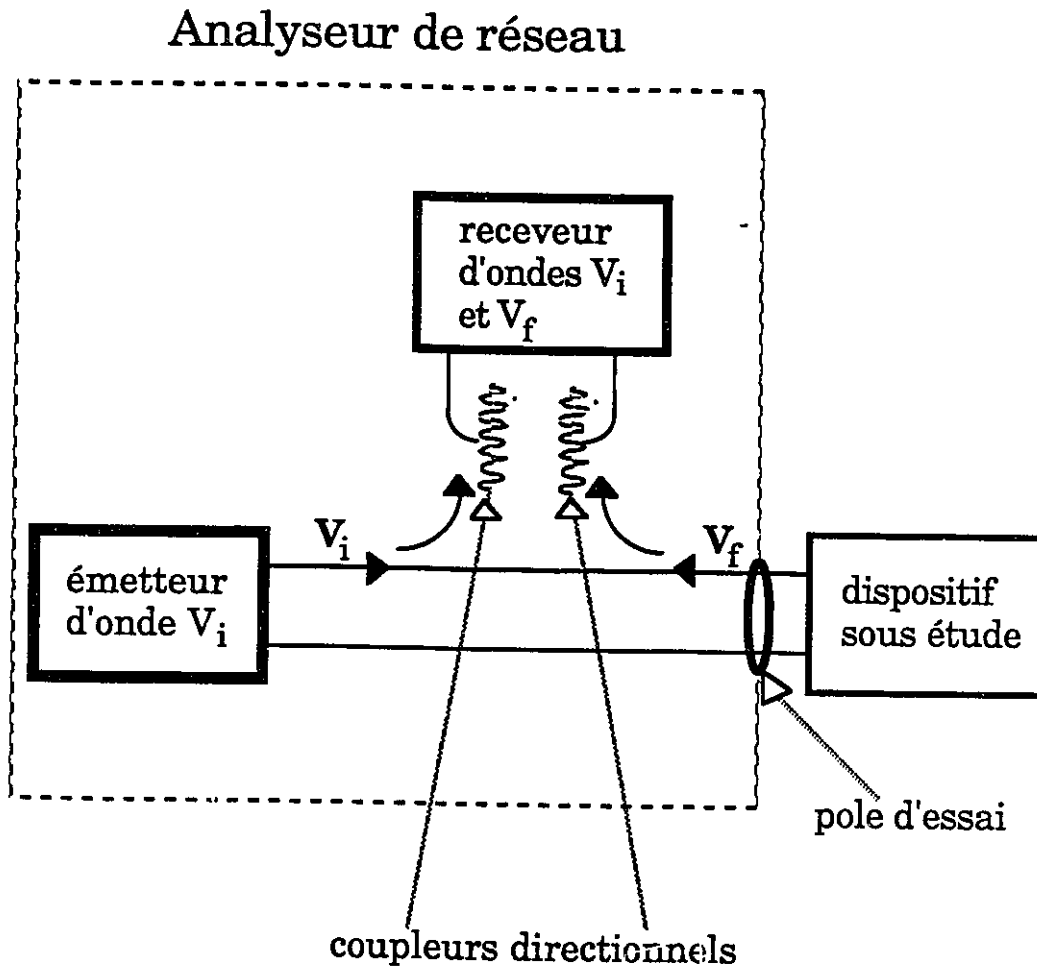
L'utilisation d'un analyseur de réseau (AR) permet de déterminer les valeurs d'impédances réelles et imaginaires d'un dispositif sous étude (DSE). Lorsque utilisé dans le mode  $S_{11}$  (paramètre de réflexion), l'AR peut évaluer le coefficient de réflexion  $\Gamma_{11}$  d'une charge placée à un des pôles d'essai. Tel qu'illustré par le diagramme de la figure 26, l'AR émet un onde de voltage incidente,  $V_1$ , sur la DSE et enregistre, par la suite, l'onde de voltage réfléchie,  $V_r$ .  $\Gamma_{11}$  est le rapport de l'onde réfléchie sur l'onde incidente:

$$\Gamma_{11} = V_r / V_1 = \rho e^{j\phi} \quad \dots(39)$$

où  $\rho$  et  $\phi$  sont les deux quantités mesurables et représentent, respectivement, l'amplitude du rapport ( $|\Gamma_{11}|$ ) et le déphasage entre les deux ondes. La valeur complexe de  $\Gamma_{11}$  est

$$\Gamma_{11} = \rho ( \cos \phi + j \sin \phi ) \quad \dots(40)$$

$\Gamma_{11}$  est une mesure de la déviation de l'impédance de la charge par rapport à l'impédance caractéristique,  $Z_0$ , de l'AR. En connaissant la valeur de  $Z_0$ , on peut déterminer l'impédance du DSE.



**Fig.26:** Diagramme illustrant le principe de fonctionnement d'un analyseur de réseau dans le mode  $S_{1r}$

$$\frac{Z_{DSE}}{Z_0} = \frac{1 + \Gamma_{11}}{1 - \Gamma_{11}} = \frac{1 + \rho(\cos\phi + j\sin\phi)}{1 - \rho(\cos\phi + j\sin\phi)} \quad \dots(41)$$

De cette équation, on obtient l'impédance réelle (résistance)

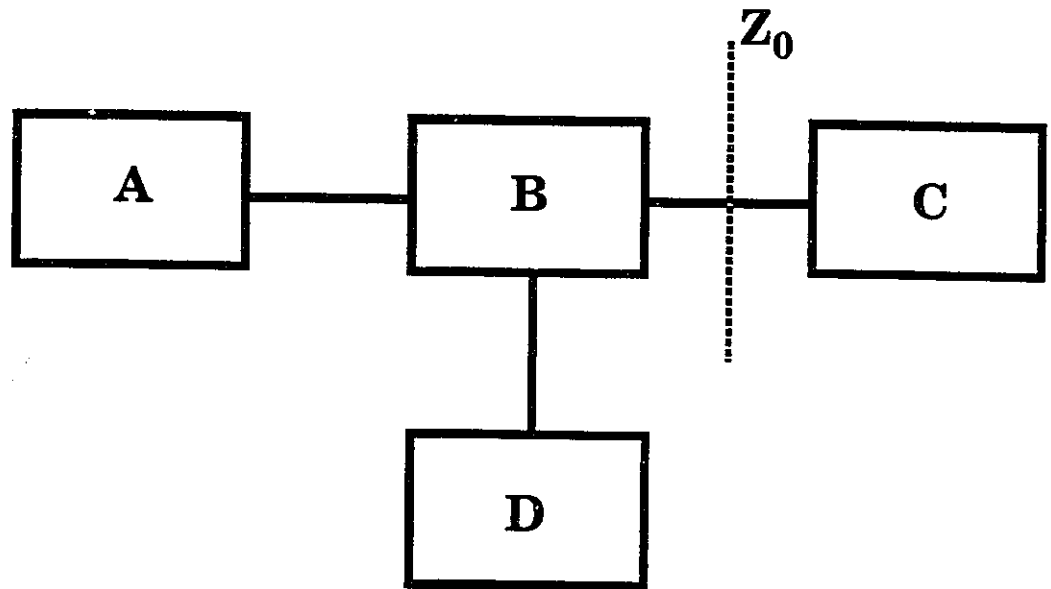
$$\text{Re}(Z_{DSE}) = Z_0 \left\{ \frac{(1 - \rho^2)}{(1 + \rho^2 - 2\rho\cos\phi)} \right\} \quad \dots(42)$$

et l'impédance imaginaire (réactance)

$$\text{Im}(Z_{DSE}) = Z_0 \left\{ \frac{(2\rho\sin\phi)}{(1 + \rho^2 - 2\rho\cos\phi)} \right\} \quad \dots(43)$$

#### B) Analyse des caractéristiques à hautes fréquences de l'échantillon #2:

Le montage, illustré à la figure 27 est utilisé pour mesurer les impédances associées aux différentes fréquences d'oscillation de l'échantillon #2 sous l'action d'une polarisation extérieure. Le point de calibration  $Z_0$  est situé entre le "Bias T" et l'échantillon, i.e.  $\Gamma_{11}$  est une mesure de la déviation de l'impédance de l'échantillon par rapport à l'impédance à ce point ( $Z_0 = 50 \Omega$ ). Le "Bias T" est introduit de façon à éliminer toute composante de polarisation continue pouvant atteindre et ainsi endommager l'analyseur de réseau. Pour diminuer les effets de la résistance, de l'inductance et de la capacité associées à la longueur des câbles conducteurs reliant l'échantillon au circuit

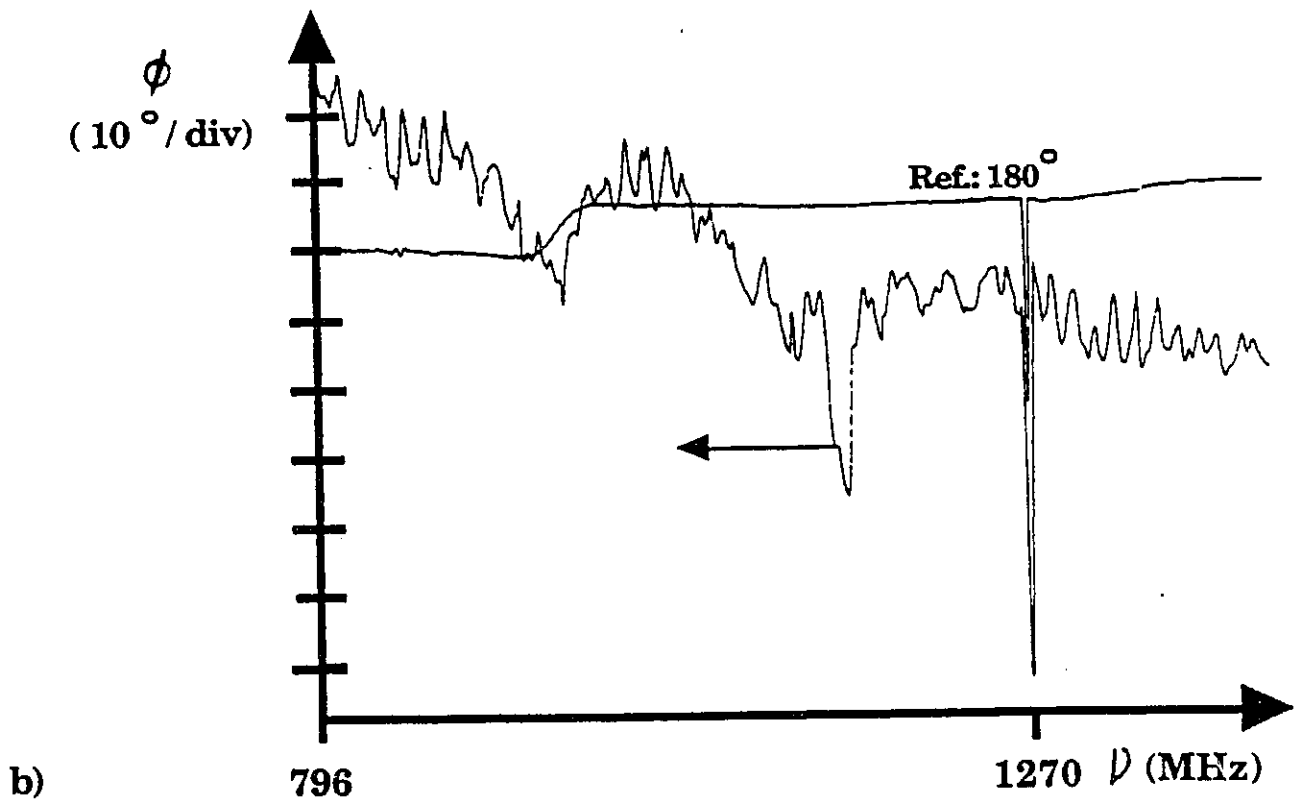
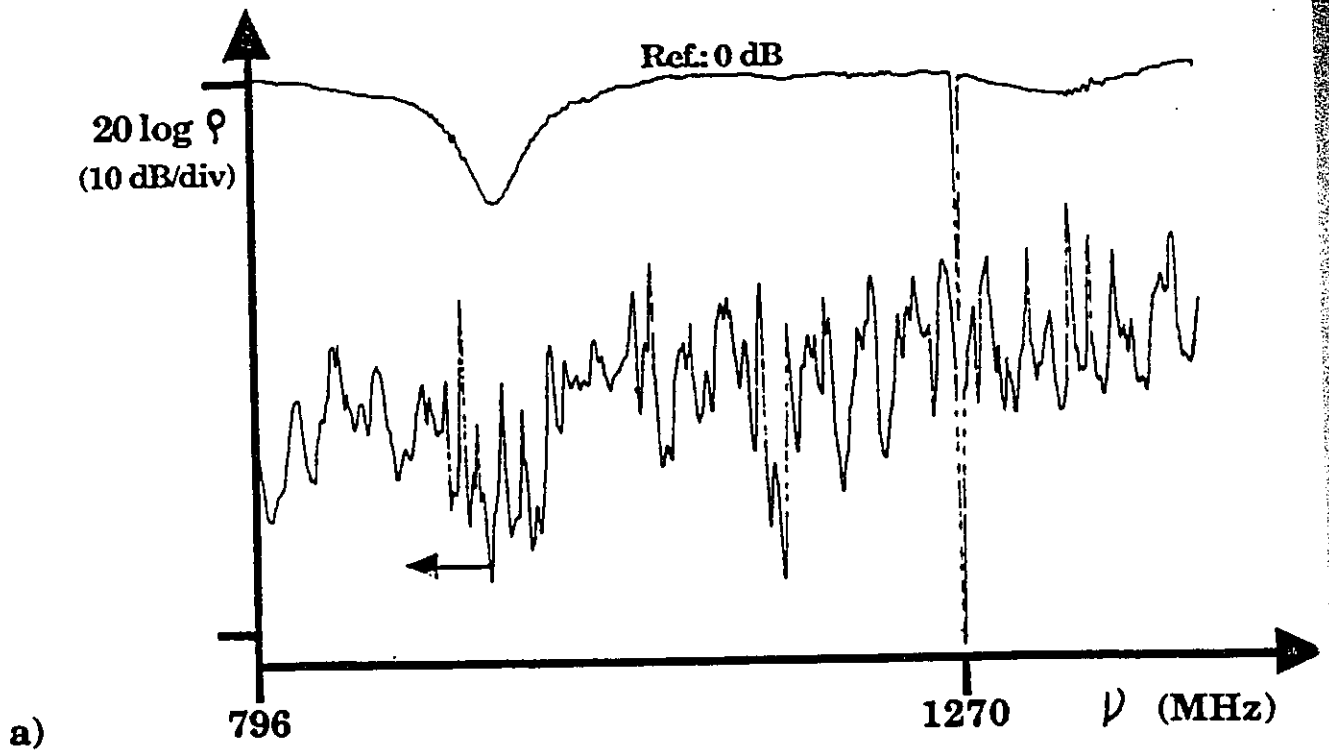


**Fig.27:** Montage utilisé pour mesurer les impédances des échantillons.

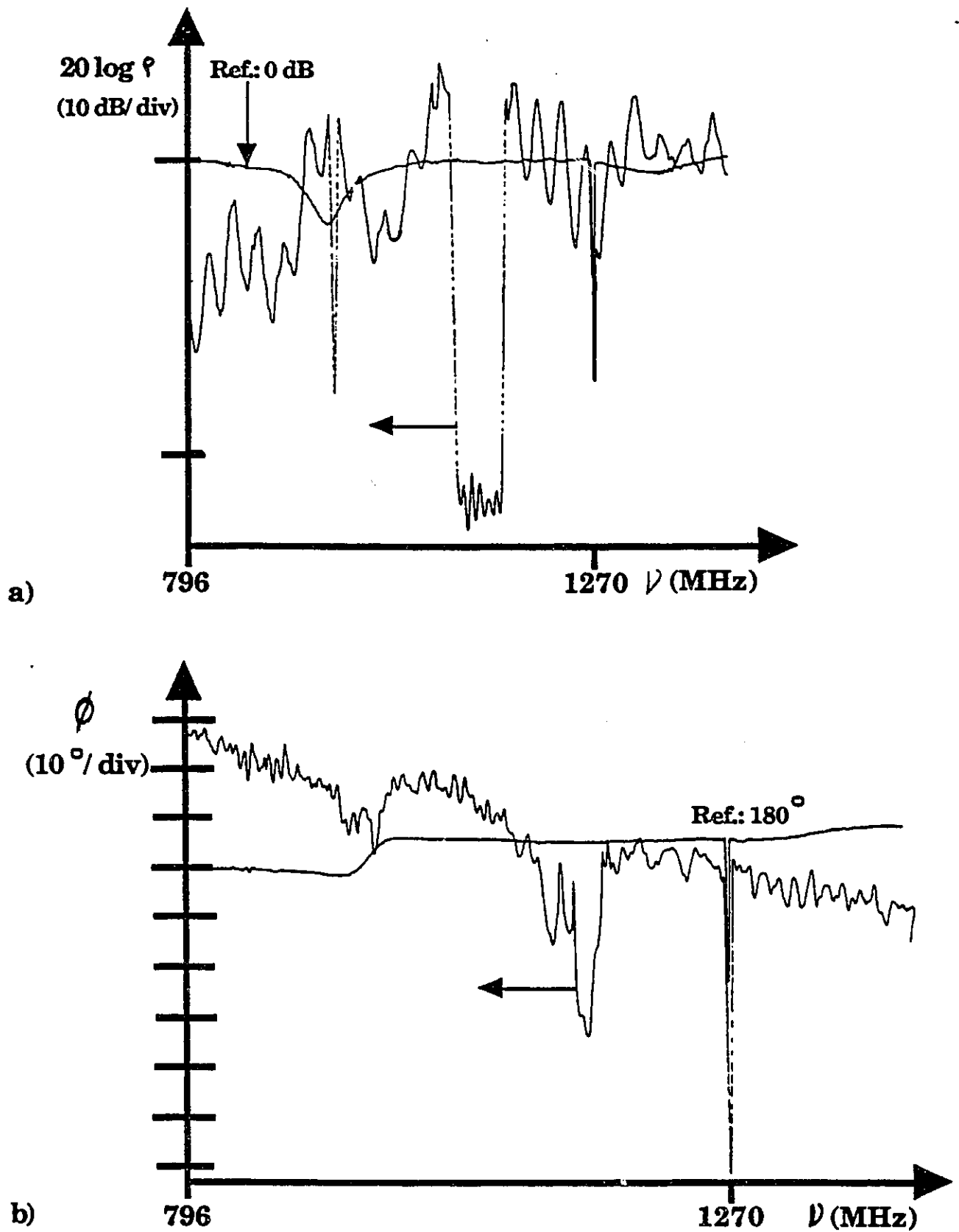
- A) Analyseur de réseau
- B) "Bias T"
- C) Dispositif sous étude
- D) Source de tension
- $Z_0$ ) Point de calibration

extérieur, l'échantillon #2 est monté dans un dispositif où la longueur des cables est réduite. Etant donné que ce nouveau dispositif, à cause de son encombrement total, ne peut pas être installé dans le cryostat optique, les mesures sont faites à la température ambiante: par contre, les mêmes mesures ne peuvent pas être effectuées avec l'échantillon #1 où le courant thermionique devient, à cette température, très élevé et peut détruire l'échantillon.

Aux figures 28 et 29, les spectres de  $20 \log \rho$  (a) et  $\phi$  (b) sont tracés pour des valeurs respectives de polarisation extérieure de 286 mV et de 432 mV. L'intervalle de fréquences étudiées s'étend de 793 MHz jusqu'à 1400 MHz. Avec ces spectres, il devient possible de calculer les impédances de l'échantillon #2. Mais pour le moment, l'attention est plutôt portée vers l'amplitude du coefficient de réflexion  $\rho$ . Pour certaines fréquences ( $\nu$ ), lorsque  $\rho(\nu) > 1$  ou, également,  $20 \log \rho > 0$ , l'échantillon émet plus d'énergie qu'il reçoit. Suite à ces mesures, on peut donc déterminer les fréquences d'oscillateurs du circuit. A la figure 28, la polarisation extérieure (286 mV) correspond au pic dans la courbe I-V. A ce point, l'échantillon ne démontre pas les propriétés d'oscillateur, i.e.  $\rho(\nu) < 1$ . Cependant à 432 mV (fig.29), quand la polarisation extérieure correspond à un point dans la région de RDN, l'échantillon démontre, à plusieurs fréquences, les propriétés d'oscillateur. Un phénomène intéressant est la présence de maxima bien définies



**Fig.28 :** Spectres de  $20 \log \phi$  (a) et de  $\phi$  (b) pour l'échantillon #2 sous l'action d'une



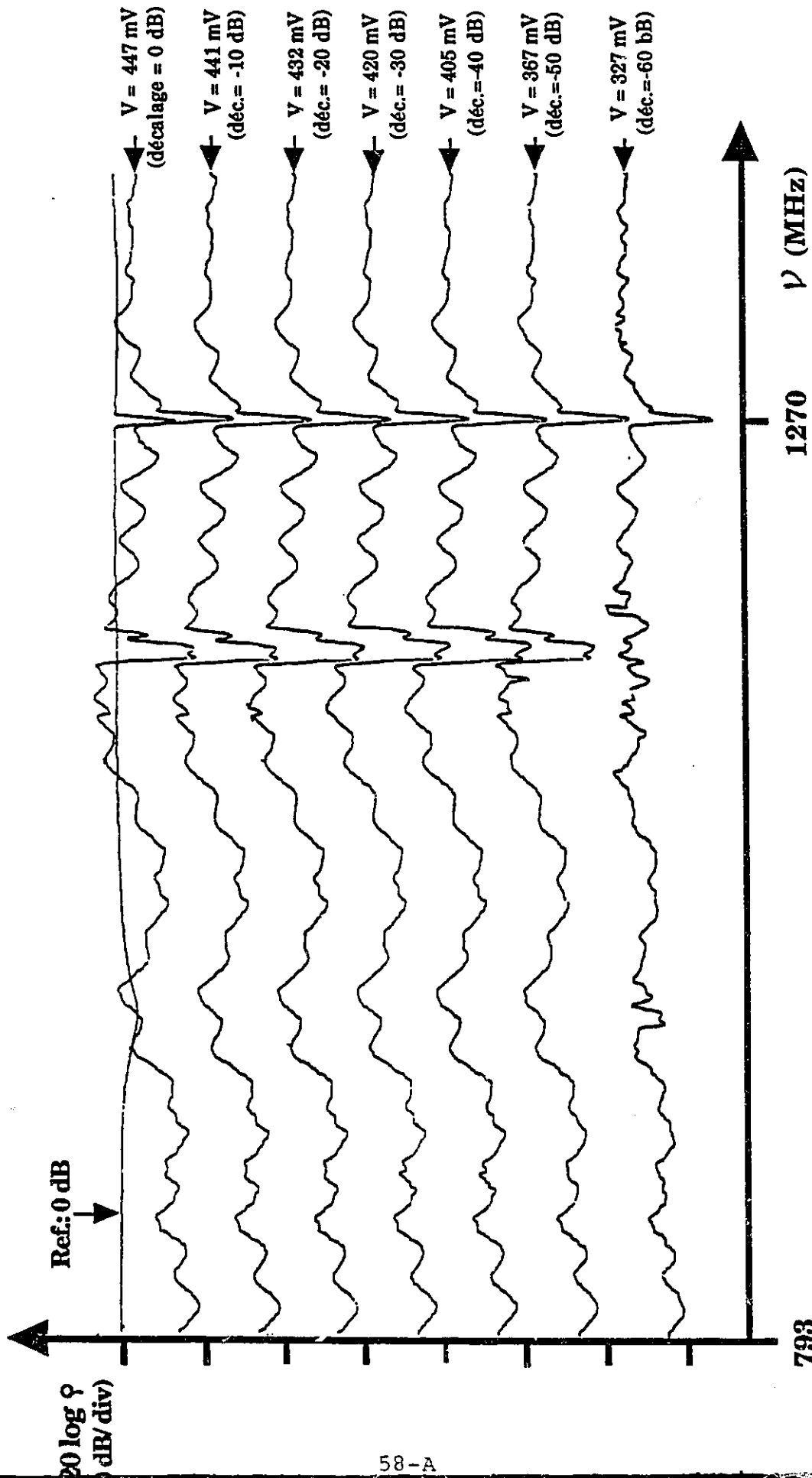
**Fig.29:** Spectres de  $20 \log \varphi$  (a) et de  $\phi$  (b) pour l'échantillon #2 sous l'action d'une polarisation de 432 mV.

dans le tracé de  $\rho(\nu)$ .

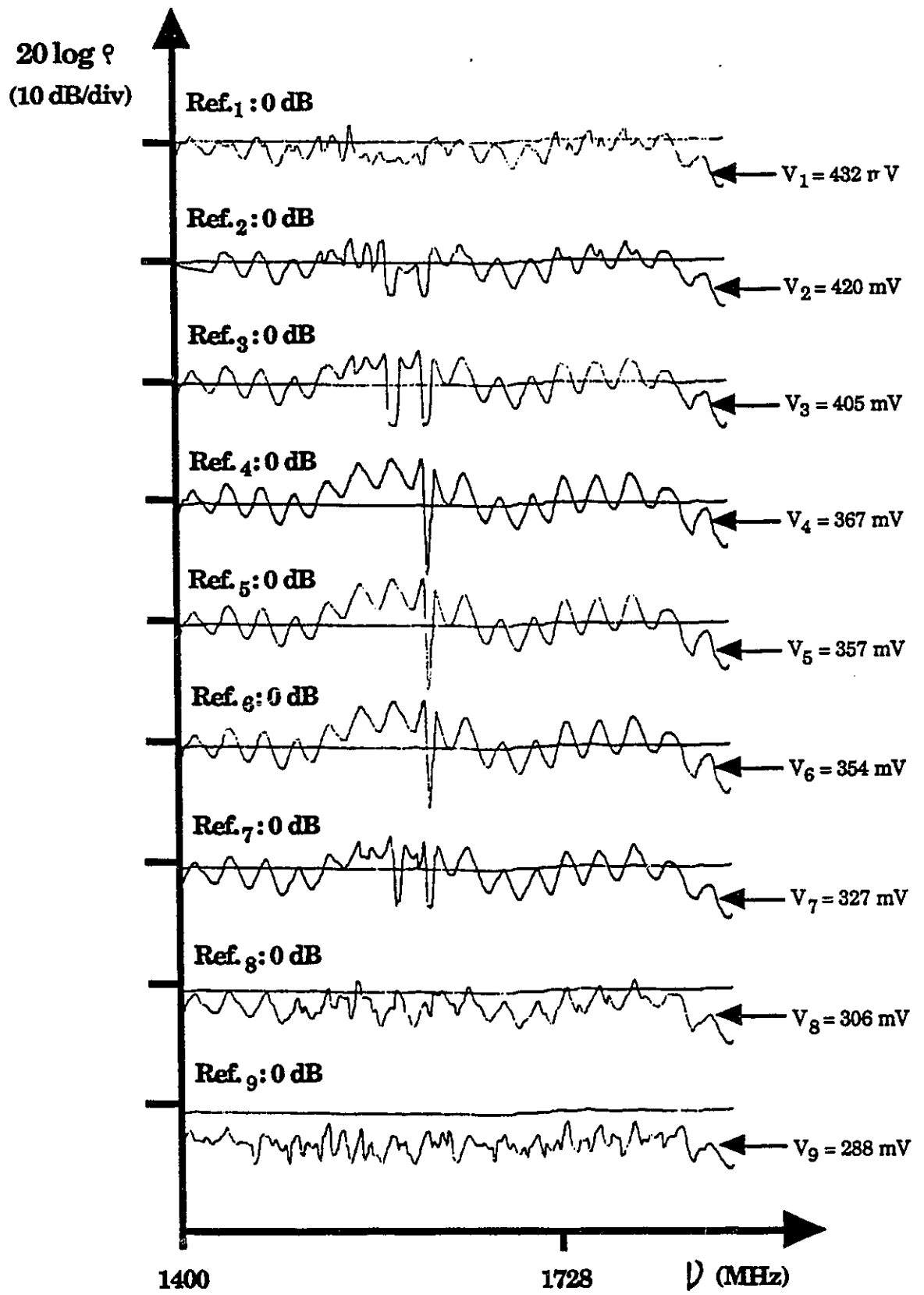
Les spectres de  $20\log\rho(\nu)$ , pour différentes valeurs de polarisation extérieure, sont tracés pour observer les propriétés d'oscillateur de l'échantillon en fonction du voltage appliqué. Les figures 30 et 31 représentent les spectres  $\rho(\nu)$  sur des intervalles respectives de fréquences de 793 - 1400 MHz et de 1400 - 1900 MHz. On observe que l'échantillon, dans les intervalles étudiés, démontre des propriétés d'oscillateur ( $20\log\rho > 1$ ) à partir d'une valeur de polarisation de 306 mV. La fréquence d'oscillateur maximale observée, ici, est de 1,7 GHz. On note que le spectre est influencé par le voltage appliqué: l'intensité de certaines fréquences d'oscillations est modifiée, suite à une variation du voltage appliqué.

### C) Effet du circuit extérieur:

Pour étudier l'effet du circuit extérieur sur les conditions d'oscillations et sur les caractéristiques  $I-V_{ap}$ , des coulisses ajustables sont introduites dans le circuit extérieur. La fonction des coulisses est de faire correspondre, pour certaines fréquences d'oscillations, les impédances réelles et imaginaires de l'échantillon #2 sous l'action d'une polarisation extérieure, aux impédances des systèmes d'analyse et ainsi, permettre l'observation de ces fréquences d'oscillations. Pour une position fixe des coulisses, certaines fréquences



**Fig.30:** Spectres de  $20 \log^2(\nu)$ , pour différentes valeurs de polarisation extérieure et  $\nu$  allant de 793 à 1400 MHz.



**Fig.31:** Spectres de  $20 \log \rho (\nu)$ , pour différentes valeurs de polarisation extérieure et  $\nu$  allant de 1400 à 1900 MHz

---

d'oscillations seront maintenues, tandis que les autres seront supprimées.

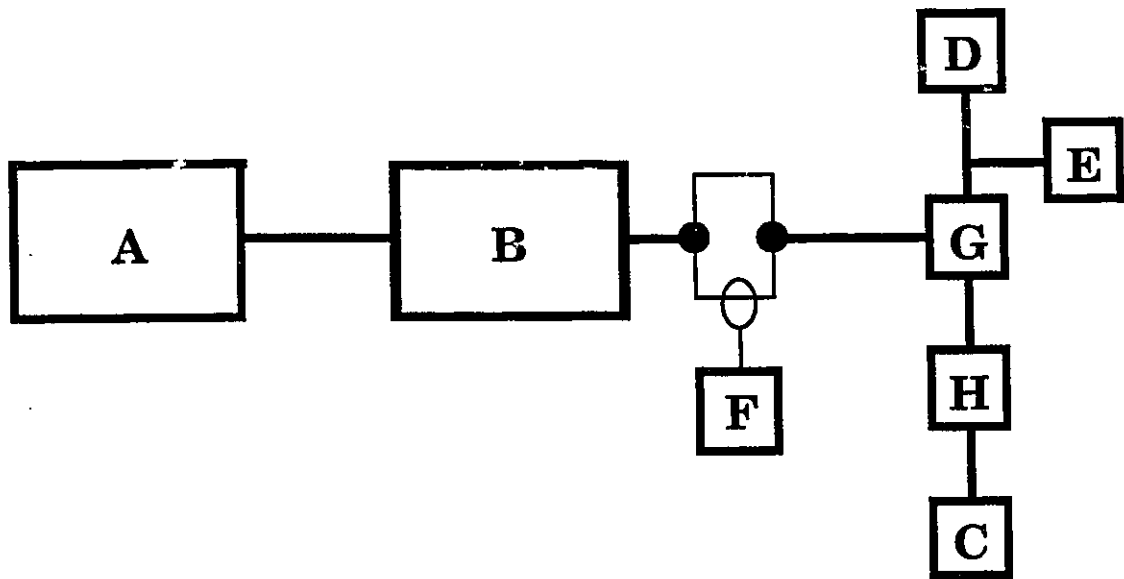
### Montage

Les caractéristiques I-V et les conditions d'oscillations sont mesurées avec le montage illustré à la figure 32. Les coulisses ajustables sont insérées entre le "Bias T" et l'analyseur de spectres. La polarisation extérieure, balayée manuellement, est fournie par la source de tension (A) qui est transformée par l'amplificateur (B) à impédance de sortie négligeable. Le voltage appliqué est mesuré avec un voltmètre (E) en parallèle avec le DSE (D) et le courant résultant est mesuré avec un ampèremètre (F). Le "Bias T" (G) élimine toute composante de polarisation continu du signal incident sur l'analyseur de spectres (C).

### Résultats:

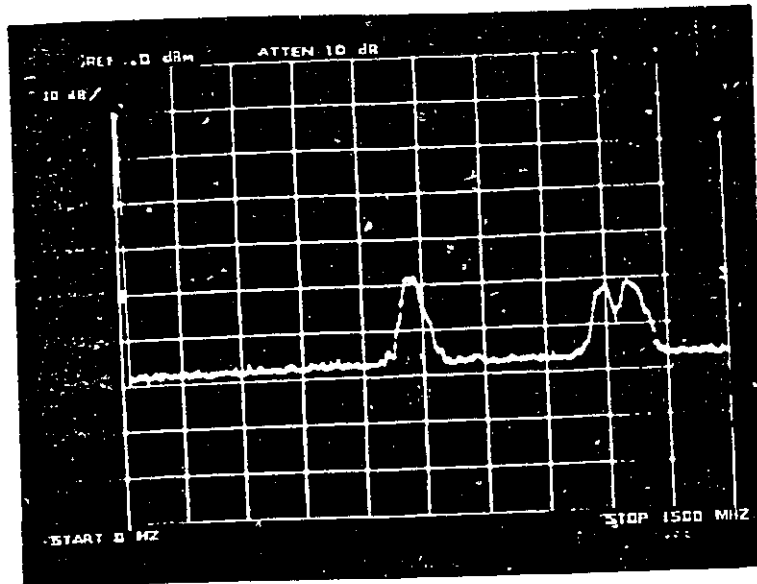
En modifiant la configuration des coulisses ajustables, il devient possible de maintenir certaines fréquences d'oscillations et de supprimer les autres. Les modifications apportées aux conditions d'oscillations sont observées avec l'analyseur de spectres, sur l'intervalles de fréquences allant de 0 à 1500 MHz..

Le spectre des fréquences , illustré à la figure 33-a,

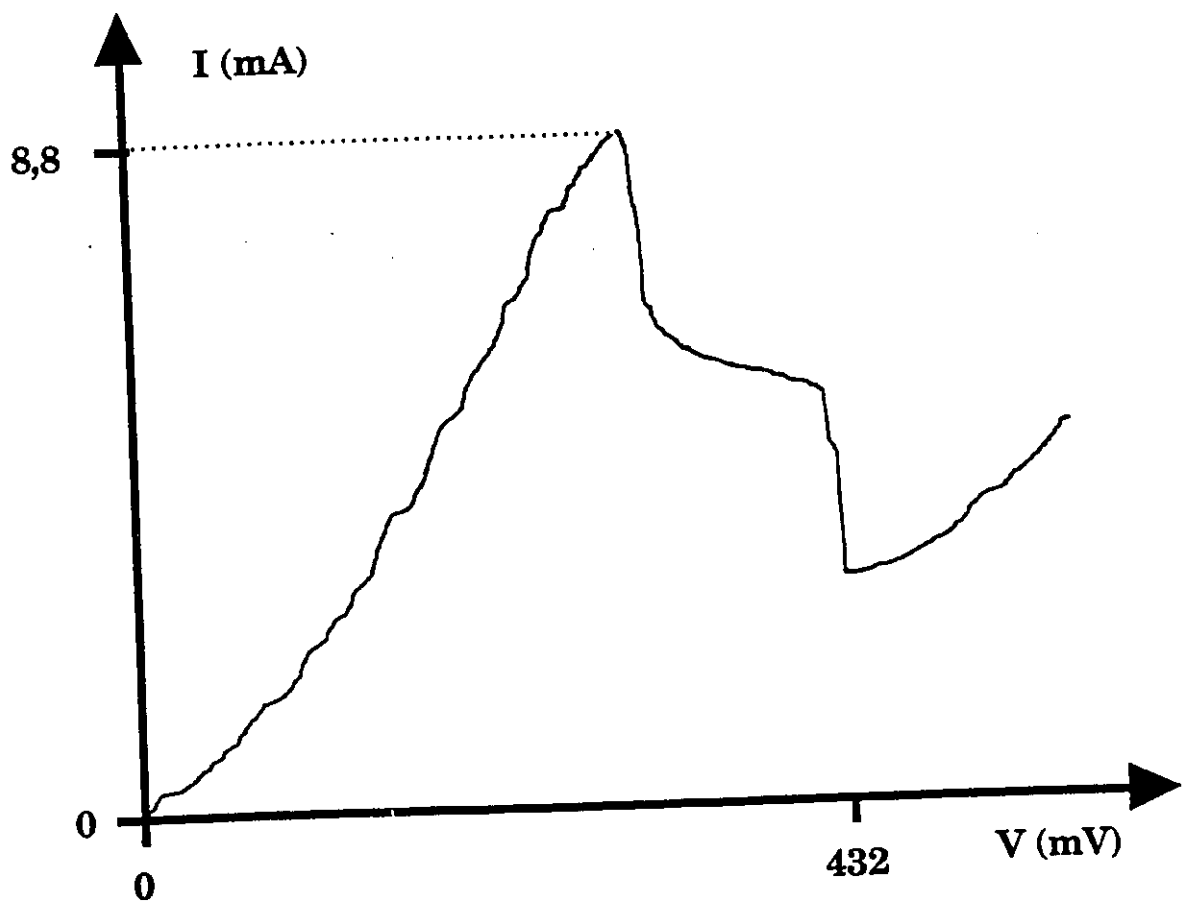


**Fig.32:** Diagramme du montage utilisé pour étudier les effets du circuit extérieur sur les caractéristiques I-V et sur les conditions d'oscillations.

- A) Source de tension
- B) Amplificateur à impédance de sortie négligeable
- C) Analyseur de spectres
- D) Echantillon #2
- E) Voltmètre
- F) Ampèremètre
- G) "Bias T"
- H) Coulisses ajustables



a) Spectre de fréquences à bande continu



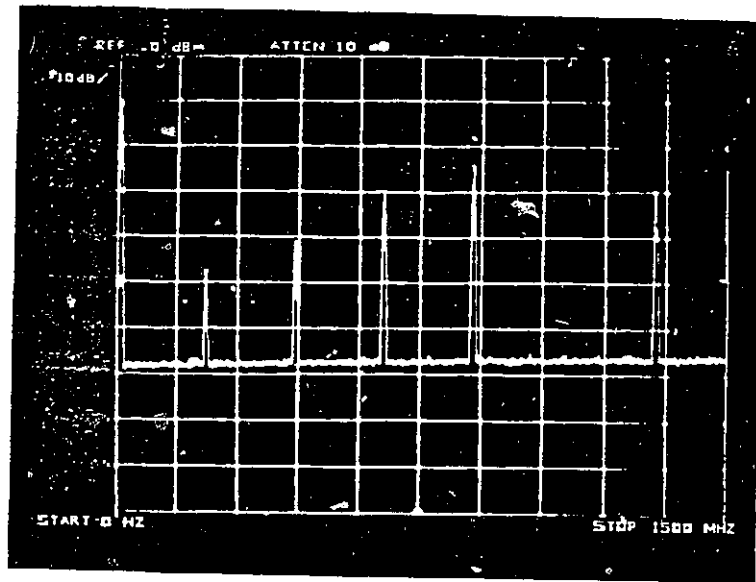
b) Caractéristiques I-V

**Fig.33:** Caractéristiques I-V de l'échantillon #2 (b), à la température ambiante, lorsque toutes les fréquences d'oscillations sont

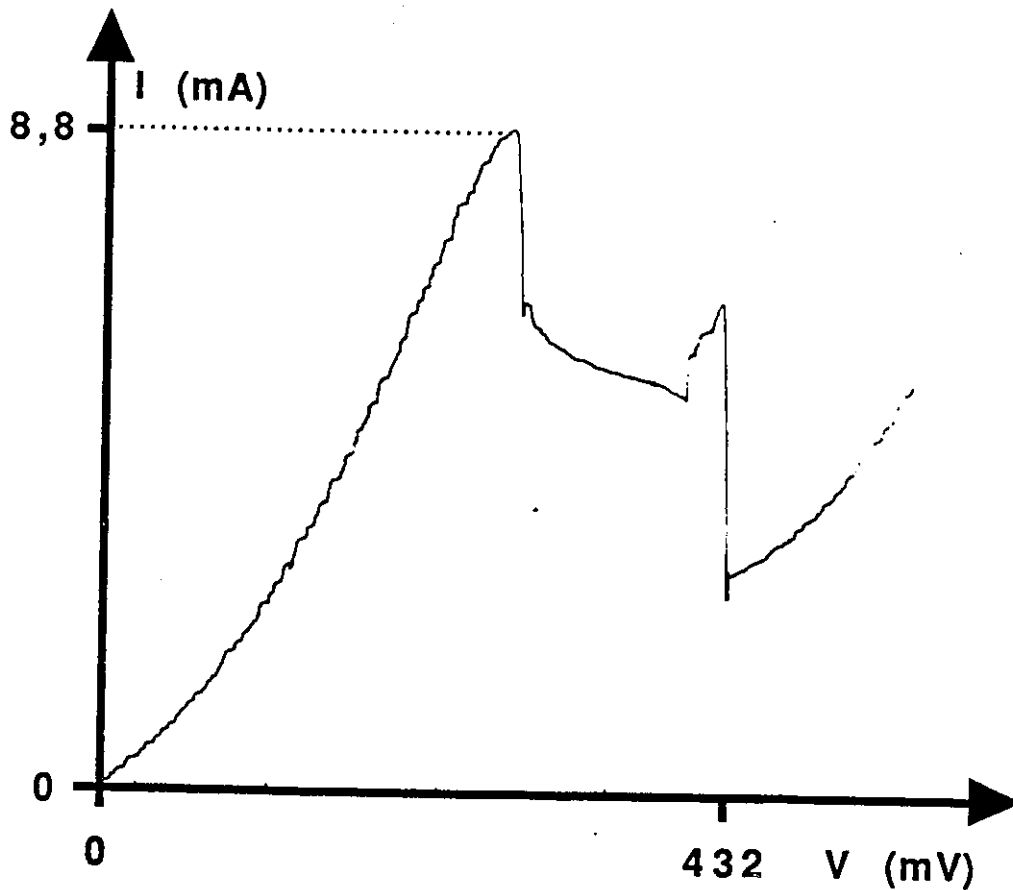
représente le cas où la configuration des coulisses est telle que la majorité des fréquences d'oscillations sont fortement atténuées. La courbe I-V correspondante est tracée à la figure 33-b. La forme de la courbe, dans la région de RDN, caractérisée par le plateau, est similaire à celle obtenue lorsque des condensateurs sont placés en parallèle avec l'échantillon<sup>(36)</sup>. Donc en atténuant les oscillations à hautes fréquences, aucune structure n'est observée.

Une différente configuration des coulisses permet l'observation (fig.34-a) d'un spectre de fréquences discrètes, pour des valeurs de voltage appliqué allant de 409 mV à 432 mV. Dans cette même zone de voltage, la courbe I-V correspondante, tracée à la figure 34-b, révèle la présence d'une structure. La courbe I-V semble donc être influencée par les conditions d'oscillations.

Il est possible de reconfigurer les coulisses de façon à observer, pour différentes zones de voltage, à l'intérieur de la région de RDN, des spectres de fréquences discrètes. Les spectres diffèrent d'une zone à l'autre mais demeurent constants sur l'étendue d'une zone quelconque. A chaque zone, on associe une différente structure dans la courbe I-V correspondante. Par exemple, les coulisses sont configurées de façon à obtenir deux différents spectres de fréquences discrètes pour deux zones de voltage appliqué. Ces zones s'étendent respectivement de 409 à



a) Spectre de fréquences discrètes pour l'échantillon #2 sous l'action d'une polarisation de 409 mV à 432 mV

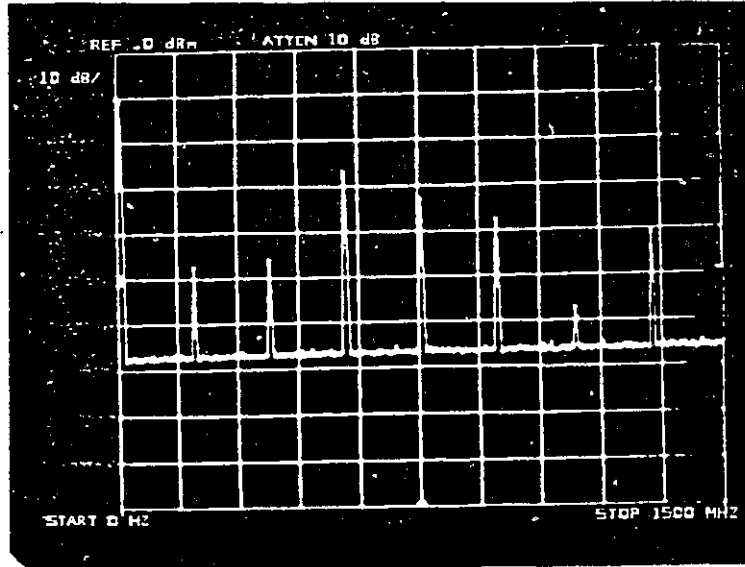


b) caractéristiques I-V

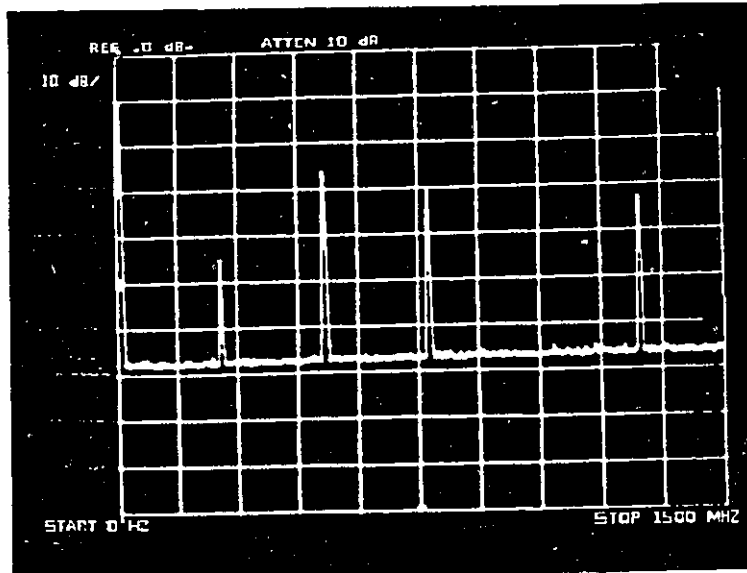
**Fig.34:** Observation d'une structure dans les caractéristiques I-V (b) pour une zone de voltage correspondant à l'obtention

432 mV (fig 35-a) et de 432 à 496 mV (fig 35-b); les spectres sont constants pour une zone donnée mais diffèrent d'une zone à l'autre. L'apparition de deux structures dans la courbe I-V correspondante est tracée à la figure 35-c.

Il reste à découvrir si les changements abrupts dans les spectres de fréquences définies, lors du balayage du voltage appliqué, sont la conséquence des effets du circuit extérieur, de propriétés intrinsèques de l'échantillon ou, d'une combinaison des deux. L'impédance des coulisses, telle que vue par l'échantillon, dans la configuration où deux spectres de fréquences discrètes sont observés, est donc mesurée avec un analyseur de réseau et, par la suite, est comparée avec les impédances associées aux différentes fréquences d'oscillations de l'échantillon. On note alors que la présence d'une oscillation ne dépend pas seulement de la correspondance des impédances (entre l'échantillon et le circuit extérieur). Par exemple, pour le cas de la fréquence d'oscillation de 1322 MHz, la correspondance des impédances est comparable pour les deux zones de voltage (409-432 mV et 432-496 mV) correspondant à la présence de spectres de fréquences discrètes. Cependant, la fréquence de 1322 MHz n'est pas présente dans le spectre associé à la deuxième zone mentionnée (fig.35-b). Il existe donc un autre facteur, en plus de la correspondance des impédances, qui détermine les fréquences d'oscillations électroniques présentes.

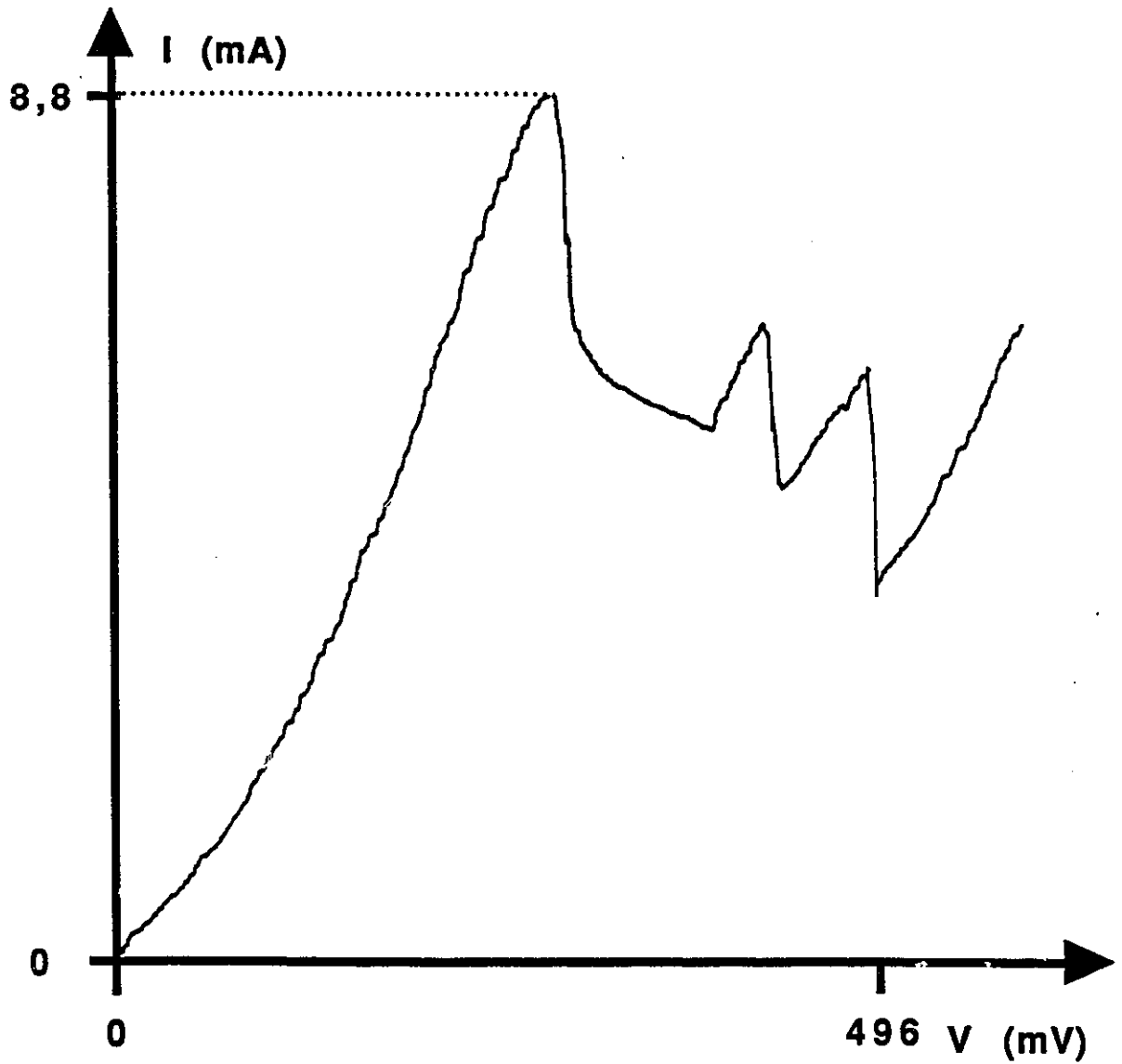


a) Spectres de fréquences discrètes pour l'échantillon #2 sous l'action d'une polarisation de 409 mV à 432 mV.



b) Spectres de fréquences discrètes pour l'échantillon #2 sous l'action d'une polarisation de 432 mV à 496 mV.

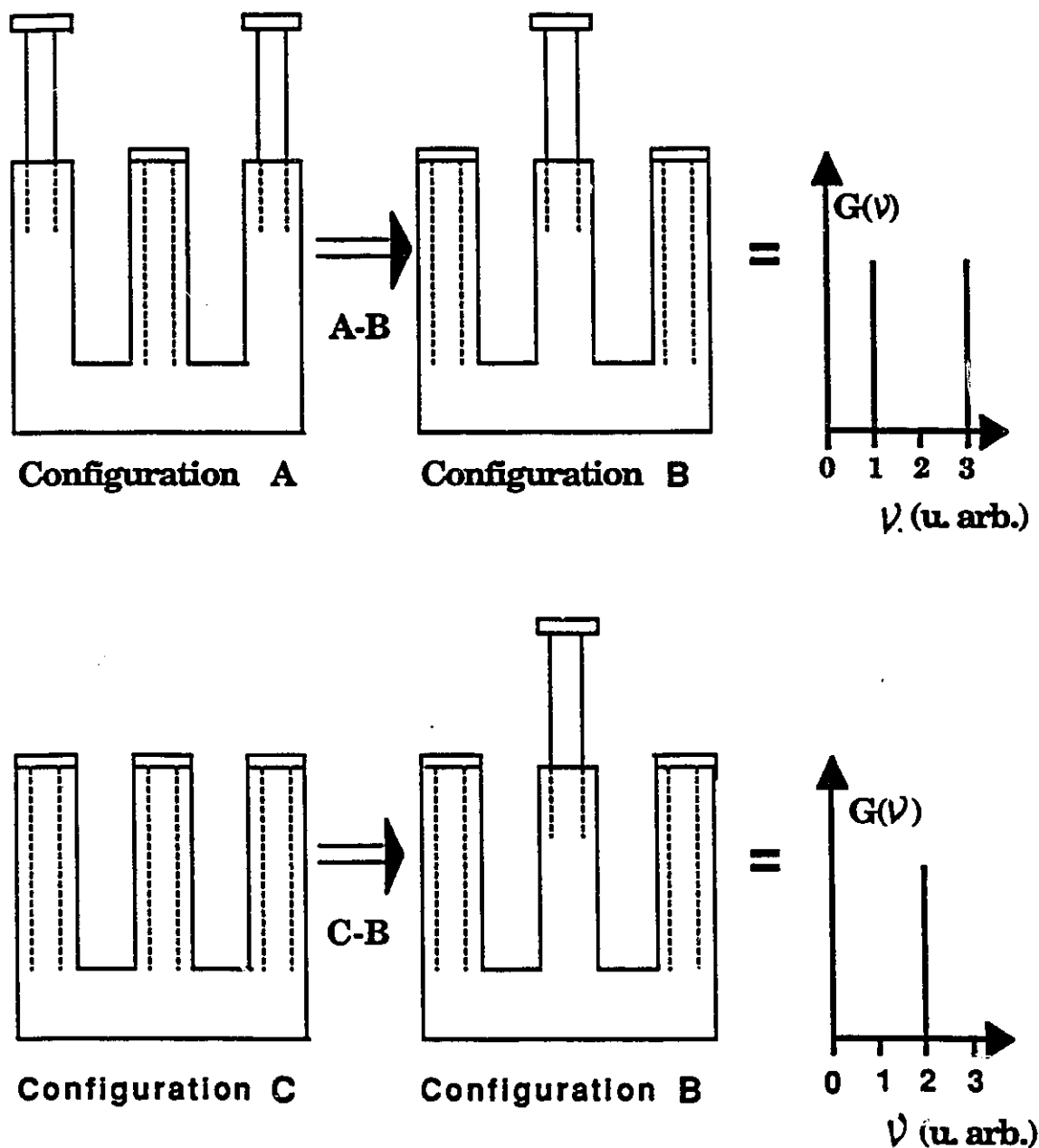
**Fig.35-a et b:** Spectres de fréquences associées à l'observation de deux différentes structures dans la courbe I-V correspondante



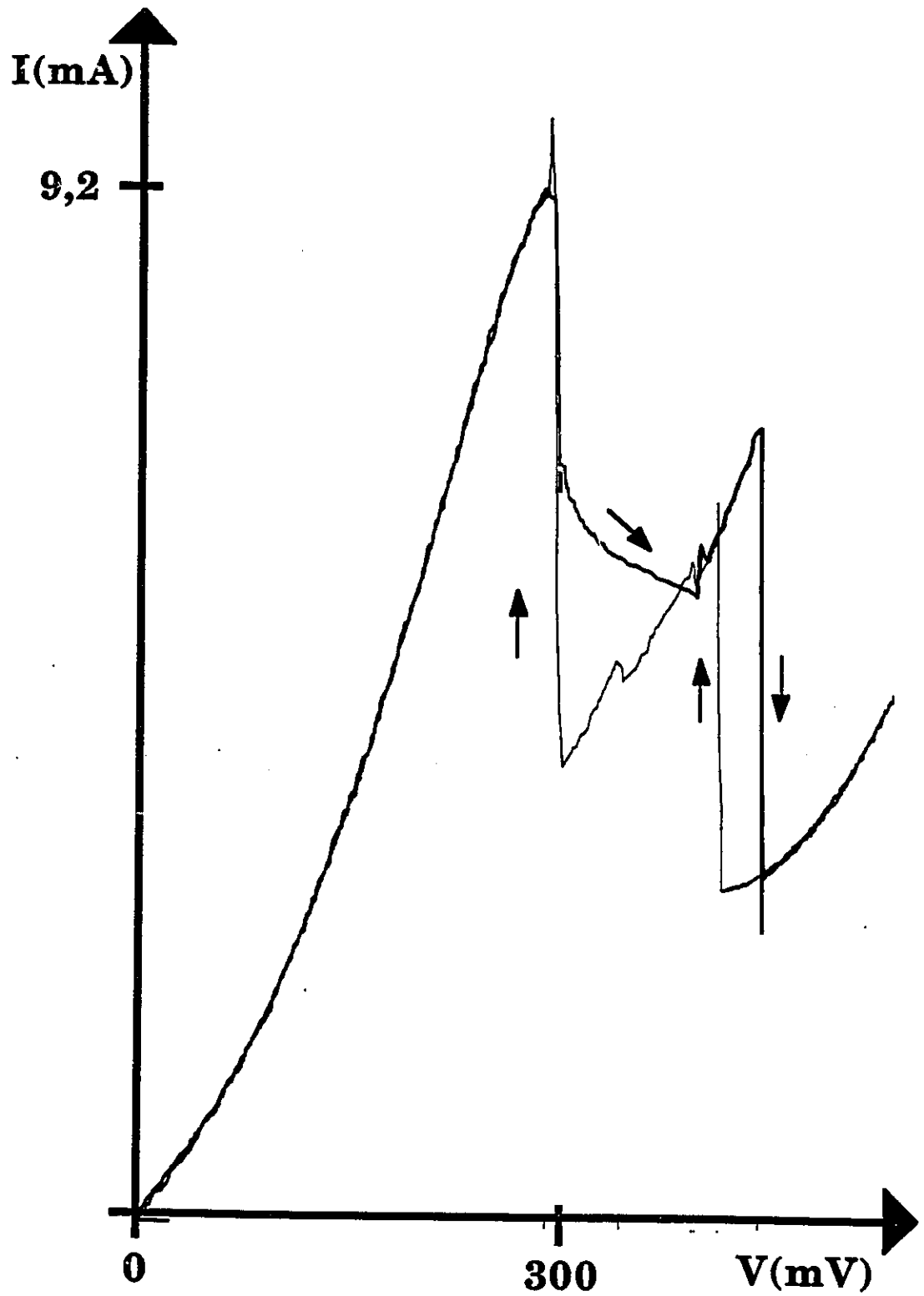
**Fig.35-c:** Observation de deux structures dans la courbe I-V pour deux zones de voltage correspondant à l'obtention de deux différents spectres de fréquences discrètes (37-a et b).

Lorsque un spectre défini est obtenu, une légère variation des coulisses ajustables résultent en une modification de l'intensité relative des fréquences d'oscillation sans en affecter les fréquences observées. Cependant, dans les mêmes conditions de polarisation extérieure, une position fixe des coulisses ne garantit pas toujours l'obtention du même spectre de fréquences. Si on considère la situation illustrée à la figure 36: les coulisses passent de la configuration A à la configuration B et, à la position finale, un spectre de fréquences discrètes est observé. Mais les coulisses peuvent passer de la configuration C à la même position finale B sans nécessairement donner lieu à l'amplification des mêmes fréquences. On peut donc faire l'analogie entre le rôle des coulisses ajustables et celui d'un filtre: pour une position fixe des coulisses, l'amplification de certaines fréquences est possible. Cependant, les fréquences observées dépendent des conditions amenant aux oscillations.

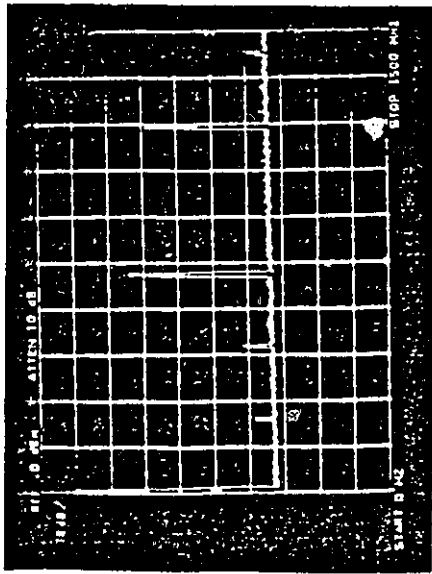
Cet effet se manifeste, aussi, par l'observation d'une bistabilité dans les caractéristiques I-V. Tracées à la figure 37-a, sont les caractéristiques I-V de l'échantillon lorsque la polarisation extérieure est balayée de façon croissante (ligne foncée) et de façon décroissante (ligne pâle). Pour le cas d'un balayage croissant, on observe une structure pour un voltage appliqué, de 397 mV à 441 mV. Le spectre correspondant est illustré à la figure 37-b. Cependant pour un balayage décroissant, on observe le même spectre qu'à partir de 414 mV



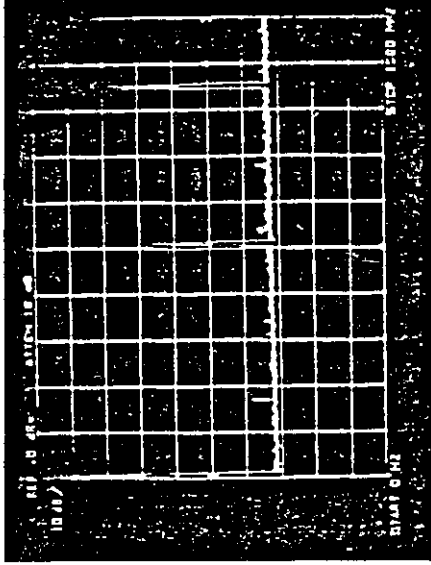
**Fig.36:** Diagramme illustrant l'influence de la configuration des coulisses ajustables, sur le spectre des fréquences d'oscillations électroniques.



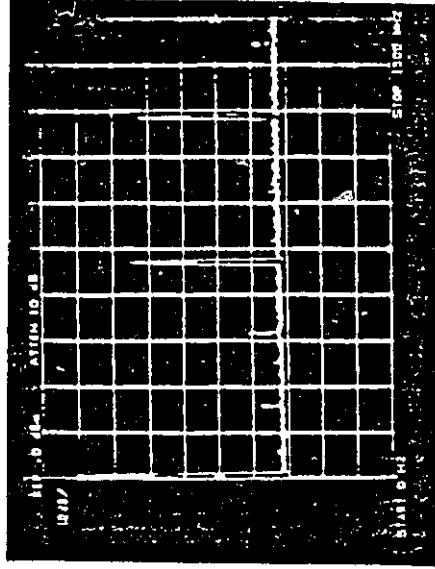
**Fig.37-a:** Observation de bistabilité dans les caractéristiques I-V de l'échantillon #2.



b) Polarisation: 397 à 441 mV ou 414 à 394 mV



c) Polarisation: 394 à 343 mV



d) Polarisation: 343 à 300 mV

**Fig.37-b,c et d:**

Spectre de fréquences discrètes associées à l'observation des différentes structures dans la courbe I-V démontrant une bistabilité.

(jusqu'à 394 mV). Aussi, deux autres structures sont observées de 394 mV à 343 mV et de 343 mV à 300 mV. Les spectres de fréquences correspondantes sont illustrés respectivement aux figures 37-c et 37-d. Donc pour une configuration fixe des coulisses, les fréquences discrètes ne dépendent pas seulement du voltage appliqué mais aussi des conditions amenant aux oscillations (e.g. la direction de balayage de la polarisation extérieure).

### iii) Discussion

Nous avons vérifié expérimentalement la présence d'oscillations à hautes fréquences, associées à la région de RDN. L'échantillon #2 (AlAs/GaAs) a démontré des propriétés d'oscillateur avec des fréquences allant jusqu'à 1,7 GHz. La fréquence maximale observée ici est limitée plutôt par les appareils de mesure que par les propriétés de l'échantillon. Des mesures effectuées à l'Université Simon Fraser ont révélé, pour des échantillons de même composition que l'échantillon #2, des oscillations pouvant atteindre une fréquence de 37 GHz.

Brown et al.<sup>(9,10)</sup> ont détecté, avec des diodes à puits quantique composé de GaAs et barrières composées de  $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}$ , des fréquences d'oscillations supérieures à 200 GHz. Les auteurs prévoient atteindre, suite à des modifications apportées aux échantillons, des fréquences d'oscillations supérieures à 600 GHz. Des détails à considérer, dans la recherche des hautes fréquences,

sont:

- Des barrières de potentiel élevées (e.g. AlAs) sont utilisées de façon à diminuer les effets du courant thermique et ainsi permettre l'échantillon d'opérer à la température ambiante. Aussi, en diminuant la composante thermique du courant, la grandeur absolue de la conductivité différentielle ( $dI/dV$ ) négative est augmentée et, conséquemment, selon l'équation (25), la fréquence maximale est augmentée.

- Pour réduire le temps ( $\tau_0$ ) de l'électron à l'intérieur du puits et ainsi diminuer l'effet de l'inductance  $L_n$  (éq.37), les barrières sont amincies. Cependant, le choix de l'épaisseur des barrière doit aussi tenir compte de la diminution de  $G$  avec les barrières plus minces. Ce compromis a été traité dans l'article de Liu<sup>(37)</sup>.

- La couche émettrice doit être fortement dopée, de façon à réduire la résistance en série  $R_s$ . La couche collectrice doit être faiblement dopée, de façon à augmenter la longueur de la couche d'épuisement et ainsi réduire la capacité  $C^{(9,10)}$ .

Les fréquences d'oscillations dépendent des paramètres du circuit équivalent. Cependant, l'observation des oscillations ne peut être bien réalisée que si les impédances, réelles et imaginaires, entre l'échantillon et le système d'analyse sont

correspondantes. Cette condition peut être satisfaite par l'introduction de coulisses ajustables. Mais la correspondance des impédances n'est pas le seul facteur qui garantit la présence d'oscillations. Leur présence dépend aussi des conditions amenant aux oscillations. Cette observation expérimentale appuie les arguments de Liu<sup>(38)</sup> qui relie la bistabilité, dans les courbes I-V, aux conditions d'oscillations.

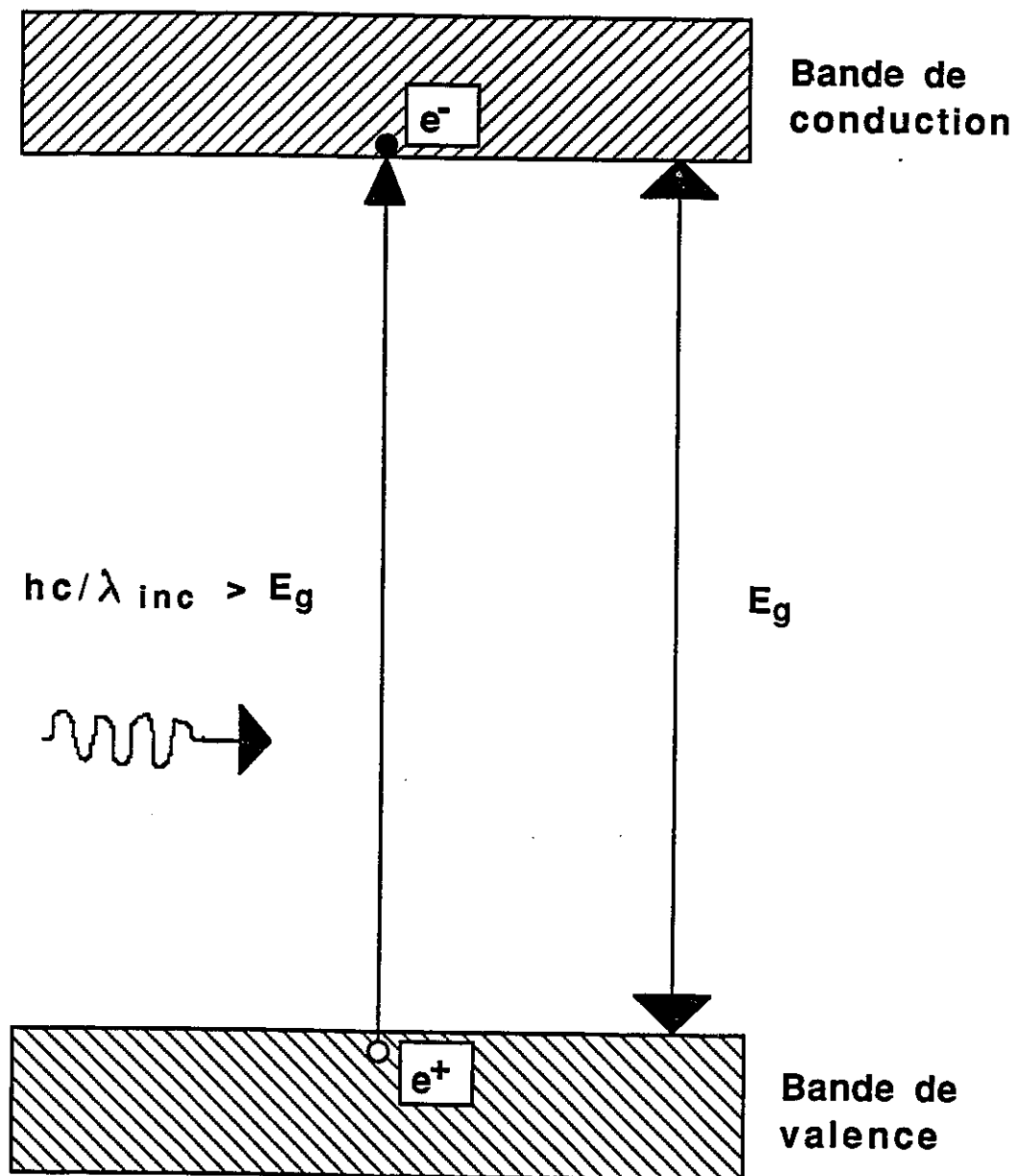
En modifiant la configuration des coulisses, il est possible de maintenir certaines fréquences d'oscillations. Des phénomènes intéressants sont l'obtention de spectres de fréquences discrètes, sur certaines zones de voltage (à l'intérieur de la région de RDN) et l'observation, dans les mêmes conditions de polarisation, de structures dans la courbe I-V correspondante. Donc, la courbe I-V est modifiée par l'existence d'oscillations à hautes fréquences. Il reste à déterminer si les structures périodiques, décrites dans la section III, résultent d'une modulation des conditions d'oscillation, par la polarisation extérieure, et, si c'est le cas, d'expliquer pourquoi une telle modulation existerait.

## V) LES EFFETS OPTIQUES:

Cette section traite des effets associés à une redistribution des porteurs dans les niveaux d'énergie d'une diode à puits quantique lorsque que cette dernière est éclairée par une lumière monochromatique de longueur d'onde ( $\lambda$ ) appropriée. Des spectres de photoconductivité sont tracés pour déterminer les longueurs d'onde d'excitation d'intérêt. Par la suite, les caractéristiques photocourant-voltage (PC-V) à  $\lambda_{\text{fixe}}$  sont mesurées afin d'observer les modifications apportées aux caractéristiques I-V, particulièrement dans la région de RDN, lorsque l'échantillon est illuminé.

### i) Théorie:

Une lumière monochromatique incidente sur un semiconducteur interagit avec ce dernier par échange d'énergie. A un photon d'énergie  $hc/\lambda$ , où  $c$  représente la vitesse de la lumière, peut correspondre plusieurs types d'absorption parmi lesquels on peut citer l'absorption intrinsèque et l'absorption extrinsèque. L'absorption intrinsèque provoque la transition d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction (fig.38); il y a génération de paires électron-trou. Dans ce cas, l'énergie photonique doit être égale ou supérieure à la largeur de la bande interdite du semiconducteur:



**Fig.38: Processus d'absorption intrinsèque.**

$$hc/\lambda \geq E_g \quad \dots(44)$$

L'absorption extrinsèque, dans un matériel semiconducteur, concerne des transitions, d'énergie inférieure à la bande interdite du semiconducteur, entre un donneur neutre et la bande de conduction ou entre la bande de valence et un accepteur neutre (fig.39). Si  $E_i$  est l'énergie d'ionisation de l'impureté, la transition a lieu lorsque:

$$hc/\lambda \geq E_i \quad \dots(45)$$

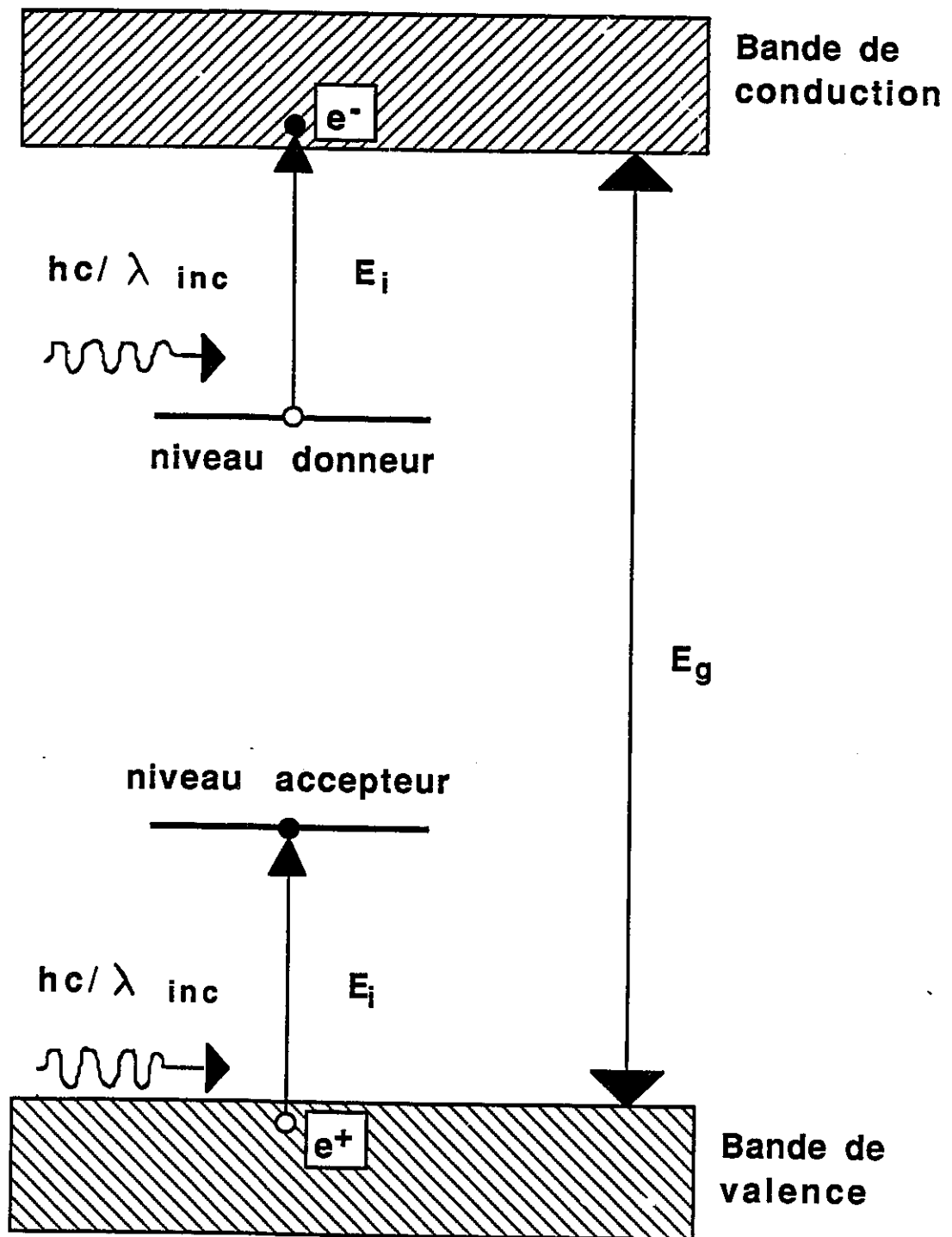
Contrairement à l'absorption intrinsèque, un seul porteur libre résulte de l'absorption extrinsèque: un électron si le centre est un donneur, un trou si le centre est un accepteur.

#### A) La photoconductivité:

L'augmentation des concentrations des porteurs libres dans un matériel semiconducteur, résultant de l'absorption photonique, induit une variation de conductivité<sup>(39)</sup>:

$$\Delta\sigma = q ( \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p ) \quad \dots(46)$$

où  $q$  représente la charge électronique,  $\mu_n$  ( $\mu_p$ ), la mobilité des électrons (trous) et  $\Delta n$  ( $\Delta p$ ), l'excès d'électrons (trous). La photoconductivité résulte donc de la variation de la conductivité



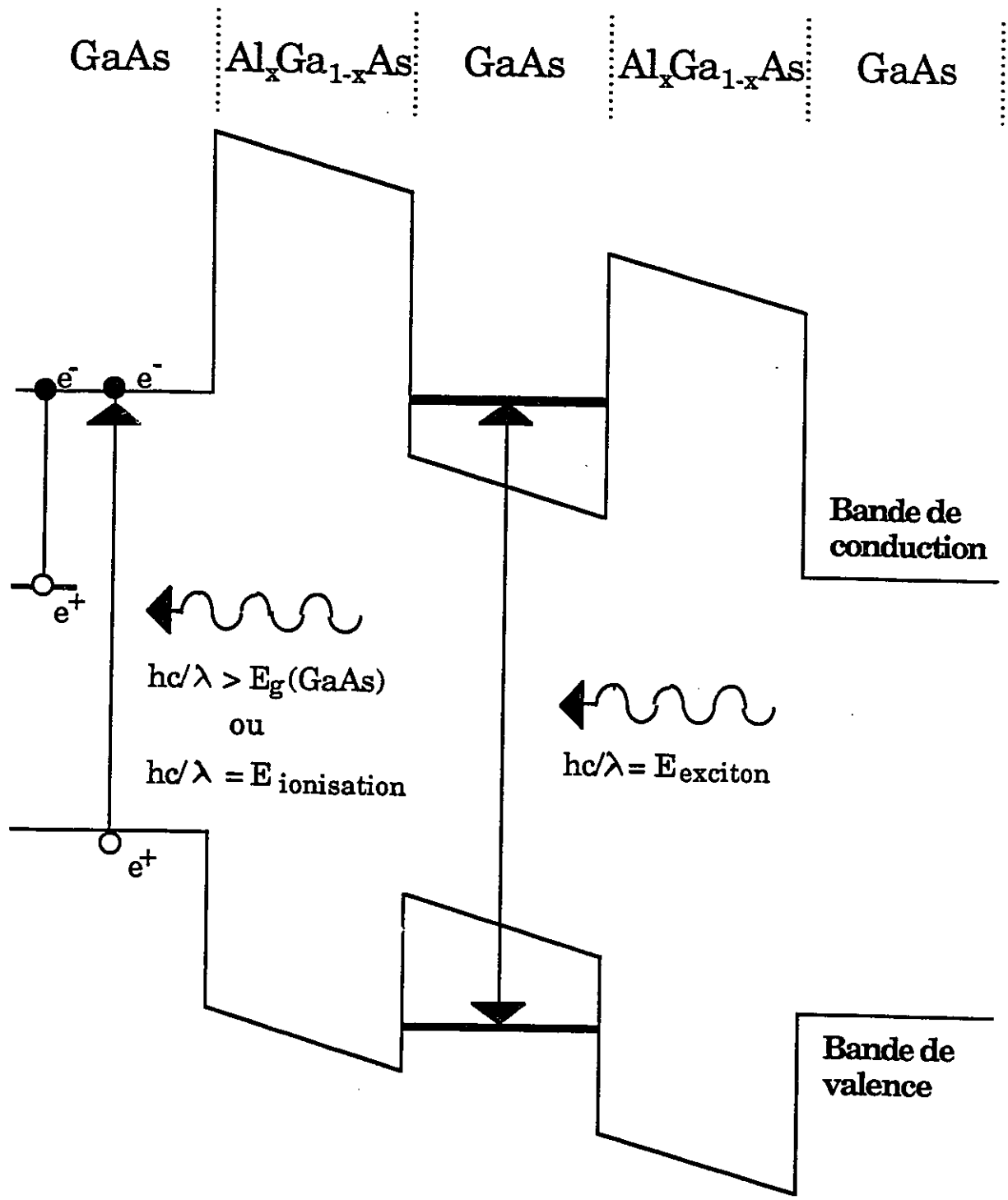
**Fig.39: Processus d'absorption extrinsèque.**

d'un semiconducteur sous éclairage. Il existe deux types de photoconduction: la photoconduction intrinsèque et la photoconduction extrinsèque, respectivement liées aux absorptions intrinsèque et extrinsèque. L'observation de la photoconductivité est liée à l'existence d'un champ électrique, dû à une source de polarisation extérieure, qui sépare les paires électrons-trous.

Pour observer de la photoconductivité dans une diode à puits quantique, deux situations, quant à la longueur d'onde d'excitation, sont illustrées à la fig.40: (1) l'énergie photonique ( $hc/\lambda_{inc}$ ) provoque une transition, intrinsèque ou extrinsèque, de l'électron dans la couche émettrice, à un niveau d'énergie aligné avec le niveau quantique dans le puits ou (2)  $\lambda_{inc}$  correspond à l'énergie de l'exciton dans le puits. D'autres possibilités, quant à l'observation de la photoconductivité dans une diode, incluent des transitions électroniques dans les couches contact, les substrats, les barrières de potentiel, etc.

#### B) L'effet photovoltaïque:

A la différence de l'effet photoconducteur, l'effet photovoltaïque ne nécessite pas de source de polarisation extérieure. La génération d'un photovoltage requiert la présence d'une hétérogénéité à laquelle on associe un champ électrique. Un exemple d'hétérogénéité est la jonction entre deux matériaux, qui a comme conséquence la formation d'une zone de charge d'espace à

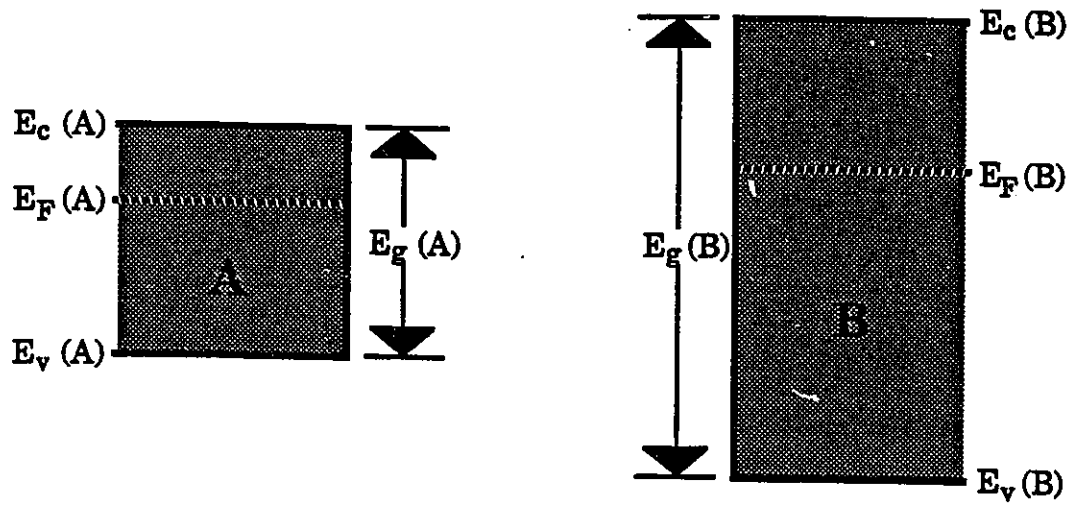


**Fig.40:** Diagramme illustrant les conditions, quant à la longueur d'onde incidente, pour observer de la photoconductivité dans une diode à puits quantique.

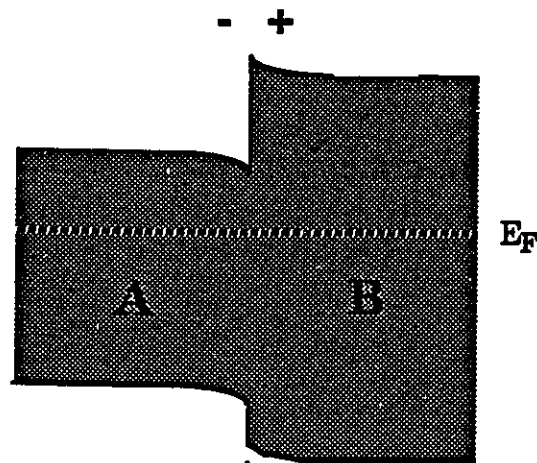
l'interface.

On considère le cas des 2 couches, A et B, de matériaux à bandes interdites différentes et de concentrations de dopage (type n) similaires, illustrées à la figure 41. Avant le contact (fig.41-A), les niveaux de Fermi de chaque couche sont déterminés par les concentrations et types (n,p) respectives de dopage. Après le contact (fig.41-B), loin de l'interface, les deux semiconducteurs doivent être de composition électriquement neutre:  $E_F$  initiale =  $E_F$  finale. Cependant, à l'interface, les niveaux de Fermi de chaque couche doivent coïncider pour obtenir un équilibre thermodynamique. Ces conditions amènent à la migration d'électrons de la couche B (matériel à bande interdite supérieure) à la couche A. Ces électrons laissent derrière eux des charges ionisées (positives) fixes non compensées dans la couche B. Suite à ce transfert, il existe, adjacent à l'interface, une zone de charges d'espace positive dans la couche B et une zone de charges d'espace négative dans la couche A.

Le champ électrique interne associé à l'hétérogénéité sépare les paires électron-trou générées optiquement dans la zone de charge d'espace ou à une longueur de diffusion près de celle-ci. Le courant résultant doit être compensé par une perturbation du potentiel électrostatique mesurable alors aux bornes de l'échantillon: la tension photovoltaïque.. Dans le cas de la diode à puits quantique, les hétérogénéités sont formés par



a) avant le contact



b) après le contact

**Fig.41:** Diagramme illustrant la formation d'une zone de charges d'espace à la jonction entre deux matériaux.

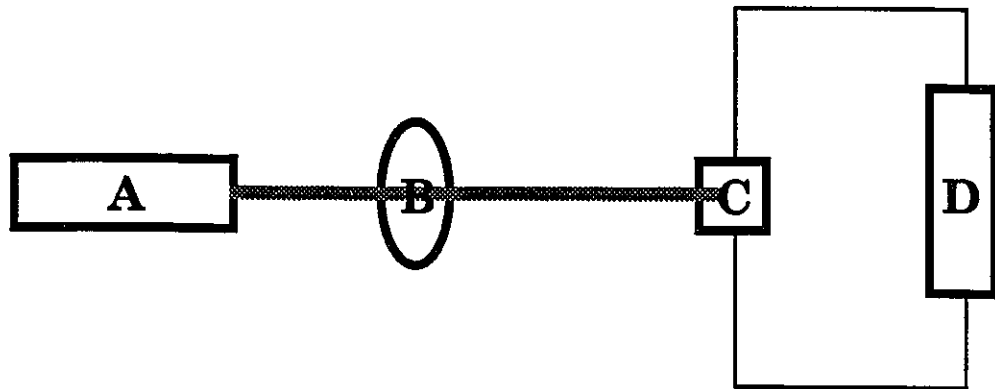
les jonctions des différentes couches formant la diode.

ii) Procédures expérimentales:

Pour les expériences optiques, l'échantillon #1 a été monté dans un cryostat optique construit à l'Université d'Ottawa selon les plans du Dr Fortin. Dans ce cryostat, les mesures ne peuvent être effectuées qu'à la température de l'azote liquide (77 K) ou à la température ambiante. Malgré ces limitations, des expériences dans cet environnement nécessitent beaucoup moins de préparations que celles dans le cryostat Janis (section II) et peuvent être effectuées à des coûts inférieurs.

A) Illumination de l'échantillon:

La première étape expérimentale, lors de l'étude optique de l'échantillon, est l'ajustement de la position de la source lumineuse de façon à obtenir un nombre maximum de photons incidents sur la région d'intérêt de l'échantillon. Etant données la très petite dimension de la surface à éclairer et la haute intensité de la source, cet ajustement ne peut être fait à l'oeil nu. L'effet photovoltaïque est donc exploité: le faisceau lumineux incident est aligné avec la surface à éclairer afin d'obtenir un PV maximum. Le montage utilisé pour mesurer le PV est très simple et est illustré à la figure 42. La lumière est incidente à angle droit sur la dernière couche épitaxiale (dans



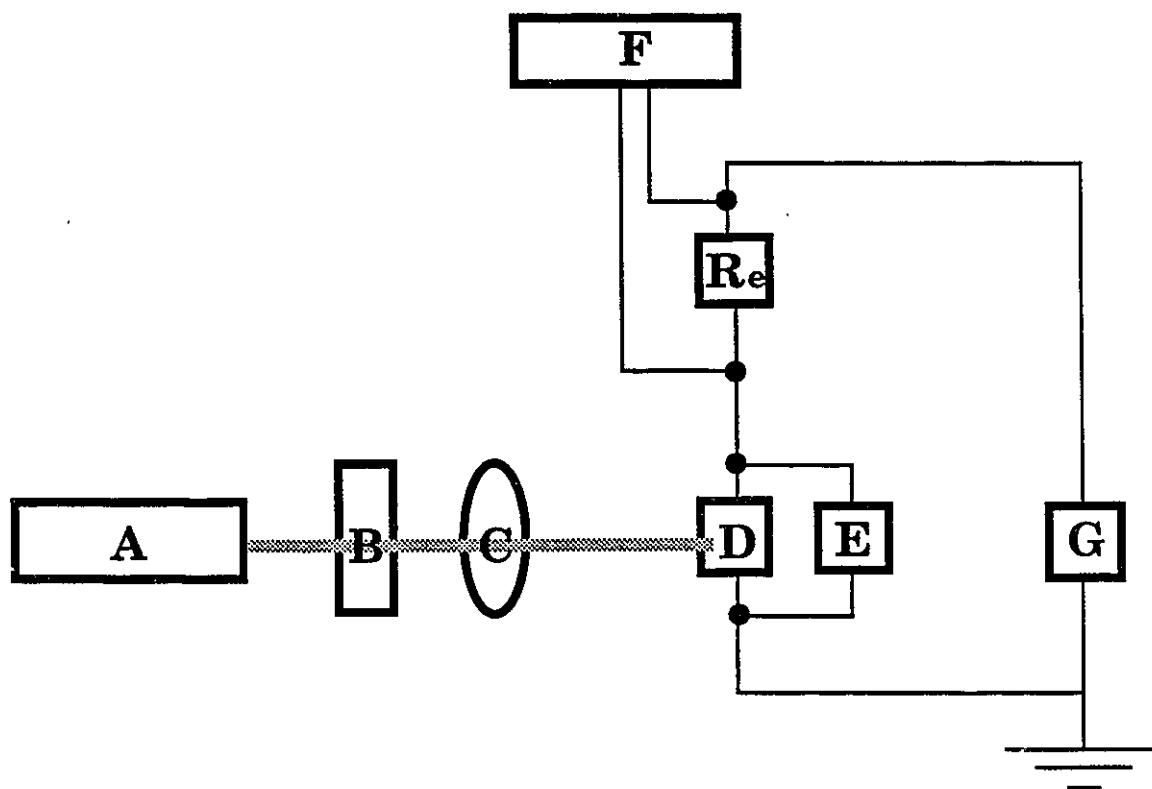
**Fig.42: Diagramme du montage utilisé pour mesurer PV.**

- A) Source lumineuse
- B) Obturateur mécanique (203 Hz)
- C) Echantillon
- D) Amplificateur à détection synchrone

l'ordre de croissance) et son intensité est modulée par un obturateur mécanique à une fréquence de 203 Hz. Le voltage engendré optiquement aux bornes de l'échantillon est enregistré avec un amplificateur à détection synchrone à la même fréquence (203 Hz).

#### B) Spectres de photoconductivité:

Les spectres de photoconductivité sont obtenus à partir du montage dessiné à la figure 43. A des valeurs fixes de polarisation extérieure, le photocourant est mesuré en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente (provenant d'un monochromateur Bausch and Lomb). Le photocourant est déterminé, par méthode synchrone (à une fréquence de 203 Hz), à partir des mesures du voltage aux bornes d'une résistance ( $R_0$ ) de 10  $\Omega$  en série avec l'échantillon. La constante de temps très élevée (10 secondes) imposée à l'amplificateur à détection synchrone, pour adoucir les effets du bruit, exige un très long temps de balayage de la longueur d'onde incidente. Pour satisfaire à cette limitation, le réseau de diffraction à l'intérieur du monochromateur, dont l'orientation détermine la longueur d'onde incidente, est déplacé manuellement et les mesures sont prises point par point.



**Fig.43:** Diagramme du montage utilisé pour mesurer les spectres de photoconductivité.

- A) Monochromateur Bausch and Lomb
- B) Filtre de transmission optique
- C) Obturateur mécanique (203 Hz)
- D) Echantillon
- E) Voltmètre
- F) Amplificateur à détection synchrone
- G) Source de tension
- $R_e$ ) Résistance de  $0,1 \Omega$

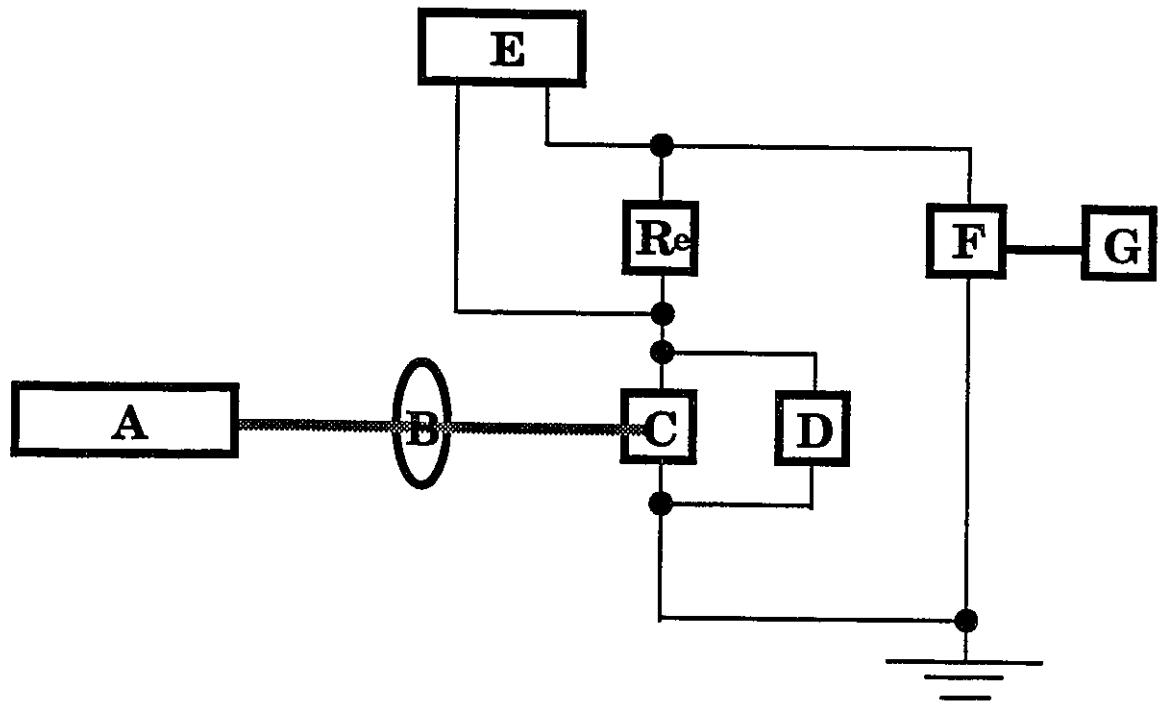
### C) Caractéristiques PC-V à $\lambda_{inc}$ fixe :

Les caractéristiques PC-V, à  $\lambda_{inc}$  fixe, sont mesurées avec le montage illustré à la figure 44. Contrairement au tracé du spectre de photoconductivité, la valeur de la polarisation extérieure est variée, pour des longueurs d'ondes incidentes fixes. La lumière incidente est coupée par un obturateur mécanique à une fréquence de 203 Hz et le courant, à travers d'une résistance de  $0.1 \Omega$  en série avec l'échantillon, est mesuré avec un amplificateur à détection synchrone à la même fréquence. Cette technique a comme résultat, l'amplification de la différence dans les caractéristiques I-V lorsque l'échantillon passe de l'obscurité à l'illumination.

#### iii) Résultats et analyse:

##### A) Spectres de photoconductivité:

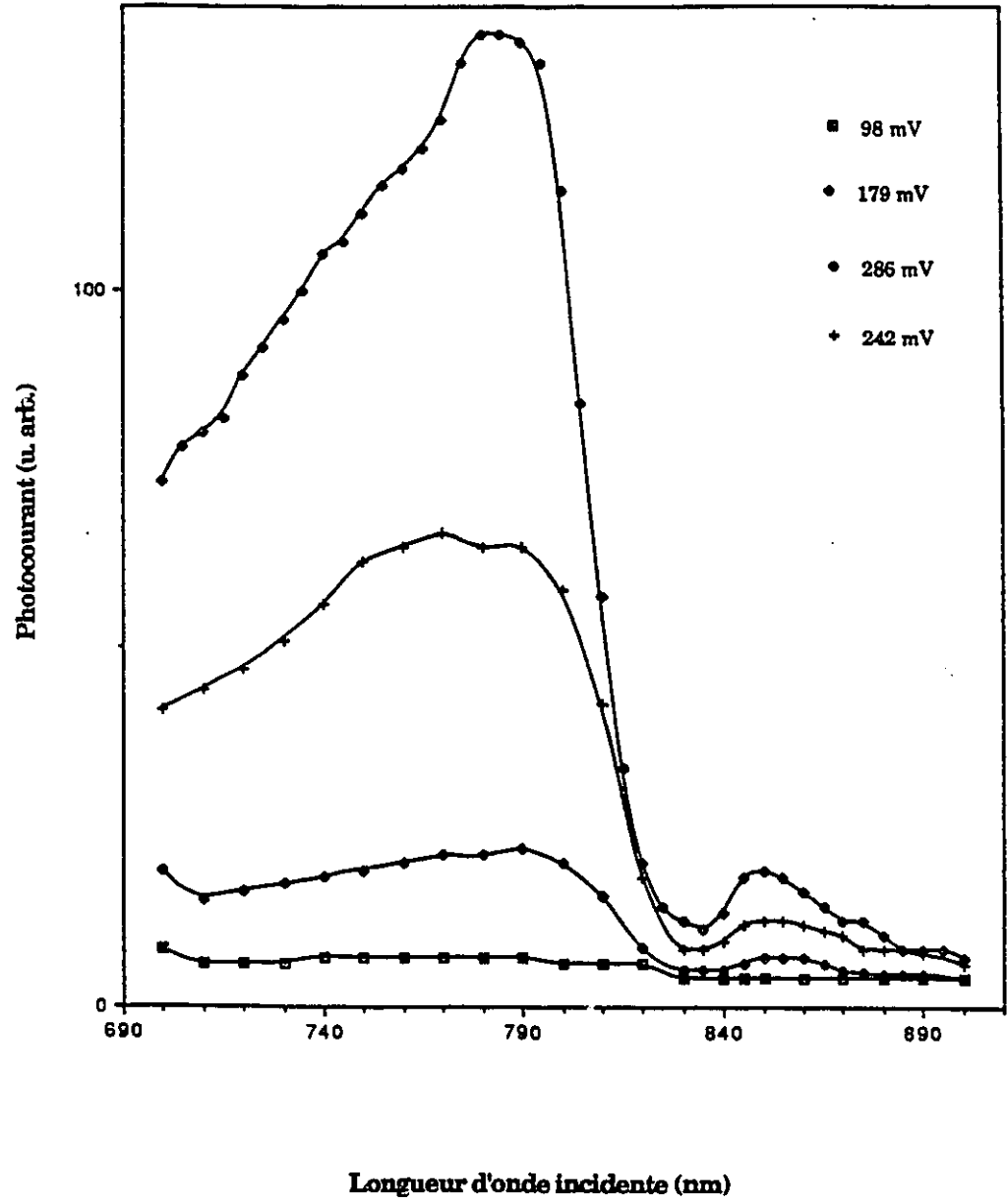
Les spectres de photoconductivité de l'échantillon #1 (GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As) à 77K sont tracés à la figure 45, pour différentes valeurs de polarisation extérieure. La linéarité de ces spectres a été vérifiée: à une longueur d'onde fixe, la grandeur du photocourant est directement proportionnelle à l'intensité de la lumière incidente. On observe deux régions d'énergie photonique ( $hc/\lambda_{inc}$ ) où le photocourant est relativement plus élevé: (1) la région d'énergie supérieure à la bande



**Fig.44:** Diagramme du montage utilisé pour mesurer les caractéristiques PC-V à longueur d'onde fixe.

- A) Source lumineuse (longueur d'onde fixe)
- B) Obturateur mécanique (à 203 Hz)
- C) Echantillon
- D) Voltmètre
- E) Amplificateur à détection synchrone
- F) Amplificateur à impédance de sortie négligeable
- G) Source de tension
- Re) Résistance de 0,1  $\Omega$

**Fig.45: Spectres de photoconductivité pour l'échantillon #1.**

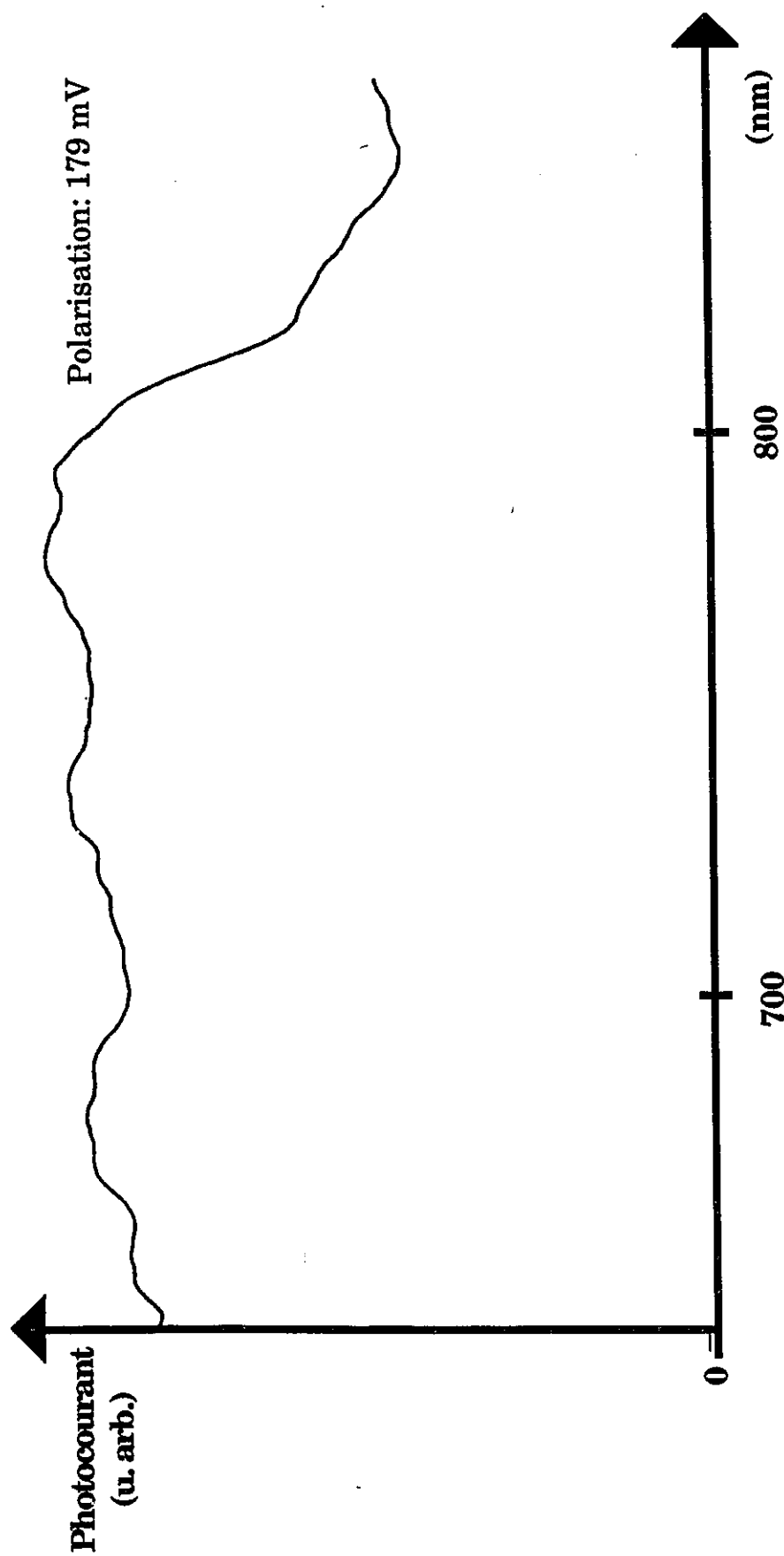


interdite du GaAs ( $hc/\lambda_{inc} \geq E_g(\text{GaAs})$ ) et (2) une région centrée à une énergie de  $hc/\lambda$  (où  $\lambda = 855\text{nm}$ ).

La région d'énergie supérieure à la bande interdite du GaAs correspond probablement à des transitions intrinsèques dans la couche émettrice. Lorsque les spectres sont corrigés de façon à normaliser l'intensité des longueurs d'onde incidentes (fig.46), l'intensité du photocourant demeure constante dans cette région; cette caractéristique du spectre est un signe distinctif de l'excellente qualité des surfaces de l'échantillon. A cause de la faible résolution obtenue dans le tracé des courbes, les transitions excitoniques, reliées aux niveaux quantiques dans le puits, ne peuvent pas être distinguées.

La région de photoconductivité centrée approximativement à une énergie de 1.4 eV ( $\lambda = 855\text{ nm}$ ) résulte probablement de transitions extrinsèques dans la couche émettrice. Pour vérifier que la transition n'est pas simplement la conséquence d'effets du second ordre, du réseau de diffraction, des filtres de transmission optique appropriés ont été insérés entre la source lumineuse et l'échantillon.

L'énergie de la transition intrinsèque est trop basse pour être attribuée à un exciton dans le puits; l'exciton 11H (associé au premier niveau électronique dans la bande de conduction et au premier niveau du trou lourd dans la bande de valence) correspond



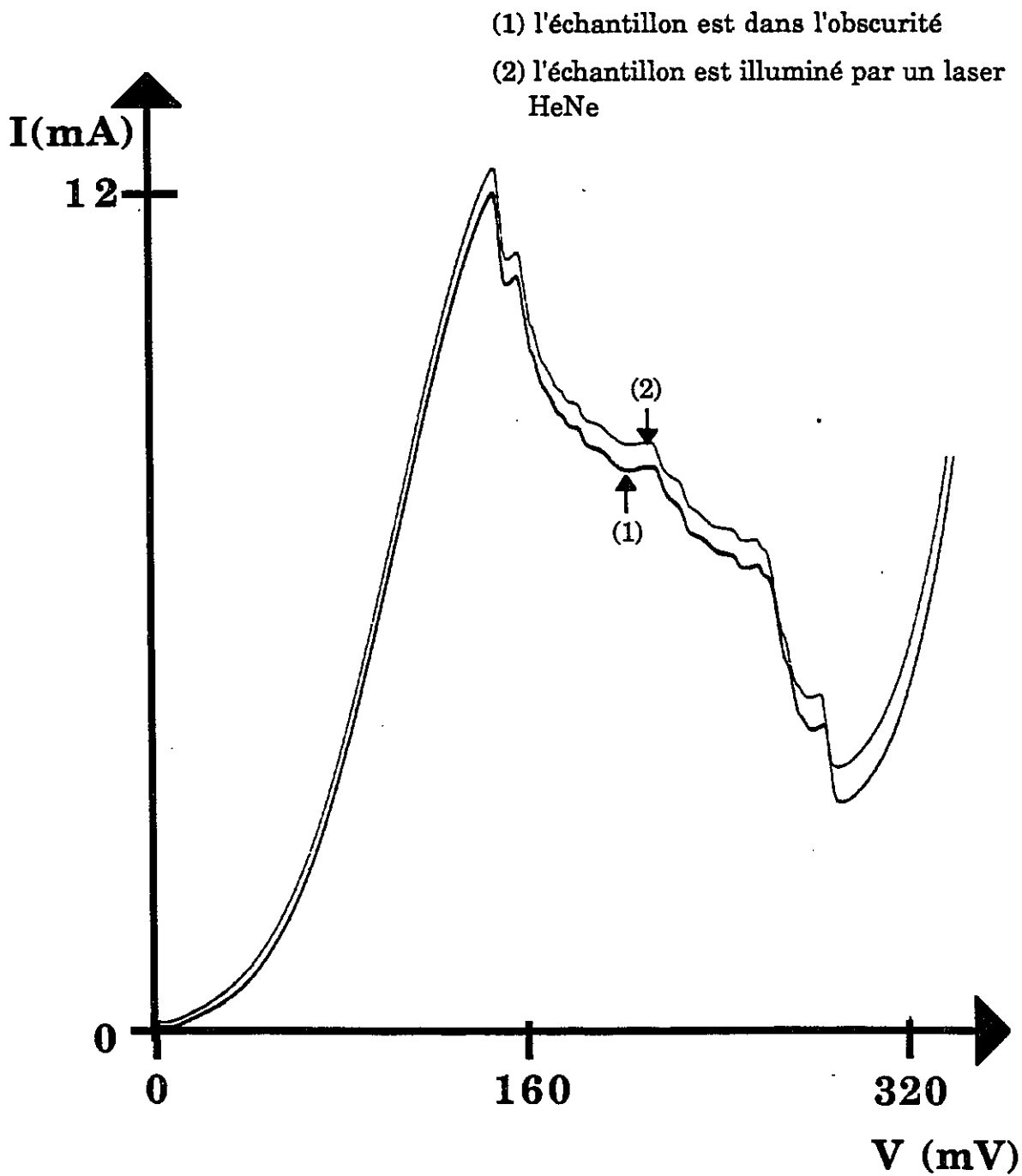
**Fig.46: Spectre de photoconductivité normalisé pour l'échantillon #1 à 77 K.**

à une énergie de transition de 1.6 eV<sup>(40)</sup>. Aussi, dans un champ électrique, l'observation d'un exciton serait modifiée par l'effet Stark: il y aurait, suite à l'application d'un champ électrique, un déplacement de la structure excitonique, dans le spectre de photoconductivité, vers des énergies inférieures<sup>(41)</sup>.

A cause de la basse résolution obtenue dans le tracé des spectres de photoconductivité, on n'a pas pu acquérir par cette technique, de l'information additionnelle au sujet des niveaux quantiques dans le puits. Cependant, des longueurs d'ondes d'excitation, d'intérêt, ont été déterminées. Selon le spectre de photoconductivité, les longueurs d'ondes inférieures à  $hc/E_g(\text{GaAs})$ , et, à un plus faible degré, égale à 855 nm, ont le plus grand impact sur la distribution des porteurs libres.

#### B) Effet d'illumination sur les caractéristiques I-V:

Les modifications aux caractéristiques I-V de l'échantillon #1 (à 77 K), lorsque ce dernier est illuminé par une lumière de longueur d'onde d'intérêt, sont illustrées à la figure 47. La courbe foncée représente le cas où l'échantillon est à l'obscurité et la courbe pointillée, le cas où il est illuminé par un laser HeNe ( $\lambda_{inc} = 632,8 \text{ nm}$ ); l'énergie photonique de la source lumineuse est supérieure à la bande interdite de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (matériel formant les barrières de potentiel). Le PV maximum mesuré lors de l'ajustement de la position de la source lumineuse était de 3,5  $\mu\text{V}$ .

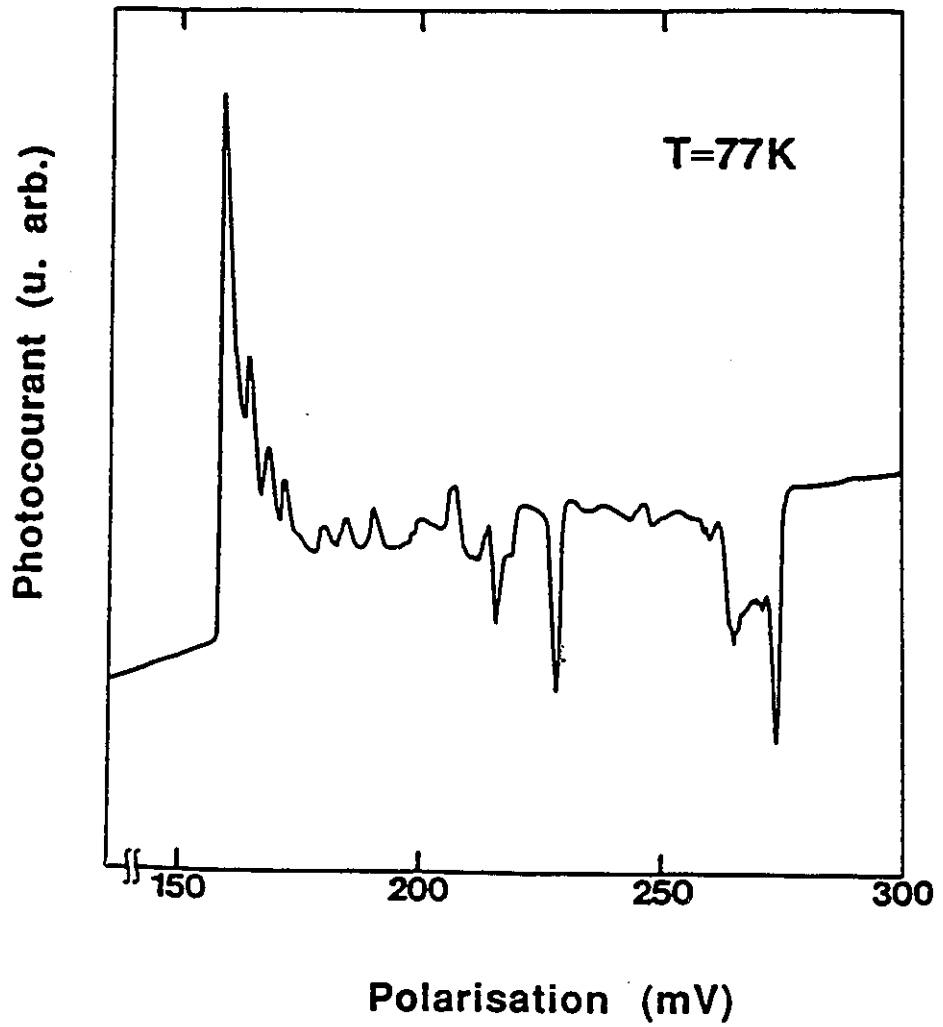


**Fig.47:** Effet d'illumination sur les caractéristiques I-V de l'échantillon #1 à 77 K.

Sous illumination, la résistance de l'échantillon diminue. Dans la région de la courbe où l'effet tunnel est dominant, cette augmentation du courant peut être expliquée par la création de porteurs libres additionnels dans la bande de conduction qui peuvent traverser les barrières de potentiel. Cependant dans la région de RDN, à cause du désalignement entre les niveaux dans la couche émettrice et le niveau quantique dans le puits, l'effet tunnel n'est plus possible et, donc, l'excès de porteurs libres, créés optiquement, ne devraient pas influencer les caractéristiques I-V.

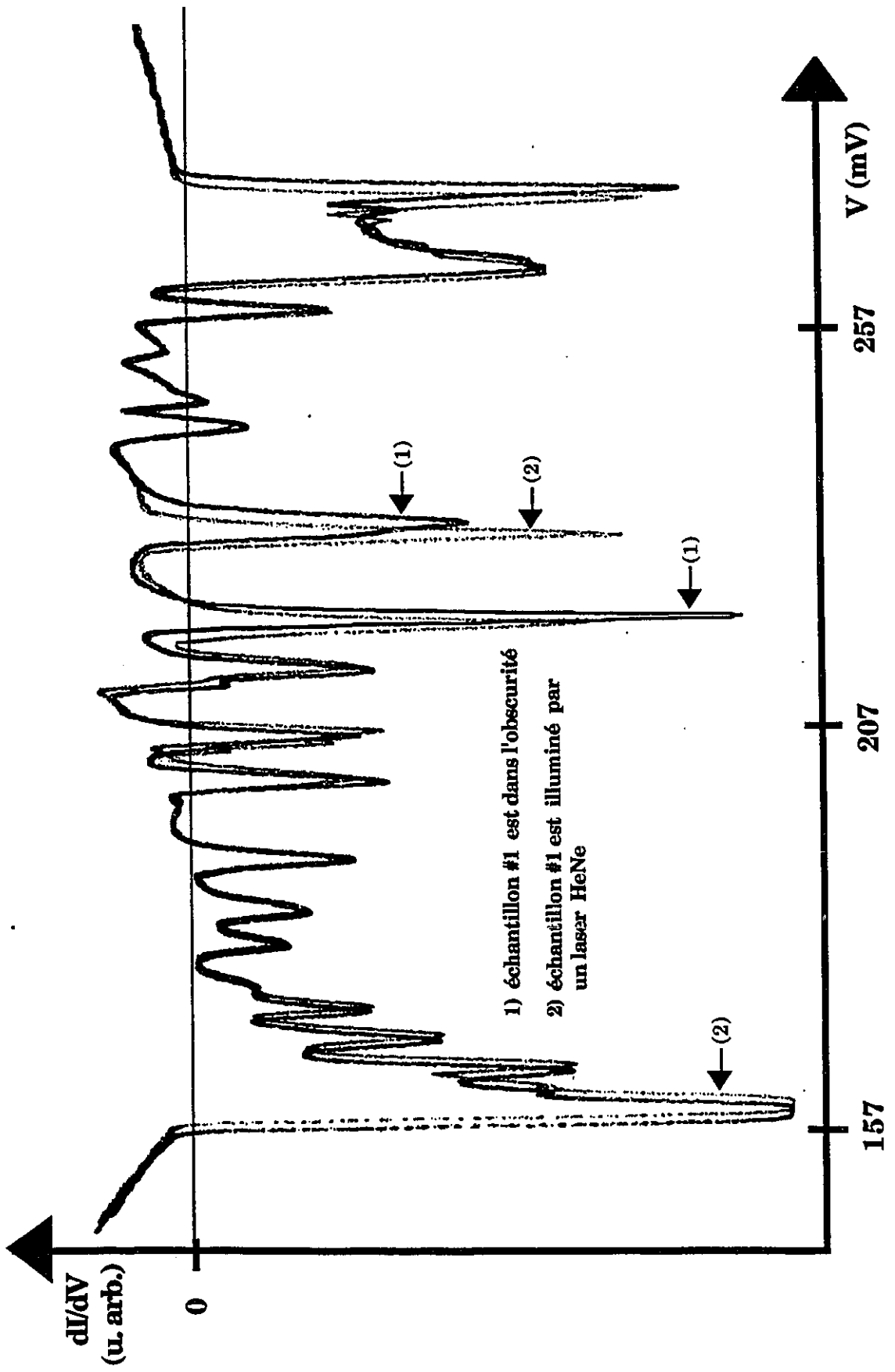
Pour obtenir plus de détails dans l'étude des effets de la lumière dans cette région, la méthode différentielle décrite à la section V.ii.C. est utilisée. Les caractéristiques PC-V (à 77 K) ainsi obtenues sont tracées à la figure 48. Un phénomène très intéressant est la présence de structures dans la région de RDN, de périodicité similaire à celle observée dans les caractéristiques  $dI/dV$ -V de l'échantillon #1 dans l'obscurité (voir fig.13). Quant à l'origine de ces structures, une possibilité qui a été considérée est que la mesure des caractéristiques PC-V est équivalente à dériver la courbe I-V via le photovoltage engendré par l'échantillon: le fait de moduler l'illumination de l'échantillon serait analogue à l'application d'un voltage alternatif ( $V_{AC}$ ). Cependant, différentes expériences ont permis l'élimination de cette possibilité:

**Fig.48:** Caractéristiques PC-V à  $\lambda_{\text{fixe}}$  pour l'échantillon #1.



- L'effet d'illumination sur les caractéristiques  $dI/dV-V_{ap}$  est illustré à la figure 49. La courbe foncée représente le cas où l'échantillon est dans l'obscurité et, la courbe pointillée, le cas où il est illuminé par le laser HeNe. On considère d'abord la position d'un minimum dans la courbe  $dI/dV-V_{ap}$  de l'échantillon dans l'obscurité. Sous illumination, cette position peut être déplacée vers des valeurs supérieures (inférieures) de  $V_{ap}$  et signifie donc, une augmentation (diminution) de la polarisation extérieure nécessaire à l'observation du minimum. Alors, pour conserver la valeur du voltage effectif ( $V_{ef}$ ) de l'échantillon, correspondant à un minimum, l'augmentation (diminution) de  $V_{ap}$  doit être compensée par un photovoltage négatif (positif), i.e.  $V_{ef} = V_{ap} + PV$ . Aux basses valeurs de polarisation, dans la région de RDN, on observe (fig.49) que la lumière a pour effet de diminuer le voltage effectif appliqué, tandis qu'aux polarisations supérieures, l'effet est contraire. L'effet d'illumination est négligeable vers le centre de la région de RDN. Etant donné l'influence différente de l'illumination, selon la valeur de la polarisation extérieure, la génération d'un photovoltage ne pourrait donc pas justifier, sur toute l'étendue de la région de RDN, l'analogie entre la modulation optique et la modulation électrique.

Les structures périodiques, dans les caractéristiques PC-V à  $\lambda_{fixe}$ , sont aussi observées lorsque l'échantillon est illuminé avec une lumière de longueur d'onde incidente d'intérêt



**Fig.49:** Effet d'illumination sur les caractéristiques dI/dV-V de l'échantillon #1 à 77 K.

différente. La substitution d'une lumière de longueur d'onde de 780 nm ( $E_g(\text{GaAs}) < hc/\lambda_{\text{inc}} < E_g(\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As})$ ), dans l'étude des caractéristiques PC-V, modifie la hauteur relative des structures observées, mais ne semble pas affecter leurs positions respectives en voltage. Cependant, la source lumineuse est d'intensité inférieure au laser et ne permet pas l'obtention de structures aussi bien définies.

La substitution d'une lumière de longueur d'onde de 855 nm (correspondant à la transition extrinsèque observée dans les spectres de photoconductivité) n'a pas été réalisée à cause de l'indisponibilité d'une source lumineuse assez intense à cette longueur d'onde.

#### iv) Discussion:

La lumière influence les propriétés de la diode à puits quantique de deux façons: elle crée plus de porteurs libres et peut aussi modifier le voltage effectif appliqué à l'échantillon.

Le nombre additionnel de porteurs libres dans la bande de conduction peut expliquer l'augmentation de la grandeur du courant lorsque les niveaux d'énergie, dans la couche émettrice, sont alignés avec le niveau quantique dans le puits. Mais comment justifier le courant additionnel dans la région de RDN? Si la présence des structures périodiques dans les caractéristiques I-V

est le résultat d'interactions électroniques (décrites dans la section II), les porteurs libres additionnels, créés optiquement, pourraient aussi perdre suffisamment d'énergie pour traverser la barrière de potentiel par l'effet tunnel et, ainsi, contribuer au courant.

Une autre possibilité, quant à la présence des structures dans les caractéristiques PC-V, considère les modifications apportées aux conditions d'oscillations à hautes fréquences (associées à la région de RDN) lorsque l'échantillon est illuminé. L'illumination de l'échantillon résulte en un changement du voltage effectif appliqué et modifie alors les paramètres du circuit équivalent; conséquemment, les fréquences d'oscillations électroniques seront affectées. Tel que mentionné à la section IV, il existe peut-être une relation entre les structures périodiques observées dans les caractéristiques I-V et les conditions d'oscillations. Lorsque le voltage appliqué correspond à une de ces structures dans la courbe I-V, l'illumination de l'échantillon a comme effet de modifier les conditions d'oscillations et d'éliminer l'observation de la structure correspondante. L'amplification de cet effet, dans les caractéristiques PC-V, résulte donc en la présence des structures périodiques. Des expériences préliminaires, effectuées ici, ont permis l'observation de modifications de fréquences d'oscillation allant jusqu'à 16 %.

La modification, par méthode optique, du spectre des fréquences d'oscillations à hautes fréquences (associées à la région de RDM) rend plausible l'exploitation des phénomènes reliés aux propriétés des puits quantiques sous éclairnement; ces phénomènes devraient avoir des effets importants pour le traitement des signaux: il serait possible, par exemple, de stabiliser un oscillateur ou asservir sa fréquence par éclairnement approprié.

#### IV) MESURE DES CARACTERISTIQUES I-V LORSQUE B || J :

Les caractéristiques I-V sont mesurées lorsque l'échantillon est dans un champ magnétique parallèle à la direction du courant. Ces expériences, suggérées par J. Xu (Dept de Génie Elect., Université de Toronto), sont effectuées dans le but de déterminer si les structures périodiques en voltage, observées dans la région de RDN de la courbe I-V, sont reliées aux propriétés électroniques intrinsèques à l'échantillon. Quant aux conditions d'oscillations électroniques parallèles à la direction du champ magnétique, elles devraient être peu affectées par l'application du champ magnétique.

##### i) Théorie:

L'application d'un champ magnétique ( $\vec{B}$ ) parallèle à la direction de croissance des couches épitaxiales, et donc parallèle à la direction du courant, résulte en la quantification du mouvement électronique perpendiculaire à  $\vec{B}$ , dans la couche émettrice et dans le puits quantique<sup>(32,33)</sup>. Les niveaux d'énergie dans ces couches sont respectivement:

$$E_N = E_c + (N + 1/2) \hbar \omega_c \quad \dots (47)$$

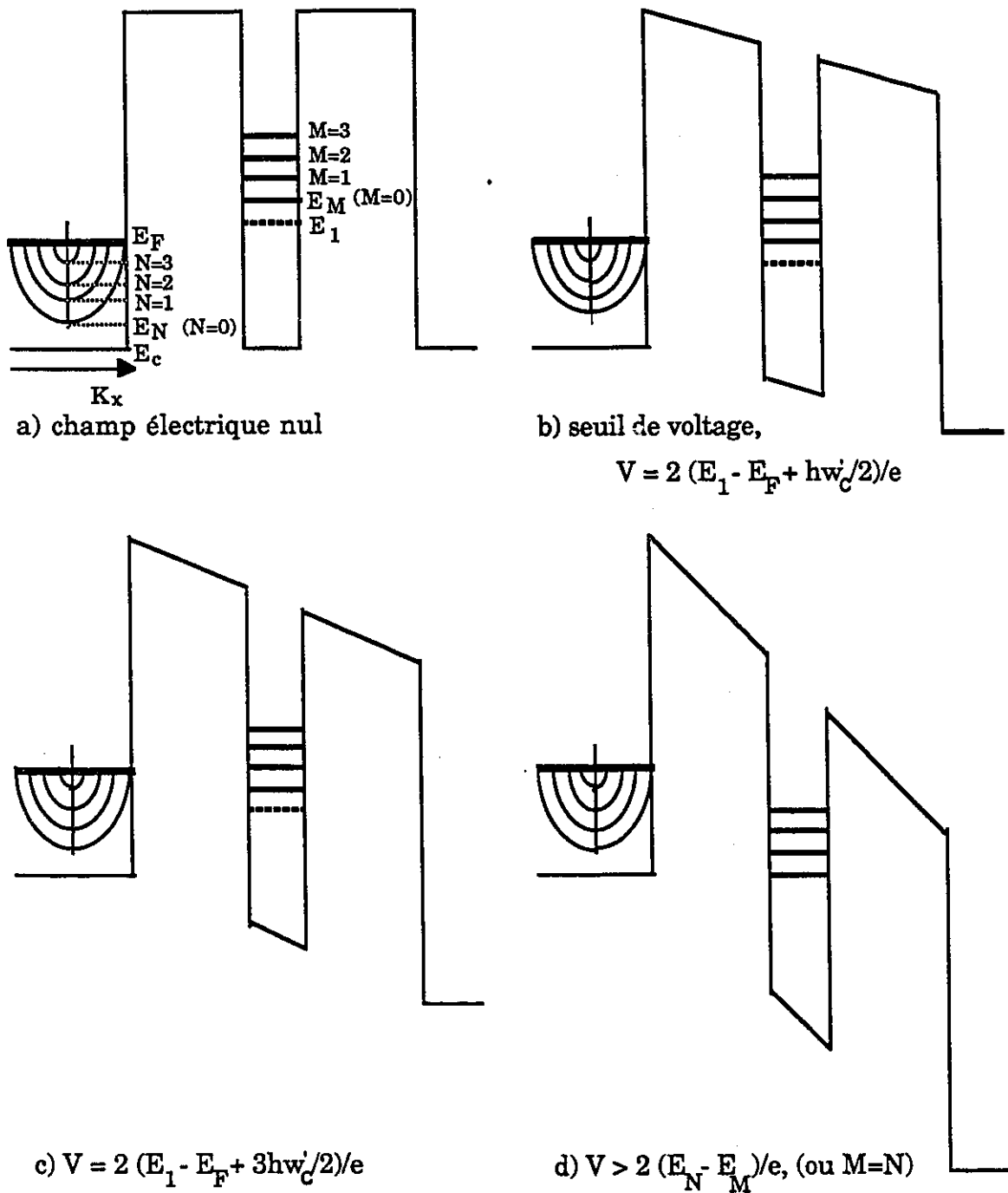
$$E_M = E_1 + (M + 1/2) \hbar \omega_c' \quad \dots (48)$$

où  $E_c$  ( $E_1$ ) est le plus bas niveau d'énergie dans la couche émettrice (puits quantique), à champ magnétique nulle.  $N$  ( $M$ ) et  $\hbar\omega_c$  ( $\hbar\omega_c'$ ) sont, respectivement, l'indice du niveau de Landau et l'énergie de cyclotron dans la couche émettrice (puits quantique).

La relation de dispersion de la couche émettrice et les niveaux quantiques dans le puits, pour certains voltages représentatifs, sont illustrées à la figure 50. La conservation de la quantité de mouvement, parallèle à l'interface, exige la conservation des indices des niveaux de Landau ( $M=N$ ): les électrons peuvent traverser la barrière par l'effet tunnel seulement au moment que  $E_M$  est alignée avec  $E_N$  et  $M=N$ . La tension de seuil pour observer l'effet tunnel est (fig.50-b)

$$V = 2 \{E_1 - E_F + \hbar\omega_c'/2\} / e \quad \dots(49)$$

Au seuil de voltage, le niveau  $E_{1,M=0}$  devient aligné avec le niveau de Fermi,  $E_F$ , dans la couche émettrice et, les électrons peuvent traverser les barrières de potentiel par l'effet tunnel. A plus haut voltage (fig.50-c), le niveau  $E_{1,M=1}$  devient aligné avec  $E_F$  et plus d'électrons peuvent traverser les barrières via ce niveau d'énergie. Ce processus continue, avec l'augmentation du voltage appliqué, jusqu'au point où tous les niveaux de Landau dans le puits ont passé par les niveaux dans la couche émettrice (fig.50-d) et que les électrons ne peuvent plus circuler par



**Fig.50:** Diagramme représentant la quantification des niveaux d'énergie sous l'action d'un champ magnétique.

l'effet tunnel. On observe donc, à ce point ( $V_{ap} > \{E_M - E_N\}$ ),  $M=N$ ), la région de résistance différentielle négative, correspondant au désalignement des niveaux dans la couche émettrice avec le niveau dans le puits.

Tel qu'illustré à la figure 50, l'application d'un champ magnétique résulte en la quantification additionnelle de la densité d'états électroniques à l'intérieur du puits. Cette quantification révèle de façon plus définitive la présence de pointes, dans la région de RDN, associées à la présence de phonons ou de collisions élastiques<sup>(32-33)</sup>. Ces transitions, dont la conservation de la quantité de mouvement latéral n'est pas vérifiée, sont gouvernées par les lois de conservation d'énergie:

$$E_c = E_1 + \frac{p\hbar eB}{M} + i\hbar\omega_{\text{phonon}} \quad \dots (50)$$

où  $p$  est la différence entre les indices des niveaux de Landau ( $p = M-N$ ),  $\hbar\omega_{\text{phonon}}$  est l'énergie d'un phonon et  $i$  est le nombre de phonons qui interagissent avec un électron ( $i=0$  pour une collision élastique).

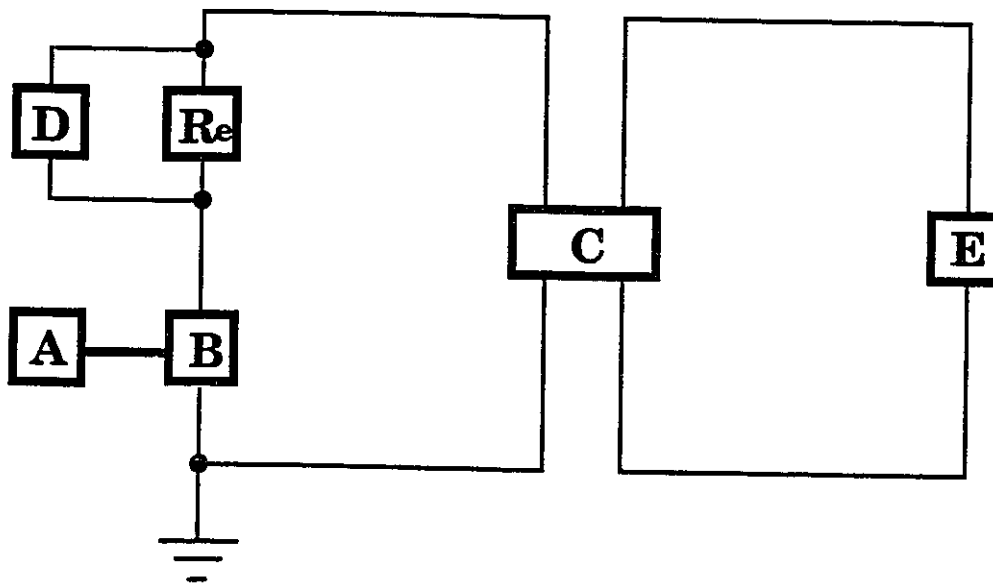
Si les structures périodiques, observées dans la région de RDN des caractéristiques I-V, sont le résultat d'interactions électroniques avec des phonons ou de collisions élastiques, la définition de ces structures sera modifiée dans un champ

magnétique parallèle à la direction du courant. Mais, si les structures périodiques sont la conséquence de l'existence des oscillations à hautes fréquences (associées à la région de RDN), le champ magnétique,  $\vec{B} \parallel \vec{J}$ , ne devrait avoir aucun effet sur leur présence: le champ magnétique ne quantifie le mouvement électronique que dans la direction perpendiculaire au courant.

### ii) Manipulations:

La caractérisation de l'échantillon #1, dans un champ magnétique appliqué parallèle à la direction du courant, a été faite au Conseil National de Recherche sous la direction de Dr Marie D'Iorio. L'échantillon a été refroidi jusqu'à une température de 1,7 K et les caractéristiques I-V ont été mesurées pour des valeurs de champ magnétique allant jusqu'à 11 Tesla.

A cause des dimensions géométriques du cryostat, de très longs cables conducteurs ( $\cong 10$  mètres) ont été utilisés pour connecter l'échantillon (à l'intérieur du cryostat) au circuit extérieur. Pour tenir compte de la résistance en série de ces cables, dans la détermination du voltage appliqué à l'échantillon, une méthode à 4 cables a été utilisée (fig.51): deux cables additionnels, de longueurs égales à ceux utilisés pour mesurer le courant, ont été ajoutés aux bornes de l'échantillon pour mesurer la vraie différence de potentiel appliquée (à la section II, une



**Fig.51:** Diagramme du montage utilisé pour mesurer les caractéristiques I-V par la méthode à quatre fils.

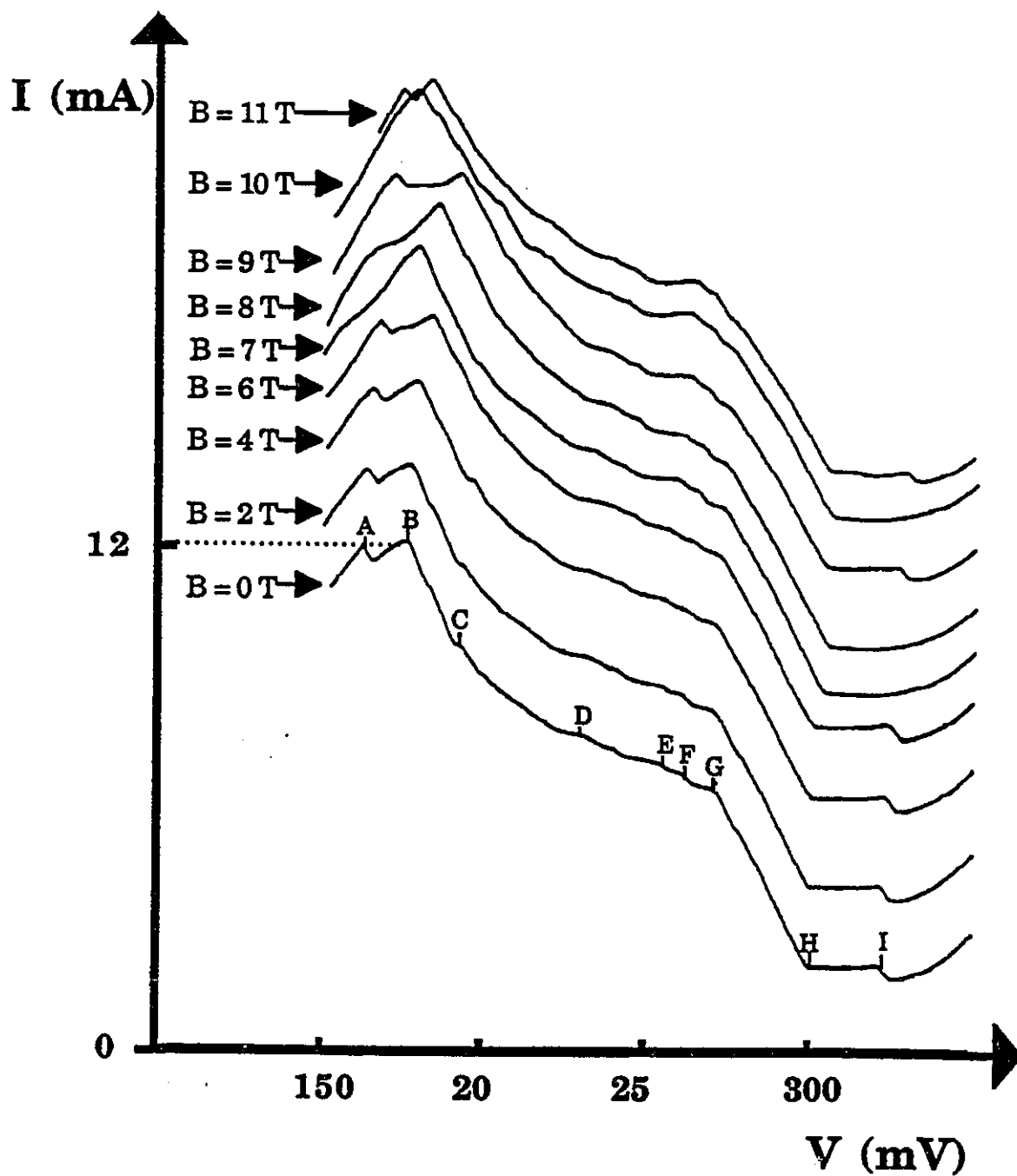
- A) Source de tension
- B) Amplificateur à impédance de sortie négligeable
- C) Echantillon #1
- D) Voltmètre pour mesurer  $I R_e$
- E) Voltmètre pour mesurer  $V_{ap}$
- Re) Résistance de  $0,1 \Omega$

méthode à deux fils est utilisée, à cause de la résistance en série négligeable, par rapport à la résistance de l'échantillon, associée aux câbles plus courts).

### iii) Résultats et analyse:

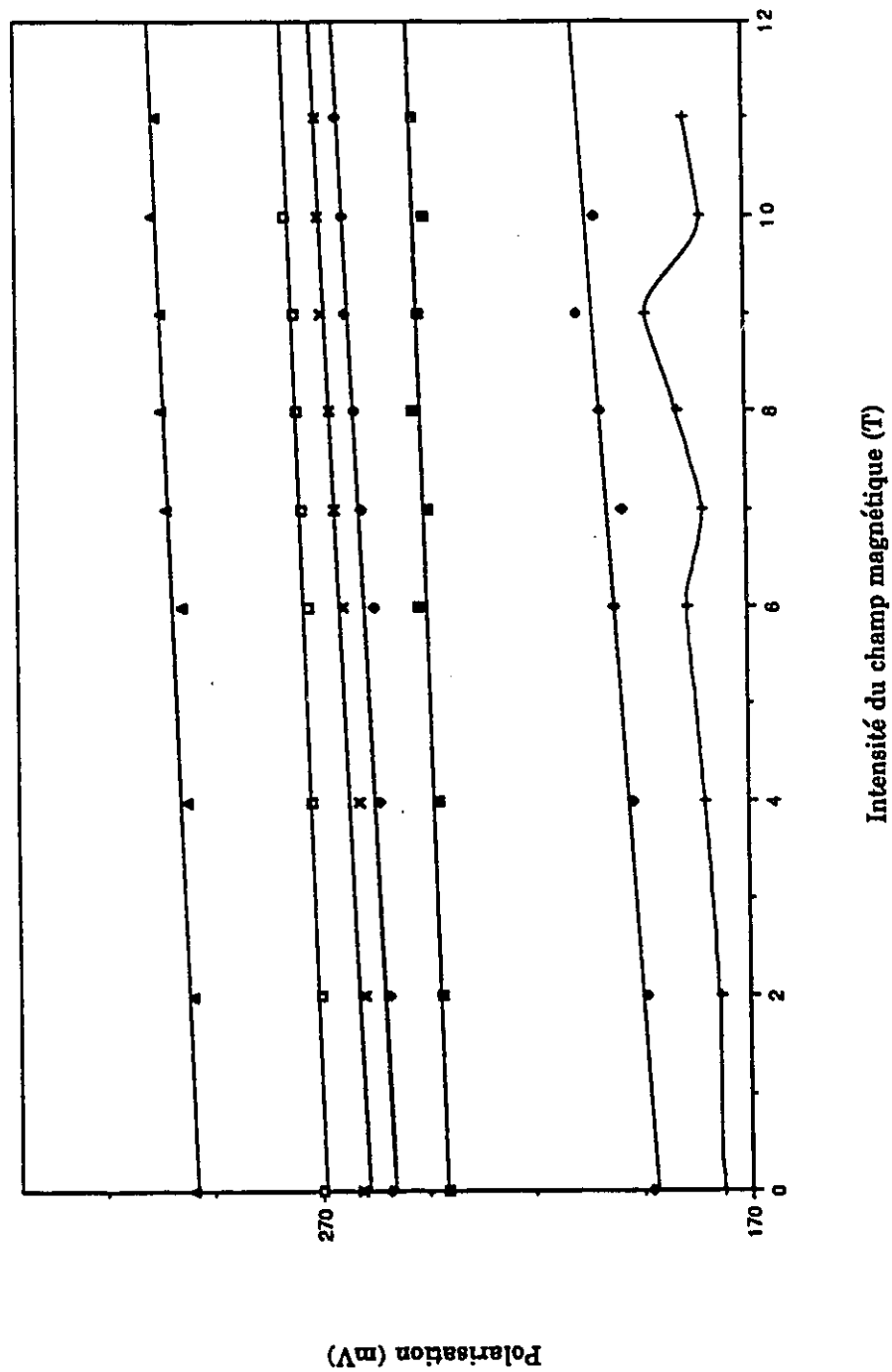
Les courbes I-V de l'échantillon sont tracées, à la figure 52, pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué. On observe toujours la présence des structures périodiques dans la région de RDN, mais ces structures sont moins bien définies qu'auparavant. Cette perte de visibilité est attribuée aux longueurs additionnelles des câbles conducteurs qui introduisent des résistances, des capacités et des inductances aux circuit.

Sous l'effet du champ magnétique, la position des structures dans la région de RDN se déplace vers des valeurs supérieures de polarisation. En traçant la position des structures en fonction du champ appliqué (fig.53), on note que les structures semblent se déplacer à un taux similaire de 1 mV/tesla. Sous l'application des champs plus faibles ( $\leq 6$  tesla), la position de  $V_{pic}$  (correspondant à l'alignement de la bande de conduction de la couche émettrice avec le niveau quantique dans le puits) se déplace aussi à un taux de 1 mV/tesla. Cependant, pour les champs plus intenses ( $> 6$  tesla), on observe des fluctuations dans la position de  $V_{pic}$ . Les courbes I-V ont été retracées à



**Fig.52:** Courbes I-V de l'échantillon #1 lorsque un champ magnétique est appliqué parallèle à la direction du courant.

**Fig.53 : Déplacement des structures dans le champ magnétique.**



plusieurs reprises et les mêmes traits ont été observées; les seuls traits instables sont la présence des structures identifiées B et I: dans les mêmes conditions de balayage de la polarisation extérieure, ces dernières structures peuvent être présentes ou absentes.

#### iv) Discussion:

Le fait que la visibilité des structures, dans la région de RDN des caractéristiques I-V, ne semble pas être trop influencée par l'application d'un champ magnétique parallèle à la direction du courant, suggère que la présence de ces structures ne résulte probablement pas d'interactions électroniques avec des phonons ou de collisions élastiques. L'observation de tels phénomènes serait amplifiée, suite à la quantification additionnelle des densités d'états électroniques à l'intérieur du puits<sup>(32,33)</sup>.

Le fait que les structures périodiques se déplacent dans un champ magnétique,  $\vec{B} \parallel \vec{J}$ , n'élimine pas la possibilité que les structures périodiques soient reliées aux conditions d'oscillations électroniques. En plus du déplacement de ces structures périodiques, on observe aussi un déplacement de  $V_{pic}$  et de  $V_{vallée}$  à un taux similaire de 1 mV/T. Tel que mentionné à la section III, les conditions d'oscillations électroniques à hautes fréquences dépendent, en partie, de l'allure de la courbe I-V,

dans la région de RDN. Donc les déplacements de  $V_{pic}$  et de  $V_{vallée}$ , en fonction du champ magnétique, affecteront également les conditions d'oscillations; ce qui pourrait peut-être expliquer le comportement des structures, observée dans la région de RDN des courbes I-V.

Les déplacements, à un taux "similaire", de la position de  $V_{pic}$  et des structures (dans la région de RDN), pourraient être la conséquence d'une magnétorésistance associée aux couches dopées.

Un phénomène intéressant est que le taux de déplacement des structures est compatible avec une augmentation du niveau d'énergie dans le puits par rapport à la bande de conduction dans la couche émettrice, quand les masses effectives électroniques dans chaque couche diffèrent. Lorsque que la masse effective de l'électron dans la couche émettrice est la même que dans le puits (tel est le cas traité dans ce travail), les déplacements des niveaux d'énergies  $M=0$  et  $N=0$ , en fonction du champ magnétique, sont les mêmes et les conditions de polarisation pour observer  $V_{pic}$  sont indépendantes du champ magnétique appliqué. Cependant, lorsque les masses efficaces diffèrent, le voltage correspondant à  $V_{pic}$  est déplacé d'une valeur de

$$\hbar(\omega_c - \omega_c')/e \quad \dots (51)$$

Cette différence pourrait, peut-être, être justifiée par l'influence de la barrière d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  où la masse effective électronique dans la barrière ( $M_B = 0,0917M_e$ ) est supérieure à celle dans le puits ( $M_p = 0.0667M_e$ ). La substitution de ces valeurs dans l'équation 29, où  $w_c = eB/M_B$  et  $w'_c = eB/M_p$ , prédit un déplacement d'approximativement 1 mV/tesla.

La caractérisation future, d'échantillons similaires à l'échantillon 1 et ne différant que par la concentration d'aluminium dans le puits, permettra d'étudier, d'avantage, le comportement des structures dans le champ magnétique et, peut être, déterminer la cause du déplacement de la position des structures et leur nature exacte. Par exemple, un échantillon, à barrière d'AlAs, devrait démontrer un taux de changement de position des structures similaire, si ce changement est la conséquence d'une magnétorésistance. Cependant, ce taux augmentera si le changement est la conséquence de la présence de la barrière d'AlAs, où la masse effective électronique est plus élevée ( $M_B = 0.150 M_e$ ).

La résolution obtenue dans l'étude des caractéristiques I-V de l'échantillon, dans un champ magnétique parallèle à la direction du courant, ne permet pas de tirer de nouvelles conclusions, quant à l'origine des structures. Une meilleure résolution est requise dans la détermination de la position d'une

structure donnée, en fonction du champ magnétique appliqué: il est possible, par exemple, que les structures ne se déplacent pas à un taux identiques; i.e.  $\Delta V/\Delta B$  n'est pas exactement le même pour toutes les structures; la précision actuelle de nos mesures ne nous permet pas de déceler de telles variations.

## VI) DISCUSSION GENERALE :

La présence des niveaux quantiques d'énergie, dans les deux échantillons étudiés, a été confirmée par l'observation d'une région de résistance différentielle négative (RDN) dans les caractéristiques I-V des échantillons. Pour le cas de l'échantillon #2 (AlAs/GaAs), les barrières de potentiel plus élevées ont permis l'observation de la région de RDN à la température ambiante.

Des oscillations électroniques, associées à la région de RDN des caractéristiques I-V de l'échantillon #2, ont été mesurées jusqu'à une fréquence de 1,7 GHz. La fréquence maximale d'oscillation, que l'on puisse observer, dépend, d'une part, des paramètres du circuit équivalent de la diode sous l'action d'une polarisation extérieure et, d'autre part, de la correspondance des impédances, entre l'échantillon et le système d'analyse. La possibilité d'opérer l'échantillon comme oscillateur, à la température ambiante, rend l'exploitation industrielle de ces diodes à double barrière, plus plausible.

Le voltage effectif appliqué à l'échantillon peut être modifié par éclairage approprié. Conséquemment, les propriétés d'oscillateur de l'échantillon peuvent aussi être modifiées; des expériences préliminaires ont permis l'observation de modification des fréquences d'oscillations allant jusqu'à 16 %. Ces phénomènes

devraient avoir des effets importants pour le traitement des signaux: il serait possible, par exemple, de stabiliser un oscillateur ou asservir sa fréquence par éclairage approprié.

Quant à l'origine des structures périodiques, observées dans la région de RDN des caractéristiques I-V et des caractéristiques PC-V à  $\lambda_{\text{fixe}}$ , elles sont peut-être reliées aux conditions d'oscillations. Il reste à déterminer si la présence de ces structures est le résultat d'une modulation, par la polarisation extérieure, de la puissance totale des oscillations ; et si oui, pourquoi une telle modulation existerait.

La possibilité que ces structures soient attribuées à des phénomènes quantiques associés à la présence du puits doit toujours être considérée. La résolution obtenue dans le tracé des spectres de photoconductivité et dans les caractéristiques I-V lorsque  $\vec{B} \parallel \vec{J}$ , n'a pas permis l'identification de tels effets. Des expériences purement optiques (e.g. la mesure de la photoluminescence), employant des lasers à colorant de haute intensité et de longueur d'onde ajustable, pourraient ajouter de l'information additionnelle au sujet de niveaux possibles dans l'échantillon.

## BIBLIOGRAPHIE

1. D. Lippens, L. De Saint Pol, R. Bouregba, P. Mounais et T. Vinchon, *Revue Phys. Appl.* 24, p.17 (1989).
2. R. T. Bate, *Scientific American*, p.96 (1988).
3. V. Narayanamurti, *Microwave Journal*, p.97 (1987).
4. L. Esaki et R. Tsu, *IBM J. Res. Develop.*,14, pp. 61-65 (1970).
5. L. Esaki et L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 33, 495 (1974).
6. R. Dingle, W. Wiegmann et C.H. Henry, *Phys. Rev. Lett.*, vol.33, 827 (1974).
7. T.C.L.G. Sollner, P.E. Tannenwald, D.D. Peck et W.D. Goodhue, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 45, 1319 (1984).
8. C.I. Huang, M.J. Paulus, C.A. Bozada, S.C. Dudley, K.R. Evans, C.E. Stutz, R.L. Jones et M.E. Cheney, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, 121 (1987).
9. E.R. Brown, W.D. Goodhue et T.C.L.G. Sollner, *J. Appl. Phys.*, vol. 64, 519 (1988).
10. E.R. Brown, T.C.L.G. Sollner, W.D. Goodhue et C.L. Chen, *Proceedings of SPIE*, vol. 943, 2 (1988).
11. P.G. Richard, E. Fortin et O. Berolo, *Solid States Electronics* (récemment accepté pour publication).
12. F. Capasso, K. Mohammed et A.Y.Cho, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22, 1853 (1986).

13. C. Weisbuch, *Semiconductors and Semimetals*, vol. 24 (1987).
14. R.L. Liboff, *Introductory Quantum Mechanics*, ed. Hoden-Day (1980).
15. Y. Kan et al., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22, 1837 (1986).
16. D.F. Nelson, R.C. Miller, C.W. Tu et S.K. Spitz, *Physical Review B*, vol. 36, 8063 (1987).
17. P.W. Yu et al., *Physical Review B*, vol. 35, 9250 (1987).
18. M.A. Haase et al., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, 404 (1987).
19. D.A.B. Miller et al., *Physical Review B*, vol. 32, 1043 (1985).
20. G. Bastard et J.A. Brum, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-22, 1625 (1986).
21. E.E. Mendez, E. Calleja et W.I. Wang, *Physical Review B*, vol. 34, 6026 (1986).
22. R. Tsu et L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, 562 (1973).
23. M. Tsuchiya et al., *Jpn J. Appl. Phys.*, vol. 24, L466 (1985).
24. C.I. Huang et al., *The Proceedings IEEE Conference on advanced concepts in high-speed semiconductor devices and circuits*, Aug. 10-12, 1987, Cornell University, 356 (1987).
25. Y.J. Mii, R.P.G. Karunasiri et K.L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, 2050 (1988).
26. K.K. Choi et al., *Physical Review B*, vol. 35, 4172 (1987 I).
27. T.J. Shewchuk et al., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 47, 986 (1985).
28. C.J. Stanton, D.W. Bailey et K.Hess, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-24, 1614 (1988).
29. Y.H. Chang et al., *Phys. Rev. Lett.* 61, 1408 (1988).

30. N.S. Wingreen, K.W. Jacobsen et J.W. Wilkins, Phys. Rev. Lett., vol. 61, (1396).
31. J.P. Leburton, Phys. Rev. B, vol. 38, 4085 (1988 II).
32. L. Eaves et al., Proceedings of the International Conference on the Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Wurzburg, 66 (1988).
33. V.J. Goldman, D.C. Tsui et J.E. Cunningham, Phys. Rev. B, vol. 36, 7635 (1987).
34. D.K. Roy, Tunnelling and Negative Resistance Phenomena in Semiconductors, ed. B.R. Pamplin, 88 (1977).
35. E.R. Brown, C.D. Parker et T.C.L.G. Sollner, Appl. Phys. Lett., vol. 54, 934 (1989).
36. J.F. Young, B.M. Wood, H.C. Liu, M. Buchanan, D. Landheer, A.J. Springthorpe et P. Mandeville, Appl. Phys. Lett., vol. 52, 1398 (1988).
37. D.D. Coon et H.C. Liu, Appl. Phys. Lett., vol. 49, 94 (1986).
38. H.C. Liu, Appl. Phys. Lett., vol. 53, 485 (1988).
39. S. Endo, T. Irie, J. Phys. Chem. Solids, vol. 37, 301 (1976).
40. J.F. Young et al., Physical Review Letters, vol. 60, 2085 (1988).
41. E. Fortin, B. Hua, A. Roth, Phys. Rev. B, vol. 39, 10887 (1989 II).