

ORSAY  
Série  
N°

N° CNRS

ST4/4038

T H E S E  
présentée

à l'Université de PARIS-SUD  
Centre d'ORSAY

pour obtenir

le Grade de DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

ST4/4038.

par

Jacques BOULMER

PROCESSUS COLLISIONNELS ET RADIATIFS DANS LA RECOMBINAISON  
ELECTRONIQUE DES IONS DE L'HELIUM

Soutenue le 7 octobre 1976 devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET, Président

J. STEVEFELT  
J-L. DELCROIX  
L. GOLDSTEIN  
J-F. DELPECH  
D. BLANC

## Remerciements

---

*Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique Fondamentale de la Faculté des Sciences d'Orsay, Université Paris-XI, dans le Groupe d'Electronique dans les Gaz.*

*Monsieur le Professeur P. Grivet m'a accueilli dans son laboratoire et m'a donné les moyens matériels d'accomplir ces recherches. Je lui exprime ma profonde reconnaissance.*

*Monsieur le Professeur J-L. Delcroix et Monsieur le Professeur D. Blanc ont bien voulu s'intéresser à ce travail ; je les prie de trouver ici l'expression de ma gratitude.*

*Je remercie vivement Monsieur le Professeur L. Goldstein, dont les idées sont à l'origine de cette thèse, pour les discussions fructueuses que nous avons eues.*

*Monsieur J. Stevefelt a su me faire profiter de sa connaissance des problèmes complexes de la recombinaison et a bien voulu suivre ce travail. Je lui en suis très reconnaissant.*

*L'aide et les conseils de Monsieur J-F. Delpech, responsable du Groupe d'Electronique dans les Gaz, ont été déterminants dans la progression de ces recherches. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.*

*Je remercie également, pour leur collaboration amicale, les membres du Groupe d'Electronique dans les Gaz, J-C. Gauthier, J-P. Geindre, J-P. Puissant, C. Sol, et plus particulièrement F. Devos, dont l'aide constante m'a permis de mener à bien la partie expérimentale de ce travail, et J-P. Moy pour la réalisation du laser à CO<sub>2</sub>.*

*J'adresse enfin mes remerciements à Madame Hilaire, ainsi qu'au personnel technique et administratif du Laboratoire, pour l'aide matérielle qu'ils m'ont apportée.*

## TABLE DES MATIERES

|                                                                                                                                                |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| I. INTRODUCTION                                                                                                                                | 1  |
| II. LES PROCESSUS DE RECOMBINAISON                                                                                                             | 7  |
| II.1. Introduction                                                                                                                             | 7  |
| II.2. Recombinaison radiative                                                                                                                  | 8  |
| II.3. Recombinaison dissociative                                                                                                               | 11 |
| II.4. Recombinaison collisionnelle                                                                                                             | 13 |
| II.4.1. Recombinaison collisionnelle assistée<br>par les électrons                                                                             | 15 |
| II.4.2. Recombinaison collisionnelle assistée<br>par les neutres                                                                               | 17 |
| II.5. Recombinaison collisionnelle-radiative assistée<br>par les électrons                                                                     | 20 |
| II.5.1. Description qualitative du phénomène                                                                                                   | 20 |
| II.5.2. Formulation mathématique du phénomène                                                                                                  | 21 |
| . Calcul des taux radiatifs                                                                                                                    | 21 |
| . Calcul des taux collisionnels                                                                                                                | 22 |
| . Calcul des populations des niveaux excités<br>et du coefficient de recombinaison                                                             | 26 |
| III. ETUDE THEORIQUE DE LA RECOMBINAISON COLLISIONNELLE-<br>RADIATIVE STABILISEE PAR LES ELECTRONS. INFLUENCE<br>D'UNE PERTURBATION INFRAROUGE | 33 |
| III.1. Introduction                                                                                                                            | 33 |
| III.2. Formulation des équations décrivant le modèle<br>collisionnel-radiatif                                                                  | 35 |
| III.3. Résolution numérique du système d'équations                                                                                             | 37 |
| III.3.1. Population des niveaux excités et locali-<br>sation du goulet d'étranglement                                                          | 38 |
| III.3.2. Calcul du coefficient de recombinaison                                                                                                | 39 |
| III.4. Influence des neutres : recombinaison stabilisée<br>par les électrons et par les neutres                                                | 43 |
| III.5. Perturbation du plasma par un rayonnement<br>infrarouge                                                                                 | 44 |

|                                                                                                                                                |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| IV. SPECTROSCOPIE D'EMISSION DU PLASMA DE POST-DECHARGE                                                                                        | 49 |
| IV.1. Cas général                                                                                                                              | 49 |
| IV.2. Plasma homogène et optiquement mince                                                                                                     | 50 |
| IV.3. Plasma homogène non optiquement mince                                                                                                    | 53 |
| IV.4. Plasma optiquement mince à symétrie cylindrique                                                                                          | 54 |
| V. DESCRIPTION DU SYSTEME EXPERIMENTAL                                                                                                         | 56 |
| V.1. Introduction                                                                                                                              | 56 |
| V.2. Création du plasma                                                                                                                        | 58 |
| V.3. Pureté des gaz                                                                                                                            | 59 |
| V.4. Système hyperfréquence                                                                                                                    | 60 |
| V.4.1. Description générale                                                                                                                    | 60 |
| V.4.2. Mesure de la densité électronique                                                                                                       | 60 |
| V.4.3. Etalonnage du système hyperfréquence                                                                                                    | 62 |
| V.5. Perturbation hyperfréquence du plasma                                                                                                     | 63 |
| V.6. Système optique                                                                                                                           | 65 |
| V.6.1. Description générale                                                                                                                    | 65 |
| V.6.2. Etalonnage du système optoélectronique                                                                                                  | 66 |
| V.7. Perturbation infrarouge du plasma                                                                                                         | 69 |
| V.8. Système d'acquisition des données                                                                                                         | 71 |
| VI. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RECOMBINAISON ELECTRONIQUE<br>DE L'ION $He_2^+$                                                                  | 73 |
| VII. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RECOMBINAISON DE L'ION $He^+$ .<br>PERTURBATION INFRAROUGE DES NIVEAUX FORTEMENT EXCITES<br>DE L'ATOME D'HELIUM | 82 |
| VII.1. Introduction                                                                                                                            | 82 |
| VII.2. Décroissance de la densité électronique                                                                                                 | 83 |
| VII.2.1. La décroissance de la densité électronique<br>est dominée par la diffusion ambipolaire                                                | 83 |
| VII.2.2. La densité des ions moléculaires est négligeable<br>devant celle des ions atomiques                                                   | 85 |
| VII.3. Profils spatiaux de température et de densité<br>électroniques                                                                          | 85 |
| VII.4. Profil spatial d'émission lumineuse                                                                                                     | 86 |
| VII.5. Détermination de la température électronique                                                                                            | 89 |

|                                                                                                    |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| VII.6. Populations des niveaux excités                                                             | 93  |
| VII.7. Détermination du coefficient de recombinaison<br>électron-ion                               | 97  |
| VII.8. Etude expérimentale de la perturbation des niveaux<br>excités par un rayonnement infrarouge | 101 |
| VIII. CONCLUSION                                                                                   | 109 |
| BIBLIOGRAPHIE                                                                                      | 111 |

## I. INTRODUCTION

---

Nous avons étudié les processus collisionnels-radiatifs qui interviennent dans la recombinaison électronique des ions d'hélium dans un plasma de post-décharge stationnaire à une température de neutres de 300°K, et à des pressions d'hélium comprises entre 2 et 30 torrs.

Les particules chargées formées par l'ionisation durant la phase de décharge disparaissent au cours de la post-décharge ; dans le cas d'un gaz rare pur comme l'hélium, on retrouve l'état initial au bout d'un temps suffisant.

La disparition de la population électronique se fait d'une part par diffusion vers les parois de l'enceinte où est créé le plasma, et d'autre part par recombinaison en volume ; des phénomènes d'ionisation jouent parfois un rôle important durant la post-décharge.

Un phénomène élémentaire de recombinaison électron-ion correspond à la transformation de l'énergie d'ionisation en une autre forme d'énergie : par exemple, rayonnement ou énergie cinétique d'un partenaire de collision chargé ou neutre. La recombinaison électronique est étudiée depuis de nombreuses années (chapitre II), mais le détail des processus qui interviennent est encore mal résolu, même dans un cas apparemment aussi simple que celui de  $\text{He}^+$ . Cela est dû à la complexité de l'analyse des phénomènes de post-décharge où interviennent de nombreux effets indirects qui viennent plus ou moins masquer les processus de recombinaison. Le choix des conditions expérimentales et des méthodes de diagnostic est donc extrêmement délicat.

Dans notre groupe, nous disposons depuis plusieurs années de méthodes de diagnostic de hautes performances qui nous permettent de suivre avec précision les différents paramètres du plasma ; nous avons mis au point plus récemment des méthodes sélectives de perturbation pour mettre en évidence et pour mesurer, soit les effets d'une élévation de température du gaz d'électrons, soit l'influence d'une perturbation optique par un faisceau laser dans le visible ou dans l'infrarouge (photoexcitation, photoionisation).

Dans les conditions expérimentales que nous avons choisies ici, les deux types d'ions majoritaires que l'on rencontre dans une post-décharge d'hélium ultra pur sont l'ion atomique  $\text{He}^+$  à basse pression et l'ion diatomique  $\text{He}_2^+$  au-dessus de quelques torrs. Il est maintenant acquis que des phénomènes ra-

diatifs et collisionnels couplés jouent un rôle déterminant dans la recombinaison de ces ions ; pour l'ion  $\text{He}_2^+$ , il semble bien que des phénomènes purement moléculaires, et notamment dissociatifs, jouent également un rôle appréciable.

### I.1. ETUDE THEORIQUE DE LA RECOMBINAISON COLLISIONNELLE-RADIATIVE

Nous avons tout d'abord étudié théoriquement les processus de recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons ; l'énergie d'ionisation est alors perdue à la suite d'une cascade de transitions induites par les collisions avec le troisième corps (l'électron libre en l'occurrence) ou par des déexcitations radiatives spontanées. Ces deux types de processus se combinent de façon complexe et font intervenir l'ensemble des états liés de l'atome (ou de la molécule) jusqu'au continuum d'ionisation. (chapitre III).

Les processus les plus importants, dans ce type de recombinaison, mettent en jeu des niveaux très excités, dont l'énergie d'ionisation est de l'ordre de l'énergie thermique : leur nombre quantique principal est ainsi supérieur à 10. Dans cette région, le flux des cascades collisionnelles et radiatives vers le niveau fondamental passe par un minimum, que l'on appelle "goulet d'étranglement" (bottleneck dans la littérature anglo-saxonne).

Les taux des transitions collisionnelles ne sont pas connus expérimentalement. Dans un article souvent cité, Gryzinski (1959) a calculé les sections efficaces correspondantes dans l'approximation classique en supposant que les électrons liés suivaient des trajectoires rectilignes, et que leur distribution de vitesses était monocinétique. Ces approximations ne sont guère satisfaisantes pour des collisions de très faible énergie, et donc dans des plasmas froids, c'est-à-dire à des températures inférieures à quelques milliers de °K. Ces sections efficaces ont été utilisées par Bates, Kingston et Mac Whirter en 1962 pour calculer le taux de recombinaison collisionnelle-radiative dans un système hydrogénoïde.

En 1969, Mansbach et Keck ont résolu complètement par une méthode de Monte Carlo, le problème de l'interaction de deux électrons dans le champ d'un ion, dans la limite classique, suffisante pour les états de Rydberg très excités qui jouent le rôle le plus important dans la recombinaison des plasmas froids d'hélium ; l'approximation hydrogénoïde est entièrement valable dans ces conditions.

Nous avons étudié la recombinaison collisionnelle-radiative e - e - i à des températures électroniques inférieures à 4000 °K, en utilisant ces taux de transitions collisionnelles entre niveaux (Stevelfelt, Boulmer, Delpéch, 1975). À ces températures, et sur une large gamme de densités électroniques, nous avons vérifié que le processus statistique de recombinaison est simultanément régi par des transitions collisionnelles et radiatives entre niveaux excités proches de la limite d'ionisation. Pour cela, nous avons résolu numériquement un système d'équations couplées décrivant la population de l'état quasistationnaire des 100 premiers niveaux liés. Nous avons établi ces équations pour les premières différences entre les populations réduites  $\rho(p)$ , ce qui améliore la précision du calcul et nous a permis de localiser exactement le "goulet d'étranglement" mentionné ci-dessus. Nos résultats sont bien décrits par l'approximation suivante (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) :

$$\alpha_e = 1,55 \cdot 10^{-10} T_e^{-0,63} + 6,0 \cdot 10^{-9} T_e^{-2,18} n_e^{0,37} + 3,8 \cdot 10^{-9} T_e^{-4,5} n_e \quad \text{I.1}$$

où la température électronique  $T_e$  est en °K et la densité électronique,  $n_e$ , est en  $\text{cm}^{-3}$  ; le premier et le dernier terme décrivent la recombinaison purement radiative et collisionnelle, respectivement, et le second terme résulte de l'interaction entre les phénomènes collisionnels et radiatifs.

Lorsque le degré d'ionisation du plasma est faible, la recombinaison peut être également stabilisée par les neutres.

Il existe des évaluations théoriques des taux de transitions collisionnelles induites par des neutres, pour des niveaux de nombre quantique élevé, et il serait, en principe, possible de les incorporer au programme de calcul mentionné ci-dessus. Toutefois, ces évaluations mettent en jeu plusieurs approximations, et on ne peut guère en espérer mieux qu'un ordre de grandeur, ainsi qu'une dépendance fonctionnelle raisonnable en densité et en température.

L'évaluation très simple donnée par J.J. Thomson en 1924 du taux de recombinaison collisionnelle stabilisée par les neutres, qui s'écrit, dans le cas de l'hélium atomique ,

$$\alpha_o = 4 \cdot 10^{-28} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{2,5} n_o \quad (\text{cm}^3 \text{s}^{-1}) \quad \text{II.2}$$

(où  $n_o$  est la densité atomique) est donc a priori tout aussi satisfaisante. De plus, comme l'a fait récemment remarquer D.R. Bates (1976), l'influence des neutres ne devrait pas modifier appréciablement la position du goulet

d'étranglement. Le coefficient de recombinaison collisionnelle-radiative globale s'écrit donc simplement

$$\alpha_{CR} = \alpha_e + \alpha_o$$

où  $\alpha_e$  et  $\alpha_o$  sont donnés ci-dessus. On ne doit cependant pas s'attendre à une grande précision sur la contribution de  $\alpha_o$ ,

Enfin, pour approfondir notre étude des mécanismes collisionnels-radiatifs, il nous a paru intéressant de perturber les populations des niveaux excités voisins du goulet d'étranglement, suivant en cela la suggestion et les expériences initiales de L. Goldstein (Kaplafka, Merkelo, Goldstein, 1969 et 1971).

Nous envisageons de réaliser cette perturbation en photoionisant les niveaux très excités avec un faisceau de photons à  $10,6 \mu\text{m}$  : nous avons donc introduit, dans le système d'équations décrit plus haut, des termes de photoionisation à partir du niveau  $p = 11$ . Nos calculs montrent qu'il est alors possible de déduire de la perturbation correspondante le comportement collisionnel des niveaux proches du goulet d'étranglement.

## 1.2. ETUDES EXPERIMENTALES

Le système expérimental que nous avons réalisé et utilisé permet de mesurer avec la plus grande précision possible les paramètres caractéristiques du plasma (densités, températures, intensités lumineuses absolues). Il est très stable dans le temps, et utilise de l'hélium soigneusement purifié (chap.V).

Les caractéristiques géométriques du plasma ont été choisies de façon à rendre aussi sûre que possible l'interprétation des résultats expérimentaux ; en particulier, nous nous sommes placés dans des conditions (en apparence paradoxales) où les processus de perte par diffusion jouent un rôle dominant. Nous connaissons ainsi très bien les distributions spatiales de densités d'espèces excitées et ionisées.

### a) L'ion $\text{He}_2^+$

Nous avons mis au point une nouvelle technique d'analyse de la post-décharge ne faisant appel à aucune hypothèse a priori sur la dépendance fonctionnelle du taux de recombinaison vis-à-vis des paramètres expérimentaux comme la densité ou la température électroniques. Nous avons explicitement tenu compte du terme de source électron-ion que nous mesurons et qui est dû à l'ionisa-

tion résiduelle durant la post-décharge. La température électronique est également mesurée, directement par radiométrie ou indirectement par l'intermédiaire de mesures de fréquences de collisions. Dans le domaine expérimental que nous avons couvert, c'est-à-dire à une température de neutres de 295°K, aux pressions entre 20 et 30 torr, à des densités électroniques entre  $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , nos mesures sont en accord raisonnable, par leur valeur absolue et par leurs dépendances fonctionnelles, avec le modèle collisionnel-radiatif stabilisé par les électrons (eq. 1, ci-dessus) (Boulmer, Davy, Delpech, Gauthier, 1973). Aucune contribution des neutres n'était décelable dans nos conditions expérimentales.

Cependant, une étude spectroscopique nous a ensuite permis d'observer que le spectre moléculaire du plasma de post-décharge était en désaccord avec le modèle décrit dans la partie théorique (Boulmer, Stevefelt, Delpech, 1974). Les états excités de nombre quantique principal élevé sont bien en équilibre thermique entre eux, mais leur température est substantiellement différente de celle des électrons. De même, la température rotationnelle de l'état moléculaire excité  $\text{He}_2(3p^3 \Pi_g (v=0))$  est nettement supérieure à la température électronique (chap. VI).

Ces phénomènes peuvent s'expliquer en faisant appel à des processus de transferts d'excitations rotationnelle et vibrationnelle de nature purement moléculaire ; il s'agit de phénomènes trop complexes, et actuellement trop peu connus, pour que la méthode de perturbation des niveaux excités par un rayonnement infrarouge puisse être utilisée.

#### b) L'ion $\text{He}^+$

Nous avons ensuite effectué une étude très détaillée de la recombinaison dans un plasma de post-décharge d'hélium à 300°K et 2 torrs, conditions dans lesquelles l'ion atomique  $\text{He}^+$  est majoritaire.

Nous avons apporté un soin tout particulier à la précision des mesures absolues ; nos résultats couvrent un domaine expérimental de densités et de températures qui, pour une large part, n'avait pû être abordé précédemment : de  $3 \cdot 10^9$  à  $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et de 300 à 600°K pour les densités et températures électroniques, respectivement.

L'accord de nos résultats expérimentaux avec nos prévisions théoriques exposées plus haut est extrêmement satisfaisant (chap.VII).

Le coefficient expérimental de recombinaison est bien représenté par

$$\alpha_{CR}(\text{exp}) = \alpha_e(\text{exp}) + \alpha_o(\text{exp})$$

où  $\alpha_e(\text{exp})$  est égal à  $\alpha_e(\text{théor.})$  donné par l'équation 1, et où

$$\alpha_o(\text{exp}) = 1,1 \cdot 10^{-26} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{1,9} n_o \quad (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1})$$

On peut considérer que l'ordre de grandeur et la dépendance fonctionnelle de ce taux expérimental de recombinaison collisionnelle stabilisée par les neutres sont raisonnables, étant donné le caractère très approximatif des prévisions de la théorie élémentaire de J.J. Thomson.

De même, nous avons vérifié que la perturbation due à un faisceau de photons à  $10,6 \mu\text{m}$  produit par un laser à  $\text{CO}_2$  (impulsion de 50 mJ, 100  $\mu\text{s}$ ) était bien telle que le prévoyait notre théorie, avec les taux de transitions de Mansbach et Keck, pour une densité électronique supérieure à  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , puis en devenait indépendante aux densités plus faibles. Ces résultats confirment la validité des taux calculés par Mansbach et Keck, et montrent bien l'existence simultanée des mécanismes de stabilisation de la recombinaison sur les électrons et sur les neutres.

En conclusion donc, la recombinaison électronique de l'ion  $\text{He}^+$  est bien décrite par un modèle collisionnel-radiatif ; les taux de transitions entre niveaux induits par collisions électroniques sont en bon accord avec ceux que prévoit la théorie semi-classique, pourvu de tenir compte correctement du mouvement des électrons liés. La stabilisation par les neutres joue un rôle notable aux faibles degrés d'ionisation ; l'ordre de grandeur et la dépendance fonctionnelle du taux de recombinaison correspondant sont en accord raisonnable avec la théorie très simple de J.J. Thomson.

Les mécanismes collisionnels radiatifs jouent également un rôle déterminant dans la recombinaison électronique de l'ion  $\text{He}_2^+$  ; il semble cependant que des processus de transfert d'excitation de nature purement moléculaire interviennent également, mais le détail de ces phénomènes est extrêmement complexe, et n'a pu être intégralement élucidé avec le système expérimental dont nous disposons.

## II. LES PROCESSUS DE RECOMBINAISON

---

### II.1. INTRODUCTION

La capture d'un électron par un ion positif exige que l'électron passe d'un niveau libre, d'énergie positive, à un niveau lié, d'énergie négative. L'ensemble électron-ion doit donc perdre, d'une façon ou d'une autre, la différence d'énergie entre son état initial et son état final. La capture de l'électron peut par exemple se faire :

- radiativement, par émission d'un photon ;
- par dissociation, s'il s'agit d'un ion moléculaire ; l'énergie excédentaire est alors transformée en énergie cinétique ;
- collisionnellement, en cédant cette énergie à un troisième corps qui peut être un neutre ou un électron libre.

Ces processus ne sont pas exclusifs les uns des autres ; dans bien des cas, la capture de l'électron par l'ion donne naissance à un neutre dans un état excité. Cet excès d'énergie peut encore être perdu, soit radiativement, soit collisionnellement. La recombinaison n'est complète que lorsque la paire électron-ion est transformée en un neutre dans son état fondamental ou, ce qui est en pratique équivalent, dans un niveau excité d'énergie assez faible pour que la probabilité du processus inverse, l'ionisation, devienne négligeable.

On peut dire schématiquement que le processus de recombinaison se décompose en deux étapes : d'abord la capture de l'électron par l'ion, puis la stabilisation de la recombinaison par des phénomènes radiatifs ou collisionnels.

En fait, pour chacun des processus que nous venons de citer, le principe de microreversibilité impose de tenir compte du processus inverse, qui est plus ou moins efficace ; l'énergie de la paire électron-ion peut subir, sous l'influence de ces processus, des fluctuations de caractère aléatoire avant que la recombinaison ne soit effective.

Malgré la complexité du phénomène, on a pris l'habitude de définir un taux de recombinaison  $\alpha$  comme un taux de réaction à deux corps. Si  $n_e$  et  $n_i$  sont les densités d'électrons et d'ions, la perte d'électrons par recombinaison est décrite par :

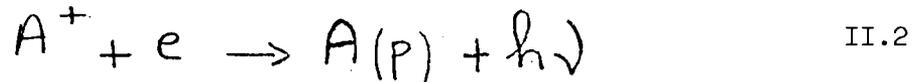
$$\left( \frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{\text{Rec}} = -\alpha n_e n_i \quad \text{II.1}$$

Il est évident, d'après ce qui précède, que  $\lambda$  n'est pas nécessairement indépendant de  $n_e$  et  $n_i$ .

Les importances relatives des différents types de processus mis en jeu dépendent des paramètres du plasma : densités et températures des électrons et des neutres, ainsi bien sûr que de la nature des espèces atomiques ou moléculaires en présence.

## II.2. RECOMBINAISON RADIATIVE

La capture de l'électron par l'ion se fait, dans ce cas, selon le processus inverse de la photoionisation :



Le photon ( $h\nu$ ) emporte l'excès d'énergie. Le neutre formé dans l'état excité  $p$  atteint ensuite le niveau fondamental à la suite de transitions radiatives :



Les processus inverses des processus (II.2) et (II.3), c'est-à-dire l'ionisation et l'excitation photonique, sont généralement négligeables car les populations des niveaux excités sont très faibles ou, si l'on préfère, le plasma est optiquement mince. Toutefois, nous utiliserons ce phénomène pour perturber la population de certains niveaux excités en les photoionisant grâce à un laser infrarouge (voir chap. III).

La recombinaison radiative présente un très grand intérêt pour les astrophysiciens. C'est pourquoi elle a été bien étudiée sur des systèmes hydrogénéoïdes, par des méthodes d'abord classiques, puis quantiques.

En 1923, Kramers suivait une méthode classique faisant intervenir un électron et un noyau nu. Il obtenait la section efficace du processus de photoionisation et en déduisait le taux de la réaction de capture dans le cas de niveaux hydrogénéoïdes :

$$\beta(p) = \frac{5,197 \times 10^{-14}}{p \sqrt{U}} Z_K(p, U) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.4}$$

$$\text{avec } Z_K(p, U) = \frac{e^{-1/U p^2}}{U p^2} \int_{1/U p^2}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \quad \text{II.5}$$

U est la température électronique  $T_e$  ramenée à l'énergie de Rydberg ( $R = 13,6 \text{ eV}$ ) :

$$U = k T_e / R \quad \text{II.6}$$

k étant la constante de Boltzman.

Dans ce qui suit, nous considérons toujours le cas d'un électron lié à un noyau de charge unité ( $Z = 1$ ).

L'énergie  $E_p$  d'ionisation d'un niveau hydrogénoïde de nombre quantique principal p, et son énergie réduite  $\varepsilon_p$  sont alors données par :

$$\varepsilon_p = \frac{E_p}{k T_e} = - \frac{1}{U p^2} \quad \text{II.7}$$

Cette énergie est négative, car il s'agit d'un état lié. Nous conserverons cette convention dans tout ce qui suit.

Par la suite, de nombreux calculs du type quantique ont été menés. Ces calculs reviennent en fait à faire intervenir dans la formule de Kramers une correction quantique qui est très faible pour les niveaux hydrogénoïdes très excités pour lesquels l'approximation classique est valable.

Seaton (1959) donne le résultat de ces calculs pour l'hydrogène : l'expression du taux de capture  $\beta(p)$  est simplement :

$$\beta(p) = \frac{5,197 \times 10^{-14}}{p \sqrt{U}} Z_S(p, U) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.8}$$

où la fonction  $Z_S(p, U)$  s'exprime sous la forme d'une série dont le premier terme est le résultat classique de Kramers :  $Z_K(p, U)$  ; les termes suivants

représentent la correction quantique. Dans l'hydrogène, pour des températures électroniques comprises entre 300°K et 600°K, l'erreur commise en négligeant cette correction est inférieure à 3% pour les niveaux p supérieurs à 8 et à 8% pour les niveaux supérieurs à 3. Il ne s'agit donc que d'une correction faible qui n'intervient réellement que sur les niveaux bas.

La fonction  $Z_s(p, U)$  est tracée en fonction de  $\xi_p$  sur la figure II.1. On constate que lorsque  $T_e$  ne varie que de 300 °K à 1200°K,  $Z_s(p, U)$  est indépendant de  $T_e$  pour  $-\xi_p < 3$  et ne varie pas de plus de 10% lorsque  $-\xi_p > 3$ . Pour simplifier nos calculs numériques, que nous exposerons dans le chapitre III, nous avons préféré donner une approximation analytique de  $Z_s(p, U)$ , indépendante de  $T_e$  :

$$Z_s(p, U) \approx 0,5 + 0,4 \sin \left[ \log_{10}(-\xi_p) + 0,2 \right] + \underbrace{\left[ \frac{1}{6} \log_{10}(-\xi_p) - 0,277 \right]}_{\text{pour } -\xi_p > 46} \quad \text{II.9}$$

Le coefficient de recombinaison radiative total  $\alpha_R$  est donné simplement par :

$$\alpha_R = \sum_{p=1}^{\infty} \beta(p) \quad \text{II.10}$$

puisque les processus inverses sont négligeables.

Seaton (1959) en donne l'approximation analytique suivante, valable pour  $T_e < 10^6$  °K :

$$\alpha_R = \frac{5,197 \times 10^{-14}}{\sqrt{U}} \left[ 0,4288 - \frac{\ln U}{2} + 0,459 U^{1/3} \right] \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.11}$$

ce qui peut être remplacé par la formule plus simple :

$$\alpha_R = 1,55 \times 10^{-10} (T_e)^{-0,63} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.12}$$

avec une erreur inférieure à 3% pour  $T_e < 2000$  °K.

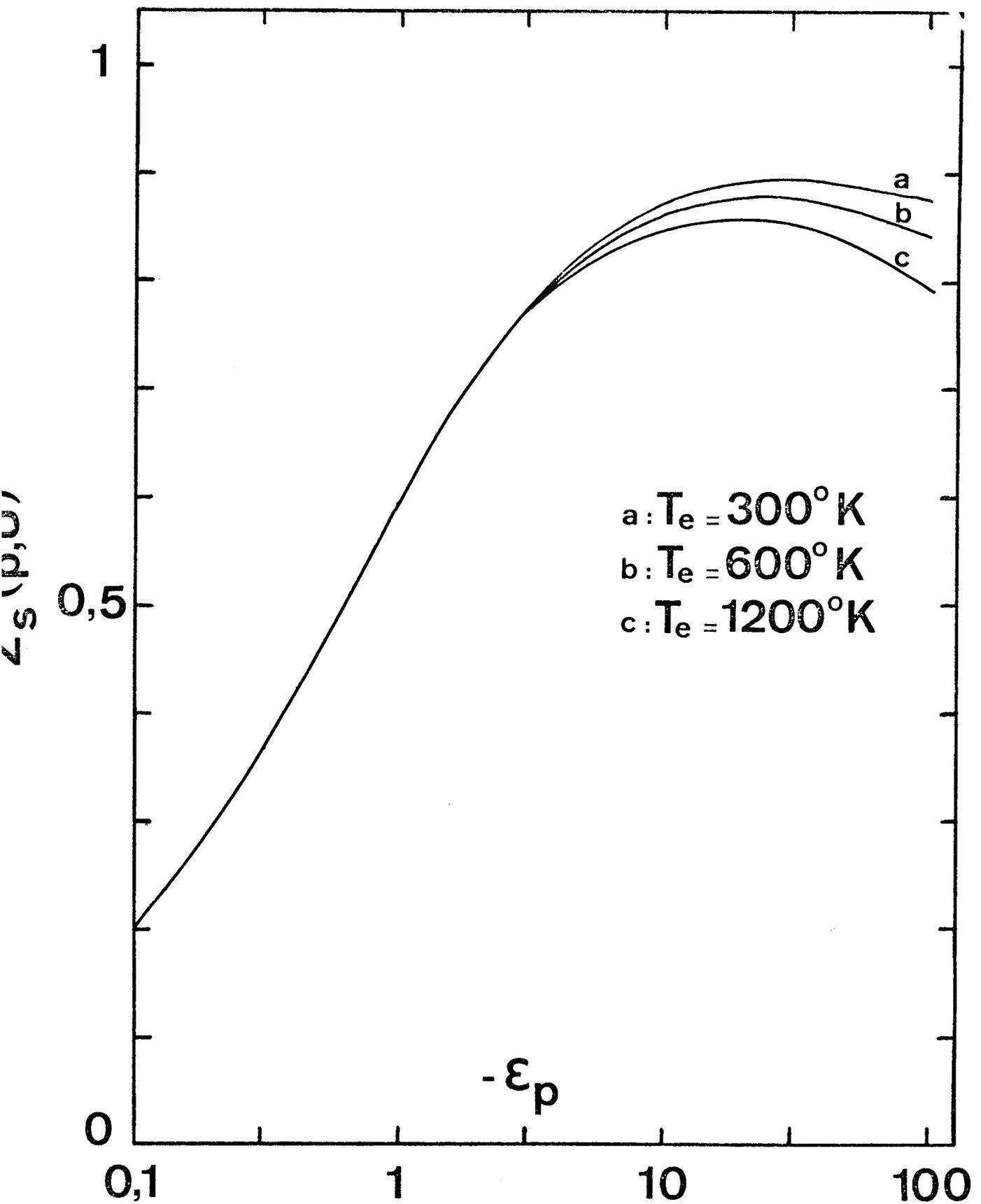


Figure II.1. - Fonction  $Z_g(p, U)$  calculée par Seaton (1959)

A 300°K :

$$\alpha_R = 4,32 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

et à 4000°K :

$$\alpha_R = 7,85 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

La recombinaison radiative est un processus à deux corps :  $\alpha_R$  est donc indépendant de  $n_e$ . Sa dépendance en température est faible. Ce type de recombinaison est donc important à haute température et faible densité électronique. Dans nos conditions expérimentales, c'est un processus peu important par rapport aux autres types de recombinaison, bien que <sup>non</sup> négligeable.

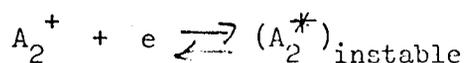
Les formules qui précèdent ne sont rigoureuses que dans le cas de l'hydrogène ; elles représentent toutefois une excellente approximation pour l'hélium atomique aux basses températures, les interactions de configuration étant dans ce cas négligeables, et le défaut quantique moyen tendant très rapidement vers zéro dès que le nombre quantique principal est supérieur à 4 ou 5.

### II.3. RECOMBINAISON DISSOCIATIVE

Dans les plasmas de gaz rares, lorsque la densité de neutres est assez importante, supérieure à quelques torrs à la température ambiante, il y a formation d'ions moléculaires (principalement du type  $A_2^+$ ) selon le processus d'Hornbeck-Molnar (1951). Dans une post-décharge, au bout d'un temps suffisant et si la pression est assez grande, ces ions moléculaires deviennent bien plus nombreux que les ions atomiques.

Il faut alors envisager la possibilité d'une recombinaison dissociative. Ce processus a été suggéré par Bates et Massey (1947) pour expliquer l'importance des taux de recombinaison observés dans l'ionosphère. Ce processus est possible si la courbe de potentiel répulsive d'un état excité de la molécule croise la courbe de potentiel de l'ion moléculaire à un endroit convenable (voir fig. II. 2). Les atomes neutres ainsi formés emportent, sous forme d'énergie cinétique, l'excès d'énergie entre l'énergie potentielle de l'ion  $A_2^+$  et celle des atomes neutres (Oskam, 1969 ; Bates, 1974).

En fait, le processus se fait en trois étapes : d'abord la capture, pour laquelle il existe un processus inverse, l'autoionisation :



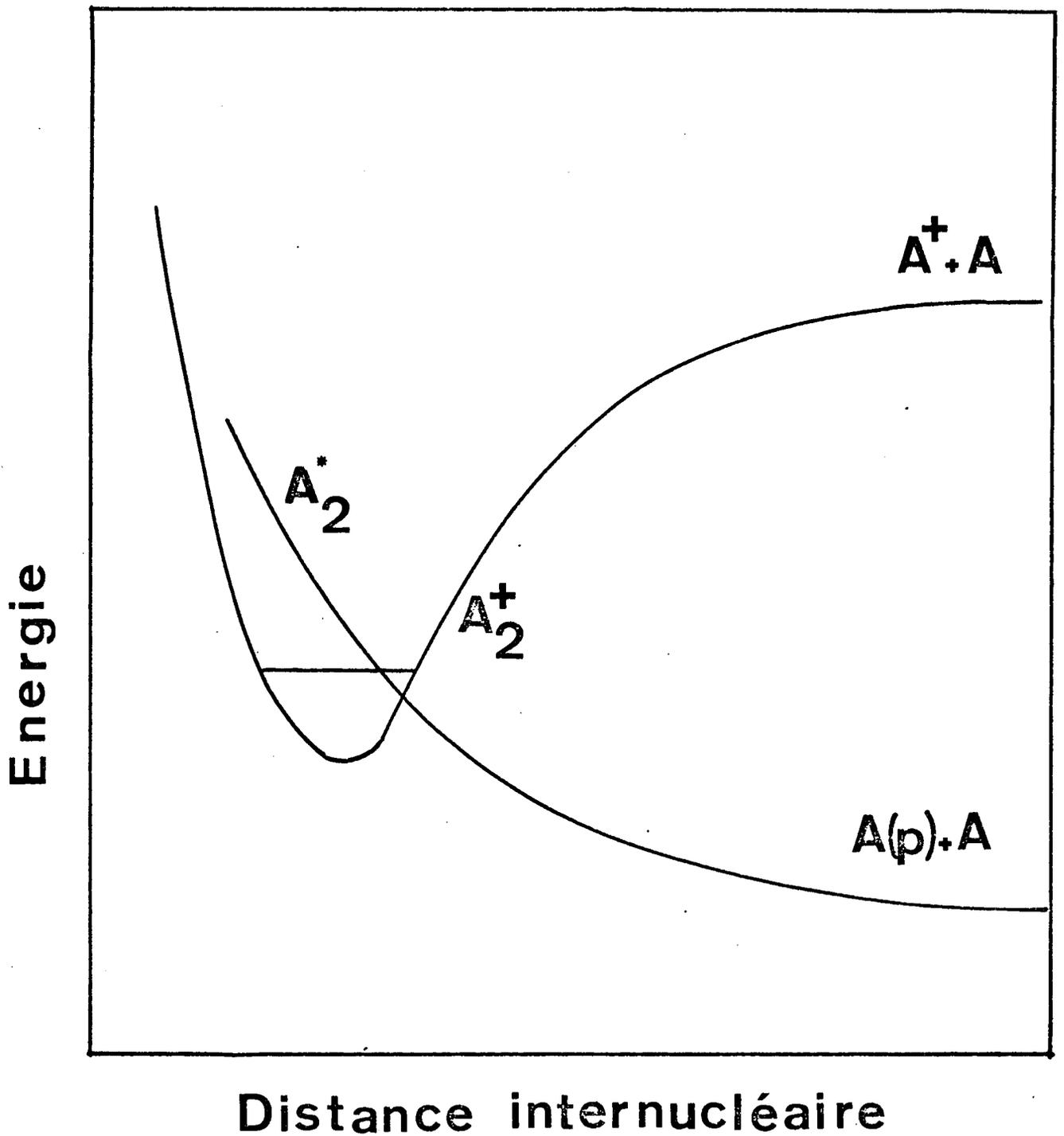
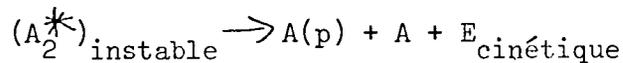
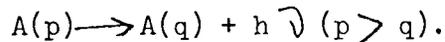


Figure II.2. - Représentation schématique du processus de recombinaison dissociative

puis la stabilisation :



et enfin la desexcitation radiative :



Il est généralement admis que la recombinaison des ions  $Ne_2^+$ ,  $Ar_2^+$ ,  $Kr_2^+$  et  $Xe_2^+$  est dissociative. Le tableau suivant donne un aperçu des résultats obtenus à la température ambiante pour ces ions et exprimés sous la forme :

$$\alpha = \alpha_0 \left( \frac{T_e}{300^\circ K} \right)^{-\gamma}$$

| ion      | $\alpha_0$ ( $10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ) | $\gamma$ | auteurs                     |
|----------|------------------------------------------------------|----------|-----------------------------|
| $Ne_2^+$ | $1,73 \pm 0,2$                                       | 0,49     | Philbrick et col. (1969)    |
| $Ar_2^+$ | $8,5 \pm 0,8$                                        | 0,67     | Mehr et Biondi (1968)       |
| $Kr_2^+$ | $12 \pm 1$                                           |          | Oskam et Middlestadt (1963) |
| $Xe_2^+$ | $14 \pm 1$                                           |          | " "                         |

On remarque que ces taux sont beaucoup plus élevés que ceux de la recombinaison radiative (cf., paragraphe II.2) ou collisionnelle (cf paragraphe II.4).

La recombinaison de l'ion  $He_2^+$  est encore mal connue. Cependant, il est certain que des mécanismes non dissociatifs peuvent jouer un rôle important (Delpech, Boulmer, Stevefelt, 1975).

#### II.4. RECOMBINAISON COLLISIONNELLE

Comme nous l'avons vu au paragraphe II.1, la capture de l'électron par l'ion peut se faire en présence d'un troisième corps qui sert à emporter l'excès d'énergie. Ce processus est particulièrement efficace si ce troisième corps est un autre électron libre. En effet :

- à basse température, la section efficace de collision élastique électron-atome est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à la section efficace coulombienne électron-électron ;
- le transfert d'énergie entre l'atome et l'électron lors d'une collision élastique est très faible : il est approximativement égal à  $2m/M$ , où  $m$  est la masse de l'électron et  $M$  celle de l'ion.

On conçoit cependant que lorsque la densité de neutres est suffisamment grande devant celle des électrons, c'est-à-dire lorsque le degré d'ionisation est faible, la recombinaison à trois corps assistée par un neutre puisse ne plus être négligeable.

En 1924, Thomson a étudié la recombinaison d'un ion positif et d'un ion négatif en présence d'un troisième corps. Sa méthode de calcul est très intuitive, mais elle a le mérite d'aborder ce problème de façon très simple et de donner des résultats dont l'ordre de grandeur et la dépendance fonctionnelle devraient être corrects.

Dans notre cas l'ion négatif est simplement un électron et le troisième corps peut être soit un neutre, soit un autre électron. Par rapport à l'électron, le neutre et l'ion positif peuvent être considérés comme immobiles, pourvu que :

$$(T_0 M)^{1/2} \ll (T_e m)^{1/2}$$

où  $T_0$ ,  $T_e$ ,  $M$  et  $m$  sont les températures et les masses des neutres et des électrons. Donc, nous ne tiendrons compte que de la vitesse de l'électron.

Dans le modèle collisionnel, un électron et un ion ne peuvent se recombiner que si l'électron subit une collision de transfert d'énergie avec un troisième corps à une distance inférieure à  $r_0$  de l'ion, où  $r_0$  est tel que le potentiel de Coulomb  $e^2/r_0$  soit comparable à l'énergie thermique  $\frac{3}{2} kT_e$  des électrons. Le noyau de la sphère de Thomson ainsi définie, est :

$$r_0 = \frac{2e^2}{3kT_e} \quad \text{II.13}$$

La probabilité  $P_{\text{rec}}$  pour qu'une telle collision ait effectivement lieu

est égale à la distance moyenne parcourue par l'électron à l'intérieur de cette sphère (c'est-à-dire la corde moyenne de la sphère,  $\frac{4}{3} r_0$ ) multipliée par la probabilité par unité de longueur pour qu'il y ait une collision entre le troisième corps et l'électron avec transfert d'énergie. Cela suppose bien sûr que le libre parcours moyen de l'électron est bien plus grand que  $r_0$ .

Le nombre de recombinaisons par ion,  $\alpha n_e$  ( $n_e = n_i$ ), est alors égal au nombre d'électrons pénétrant dans la sphère de rayon  $r_0$ , c'est-à-dire  $\pi r_0^2 v_e n_e$ , où  $v_e$  est la vitesse thermique de l'électron, multiplié par la probabilité de recombinaison :

$$\alpha = \pi r_0^2 v_e P_{\text{rec}}$$

Si le troisième corps est un neutre, il faut prendre :

$$P_{\text{rec}} = \frac{4}{3} r_0 \left( \frac{2m}{M} \sigma n_0 \right)$$

où  $\sigma$  est la section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement et  $n_0$  la densité d'atomes neutres. Ainsi :

$$\alpha_T = \frac{4}{3} \pi r_0^3 v_e \frac{2m}{M} \sigma n_0$$

où  $v_e$  est la vitesse thermique des électrons :

$$v_e = \sqrt{\frac{3kT_e}{m}}$$

et nous obtenons ainsi le coefficient de recombinaison collisionnelle stabilisé par les neutres de Thomson :

$$\alpha_T = 4,30 \frac{e^6 \sqrt{m}}{M (kT_e)^{3/2}} n_0 \sigma \quad \text{II.14}$$

Dans le cas de l'hélium atomique aux températures voisines de 300°K,  $\sigma = 5,8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  (Sol, Boulmer, Delpech, 1973), et :

$$\alpha_T(\text{He}) = 4 \times 10^{-28} \left( \frac{300}{T_e} \right)^{3,5} n_0 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.15}$$

Dans le cas où le troisième corps est un autre électron, on écrit simplement :

$$P_{rec} = \frac{4}{3} r_0 (\pi r_0^2 n_e)$$

car la recombinaison se produit avec une probabilité unité si l'ion et les deux électrons sont à l'intérieur d'une sphère de rayon  $r_0$ , sinon le temps de collision devient plus grand que le temps d'orbite et il n'y a pas d'échange d'énergie significatif. Donc :

$$\alpha_T = \frac{4}{3} \pi^2 r_0^5 \sqrt{\frac{3kT_e}{m}} n_e \quad \text{II.16}$$

Par la méthode de calcul de Thomson, on obtient donc un coefficient de recombinaison collisionnelle stabilisée par les électrons, donné par :

$$\alpha_T = 1,5 \times 10^{-8} \frac{n_e}{T_e^{4,5}} \quad \text{cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.17}$$

Les résultats de Thomson ont souvent servi de référence, à juste titre d'ailleurs, et nous verrons par la suite que la plupart des calculs faits par des méthodes bien plus sophistiquées, aboutissent à des résultats assez comparables à ceux de Thomson, tant en ordre de grandeur que vis-à-vis de la dépendance en densité et en température.

#### II.4.1. Recombinaison collisionnelle assistée par les électrons

La capture se fait selon le phénomène inverse de l'ionisation par collision électronique :



Ce processus réversible a été étudié en détail par Fowler (1936) : partant de la section efficace d'ionisation par collision électronique, calculée par Thomson en 1912 (éq.II.31), il trouvait que le taux de réaction du processus de capture II.18 croît comme  $p^6$ . La capture de l'électron donne naissance à des niveaux fortement excités qui sont susceptibles d'être ionisés par le processus inverse de la capture. De plus, tant que la séparation d'énergie entre niveaux reste inférieure à l'énergie thermique des électrons

libres ( $\simeq kT_e$ ), ils sont susceptibles d'être soit desexcités, soit excités par collision avec les électrons libres. Ces atomes très excités formés par la capture de l'électron par l'ion, sont donc soumis aux deux processus réversibles suivants :



Il s'en suit que les neutres très excités formés par la recombinaison sont en équilibre entre eux et avec les électrons libres dont la distribution en énergie est maxwellienne. Les densités de population de ces niveaux sont donc données par la loi de Saha :

$$N_E(p) = \left( \frac{h^2}{2\pi m k T_e} \right)^{3/2} n_e n_i \frac{g_p}{g_i} e^{-\varepsilon_p} \quad \text{II.21}$$

l'indice E indique que  $N_E(p)$  est la densité de l'état p à l'équilibre thermodynamique, h est la constante de Planck et  $g_i$  et  $g_p$  les poids statistiques des ions et des états excités.

Cet équilibre implique qu'un atome dans l'un de ces états excités a une probabilité égale de passer d'un état p à un état (p - 1) et inversement par suite des collisions avec les électrons libres. Il y a donc une probabilité non nulle pour que l'énergie d'ionisation ( $-E_p$ ) du neutre dans l'état p, devienne supérieure à l'énergie thermique des électrons ( $\simeq kT_e$ ) : la desexcitation par collision électronique devient alors le processus le plus probable, d'autant plus probable que l'énergie d'ionisation ( $-E_p$ ) est <sup>grande</sup> faible. La stabilisation de la recombinaison est complète lorsque, p diminuant, le processus devient très peu probable.

Cette description qualitative de la recombinaison collisionnelle stabilisée par les électrons, montre donc que les niveaux dont l'énergie d'ionisation ( $-E_p$ ) est de l'ordre de  $kT_e$  jouent un rôle important puisqu'on peut partager grossièrement les niveaux en deux catégories :

- lorsque  $-E_p < kT_e$ , le terme de Boltzmann est voisin de l'unité et les niveaux sont presque en équilibre entre eux et avec le gaz des électrons libres ;
- lorsque  $-E_p \gg kT_e$ , des desexcitations collisionnelles sont plus probables que les excitations et ( $-E_p$ ) augmentant, la recombinaison se stabilise.

Les processus auxquels sont soumis les niveaux excités sont donc :

- Des transitions entre un niveau lié (p) et le continuum (c) : ce sont la capture de l'électron par l'ion et son processus inverse, l'ionisation par collision électronique (processus II.13). Leurs taux de réaction sont respectivement  $K(c \rightarrow p)$  et  $K(p \rightarrow c)$ .
- Des transitions entre niveaux liés p et q par collisions avec les électrons qui peuvent peupler le niveau p, de taux  $K(q \rightarrow p)$ , ou le dépeupler, de taux  $K(p \rightarrow q)$ .

La population  $N(p)$  d'un niveau de nombre quantique principal p, s'exprime donc en fonction des populations des autres niveaux, par l'équation :

$$\begin{aligned} \dot{N}(p) = & K(c \rightarrow p) n_e^2 - K(p \rightarrow c) n_e N(p) & \text{II.22} \\ & + \sum_{q \neq p} K(q \rightarrow p) n_e N(q) + \sum_{q \neq p} K(p \rightarrow q) n_e N(p) \end{aligned}$$

où nous avons fait l'hypothèse que le plasma est macroscopiquement neutre ( $n_e = n_i$ ).

#### II.4.2. Recombinaison collisionnelle assistée par les neutres

La capture de l'électron par l'ion se fait alors selon le processus réversible



le neutre emportant l'excès d'énergie sous la forme d'énergie cinétique. La stabilisation de la recombinaison se fait grâce à des processus du type :



Le principe de la recombinaison collisionnelle assistée par les neutres est donc analogue à celui de la recombinaison collisionnelle assistée par les électrons.

Lorsque la température des neutres ( $T_0$ ) est égale à celle des électrons, on doit s'attendre à ce que les populations des niveaux très excités soient également données par la loi de Saha (eq. II.21). Malheureusement, la température électronique est souvent supérieure à celle des neutres et la situation devient beaucoup plus complexe (Collins, 1967, 1969).

Rappelons que Thomson (1924) trouvait, dans le cas de l'hélium atomique, (eq.II.15) :

$$\alpha_T = 4 \cdot 10^{-28} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{2,5} n_0 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Le transfert d'énergie ayant lieu lors de la collision électron-atome étant très faible, on peut utiliser une approximation de diffusion pour étudier de type de recombinaison. En effet, Pitaevskii (1962) a montré que, pourvu que

$$\hbar T_e \ll \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{e^2}{a}$$

où  $a$  est la dimension de l'atome, le temps d'interaction électron-atome est bien plus faible que la période de rotation de l'électron sur son orbite : l'électron peut donc être considéré comme libre lors de l'interaction. Il trouvait ainsi un coefficient de recombinaison identique à celui de Thomson et à un facteur multiplicatif près :

$$\alpha_P = 6 \sqrt{6\pi} \frac{2m}{M} r_0^3 v_e \sigma n_0 \quad \text{cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.25}$$

c'est-à-dire

$$\alpha_P = 6,22 \alpha_T \quad \text{II.26}$$

Dans le cas de l'hélium atomique :

$$\alpha_P = 2,2 \cdot 10^{-27} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{2,5} n_0 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Plus tard, Bates et Khare (1965) raffinèrent la théorie en tenant compte de la quantification des énergies et des transitions radiatives. Le taux est ainsi légèrement diminué : entre 250 et 500°K

$$\alpha_{BK} = 2,7 \alpha_T$$

ou, dans le cas de l'hélium atomique :

$$\alpha_{BK} = 1,0 \cdot 10^{-27} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{2,5} n_0 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad \text{II.27}$$

Bates et Khare donnent les taux  $K_n(p \rightarrow q)$  des transitions d'un niveau  $p$  à un niveau inférieur  $q$  dues aux collisions avec les neutres (processus II.19). Pour des températures électroniques comprises entre 125 et 500°K, et

pour des niveaux de nombres quantiques principaux compris entre 4 et 32, les taux des transitions entre niveaux voisins sont bien décrits par la formule approchée :

$$K_n(p \rightarrow p-1) = \frac{3,54 \sigma M^{1/2}}{m(R T_e)^{1/2} \pi^{3/2}} \frac{x^{1/2}}{(x+1,5)^3} \frac{R}{(p-1)^3} \quad \text{II.28}$$

$$\text{avec } x = \frac{M R}{32 m k T_e} p^2 \left( \frac{1}{(p-1)^2} - \frac{1}{p^2} \right)^2$$

Dans le cas de l'hélium atomique,  $\sigma = 5,8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  (Sol, Boulmer, Delpéch, 1973) et :

$$K_n(p \rightarrow p-1) = \frac{1,9 \times 10^{-3}}{T_e^{1/2} (p-1)^3} \frac{x^{1/2}}{(x+1,5)^3} \quad \text{II.29}$$

avec

$$x = \frac{3,6 \times 10^7}{T_e} p^2 \left( \frac{1}{(p-1)^2} - \frac{1}{p^2} \right)^2$$

Ces taux sont portés sur la figure II.3 pour  $T_e = 250 \text{ }^\circ\text{K}$  et comparés aux taux obtenus par Mansbach et Keck (1969) pour les transitions induites par les électrons (voir paragraphe suivant). Ces taux diffèrent d'environ six ordres de grandeur. Aussi, lorsque le taux d'ionisation  $n_e/n_0$  du plasma est inférieur à  $10^{-6}$ , il faut s'attendre à ce que les collisions avec les neutres jouent un rôle dans la recombinaison.

Plus tard, Drawin et Emard (1972) ont également calculé ces taux. Ils trouvent :

$$K_n(p \rightarrow p-1) = \frac{3,1 \times 10^{-14} T_e^{1/2}}{p^5 (p-1)^3} y^5 (1 + 1,3 \times 10^{-5} T_e y) \quad \text{II.30}$$

$$\text{avec } y = \left( \frac{1}{(p-1)^2} - \frac{1}{p^2} \right)^{-1}$$

Leurs résultats sont plus grands de plusieurs ordres de grandeur que ceux de Bates et Khare. C'est ce qui apparaît sur la figure II 3 où nous comparons les résultats des deux théories pour les taux  $K_n(p \rightarrow p-1)$  pour  $T_e = T_0 = 250 \text{ }^\circ\text{K}$ , en  $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

Il est surprenant que les taux calculés par Drawin et Emard pour les transitions induites par les collisions avec les neutres, puissent être du

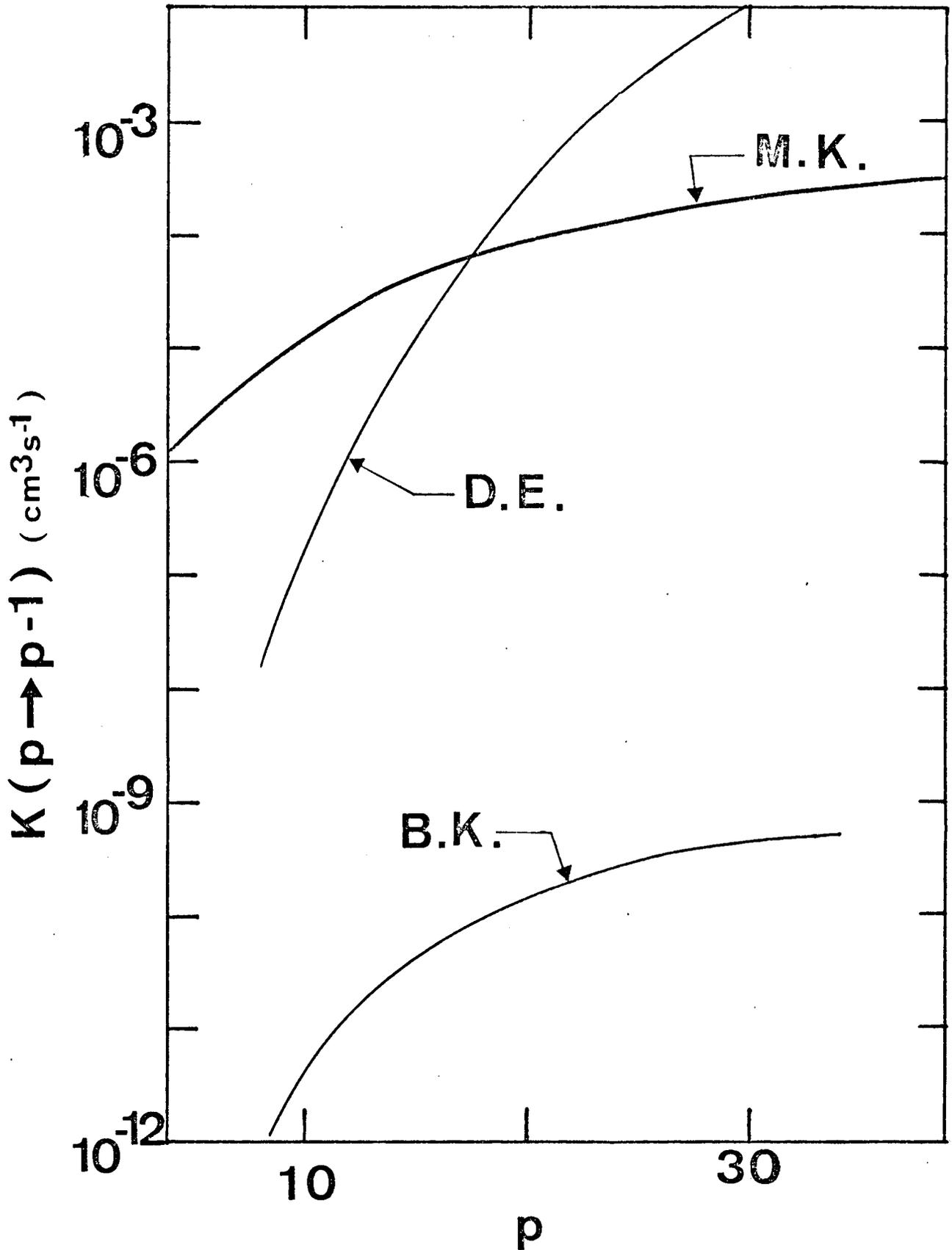


Figure II.3. - Comparaison des taux pour les transitions induites par les collisions avec les neutres calculés par Bates et Khare (B.K.) et par Drawin et Emmard (D.E.) et induites par les collisions avec les électrons calculés par Mansbach et Keck (M.K.).

même ordre de grandeur et même plus grands que ceux de Mansbach et Keck pour les transitions induites par les collisions électroniques malgré le rapport des masses et la nature des potentiels d'interaction (voir début du paragraphe II.4).

Comme le souligne Bates dans deux articles récents (1974, 1976), bien que les résultats de Drawin et Emaré se trouvent en accord avec les mesures effectuées sur un plasma créé par laser (Baravian et col. 1972), ceux-ci semblent tout de même difficilement acceptables, car ils conduisent à des taux de réaction énormément supérieurs aux ordres de grandeur apparemment raisonnables que permet de prévoir la théorie simple de Thomson ; les résultats de Bates et Khare remplissent cette condition.

## II.5. RECOMBINAISON COLLISIONNELLE-RADIATIVE ASSISTÉE PAR LES ÉLECTRONS

### II.5.1. Description qualitative du phénomène

Aux très faibles densités électroniques et à des températures électroniques relativement hautes, la recombinaison est essentiellement radiative, tandis que dans la situation opposée, c'est une recombinaison collisionnelle assistée par les neutres, si le degré d'ionisation du plasma est faible, ou par les électrons dans le cas contraire. Limitons-nous à ce dernier cas qui est le plus fréquent. Dans les plasmas à température relativement basse et à densité électronique moyenne, les phénomènes radiatifs et collisionnels se combinent pour donner un processus de recombinaison particulièrement complexe.

L'hypothèse de l'existence de ce type de recombinaison a été mise en avant en 1961 indépendamment par D'Angelo, par Bates et Kingston et par Mc Whirter. Par la suite, un modèle théorique de cette recombinaison était proposé par Bates, Kingston et Mc Whirter (1962) qui lui donnaient le nom de "collisionnel-radiatif".

Nous avons vu au paragraphe II.4.1. que les taux de transitions induites par les collisions électroniques varient environ comme la puissance 6 du nombre quantique principal  $p$ , alors que le taux de capture radiative  $\beta(p)$  varie à peu près comme  $\frac{1}{p}$  (éq.II.8). Nous verrons plus loin (chap.III) que les probabilités de transitions radiatives d'un niveau  $p$  à un niveau  $q$ , varient comme  $p^{-5,5}$ .

L'influence des phénomènes radiatifs sur les niveaux fortement excités est donc très faible : la recombinaison radiative peuple préférentiellement des niveaux peu excités et les durées de vie radiatives  $\tau_R$  des niveaux

très excités sont bien plus grandes que leurs durées de vie collisionnelles  $\tau_C$ . Ceci est bien illustré par la figure II.4 où nous avons tracé les durées de vie radiatives  $\tau_R$  et collisionnelles  $\tau_C$  en fonction du nombre quantique principal  $p$  pour une densité électronique  $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et une température  $T_e = 300 \text{ °K}$  (la valeur de  $\tau_C$  est déduite des calculs de Mansbach et Keck (1969)).  $\tau_R$  et  $\tau_C$  ont à peu près la même valeur vers le niveau  $p = 7$  et pour  $p > 7$ ,  $\tau_R$  devient rapidement bien plus grand que  $\tau_C$ , alors que pour  $p < 7$  on se trouve dans la situation inverse.

Le comportement des niveaux très excités est donc gouverné par les collisions électroniques et la description de leur comportement est la même que dans le cas de la recombinaison purement collisionnelle. En particulier, les niveaux dont l'énergie d'ionisation est inférieure à l'énergie thermique des électrons, sont en équilibre entre eux et avec le gaz d'électrons libres. Leurs populations obéissent donc à la loi de Saha (eq.II.21). Aux énergies d'ionisation plus grandes, les processus radiatifs deviennent plus importants jusqu'à devenir prédominants pour les niveaux les plus bas. La stabilisation de la recombinaison se fait donc de la même façon que dans le cas de la recombinaison purement collisionnelle, à ceci près qu'elle est accélérée par les transitions radiatives spontanées.

La recombinaison purement radiative représente un processus relativement peu important qui peut être considéré en première approximation comme s'ajoutant simplement aux processus précédents.

### II.5.2. Formulation mathématique du phénomène

Le traitement théorique du problème de la recombinaison collisionnelle-radiative passe donc par la résolution de deux problèmes :

- connaître les taux des processus collisionnels et radiatifs ;
- résoudre un système d'équations donnant la population de chacun des niveaux excités et en déduire le coefficient de recombinaison.

#### a) Calcul des taux radiatifs

Les processus radiatifs sont bien connus dans l'atome d'hydrogène. Le taux correspondant de capture radiative  $\beta(p)$  est donné par Seaton (éq.II.8 et II.9), et nous avons vu qu'il représentait avec une excellente approximation le cas de l'hélium atomique aux basses températures. Les probabilités de transition radiative spontanée  $A(p, q)$  des systèmes atomiques simples

$\tau$  ( $\mu\cdot s$ )

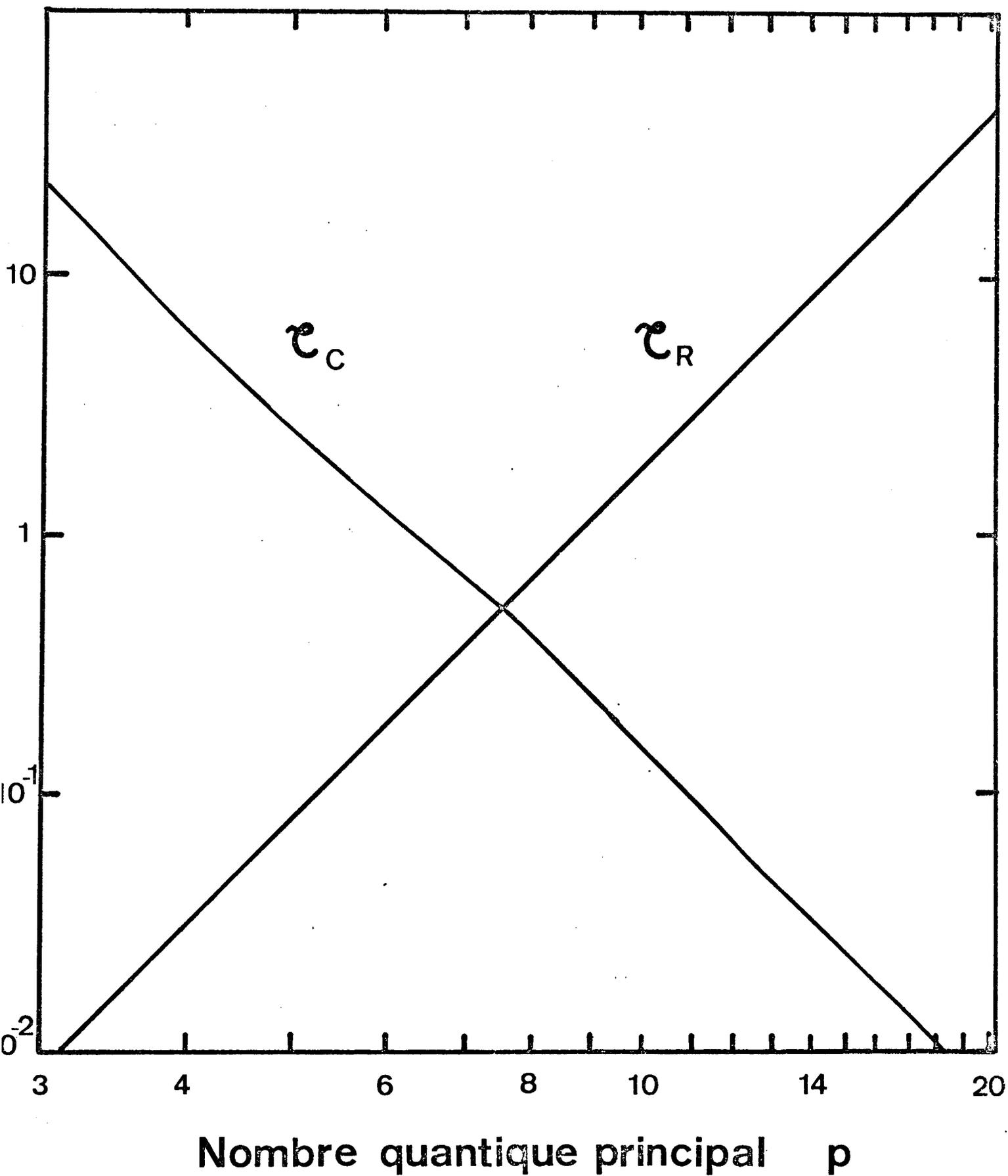


Figure II.4. - Durées de vie radiative ( $\tau_R$ ) et collisionnelle ( $\tau_C$ ) d'un niveau de nombre quantique principal p, pour une densité électronique de  $10^{11}$   $\text{cm}^{-3}$  et une température de  $300^\circ\text{K}$ .

sont mesurées avec une grande précision et calculées dans le cas de systèmes hydrogénoïdes. Dans ce cas, il est pratique d'utiliser la formule approchée très simple (eq.III.10) :

$$A(p, q) = \frac{1,6 \times 10^{10}}{p^{5,5}} \text{ s}^{-1} \quad (p > q).$$

Par contre, en ce qui concerne les taux des transitions collisionnelles, aucune mesure précise n'a été faite à ce jour. Nous devons donc faire appel à des calculs théoriques.

### b) Calcul des taux collisionnels

Aux températures électroniques courantes dans une post-décharge, c'est-à-dire proches de la température ordinaire (300 à 1000 °K), les énergies cinétiques des électrons libres sont faibles : il est donc clair que les collisions électroniques ne peuvent induire efficacement que des transitions entre niveaux libres ou liés d'énergies très voisines. Pour ces niveaux très excités, le principe de correspondance peut jouer et les collisions coulombiennes entre niveaux liés et entre niveaux libres et liés, peuvent se traiter raisonnablement par une méthode classique.

En 1912, Thomson calculait une section efficace classique pour le processus d'ionisation par choc électronique. Il considérait simplement l'interaction coulombienne entre deux électrons libres dont l'un est initialement au repos. A la suite d'un calcul faisant simplement intervenir les équations décrivant le mouvement de l'électron libre dans le champ central de l'ion (Landau et Lifchitz, 1969), et en négligeant la vitesse orbitale de l'électron lié, il obtenait la section efficace :

$$\sigma = \frac{\pi e^4}{E} \left( \frac{1}{|E(p)|} - \frac{1}{E} \right) \quad \text{II.31}$$

pour l'ionisation d'un atome d'énergie  $E(p)$  par un électron libre d'énergie cinétique  $E$ .

Le progrès substantiel survenu par la suite dans ce domaine est dû à Gryzinski (1959). Il présentait un calcul classique des sections efficaces pour l'excitation par collision électronique. Il traitait le processus comme la collision instantanée de deux électrons libres. Il ignorait donc l'influence du noyau, mais prenait en compte, contrairement à Thomson, la vitesse de l'électron lié sur son orbite. Cela représente évidemment une nette

amélioration pour les collisions à basses énergies. Les taux collisionnels peuvent être déduits après intégration numérique des sections efficaces de Gryzinski sur la distribution d'énergie des électrons libres. Ces résultats ont été largement utilisés dans la littérature.

Plus tard, Seaton (1962) introduisait une méthode semi-classique où l'électron est supposé suivre une trajectoire rectiligne avec un paramètre d'impact grand par rapport aux dimensions de l'atome et où il considérait seulement des interactions de type dipôle. Les sections efficaces pour les transitions optiquement permises  $p \rightarrow p+1$ , ont été évaluées par Saraph (1964) dans le cas de l'hydrogène avec essentiellement les mêmes approximations que Seaton. Aux faibles énergies électroniques, les résultats obtenus diffèrent significativement de ceux de Gryzinski, et cette différence augmente rapidement avec  $p$ . Cela semble résulter du fait que l'approximation dipolaire n'est pas satisfaisante aux faibles énergies d'impact.

Le travail le plus récent et faisant intervenir un minimum d'hypothèses est dû à Mansbach et Keck (1969). Ils considéraient un système composé d'un électron libre et d'un électron lié gravitant autour d'un noyau ponctuel, ces trois corps obéissant aux lois classiques des interactions coulombiennes, et supposaient que l'électron lié n'interagissait qu'avec un seul électron libre à la fois. Ce système peut donc être décrit par un point dans l'espace des phases à 18 dimensions (les vitesses et les positions des trois corps). Ces approximations sont très bien satisfaites pour des collisions de très faibles énergies ( $< 0,1$  eV) mettant en jeu des transitions entre niveaux de nombre quantique principal élevé, pour lesquels une représentation classique est excellente, en vertu du principe de correspondance ; ce sont là exactement les conditions que nous rencontrons dans les post-décharges d'hélium à faible température que nous étudions. Etant donnée la nature aléatoire des processus mis en jeu, il était naturel d'employer une méthode de calcul de Monte Carlo qui, dans ce genre de problème, est bien plus efficace que les méthodes strictement analytiques. Mansbach et Keck peuvent ainsi suivre l'histoire de la modification de l'énergie  $E$  de l'électron lié lorsque celle-ci passe d'une énergie initiale  $E_p$  à une énergie finale  $E_q$ . Cette énergie  $E$  peut subir un grand nombre de fluctuations pendant cette transition de  $E_p$  à  $E_q$  : c'est ce qui se passe en particulier lorsque la durée d'interaction entre les deux électrons est relativement longue, c'est-à-dire non négligeable devant la période de révolution de l'électron lié sur son orbite.

Mansbach et Keck déterminent ainsi ce qu'ils appellent le "noyau de transition à l'équilibre",  $R(E_p, E_q)$ , défini comme le taux de transition d'une énergie  $E_p$  à une énergie  $E_q$  par unité de volume, par unités d'énergie initiale et finale et par unité de temps, pour un plasma en équilibre thermodynamique complet. Ce noyau de transition est lié au taux de transition  $K(p \rightarrow q)$ , par :

$$R(E_p, E_q) dE_p dE_q = K(p \rightarrow q) n_e N_E(p) dp dq \quad \text{II.32}$$

où  $N_E(p)$  est la population du niveau  $p$  à l'équilibre de Saha.

D'après le principe de microreversibilité,  $R(E_p, E_q)$  est symétrique par rapport aux variables  $E_p$  et  $E_q$  : on peut donc se contenter de considérer seulement le cas d'une desexcitation. Les taux de transition sont alors donnés par les relations :

$$K(p \rightarrow q) n_e N_E(p) = K(q \rightarrow p) n_e N_E(q) = R(p, q) \quad \text{II.33}$$

pour  $p > q$

$$K(c \rightarrow p) n_e^2 = K(p \rightarrow c) n_e N_E(p) = R(c, p) \quad \text{II.34}$$

où

$$R(p, q) = R(E_p, E_q) \frac{dE_p}{dp} \frac{dE_q}{dq} \quad \text{II.35}$$

$$R(c, p) = \int_0^{\infty} R(E_p, E_q) \frac{dE_p}{dp} \cdot dE_q \quad \text{II.36}$$

Mansbach et Keck représentent les résultats de leur calcul de Monte Carlo par une approximation analytique simple du noyau de transition  $R(E_p, E_q)$  valable pour  $E_p > E_q$  et pour  $0,5 kT_e \leq E_p - E_q \leq 6 kT_e$  et  $kT_e < -E_q < 10 kT_e$ . On en déduit facilement grâce aux équations II.35 et II.36 :

$$R(p, q) = 120 R_0 U^{2,83} \frac{q^{6,66}}{p^3} e^{-1/UP^2} \quad \text{II.37}$$

( $p > q$ )

$$R(c, p) = 60 R_0 U^{3,83} p^{6,66} \quad \text{II.38}$$

où  $U$  est la température électronique ramenée à l'énergie de Rydberg (eq.II.6).

Mansbach et Keck définissent  $R_0$  comme un taux collisionnel caractéristique qui est, à un facteur 3 près, le taux de recombinaisons collisionnelles assistées par les électrons calculé grâce à la théorie de Thomson (eq.II.16) :

$$\begin{aligned} R_0 &= \frac{1}{3} \alpha_T n_e^2 & \text{II.39} \\ &= n_e^3 \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \left( \frac{e^2}{kT_e} \right)^5 \end{aligned}$$

c'est-à-dire

$$R_0 = 2,05 \times 10^{-32} \frac{n_e^3}{U^{4,5}} \quad \text{cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Par un calcul direct, ils trouvent ensuite la valeur quadratique moyenne de transfert d'énergie lors d'une collision :

$$\langle \Delta \varepsilon^2 \rangle = \frac{2(1 + 0,05(-\varepsilon_p)^3)}{1 - \varepsilon_p / 3,83}$$

résultat relativement grand qui rend assez contestable l'approximation de diffusion utilisée par certains auteurs (Belyaev et Budker, 1959 ; Pitaevskii, 1962 ; Gurevich et Pitaevskii, 1964).

Leurs résultats montrent également que les transferts d'énergie inférieurs à quelques  $kT_e$  sont produits par des collisions adiabatiques, telles que le temps d'interaction des deux électrons n'est pas négligeable devant le temps de révolution de l'électron sur son orbite.

Or, nous avons vu que Gryzinski traitait les collisions comme des collisions instantanées. Par conséquent, ses résultats ne sont corrects que pour les collisions induisant des transferts d'énergie importants où les temps d'interaction sont très courts, c'est-à-dire que les taux collisionnels qu'on déduit de ses sections efficaces ne sont valables que pour les niveaux de nombres quantiques faibles.

En 1965, Gryzinski a proposé une modification de ses calculs destinée à diminuer la contribution due aux collisions adiabatiques, mais cette modification, dont la nature physique est obscure, n'apporte en fait qu'un changement très faible de ses résultats.

Ces remarques sont illustrées par la figure II.5 où l'on a porté les taux collisionnels des transitions entre niveaux consécutifs ( $p \rightarrow p-1$ ) en fonction du nombre quantique principal  $p$  du niveau excité. Les deux courbes tracées correspondent aux résultats des calculs de Mansbach et Keck (M.K.) et de Gryzinski (G.). On constate que Gryzinski et Mansbach et Keck donnent des résultats assez voisins pour les nombres quantiques faibles, c'est-à-dire pour des transitions faisant intervenir des transferts d'énergie importants. Par contre, le désaccord croît rapidement avec  $p$  et atteint déjà un facteur 20 à  $p = 10$ .

Les calculs de Mansbach et Keck sont donc ceux auxquels nous pouvons faire le plus confiance, puisqu'ils font intervenir un minimum d'hypothèses restrictives. Il faut cependant remarquer que tous ces calculs classiques ne sont valables que pour des niveaux de nombres quantiques principaux suffisamment élevés. Nous pourrions malgré tout les utiliser, sans introduire des erreurs importantes, pour les niveaux bas, puisque ceux-ci ne contribuent que très peu aux processus de la recombinaison collisionnelle.

### c) Calcul des populations des niveaux excités et du coefficient de recombinaison

Le système d'équations décrivant les populations des niveaux de nombre quantique principal  $p$  est analogue à celui obtenu dans le cas de la recombinaison purement collisionnelle (eq.II.21), mais il faut y ajouter les phénomènes radiatifs.

Comme nous l'avons déjà remarqué, le plasma peut être supposé optiquement mince, sauf pour les raies aboutissant au niveau fondamental (voir paragraphe IV.3). Ces dernières étant complètement piégées ne doivent pas être prises en compte. De plus, le plasma est supposé électriquement neutre ( $n_e = n_i$ ). Enfin, les populations sont en quasiéquilibre puisque le temps d'installation de ce quasiéquilibre est bien inférieur au temps de relaxation du plasma ( $\dot{N}(p) = 0$ ). En effet, les constantes de temps de disparition (notamment par diffusion) des constituants du plasma sont généralement de l'ordre de  $100 \mu s$  : elles sont donc toujours bien plus grandes que la durée de vie radiative  $\tau_R$  ou collisionnelle  $\tau_C$  des niveaux excités (voir figure II.3).

Moyennant ces hypothèses qui sont très bien satisfaites aux faibles densités et températures qui caractérisent les post-décharges que nous étu-

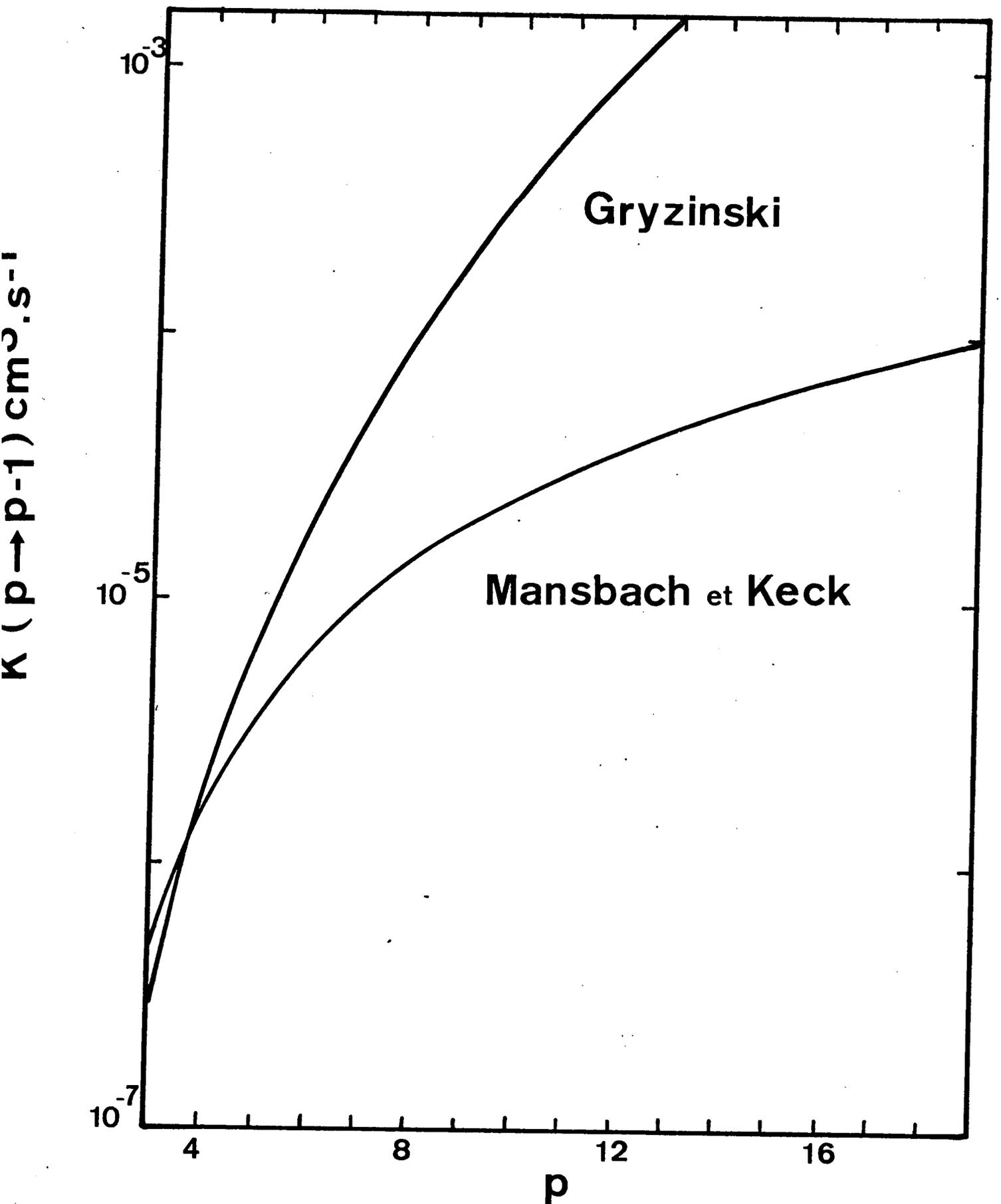


Figure II.5.- Comparaison des taux pour les transitions entre niveaux consécutifs ( $p \rightarrow p - 1$ ) induites par les collisions avec les électrons d'après les calculs de Mansbach et Keck (M.K.) et ceux de Gryzinski (G.) à une température électronique de 300 °K.

dions nous obtenons le système d'équations :

$$\begin{aligned} \dot{N}(p) = 0 = & K(c \rightarrow p) n_e^2 - K(p \rightarrow c) n_e N(p) \\ & + \sum_{q \neq p} K(q \rightarrow p) n_e N(q) - \sum_{q \neq p} K(p \rightarrow q) n_e N(p) \\ & + \sum_{q > p > 1} A(q, p) N(q) - \sum_{1 < q < p} A(p, q) N(p) \\ & + \beta(p) n_e^2 \end{aligned} \quad \text{II.40}$$

Les taux de transitions directes et inverses sont reliés par le principe de microreversibilité (eq. II.33 et II.34). Il est pratique d'introduire l'écart  $\rho(p)$  du niveau  $p$  à l'équilibre de Saha :

$$\rho(p) = \frac{N(p)}{N_E(p)} \quad \text{II.41}$$

Nous limitons le nombre de niveaux étudiés à un nombre  $s$  choisi assez grand pour que le niveau  $s$  soit sûrement à l'équilibre de Saha :

$$N(s) = N_E(s) \quad \text{II.42}$$

c'est-à-dire :

$$\rho(s) = 1 \quad \text{II.43}$$

Le niveau fondamental est certainement très loin de l'équilibre avec les électrons libres à cause de sa grande énergie d'ionisation. On a donc :

$$\rho(1) = 0 \quad \text{II.44}$$

On obtient ainsi un nombre fini d'équations linéaires donnant les populations des niveaux  $p$ , où  $p$  varie entre 1 et  $s$  :

$$\sum_{q \neq p} R(p, q) [\rho(q) - \rho(p)] + R(c, p) [1 - \rho(p)] \quad \text{II.45}$$

$$\begin{aligned} & + \sum_{q > p > 1} A(q, p) N_E(q) \rho(q) - \sum_{1 < q < p} A(p, q) N_E(p) \rho(p) \\ & + \beta(p) n_e^2 = 0 \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} \rho(s) &= 1 \\ \rho(1) &= 0 \end{aligned} \quad \text{II.46}$$

Une fois les populations des niveaux excités déterminées, on peut obte-

nir le coefficient de recombinaison électron-ion  $\alpha$ . Celui-ci peut être calculé de deux façons différentes selon qu'on considère que la recombinaison diminue le nombre d'électrons :

$$\alpha n_e^2 = - \left( \frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{Rec} \quad \text{II.47}$$

ou augmente la population du niveau fondamental. Dans ce dernier cas, il faut tenir compte également de la variation de population du niveau 2 qui peut être couplé au niveau fondamental par une transition complètement piégée ou qui peut être un niveau métastable, comme dans l'hélium. On a donc :

$$\alpha n_e^2 = \left( \frac{\partial N(1)}{\partial t} \right)_{Rec} + \left( \frac{\partial N(2)}{\partial t} \right)_{Rec} \quad \text{II.48}$$

La diminution de la densité électronique est due aux captures radiatives et collisionnelles, donc :

$$\alpha n_e^2 = \sum_{p=1}^s \left[ K(c \rightarrow p) n_e^2 - K(p \rightarrow c) n_e N(p) + \beta(p) n_e^2 \right] \quad \text{II.49}$$

d'où

$$\alpha = \frac{1}{n_e} \sum_{p=1}^s \left[ R(c, p) (1 - p(p)) + \beta(p) n_e^2 \right] \quad \text{II.50}$$

Les niveaux 1 et 2 sont peuplés par les transitions radiatives et collisionnelles et par les captures radiatives. Les captures collisionnelles et les transitions collisionnelles aboutissant au niveau 1 sont négligeables du fait de la forte énergie d'ionisation des niveaux 1 et 2. On a donc :

$$\alpha n_e^2 = \sum_{p=3}^s A(p, 2) N(p) + (\beta(1) + \beta(2)) n_e^2 \quad \text{II.51}$$

$$+ \sum_{p=3}^s \left[ K(p \rightarrow 2) n_e N(p) - K(2 \rightarrow p) n_e N(2) \right]$$

d'où

$$\alpha = \beta(1) + \beta(2) + \frac{1}{n_e} \left[ \sum_{p=3}^s A(p, 2) N_E(p) p(p) \right] \quad \text{II.52}$$

$$+ \sum_{p=3}^s R(p, 2) [p(p) - p(2)]$$

La résolution du système d'équations II.45 - II.46 et le calcul du coefficient de recombinaison avec un nombre suffisant de niveaux pour que le modèle théorique soit réaliste nécessite un calcul numérique sur ordinateur.

C'est ce que firent les premiers Bates, Kingston et Mc Whirter (1962) en tenant compte de 30 niveaux liés et en utilisant les taux de transitions collisionnelles obtenus à partir des sections efficaces de Gryzinski.

Ils présentent des résultats complets du calcul du coefficient de recombinaison pour une grande gamme de densités électroniques ( $10^8$  à  $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ ) et de température électronique (250 à 64 000°K) couvrant ainsi les domaines où la recombinaison est purement radiative (faible densité, haute température), purement collisionnelle (situation opposée) et collisionnelle-radiative (situation intermédiaire).

D'autres auteurs ont tenté d'obtenir analytiquement la solution de ce problème moyennant des hypothèses simplificatrices. Rappelons ici que le calcul très simple de Thomson (1924) permet d'obtenir le coefficient de recombinaison purement collisionnelle (eq.II.17) :

$$\alpha_T = 1,5 \cdot 10^{-8} \frac{n_e}{T_e^{4,5}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Hinnov et Hirschberg (1962) supposaient que les processus collisionnels et radiatifs étaient simplement additifs en ce qui concerne leur influence sur le taux de recombinaison :

$$\alpha_e = \alpha_c + \alpha_R \quad \text{II.53}$$

Pour la recombinaison collisionnelle, ils écrivaient :

$$\alpha_c = \sum_{p=1}^{\infty} K(c \rightarrow p) P(p) \quad \text{II.54}$$

où  $P(p)$  est la probabilité de stabilisation d'un électron capturé dans le niveau  $p$ . A la suite d'une discussion analogue à celle que nous avons faite au paragraphe II.4.1., ils concluaient que cette probabilité était très faible si l'énergie d'ionisation du niveau  $p$  était inférieure à  $kT_e$  et voisine de 1 si elle était supérieure à  $kT_e$ . Ils définissaient donc un niveau  $p_c$  critique :

$$p_c = \sqrt{\frac{\alpha}{kT_e}} \quad \text{II.55}$$

tel que :

$$P(p) = 1 \quad \text{si } p < p_c$$

$$P(p) = 0 \quad \text{si } p > p_c$$
II.56

Ils utilisaient les taux de transition  $K(c \rightarrow p)$  déduits de la section efficace de Thomson (eq.II.31) et trouvaient :

$$\alpha_c = 1,1 \cdot 10^{-8} \frac{n_e}{T_e^{4,5}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$
II.57

Ce résultat s'approche assez bien de ceux de Bates, Kingston et Mc Whirter pour les fortes densités électroniques et des températures électroniques comprises entre 250 et 1000 °K.

Byron, Stabler et Bortz (1962) utilisaient les taux collisionnels de Gryzinski dans un système où ils ne considéraient que des transitions collisionnelles entre niveaux consécutifs, en supposant que les autres étaient négligeables (ce qui en fait est inexact), ils trouvaient que le produit  $K(p \rightarrow p-1) N_E(p)$ , passe par un minimum prononcé pour  $p = p_b$  :

$$p_b \approx \left( \frac{Q}{3kT_e} \right)^{1/2}$$
II.58

et ils soulignaient pour la première fois que ce minimum avait pour effet de limiter le "flux" de la cascade  $p \rightarrow p-1$ , comme le fait le processus le plus lent dans une réaction en chaîne : c'est le phénomène de "goulet d'étranglement". Ils calculaient le coefficient de recombinaison en considérant le nombre de transitions passant le niveau  $p_b$ . Ils notaient aussi un autre phénomène important : les transitions radiatives ont pour effet de changer la position du niveau  $p_b$ . En effet, lorsque  $p$  croît, les durées de vie radiatives croissent alors que les durées de vie collisionnelles décroissent (fig. II.3). Il existe donc un niveau  $p'_b > p_b$ , qui joue le même rôle que le niveau  $p_b$  dans la limite collisionnelle. C'est essentiellement ce déplacement du "goulet d'étranglement" vers des niveaux plus élevés qui explique que dans le large domaine intermédiaire situé entre les limites collisionnelle et radiative,  $\alpha$  est en réalité nettement supérieur à  $(\alpha_c + \alpha_r)$ .

Byron, Stabler et Bortz tracent enfin la courbe de variation de  $\alpha$  en fonction de la densité électronique à  $T_e = 16\,000$  °K et se trouvent, grâce à une hypothèse "ad-hoc" en bon accord avec les résultats des calculs de Bates, Kingston et Mc Whirter.

De nombreux travaux soviétiques (Belyaev et Budker, Bibermann et col., Pitaevskii) ont employé une méthode complètement différente, en considérant la recombinaison collisionnelle comme un processus de diffusion des électrons vers des énergies négatives. Gurevich et Pitaevskii trouvent ainsi un coefficient de recombinaison qui est un peu plus faible que ce que donnent les autres méthodes, mais ayant la même dépendance en densité et en température électronique :

$$\alpha_c = 6,2 \times 10^{-9} \frac{n_e}{T_e^{4,5}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.59}$$

Dans leur article, Mansbach et Keck utilisaient leurs taux de transitions collisionnelles pour étudier la recombinaison purement collisionnelle. C'est-à-dire qu'ils ne prenaient pas en compte les phénomènes radiatifs, ce qui n'est correct qu'à forte densité et faible température électroniques. Ils restaient dans l'approximation classique, ce qui leur permettait d'obtenir une solution analytique au prix d'un certain nombre d'approximations, très bien satisfaites dans la limite des basses températures. Ainsi, ils trouvaient la population d'un niveau d'énergie réduite  $\xi$  (eq.II.17) :

$$1 - \rho(\xi) = \frac{\gamma(4,27, -\xi)}{\Gamma(4,27)} \quad \text{II.60}$$

où  $\gamma$  est la fonction gamma incomplète :

$$\gamma(p+1, x) = \int_0^x y^p e^{-y} dy$$

(Rappelons que l'énergie réduite  $\xi$  d'un niveau lié est négative).

Ils pouvaient ensuite calculer le taux de recombinaison dans la limite collisionnelle :

$$\alpha_c = 3,9 \times 10^{-9} \frac{n_e}{T_e^{4,5}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{II.61}$$

Ils trouvaient que le taux total de desexcitation à l'équilibre à un niveau d'énergie réduite  $-\xi$  passe par un minimum pour  $\xi = \xi_b = -3,83$ , c'est-à-dire pour le niveau

$$p_b = \left( \frac{R}{3,83 k T_e} \right)^{1/2} \quad \text{II.62}$$

Ils déterminaient ainsi la position du "goulet d'étranglement".

Johnson et Hinnov (1969) ont employé une méthode semi-empirique consistant à introduire dans les formules donnant les sections efficaces de transitions collisionnelles, trois paramètres qu'ils pouvaient ajuster de façon à obtenir un accord satisfaisant avec les mesures qu'ils faisaient sur un Stellarator. De par la méthode qu'ils utilisaient, leurs résultats sont probablement corrects pour les niveaux de nombre quantique principal inférieur à 8, mais pour les niveaux supérieurs, les populations calculées sont assez peu sensibles aux sections efficaces utilisées.

Plus tard, Johnson (1972) proposait une autre formulation de la section efficace d'excitation ayant l'avantage de permettre son intégration analytique sur une distribution maxwellienne des énergies. Johnson et Hinnov (1973) utilisaient ces sections efficaces et les probabilités de transition de l'hydrogène pour établir des tables du coefficient de recombinaison et des densités de population des niveaux excités jusqu'à des températures bien plus élevées que celles considérées par Bates, Kingston et Mc Whirter. Cependant, les sections efficaces de Johnson ne semblent pas très justifiées pour les niveaux de nombre quantique supérieur à 8. On peut donc douter des résultats de Johnson et Hinnov aux températures électroniques inférieures à quelques milliers de degrés pour lesquelles les niveaux très excités jouent le plus grand rôle.

Il nous a donc paru nécessaire tout d'abord d'étudier théoriquement les processus de recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons. En effet, les taux de transition calculés par Mansbach et Keck (1969) représentent une amélioration substantielle par rapport aux travaux de Gryzinski (1959), dans le cas des plasmas relativement froids (moins de 4000°K), et il fallait les incorporer dans un modèle collisionnel-radiatif.

### III. ETUDE THEORIQUE DE LA RECOMBINAISON COLLISIONNELLE-RADIATIVE STABILISEE PAR LES ELECTRONS. INFLUENCE D'UNE PERTURBATION INFRAROUGE

#### III.1. INTRODUCTION

La recombinaison collisionnelle radiative est donc un ensemble complexe de processus collisionnels et radiatifs dans lesquels interviennent les niveaux fortement excités. Le modèle théorique suggéré par Bates, Kingston et Mc Whirter semble réaliste, mais nécessite la connaissance des taux des transitions induites par les collisions électroniques. Ces taux ne sont pas connus expérimentalement mais, nous avons vu au chapitre précédent, qu'ils avaient été calculés par Gryzinski en 1959, puis, de façon rigoureuse dans la limite classique, par Mansbach et Keck en 1969.

Leurs résultats diffèrent de plus d'un ordre de grandeur en ce qui concerne les niveaux de nombre quantique principal supérieur à 10. Or ces niveaux jouent un rôle primordial dans les processus de recombinaison collisionnelle radiative à basse température. En particulier, le flux des cascades collisionnelles et radiatives des niveaux les plus excités, à l'équilibre de Saha, vers le niveau fondamental est limité par ce que Byron, Stabler et Bortz ont appelé un "goulet d'étranglement" qui correspond au domaine d'énergie où se fait la transition entre l'équilibre de Saha et la situation hors d'équilibre. Nous reviendrons en détail sur ce point, mais il est facile de voir que les niveaux correspondants ont une énergie d'ionisation de l'ordre de l'énergie thermique des électrons : ce sont donc des niveaux très excités.

Les processus importants de la recombinaison collisionnelle radiative se passent donc vers les niveaux très excités voisins du goulet d'étranglement, pour lesquels les calculs théoriques des taux collisionnels sont en très grand désaccord.

Une étude approfondie de ces processus est primordiale, d'une part pour mieux comprendre le processus de recombinaison et s'assurer que le modèle collisionnel radiatif est bien correct, et d'autre part pour connaître les taux des transitions collisionnelles entre niveaux très excités, particulièrement au voisinage du goulet d'étranglement.

Une méthode de perturbation très puissante nous a été suggérée par M. L. Goldstein : Lors de recherches effectuées à l'Université d'Illinois, Kaplafka, Merkelo et Goldstein (1969, 1971) observèrent une diminution de la lumière émise par un plasma de post-décharge à basse pression dans la plupart des gaz rares lorsque celui-ci est illuminé par le rayonnement infrarouge (IR) d'un laser à  $\text{CO}_2$  ( $\lambda \simeq 10 \mu\text{m}$ ). Ils en concluaient que la recombinaison de l'ion en présence forme des niveaux assez excités pour pouvoir être photoionisés par le rayonnement IR. Cette photoionisation contrecarre le processus de recombinaison : on observe donc une diminution de la lumière émise par le plasma, puisque celle-ci est due à la recombinaison.

L'énergie des photons IR émis par le laser à  $\text{CO}_2$  est d'environ 0,11 eV. Dans le cas de niveaux hydrogénoïdes, ils photoionisent sélectivement les niveaux excités dont le nombre quantique principal est supérieur ou égal à 11. Les niveaux concernés par la perturbation IR sont proches du goulet d'étranglement. L'importance de l'effet de la perturbation dépend des taux des transitions collisionnelles entre ces niveaux et les niveaux voisins. Si ces taux sont élevés, les niveaux dépeuplés par la photoionisation IR seront immédiatement repeuplés par les niveaux voisins par l'intermédiaire des transitions collisionnelles : l'effet observé de la perturbation sera très faible. Si au contraire ces taux sont très faibles, les niveaux photoionisés resteront nettement moins peuplés que les niveaux voisins : la perturbation IR aura un effet très important.

La méthode de perturbation IR doit permettre d'évaluer les taux collisionnels des niveaux voisins du goulet d'étranglement et de comparer expérimentalement les taux prévus par la théorie de Gryzinski ou celle de Mansbach et Keck.

Nous avons donc défini un programme de recherches expérimentales sur la recombinaison des ions  $\text{He}^+$  et  $\text{He}_2^+$  de l'hélium pour lesquels il est généralement admis, au moins pour l'ion atomique, que celle-ci est bien décrite par le modèle collisionnel-radiatif.

En ajoutant aux méthodes de mesures classiques des paramètres du plasma la méthode de perturbation IR, nous devons obtenir un système de mesures complet et efficace.

Mais avant d'aborder les problèmes expérimentaux, nous avons approfondi l'étude théorique du modèle collisionnel-radiatif de recombinaison auquel nous avons ensuite ajouté la perturbation due au rayonnement IR d'un laser

à  $\text{CO}_2$ . Les taux des transitions collisionnelles utilisés ont été ceux de Mansbach et Keck, puisqu'ils ne font intervenir qu'un minimum d'hypothèses et devraient donner des résultats corrects pour les niveaux très excités (voir paragraphe II.5.2.b). Cependant, tous nos calculs ont été également refaits en utilisant les taux collisionnels de Gryzinski. Nous avons pu ainsi étudier l'influence des taux collisionnels de l'une et l'autre théorie sur les résultats obtenus avec ou sans perturbation IR.

### III.2. FORMULATION DES EQUATIONS DECRIVANT LE MODELE COLLISIONNEL- RADIATIF

Reprenons le modèle collisionnel-radiatif de Bates, Kingston et Mc Whirter que nous avons exposé au paragraphe II.5.2. Le système d'équations donnant les populations  $N(p)$  des niveaux excités hydrogénoïdes de nombre quantique principal  $p$  est donc, en l'absence de perturbation IR, et à l'équilibre quasistationnaire (eq.II.45) :

$$\sum_{q \neq p} R(p,q) [p(q) - p(p)] + R(c,p) [1 - p(p)] \quad \text{III.1}$$

$$+ \sum_{q > p > 1} A(q,p) N_E(q) p(q) - \sum_{1 < q < p} A(p,q) N_E(p) p(p) + \beta(p) n_e^2 = 0$$

où les notations sont celles définies au chapitre II.

Le système est limité à un nombre  $s$  de niveaux assez grands pour que le niveau  $s$  soit sûrement à l'équilibre de Saha :

$$p(s) = 1 \quad \text{III.2}$$

Enfin, le niveau fondamental est certainement très loin de l'équilibre. On écrit donc :

$$p(1) = 0. \quad \text{III.3}$$

Bates, Kingston et Mc Whirter prenaient  $s = 30$ . Mais si l'on veut étudier correctement la population des niveaux très excités, particulièrement ceux constituant le goulet d'étranglement, il convient que  $s$  soit largement plus grand que le nombre quantique principal de ces niveaux. C'est pourquoi nous avons choisi  $s = 98$ . Le système d'équations a été résolu numériquement de façon à en obtenir les solutions exactes et à pouvoir modifier à volonté les taux collisionnels et faire intervenir la perturbation IR.

Près de la limite d'ionisation, les transitions entre niveaux excités sont essentiellement dues aux collisions électroniques et dépendent donc, comme on le voit dans l'équation III.1, de différences de la forme  $(\rho(q) - \rho(p))$  où  $\rho(q)$  et  $\rho(p)$  sont tous les deux très voisins de l'unité. Afin d'obtenir une précision suffisante dans le calcul numérique des niveaux très excités, nous avons préféré introduire comme nouvelle variable la différence  $\xi(p)$  définie par :

$$\xi(p) = \rho(p) - \rho(p-1) \quad \text{III.4}$$

Le système d'équations devient alors :

$$- \sum_{q=2}^p \left[ \sum_{r=1}^{q-1} R(p,r) + \sum_{r=2}^{p-1} A(p,r) N_E(p) - \sum_{r=p+1}^{\infty} A(r,p) N_E(r) \right] \xi(q) \quad \text{III.5}$$

$$+ \sum_{q=p+1}^s \left[ \sum_{r=q}^{\infty} R(p,r) + R(c,p) + \sum_{r=q}^{\infty} A(r,p) N_E(r) \right] \xi(q)$$

$$+ \beta(p) n_c^2 = 0$$

Puisque  $\rho(s) = 1$  et  $\rho(1) = 0$ , les solutions à ce système sont normalisées par :

$$\sum_{p=2}^s \xi(p) = 1 \quad \text{III.6}$$

Le système III.5 est composé de  $(s - 2)$  équations pour  $p = 2, 3, \dots, s - 1$ , qui, avec l'équation III.6, permettent de calculer la solution unique des  $(s - 1)$  inconnues :  $\xi(2), \xi(3), \dots, \xi(s)$ .

La population des niveaux est alors donnée par

$$\frac{N(p)}{N_E(p)} = \rho(p) = \sum_{q=2}^p \xi(q) \quad \text{III.7}$$

On peut alors en déduire le coefficient de recombinaison  $\alpha$  par deux méthodes différentes selon qu'on considère que la recombinaison diminue le nombre d'électrons libres ou augmente les populations des niveaux 1 et 2 (voir

§ II.5.2.c). Dans le cas d'un plasma optiquement épais pour les raies de résonance, on obtient à partir des équations II.50 et II.52 :

$$\alpha = \frac{1}{n_e^2} \sum_{p=2}^s \left( \sum_{q=1}^{p-1} R(c, q) \right) \xi(p) + \sum_{p=1}^s \beta(p) \quad \text{III.8}$$

ou bien :

$$\alpha = \frac{1}{n_e^2} \left( \sum_{q=3}^s A(q,2) N_E(q) \right) \xi(2) + \beta(1) + \beta(2) \quad \text{III.9}$$

$$+ \frac{1}{n_e^2} \sum_{p=3}^s \left( \sum_{q=p}^s [R(q,2) + A(q,2) N_E(q)] \right) \xi(p)$$

### III.3. RESOLUTION NUMERIQUE DU SYSTEME D'EQUATIONS

Ces calculs ont été effectués en double précision sur un ordinateur IBM 370/168 pour des densités électroniques comprises entre  $10^9$  et  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  et des températures électroniques comprises entre 250 et 4 000 °K. Nous avons utilisé les taux de capture radiative  $\beta(p)$  donnés par Seaton (eqs. II.8 et II.9).

Pour notre calcul numérique, il n'est pas nécessaire d'utiliser les valeurs exactes des probabilités de transition. En fait, il suffit d'utiliser une formule simple mais approchée de la probabilité de transition moyenne pondérée par la multiplicité de chaque sous-niveau valable pour les atomes hydrogénoïdes (Bethe et Salpeter, 1957) :

$$A(p, q) = \frac{1,6 \times 10^{10}}{p^{5,5}} \text{ s}^{-1} \quad (p > q) \quad \text{III.10}$$

Cette approximation devient évidemment grossière dès que le nombre quantique principal du niveau est faible, mais nous savons que ces niveaux n'interviennent que très peu dans le processus de recombinaison. Par contre, lorsque nous voudrions déduire de nos mesures d'intensités lumineuses les populations des niveaux excités, nous devons utiliser des probabilités de transition de l'hélium mesurées avec précision, par exemple celles tabulées par Wiese, Smith et Glennon (voir chap. IV).

Dans une première étape, nous avons vérifié le bon fonctionnement de notre méthode de calcul en constatant que nous retrouvions les mêmes

résultats que Bates, Kingston et Mc Whirter lorsque nous utilisions les taux collisionnels de Gryzinski. Par la suite, nous avons utilisé les taux collisionnels de Mansbach et Keck donnés par les équations II.33, II.34, II.37 et II.38. Nous avons, en premier lieu, vérifié que les hypothèses simplificatrices faites par ces auteurs pour aboutir à une solution analytique du problème de la recombinaison purement collisionnelle, étaient justifiées aux densités élevées. Nous devons donc obtenir des résultats très voisins de ceux de Mansbach et Keck dans la limite collisionnelle.

### III.3.1. Population des niveaux excités et localisation du goulet d'étranglement

Les résultats du calcul numérique de  $\xi(p)$  sont illustrés par la figure III.1. La fonction  $\xi(p)$  y est tracée en fonction de  $p$  et de l'énergie réduite  $\xi_p = -1/U_p^2$  du niveau  $p$  à  $T_e = 300$  °K et pour deux densités électroniques extrêmes : à  $n_e = 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>, c'est-à-dire très proche de la limite collisionnelle, et à  $n_e = 3 \cdot 10^9$  cm<sup>-3</sup>. La fonction  $\xi(p)$  qui, rappelons-le, représente la différence entre les populations normalisées à l'équilibre de Saha de deux niveaux consécutifs, présente un maximum très prononcé qui peut être interprété comme la position du goulet d'étranglement.

Revenons en effet au raisonnement de Byron, Stabler et Bortz (§ II.5.2.c). Ils supposaient que les cascades entre niveaux sont constituées de transitions collisionnelles entre niveaux consécutifs ( $p \rightarrow p-1$ ). L'hypothèse d'équilibre quasistationnaire implique alors que le taux de recombinaison est égal à :

$$\alpha n_e^2 = K(p \rightarrow p-1) n_e N_E(p) \xi(p)$$

pour chaque niveau  $p$ . Byron et col. situaient le goulet d'étranglement à une énergie  $\xi_b$  telle que le produit  $K(p \rightarrow p-1) N_E(p)$  passe par un minimum. A ce minimum doit donc correspondre un maximum de la fonction  $\xi(p)$ .

Cependant, il faut tenir compte de toutes les transitions, collisionnelles et radiatives, et cette coïncidence n'est plus conservée. Mais on constate que la fonction  $\xi(p)$  n'est sensiblement différente de zéro que pour quelques niveaux et ce sont bien évidemment ceux qui assurent la transition entre les niveaux très excités, proches de l'équilibre de Saha ( $\varphi \approx 1$ ) vers les niveaux bas, qui en sont très éloignés ( $\varphi \approx 0$ ). Ce groupe relativement restreint de niveaux peut donc être associé sans ambiguïté au goulet d'étranglement.

La figure III.1 montre que le maximum de  $\xi(p)$  se déplace vers les niveaux plus élevés lorsque la densité électronique diminue, c'est-à-dire lorsque les transitions radiatives deviennent importantes. C'est ce que prévoient Byron, Stabler et Bortz. Ceci s'explique par le fait que les transitions radiatives ont pour effet d'accélérer la desexcitation des niveaux d'énergie, c'est-à-dire la stabilisation de la recombinaison.

La position du goulet d'étranglement peut être évaluée en l'identifiant à celle du minimum du taux de desexcitation collisionnelle-radiative des niveaux excités. Dans la limite collisionnelle, Mansbach et Keck trouvaient (eq. II.61) :

$$-\xi_b = 3,83 \quad \text{III.11}$$

Si nous ajoutons les transitions radiatives aux transitions collisionnelles, nous trouvons que le minimum du taux de desexcitation à l'équilibre est donné par l'équation :

$$-\xi_b - 3,83 + 1,06 \times 10^{-2} \frac{T_e^{3,75}}{n_e} (-\xi_b)^{3,33} (-\xi_b - 0,5) = 0 \quad \text{III.12}$$

Sur la figure III.2, nous avons tracé la position du goulet d'étranglement ( $-\xi_b$ ) donnée par l'équation III.12 en fonction du rapport  $T_e^{3,75}/n_e$ . Sur la même figure, nous avons également porté la position du maximum de la fonction  $\xi(p)$ , c'est-à-dire la différence entre les populations normalisées à l'équilibre de Saha de deux niveaux consécutifs, obtenue par nos calculs numériques pour des densités électroniques comprises entre  $10^9$  et  $10^{13}$  et des températures électroniques entre 300 et 2 000 °K. Nous constatons ainsi que la formule III.12 donne une très bonne approximation de la position du maximum de  $\xi(p)$  (à mieux que 10% près) à toutes les densités et températures électroniques considérées. Il y a donc coïncidence entre la position du goulet d'étranglement et celle du maximum de la fonction  $\xi(p)$ , ce qui est en parfait accord avec les conclusions de la discussion que nous faisons un peu plus haut. De plus, la position du goulet d'étranglement est bien donnée par l'équation III.12.

### III.3.2. Calcul du coefficient de recombinaison

Afin de s'assurer de la cohérence interne de nos calculs numériques, nous avons vérifié que les formules III.8 et III.9 donnent des résultats identiques pour le calcul du coefficient de recombinaison.

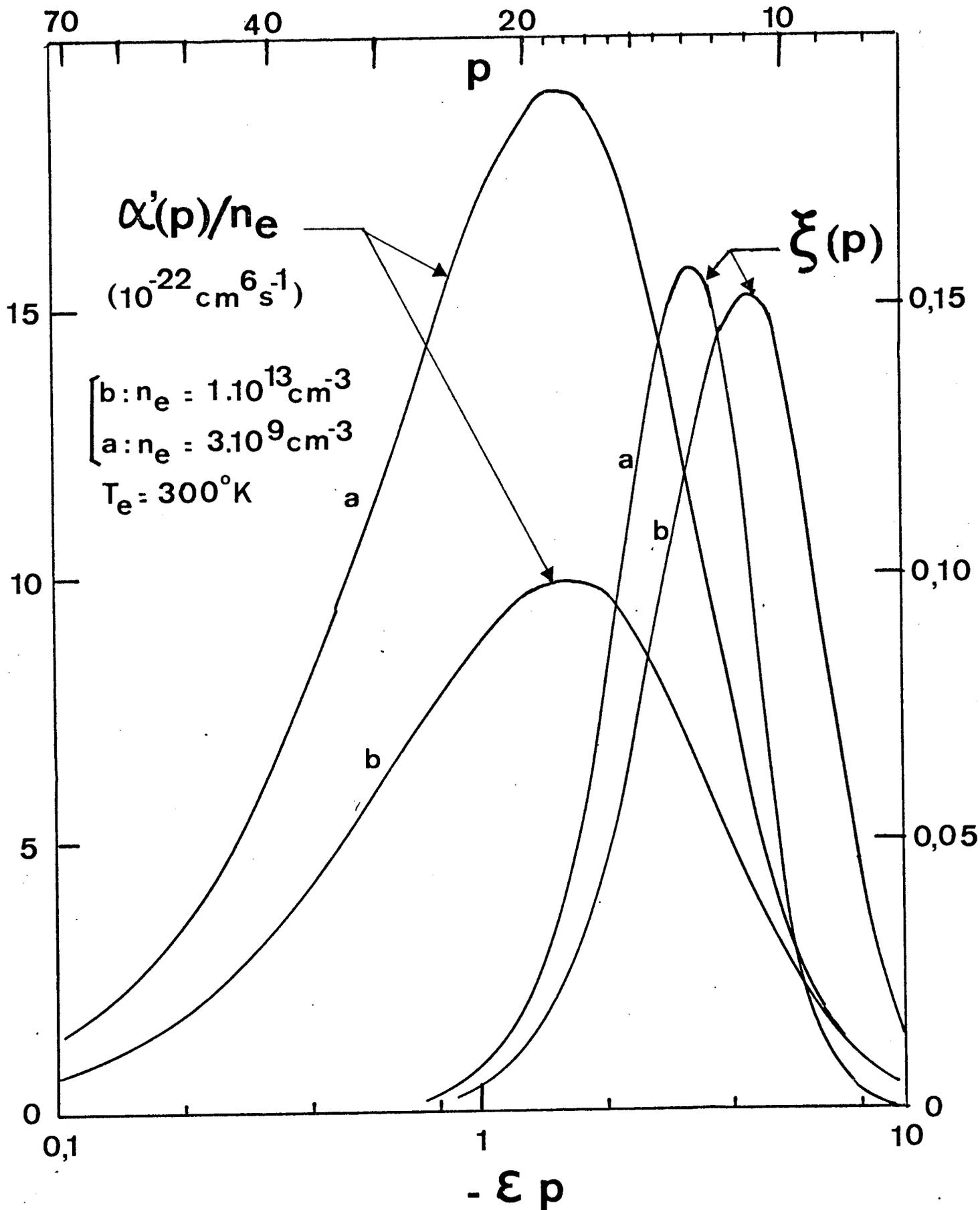


Figure III.1. - Variation de la contribution à la recombinaison des niveaux  $p$  ( $\alpha'(p)/n_e$ ) et de la différence  $\xi(p) = \rho(p) - \rho(p-1)$  en fonction du nombre quantique principal  $p$  et de l'énergie réduite  $\epsilon_p = -1/U_p^2$  du niveau  $p$  à  $T_e = 300^\circ \text{K}$  pour  $n_e = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (courbes b) et  $n_e = 3.10^9 \text{ cm}^{-3}$  (courbes a).

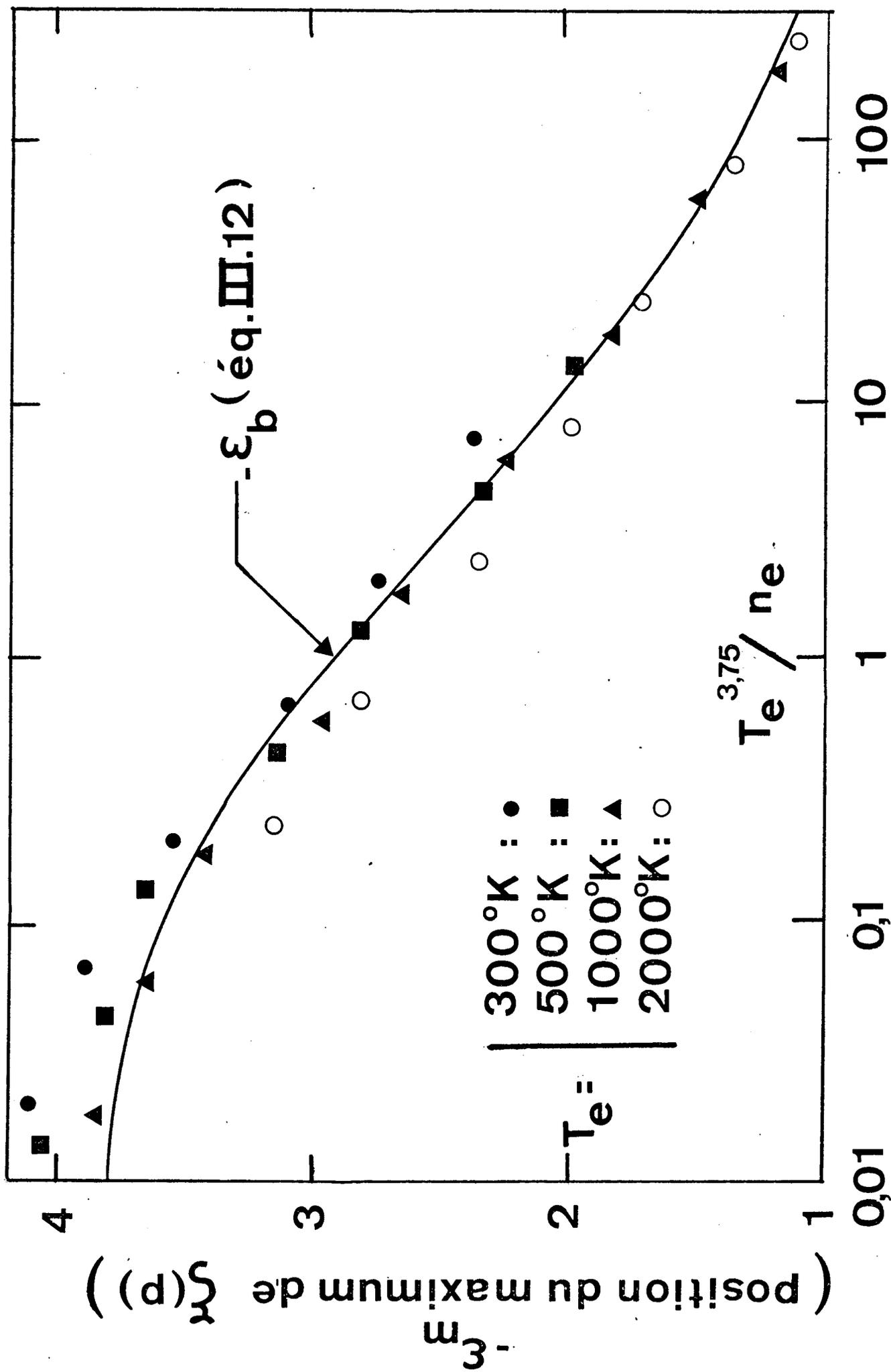


Figure III.2. - Comparaison de la position du maximum de la fonction  $\xi(p)$  donnée par nos calculs et de la position du goulet d'étranglement ( $-\epsilon_b$ ) donnée par l'équation III.12, en fonction du rapport  $T_e^{3.75}/ne$ .  $T_e$  est en °K et  $ne$  en  $cm^{-3}$ .

Une évaluation correcte de l'équation III.8 nécessite de prendre en compte un très grand nombre de niveaux liés. En effet, on peut réécrire l'équation II.50 sous la forme :

$$\alpha = \sum_p \alpha'(p) + \sum_p \beta(p) \quad \text{III.13}$$

où

$$\alpha'(p) = \frac{R(c,p)}{n_e^2} \left[ 1 - \rho(p) \right] \quad \text{III.14}$$

est le taux net de recombinaison collisionnelle aboutissant au niveau  $p$ . En comparant les formules II.8 et II.38 donnant  $\beta(p)$  et  $R(c,p)$ , on se rend compte que les captures radiatives contribuent plutôt à peupler les niveaux bas, alors que les recombinaisons collisionnelles peuplent des niveaux très excités. De plus, dans les conditions expérimentales que nous rencontrons généralement, la recombinaison purement radiative joue un rôle direct peu important bien que les phénomènes radiatifs dans leur ensemble jouent un rôle primordial. On a donc :

$$\alpha \approx \sum_p \alpha'(p) \quad \text{III.15}$$

Nous avons porté le rapport  $\alpha'(p)/n_e$  en fonction de  $p$  sur la figure III.1 pour  $T_e = 300$  °K et  $n_e = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  et  $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . On constate que les niveaux qui contribuent le plus au calcul de  $\alpha$  sont les niveaux de nombres quantiques principaux compris entre 10 et 60. C'est une des raisons pour lesquelles nous avons choisi de prendre en compte un nombre aussi grand de niveaux liés ( $s = 98$ ) dans notre calcul numérique.

Par contre, le calcul de  $\alpha$  par la formule III.9 converge beaucoup plus rapidement. De plus, à des densités électroniques inférieures à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , les termes collisionnels sont bien moins importants que les termes radiatifs. Nous avons vérifié que l'on faisait une erreur inférieure à 10% en ne considérant que les transitions radiatives. On peut donc écrire (eq. II.52) :

$$\alpha \approx \frac{1}{n_e^2} \sum_{p=3}^s A(p,2) N(p) \quad \text{III.16}$$

En fait, il suffit d'arrêter la sommation vers  $p = 7$ , car elle converge très vite. Le produit  $A(p,2)N(p)$  n'est autre que le nombre de photons émis par unité de temps et par unité de volume par le plasma sur la transition  $p \rightarrow 2$  et ce nombre est indépendant des probabilités de transition. Ceci signifie que le taux de recombinaison  $\alpha n_e^2$  est simplement égal

au nombre de transitions radiatives aboutissant sur le niveau 2 (dans l'hypothèse faite au tout début, d'un plasma optiquement mince, sauf pour les raies de résonance qui sont totalement piégées). Il est ainsi possible de mesurer optiquement le taux de recombinaison.

Les calculs numériques de  $\alpha$  ont été effectués à partir des formules III.8 et III.9, sans faire d'hypothèse sur l'importance relative des termes radiatifs ou collisionnels.

Dans la limite collisionnelle, nous retrouvons, à très peu de choses près, le résultat de Mansbach et Keck :

$$\alpha_c = 3,8 \cdot 10^{-9} n_e T_e^{-4,5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

et dans la limite radiative, nous retrouvons le coefficient de recombinaison donné par Seaton :

$$\alpha_R = 1,55 \cdot 10^{-10} (T_e)^{-0,63} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad \text{III.18}$$

Dans la large gamme de densités et de températures électroniques pour lesquelles les phénomènes radiatifs et collisionnels interagissent de façon complexe, le coefficient de recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons  $\alpha_e$  est en fait plus grand que la somme des coefficients collisionnel et radiatif :

$$\alpha_e > \alpha_c + \alpha_R \quad \text{III.19}$$

C'est ce que prévoyaient Byron, Stabler et Bortz.

Tous nos résultats obtenus entre  $10^9$  et  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  et 250 et 4 000 °K sont représentés à mieux que 10% près par la formule simple :

$$\alpha_e = 1,55 \cdot 10^{-10} T_e^{-0,63} + 6,0 \cdot 10^{-9} T_e^{-2,18} n_e^{0,37} + 3,8 \cdot 10^{-9} T_e^{-4,5} n_e \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad \text{III.20}$$

Les premier et troisième termes représentent les limites radiative et collisionnelle. Le second terme décrit l'interaction collisionnelle-radiative. Qualitativement, il est dû au déplacement de la position du goulet d'étranglement vers les niveaux élevés sous l'influence des transitions radiatives.

Sur la figure III.3, nous avons porté le coefficient de recombinaison  $\alpha_e$  donné par l'équation III.20 en fonction de la densité électronique pour plusieurs températures électroniques. A forte densité et faible température,  $\alpha_e$  tend bien vers la limite collisionnelle de pente 1, tandis que dans la situation inverse, il tend vers la limite radiative de pente nulle. Sur

$\alpha_e$   
( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )

— Bates et col.

— nos résultats

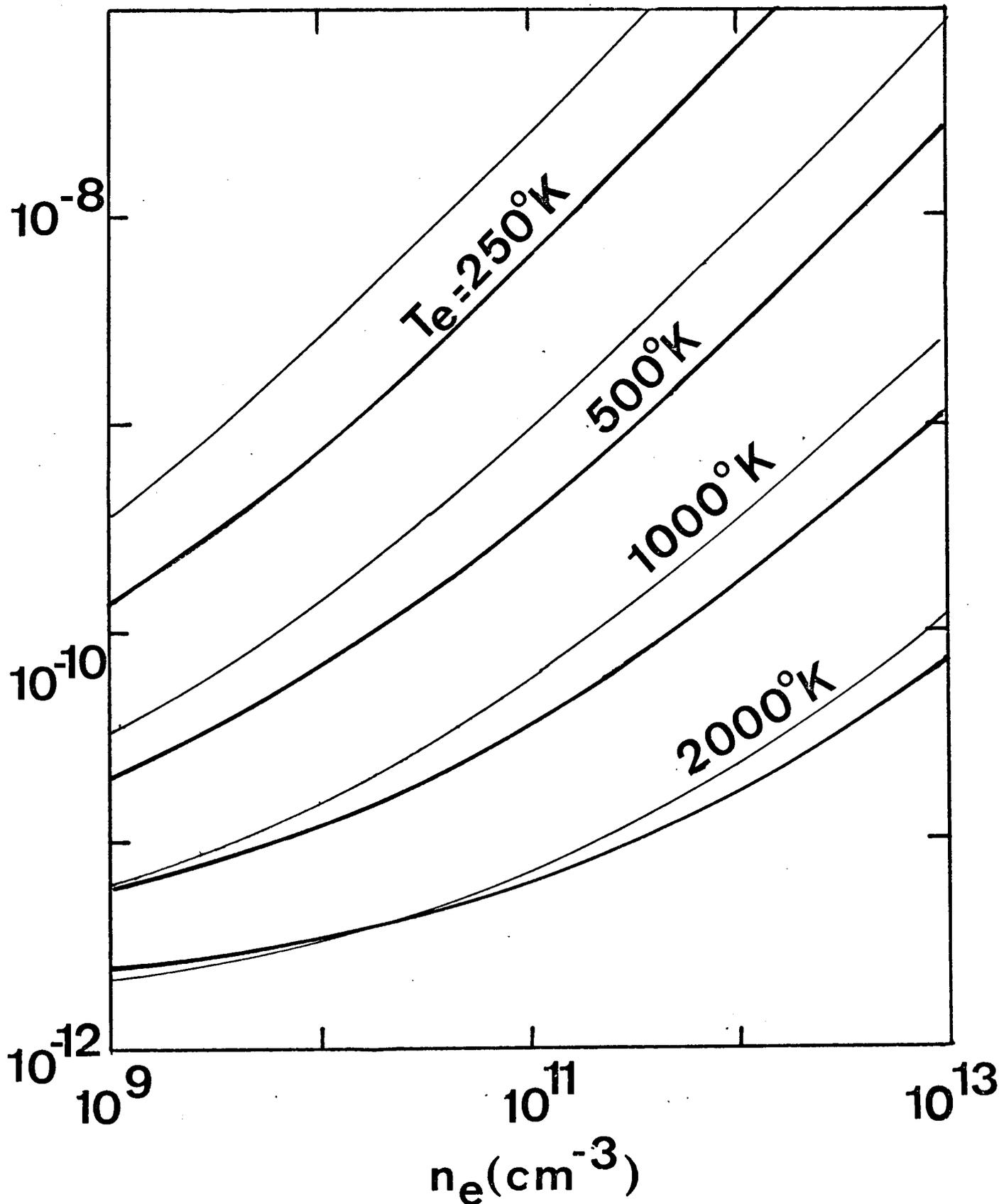


Figure III.3. - Coefficient de recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons qu'on ont obtenu Bates, Kingston et Mac Whirter à partir des taux collisionnels de Gryzinski et que nous avons obtenu à partir des taux collisionnels de Mansbach et Keck.

cette même figure, nous avons porté pour comparaison les résultats que nous avons obtenus en utilisant les taux collisionnels de Gryzinski, c'est-à-dire ceux de Bates, Kingston et Mc Whirter. Aux faibles températures électroniques, leurs résultats sont presque trois fois supérieurs aux nôtres, alors qu'à des températures de l'ordre de 1 000 °K, le désaccord est plus faible. Cela s'explique par le fait qu'à basse température le goulet d'étranglement se situe vers des niveaux très excités où les taux collisionnels de Gryzinski et Mansbach et Keck sont en grand désaccord, alors qu'à haute température le goulet d'étranglement se situe vers des niveaux plus bas pour lesquels les deux théories donnent des taux similaires.

Bates et Kingston (1964) ont montré que leurs résultats du calcul de  $\alpha_e$  pouvaient se représenter par une courbe unique, dite "universelle", dans les coordonnées :

$$\begin{aligned} X_{BK} &= \log_{10} (T_e^{-3,87} n_e) \\ Y_{BK} &= \log_{10} (T_e^{0,63} \alpha_e) \end{aligned} \quad \text{III.21}$$

les asymptotes de pentes 0 et 1 correspondent aux limites radiative et collisionnelle.

Par une transformation analogue, nous pouvons exprimer l'ensemble de nos résultats par une courbe "universelle" dans les coordonnées :

$$\begin{aligned} X &= \log_{10} (n_e \times 10^{-10})^{-0,258} \times T_e \\ Y &= \log_{10} (n_e \times 10^{-10})^{+0,163} \times \alpha_e \end{aligned} \quad \text{III.22}$$

où  $n_e$  est en  $\text{cm}^{-3}$  et  $T_e$  en °K. Cette courbe est représentée sur la figure III.4. Nous y avons également porté une sélection de résultats expérimentaux importants présentés dans la littérature pour l'ion  $\text{He}^+$ , ainsi que la droite (en pointillé) représentant la limite collisionnelle. Même si la dispersion des résultats expérimentaux est relativement grande, ils sont tout de même en assez bon accord avec la courbe universelle obtenue à partir de nos calculs. Nous réservons la comparaison entre notre théorie et nos propres résultats expérimentaux au chapitre VII.

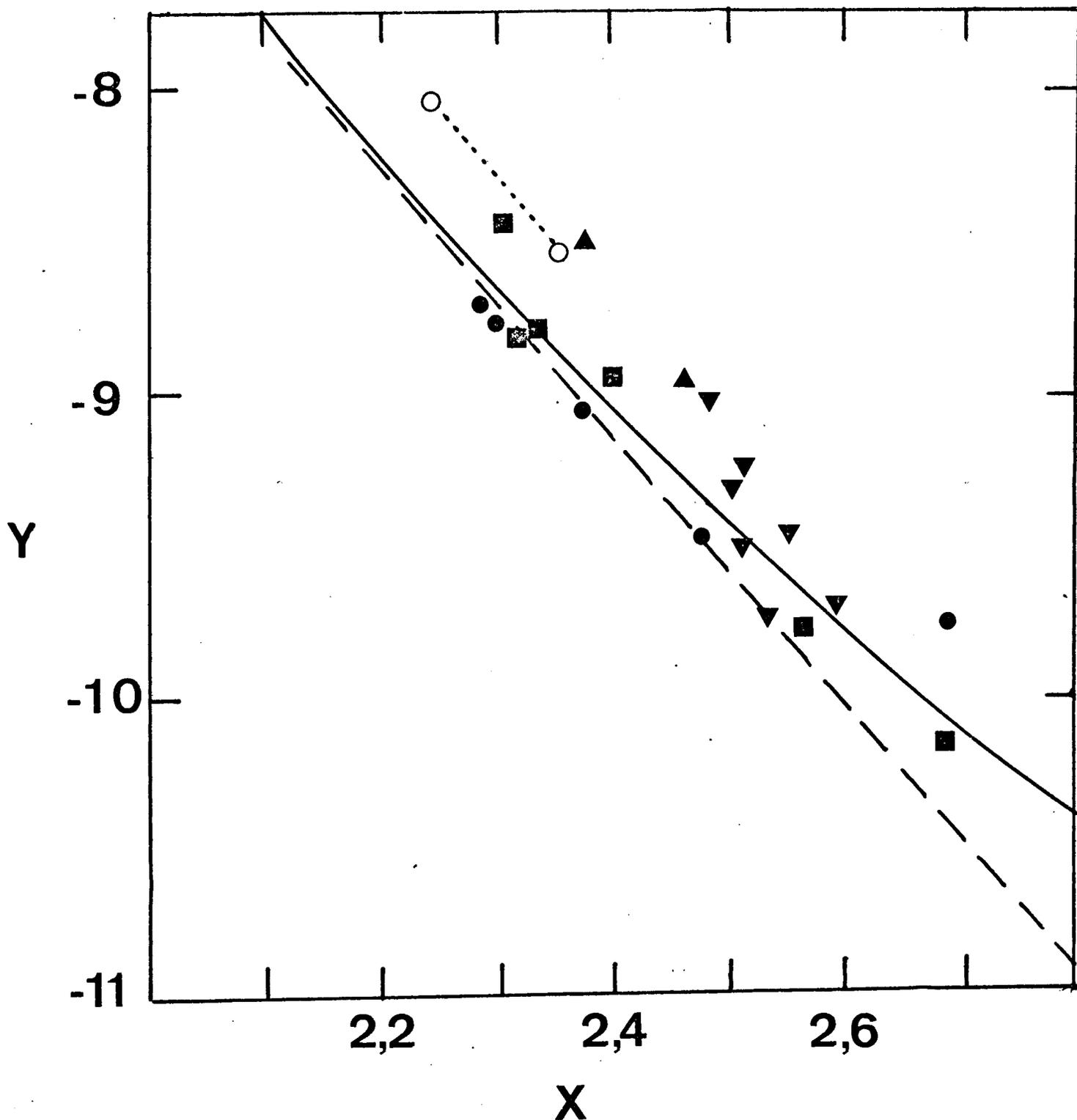


Figure III.4. - Courbe universelle décrivant la recombinaison collisionnelle-radiative en fonction de la température électronique, avec les coordonnées X et Y définies par l'équation (III.22). Les résultats expérimentaux concernent l'ion  $\text{He}^+$  : 0---0 Collins et al. (1972) ;  $\blacktriangledown$  Hinnov et Hirschberg (1962) ;  $\blacktriangle$  Mosburg (1966) ;  $\blacksquare$  Robben et al. (1963) ;  $\bullet$  Stevefelt et Robben (1972).

### III.4. INFLUENCE DES NEUTRES : RECOMBINAISON STABILISEE PAR LES ELECTRONS ET PAR LES NEUTRES

Nous avons vu au paragraphe II.4.2. que, lorsque le degré d'ionisation du plasma est inférieur à  $10^{-6}$ , les taux de transitions collisionnelles induites par les neutres, calculés par Bates et Khare, et les taux de transitions collisionnelles induites par les électrons, calculés par Mansbach et Keck, deviennent du même ordre de grandeur (voir fig.II.3). Il est alors nécessaire de tenir compte de l'influence des collisions avec les neutres dans le modèle collisionnel-radiatif. L'introduction des termes décrivant l'interaction des états excités avec les neutres dans le système d'équations III.1 et la résolution de ce système ne présentent aucune difficulté particulière. De tels calculs ont été effectués par Deloche et Gonfalone (1968) en utilisant les taux collisionnels de Gryzinski (pour les électrons) et de Bates et Khare (pour les neutres), ainsi que par Drawin et Emard (1972) à partir de taux qu'ils avaient eux-mêmes calculés.

En fait, compte tenu des approximations faites dans les évaluations théoriques des taux des transitions collisionnelles induites par les neutres, il est tout à fait suffisant de considérer ce mode de stabilisation de la recombinaison comme un phénomène purement additif. C'est-à-dire que le coefficient de recombinaison collisionnelle-radiative avec stabilisation à la fois par les neutres et par les électrons s'écrit simplement :

$$\alpha_{CR} = \alpha_e + \alpha_o \quad \text{III.23}$$

où  $\alpha_e$  est le coefficient de recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons et  $\alpha_o$  est le coefficient de recombinaison purement collisionnelle avec stabilisation par les neutres. Cette approximation n'est valable que parce que l'influence de la recombinaison stabilisée par les neutres ne peut pas conduire à un déplacement important de la position du goulet d'étranglement car les stabilisations par les neutres et par les électrons se font par des processus similaires, et que les niveaux bas situés en-dessous de ce goulet d'étranglement sont désexcités par les mêmes processus radiatifs (Bates, 1976). Les résultats des travaux de Deloche et Gonfalone montrent en fait que cette approximation est tout à fait justifiée.

L'évaluation très simple du coefficient de recombinaison purement collisionnelle stabilisée par les neutres faite par J.J. Thomson en 1924, est a priori tout à fait satisfaisante quant à l'ordre de grandeur et à la dépendance fonctionnelle vis-à-vis de la densité des neutres et de la température électronique. Dans le cas de l'hélium atomique,  $\alpha_0$  s'écrit donc :

$$\alpha_0 = 4 \cdot 10^{-28} (300/Te)^{2,5} n_0 \quad (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1})$$

où  $n_0$  est la densité des neutres en  $\text{cm}^{-3}$  et  $Te$  est la température électronique en  $^\circ\text{K}$ . D'autre part, nous prendrons pour  $\alpha_e$  la valeur obtenue dans nos calculs (équation III.20).

### III.5. PERTURBATION DU PLASMA PAR UN RAYONNEMENT INFRAROUGE

Les photons IR à  $10,6 \mu\text{m}$  émis par un laser à  $\text{CO}_2$  ont une énergie  $h\nu = 0,117 \text{ eV}$ . Ils sont donc capables de photoioniser les niveaux d'énergie d'un système hydrogénoïde de nombres quantiques principaux supérieurs ou égaux à 11.

Rappelons que nous faisons toujours l'hypothèse d'un équilibre quasistationnaire des niveaux excités : la perturbation IR est donc supposée être appliquée au plasma depuis un temps assez long pour que ce quasi équilibre ait pu s'installer. Compte tenu de tout ce que nous savons des taux collisionnels et radiatifs, ces temps d'installation sont bien inférieurs à la microseconde.

Pour tenir compte dans notre système d'équations III.1 de la perturbation IR, il faut retrancher au membre de gauche de chacune des équations telles que  $p \gg 11$ , un terme  $\phi(p)$  représentant le nombre de photoionisations par unité de temps et de volume :

$$\phi(p) = \sigma(p, h\nu) \frac{P_{\text{IR}}}{h\nu} N(p) \quad \text{III.23}$$

où  $P_{\text{IR}}$  est la densité de puissance du rayonnement IR. La section efficace de photoionisation  $\sigma(p, h\nu)$  d'un niveau  $p$  par un photon d'énergie  $h\nu$  est simplement donnée par les calculs classiques de Kramers (1923). En effet, puisqu'il s'agit de niveaux de nombres quantiques principaux supérieurs à 10, le facteur de Gaunt est toujours très voisin de l'unité et l'approximation classique est très correcte. On a donc (Seaton, 1959) :

$$\sigma(p, h\nu) = \frac{64\alpha_{\text{fs}} \pi a_0^2 R^3}{3\sqrt{3} (h\nu)^3} \frac{1}{p^5} \quad \text{III.24}$$

où  $\alpha_{\text{fs}}$  est la constante de structure fine et  $a_0$  le rayon de Bohr ( $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$ ).

La section efficace de photoionisation décroît donc comme  $1/p^5$  avec le nombre quantique principal, c'est-à-dire que le niveau le plus bas parmi les niveaux photoionisés, ici le niveau 11, est le plus affecté par la perturbation.

Finalement, si on introduit la population du niveau  $p$  ramenée à l'équilibre de Saha,  $\Phi(p)$  s'écrit :

$$\Phi(p) = 4,38 \times 10^{-15} \frac{P_{\text{IR}} n_e^2}{U^{1,5} p^3} e^{1/U p^2} \rho(p) \quad \text{III.25}$$

avec  $p \geq 11$  et où  $P_{\text{IR}}$  est exprimé en watt par  $\text{cm}^2$ .

Après introduction du terme  $\Phi(p)$  dans le système (III.1), nous avons effectué les calculs numériques de la même manière qu'en l'absence de perturbation en utilisant les taux collisionnels de Mansbach et Keck.

Nous avons ainsi calculé l'influence de la perturbation infrarouge sur les populations des niveaux excités pour des densités électroniques comprises entre  $10^{10}$  et  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et des températures électroniques comprises entre 300 et 500 °K. La densité de puissance du rayonnement IR variait de 0 à 5 000  $\text{W/cm}^2$ .

Sur la figure III.5, nous avons porté la valeur de  $\rho(p)$ , c'est-à-dire la population du niveau  $p$  ramenée à l'équilibre de Saha ( $\rho(p) = \frac{N(p)}{N_{\text{E}}(p)}$ ) en fonction de  $p$  pour diverses valeurs de  $P_{\text{IR}}$  à  $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $T_e = 300 \text{ °K}$ .

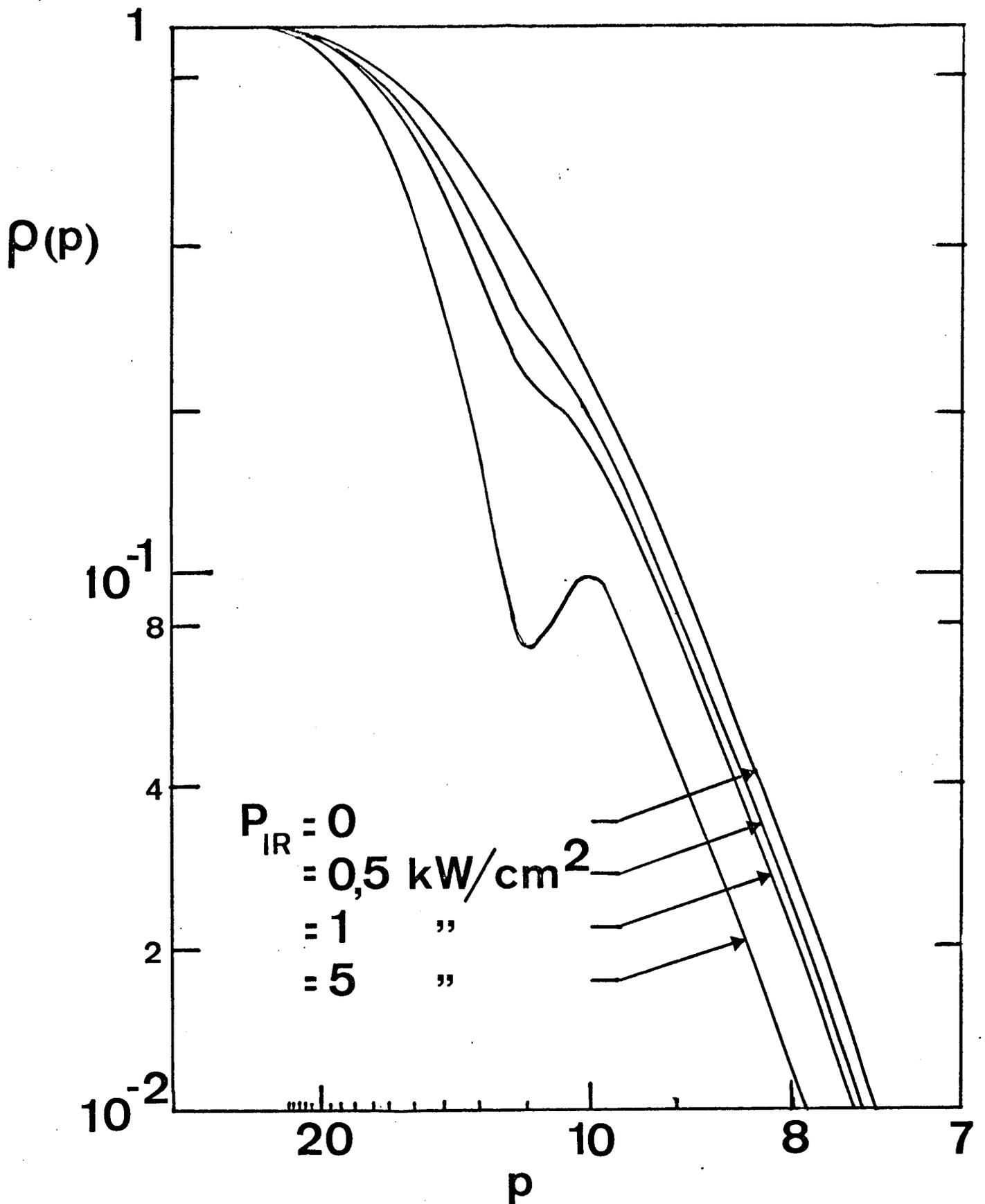


Figure III.5: - Population du niveau  $p$  ramenée à l'équilibre de Saha  
 ( $\rho(p) = \frac{N(p)}{N_E(p)}$ ) pour diverses valeurs de la densité de puissance  $P_{IR}$   
 du rayonnement infrarouge. La densité électronique est de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et la  
 température électronique de  $300^\circ\text{K}$ .

Le niveau le plus perturbé est, comme prévu, le niveau 11 puisqu'il est le plus bas des niveaux photoionisés. Pour une densité de puissance de  $5 \text{ kW/cm}^2$ ,  $\rho(p)$  présente même un minimum prononcé. Les niveaux inférieurs au niveau 11, ceux qui sont loin de l'équilibre de Saha ( $\rho(p) \ll 1$ ), sont affectés de la même façon à une puissance donnée. Les niveaux proches de l'équilibre de Saha ( $\rho(p) \simeq 1$ ) sont de moins en moins affectés à mesure que  $p$  augmente et l'équilibre de Saha est atteint à partir du niveau 20 environ. Les figures III.6 et III.7 illustrent peut-être mieux cela : nous y avons porté la diminution relative de la population du niveau  $p$  :

$$Q(p) = \frac{N(p) - N_{\text{IR}}(p)}{N(p)} \quad \text{III.26}$$

où  $N(p)$  et  $N_{\text{IR}}(p)$  sont les populations du niveau  $p$  sans et avec la perturbation IR.

Dans la figure III.6, nous avons tracé  $Q(p)$  pour une densité de puissance IR de  $2500 \text{ W/cm}^2$  à 3 densités électroniques différentes ( $3 \cdot 10^{10}$ ,  $10^{11}$  et  $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) alors que sur la figure III.7,  $Q(p)$  est tracé pour  $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et trois densités de puissance différentes ( $300$ ,  $1\ 000$  et  $2\ 500 \text{ W/cm}^2$ ). On y voit clairement que le niveau le plus affecté est le niveau 11 et que les niveaux inférieurs à 11 sont affectés exactement de la même façon. Les niveaux supérieurs à  $p = 11$  sont de moins en moins affectés par la perturbation IR lorsque  $p$  augmente, du fait de la dépendance en  $1/p^{5,5}$  de la section efficace de photoionisation (eq.III.24) et aussi de l'augmentation rapide des taux collisionnels.

Les diminutions identiques des populations des niveaux 3 à 10 représentent la modification du taux de recombinaison, donc de la lumière émise par le plasma due à la perturbation IR. Malheureusement, cette diminution ne peut pas se calculer de façon simple, car elle dépend à la fois du nombre de photoionisations et de la modification de l'ensemble des populations due à la photoionisation. On constate également que la perturbation est d'autant plus importante, et d'autant plus prononcée pour le niveau 11, que la densité électronique diminue. Ceci est dû au fait que les transitions collisionnelles deviennent de moins en moins importantes à mesure que la densité électronique décroît, diminuant ainsi la repopulation des niveaux photoionisés par les niveaux voisins par l'intermédiaire de ces transitions collisionnelles.

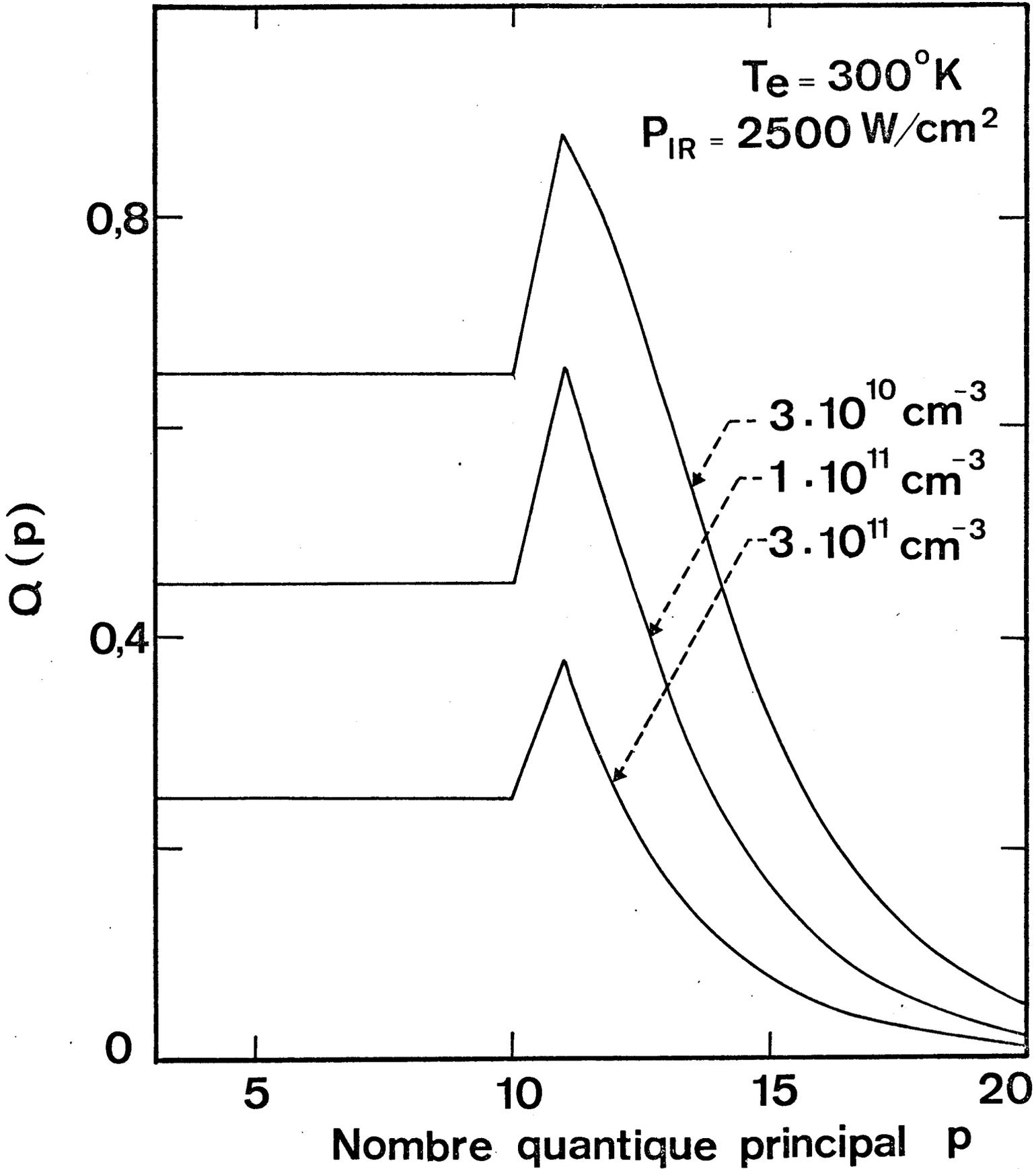


Figure III.6. - Diminution relative  $Q(p)$  de la population d'un niveau  $p$  due à la perturbation infrarouge, calculée à partir des taux collisionnels de Mansbach et Keck .

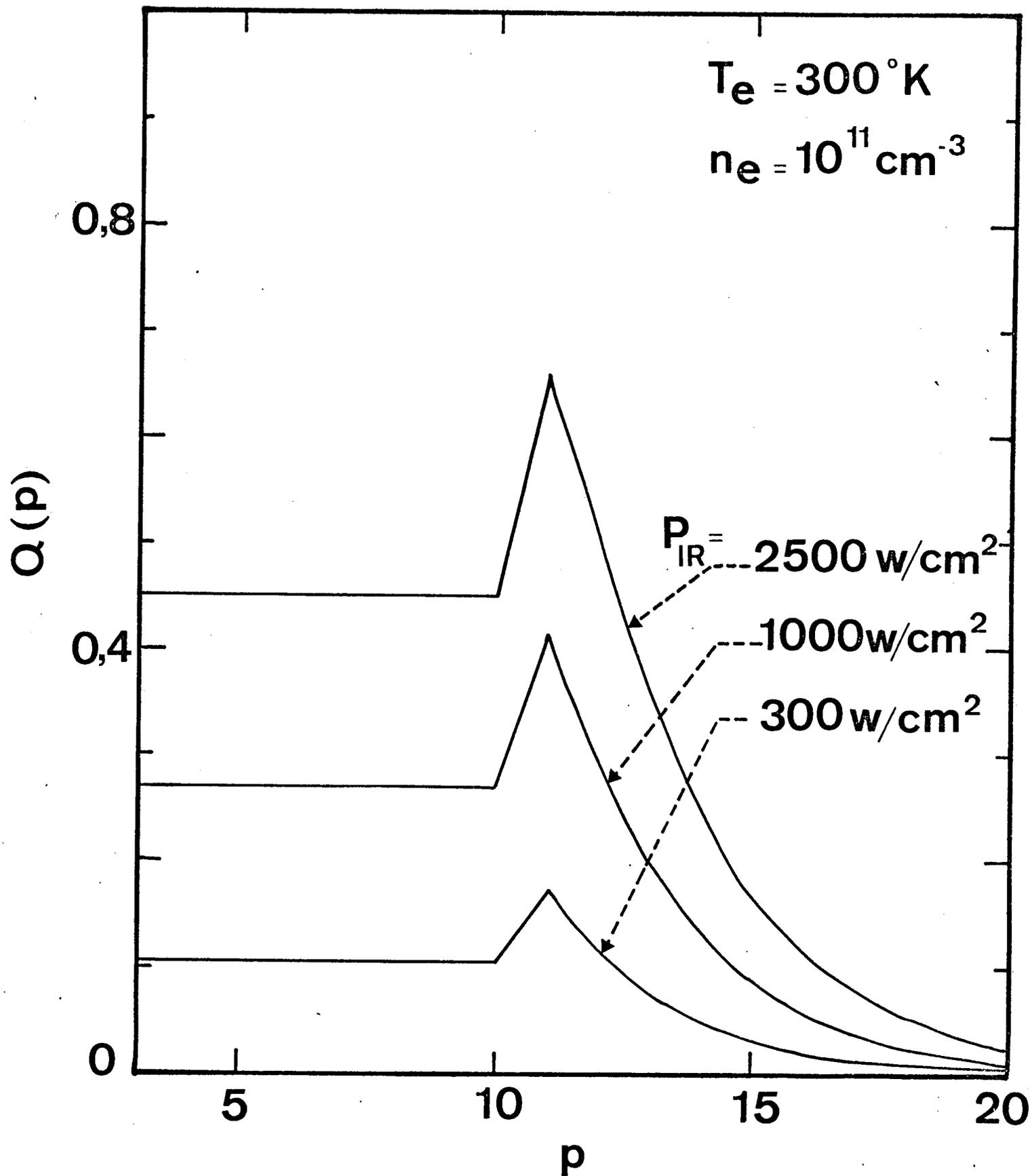


Figure III.7 - Diminution relative  $Q(p)$  de la population d'un niveau  $p$  due à la perturbation infrarouge calculée à partir des taux collisionnels de Mansbach et Keck.

Du point de vue de la diminution de la population des niveaux, réduire la densité électronique ou augmenter la puissance laser revient qualitativement au même. En fait, nous avons remarqué qu'à une température donnée, la diminution de la population de chaque niveau  $p$  est, à 10% près, une fonction unique du rapport  $P_{IR}/n_e$  de la densité de puissance IR à la densité électronique, et ceci pour  $P_{IR}$  inférieur à  $5 \text{ kW/cm}^2$  et  $n_e$  compris entre  $1,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . La perturbation de chaque niveau  $p$  peut donc se tracer simplement en fonction de  $P/n_e$ . C'est ce que nous avons fait sur la figure III.8 pour  $T_e = 300 \text{ °K}$ . La courbe supérieure donne la diminution de la population du niveau 11, le niveau le plus perturbé, et la courbe inférieure celle des niveaux 3 à 10. La diminution de population de ces niveaux bas est très bien décrite par l'expression suivante :

$$Q = 0,042 y \left[ 1 - \exp(-5,82 y^{-0,76}) \right] \quad (\%)$$

où  $y = P_{IR} / n_e (10^{-9} \text{ W x cm})$ .

La figure III.9 donne la diminution des populations des niveaux bas pour trois températures électroniques : 300, 400 et 500 °K. Nous notons une dépendance en température d'environ  $T_e^{-1,1}$ , dépendance relativement faible, par rapport à celle du coefficient de recombinaison. Elle est due au repeuplement des niveaux photoionisés par les transitions collisionnelles qui devient d'autant plus efficace que la température électronique augmente.

Jusqu'à présent, nous avons calculé l'effet de la perturbation IR en utilisant les taux collisionnels de Mansbach et Keck. Or, nous avons vu que ceux-ci sont au moins dix fois plus faibles que ceux de Gryzinski pour les niveaux concernés par la photoionisation par les photons IR. Il est donc intéressant de comparer les résultats obtenus à partir des taux de Mansbach et Keck d'une part, et de Gryzinski de l'autre. C'est ce que nous avons fait sur la figure III.10 où nous avons tracé la diminution relative de la population des niveaux  $Q(p)$  en fonction de  $p$  pour  $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 300 \text{ °K}$  et  $P_{IR} = 2500 \text{ W/cm}^2$ . On remarque que les taux de Gryzinski conduisent à une perturbation environ deux fois plus faible des niveaux inférieurs

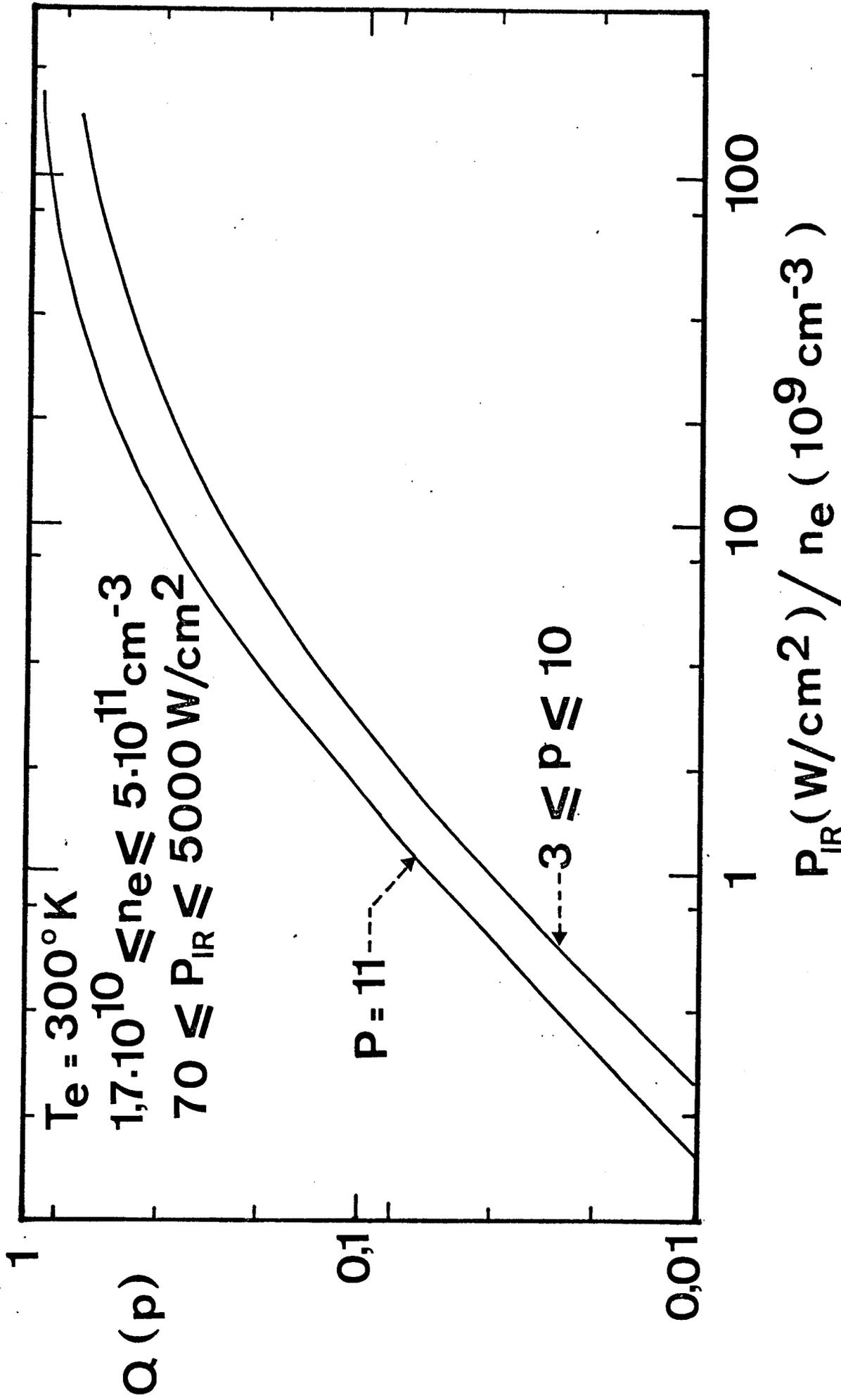
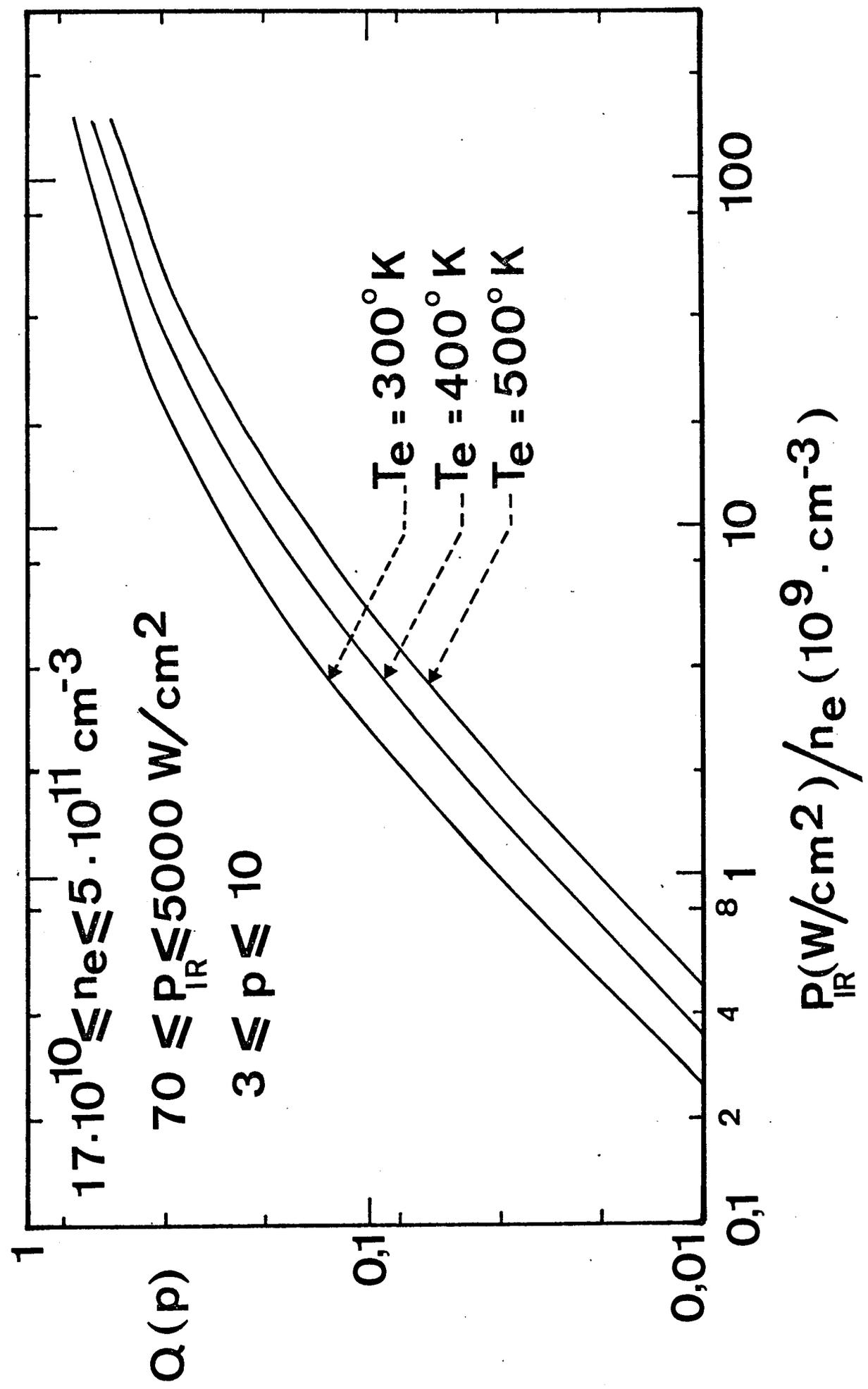


Figure III.8. - Diminution relative  $Q(p)$  de la population des niveaux faiblement excités ( $3 \leq p \leq 10$ ) et du niveau  $p = 11$  calculée en fonction du rapport de la densité de puissance infrarouge à la densité électronique à partir des taux collisionnels de Mansbach et Keck.

Figure III.9. - Diminution relative  $Q(p)$  de la population des niveaux faiblement excités calculée à partir des taux collisionnels de Mansbach et Keck en fonction du rapport  $P_{IR}/n_e$  et pour trois températures électroniques (300, 400 et 500°K).



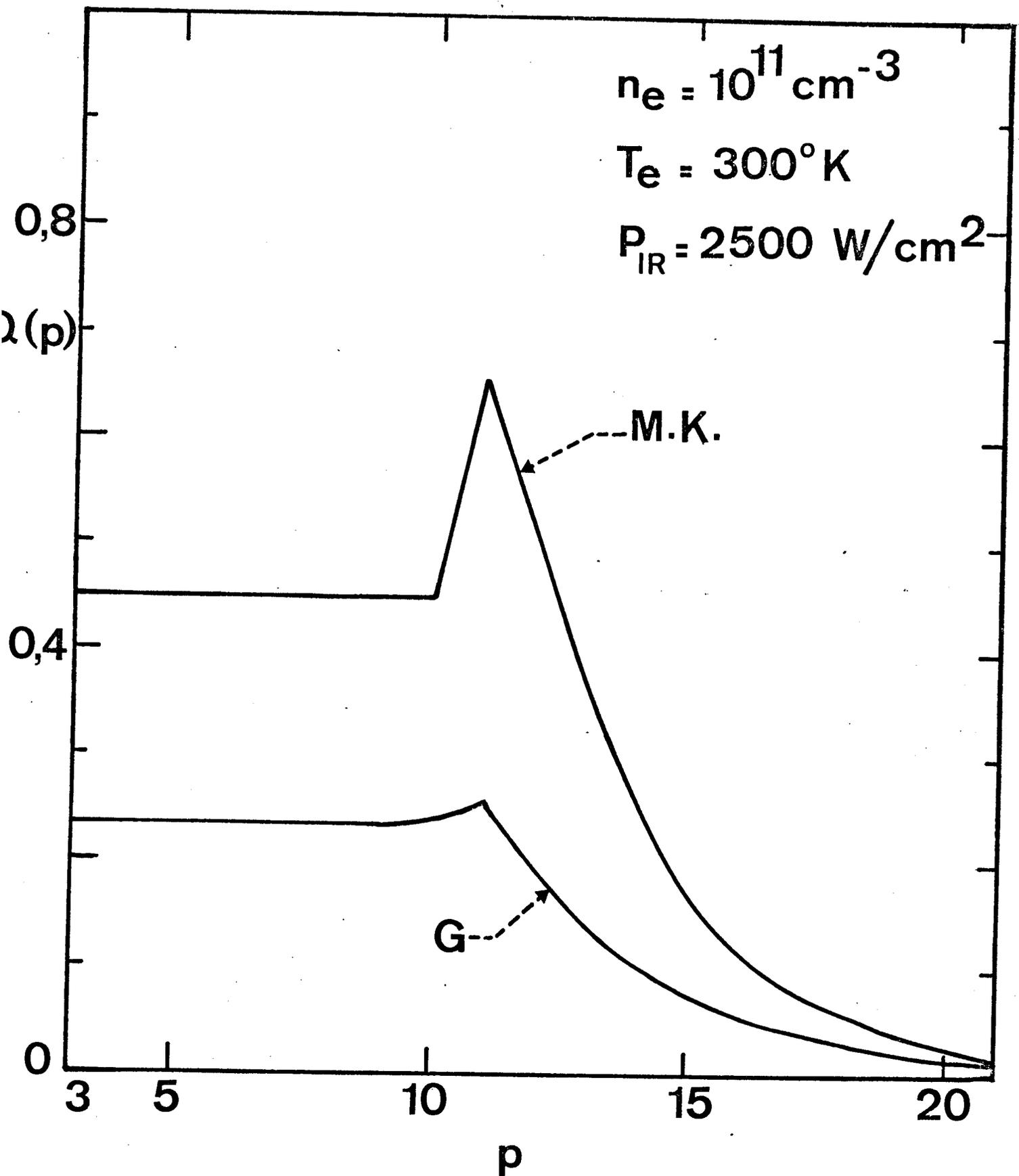


Figure III.10.- Diminution relative  $Q(p)$  de la population d'un niveau  $p$  calculée à partir des taux collisionnels de Mansbach et Keck (M.K.) et de Gryzinski (G.).

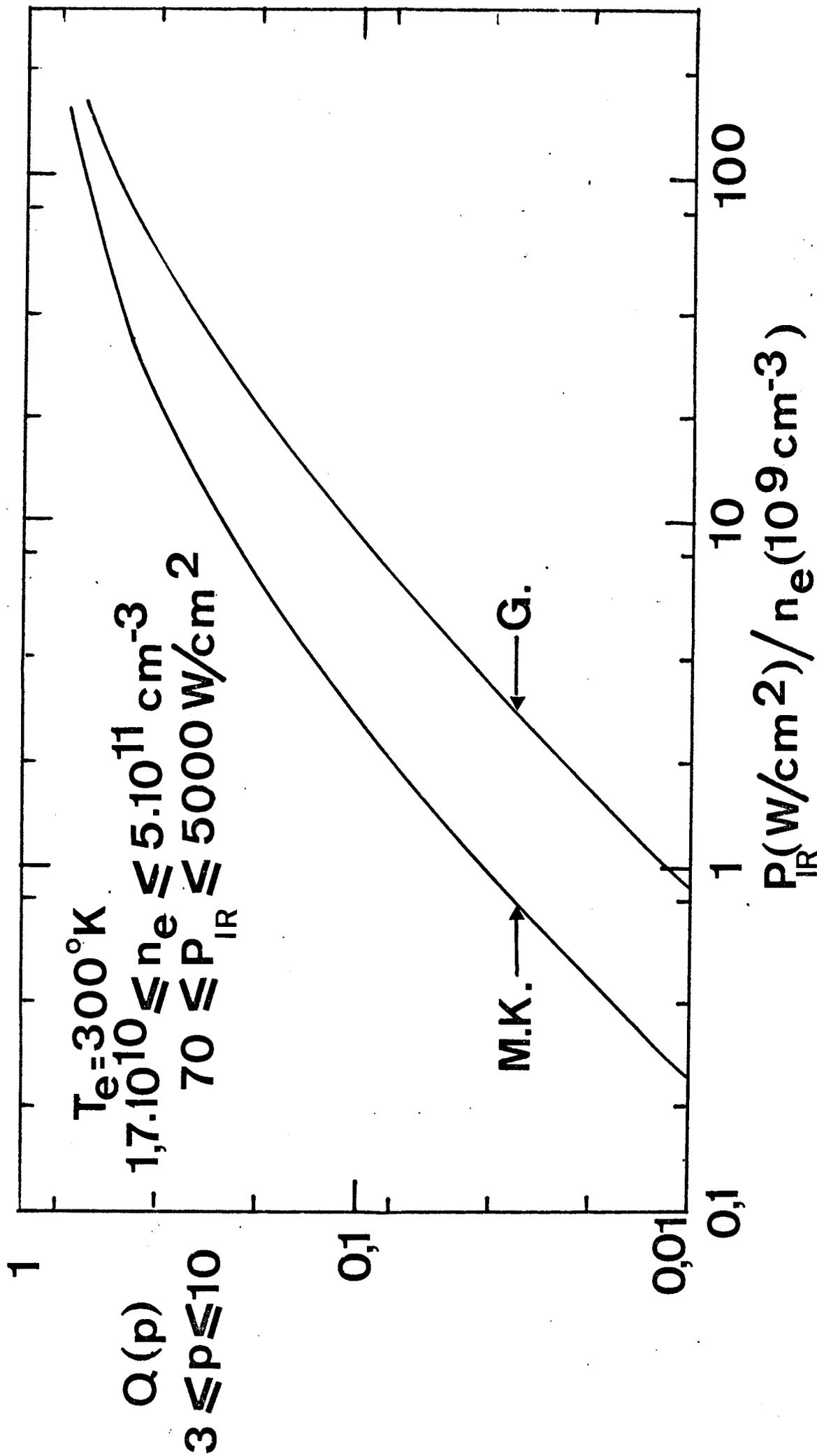


Figure III.11. - Diminution relative  $Q(p)$  de la population des niveaux faiblement excités ( $3 \leq p \leq 10$ ) calculée à partir des taux collisionnels de Mansbach et Keck (M.K.) et de Gryzinski (G.).

au niveau 11, et que ce dernier est à peine plus perturbé que les niveaux voisins : les taux de Gryzinski étant bien plus élevés que ceux de Mansbach et Keck, la repopulation des niveaux photoionisés est bien plus efficace et l'effet de la perturbation est donc plus faible. Ceci est également illustré par la figure III.11 où l'on a porté la diminution des populations des niveaux bas à 300°K en fonction du rapport  $P/n_e$  : l'écart entre les deux courbes atteint presque un facteur 4 pour les faibles valeurs de  $P/n_e$ .

La méthode de perturbation IR doit donc permettre de savoir lequel des calculs théoriques de Mansbach et Keck ou de Gryzinski conduit au taux collisionnels les plus réalistes, et ceci vers les niveaux supérieurs au niveau 10, donc voisins du goulet d'étranglement, pour lesquels les deux théories sont en grand désaccord. La méthode la plus efficace serait en principe de mesurer la population du niveau 11 et sa perturbation par le rayonnement IR : en effet, c'est pour ce niveau que le désaccord entre les résultats obtenus à partir des deux théories est le plus grand. En fait, cette mesure est délicate car les émissions radiatives issues du niveau 11 sont très faibles. Par contre, la mesure de la perturbation des niveaux les plus bas, ou simplement du niveau  $p = 3$ , sera expérimentalement plus commode. Nous reviendrons sur ces considérations expérimentales dans le chapitre VII.

## IV. SPECTROSCOPIE D'EMISSION DU PLASMA DE POST-DECHARGE

IV.1. CAS GENERAL

Les mesures spectroscopiques tiennent une place centrale dans les travaux décrits dans ce mémoire. En effet, la recombinaison, comme nous l'avons vu ci-dessus, forme des atomes (ou des molécules) dans les états excités.

Nous rappelons, dans ce chapitre, les principes qui permettent de déduire directement les densités de populations de l'intensité absolue de la lumière émise par le plasma sur des longueurs d'ondes convenablement choisies.

La lumière émise par le plasma se compose de raies de fréquences centrales  $\nu_{pq}$  correspondant aux transitions radiatives spontanées d'un niveau  $p$  vers un niveau inférieur  $q$ . L'intensité d'émission de chaque raie est directement reliée à la population du niveau supérieur  $p$ . Cependant, il convient d'être très prudent lors de l'interprétation des mesures, car il faut tenir compte de l'inhomogénéité éventuelle du plasma et de son épaisseur optique.

D'une façon générale, la puissance  $I(\nu, x)$  émise par le plasma à la fréquence  $\nu$  voisine de  $\nu_{pq}$  et à l'abscisse  $x$  selon la direction d'observation, par unité de surface et d'angle solide, est donnée par (Griem, 1964) :

$$\frac{\partial^2 I(\nu, x)}{\partial \nu \partial x} = \mathcal{E}(\nu, x) - k(\nu, x) \frac{\partial I(\nu, x)}{\partial \nu} \quad \text{IV.1}$$

où  $\mathcal{E}(\nu, x)$  est le terme d'émission spontanée :

$$\mathcal{E}(\nu, x) = h \nu^3 \frac{e^2}{2 \epsilon_0 m c^3} f_{qp} \frac{g_q}{g_p} N(p, x) L_{\mathcal{E}}(\nu) \quad \text{IV.2}$$

et où  $k(\nu, x)$  est le terme d'absorption, incluant l'émission stimulée :

$$k(\nu, x) = \frac{e^2}{4 \epsilon_0 m c} f_{qp} N(q, x) \left[ 1 - \frac{g_q}{g_p} \frac{N(p, x)}{N(q, x)} \right] L_k(\nu) \quad \text{IV.3}$$

$N(p, x)$  et  $N(q, x)$  sont les densités des populations des niveaux  $p$  et  $q$ ,  $g_p$  et  $g_q$  leurs poids statistiques et  $f_{qp}$  la force d'oscillateur de la transition.

$L_{\varepsilon}(\nu)$  et  $L_k(\nu)$  sont les profils d'émission et d'absorption de la raie, normalisés à l'unité :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} L_{\varepsilon}(\nu) d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} L_k(\nu) d\nu = 1 \quad \text{IV.4}$$

Dans nos plasmas où la pression, la température et la densité électroniques sont faibles, les deux profils sont généralement identiques et dus à l'effet Doppler :

$$L_{\varepsilon}(\nu) = L_k(\nu) = L(\nu) = \frac{1}{\delta\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_{pq}}{\delta}\right)^2\right] \quad \text{IV.5}$$

où :

$$\delta = \nu_{pq} \sqrt{\frac{2kT_0}{Mc^2}} \quad \text{IV.6}$$

est la largeur à 1/e de la raie.  $T_0$  et  $M$  sont la température et la masse des neutres.

#### IV.2. PLASMA HOMOGÈNE ET OPTIQUEMENT MINCE

Le plasma est optiquement mince si la densité du niveau inférieur  $q$  et l'épaisseur  $l$  du plasma selon l'axe d'observation sont assez faibles. La puissance totale émise par la raie par unité de surface et d'angle solide est alors :

$$I_{pq} = h\nu_{pq}^3 \frac{e^2}{2\varepsilon_0 mc^3} f_{qp} \frac{g_q}{g_p} N(p) l \quad \text{IV.7}$$

ce qui s'écrit encore, en fonction de la probabilité de transition  $A(p, q)$  :

$$I_{pq} = \frac{h\nu_{pq}}{4\pi} A(p, q) N(p) l \quad \text{IV.8}$$

où  $A(p, q)$  est donné par :

$$A(p, q) = \frac{2\pi e^2 \nu_{pq}^2}{\varepsilon_0 mc^3} f_{qp} \frac{g_q}{g_p} \quad \text{IV.9}$$

La table IV.1 donne les principales transitions de l'hélium atomique et les valeurs des probabilités de transition et des forces d'oscillateur correspondantes (Wiese, Smith et Glennon, 1966).

Table IV.1

| Transition    | $\lambda$ (Å) | $E_q$<br>( $\text{cm}^{-1}$ ) | $E_{p-1}$<br>( $\text{cm}^{-1}$ ) | $\epsilon_q$ | $\epsilon_p$ | $A(p, q)$<br>( $10^8 \text{ s}^{-1}$ ) | $f_{qp}$             | $k_o/N(q)$<br>( $10^{-12} \text{ cm}^2$ ) |
|---------------|---------------|-------------------------------|-----------------------------------|--------------|--------------|----------------------------------------|----------------------|-------------------------------------------|
| $1^1S - 2^1P$ | 584,334       | 0                             | 171135                            | 1            | 3            | 17,99                                  | 0,2762               | 0,216                                     |
| - $3^1P$      | 537,030       | 0                             | 186210                            | 1            | 3            | 5,66                                   | 0,0734               | 0,053                                     |
| - $4^1P$      | 522,213       | 0                             | 191493                            | 1            | 3            | 2,46                                   | 0,0302               |                                           |
| - $5^1P$      | 515,617       | 0                             | 193943                            | 1            | 3            | 1,28                                   | 0,0153               |                                           |
| - $6^1P$      | 512,098       | 0                             | 195275                            | 1            | 3            | 0,719                                  | 0,00848              |                                           |
| $2^1S - 2^1P$ | 20581,3       | 166278                        | 171135                            | 1            | 3            | 0,01976                                | 0,3764               | 10,4                                      |
| - $3^1P$      | 5015,68       | 166278                        | 186210                            | 1            | 3            | 0,1338                                 | 0,1514               | 1,016                                     |
| - $4^1P$      | 3964,73       | 166278                        | 191493                            | 1            | 3            | 0,0717                                 | 0,0507               | 0,380                                     |
| - $5^1P$      | 3613,64       | 166278                        | 193943                            | 1            | 3            | 0,0376                                 | 0,0221               |                                           |
| - $6^1P$      | 3447,59       | 166278                        | 195275                            | 1            | 3            | 0,0239                                 | 0,0128               |                                           |
| - $7^1P$      | 3354,55       | 166278                        | 196079                            | 1            | 3            | 0,0130                                 | 0,00660              |                                           |
| - $8^1P$      | 3296,77       | 166278                        | 196602                            | 1            | 3            | 0,00901                                | 0,00440              |                                           |
| - $9^1P$      | 3258,28       | 166278                        | 196960                            | 1            | 3            | 0,00650                                | 0,00310              |                                           |
| - $10^1P$     | 3231,27       | 166278                        | 197216                            | 1            | 3            | 0,00490                                | 0,00230              |                                           |
| $2^1P - 3^1S$ | 7281,35       | 171135                        | 184865                            | 3            | 1            | 0,181                                  | 0,0480               | 0,468                                     |
| - $4^1S$      | 5047,74       | 171135                        | 190940                            | 3            | 1            | 0,0655                                 | 0,00834              | 0,056                                     |
| - $5^1S$      | 4437,55       | 171135                        | 193663                            | 3            | 1            | 0,0313                                 | 0,00308              |                                           |
| - $6^1S$      | 4168,97       | 171135                        | 195115                            | 3            | 1            | 0,0176                                 | 0,00153              |                                           |
| - $7^1S$      | 4023,97       | 171135                        | 195979                            | 3            | 1            | 0,0109                                 | $8,81 \cdot 10^{-4}$ |                                           |
| - $8^1S$      | 3935,91       | 171135                        | 196535                            | 3            | 1            | 0,00718                                | $5,56 \cdot 10^{-4}$ |                                           |
| $2^1P - 3^1D$ | 6678,15       | 171135                        | 186105                            | 3            | 5            | 0,638                                  | 0,711                | 6,35                                      |
| - $4^1D$      | 4921,93       | 171135                        | 191447                            | 3            | 5            | 0,202                                  | 0,122                | 0,803                                     |
| - $5^1D$      | 4387,93       | 171135                        | 193918                            | 3            | 5            | 0,0907                                 | 0,0436               |                                           |
| - $6^1D$      | 4143,76       | 171135                        | 195261                            | 3            | 5            | 0,0495                                 | 0,0213               |                                           |
| - $7^1D$      | 4009,27       | 171135                        | 196070                            | 3            | 5            | 0,0279                                 | 0,0112               |                                           |
| - $8^1D$      | 3926,53       | 171135                        | 196596                            | 3            | 5            | 0,0195                                 | 0,00750              |                                           |
| - $9^1D$      | 3871,79       | 171135                        | 196956                            | 3            | 5            | 0,0126                                 | 0,00471              |                                           |
| - $10^1D$     | 3833,55       | 171135                        | 197213                            | 3            | 5            | 0,00971                                | 0,00357              |                                           |

Table IV.1 (suite)

|               |         |        |        |   |    |         |                      |       |
|---------------|---------|--------|--------|---|----|---------|----------------------|-------|
| $2^3S - 2^3P$ | 10830   | 159856 | 169087 | 3 | 9  | 0,1022  | 0,5391               | 1,48  |
| - $3^3P$      | 3889,65 | 159856 | 185565 | 3 | 9  | 0,09478 | 0,06446              | 0,335 |
| - $4^3P$      | 3187,74 | 159856 | 191217 | 3 | 9  | 0,0505  | 0,0231               | 0,099 |
| - $5^3P$      | 2945,10 | 159856 | 193801 | 3 | 9  | 0,0293  | 0,0114               |       |
| - $6^3P$      | 2829,07 | 159856 | 195193 | 3 | 9  | 0,0169  | 0,00608              |       |
| - $7^3P$      | 2763,8  | 159856 | 196027 | 3 | 9  | 0,0111  | 0,00381              |       |
| - $8^3P$      | 2723,2  | 159856 | 196567 | 3 | 9  | 0,00780 | 0,00260              |       |
| - $9^3P$      | 2696,1  | 159856 | 196935 | 3 | 9  | 0,00550 | 0,00180              |       |
| - $10^3P$     | 2677,1  | 159856 | 197198 | 3 | 9  | 0,00404 | 0,00130              |       |
| $2^3P - 3^3S$ | 7065,3  | 169087 | 183237 | 9 | 3  | 0,278   | 0,0693               | 0,655 |
| - $4^3S$      | 4713,2  | 169087 | 190298 | 9 | 3  | 0,106   | 0,0118               | 0,074 |
| - $5^3S$      | 4120,8  | 169087 | 193347 | 9 | 3  | 0,0430  | 0,00365              |       |
| - $6^3S$      | 3867,5  | 169087 | 194936 | 9 | 3  | 0,0236  | 0,00176              |       |
| - $8^3S$      | 3652,0  | 169087 | 196461 | 9 | 3  | 0,0108  | $7,21 \cdot 10^{-4}$ |       |
| - $10^3S$     | 3562,95 | 169087 | 197145 | 9 | 3  | 0,00543 | $3,45 \cdot 10^{-4}$ |       |
| $2^3P - 3^3D$ | 5875,7  | 169087 | 186102 | 9 | 15 | 0,706   | 0,609                | 4,79  |
| - $4^3D$      | 4471,5  | 169087 | 191445 | 9 | 15 | 0,251   | 0,15                 | 0,748 |
| - $5^3D$      | 4026,2  | 169087 | 193917 | 9 | 15 | 0,117   | 0,0474               |       |
| - $6^3D$      | 3819,6  | 169087 | 195260 | 9 | 15 | 0,0589  | 0,0215               |       |
| - $7^3D$      | 3705,0  | 169087 | 196070 | 9 | 15 | 0,0444  | 0,0152               |       |
| - $8^3D$      | 3634,2  | 169087 | 196595 | 9 | 15 | 0,0261  | 0,00862              |       |
| - $9^3D$      | 3587,3  | 169087 | 196955 | 9 | 15 | 0,0205  | 0,00660              |       |
| - $10^3D$     | 3554,4  | 169087 | 197213 | 9 | 15 | 0,0131  | 0,00414              |       |

Table IV.1 - Principales transitions de l'hélium atomique.  $E_p$  et  $E_q$  sont les énergies des niveaux liés référés à partir du niveau fondamental (énergie d'ionisation :  $24,580 \text{ eV} = 198305 \text{ cm}^{-1}$ ).  $A(p, q)$  est la probabilité de transition,  $f_{qp}$  la force d'oscillateur de la transition ; le rapport  $k_o/N(q)$ , où  $N(q)$  est la population du niveau inférieur, permet de calculer l'épaisseur optique du plasma (eq.IV.13) pour la transition considérée. (D'après Wiese, Smith et Glennon, 1966).

### IV.3. PLASMA HOMOGENE NON OPTIQUEMENT MINCE

Quand la densité du niveau inférieur  $q$  ou l'épaisseur  $l$  de plasma observé est grande, il faut tenir compte de l'autoabsorption de la raie. C'est le cas des raies aboutissant à un niveau métastable, donc fortement peuplé. Les raies aboutissant au niveau fondamental sont généralement complètement réabsorbées, même avec des épaisseurs de plasma très faibles.

En intégrant l'équation IV.1 selon  $x$ , on obtient :

$$\frac{\partial I(\nu)}{\partial \nu} = S(\nu) \left[ 1 - e^{-k(\nu)l} \right] \quad \text{IV.10}$$

où  $S(\nu)$  est la fonction source :

$$S(\nu) = \frac{\varepsilon(\nu)}{k(\nu)} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[ \frac{g_p}{g_q} \frac{N(q)}{N(p)} - 1 \right]^{-1} \quad \text{IV.11}$$

En prenant le cas d'un profil Doppler de largeur  $\delta$ , on a, puisque

$$\delta \ll \nu_{pq} : \quad I_{pq} = S(\nu_{pq}) \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ 1 - \exp \left[ -k_0 l \exp \left( -\left( \frac{\nu - \nu_{pq}}{\delta} \right)^2 \right) \right] \right\} d\nu \quad \text{IV.12}$$

$k_0 l$  est l'épaisseur optique du plasma selon l'axe d'observation :

$$k_0 l = \frac{e^2}{4\sqrt{\pi} \varepsilon_0 mc} f_{qp} \frac{N(q)l}{\delta} \left[ 1 - \frac{g_q}{g_p} \frac{N(p)}{N(q)} \right] \quad \text{IV.13}$$

lorsque  $k_0 l$  n'est pas trop grand ( $k_0 l \leq 10$ ),  $I_{pq}$  peut s'exprimer simplement comme la valeur obtenue dans le cas d'un plasma mince et homogène,  $I_{pq}$  (mince), multipliée par un terme correctif qui tient compte de l'épaisseur optique :

$$I_{pq} = I_{pq} \text{ (mince) } (1 - K) \quad \text{IV.14}$$

où  $K$  peut s'exprimer sous la forme d'une série (Mitchell et Zemansky, 1934) :

$$K = \frac{1}{k_0 l} \sum_{p=2}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p! \sqrt{p}} (k_0 l)^p \quad \text{IV.15}$$

$K$  est le coefficient d'autoabsorption. Pour  $k_0 l \leq 2$ , une bonne approximation de  $K$  est donnée par la formule simple (Delpech, Boulmer, Stevefelt, 1975):

$$K = k_0 l (0,353 - 0,065 k_0 l). \quad \text{IV.16}$$

La table IV.1 donne également les valeurs du rapport  $k_0/N(q)$  pour différentes raies de l'hélium atomique aboutissant sur les niveaux 1 et 2.

Les niveaux excités les plus peuplés sont les niveaux  $2^3S$  et  $2^1S$ . Si leurs populations sont de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  avec  $l = 1 \text{ cm}$ , ce qui correspond à peu près à nos conditions expérimentales, on trouve :

$$K(3^1P \rightarrow 2^1S) = 3,5 \cdot 10^{-2}$$

$$K(3^3P \rightarrow 2^3S) = 1,2 \cdot 10^{-2}$$

Ainsi le plasma peut être considéré comme optiquement mince pour les transitions aboutissant à un niveau  $q$  supérieur à 1.

La population du niveau fondamental est très grande (environ  $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  à 2 torr et 300 °K). Les raies aboutissant au niveau 1 sont donc complètement "piégées" même pour une épaisseur de plasma de quelques dixièmes de millimètres.

#### IV.4. PLASMA OPTIQUEMENT MINCE A SYMETRIE CYLINDRIQUE

Si on observe un tel plasma selon un diamètre, on obtient en fait la moyenne de l'intensité lumineuse sur ce diamètre :

$$\langle I_{pq}(r) \rangle = \frac{1}{R} \int_0^R I_{pq}(r) dr \quad \text{IV.17}$$

Il est donc nécessaire de connaître le profil spatial de l'émission lumineuse pour en déduire au moins la valeur de cette émission au centre du plasma.

Si  $P(r)$  est la fonction décrivant le profil d'émission, la valeur de l'émission au centre du plasma est donnée par :

$$I_{pq}(0) = \frac{\langle I_{pq}(r) \rangle}{\frac{1}{R} \int_0^R P(r) dr} \quad \text{IV.18}$$

Nous montrerons par la suite (cf paragraphe VII.4) que dans nos expériences, le profil spatial d'émission lumineuse est de la forme :

$$P(r) = \left[ J_0 \left( 2,405 \frac{r}{R} \right) \right]^2 \quad \text{IV.19}$$

Le tableau suivant donne les valeurs du rapport  $\frac{I(0)}{\langle I(r) \rangle}$  en fonction de a :

| a    | $\frac{I(0)}{\langle I(r) \rangle}$ | a    | $\frac{I(0)}{\langle I(r) \rangle}$ |
|------|-------------------------------------|------|-------------------------------------|
| 0    | 1,00                                | 2,50 | 2,33                                |
| 0,25 | 1,19                                | 2,75 | 2,43                                |
| 0,50 | 1,35                                | 3    | 2,52                                |
| 0,75 | 1,50                                | 3,25 | 2,61                                |
| 1    | 1,64                                | 3,50 | 2,70                                |
| 1,25 | 1,78                                | 3,75 | 2,78                                |
| 1,50 | 1,90                                | 4    | 2,87                                |
| 1,75 | 2,01                                | 4,25 | 2,95                                |
| 2    | 2,12                                | 4,50 | 3,03                                |
| 2,25 | 2,23                                | 4,75 | 3,10                                |

## V. DESCRIPTION DU SYSTEME EXPERIMENTAL

### V.1. INTRODUCTION

Nous avons étudié expérimentalement les processus collisionnels-radiatifs qui interviennent dans la recombinaison électronique des ions d'hélium dans un plasma de post-décharge stationnaire à une température de neutres de 300°K, et à des pressions d'hélium comprises entre 2 et 30 torrs.

Les particules chargées formées par l'ionisation durant la phase de décharge disparaissent au cours de la post-décharge ; dans le cas d'un gaz rare pur comme l'hélium, on retrouve l'état initial au bout d'un temps suffisant.

La disparition de la population électronique se fait d'une part par diffusion vers les parois de l'enceinte où est créé le plasma, et d'autre part par recombinaison en volume ; des phénomènes d'ionisation jouent parfois un rôle important durant la post-décharge.

Nous avons vu ci-dessus que la recombinaison électronique est étudiée depuis de nombreuses années, mais que le détail des processus qui interviennent est encore mal résolu, même dans un cas apparemment aussi simple que celui de  $\text{He}^+$ . Cela est dû à la complexité de l'analyse des phénomènes de post-décharge où interviennent de nombreux effets indirects qui viennent plus ou moins masquer les processus de recombinaison. Le choix des conditions expérimentales et des méthodes de diagnostic est donc extrêmement délicat.

Dans notre groupe, nous disposons depuis plusieurs années de méthodes de diagnostic de hautes performances qui nous permettent de suivre avec précision les différents paramètres du plasma ; nous avons mis au point plus récemment des méthodes sélectives de perturbation pour mettre en évidence et pour mesurer, soit les effets d'une élévation de température du gaz d'électrons, soit l'influence d'une perturbation optique par un faisceau laser dans le visible ou dans l'infrarouge (photoexcitation, photoionisation). Bien que simples dans leurs principes, ces méthodes sont, comme nous allons le voir, d'une réalisation parfois délicate.

Dans les conditions expérimentales que nous avons choisies ici, les deux types d'ions majoritaires que l'on rencontre dans une post-décharge d'hélium ultra pur, sont l'ion atomique  $\text{He}^+$  à basse pression et l'ion diatomique  $\text{He}_2^+$  au-dessus de quelques torrs.

Dans une post-décharge d'hélium à une température électronique voisine de la température ordinaire (300°K environ) et à une densité électronique inférieure à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , le nombre d'évènements de recombinaison est, à très peu de choses près, égal au nombre de photons émis, sur les transitions aboutissant au niveau 2 (cf § III.3.2.) : par  $\text{cm}^2$  et par seconde

$$\alpha n_e^2 = \sum_{p=3}^{\infty} \mathcal{N}(p,2) \quad \text{V.1}$$

Cette série converge très vite, et en fait, il suffit de se limiter au terme  $p = 7$ . Donc :

$$\alpha n_e^2 = \sum_{p=3}^7 \mathcal{N}(p,2) \quad \text{V.2.}$$

Nous disposons ainsi d'une méthode de mesure directe du coefficient de recombinaison. Elle nécessite la mesure absolue des intensités des raies émises sur les transitions  $p \rightarrow 2$  et de la densité électronique. Le coefficient ayant une dépendance importante vis-à-vis de la température électronique, il est donc primordial de la connaître avec une précision suffisante. Malheureusement, à basse pression, sa mesure par radiométrie ou par l'intermédiaire de la mesure de la fréquence de collision effective devient difficile et très imprécise. Mais nous verrons qu'à 2 torrs et dans nos conditions expérimentales particulières, la température est déduite commodément de la mesure de la densité électronique.

Par ailleurs, l'emploi de méthodes de perturbation du plasma nous donne des renseignements précieux sur les processus de recombinaison. Nous avons utilisé la méthode désormais classique de perturbation sélective de la température électronique par une onde hyperfréquence ( $\nu = 9,2 \text{ GHz}$ ) dite de chauffage (Goldstein et col., 1953), ainsi que la méthode nouvelle de perturbation de la population des niveaux très fortement excités par le rayonnement infrarouge ( $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ) émis par un laser à  $\text{CO}_2$  (voir § III.5).

Tout l'ensemble expérimental permettant les mesures de densités électroniques et d'intensités lumineuses, ainsi que les perturbations hyperfréquences et IR, fonctionne simultanément sans opérations de démontage et de re-

montage qui nuiraient à la stabilité du système et des étalonnages. De plus, puisque la pureté des gaz joue un rôle primordial dans les plasmas d'hélium, il faut utiliser les techniques de pompage ultravide et de purification des gaz.

## V.2. CREATION DU PLASMA

Le plasma est créé dans un tube cylindrique (longueur : 50 cm) dont la partie centrale est en quartz (longueur:30cm,  $\phi_{\text{int}}$  : 0,8 cm,  $\phi_{\text{ext}}$  : 1 cm) et dont les extrémités, fournies par la Société Vérelec, sont constituées d'une chaîne quartz-pyrex- kovar-inox-titane terminée par un hublot en germanium ( $\phi$  : 20 mm) perpendiculaire à l'axe du tube (voir figure V.1). Le plasma est créé par une impulsion de haute tension appliquée à deux électrodes placées hors de l'axe du tube, à chacune de ses extrémités.

La partie centrale du tube est soumise sur une longueur de 25 cm aux interactions hyperfréquences : elle est placée dans un guide d'ondes en bande X de dimensions standard (10,16 x 22,86 mm) terminé à chacune de ses extrémités par un coude à 90° muni d'un trou ( $\phi$  : 10,1 mm) permettant le passage du tube. Le grand côté du guide est muni en son centre d'une fente de 83 mm de long et 2 mm de large : elle permet l'observation optique du plasma de l'ultraviolet au proche infrarouge. Les faces intérieures du guide sont noircies de façon à supprimer la lumière réfléchie. Nous avons vérifié que ni la fente ni cette peinture ne perturbaient la propagation des ondes hyperfréquences.

Les hublots de germanium placés à chacune des extrémités du tube permettent de faire traverser le plasma selon son axe par le faisceau d'un laser à CO<sub>2</sub> dont on peut mesurer la puissance et la distribution spatiale après traversée du plasma.

Le plasma est créé par des impulsions de 1 kV et 200 mA à la fréquence de répétition de 200 Hz environ. Afin d'augmenter la stabilité de la post-décharge, la durée de l'impulsion de courant, qui commence toujours quelques microsecondes après le début de l'impulsion de tension, est stabilisée à 50  $\mu$ s, et la valeur de la tension appliquée est également stabilisée. En dehors des impulsions de création du plasma, la tension appliquée aux électrodes est maintenue à une valeur suffisamment faible pour éviter une élévation de la température électronique due au champ électrique continu.

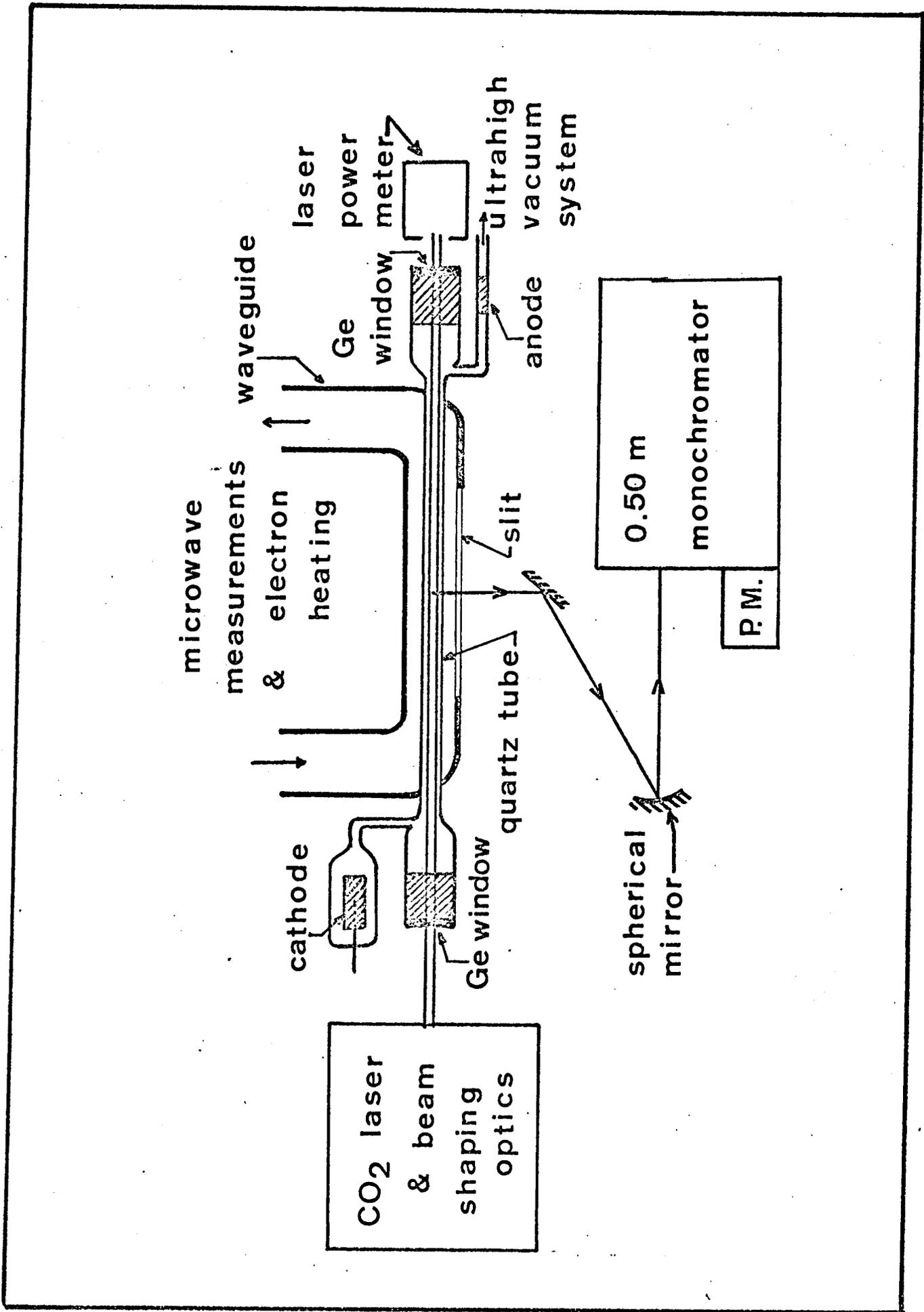


Figure V.1. - Schéma global du dispositif expérimental.

### V.3. PURETE DES GAZ

Le tube à décharge fait partie d'un système de pompage ultravide. Le taux de pureté du gaz, fourni par l'Air Liquide, est de 99,9995%. Avant d'être admis dans le tube à décharge, ce gaz est encore purifié pendant 48 h. par cathorèse (Sol, 1972). De plus, l'enceinte en contact avec le plasma est munie d'une pompe "getter" S.A.E.S. destinée à absorber les impuretés dégazées par les parois ou les électrodes. L'ensemble est étuvé pendant 24 h. à 200° C; cette température, relativement modeste, est imposée par l'emploi des hublots de germanium nécessaires à l'étude de la perturbation infrarouge. Après étuvage, le taux de remontée de la pression ne dépasse pas quelques  $10^{-11}$  torr.litre.s<sup>-1</sup>. Notre système de diagnostic optique nous a permis de contrôler la pureté du gaz : la figure V.2 montre un spectre de la post-décharge enregistré de 2500 Å à 7300 Å. La seule impureté détectée est l'hydrogène dont les raies H<sub>α</sub> et H<sub>β</sub> sont à tout instant de la post-décharge environ 200 fois moins intense que la raie de l'hélium atomique correspondant à la transition  $3^3D \rightarrow 2^3P$ . Les bandes moléculaires de l'hélium sont également très faibles, comparées aux transitions atomiques ; l'hélium atomique neutre ou une fois ionisé, constitue donc de très loin l'espèce dominante. Par contre, nous n'observons aucune trace de néon, ce qui n'est pas le cas lorsque la cathorèse est insuffisante. La preuve que le taux d'impuretés dégazées par les parois est très faible bien que le système ne soit étuvé qu'à 200 °C, nous est donnée par la stabilité de la post-décharge : après une quinzaine de jours d'expériences effectuées sur le même gaz, on n'observe aucune modification notable de la densité électronique, des intensités lumineuses des raies émises par le plasma et de leurs dépendances temporelles.

La présence de traces d'hydrogène est due au fait que nous avons dû limiter à 200° C la température d'étuvage ; en effet, dans des conditions expérimentales identiques, avec des fenêtres opaques à l'infrarouge, mais étuvées à 400° C, nous avons constaté la disparition totale des raies de l'hydrogène. Nous avons ainsi pu vérifier que toutes les autres données expérimentales (évolution de la densité électronique, intensité lumineuse) étaient absolument inchangées, ce qui montre bien le rôle prépondérant dans notre système des phénomènes liés à l'hélium atomique,

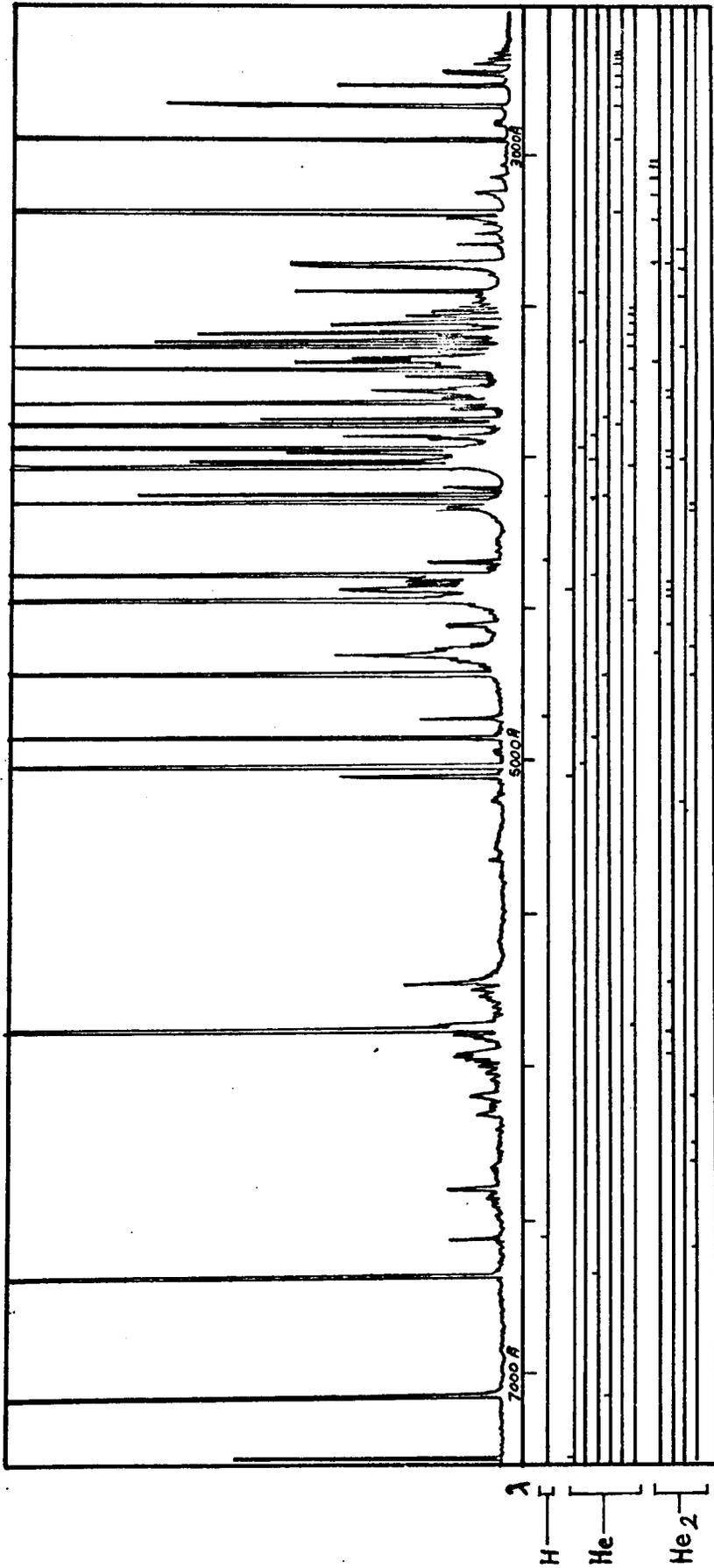
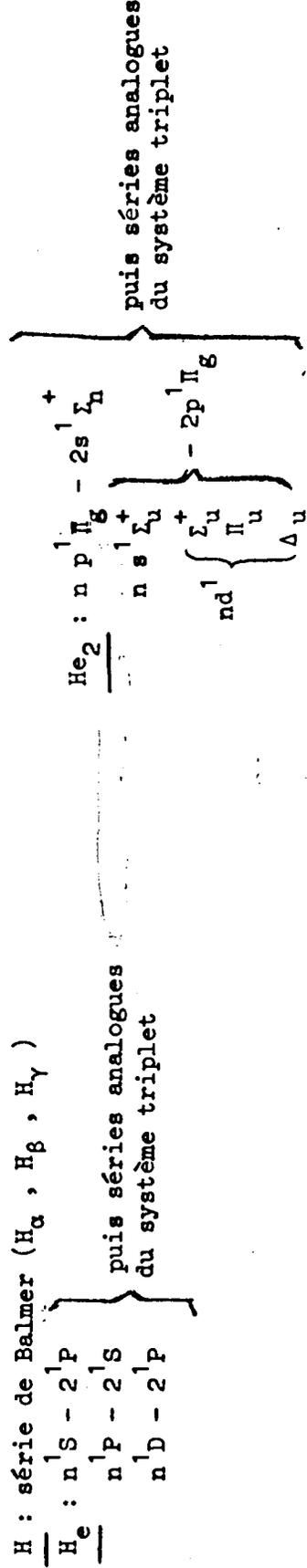


Figure V.2b - Même spectre qu'à la figure V.2a, mais avec une sensibilité de détection environ 20 fois plus grande. Le diagramme permet de repérer les raies ou bandes importantes des spectres de H, He et He<sub>2</sub>. Les séries signalées sur ce diagramme sont, de haut en bas :



## V.4. SYSTEME HYPERFREQUENCE

### V.4.1. Description générale

Ce système de diagnostic a été mis au point au Groupe d'Electronique dans les Gaz. Il a déjà été décrit en détail ailleurs (Boulmer, 1969 ; Delpech, Gauthier, 1972). Nous n'en donnerons donc que les caractéristiques principales. Son schéma est donné sur la figure V.3.

Le guide d'ondes contenant le plasma fait partie d'un interféromètre hyperfréquence fonctionnant à 8770 MHz avec des puissances de l'ordre du microwatt. Il permet de mesurer des densités électroniques comprises entre  $10^7$  et  $10^{12}$   $\text{cm}^{-3}$ . Un magnétron fonctionnant en régime continu ou pulsé à 9200 MHz à des puissances réglables de 0 à 1 W, permet d'échauffer sélectivement le gaz d'électrons du plasma sans perturber la mesure de la densité électronique.

### V.4.2. Mesure de la densité électronique

La mesure, à la fréquence  $\omega/2\pi$  des parties réelle  $\epsilon'$  et imaginaire  $\epsilon''$  de la constante diélectrique relative d'un plasma homogène conduit à la densité électronique  $n_e$  et à la fréquence de collision effective électrons-particules lourdes  $\nu$ . En l'absence de champ magnétique :

$$n_e = \frac{\epsilon_0 m}{e^2} \omega^2 \left(1 - \frac{\nu^2}{\omega^2}\right) (1 - \epsilon') \quad \text{V.3}$$

$$\nu = \omega \frac{\epsilon''}{1 - \epsilon'} \quad \text{V.4}$$

La solution exacte du problème d'un plasma non uniforme contenu dans un tube de verre cylindrique placé dans un guide d'ondes rectangulaire ne peut être généralement obtenue que par un calcul numérique compliqué. C'est pourquoi on utilise généralement une méthode de calcul variationnel ou perturbatif.

Dans un guide d'ondes, les champs électriques  $E_0$  à  $z = 0$  et  $E(z)$ , sont reliés par :

$$E(z) = E(0) E^{-\gamma z} \quad \text{V.5}$$

où  $\gamma$  est la constante de propagation le long du guide. La constante de propagation libre, est :

$$\gamma_0 = j \beta_0 \quad \text{V.6}$$

Dans le guide d'ondes contenant le tube de verre vide, elle est :

$$\gamma_v = \alpha_v + j \beta_v \quad \text{V.7}$$

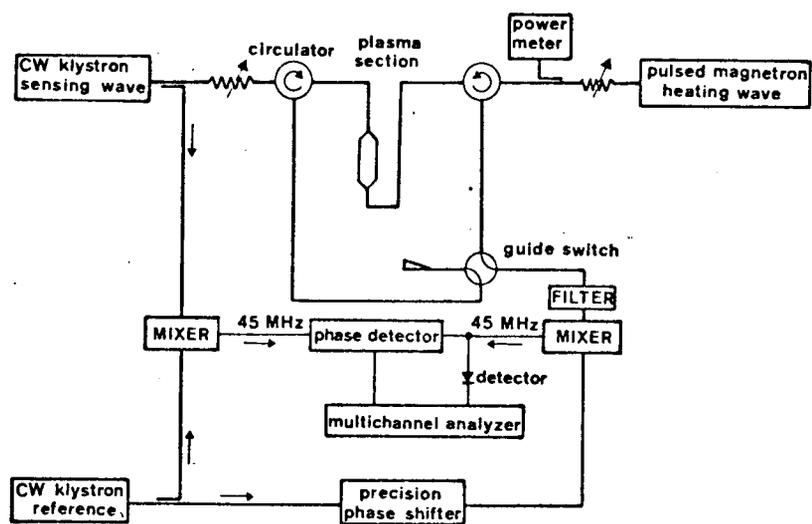


Figure V.3. - Schéma de l'interféromètre hyperfréquence permettant la mesure de la densité électronique et, indépendamment, la perturbation de la température électronique du plasma par une onde hyperfréquence de chauffage.

et lorsque le plasma est présent dans le tube :

$$\gamma = \gamma_v + \Delta\gamma = (\alpha_v + \Delta\alpha) + j(\beta_v + \Delta\beta)$$

La variation complexe de la constante de propagation en présence du plasma est la quantité réellement mesurée expérimentalement. Le problème consiste à relier ses parties réelle  $\Delta\alpha$  et imaginaire  $\Delta\beta$  à la constante diélectrique relative du plasma. Dans notre situation expérimentale, le plasma atténue peu ( $\nu^2 \ll \omega^2$ ) et la fréquence de l'onde hyperfréquence est bien plus grande que la fréquence plasma ( $n_e \leq 3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). Il est donc raisonnable d'admettre que le plasma ne perturbe pas les lignes de champ électrique de façon significative. On montre qu'alors (Harrington, 1961) :

$$\gamma^2 - \gamma_v^2 = \beta_0^2 \frac{\iint_{\Sigma} (1-\epsilon) E^2 d\sigma}{\iint_{\Sigma} (\vec{z} \wedge \vec{E})^2 d\sigma} \quad \text{V.8}$$

où  $\vec{z}$  est le vecteur unité selon l'axe de propagation  $z$  et où les intégrations se font sur la section  $\Sigma$  du guide avec un élément de surface  $d\sigma$ .

En fait, le plasma n'est pas uniforme sur la section du guide et nous mesurons la moyenne spatiale pondérée par le champ électrique  $E$

$$\langle 1-\epsilon \rangle_E = \frac{\iint_{\text{guide}} (1-\epsilon) E^2 d\sigma}{\iint_{\text{plasma}} E^2 d\sigma} \quad \text{V.9}$$

L'équation V.8, s'écrit donc :

$$\gamma^2 - \gamma_v^2 = \beta_0^2 \langle 1-\epsilon \rangle_E \frac{\iint_{\text{plasma}} E^2 d\sigma}{\iint_{\Sigma} (\vec{z} \wedge \vec{E})^2 d\sigma} \quad \text{V.10}$$

Il faut donc évaluer le facteur  $G$  :

$$G = \frac{\iint_{\text{plasma}} E^2 d\sigma}{\iint_{\Sigma} (\vec{z} \wedge \vec{E})^2 d\sigma} \quad \text{V.11}$$

Le champ électrique qui figure dans ces équations est très peu perturbé par le plasma, mais l'est considérablement par le tube de verre dont la constante diélectrique relative est voisine de 4. L'effet sur le coefficient  $G$

peut donc être important.

Dans la plupart des cas,  $\alpha_V^2 \ll \beta_V^2$  et compte tenu de nos hypothèses initiales de diagnostic haute fréquence ( $\omega^2 \gg \omega_p^2$ ) et de plasma à faibles pertes ( $\gamma^2 \ll \omega^2$ ), on peut écrire :

$$\langle 1 - \epsilon' \rangle_E = - \frac{2\beta_V \Delta \beta}{\beta_0^2 G}$$

V.12

$$\frac{\langle \epsilon'' \rangle_E}{\langle 1 - \epsilon' \rangle_E} = - \frac{\Delta \alpha}{\Delta \beta}$$

La mesure de la fréquence de collision effective  $\gamma$  n'est pas affectée par le coefficient G, mais celle de  $n_e$  en dépend directement et si on veut une mesure absolue précise de  $n_e$ , il est nécessaire de l'évaluer soigneusement.

Le calcul de G est difficile car il faut tenir compte de la perturbation importante des lignes de champ et du module du champ électrique par le tube de verre, et le problème ne présente pas de symétrie simple.

La densité électronique intervenant au carré dans le calcul du coefficient de recombinaison  $\alpha$  (équation V.2), il est important de disposer d'une mesure très précise de  $n_e$ .

#### V.4.3. Etalonnage du système hyperfréquence

Devant la difficulté d'un calcul précis du rapport G, nous avons préféré recourir à un étalonnage de l'interféromètre.

Pour cela, un tube de quartz identique à celui devant contenir le plasma a été placé dans le guide d'ondes et rempli sous une pression d'une atmosphère de gaz dont les constantes diélectriques relatives sont bien connues et très voisines de l'unité de façon à ne pas perturber le champ électrique plus que le plasma lui-même. Ces gaz sont les suivants (Harvey, 1963) :

$$\text{CO}_2 : \epsilon - 1 = 0,988 \cdot 10^{-3}$$

$$\text{N}_2 : \epsilon - 1 = 0,587 \cdot 10^{-3}$$

$$\text{He} : \epsilon - 1 = 0,0705 \cdot 10^{-3}$$

ces valeurs étant pour 760 torr et 0° C.

Notre étalonnage donne :

$$G = 0,38 \pm 0,01$$

V.13

Il reste à calculer la moyenne spatiale  $\langle 1 - \varepsilon' \rangle$  en fonction de  $\langle 1 - \varepsilon' \rangle_E$ . Ce calcul nécessite la connaissance de la distribution spatiale de la densité électronique, donc de  $(1 - \varepsilon')$ . Lorsque celle-ci est uniforme, on a tout simplement :

$$\langle 1 - \varepsilon' \rangle = \langle 1 - \varepsilon' \rangle_E \quad \text{V.14}$$

Nous verrons qu'en fait, dans notre cas, elle est donnée par :

$$n_e(r) = n_e(0) J_0\left(\frac{2,405r}{R}\right) \quad \text{V.15}$$

où R est le rayon intérieur du tube de verre. Il faut aussi connaître la distribution spatiale du champ électrique pour calculer l'équation V.9. Mais dans notre cas, où le diamètre intérieur du tube est petit devant la grande dimension b du guide d'ondes, on ne commet qu'une erreur très faible en supposant que le champ électrique a une distribution sinusoïdale suivant le grand côté du guide, de la forme :

$$E(x) = E(x=0) \cos \frac{\pi x}{b} \quad \text{V.16}$$

On obtient ainsi :

$$\langle 1 - \varepsilon' \rangle = \langle 1 - \varepsilon' \rangle_E \times 1,03 \quad \text{V.17}$$

et la valeur au centre du tube de  $(1 - \varepsilon')$  est donnée par :

$$(1 - \varepsilon')_{r=0} = 2,385 \langle 1 - \varepsilon' \rangle_E \quad \text{V.18}$$

#### V.5. PERTURBATION HYPERFREQUENCE DU PLASMA

Le chauffage sélectif du gaz d'électrons d'un plasma par un champ électromagnétique hyperfréquence est une technique très puissante qui a été souvent appliquée depuis qu'elle a été introduite par L. Goldstein et ses collaborateurs (1953). Elle permet un contrôle précis de la température électronique, ainsi que de faire varier à volonté les paramètres du plasma qui en dépendent.

La partie imaginaire de la constante diélectrique du plasma correspond à son absorption. Par conséquent, une fraction de l'énergie d'une onde hyper-

fréquence de fréquence  $\omega_H/2\pi$  traversant le plasma est dissipée dans le gaz d'électrons libres et augmente sa température. Supposant que la conductivité thermique est assez grande pour assurer l'homogénéité de la température, que  $\nu^2/\omega_H^2 \ll 1$  et que les phénomènes de refroidissement par diffusion (Boulmer, Sol, Gauthier, 1972) sont négligeables, un champ électromagnétique de valeur efficace moyennée sur le volume du plasma  $E_{pl}$  augmente la température électronique de :

$$\Delta T_e = \frac{M}{6k} \left( \frac{e}{m \omega_H} \right)^2 E_{pl}^2 \quad \text{V.19}$$

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, il n'est pas facile de connaître la valeur réelle du champ électrique hyperfréquence à l'intérieur du plasma. En effet, celui-ci dépend des dimensions géométriques et de la constante diélectrique  $\epsilon_V$  du tube dans lequel est créé le plasma. Nous avons constaté que ne pas tenir compte de ce tube conduit à des erreurs d'environ un facteur deux.

Nous avons fait un calcul approché du champ électrique en nous plaçant dans l'hypothèse quasi-statique (fréquence nulle) et en négligeant la déformation des lignes de champ par le tube dont les diamètres intérieur et extérieur ( $2R$  et  $2R'$ ) sont supposés petits devant les dimensions du guide d'ondes. Nous avons obtenu ainsi l'élévation de température électronique  $\Delta T_e$  en fonction de la puissance, facilement mesurable, de l'onde hyperfréquence de chauffage,  $P_H$ , sous la forme (Sol, 1972) :

$$\Delta T_e = K \cdot P_H \quad \text{V.20}$$

où  $K$  est donné par :

$$K = \frac{M}{6k} \left( \frac{e}{m \omega_H} \right)^2 \frac{240}{R^2} \frac{\lambda}{\lambda_0} g(R) D^2$$

avec :

$$g(R) = \frac{\pi R^2}{ab} \left( 1 + \frac{b}{\pi R} J_1 \left( \frac{2\pi R}{b} \right) \right)$$

$$D = 4 \left[ \left( 1 + \epsilon_V \right) \left( 1 + \frac{1}{\epsilon_V} \right) + \frac{R^2}{R'^2} \left( 1 - \epsilon_V \right) \left( 1 - \frac{1}{\epsilon_V} \right) \right]^{-1}$$

$\lambda$  et  $\lambda_0$  sont les longueurs d'ondes dans un guide vide et dans le vide ;  
a et b sont les dimensions du petit et du grand côté du guide.

Par la suite, nous avons pu lever l'incertitude liée au calcul approché de K et en vérifiant expérimentalement la valeur, soit par radiométrie, soit par la mesure de la fréquence de collision, dans différents gaz rares et dans des conditions géométriques et pour des densités et des températures de neutres et d'électrons très variées. Dans tous les cas où la formule V.19 était valable, notre calcul du coefficient K s'est révélé en excellent accord avec ces mesures (Sol, Boulmer, Delpech, 1973).

Dans les expériences que nous décrivons ici, la valeur de K, est :

$$K = 4,48^\circ \text{K/mW.} \quad (\text{V.21})$$

## V.6. SYSTEME OPTIQUE

### V.6.1. Description générale

La lumière émise par le plasma est observée à travers la fente pratiquée dans le guide d'ondes (fig.V.1). L'image de cette fente est formée par l'intermédiaire d'un miroir plan qui peut pivoter pour observer d'autres sources lumineuses (lampe spectrale ou lampe à ruban de tungstène) et d'un miroir sphérique concave ( $F = 20 \text{ cm}$ ) sur la fente d'entrée d'un monochromateur Jarrel-Ash de 0,5 m. Celui-ci est équipé d'un réseau holographique Jobin-Yvon de 1180 traits/mm dont le taux de lumière diffusée est suffisamment bas pour que l'emploi de filtres passe-bande soit rarement utile, même dans la proche UV. Pour l'étude du spectre atomique, une résolution de quelques Å est suffisante et les fentes étaient généralement ouvertes de 0,4 mm, ce qui simplifie les problèmes d'alignement. A la sortie du monochromateur, la lumière est envoyée par l'intermédiaire d'un miroir concave et d'une lentille de quartz sur la photocathode d'un photomultiplicateur RCA type C31034. Ce dernier a été choisi pour sa très large bande passante : son efficacité quantique est supérieure à 10% de 2300 Å à 8200 Å, couvrant ainsi tout le domaine des longueurs

d'ondes qui nous intéressent. Afin d'en réduire le courant d'obscurité, le photomultiplicateur est refroidi par un courant d'azote gazeux provenant d'une bouteille d'azote liquide et dont le débit est asservi électroniquement de façon à maintenir une température d'environ  $-40^{\circ}\text{C}$  stable à moins d'un degré près. Le signal du photomultiplicateur est analysé par "comptage de photons". Après suppression par discrimination des impulsions parasites d'amplitudes trop faibles, le comptage d'obscurité est d'environ  $50\text{ s}^{-1}$ . La linéarité mesurée de l'ensemble optoélectronique est meilleure que 3% si le taux de comptage ne dépasse pas  $5 \cdot 10^5\text{ s}^{-1}$ , ce qui, dans nos expériences, correspond à une intensité lumineuse déjà très importante. La lumière émise par le plasma pendant la décharge et le tout début de la post-décharge est assez intense pour endommager le photomultiplicateur, ou tout au moins perturber les mesures des faibles intensités de la fin de la post-décharge : les deux premières dynodes du photomultiplicateur sont donc mises au potentiel de la photocathode pendant les 50 à 100  $\mu\text{s}$  de cette période de façon à réduire la sensibilité du tube.

#### 5.6.2. Etalonnage du système optoélectronique

Pour mesurer les intensités absolues des raies émises par le plasma, il faut procéder à l'étalonnage du système optoélectronique en fonction de la longueur d'onde. Cet étalonnage donne en fait le rendement du système, c'est-à-dire le rapport du nombre de photons détectés par seconde par l'ensemble miroir-spectromètre-photomultiplicateur-chaîne de comptage, au nombre réel de photons émis par la source par seconde et dans l'angle solide défini par l'optique.

Nous avons choisi comme source lumineuse de référence une lampe à ruban de tungstène Philips 805 de haute stabilité. Alimentée sous un courant continu de 16 A, cette lampe rayonne à une température d'environ  $2800\text{ }^{\circ}\text{K}$  et peut être utilisée dans le visible et le proche ultraviolet jusqu'à  $3\ 000\text{ \AA}$ . Son rayonnement dépend très fortement du courant d'alimentation : celui-ci est fourni par une alimentation stabilisée et mesuré à mieux que  $10^{-4}$  près à l'aide d'une résistance de constantan de  $0,046193\ \Omega$  et d'un voltmètre de précision.

La source, munie de son système d'alimentation et de mesure du courant a été étalonnée par MM. Fastie et Fieffé-Prévost au Bureau National de Métrologie. Ils donnent l'émission lumineuse en  $\mu\text{W}$  par stéradian, par nm et par  $\text{m}^2$  à différentes longueurs d'ondes comprises entre  $3500\text{ \AA}$  et  $7000\text{ \AA}$  d'une petite surface au centre du ruban ( $0,4 \times 0,63\text{ mm}$ ) pour deux courants différents : 10 A et 16 A. La précision de l'étalonnage est évaluée à 1% sur

l'ensemble des longueurs d'onde et son exactitude à 5%. Il est possible d'obtenir une très bonne extrapolation de cet étalonnage de quelques centaines d'angströms de part et d'autre de l'étalonnage fourni en tenant compte de la dépendance vis-à-vis de la longueur d'onde et de la température de l'émissivité du tungstène (De Vos) et de la transmission de la fenêtre de la lampe. Ainsi l'étalonnage de la lampe a pu être étendu jusqu'à 3000 Å.

Cette lampe a été ensuite montée à côté du tube à décharge à la même distance que celui-ci du système optique. Pour faire l'étalonnage du système optique, il faut définir et connaître avec précision la surface d'émission  $s$  du ruban de tungstène, l'angle solide  $\Omega$  d'émission et la bande passante  $\Delta\lambda$  du monochromateur.

La surface de la lampe est définie par un diaphragme circulaire soigneusement centré devant le centre du ruban de la lampe. Son diamètre a été mesuré en le plaçant dans le faisceau d'un laser hélium-néon et en observant les anneaux de diffraction. On trouve ainsi la surface d'émission :

$$s = 6,25 (\pm 0,09) \times 10^{-4} \text{ cm}^2. \quad \text{V.22}$$

L'angle solide d'émission  $\Omega$  de la lampe est défini par un diaphragme de diamètre 11,02 ( $\pm 0,02$ ) mm placé dans le plan image du réseau formé par le miroir concave du monochromateur et celui qui se trouve devant sa fente d'entrée. Ce plan image se trouve juste en avant du miroir plan tournant et sa position par rapport au filament peut être mesurée avec une précision de 0,3%. L'angle solide ainsi défini est donc mesuré à mieux que 0,5 % :

$$\Omega = 3,424 \times 10^{-5} \text{ stéradian.} \quad \text{V.23}$$

La bande passante  $\Delta\lambda$  du monochromateur a été mesurée pour des longueurs de fentes de 200  $\mu\text{m}$ , utilisées pour l'étalonnage, en observant les raies spectrales d'une lampe à mercure dont les largeurs sont bien plus faibles que la résolution de notre monochromateur. Dans toute la gamme de longueurs d'ondes utilisées, nous avons mesuré :

$$\Delta\lambda = 3,28 \pm 0,08 \text{ Å.} \quad \text{V.24}$$

Dans ces conditions, la lumière émise par la lampe étalon avec un courant de 10 A est assez intense pour faire un étalonnage précis entre 4500 et 7000 Å. En-dessous de 4500 Å, il faut l'utiliser avec un courant de 16 A. En alimentant notre lampe étalon sous deux courants différents et en employant des

diaphragmes, nous éliminons l'emploi d'atténuateurs, ce qui compliquerait l'étalonnage et en réduirait la précision puisqu'il faut les étalonner eux-mêmes à toutes les longueurs d'ondes. La lampe à ruban de tungstène étant une source étendue et incohérente, les phénomènes de diffraction sont négligeables dans nos conditions expérimentales.

Le résultat de l'étalonnage est représenté sur la figure V.4 sous la forme du rendement (en %) du système opto-électronique. On constate qu'il atteint un maximum de 1,7% vers 3500 Å et descend à 0,4% à 7300 Å. Les erreurs tenant compte des erreurs de mesures de  $s$ ,  $\Omega$  et  $\Delta\lambda$  et du courant de la lampe, des erreurs statistiques de comptage et de l'erreur sur l'étalonnage de la lampe, sont de 3,5% de 7300 à 3200 Å et augmentent jusqu'à 15% à 3000 Å. A ces erreurs, il faut ajouter une erreur systématique de 5% due à l'inexactitude de l'étalonnage de la lampe.

Nous avons également mesuré l'angle solide  $\Omega'$  sous lequel notre système optique voit le plasma. Pour cela, il suffit d'enlever le diaphragme placé dans le plan image du réseau et de comparer le signal obtenu au signal précédent. Nous avons trouvé, quelle que soit la longueur d'onde :

$$\Omega' = 1,02 \left( \pm 0,04 \right) \times 10^{-4} \text{ stéradians.} \quad \text{V.25}$$

Enfin, nous avons étalonné un filtre H325a destiné à ne laisser passer que la lumière ultra-violette lors de mesures de raies ultra-violettes de très faibles intensités afin d'éliminer la lumière parasite éventuelle provenant du visible ou du proche I.R. La courbe d'étalonnage obtenue est donnée sur la figure V.5 avec ses barres d'erreurs.

Ces étalonnages terminés, il reste à connaître le volume de plasma observé par le système optique pour obtenir le nombre de photons émis par le plasma par unité de volume et par unité de temps. Les raies observées n'étant généralement élargies que par effet Doppler, la largeur d'ouverture des fentes du monochromateur ne détermine que le volume du plasma observé. Nous avons utilisé des largeurs de fentes de 0,4 mm avec une hauteur de 2 cm. Le grandissement de l'optique étant d'environ 1/10, le volume de plasma observé est uniquement défini par les dimensions de la fente pratiquée dans le guide d'ondes et le diamètre intérieur du tube contenant le plasma. Toutefois, la sensibilité du système n'est pas absolument constante en fonction de la hauteur. Nous avons donc défini une hauteur "effective" de plasma observé qui est légèrement inférieure à la hauteur de la fente du guide. Dans nos expériences, le volume "effectif" de plasma observé, est :

$$V = 1,33 \pm 0,06 \text{ cm}^3. \quad \text{V.26}$$

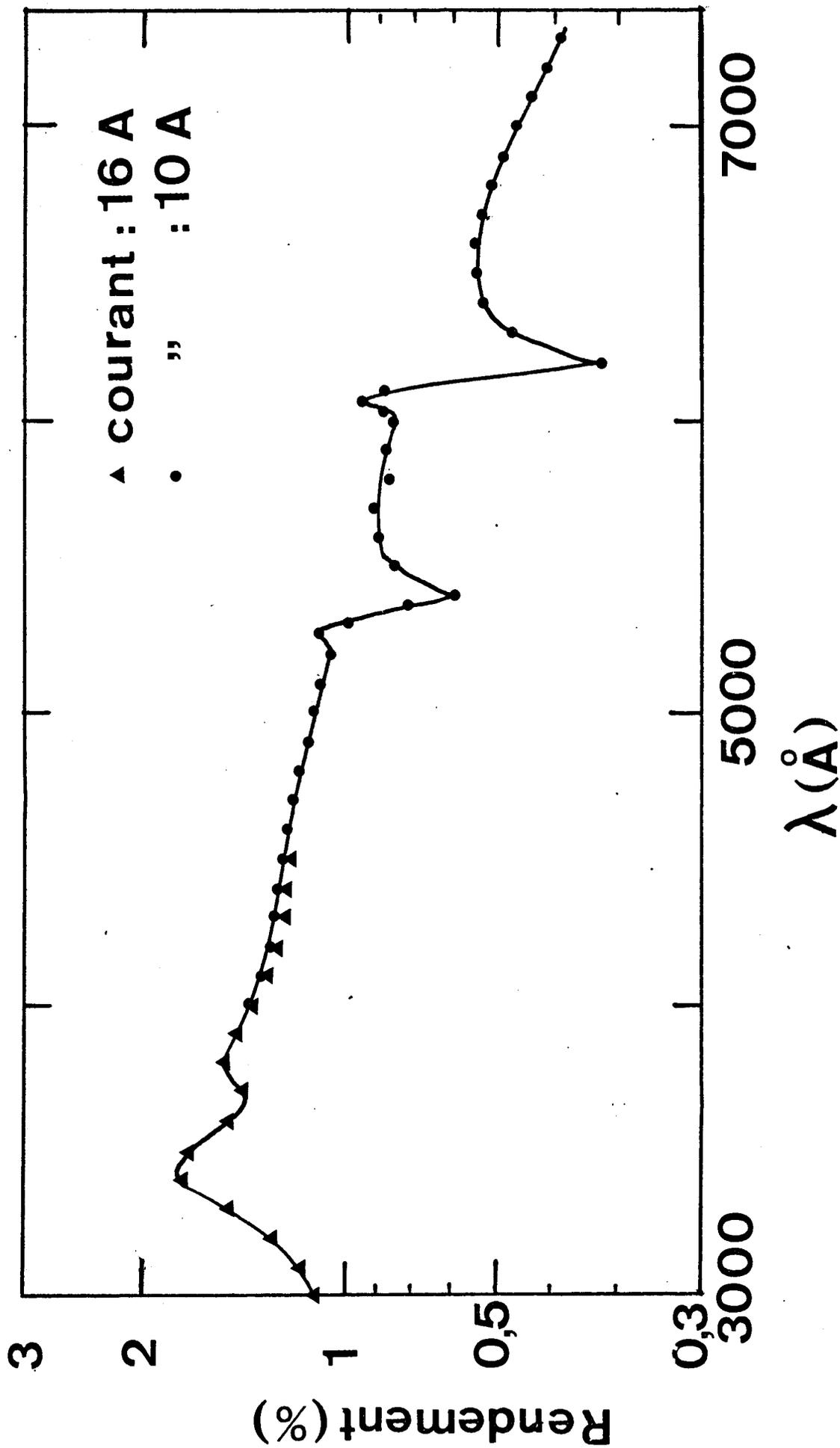
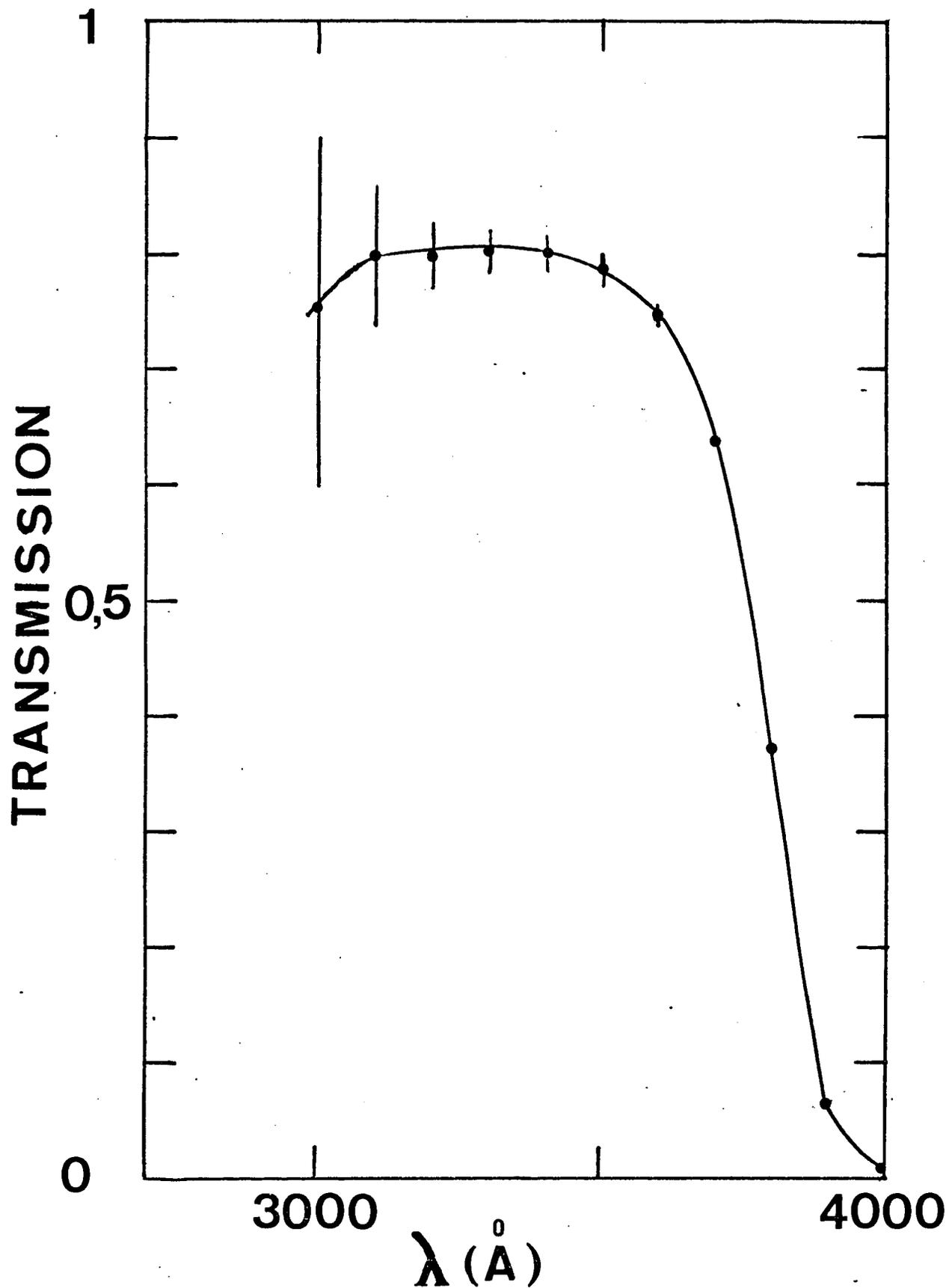


Figure V.4.- Résultat de l'étalonnage du rendement du système optoélectronique. La lampe à ruban de tungstène est alimentée par un courant de 10 A ou de 16 A.

Figure V.5.-Etalonnage de la transmission d'un filtre H 325.a permettant d'éliminer la lumière émise dans le visible et l'infrarouge.



Nous avons vérifié qu'un étalonnage complet de l'ensemble, n'était pas indispensable chaque fois que l'on fait une expérience ou que l'on modifie légèrement le dispositif expérimental. Il suffit, en fait, de le remesurer pour quelques longueurs d'ondes seulement.

#### V.7. PERTURBATION INFRAROUGE DU PLASMA

Le laser à  $\text{CO}_2$  a été construit au Groupe d'Electronique dans les Gaz, par M. J-P. Moy, dans le cadre d'expériences préliminaires, et a été ensuite adapté pour répondre aux exigences imposées par le type particulier des expériences auxquelles nous voulions l'employer.

Pour obtenir commodément des densités de puissances supérieures au  $\text{kW/cm}^2$ , il nous fallait un laser pulsé. Mais pour avoir un rapport signal/bruit de la mesure de la perturbation IR suffisant, sans pour autant allonger exagérément la durée d'une expérience, il fallait que l'impulsion laser dure au moins  $100\mu\text{s}$  et que la cadence de répétition soit d'une centaine de Hertz. Enfin, le laser devait être aussi stable que possible, en puissance et en longueur d'onde, et son faisceau assez peu divergent pour pouvoir définir facilement le volume de plasma perturbé et la distribution spatiale de la densité de puissance.

Aucun type de laser couramment utilisé ne pouvait nous convenir : Un laser continu de puissance suffisante aurait eu des dimensions largement plus importantes que ce que pouvait supporter le laboratoire ; un laser à décharge continue et à "Q-switch" donne des impulsions assez puissantes à une cadence assez rapide, mais trop brèves ( $\simeq 1\mu\text{s}$ ) ; un laser T.E.A. donne des impulsions de forte puissance et éventuellement assez longues, mais à une cadence trop faible ( $\simeq 1\text{ Hz}$ ).

Finalement, nous avons opté pour une solution intermédiaire : un laser de type continu mais dont l'alimentation haute tension est pulsée. Son schéma est donné sur la figure V.6. Il est en fait constitué de deux tubes symétriques alimentés par la même alimentation de 15 kV pulsée par un thyatron. Ce procédé permet d'éviter d'avoir à utiliser un doubleur de tension dont le fonctionnement dépend des caractéristiques de la décharge. Le tube laser est en pyrex et les trois électrodes (deux anodes et une cathode centrale) sont en fait des raccords pyrex-kovar-pyrex. A chacune de ses extrémités, le tube est fermé par une fenêtre de KCl à l'angle de Brewster. La cavité du laser est fermée par un miroir sphérique concave doré de 2 m de rayon et par une fenêtre en germanium non traitée servant de miroir de sortie. La longueur de la cavité

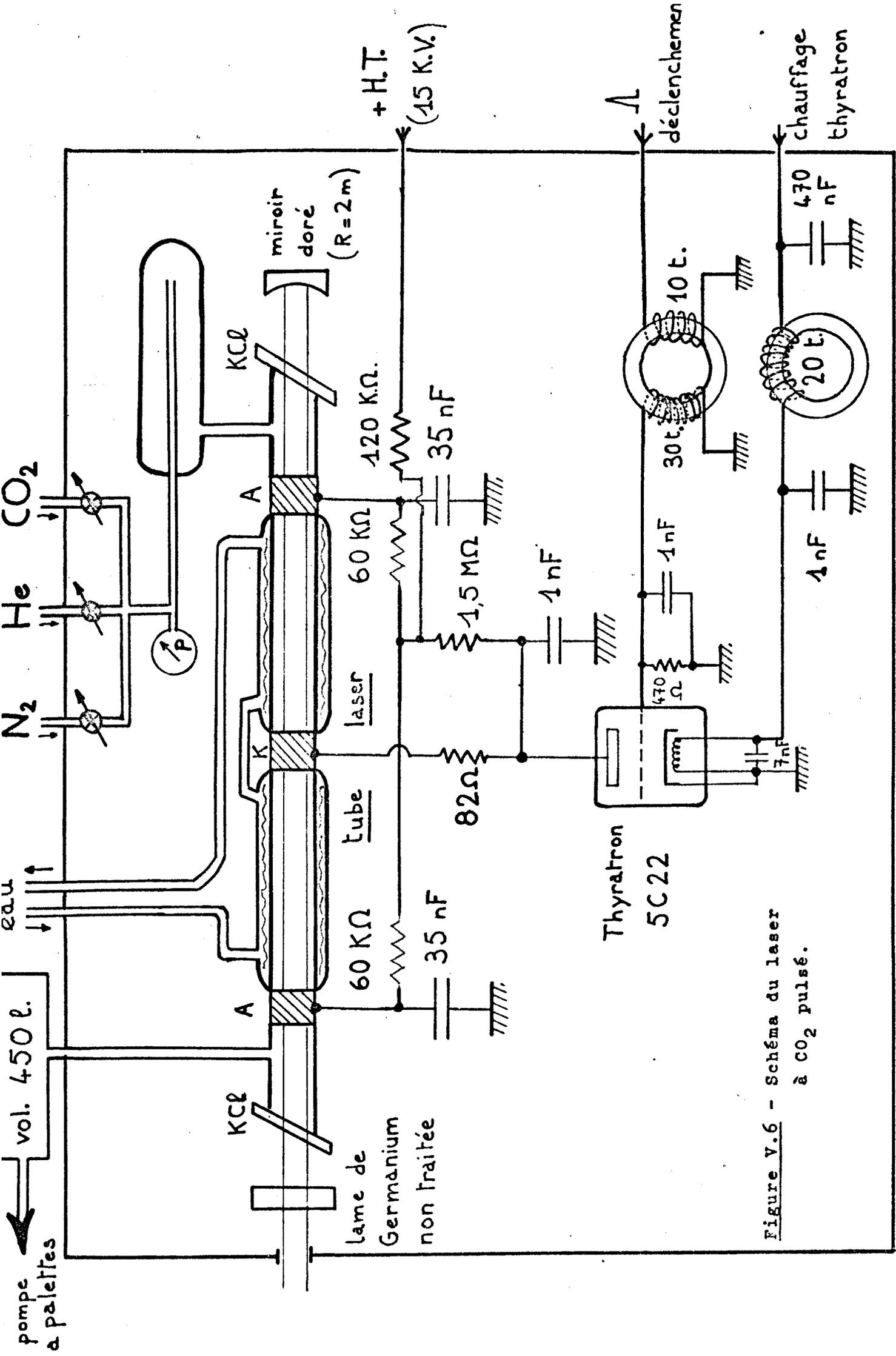


Figure V.6 - Schéma du laser à CO<sub>2</sub> pulsé.

est de 1,5 m et celle de la décharge de 1,2 m.

Pour éviter l'échauffement du gaz, ce qui diminue le rendement du laser, surtout à des cadences élevées, l'ensemble fonctionne en pompage dynamique, les parois en verre du tube sont refroidies par un courant d'eau, et la cathode est munie d'un radiateur ventilé. Afin d'éviter les variations rapides de la pression dues aux pompes à palettes, nous avons intercallé un volume d'expansion important entre celles-ci et le tube laser.

Le mélange optimal de gaz (environ 2/3 d'hélium, 1/6 d'azote et 1/6 de  $\text{CO}_2$ ) est réglé par des vannes de fuite. La pression au niveau du mélangeur est d'environ 40 torrs.

Après avoir utilisé au début de nos expériences, un tube laser de 1,5 cm de diamètre, nous avons finalement choisi un tube de 3 cm de diamètre, ce qui permet un débit de gaz plus rapide et élimine en grande partie les réflexions sur les parois internes du tube qui contribuent à augmenter la divergence du faisceau.

Les problèmes les plus délicats à résoudre, sont, sans aucun doute, l'alignement du système optique infrarouge et la mesure de la densité de puissance et de sa distribution spatiale dans le plasma d'hélium.

Pour mesurer la puissance IR, nous disposons de deux appareils de caractéristiques complémentaires :

- Un détecteur pyroélectrique rapide (Molelectron type P5E) ayant une surface sensible de  $1 \text{ mm}^2$  et un temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde, mais dont l'étalonnage est approximatif. Cet appareil permet donc de connaître la distribution spatiale et temporelle du faisceau.
- Un calorimètre (Scientech type 36 0001) ayant une surface sensible de  $5 \text{ cm}^2$ , donnant donc l'énergie du faisceau IR moyennée sur l'espace et sur le temps, mais pouvant être étalonné avec une très grande précision.

L'utilisation combinée de ces deux appareils permet donc de mesurer la densité de puissance réelle du faisceau IR en fonction du temps et de la position. Cependant, ces mesures doivent être faites avec un très grand soin, car la distribution spatiale de la puissance peut dépendre de l'instant dans l'impulsion du laser et il faut en tenir compte. D'autre part, il n'est pas possible de faire ces mesures à l'endroit même de l'interaction plasma - IR.

Afin de faciliter l'alignement et la mesure du faisceau IR, nous avons construit une réplique de la moitié inférieure du tube à plasma qui peut en

devenir l'image exacte grâce à un miroir plan escamotable placé juste en avant de la fenêtre de germanium <sup>par</sup> pour laquelle le faisceau IR pénètre dans le plasma. Lorsque, dans cette situation, le faisceau IR est parfaitement aligné, cela signifie qu'il en est de même dans le tube à plasma. Cela nous permet également de mesurer la distribution spatiale et temporelle du faisceau laser au niveau du tube à plasma.

Pendant les expériences elles-mêmes, le détecteur pyroélectrique rapide est placé à la sortie du tube à plasma, après la seconde fenêtre de germanium, et permet ainsi de connaître à chaque instant la dépendance temporelle et la stabilité de la puissance IR traversant le plasma.

Compte tenu des difficultés rencontrées lors de l'alignement et de la mesure de puissance, il est difficile de faire une évaluation des erreurs de mesure. En fait, les barres d'erreurs affectées aux mesures seront plutôt déterminées statistiquement à la suite de nombreuses mesures effectuées dans des configurations différentes.

En définitive, le laser est capable de fournir des impulsions de 10 à 150  $\mu$ s, de 10 à 20 mJ, à une cadence de 100 Hz à la longueur d'onde unique de 10,6  $\mu$ m avec une stabilité en puissance d'environ 10% sur quelques heures. Le faisceau émis par le laser est mis en forme par filtrage spatial et par deux miroirs sphériques concaves dorés de 50 et 150 cm de rayon dont les positions sont ajustées de façon à réduire la divergence naturelle du faisceau et à former un faisceau pratiquement parallèle de diamètre réglable de 2 à 6 mm sur une longueur de 30 à 40 cm avant de pénétrer dans le tube contenant le plasma. Les pertes de puissance dues au filtrage spatial sont d'environ 50% et il faut encore tenir compte des 50% perdus par réflexion sur la fenêtre d'entrée du tube en germanium.

La densité de puissance laser disponible au niveau du plasma peut donc être variée soit en changeant le diamètre du faisceau, soit en interposant devant le tube des atténuateurs de téflon ou des lames de germanium traitées de coefficients de réflexion variables. Nous avons ainsi disposé de densités de puissances réglables de 50 W/cm<sup>2</sup> à 2 000 W/cm<sup>2</sup>.

#### V.8. SYSTEME D'ACQUISITION DES DONNEES

Notre système expérimental nous fournit des données sous forme numérique (mesure des intensités lumineuses) ou sous forme analogique (mesure de la densité électronique et de la puissance laser). Dans ce dernier cas, elles sont

transformées en données numériques par un convertisseur analogique digital construit au laboratoire, ayant une résolution temporelle de  $1 \mu\text{s}$  et une résolution numérique de  $2/10000$  (Devos, 1973).

Ces données sont accumulées par trois échantillonneurs à 32 canaux, également construits au laboratoire. Il est donc possible de mesurer simultanément la dépendance temporelle de la puissance laser, la lumière émise par le plasma sur une raie donnée, et sa variation due à la perturbation IR, ce qui permet de tenir compte parfaitement d'une dérive éventuelle du laser. Chaque cycle d'accumulation des données se fait sur un grand nombre de plasmas (jusqu'à  $2^{18}$ ) et les échantillons sont généralement de 10 ou  $20 \mu\text{s}$ . Dans ces conditions, la limite inférieure de la sensibilité de la mesure d'intensité lumineuse, correspond à la détection de moins d'un photon toutes les 1000 post-décharges.

A la fin de chaque cycle de mesures, les données accumulées sont imprimées et perforées sur télécype. Une expérience complète se compose en fait d'un grand nombre de ces cycles de mesures, correspondant par exemple, à l'étude de différentes raies du plasma ou de différentes puissances de l'impulsion laser. Le dépouillement de ces données fait intervenir des calculs simples mais nombreux, et beaucoup de paramètres tels que le rendement du système optique et les probabilités de transition pour chaque raie étudiée. Les données brutes ont donc été traitées sur notre ordinateur Texas Instruments 980 A.

-----

## VI. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RECOMBINAISON ELECTRONIQUE DE L'ION $\text{He}_2^+$

Nos premières expériences sur la recombinaison ont été effectuées sur un plasma de post-décharge d'hélium à une pression comprise entre 20 et 30 torr et à 300°K; conditions dans lesquelles l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  est largement majoritaire. Ces expériences ont sans doute un caractère préliminaire dans la mesure où elles ont été réalisées pendant la période de mise au point des techniques expérimentales décrites au chapitre V. Elles ont cependant été faites avec le plus grand soin et nous ont permis de révéler ou de préciser un certain nombre de points importants. D'autre part, elles ont constitué un excellent point de départ pour la suite de nos travaux sur l'ion atomique.

Les résultats de ces expériences ont fait l'objet de deux publications qui sont reproduites dans les pages qui suivent. Nous n'entrerons donc pas dans les détails et nous soulignerons simplement quelques points importants.

Les post-décharges d'hélium sont largement étudiées depuis une trentaine d'années, mais de nombreux problèmes restent encore sans solution satisfaisante, ou du moins ces solutions sont-elles plus ou moins controversées. Ainsi, le mode de recombinaison de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  est toujours assez mal connu. Cette recombinaison est susceptible d'être dissociative ou collisionnelle-radiative avec, selon les conditions expérimentales, stabilisation par les atomes neutres ou par les électrons (voir chapitre II).

Jusqu'en 1972 environ, les travaux effectués dans ce domaine ont essentiellement consisté à étudier l'évolution temporelle de la densité électronique ou ionique en supposant que la composition ionique du plasma était connue. Mais, jusqu'à cette date, les expérimentateurs ne tenaient pas compte de l'existence d'un terme de source d'électrons dû aux collisions entre les espèces métastables présentes dans la post-décharge d'hélium. En 1972, Johnson et Gerardo mettaient en évidence l'importance primordiale de ce terme de source par une méthode de perturbation hyperfréquence. Ils obtenaient le taux de recombinaison après lui avoir donné une dépendance formelle a priori et concluaient que la recombinaison de l'ion  $\text{He}_2^+$  était à la fois dissociative et collisionnelle-radiative avec stabilisation par les atomes neutres.

C'est dans ce contexte que nous avons entrepris nos expériences sur l'ion  $\text{He}_2^+$ .

Nous avons tout d'abord utilisé une nouvelle méthode expérimentale basée sur la technique de perturbation hyperfréquence qui ne nécessite de définir aucune dépendance ou absence de dépendance fonctionnelle a priori du taux de recombinaison vis-à-vis, par exemple, de la densité ou de la température électroniques. Nos résultats se montraient en accord satisfaisant avec la théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons utilisant les taux collisionnels de Mansbach et Keck.

Par la suite, nous avons effectué un certain nombre de mesures spectroscopiques sur un plasma de post-décharge de caractéristiques voisines. Nous avons ainsi montré que les niveaux fortement excités de l'hélium moléculaire sont en équilibre thermique, comme le prévoit la théorie collisionnelle-radiative, mais que leur température d'équilibre est de  $680^{\circ}\text{K}$ , donc notablement plus grande que celle des neutres et des électrons libres, et se trouve être pratiquement indépendante de la température électronique. Nous avons noté d'autre part une certaine similitude entre la température de distribution des molécules très excitées et celle des niveaux rotationnels déterminée à partir de la bande  $3p \pi_g \rightarrow 2s \sum_u^+$  vers  $4650 \text{ \AA}$ . En effet, celle-ci est d'environ  $520^{\circ}\text{K}$  et est indépendante de la température des électrons libres.

Ces résultats se trouvent en contradiction avec la théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative qui pourtant semble bien être le processus principal de recombinaison. Plus précisément, il semble bien que la structure rotationnelle et vibrationnelle de la molécule joue un rôle plus important que celui auquel on pouvait s'attendre.

La recombinaison de l'ion  $\text{He}_2^+$  ne fait donc pas intervenir que des processus pris en compte dans le modèle collisionnel-radiatif, mais aussi des processus liés aux niveaux vibrationnels et rotationnels de la molécule. D'autre part, dans un intervalle donné d'énergie proche de l'énergie d'ionisation, il existe un grand nombre de niveaux d'énergie qui résultent d'une combinaison complexe d'excitations électroniques, vibrationnelles et rotationnelles.

Pour ces deux raisons, nous devons admettre que la méthode de perturbation des niveaux excités par un rayonnement infrarouge n'est pas applicable dans ces conditions. En effet, pour qu'une telle méthode de perturbation soit tout à fait efficace, il faut qu'elle agisse sélectivement sur un certain nombre de niveaux qu'on peut parfaitement identifier et que les ca-

ractéristiques principales des phénomènes en présence soient déjà plus ou moins bien précisés.

C'est la raison pour laquelle, à la suite de ces expériences, nous avons abandonné l'étude de la recombinaison de l'ion  $\text{He}_2^+$  pour nous consacrer à celle de l'ion atomique auquel les méthodes dont nous disposons sont tout à fait adaptées.

Actuellement, de nouvelles méthodes de diagnostic sont développées dans notre laboratoire. Il s'agit d'augmenter considérablement la population d'un niveau excité soigneusement choisi par pompage optique à partir d'un niveau naturellement bien plus peuplé (un niveau métastable, par exemple). Le pompage est effectué par un laser à colorant pulsé et, en observant en fonction du temps la relaxation de la population de ce niveau et la perturbation des populations des niveaux qui lui sont connectés radiativement ou collisionnellement, il est possible d'atteindre plus précisément un certain nombre de phénomènes élémentaires de la post-décharge (Gauthier, Geindre, Moy, Delpech, 1976). Cette méthode de perturbation est beaucoup mieux adaptée à l'étude des processus entrant dans la recombinaison de l'ion  $\text{He}_2^+$ .

Electronic Recombination of  $\text{He}_2^+ \dagger$ 

J. Boulmer, P. Davy, J.-F. Delpech, and J.-C. Gauthier  
*Groupe d'Electronique dans les Gaz, Institut d'Electronique Fondamentale,*  
*220 Faculté des Sciences, 91405 Orsay, France*  
 (Received 27 November 1972)

A new afterglow analysis technique has been developed involving no assumption about the functional dependence (or lack of dependence) of the recombination rate coefficient on experimental parameters such as electron density or temperature. Explicit account is taken of the measured electron source term due to ionization during the afterglow. Preliminary results obtained at 295°K neutral temperature, at pressures from 20 to 30 Torr, at electron temperatures from 295 to 500°K, and over a limited range of electron densities near  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  are in satisfactory agreement with collisional radiative recombination theories.

There have been conflicting statements concerning the mechanisms and the corresponding rates of electronic recombination of the helium diatomic ion  $\text{He}_2^+$ . Its recombination was originally thought to be dissociative, to explain high apparent recombination rates, but it now seems hard to reconcile the evidence, both theoretical and experimental,<sup>1,2</sup> with this hypothesis, although it has been recently revived to explain some experimental results.<sup>3,4</sup> If not dissociative, its recombination should be collisional radiative<sup>1</sup> with a rate close to that pertaining to the atomic ion.<sup>5-7</sup> During the last four years, this has been found to be the case at relatively high electron temperatures and densities by at least two groups of experimenters using spectroscopic diagnostics in helium afterglows.<sup>8</sup>

At lower electron densities and temperatures, data now available are inconclusive, considering their large scatter. (For a presentation of prior results, see Fig. 1 of the paper by Collins, Hicks, and Wells.<sup>9</sup>) Moreover, most experimenters who have deduced the  $e\text{-He}_2^+$  recombination coefficient from the time evolution of the electron density during room-temperature afterglows have neglected an important electron-ion source term, slowly decaying with time, presumably due to collisions between helium metastable atoms or molecules<sup>10</sup>; its practical importance was only recently recognized.<sup>3,11,12</sup>

We have developed a new afterglow analysis technique involving no assumption about the functional dependence of the recombination rate coefficient on experimental parameters such as neutral pressure and electron temperature or density. This technique uses the assumption, consistent with prior experiments,<sup>3,11,13</sup> that the electron source term is independent of electron

temperature to isolate from the measured rate of change of the electron density the particular contribution due to recombination.

Our vacuum and gas handling system conforms to accepted standards of purity; it has been described previously<sup>13,14</sup> as well as the microwave plasma diagnostics techniques<sup>15</sup> at X-band frequencies (around 9 GHz). The plasma is formed by a high-voltage (2-5 kV) moderate-current (20-100 mA) pulse of adjustable duration (5-100  $\mu\text{sec}$ ) in a cylindrical 40-cm-long Pyrex tube having a fundamental diffusion length  $\Lambda$  of 0.156 cm. The total power dissipated inside the tube was kept low enough for neutral gas heating to remain negligible. The neutral gas temperature was always  $295 \pm 3^\circ\text{K}$ . The electron temperature was deduced from electron-neutral collision-frequency measurements<sup>14</sup> after correction for the effect of electron-ion elastic collisions,<sup>16</sup> in good agreement with radiometric measurements.<sup>15</sup> The electron temperature was varied by applying a pulsed microwave heating field which only affects directly the free electrons.<sup>14,17</sup> The pressure was kept higher than 20 Torr to ensure a high  $\text{He}_2^+/\text{He}^+$  density ratio, in view of the known reaction rate for conversion of the helium atomic ion into the diatomic ion.<sup>18</sup>

The electron density  $n$  during the afterglow is a function both of time  $t$  and of position  $r$  in the plasma container; it is a solution of the partial differential equation

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = D_e(T_e) \nabla^2 n(r,t) - \alpha(n, T_e) n^2(r,t) + S(r,t) \quad (1)$$

with the usual notation. The ambipolar diffusion coefficient  $D_e(T_e)$  is related to the known mobility of the dominant ion ( $16.6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sec}^{-1}$  for

$\text{He}_2^+$ <sup>18</sup>); classical ambipolar diffusion theory<sup>19</sup> shows that it is a linear function of the electron temperature  $T_e$ .  $S(r, t)$  is the electron source term and  $\alpha(n, T_e)$  is the recombination rate coefficient under study.

The microwave diagnostics system yields the spatial average of the electron density over the plasma volume; the electron temperature—with or without microwave heating—being uniform over the plasma volume,<sup>13, 14, 20</sup> the spatial average of Eq. (1) reads, if the fundamental diffusion mode is dominant,<sup>21</sup>

$$\frac{d}{dt} \langle n \rangle = -\frac{D_a(T_e)}{\Lambda^2} \langle n \rangle - \langle \alpha(n, T_e) n^2 \rangle + \langle S(t) \rangle, \quad (2)$$

where the angular brackets denote spatial averaging. This can be rewritten

$$\langle \alpha n^2 \rangle \cong -\frac{\Delta \langle n \rangle}{\Delta t} + \langle S(t) \rangle - \frac{D_a(T_e)}{\Lambda^2} \langle n \rangle, \quad (3)$$

where  $\Delta \langle n \rangle$  is the measured average electron density variation over a time  $\Delta t$  short compared to its rate of change. The technique used for measuring the average source term  $\langle S(t) \rangle$  has been described elsewhere.<sup>22</sup> Basically, the electron population is almost completely swept away by enhanced diffusion under the influence of a microwave heating pulse of a few hundreds of milliwatts, and the electron source term is de-

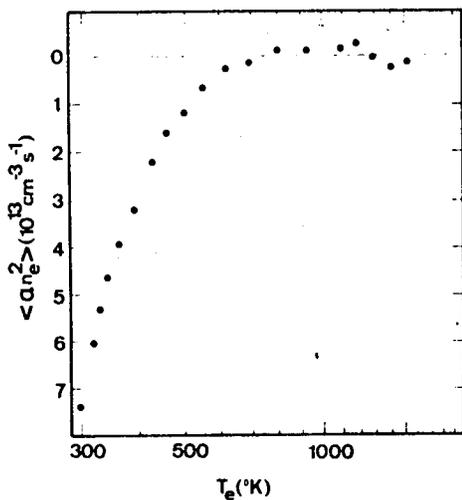


FIG. 1. Average recombination loss rate as a function of electron temperature, measured at 900  $\mu\text{sec}$  in a helium afterglow at 30.2 Torr and 295°K. The average electron source term  $\langle S(t) \rangle$  at this particular time was  $4.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ . Self-consistency of the experimental procedure is indicated by the fact that  $\langle \alpha n^2 \rangle$  stays equal to zero within error bars at electron temperatures higher than 700°K.

duced from the subsequent rate of rise of the electron density after turn-off of the heating pulse. This source term is seen to be nearly independent of the duration and of the amplitude of the previous heating pulse, provided that inelastic electron-neutral collisions remain negligible. This is a confirmation of the fact that recycling due to metastables can at most play a very limited role under the experimental conditions of this work.<sup>3, 4</sup> The last term on the right-hand side of Eq. (3) is deduced from classical ambipolar diffusion theory, using the known  $\text{He}_2^+$  mobility, in good agreement with our late afterglow measurements.

The three terms on the right-hand side of Eq. (3) being measured, it becomes possible to deduce at various times in the afterglow the electron loss rate  $\langle \alpha n^2 \rangle$  due to recombination as a function of electron temperature. Such a plot is shown on Fig. 1; the magnitude of the recombination loss rate is seen to decrease quite rapidly with electron temperature. Such plots have been obtained at three pressures (20.2, 25.1, and 30.2 Torr) at electron densities between  $8 \times 10^{10}$  and  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . The results are summarized in Fig. 2. The straight lines are least-squares fits

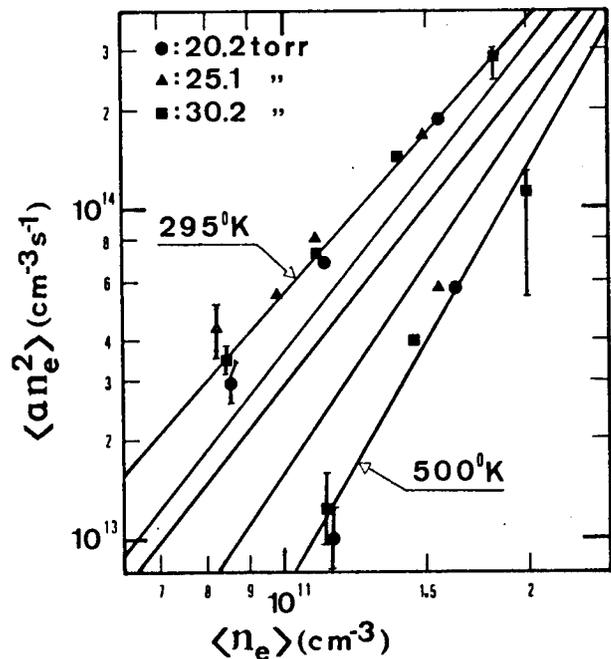


FIG. 2. Average recombination loss rate as a function of average electron density for five electron temperatures (295, 327, 360, 424, and 500°K). The straight lines are least-squares fits to the data; only part of the data is shown for clarity. The error bars are an estimate of possible systematic errors (see text).

to our data; only five electron temperatures are shown for clarity. Data points are shown for the two extreme temperatures, 295 and 500°K, to illustrate typical data scatter. No significant trend is seen with pressure. The error bars shown at extreme density and temperature values correspond to possible systematic errors. At higher electron densities, relatively early in the afterglow (ca. 600  $\mu$ sec), the measured recombination loss rate is high, and the assumption of negligible higher-order modes used in deriving Eq. (2) from Eq. (1) may not be completely true.<sup>21</sup> Higher-order diffusion modes would show up as corrections in Eq. (2) and would probably lead to overestimating the effective recombination loss rate; it is difficult to obtain better than order-of-magnitude estimates of this error without a very precise knowledge of the effective electron density radial profile. Later in the afterglow (ca. 1200  $\mu$ sec), at lower electron densities, higher-order modes have completely died away,<sup>21</sup> and the residual error bars reflect uncertainties in the measurements of the electron source term, the temperature, and the density.

It was not possible to investigate recombination on a broader electron density range with this particular plasma geometry. All measurements were made late enough in the afterglow for the measured unperturbed electron temperature to have become equal to neutral gas temperature; given our experimental conditions, this rules out electron densities higher than  $2 \times 10^{11}$   $\text{cm}^{-3}$ . At electron densities lower than  $8 \times 10^{10}$   $\text{cm}^{-3}$ , the recombination loss term becomes small compared to the electron source term and to the diffusion term.

In view of the above discussion, these experimental results are consistent within error bars with the predictions of collisional-radiative recombination theories<sup>5-7</sup> that  $\langle \alpha n^2 \rangle$  should have a  $\langle n \rangle^3$  functional dependence. When the fundamental diffusion mode is dominant, simple considerations show then that

$$\alpha(n, T_e)/n = 0.42 \langle \alpha n^2 \rangle / \langle n \rangle^3. \quad (4)$$

Values of  $\alpha/n$  have been plotted on Fig. 3. Our data are seen to be in fair agreement with the recent theoretical predictions of Mansbach and Keck using Monte Carlo trajectory calculations.<sup>7</sup> They also compare well with the extrapolation at lower electron temperatures and densities of recent spectroscopic measurements of the electronic recombination coefficient of  $\text{He}_2^+$ ,<sup>8</sup> which are also independent of neutral density.

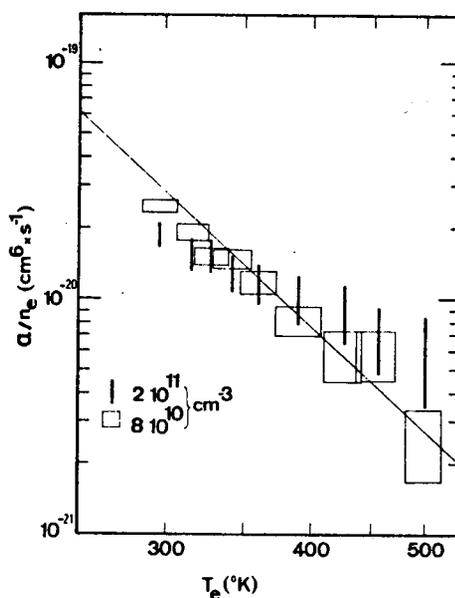


FIG. 3. Measured recombination rate constant reduced to unit electron density,  $\alpha/n$ , compared with theoretical predictions of Mansbach and Keck (Ref. 7) (solid line). The sizes of the rectangular boxes and the lengths of the bars reflect possible systematic errors in the measurements.

Our results are in very marked disagreement with those of Johnson and Gerardo.<sup>3,4,12</sup> No satisfactory explanation of this fact has been found; however, it should be noted that the *a priori* assumptions they make on the recombination coefficient functional dependence on experimental parameters are not confirmed by our direct measurements. Furthermore, discharge and afterglow conditions may be very different in a large-size tube ( $\Lambda = 2.55$  cm in their case) from what they are in a small tube such as ours.

It is a pleasure to acknowledge helpful discussions with Professor L. Goldstein and with members of the Groupe d'Electronique dans les Gaz.

†Work supported in part by the Centre National de la Recherche Scientifique (Paris) under Contract No. ATP-1104.

<sup>1</sup>C. B. Collins and W. W. Robertson, *J. Chem. Phys.* **40**, 2202, 2208 (1964); F. E. Niles and W. W. Robertson, *J. Chem. Phys.* **40**, 2909 (1964); E. E. Ferguson, F. C. Fehsenfeld, and A. L. Schmeltekopf, *Phys. Rev.* **138**, 381 (1965).

<sup>2</sup>J. Berlande, M. Chéret, R. Deloche, A. Gonfalone, and C. Manus, *Phys. Rev. A* **1**, 887 (1970); G. E. Veatch and H. J. Oskam, *Phys. Rev. A* **2**, 1422 (1970).

<sup>3</sup>A. W. Johnson and J. B. Gerardo, *Phys. Rev. A* **5**, 1410 (1972).

<sup>4</sup>A. W. Johnson and J. B. Gerardo, *Phys. Rev. Lett.*

28, 1096 (1972).

<sup>3</sup>E. Hinnov and J. G. Hirschberg, *Phys. Rev.* **125**, 795 (1962).

<sup>6</sup>D. R. Bates and A. E. Kingston, *Proc. Phys. Soc., London* **83**, 43 (1964).

<sup>7</sup>P. Mansbach and J. Keck, *Phys. Rev.* **181**, 275 (1969).

<sup>8</sup>J. Stevefelt and F. Robben, *Phys. Rev. A* **5**, 1502 (1972); J. Stevefelt, *Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm*, Report No. AE-311, 1968 (unpublished); G. K. Born, *Phys. Rev.* **169**, 155 (1968).

<sup>9</sup>C. B. Collins, H. S. Hicks, and W. E. Wells, *Phys. Rev. A* **2**, 797 (1970).

<sup>10</sup>M. A. Biondi, *Phys. Rev.* **88**, 660 (1952).

<sup>11</sup>J. B. Gerardo and M. A. Gusinow, *Phys. Rev. A* **3**, 255 (1971).

<sup>12</sup>A. W. Johnson and J. B. Gerardo, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 835 (1971).

<sup>13</sup>J.-F. Delpech and J.-C. Gauthier, *Phys. Rev. A* **6**, 1932 (1972).

<sup>14</sup>J.-F. Delpech, C. Sol, and J. Boulmer, to be published.

<sup>15</sup>J.-F. Delpech and J.-C. Gauthier, *Rev. Sci. Instrum.* **42**, 958 (1971).

<sup>16</sup>F.-C. Gauthier and C. Sol, *Phys. Lett.* **38A**, 125 (1972).

<sup>17</sup>L. Goldstein, in *Advances in Electronics and Electron Physics*, edited by L. Marton (Academic, New York, 1955), Vol. VII.

<sup>18</sup>R. A. Gerber, G. F. Sauter, and H. J. Oskam, *Physica (Utrecht)* **32**, 2173 (1966).

<sup>19</sup>H. J. Oskam, *Philips Res. Rep.* **13**, 401 (1958).

<sup>20</sup>S. J. Taub, J.-C. Gauthier, and J.-F. Delpech, in *Proceedings of the Tenth International Conference on Ionization Phenomena in Gases*, Oxford, 1971 (unpublished), p. 259.

<sup>21</sup>E. P. Gray and D. E. Kerr, *Ann. Phys. (New York)* **17**, 276 (1959).

<sup>22</sup>See Fig. 3(b) of Ref. 13.

## COMMENTS

Electronic Recombination of  $\text{He}_2^+$ 

J. Boulmer, J. Stevefelt, and J.-F. Delpech

*Groupe d'Electronique dans les Gaz, Institut d'Electronique Fondamentale,  
220 Faculté des Sciences, 91405-Orsay, France*

(Received 5 August 1974)

The measured molecular spectrum of a helium afterglow plasma does not fit with available recombination theories. Highly excited states are in thermal equilibrium at a substantially different temperature than that of free electrons.

Recently published results from this laboratory<sup>1</sup> have shown that the electron density evolution under closely controlled electron temperatures between 300 and 500°K, over a limited range of neutral and electron densities, was in good agreement with the predictions of collisional-radiative recombination theory. In order to complement those results, we have undertaken a systematic spectroscopic study of the helium afterglow under conditions similar to those of Ref. 1. Although quite coherent, preliminary results do not fit well with any existing recombination theory.

Essentially, excited electronic states of the neutral molecule  $\text{He}_2$  with principal quantum numbers  $n > 12$  are in thermal equilibrium at a distribution temperature about 600°K under afterglow conditions where the free-electron temperature deduced from electron collision frequency measurements is closely equal to the gas temperature, i.e., 300°K. The neutral gas pressure was 20 Torr; the afterglow spectrum was dominated by  $\text{He}_2$  bands, and no impurities were detected. 250  $\mu\text{sec}$  after termination of the discharge pulse, the distribution temperature for high- $n$  levels reaches an almost constant value while electron density decays from  $\sim 5 \times 10^{11}$  to  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Gas heating resulting from the short-duration discharge pulse is negligible.

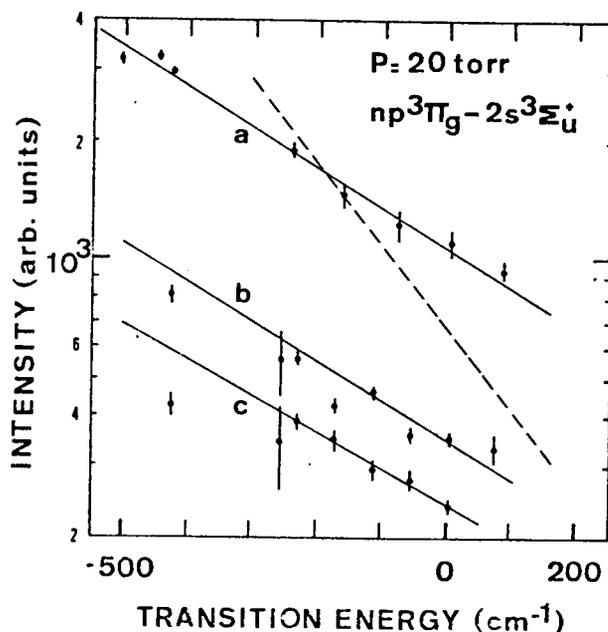


FIG. 1. Spectral intensities near the  $np^3\Pi_g-2s^3\Sigma_u$  series limit per unit energy interval plotted versus transition energy; the origin corresponds to  $\text{He}_2(2s^3\Sigma, J=0, v=0)$  ionization energy. Data were taken at two times in the afterglow; error bars correspond to  $\pm 1$  standard deviation. *a*, 500  $\mu\text{sec}$ ,  $n_e = 2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ; *b*, 1200  $\mu\text{sec}$ ,  $n_e = 1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , without microwave heating; *c*, electrons selectively heated at 1200  $\mu\text{sec}$ ,  $\Delta T_e = 190^\circ\text{K}$ . The slopes yield a distribution temperature of 610°K in both *a* and *b* and 680°K in *c*; dashed line shows the slope corresponding to 300°K.

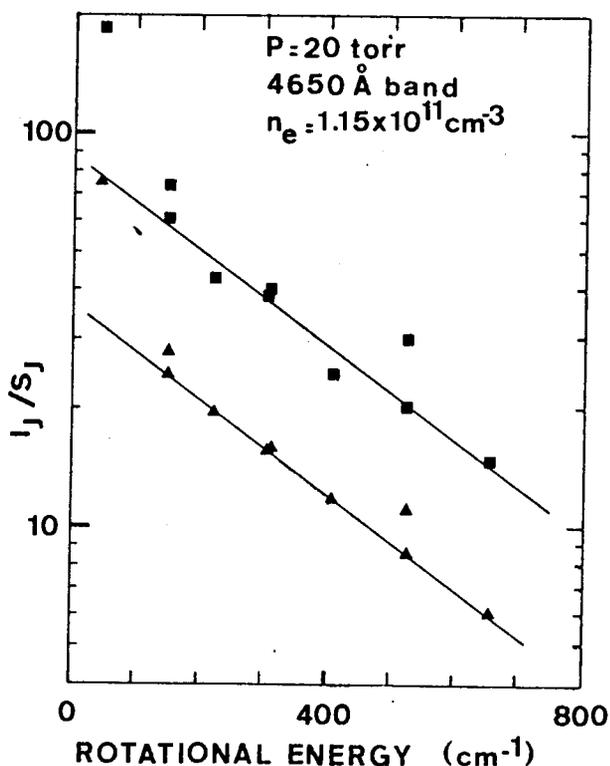


FIG. 2. Rotational line intensities  $I_J$  divided by the corresponding Hönl-London factors  $S_J$  plotted versus rotational energy. Squares, data obtained without microwave heating; triangles, data obtained when electrons were heated at 170°K above gas temperature. The rotational temperature is 520°K in both cases.

Data shown in Fig. 1 were obtained with spectrometer slits set to give a bandwidth of 7.8 Å. The scattered light level was extremely low at wavelengths near the  $np^3\Pi-2s^3\Sigma$  series limit, around 2915 Å. Measurements were not possible at energies near  $-350\text{ cm}^{-1}$  because of the atomic line at 2945 Å. Molecular  $\text{He}_2$  bands with principal quantum number  $n > 12$  are strongly overlapping and result in a quasicontinuum. Since the different bands have almost identical rotational structure for high  $n$ , and because the spontaneous transition probabilities scale as  $n^{-3}$ , the measured light intensities in Fig. 1 are proportional to the populations in the electronic Ryd-

berg molecular levels with ionization energies  $R/n^2$  ( $R=109730\text{ cm}^{-1}$  for  $\text{He}_2$ ). Hence the slopes of the straight lines obtained in a semilogarithmic plot yield the distribution temperatures relevant to the high- $n$  electronic levels, and they are significantly different from the electron temperatures—the slope corresponding to 300°K is shown for comparison (dashed line).

It is interesting to note however the similarity between this distribution temperature and  $\text{He}_2$  rotational temperature, as determined from the  $3p^3\Pi-2s^3\Sigma$  band near 4650 Å. In Fig. 2 we have plotted the rotational line intensities divided by the appropriate Hönl-London factors versus rotational energy. The resulting rotational temperature remains constant at all times in the afterglow at almost twice gas temperature.

In order to investigate further the coupling between these three temperatures—those of the free electrons, of the high- $n$  levels population, and of  $\text{He}_2(3p^3\Pi)$  rotation, respectively—we have selectively heated the free electrons by a low-level microwave power pulse. The changes induced by a measured electron temperature increase  $\Delta T_e$  are shown in Figs. 1 and 2. The band at 4650 Å is quenched in proportion to  $T_e^{-2}$  but its rotational structure is not affected. The high- $n$  levels are also quenched, but to a lesser extent. At the ionization limit (2915 Å) we find that the light intensity varies as  $T_e^{-0.8}$  instead of as  $T_e^{-1.5}$  as predicted by Saha's equation. The slope yielding the distribution temperature is only slightly changed.

These experimental findings are not predicted by existing collisional-radiative-recombination theories. The rotational-vibrational structure may play a larger role than was anticipated in the  $\text{He}_2^+$  recombination processes, as proposed by Stabler<sup>2</sup> and by Collins.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>J. Boulmer, P. Davy, J.-F. Delpéch, and J.-C. Gauthier, Phys. Rev. Lett. **30**, 199 (1973).

<sup>2</sup>R. C. Stabler, Phys. Rev. **131**, 1578 (1963).

<sup>3</sup>C. B. Collins, private communication.

VII. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RECOMBINAISON DE L'ION  $\text{He}^+$ .  
 PERTURBATION INFRAROUGE DES NIVEAUX FORTEMENT EXCITES  
 DE L'ATOME D'HELIUM

---

VII.1. INTRODUCTION

Les phénomènes décrits au chapitre précédent peuvent s'expliquer en faisant appel à des processus de transferts d'excitations rotationnelle et vibrationnelle de nature purement moléculaire ; cependant, il faut reconnaître qu'il s'agit - contrairement à ce que nous espérons au départ - de phénomènes trop complexes, et actuellement trop peu connus, pour que la méthode de perturbation des niveaux excités par un rayonnement infrarouge puisse être utilisée.

Nous avons donc décidé d'effectuer une étude très détaillée de la recombinaison dans un plasma de post-décharge d'hélium à  $300^\circ\text{K}$  et 2 torrs, conditions dans lesquelles l'ion atomique  $\text{He}^+$  est majoritaire, et où le modèle théorique du chapitre III doit très bien s'appliquer.

Nous avons utilisé les méthodes expérimentales que nous avons décrites au chapitre V : mesure de la densité électronique par interférométrie hyperfréquence, mesure absolue des intensités des raies émises par le plasma entre 2500 et 7500 Å, et aussi les méthodes de perturbation du gaz d'électrons par une onde hyperfréquence de chauffage et des niveaux fortement excités par le rayonnement infrarouge d'un laser à  $\text{CO}_2$ .

Les mesures ont été faites à partir de 100  $\mu\text{s}$  après la fin de l'impulsion de création du plasma. Aussi la densité et la température électroniques ne sont jamais supérieures à  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $500^\circ\text{K}$ . On ne s'intéresse donc pas au tout début de la post-décharge où les phénomènes de relaxation sont relativement rapides et complexes, mais à la fin de la post-décharge où le plasma se comporte d'une façon sensiblement plus calme et plus simple.

Le chauffage hyperfréquence pouvait être appliqué à chaque post-décharge pendant quelques centaines de microsecondes et 50  $\mu\text{s}$  avant le début des mesures, c'est-à-dire assez tôt pour qu'on soit certain d'avoir atteint un régime quasistationnaire pendant les mesures, mais assez tard pour ne pas modifier de façon importante le mode de relaxation du plasma dans le tout début de la post-décharge. La puissance du chauffage hyperfréquence, mesurée

au niveau du plasma, était de 12 mW (chauffage 1), 24 mW (chauffage 2) ou 38 mW (chauffage 3). Elle était donc toujours assez faible pour ne pas perturber de façon brutale les caractéristiques du plasma, ni bien sûr induire des collisions inélastiques.

La perturbation IR pouvait être appliquée à tout instant de la post-décharge. Sa durée était d'environ 100  $\mu$ s et la densité de puissance du rayonnement IR à l'intérieur du tube à décharge pouvait atteindre 2 kW/cm<sup>2</sup>.

## VII.2. DECROISSANCE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

Sur la figure VII.1, nous avons porté les densités électroniques au centre du plasma mesurées par interférométrie hyperfréquence sans chauffage et avec les trois chauffages hyperfréquences différents. Les conditions particulières dans lesquelles sont faites nos expériences nous permettent de déduire un grand nombre d'informations de ces mesures.

Dans nos conditions expérimentales ( $p = 2$  torr,  $T_0 \approx 300^\circ\text{K}$ ,  $n_e < 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ), les ions en présence sont l'ion atomique  $\text{He}^+$  et l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$ , de densités  $n_1$  et  $n_2$ . Nous pouvons supposer que le plasma est macroscopiquement neutre. Donc :

$$n_e = n_1 + n_2. \quad \text{VII.1}$$

Notre système expérimental ne nous permet de connaître que la densité électronique. Cependant, un bilan des pertes et des créations de particules chargées dans notre plasma, nous conduit à des simplifications très importantes.

### VII.2.1. La décroissance de la densité électronique est dominée par la diffusion ambipolaire

Ceci est essentiellement dû au fait que la longueur de diffusion du plasma est très faible ( $\Lambda = 1,67$  mm) favorisant ainsi les phénomènes de diffusion par rapport aux phénomènes en volume.

En effet, comparons les pertes d'électrons par diffusion ambipolaire :

$$\left( \frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{\text{diff}} = -\frac{D_a}{\Lambda^2} n_e \quad \text{VII.2}$$

où  $D_a$  est le coefficient de diffusion ambipolaire, aux pertes par recombinaison :

$$\left( \frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{\text{Rec}} = -\alpha n_e n_1 \quad \text{VII.3}$$

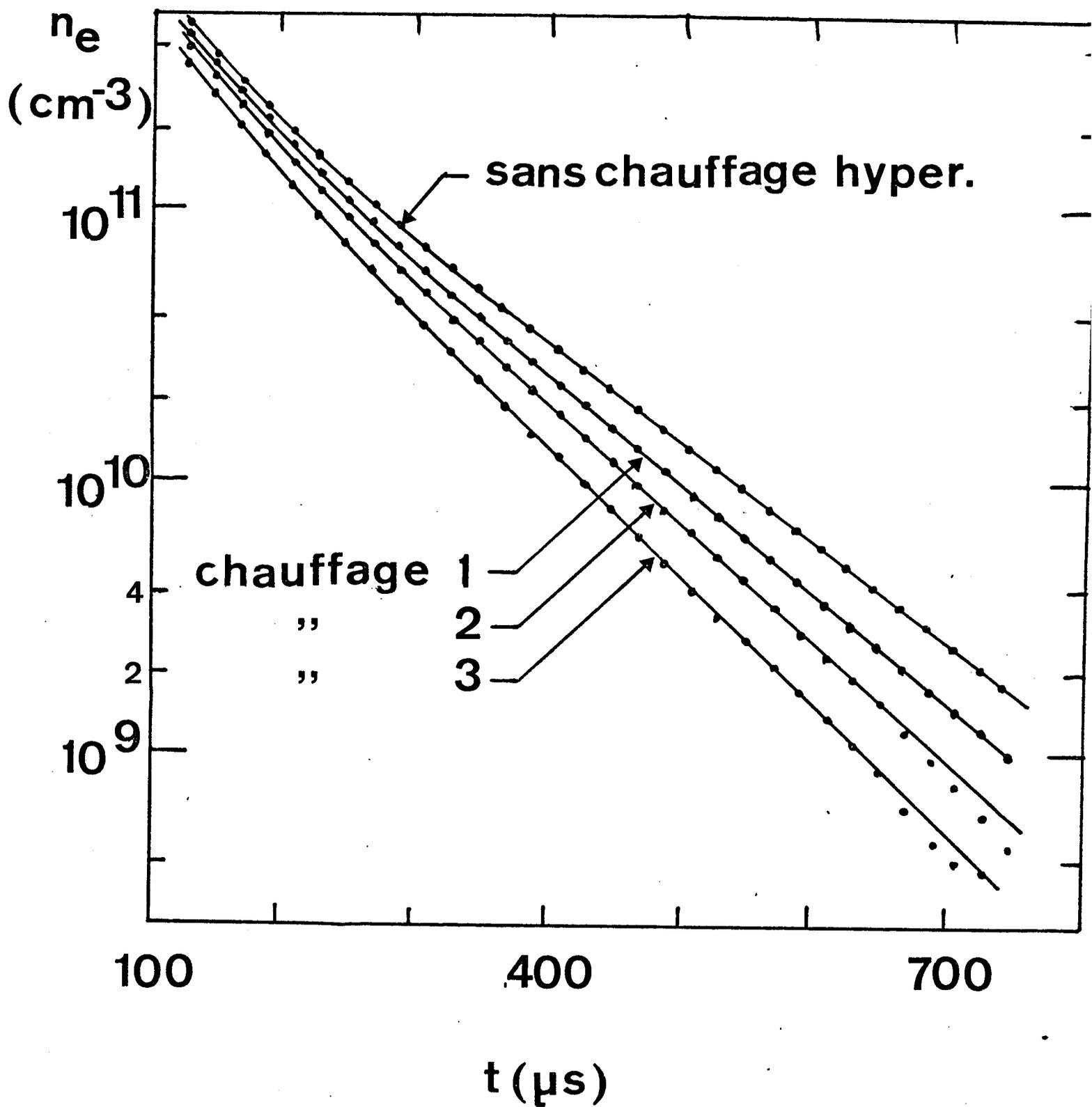


Figure VII.1. - Densité électronique au centre du plasma en fonction de l'instant dans la post-décharge sans chauffage hyperfréquence et avec un chauffage de 12 mW (chauffage 1), 24 mW (chauffage 2) et 38 mW (chauffage 3).

et au terme de source d'électrons qu'on attribue généralement aux collisions ionisantes entre métastables :

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{source}} = S(t) \quad \text{VII.4}$$

Nous avons mesuré ce dernier terme en mesurant le taux de remontée de la densité électronique après une impulsion de chauffage hyperfréquence des électrons assez fort pour faire disparaître la quasitotalité des électrons par diffusion, mais trop faible pour provoquer des ionisations ou des excitations par collisions électroniques ce qu'on vérifie facilement en observant l'émission lumineuse du plasma (Delpech, Gauthier, 1972 ; Boulmer, Davy, Gauthier, Delpech, 1973). On constate ainsi que le terme de source mesuré dépend de la largeur de l'impulsion hyperfréquence de manière compatible avec l'hypothèse de la formation d'un atome métastable par recombinaison d'un ion  $\text{He}^+$  ou  $\text{He}_2^+$ . Par extrapolation des résultats obtenus pour différentes longueurs de l'impulsion de chauffage, on aboutit au terme de source de ces impulsions, donc non perturbé.  $S(t)$  est ainsi mesuré en fonction du temps.

Le taux de perte total de la densité électronique, est :

$$\frac{dn_e}{dt} = \left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{diff}} + \left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{rec}} + \left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{source}} \quad \text{VII.5}$$

$\frac{dn_e}{dt}$  se déduit directement de nos mesures de densité électronique et  $\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{rec}}$  est déduit de nos mesures d'intensité des raies émises par le plasma.

Sur la figure VII.2, nous avons représenté les valeurs mesurées de  $\frac{dn_e}{dt}$ ,  $\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{rec}}$  et  $\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{source}}$  en fonction du temps dans une post-décharge sans chauffage hyperfréquence. On constate alors qu'il est parfaitement légitime d'écrire que :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right) = \left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{diff}} \quad \text{VII.6}$$

puisque les autres termes sont négligeables à tout instant devant  $dn_e/dt$ .

Cette situation est encore plus favorable en présence d'un chauffage hyperfréquence puisqu'alors le terme de diffusion augmente, alors que les autres termes ne peuvent que diminuer ou rester constants.

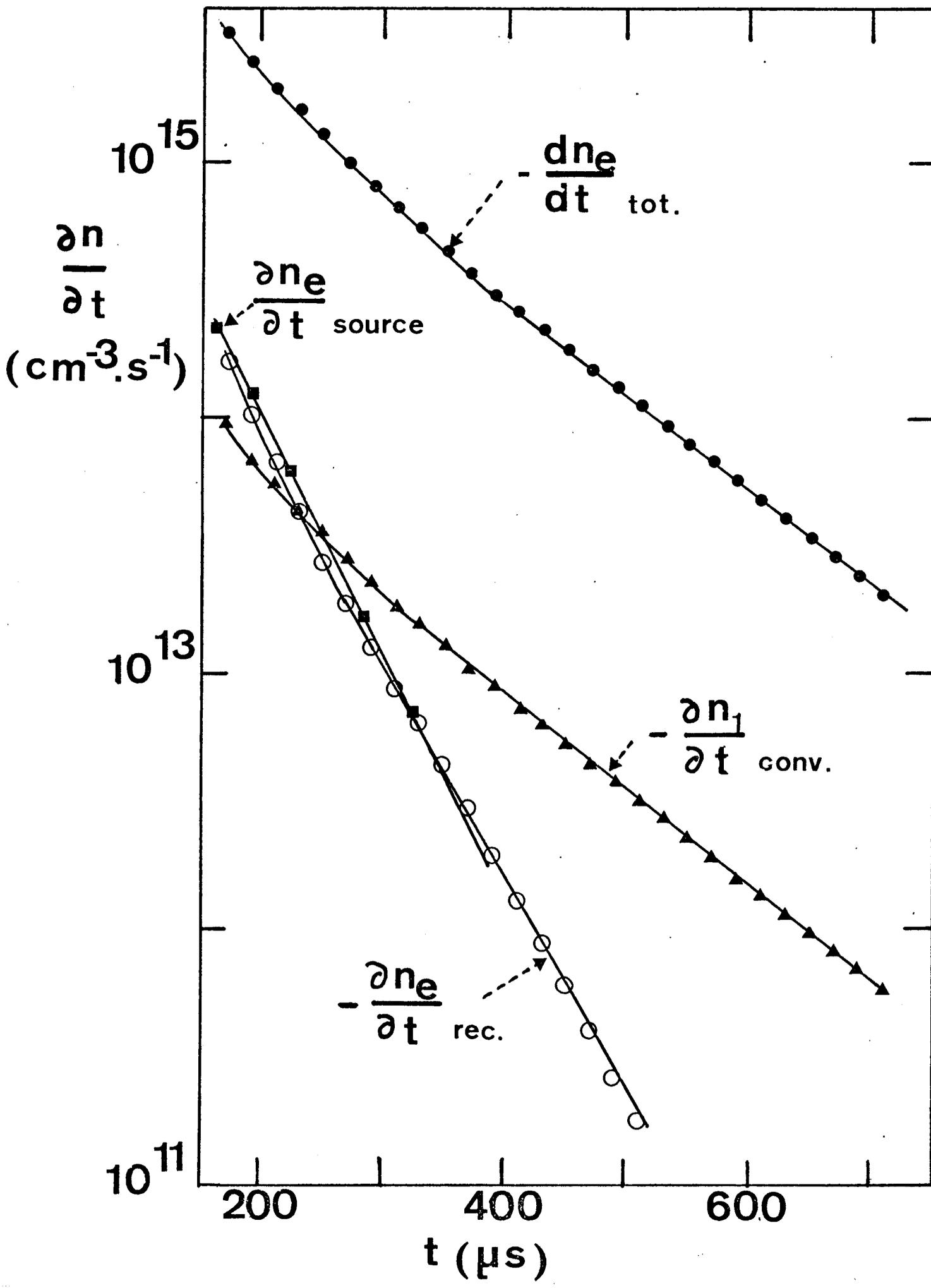


Figure VII.2. - Comparaison des valeurs mesurées du taux de perte total d'électrons ( $dn_e/dt$ ), du taux de perte par recombinaison ( $\partial n_e/\partial t$ )<sub>rec.</sub>, du taux de création par collision entre métastables ( $\partial n_e/\partial t$ )<sub>source</sub> et de la valeur estimée du taux de perte d'ions atomiques par conversion en ion moléculaire ( $\partial n_1/\partial t$ ).

VII.2.2. La densité des ions moléculaires est négligeable devant celle des ions atomiques

Ceci apparaît clairement lorsqu'on constate que le taux des pertes d'ions atomiques par conversion en ions moléculaires est très faible devant le taux de pertes total des électrons :

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{conv}} \ll \frac{dn_e}{dt} \quad \text{VII.7}$$

La fréquence de conversion  $\nu_{\text{conv}}$  est bien connue expérimentalement (Delpech, Boulmer, Stevefelt, 1975) :

$$\nu_{\text{conv}} \simeq 70 \text{ torr}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad \text{VII.8}$$

Le terme  $\left(\frac{\partial n_1}{\partial t}\right)_{\text{conv}}$  est tracé sur la figure VII.2. On constate qu'il est environ 30 fois plus faible que  $\frac{dn_e}{dt}$ .

Une analyse plus détaillée passant par la résolution numérique des équations couplées donnant  $\frac{dn_1}{dt}$  et  $\frac{dn_2}{dt}$  tenant compte des processus dominants (diffusion et conversion) montre que le rapport  $n_1/n_2$  est toujours supérieur à 15. On peut donc admettre que quelque soit l'instant de la post-décharge,

$$n_1 \gg n_2$$

c'est-à-dire que

$$n_e \simeq n_1. \quad \text{VII.9}$$

En fait, l'influence de l'ion moléculaire sur la décroissance de  $n_e$  ne sera que d'augmenter légèrement le taux apparent de diffusion ambipolaire.

Il semblait sans doute paradoxal de choisir des conditions expérimentales pour lesquelles la diffusion ambipolaire est très importante, alors qu'on cherche à étudier la recombinaison. En réalité, c'est grâce à ces conditions particulières que l'analyse des résultats expérimentaux se trouve considérablement simplifiée et c'est ce que nous allons voir dans ce qui suit.

VII.3. PROFILS SPATIAUX DE TEMPERATURE ET DE DENSITE ELECTRONIQUES

Pour pouvoir affirmer que la température électronique est uniforme, il suffit de vérifier l'inégalité :

$$\frac{\Lambda^2}{\ell^2} \ll 1 \quad \text{VII.10}$$

où  $\Lambda$  est la longueur de diffusion du plasma et  $\ell$  la longueur caractéristique de la relaxation d'énergie (Gauthier, Delpech, 1975). En fait, on montre

que dans nos conditions expérimentales, le rapport  $\lambda^2/\lambda_D^2$  est toujours inférieur à  $5 \cdot 10^{-2}$ . La température est donc uniforme, même en présence d'un chauffage hyperfréquence modéré. En effet, la température électronique n'est jamais augmentée de plus de  $200^\circ\text{K}$  pendant une mesure. De plus, ce chauffage est pratiquement uniforme pour le plasma dont le diamètre (8 mm) est faible devant la grande dimension du guide d'ondes (22,86 mm).

Puisqu'on est désormais certain que la température électronique est uniforme et que la décroissance de la densité électronique est due à la diffusion ambipolaire, le profil spatial de la densité électronique est donné par (Delcroix, 1966) :

$$n_e(r) = n_e(0) J_0\left(2,405 \frac{r}{R}\right) \quad \text{VII.11}$$

où  $R$  est le rayon du tube contenant le plasma.

La valeur au centre du tube de  $n_e$  est donc facilement déduite de sa valeur moyenne spatiale :

$$n_e(0) = 2,31 \langle n_e(r) \rangle . \quad \text{VII.12}$$

#### VII.4. PROFIL SPATIAL D'EMISSION LUMINEUSE

Le diamètre de notre plasma et les densités de métastables qu'on peut déduire de l'évaluation du terme de source (cf § VII.2.1.) sont assez faibles pour que le plasma puisse être considéré comme optiquement mince pour les transitions aboutissant à des niveaux autres que le niveau fondamental (cf chap. IV). Soit  $I(r, t)$  l'intensité lumineuse émise par une de ces transitions radiatives en fonction du temps et du rayon dans la post-décharge. Cette émission est due à la recombinaison électron-ion qui peuple les niveaux excités. Elle est donc directement liée à la densité électronique. Puisque nous savons que la température électronique est uniforme, nous sommes en droit d'écrire que  $I(r, t)$  varie comme une puissance  $a(t)$  de la densité électronique. Cette dépendance est facilement obtenue de nos mesures qui donnent les moyennes spatiales de  $I(r, t)$  sur un diamètre du tube et de  $n_e(r, t)$  sur sa section :

$$\langle I(r, t) \rangle \propto \langle n_e(r, t) \rangle^{a(t)} \quad \text{VII.13}$$

Le profil spatial de l'intensité lumineuse est donc donné par :

$$I(r, t) \propto I(0, t) \left[ \frac{n_e(r, t)}{n_e(0, t)} \right]^{a(t)} \quad \text{VII.14}$$

Puisque le profil spatial de la densité électronique est déterminé par la diffusion ambipolaire (eq. VII.11), celui de l'émission lumineuse est donné par :

$$I(r, t) = I(0, t) \cdot \left[ J_0 \left( 2,405 \frac{r}{R} \right) \right]^{a(t)} \quad \text{VII.15}$$

Il est commode de ramener les mesures moyennes que nous faisons aux valeurs au centre du tube :

$$I(0, t) = \frac{\langle I(r, t) \rangle}{\frac{1}{R} \int_0^R \left[ J_0 \left( 2,405 \frac{r}{R} \right) \right]^{a(t)} dr} \quad \text{VII.16}$$

Le rapport  $\frac{I(0, t)}{\langle I(r, t) \rangle}$  est donné en fonction de  $a(t)$  au chapitre IV.

Enfin, il faut tenir compte dans ces mesures de la fluorescence du tube de quartz. L'expérience montre que cette fluorescence est presque entièrement déterminée par des phénomènes qui ont lieu durant les 50  $\mu$ s de la décharge proprement dite ; l'évolution ultérieure de la post-décharge a une influence négligeable sur cette fluorescence (son origine est très probablement due à l'absorption par le quartz du rayonnement UV lointain et VUV du plasma d'hélium durant la décharge). Il est donc assez facile d'isoler sa contribution en éliminant, aussitôt après la décharge, la quasi totalité de la lumière volumique de recombinaison par un chauffage hyperfréquence d'intensité suffisante (mais cependant pas trop forte, pour ne pas provoquer de réexcitation). De plus, ce chauffage accélère considérablement la diffusion ambipolaire des particules chargées, qui sont ainsi éliminés très rapidement. La lumière mesurée dans ces conditions décroît très lentement et est uniquement due à la fluorescence du quartz. Son spectre est donné en figure VII.2 bis ; on voit qu'il est très large (environ 1000 Å) et centré sur 4500 Å. Les mesures d'intensité lumineuse qui seront données par la suite ont été obtenues en comparant chaque post-décharge à étudier à cette même post-décharge en présence d'un chauffage hyperfréquence assez intense pour éliminer la lumière volumique de recombinaison.

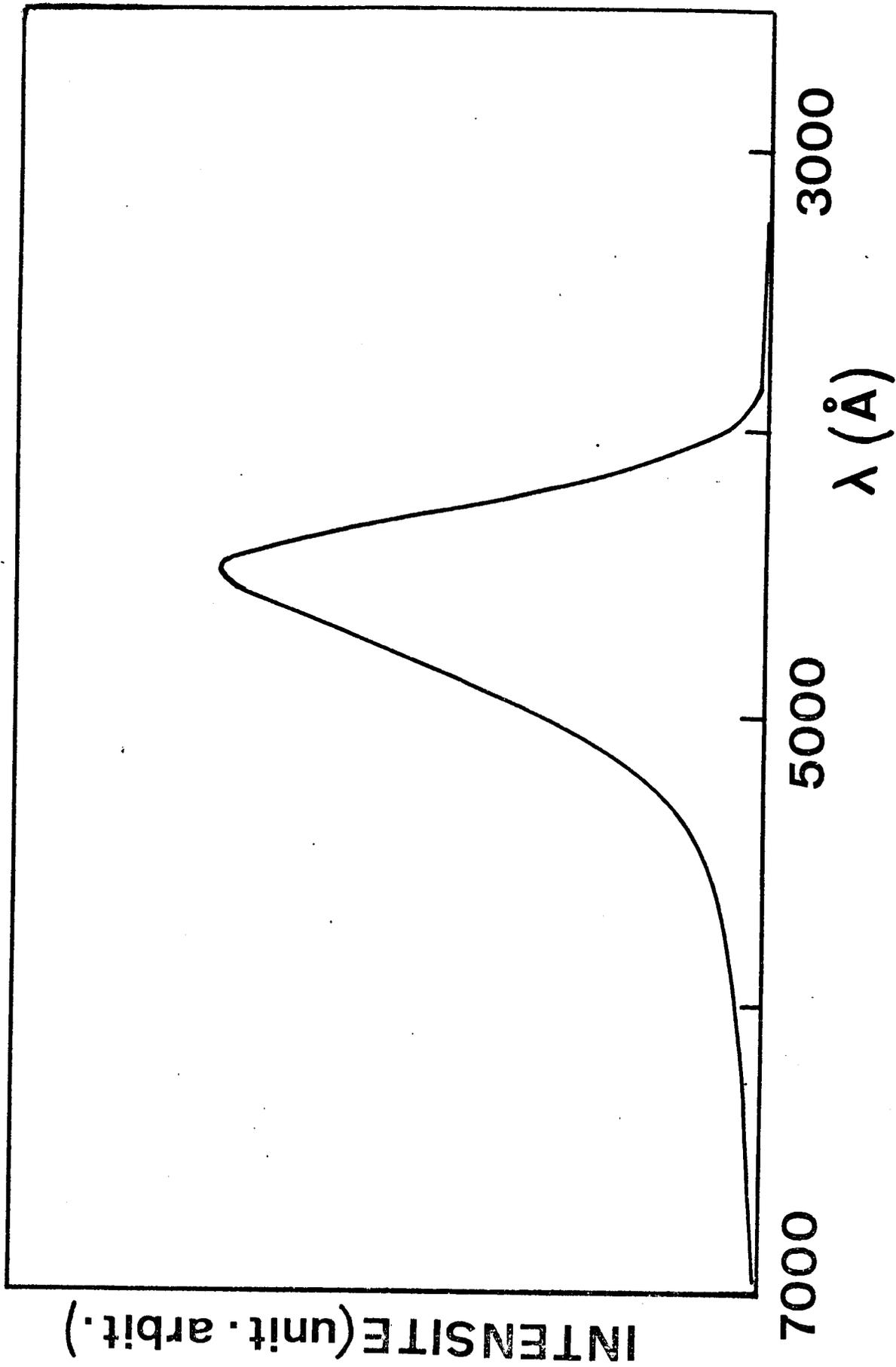


Figure VII.2bis

Spectre de fluorescence du tube quartz dans lequel est crée le plasma.

La figure VII.3 donne un exemple des décroissances mesurées d'intensités lumineuses pour les transitions  $q^3D \rightarrow 2^3P$ , pour  $q = 3, 6, 9, 12$  et  $14$ . Elle donne une idée des possibilités du système de mesure : les plus faibles intensités mesurées correspondent à environ un photon détecté tous les 2000 plasmas. Sur la même figure, nous avons porté pour comparaison, la décroissance de la densité électronique en fonction du temps sur une échelle deux fois plus grande. On peut ainsi noter que les intensités lumineuses des raies décroissent de moins en moins vite lorsque le nombre quantique principal du niveau supérieur augmente, jusqu'à décroître environ comme  $n_e^2$  pour les niveaux les plus élevés ( $q = 12$  et  $q = 14$ ).

Les constantes de temps de décroissance de l'intensité lumineuse de chacune des raies observées et de la densité électronique, sont déduites de nos mesures. Ainsi, nous pouvons déterminer le coefficient  $a(t)$ . Tout d'abord, nous constatons que dans toutes nos expériences, le coefficient  $a(t)$  est toujours compris entre 2 et 2,5. Il est pratique de choisir une valeur intermédiaire du rapport  $\frac{I(0, t)}{\langle I(r, t) \rangle}$  en prenant  $a(t) = 2,25$  pour toutes les raies étudiées et à tout instant. Ainsi nous écrivons que, à tout instant  $t$  et quelle que soit la raie considérée :

$$\frac{I(0, t)}{\langle I(r, t) \rangle} = 2,23 \quad \text{VII.17}$$

et l'erreur commise sur ce rapport ne peut dépasser 4,5%.

Dès que le plasma est thermalisé, c'est-à-dire à partir de  $t = 370 \mu\text{s}$ , (voir paragraphe suivant), la décroissance de la densité électronique est exponentielle. Nous constatons qu'il en est de même pour les intensités lumineuses de toutes les raies mesurées. Le coefficient  $a(t)$  devient donc constant pour une raie donnée. Nous constatons également que  $a(t)$  est le même pour toutes les raies observées correspondant à des transitions provenant des différents sous-niveaux d'un même niveau de nombre quantique principal  $p$ .

Sur la figure VII.4, nous avons porté les valeurs mesurées de  $a(t)$  moyennées sur toute la partie thermalisée de la post-décharge sans chauffage hyperfréquence et sur l'ensemble des sous-niveaux considérés d'un niveau  $p$  en fonction de  $p$ ,  $p$  variant de 3 à 14. Les barres d'erreurs affectées à chaque point sont données par les écarts types correspondants.

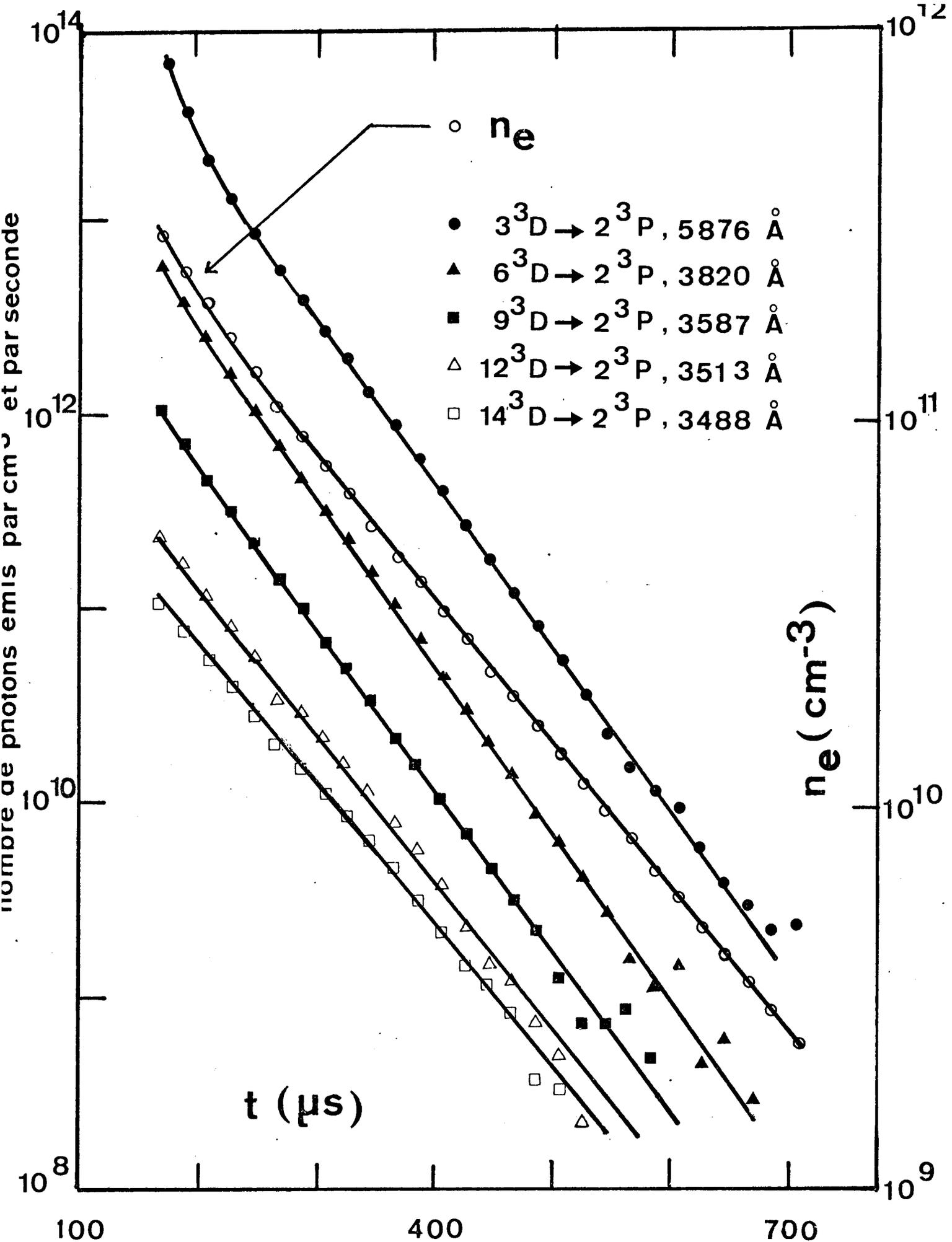


Figure VII-3. - Décroissances des intensités lumineuses de certaines des raies émises par le plasma dans la post-décharge, et comparaison avec la décroissance de la densité électronique.

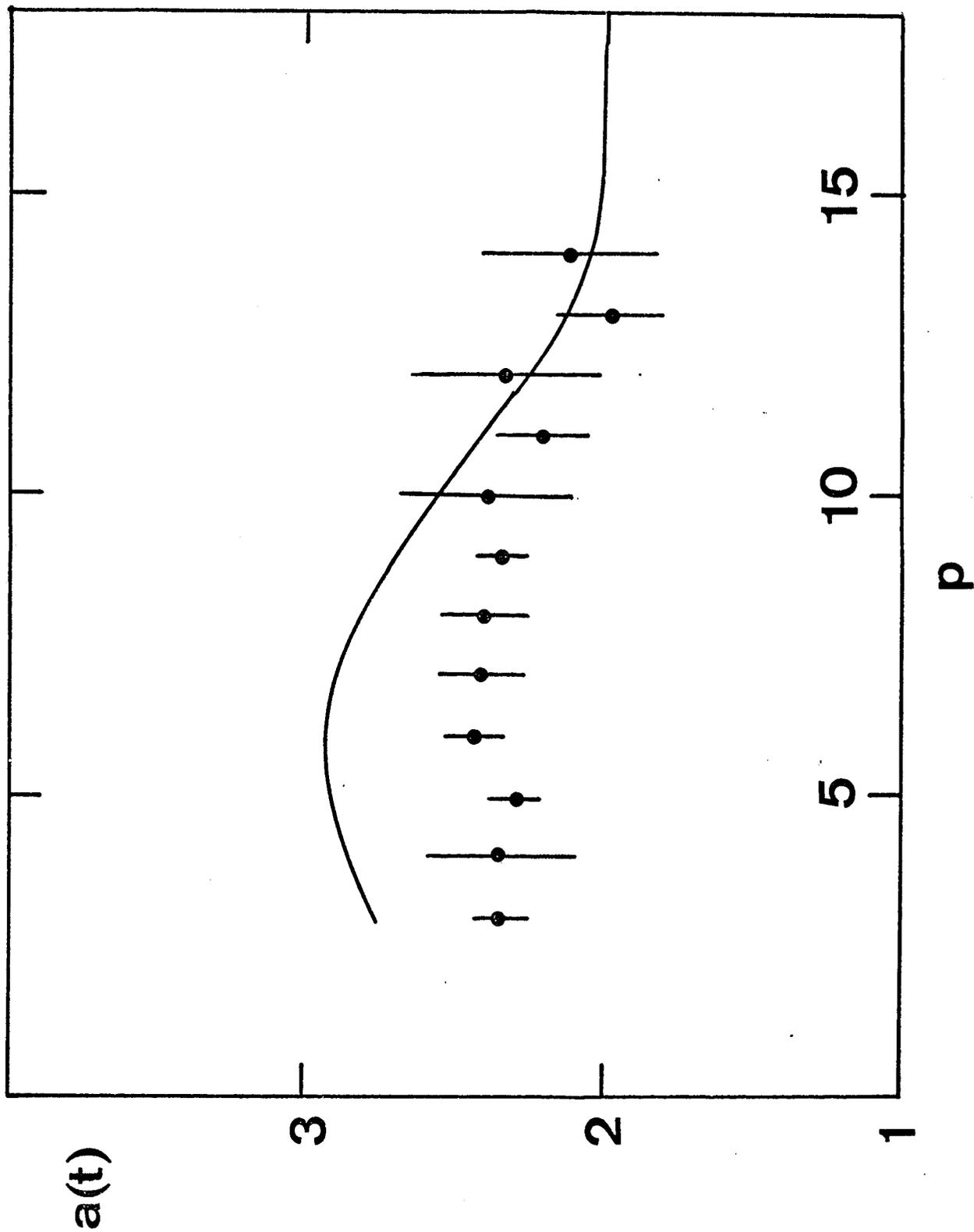


Figure VII.4. - Dépendance de l'intensité lumineuse des raies émises à partir d'un niveau  $p$  vis-à-vis de la densité électronique en fonction de  $p$ . La température électronique est constante et égale à 300°K.

Sur la même figure, nous avons porté les valeurs de  $a(t)$  prévues par notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons pour des densités électroniques comprises entre  $5 \cdot 10^{10}$  et  $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  et à  $T_e = T_0 = 300^\circ\text{K}$ . Nous remarquons que les populations mesurées des niveaux dont le nombre quantique principal est inférieur à 10, ont la même dépendance vis-à-vis de la densité électronique, ce qui est en accord avec la théorie, puisque chacune des transitions observées d'un de ces niveaux au niveau 2 correspond à un évènement de recombinaison. Nous trouvons :

$$a(t) = 2,35 \pm 0,15$$

pour  $t > 370 \mu\text{s}$  et  $3 \leq p \leq 10$  à  $T_e = 300^\circ\text{K}$ , alors que la théorie prévoit que pour les niveaux 3 à 8,  $a(t) \simeq 2,85$ .

La dépendance en densité électronique des populations des niveaux bas est donc moins forte que ce que prévoit la théorie, mais cela s'explique très bien au vu des résultats expérimentaux qui vont suivre.

D'autre part, lorsque  $p$  augmente, nos mesures montrent que  $a(t)$  tend vers 2. Ceci est en accord avec le modèle collisionnel-radiatif qui prévoit que les niveaux de nombre quantique principal  $p$  assez grand, c'est-à-dire très excités, doivent être à l'équilibre de Saha (équation II.21) ; par conséquent, à température constante, leurs populations doivent varier comme le carré de la densité électronique.

#### VII.5. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE

Puisque nous avons montré que la température électronique est uniforme et que la décroissance de la densité électronique est déterminée par la diffusion ambipolaire, nous pouvons écrire que (Delcroix, 1966) :

$$\frac{dn_e}{dt} = - \frac{D_a(T_e)}{\Lambda^2} n_e \quad \text{VII.18}$$

avec :

$$D_a(T_e) = \frac{D_a(T_0)}{2} \left( 1 + \frac{T_e}{T_0} \right) \quad \text{VII.19}$$

La pente de la décroissance temporelle de  $n_e$  donne donc rapidement la température électronique, pourvu qu'on connaisse la température des neutres  $T_0$ . Compte tenu du fait que l'énergie fournie au plasma lors de sa création est très faible (1000 V et 200 mA pendant  $50 \mu\text{s}$ ), il est légitime d'admettre que  $T_0$  est la température ambiante :  $300^\circ\text{K}$ . Il est donc possible de connaître la température électronique à tout instant.

Nous avons vu au paragraphe V.5, que lorsqu'on applique un chauffage hyperfréquence de puissance  $P_H$  modérée à notre plasma d'hélium, la température électronique est augmentée d'une quantité  $\Delta T_e$  (eqs. V.20 et V.21) :

$$\Delta T_e \text{ (}^\circ\text{K)} = 4,58 \times P_H \text{ (mW)} \quad \text{VII.20}$$

pourvu que le plasma soit peu absorbant ( $\nu^2/\omega_H^2 \ll 1$ ), que la température électronique soit uniforme et que les phénomènes de refroidissement par diffusion soient négligeables.

La seconde condition a été discutée au paragraphe VII.3, où nous montrons qu'elle est bien vérifiée. La première condition est également vérifiée puisque, en tenant compte des fréquences de collisions électron-ion (Gauthier, Sol, 1972) et électron-neutre (Sol, Boulmer, Delpech, 1973) le rapport  $\frac{\nu^2}{\omega_H^2}$  ne dépasse jamais  $3 \cdot 10^{-2}$ . La dernière condition est elle aussi vérifiée puisque le rapport entre le temps de relaxation de l'énergie et le temps de diffusion des électrons est toujours inférieur à  $8 \cdot 10^{-2}$  (Boulmer, Sol, Gauthier, 1972).

Enfin, l'élévation de température provoquée par le chauffage hyperfréquence ne modifie pas substantiellement le mode de relaxation de l'énergie dans la post-décharge puisque les puissances hyperfréquences sont faibles ( $P_H < 40 \text{ mW}$ ) et qu'on ne fait de mesures que lorsque la température électronique non perturbée est déjà très voisine de celle des neutres ( $T_e < 500^\circ\text{K}$ ).

A la fin de la post-décharge ( $t < 370 \mu\text{s}$ ) la température électronique est constante. La pente de la décroissance de la densité électronique tracée en coordonnées semi-logarithmiques permet de déterminer le coefficient de diffusion ambipolaire avec une grande précision puisqu'on peut le calculer sur un grand nombre de points expérimentaux et que l'étalonnage de l'interféromètre n'intervient pas. En absence de chauffage hyperfréquence, nous trouvons :

$$D_{ap} = 475 \pm 7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ torr}, \quad \text{VII.21}$$

ce qui est en bon accord avec les valeurs admises pour  $300^\circ\text{K}$  et 2 torr (Delpech, Boulmer, Stevefelt, 1975).

En présence d'un chauffage hyperfréquence, le coefficient de diffusion ambipolaire mesuré permet de déduire l'élévation de température  $\Delta T_e$  due au chauffage, en appliquant l'équation VII.19. Dans le tableau suivant, nous comparons les températures électroniques ainsi mesurées aux valeurs prévues par la théorie (éq. VII.20) pour les trois puissances de chauffage.

|                | $P_H$<br>(mW) | $T_{eth}$<br>(°K) | $T_{emes}$<br>(°K) | $\Delta T_{emes}$<br>(°K) |
|----------------|---------------|-------------------|--------------------|---------------------------|
| sans chauffage | 0             | 300               |                    | 0                         |
| chauffage 1    | 12            | 355               | $350 \pm 6$        | $50 \pm 6$                |
| chauffage 2    | 24            | 410               | $409 \pm 8$        | $109 \pm 8$               |
| chauffage 3    | 38            | 474               | $463 \pm 11$       | $163 \pm 11$              |

Nous constatons un très bon accord entre nos prévisions théoriques et nos mesures.

Vers le début de la post-décharge ( $170 \mu\text{s} \leq t \leq 370 \mu\text{s}$ ), la constante de temps de décroissance de la densité électronique est mesurée à chaque instant par un lissage quadratique sur cinq points de densité électronique.

On obtient ainsi la fonction  $T_e(t)$  sans et avec chauffage hyperfréquence. Mais puisque la théorie prévoit que les températures électroniques avec un chauffage donné sont décalées d'une quantité constante  $\Delta T_e$  par rapport aux températures obtenues sans chauffage, il est intéressant de tracer, en fonction du temps, la différence  $(T_e - \Delta T_e)$  où  $T_e$  est mesurée à chaque instant de la post-décharge et  $\Delta T_e$  est déduite des mesures de la fin de la post-décharge, lorsque celle-ci est thermalisée.

C'est ce que nous avons fait sur la figure VII.5. Chaque point représente la valeur moyenne de  $(T_e - \Delta T_e)$  mesurée sans chauffage et avec les trois chauffages hyperfréquences. Les barres d'erreurs représentent les écarts types sur les 4 post-décharges à un instant donné.

On constate que, quel que soit le chauffage hyperfréquence, l'ensemble des mesures de  $T_e$  se réduit aux équations simples :

$$T_e = \Delta T_e + 634 \times e^{-t/500} \text{ (}^\circ\text{K)} \quad \text{VII.22}$$

pour  $t$  compris entre 170 et 370  $\mu\text{s}$  et

$$T_e = \Delta T_e + 300 \text{ (}^\circ\text{K)} \quad \text{VII.23}$$

pour  $t \geq 370 \mu\text{s}$ , et où  $\Delta T_e$  est la valeur mesurée donnée dans le tableau précédent.

Le fait de pouvoir tenir compte des quatre post-décharges (avec et sans chauffage) simultanément, permet de réduire considérablement les barres d'erreurs, ce qui est primordial puisqu'on veut étudier le coefficient de recombinaison qui varie très rapidement avec la température. Nous estimons que l'erreur relative sur la détermination de la température électronique est d'environ 4%.

#### - Remarque sur l'influence des électrons suprathermiques -

Ici, il convient de discuter l'influence sur ce type de mesure des électrons suprathermiques formés par collisions ionisantes entre métastables et par collisions superélastiques entre métastables et électrons. Ces électrons sont créés avec des énergies cinétiques d'environ 20 eV. Si la densité des électrons maxwelliens est de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , la constante de temps de diffusion de ces électrons rapides est environ dix fois plus petite que celles de relaxation de leur énergie par collisions avec les neutres et avec les électrons thermiques. Ainsi, la plupart de ces électrons rapides vont diffuser librement vers les parois du tube contenant le plasma, alors qu'une très faible proportion d'entre eux vont être thermalisés et ainsi augmenter la température électronique. La diffusion libre des électrons rapides va modifier la diffu-

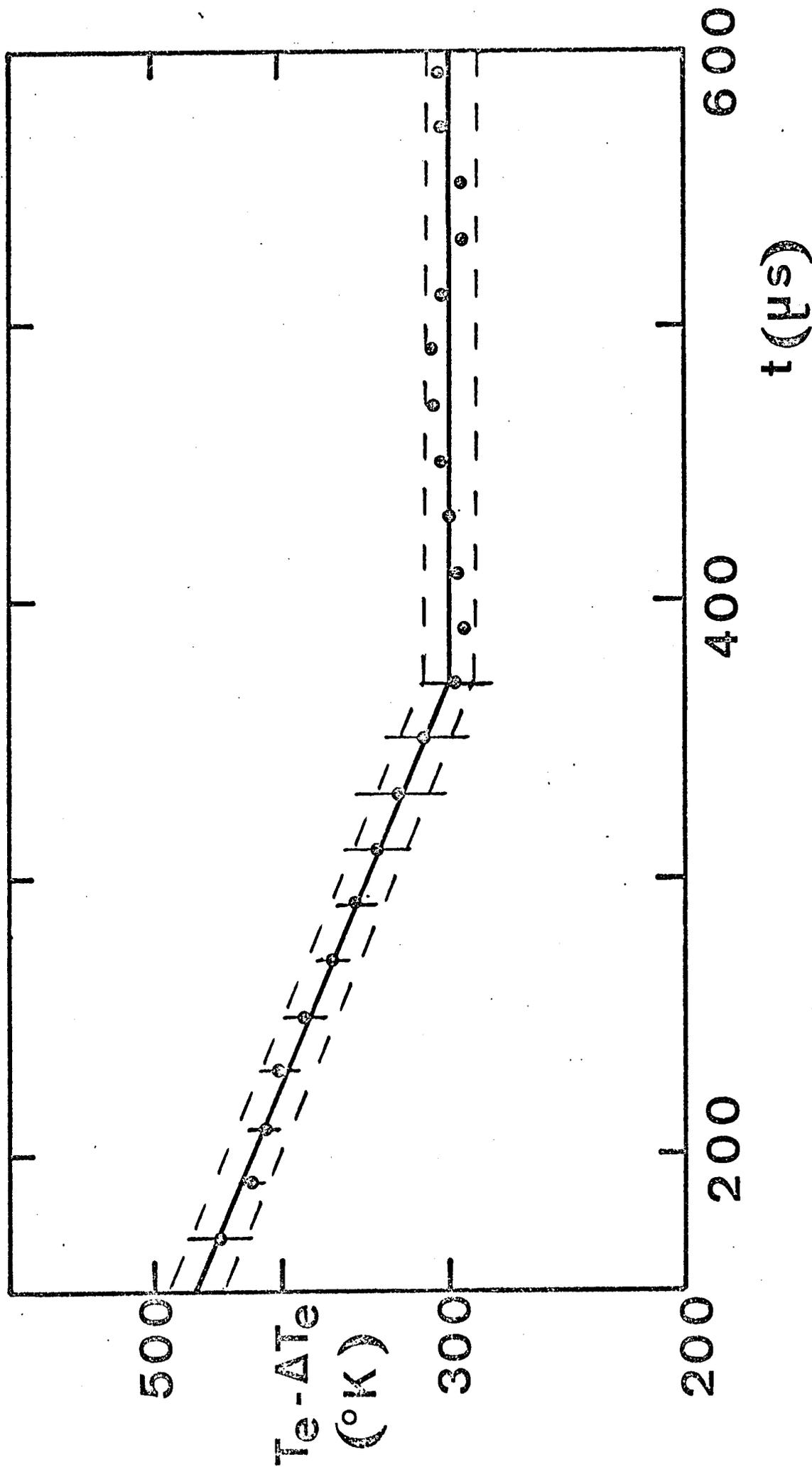


Figure VII.5.- Variation en fonction de l'instant dans la post-décharge de la différence entre la valeur de  $T_e$  mesurée à cet instant et l'échauffement  $\Delta T_e$  dû à la perturbation hyperfréquence mesuré dans la partie thermalisée de la post-décharge ( $t \geq 370 \mu s$ ). Les barres d'erreurs représentent les écarts types sur les 4 post-décharges (avec et sans chauffage hyperfréquence). Les droites en pointillés délimitent le domaine de confiance de l'ensemble de nos mesures.

sion ambipolaire des électrons de la maxwellienne car le champ électrique de charges d'espace associé à la diffusion ambipolaire va être modifié de façon à maintenir la quasi-neutralité du plasma : la modification du champ électrique est telle que la disparition des ions est accélérée alors que celle des électrons thermiques est ralentie. Si  $D_a$  est le coefficient de diffusion ambipolaire en absence d'électrons rapides et  $S$  le nombre d'électrons rapides formés par unités de temps et de volume, l'accroissement du champ électrique de charges d'espace  $\vec{E}'$  nécessaire pour maintenir la quasi-neutralité du plasma ( $n_e = n_i$ ) est donné par (Monchicourt, Touzeau, Wells, 1973) :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (n_e \mu_e \vec{E}') + D_a \nabla^2 n_e = \frac{\partial n_i}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (n_i \mu_i \vec{E}') + D_a \nabla^2 n_i + S$$

où  $\mu_e$  et  $\mu_i$  sont les mobilités des électrons et des ions.

Puisque  $\mu_e \gg \mu_i$  (Delcroix, 1966), il est clair que :

$$-\vec{\nabla} \cdot (n_e \mu_e \vec{E}') = S$$

$$-\vec{\nabla} \cdot (n_i \mu_i \vec{E}') \ll S.$$

Nous pouvons donc écrire que :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial n_i}{\partial t} = D_a \nabla^2 n_e + S$$

où il faut noter que le terme de source d'électrons rapides  $S$  est lui-même petit devant le terme de diffusion ambipolaire (cf § VII.2.1.). Il apparaît donc que, dans nos conditions expérimentales, les électrons suprathermiques n'influencent la diffusion ambipolaire que par l'intermédiaire de l'élévation de température électronique due à la thermalisation d'une faible partie d'entre eux. La détermination de la température électronique à partir du taux de diffusion ambipolaire est donc correcte, dans nos conditions expérimentales, malgré la présence d'électrons suprathermiques.

#### VII.6. POPULATIONS DES NIVEAUX EXCITES

Nous avons montré au chap. IV que la mesure absolue des intensités des raies émises par le plasma permettait de connaître les populations des états excités à partir desquels sont émises ces raies. Rappelons que notre plasma a une symétrie cylindrique et est optiquement mince pour les raies autres que les raies de résonance qui sont dans le domaine VUV et que nous n'observons pas. Les probabilités de transitions utilisées sont celles que donnent

Wiese, Smith et Glennon (voir table IV.1). Puisque nous connaissons le profil spatial d'émission lumineuse, nous ramenons toutes les valeurs mesurées des intensités lumineuses et des populations à leurs valeurs au centre du tube.

Au chapitre V, nous avons présenté le spectre d'émission du plasma de post-décharge en absence de chauffage hyperfréquence enregistré entre 2500 et 7300 Å (fig. V.2). Ce spectre est composé pour l'essentiel des raies de l'atome d'hélium auxquelles viennent s'ajouter des bandes de la molécule d'hélium et les principales raies de la série de Balmer de l'atome d'hydrogène, dont nous avons déjà signalé la présence au chapitre V. Bien que le spectre de  $\text{He}_2$  soit bien moins intense que celui de He, il est tout de même gênant lorsqu'il s'agit de mesurer les raies très faibles provenant des niveaux très excités.

La figure VII.6 représente un détail du spectre de la figure V.2 entre 3503 et 3426 Å mesuré point par point à 50  $\mu\text{s}$  du début de la post-décharge, donc très tôt, et la figure VII.7 représente le même spectre 200  $\mu\text{s}$  plus tard. (Soulignons que sur ces figures les unités des intensités lumineuses sont arbitraires). Il s'agit de la fin de la série  $q^3\text{D} \rightarrow 2^3\text{P}$  où  $q$  est supérieur à 13. On y remarque également la fin de la série  $q^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$  qui est environ 10 fois moins intense, un certain nombre de bandes moléculaires qui, bien que très faibles, viennent perturber les mesures pour  $q \gg 15$  et une raie atomique beaucoup plus intense qui correspond à la transition  $6^1\text{P} \rightarrow 2^1\text{S}$  (3447,6 Å). Notons au passage un point important : bien que cette raie soit largement plus intense que les raies voisines, elle ne perturbe pas les mesures faites à des longueurs d'ondes très proches ; la lumière diffusée par le monochromateur aux longueurs d'ondes voisines de cette raie est donc négligeable, ce qui signifie que celui-ci, et surtout le réseau holographique dont il est muni, fonctionnent de façon tout à fait satisfaisante.

A 50  $\mu\text{s}$ , les bandes moléculaires sont relativement importantes. Ces bandes sont émises à partir de niveaux relativement bas ( $p \leq 6$ ) et nous avons vérifié qu'elles ont une dépendance temporelle identique à celle des raies émises à partir des niveaux atomiques correspondants. D'après ce que nous avons montré au § VII.4, nous savons qu'elles disparaissent plus vite que les raies atomiques émises à partir des niveaux les plus excités ( $p \gg 14$ ). Nous remarquons en effet qu'à  $t = 250 \mu\text{s}$  (fig.VII.7), ces bandes moléculaires sont de moindre importance, quoiqu'encore présentes. L'idéal aurait

série  $q\ 3D \rightarrow 2\ 3P : q$

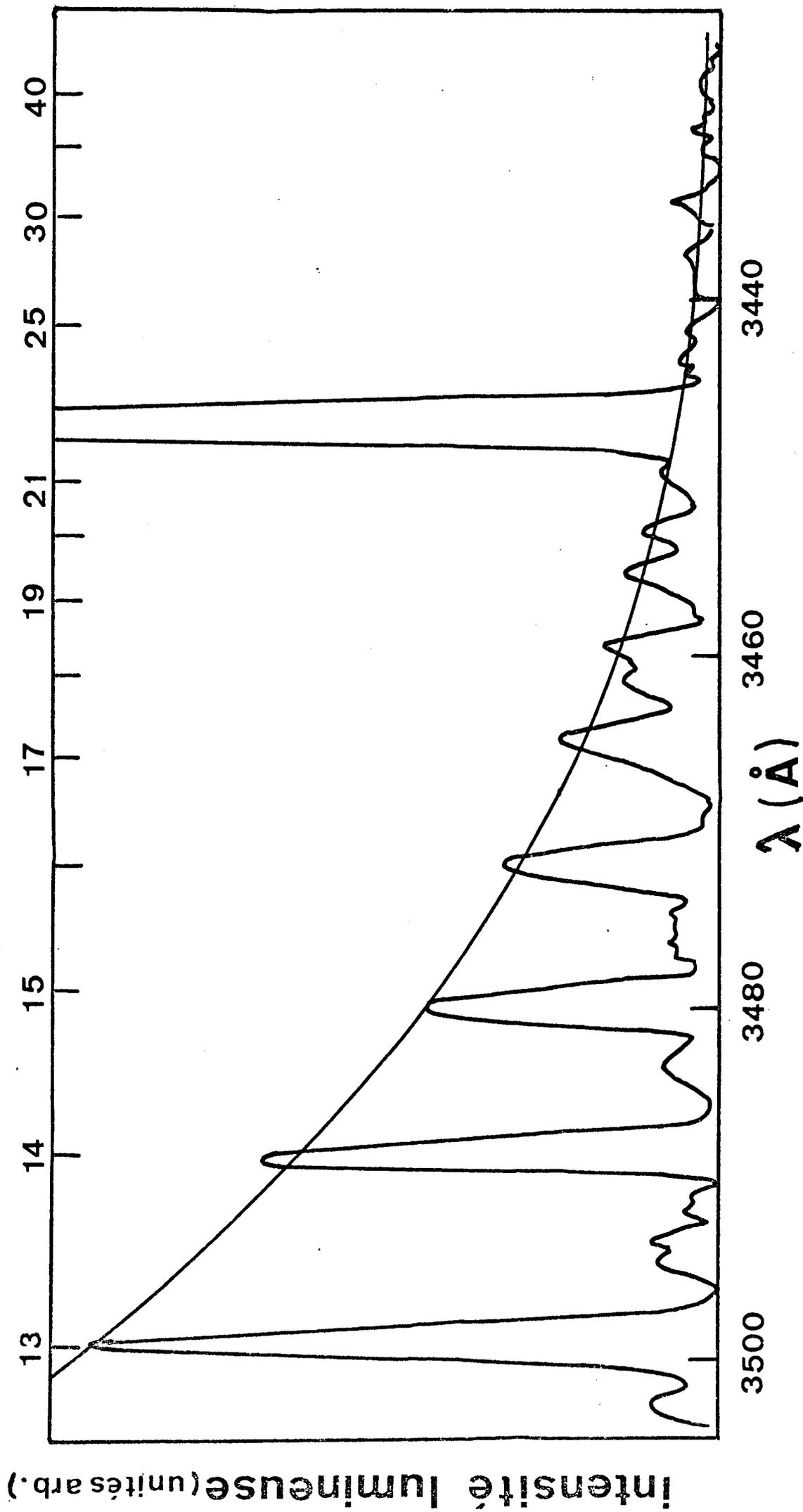


Figure VII.7. - Même spectre qu'à la figure VII.6 mais à  $t = 250\ \mu\text{s}$ . La courbe représente les intensités lumineuses prévues par notre théorie pour  $n_e = 10^{11}\ \text{cm}^{-3}$  et  $T_e = 400^\circ\text{K}$  et  $T_e = 400^\circ\text{K}$  par rapport à l'intensité de la raie  $13\ 3D \rightarrow 2\ 3P$ .

été de pouvoir faire la mesure assez tard dans la post-décharge pour que les bandes moléculaires soient négligeables, mais alors le nombre des photons émis par le plasma devient bien trop faible.

Nous avons voulu vérifier que l'hypothèse selon laquelle les niveaux très excités sont à l'équilibre de Saha est réaliste. Sur la figure VII.7 nous avons tracé les intensités lumineuses émises sur les transitions  $q^3D \rightarrow 2^3P$ , que prévoit notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons, par rapport à la valeur mesurée de l'intensité de la raie  $13^3D \rightarrow 2^3P$  pour  $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $T_e = 400 \text{ }^\circ\text{K}$ . puisque dans ce petit domaine de longueurs d'ondes ( $3425 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 3500 \text{ \AA}$ ) son rendement varie très peu (cf fig. V.4). Nous constatons ainsi un accord satisfaisant entre notre théorie et nos mesures.

Comme le montre le spectre de la figure V.2, une autre fin de série nous est accessible pour vérifier notre théorie. Il s'agit des transitions  $q^3P \rightarrow 2^3S$  dont la limite se situe vers  $2600 \text{ \AA}$ . Cette série n'est pas perturbée par la présence de bandes moléculaires, mais se trouve dans un domaine de longueurs d'ondes où il ne nous a pas été possible d'effectuer un étalonnage précis du système optique. En effet, l'émission de la lampe étalon à ruban de tungstène est alors nulle et il aurait fallu utiliser par exemple, une lampe à deutérium qu'il est actuellement virtuellement impossible d'étalonner en France. De plus, d'après les données des constructeurs du réseau holographique et du photomultiplicateur, il est probable que le rendement de ces appareils varie rapidement dans ce domaine de longueurs d'ondes, ce que nous avons pu vérifier qualitativement en notant que les intensités des raies mesurées vers  $2600 \text{ \AA}$  étaient particulièrement faibles. Nous n'avons donc pas pu obtenir de résultat quantitativement satisfaisant de cette fin de série.

Cette étude des niveaux  $p \gg 13$  a été faite une fois pour toute, car elle nécessite des expériences très longues. Par contre, les populations des niveaux  $p$  compris entre 3 et 14 ont pu être faites à de nombreuses reprises. Sur la figure VII.8 nous avons tracé les populations mesurées de ces niveaux  $q^3D$  divisées par leur multiplicité ( $\frac{N(q)}{g_q}$ ) en fonction de leur énergie d'ionisation dans trois circonstances expérimentales différentes :  $n_e = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $T_e = 400^\circ\text{K}$  ;  $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $300^\circ\text{K}$  ; et  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $300^\circ\text{K}$ . Sur la même figure nous avons également tracé les résultats de notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons dans les mêmes conditions.

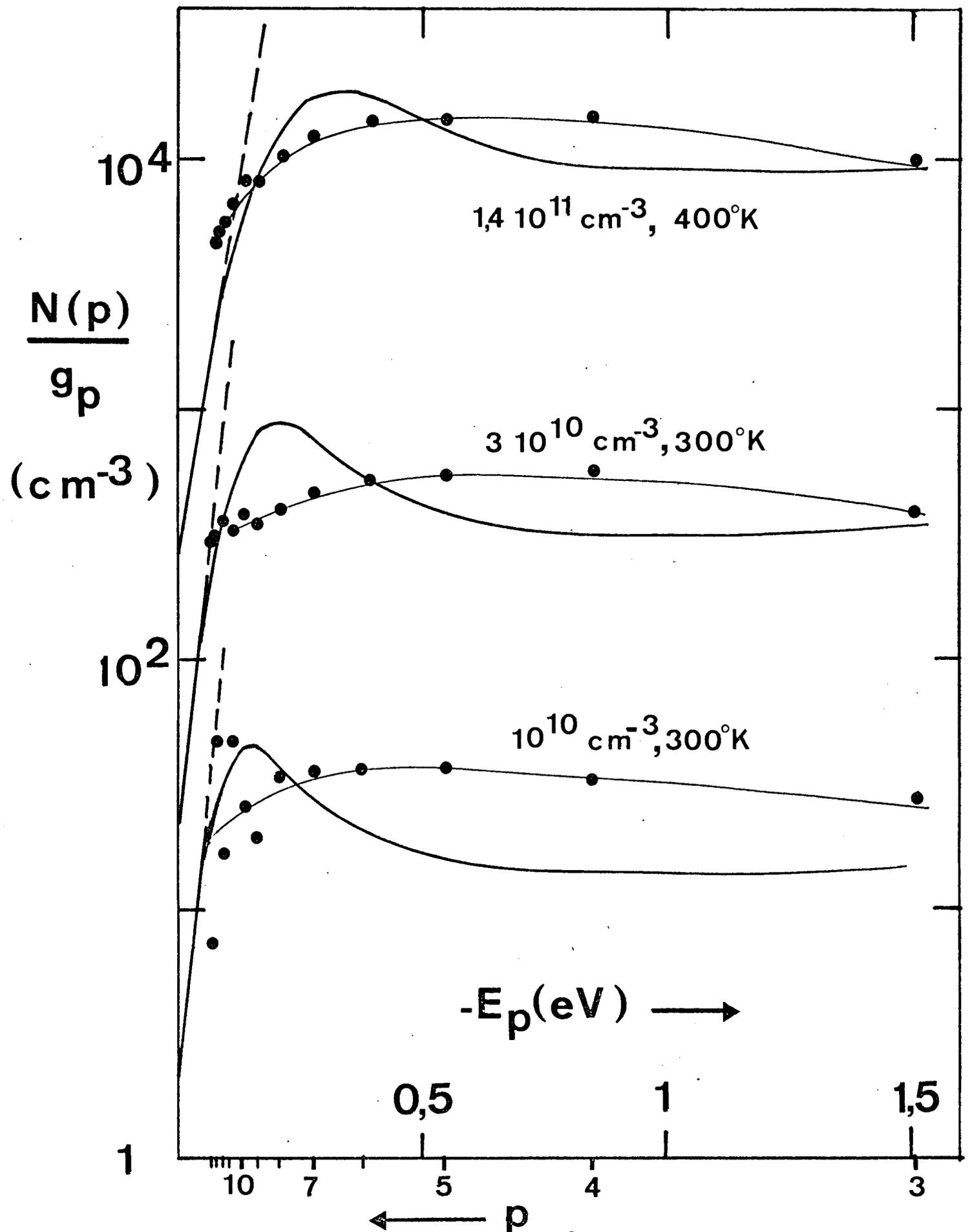


Figure VII.8 - Populations mesurées des niveaux  $p \ ^3D$  de l'hélium divisées par leur multiplicité en fonction de leur énergie d'ionisation ( $-E_p$ ) dans 3 conditions expérimentales différentes. Les courbes en traits épais représentent les résultats de la théorie de la recombinaison collisionnelle radiative stabilisée par les électrons utilisant les taux de Mansbach et Keck et les droites en pointillés donnent les populations à l'équilibre de Saha dans les mêmes conditions.

Dans l'ensemble, les populations des niveaux étudiés sont du même ordre de grandeur que celles que prévoient la théorie, mais leur distribution en énergie est pratiquement plate (elle présente en fait un léger maximum vers  $q = 4$  ou  $5$ ), alors que la distribution théorique présente un maximum très net vers les niveaux 7 à 10 avant de tendre vers la droite donnée par la formule de Saha pour les niveaux proches de la limite d'ionisation. En fait, il n'y a aucune raison pour que des théories classiques, telles que celles de Mansbach et Keck ou de Gryzinski, donnent les valeurs correctes des taux de transitions collisionnelles des niveaux inférieurs à 10 pour lesquels l'emploi d'une théorie quantique est indispensable. Le désaccord que nous observons pour les populations de ces niveaux n'est donc pas surprenant.

En ce qui concerne les niveaux d'énergie d'ionisation plus faible ( $q \geq 10$ ), on constate que leurs populations tendent raisonnablement bien vers l'équilibre de Saha comme le prévoit le modèle collisionnel-radiatif.

Enfin, nous avons remarqué que les sous-niveaux des niveaux 3 et 4 n'étaient pas en équilibre thermodynamique entre eux, ce qui est tout à fait normal à des températures électroniques voisines de  $300^\circ\text{K}$ , puisque la séparation d'énergie entre ces sous-niveaux est bien plus grande que l'énergie thermique des électrons qui sont responsables de l'établissement d'un tel équilibre.

Ces expériences présentent pour la première fois, à notre connaissance, les populations des niveaux excités comparés aux résultats théoriques pour une température électronique voisine de  $300^\circ\text{K}$  et à des densités électroniques de  $10^{10}$  à  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , ces températures et densités étant mesurées par ailleurs avec une grande précision.

Jusqu'à présent, les auteurs ont plutôt déduit de leurs mesures des populations des niveaux excités, la température électronique (Collins et col., 1972 ; Hinnov et Hirschberg, 1962) et même la densité électronique (Stevelfelt et Robben, 1972) ou ont ajusté les taux collisionnels intervenant dans leur modèle théorique de façon à obtenir un accord entre les populations mesurées et calculées (Johnson et Hinnov, 1969). D'autre part, ces auteurs, sauf Collins et col., travaillaient sur des plasmas dont les densités et les températures électroniques étaient bien supérieures aux nôtres.

Par contre, dans nos expériences, les valeurs de la densité et de la température électronique sont mesurées indépendamment des mesures optiques

et nous comparons nos résultats expérimentaux à ceux que prévoit notre théorie pour les densités et températures mesurées. En fait, ceci a été possible en choisissant des conditions telles que nous puissions à la fois faire des interactions plasmas-ondes hyperfréquences et plasma-rayonnement IR, et effectuer des mesures optiques en réduisant volontairement le volume de plasma observé et en se plaçant dans des conditions telles que la diffusion ambipolaire des particules chargées soit prédominante.

### VII.7. DETERMINATION DU COEFFICIENT DE RECOMBINAISON ELECTRON-ION

Nous avons vu au paragraphe III.3.2. que, dans nos conditions expérimentales, le nombre de recombinaisons par unités de temps et de volume est, à très peu de choses près, égal au nombre de photons émis par unités de temps et de volume par les transitions radiatives aboutissant au niveau de nombre quantique principal  $p = 2$  :

$$-\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{Rec}} = \sum_{p=3}^{\infty} \mathcal{N}^p(p,2) \quad \text{VII.24}$$

ou, puisque la densité d'ions moléculaires est très faible (cf § VII.2.2):

$$\alpha n_e^2 = \sum_{p=3}^{\infty} \mathcal{N}^p(p,2) \quad \text{VII.25}$$

où  $\alpha$  est le coefficient de recombinaison électron-ion atomique.

Nous savons également que cette série converge très vite. En réalité, nous avons vérifié qu'il suffit de mesurer les intensités des douze raies les plus intenses de cette série, pour obtenir environ 95% de la somme totale.

Une fois la fluorescence du quartz prise en compte, l'émission du plasma au centre du tube est déduite des valeurs moyennes mesurées en déduisant le profil spatial de l'émission lumineuse de la dépendance temporelle de celle-ci et de la densité électronique (cf § VII.4).

Connaissant le rendement du système optique (cf § V.6.2.) et la durée d'accumulation des données, on obtient alors le nombre de photons émis sur chaque raie par le plasma par unité de volume et par unité de temps.

Le coefficient de recombinaison de l'ion atomique au centre du tube contenant le plasma est déduit de ces mesures en absence et avec les trois chauffages hyperfréquences. Les résultats obtenus sont portés sur les fi-

gures VII.9, 10, 11 et 12 en fonction de la densité électronique au centre, celle-ci variant de  $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  à  $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Chaque point expérimental est affecté d'une barre d'erreur tenant compte des incertitudes sur les mesures des intensités lumineuses et des densités électroniques. Les valeurs de ces incertitudes ont été discutées au chapitre V.

Pour comparer nos résultats expérimentaux à ceux que prévoit notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons, nous avons porté sur ces mêmes figures les valeurs du coefficient de recombinaison  $\alpha_e$  donné par la formule III.20, qui résulte de nos calculs numériques, pour les densités et températures électroniques (éqs. VII.22 et VII.23) que nous avons mesurées :

$$\alpha_e = 1,55 \cdot 10^{-10} T_e^{-0,63} + 6,0 \cdot 10^{-9} T_e^{-2,18} n_e^{0,37} + 3,8 \cdot 10^{-9} T_e^{-4,5} n_e \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Les barres d'erreurs affectées à chacun de ces points représentent les incertitudes sur le coefficient de recombinaison théorique  $\alpha_e$  dues aux incertitudes sur les mesures de  $n_e$  et de  $T_e$ .

Pour des densités électroniques supérieures à  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , il y a un désaccord peu important entre nos expériences et la théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons, donc négligeant l'influence éventuelle des neutres. Par contre, pour des densités électroniques plus faibles, le désaccord est important.

Ces résultats expérimentaux avec et sans chauffage hyperfréquence sont résumés sur la figure VII.13: nous les avons portés en fonction des valeurs mesurées de  $n_e$  et de  $T_e$  dans les coordonnées de la "courbe universelle" décrivant nos résultats théoriques dans le modèle collisionnel-radiatif stabilisé par les électrons (eq. III.22) :

$$X = \log_{10} \left[ (n_e \times 10^{-10})^{-0,258} \times T_e \right]$$

$$Y = \log_{10} \left[ (n_e \times 10^{-10})^{0,163} \times \alpha_{\text{mes}} \right]$$

où  $n_e$  est en  $\text{cm}^{-3}$ ,  $T_e$  en  $^\circ\text{K}$  et  $\alpha_{\text{mes}}$  en  $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Nos points expérimentaux s'écartent très nettement de la courbe universelle.

Or, nous avons vu au paragraphe II.4.2., que lorsqu'on compare les taux collisionnels calculés par Bates et Khare, pour les transitions induites par

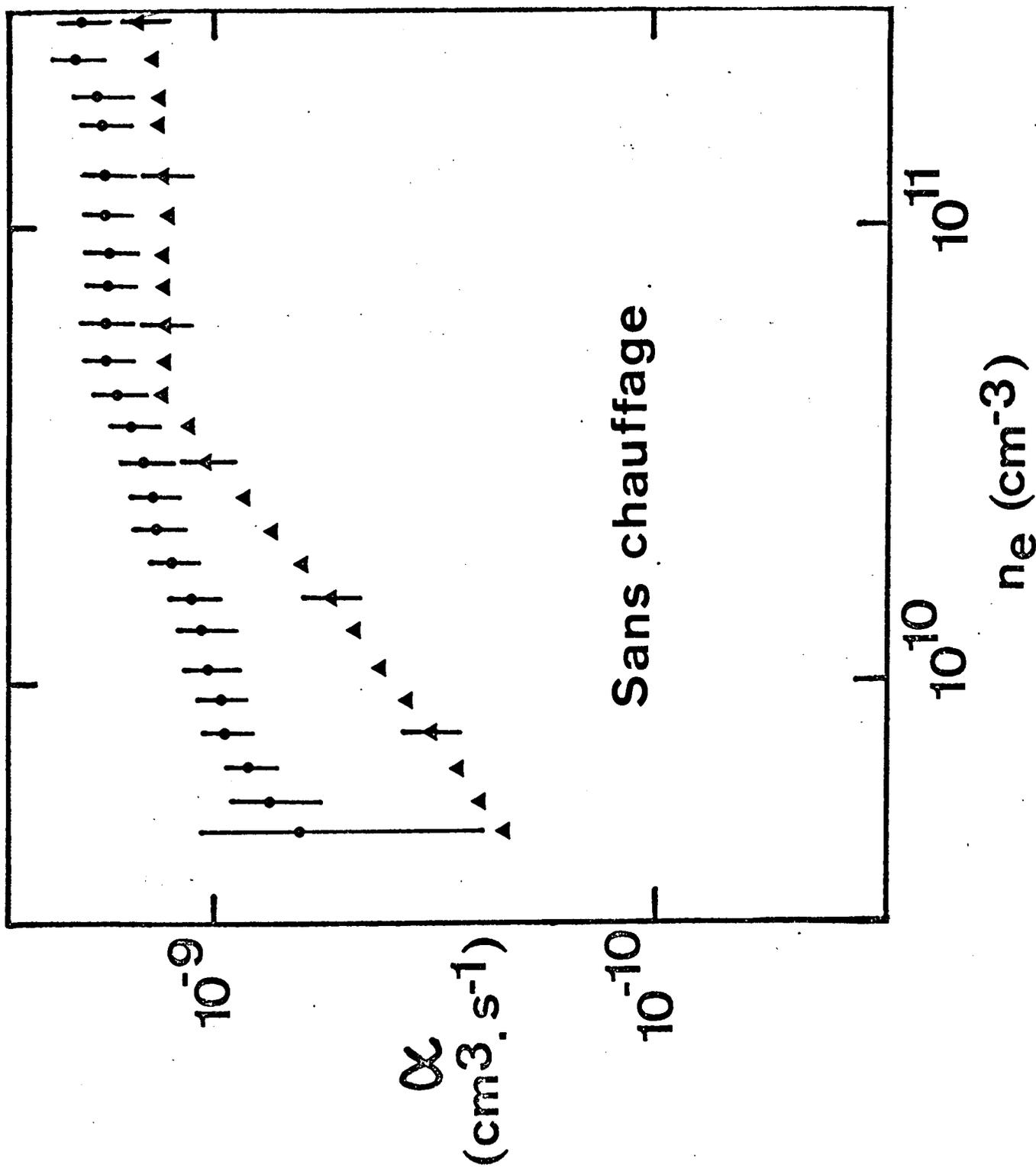


Figure VII.9. - Coefficient de recombinaison au centre du plasma mesuré au cours d'une post-décharge en fonction de la densité électronique au centre du plasma sans chauffage hyperfréquence (points). Les triangles représentent les résultats prévus par notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons à partir des valeurs mesurées de la température et de la densité électronique.



# Chauffage 2

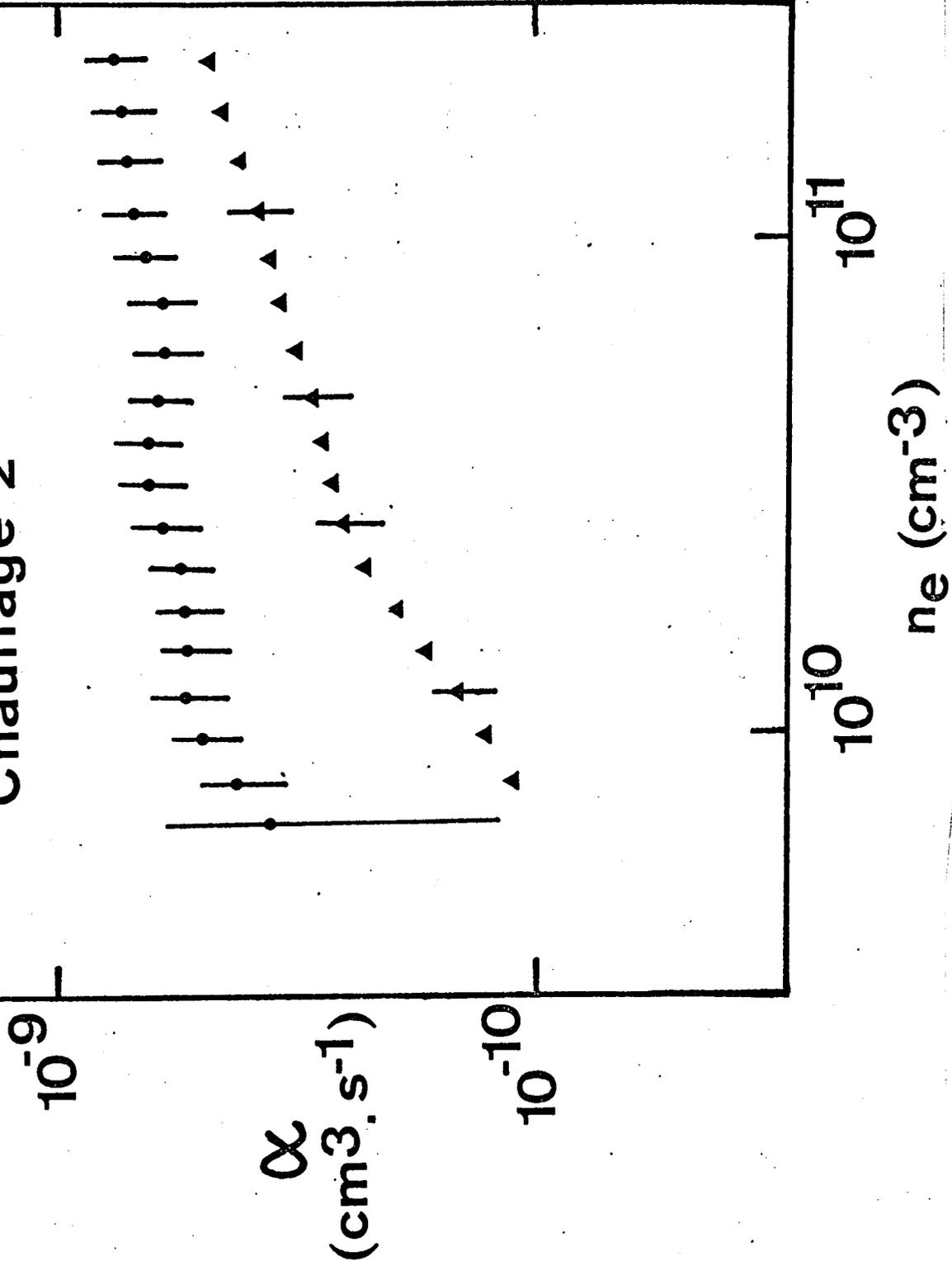


Figure VII.11.- Coefficient de recombinaison mesuré dans une post-décharge (points) en présence d'un chauffage hyperfréquence de 24 mW. (Mêmes commentaires que pour la figure VII.9).

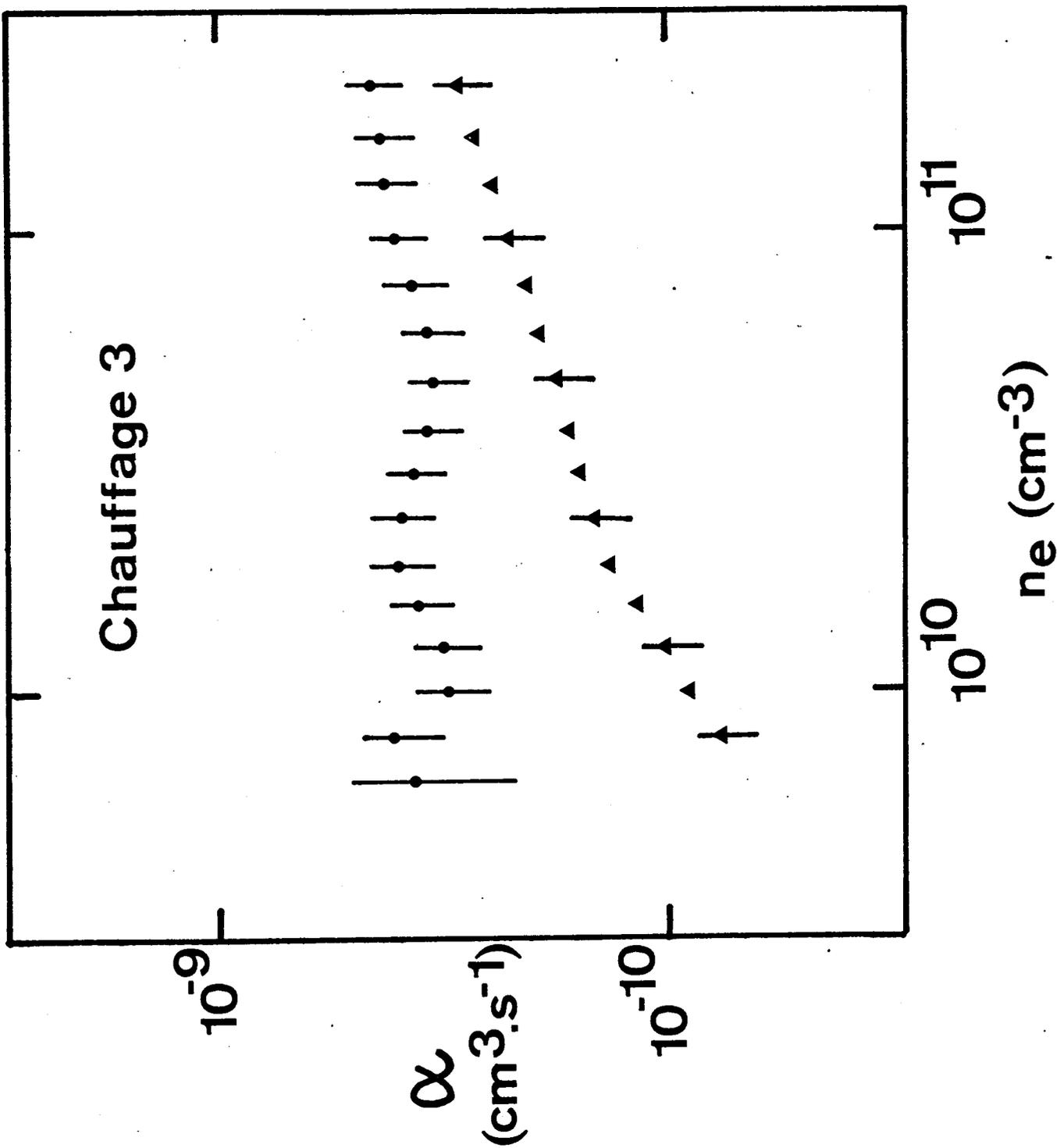


Figure VII.11.- Coefficient de recombinaison mesuré dans une post-décharge (points) en présence d'un chauffage hyperfréquence de 38 mW. (Mêmes commentaires que pour la figure VII.9).

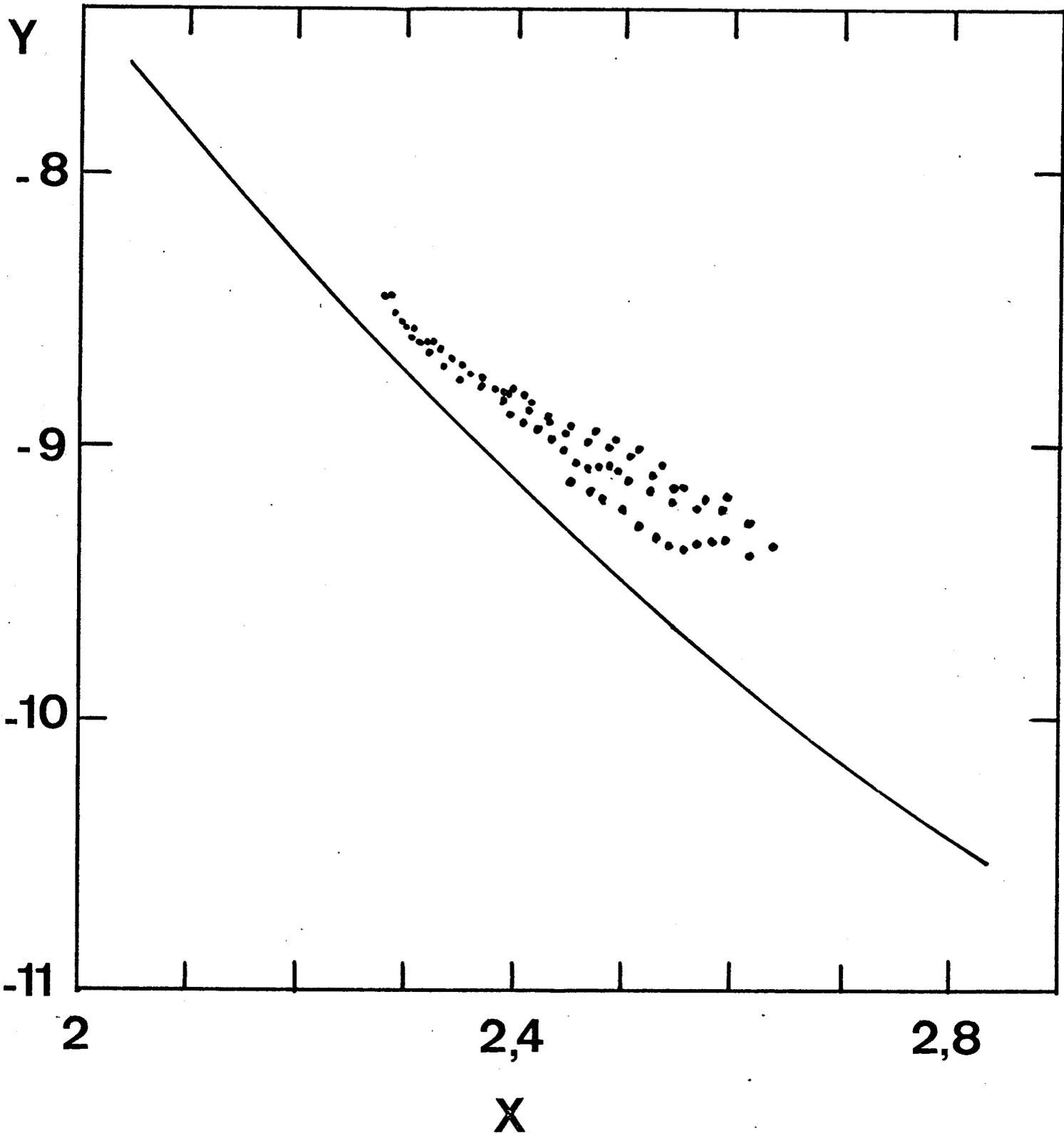


Figure VII.13. - Coefficient de recombinaison mesuré avec et sans chauffage hyperfréquence exprimé en fonction des valeurs mesurées de la densité et de la température électronique dans les coordonnées de la "courbe universelle". La courbe représente les résultats prévus par notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons.

les neutres, et par Mansbach et Keck, pour les transitions induites par les électrons (voir figure II.3), on constate que l'influence des neutres doit devenir importante lorsque le degré d'ionisation du plasma est inférieur à  $10^{-6}$ . Ici la pression est de 2 torr, donc la densité de neutres  $n_0$  est de  $6.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Le degré d'ionisation est donc inférieur à  $10^{-6}$  lorsque la densité électronique est inférieure à  $6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Il est donc logique d'attribuer le désaccord entre nos expériences et notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons, à l'influence des atomes neutres dans le processus de stabilisation.

Nous avons vu au paragraphe III.4 que le coefficient de recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée à la fois par les neutres et par les électrons est, en première approximation, la somme des deux coefficients de recombinaison que l'on calcule dans le cas de la stabilisation par les neutres ( $\alpha_0$ ) et de la stabilisation par les électrons ( $\alpha_e$ ) :

$$\alpha_{CR} = \alpha_0 + \alpha_e \quad \text{VII.26}$$

où  $\alpha_e$  est le résultat de la théorie du chapitre III (eq. III.20).

Cela nous conduit donc à considérer la différence :

$$\alpha_0 = \alpha_{mes} - \alpha_e(n_e, T_e) \quad \text{VII.27}$$

c'est-à-dire l'écart entre les valeurs mesurées de  $\alpha$  et les valeurs prévues par la théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons pour les densités et températures électroniques mesurées. Ce  $\alpha_0$  sera donc la contribution des neutres, si elle existe. Les résultats obtenus pour les quelques 80 points expérimentaux obtenus avec et sans chauffage hyperfréquence, sont portés sur la figure VII.14 en fonction de  $T_e$  en coordonnées logarithmiques. Ils sont regroupés en une dizaine de groupes de points représentés par des rectangles dont la largeur est égale au domaine de température électronique considéré et la hauteur à deux fois l'écart type obtenu en pondérant chaque point par l'inverse du carré de l'erreur absolue sur  $\alpha_0$ . Cette erreur est due à la fois aux erreurs sur les mesures de  $\alpha_{mes}$ ,  $n_e$  et  $T_e$ .

Nous n'observons aucune dépendance de  $\alpha_0$  vis-à-vis de la densité électronique qui varie pourtant de  $5.10^9$  à  $3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Par contre,  $\alpha_0$  dépend fortement de la température électronique. La droite de régression (en coordonnées logarithmiques) obtenue à partir de tous les points expérimentaux

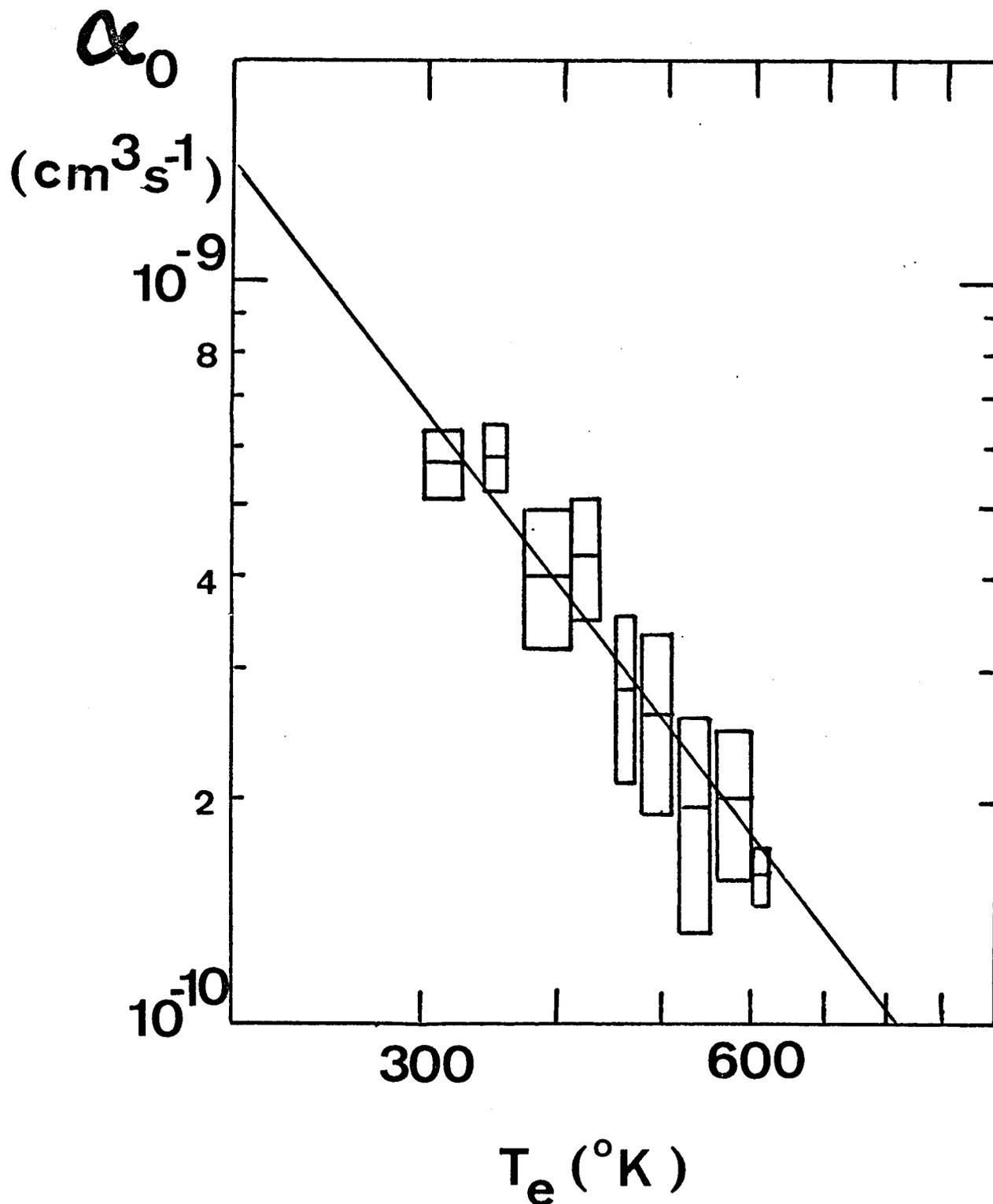


Figure VII.14. - Variation en fonction de la température électronique de la différence  $\alpha_0$  entre les valeurs mesurées du coefficient de recombinaison et les valeurs déduites de notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons, pour les densités et températures électroniques mesurées. Nous avons également tracé la droite de régression obtenue à partir des 80 points expérimentaux pris en compte dans cette figure et obtenus à des densités électroniques comprises entre  $5 \cdot 10^9$  et  $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

pondérés  
par l'inverse du carré de leur erreur absolue, donne :

$$\alpha_0 \simeq 6,8 \cdot 10^{-10} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{1,9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{VII.28}$$

où  $\alpha_0$  est indépendant de la densité électronique.

En conclusion, nos résultats expérimentaux sont bien décrits, pour  $n_e$  compris entre  $5 \cdot 10^9$  et  $3 \cdot 10^{11}$  et  $T_e$  compris entre 300 et 600°K, par la formule :

$$\alpha_{\text{mes}} = \alpha_0(T_e) + \alpha_e(n_e, T_e) \quad \text{VII.29}$$

où  $\alpha_0$  est donné par l'équation VII.28 et  $\alpha_e$  par l'équation III.20, pour les densités et températures électroniques mesurées.

Ceci est bien illustré par la figure VII.15 où nous avons porté la différence entre le coefficient de recombinaison mesuré  $\alpha_{\text{mes}}$  et  $\alpha_0(T_e)$  donné par VII.28 en fonction de  $n_e$  et de  $T_e$  (mesurées indépendamment) dans les coordonnées de la courbe universelle (éq. III.22). Nous observons un excellent accord entre la courbe universelle théorique et l'expérience, et, ce qui est plus important, une dispersion relativement faible de nos résultats.

Nous avons vérifié que le coefficient  $\alpha_0$  ainsi déterminé ne peut pas être attribué à un phénomène parasite dont nous n'aurions pas tenu compte dans nos expériences. Il est difficile, par exemple, d'expliquer nos résultats par un processus d'ionisation associative (Stevelfelt, 1973) dont l'effet serait plutôt de diminuer le taux apparent de recombinaison. D'autre part, toutes les transitions atomiques observées se comportent de façon identique à la fin de la post-décharge, alors que  $\alpha_0$  est le terme de recombinaison dominant. Ainsi nous pouvons exclure tous les phénomènes qui n'affecteraient qu'un nombre réduit des transitions observées, comme la fluorescence du tube de quartz contenant le plasma, que d'ailleurs nous prenons en compte (cf, § VII.4), ou comme un effet dû à la présence de traces d'hydrogène dans notre plasma d'hélium. Enfin, la recombinaison de l'ion  $\text{He}_2^+$ , présent dans de faibles proportions dans la post-décharge (cf, § VII.2), ne pourrait gêner nos observations que si elle faisait intervenir des processus dissociatifs très efficaces qui semblent d'ailleurs peu probables au vu de nos résultats expérimentaux (chapitre VI) et de travaux récents (Deloche et col. 1976). Il apparaît donc clairement que le coefficient  $\alpha_0$  que nous mesurons re-

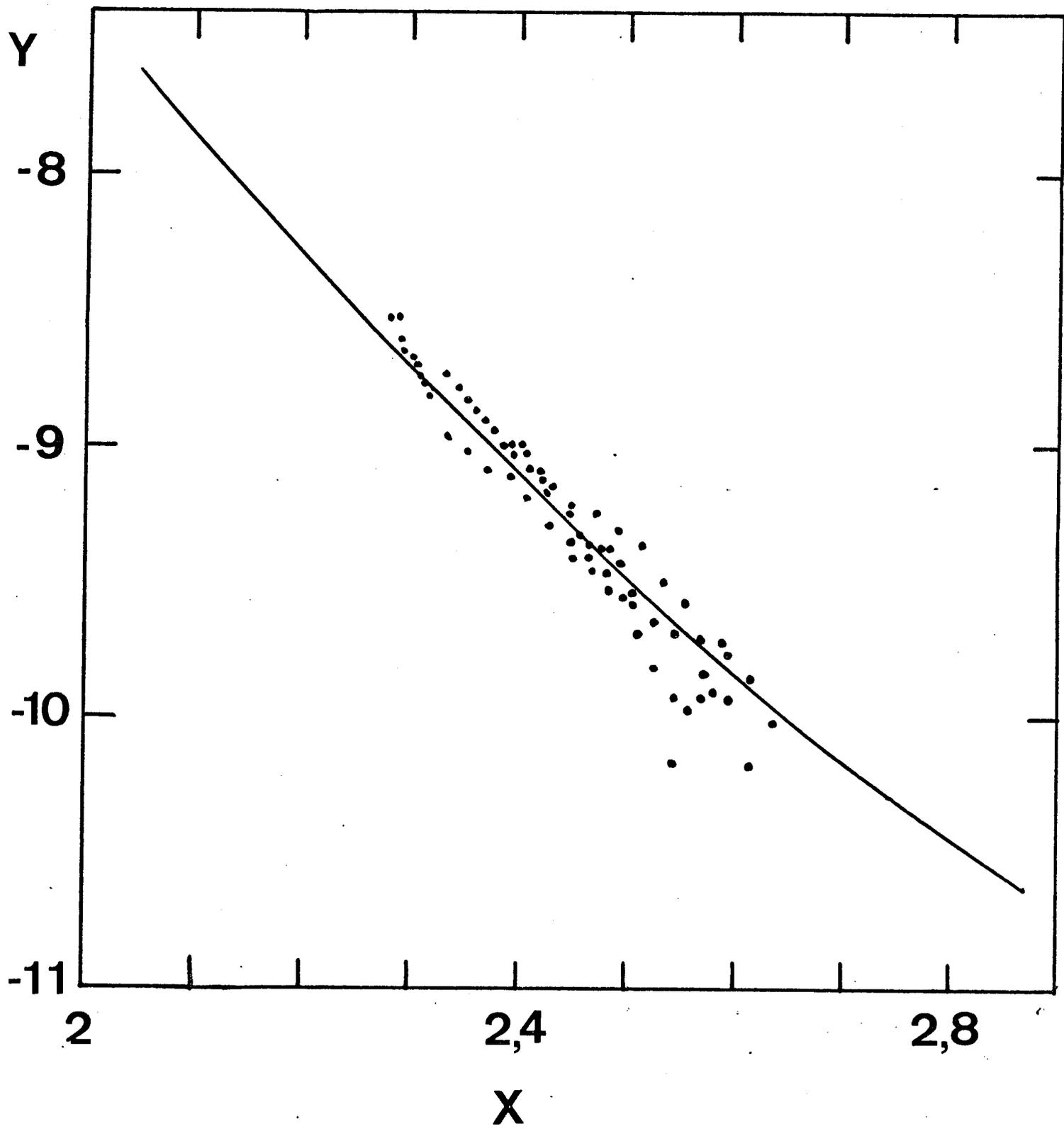


Figure VII.15 - Différence ( $\alpha_{\text{mes}} - \alpha_0$ ) entre le coefficient de recombinaison mesuré  $\alpha_{\text{mes}}$  et la valeur de  $\alpha_0$  à la température électronique mesurée en fonction de  $n_e$  et  $T_e$  dans les coordonnées de la "courbe universelle".

présente bien la contribution des neutres aux processus collisionnels-radiatifs de la recombinaison de l'ion  $\text{He}^+$ . De ce point de vue la méthode de perturbation IR des niveaux très excités doit nous apporter des informations complémentaires très précieuses.

#### VII.8. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PERTURBATION DES NIVEAUX EXCITES PAR UN RAYONNEMENT INFRAROUGE

Afin d'avancer plus avant dans notre étude des phénomènes de la recombinaison de l'ion  $\text{He}^+$ , nous avons utilisé la méthode de perturbation des niveaux excités par le rayonnement infrarouge émis par un laser à  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ). En effet, cette méthode permet d'aborder le problème sous un angle tout à fait nouveau : les niveaux concernés par la perturbation IR sont les niveaux très excités proches du goulet d'étranglement qui jouent un rôle primordial dans les processus de recombinaison collisionnelle-radiative à basse température et l'importance de l'effet observé dépend considérablement des taux de transitions collisionnelles entre ces niveaux. D'autre part, pour ces niveaux de nombre quantique principal au moins égal à 11, pour lesquels une approximation semi-classique est satisfaisante (principe de correspondance), les prévisions théoriques de taux collisionnels de transfert dues à Gryzinski, d'une part, et à Mansbach et Keck d'autre part, sont très différentes. Ainsi, nous devons pouvoir déterminer par cette méthode de perturbation laquelle des deux théories décrit le mieux la réalité.

Le principe de la méthode et son analyse théorique ont été exposés au chapitre III et les techniques expérimentales employées l'ont été au chapitre V. Précisons simplement quelques points importants.

La perturbation IR peut être appliquée au plasma à un instant quelconque de la post-décharge. Celui-ci est traversé selon son axe de symétrie par le faisceau, pratiquement parallèle, de rayonnement IR émis par un laser à  $\text{CO}_2$  fonctionnant en régime pulsé à une fréquence de répétition d'environ 100 Hz. La densité de puissance IR à l'intérieur du plasma peut être variée à volonté entre 50 et 2000  $\text{W/cm}^2$  et la durée des impulsions laser est d'environ 100  $\mu\text{s}$ . Les densités de puissance IR restent donc modérées. Nous sommes ainsi assurés que des phénomènes autres que la photoionisation (recombinaison stimulée, accroissement des températures des électrons et des neutres) ne viendront pas compliquer l'interprétation des résultats (Drawin et col., 1974).

L'échauffement du gaz d'électrons libres dû à l'illumination IR peut être calculé de la même façon que pour le chauffage hyperfréquence. Puisque cet échauffement varie comme l'inverse du carré de la fréquence du rayonnement incident (Goldstein, 1955), celui-ci est très faible à une longueur d'onde de  $10,6 \mu\text{m}$  : pour une densité de puissance de  $2 \text{ kW/cm}^2$ , cet échauffement est d'environ  $1^\circ\text{K}$ , donc négligeable. Nous avons également évité l'échauffement du gaz de neutres en ne focalisant pas le faisceau IR à l'intérieur de l'enceinte contenant le plasma. Ainsi, nous sommes assurés que l'effet observé sur le plasma n'est pas dû à une élévation de température des neutres ou des électrons libres.

La distribution spatiale de la densité de puissance IR a été mesurée dans toutes les configurations utilisées en fonction de l'instant dans l'impulsion laser. Connaissant la distribution spatiale de la densité électronique et de l'émission lumineuse (cf, § VII.4), nous pouvons ramener les valeurs moyennes spatiales des perturbations observées à leurs valeurs au centre du plasma. D'autre part, la puissance du faisceau IR est mesurée à chaque instant à la sortie du plasma de façon à tenir compte dans nos calculs d'une éventuelle variation de celle-ci.

Chaque mesure de la perturbation IR résulte de la comparaison de trois post-décharges créées successivement dans des conditions identiques : une sans perturbation IR, une autre avec perturbation IR, et la dernière avec un chauffage hyperfréquence assez fort pour faire disparaître complètement le plasma et mettre en évidence la lumière due à la fluorescence du tube de quartz contenant le plasma (cf § VII.4).

Ainsi, nous mesurons la diminution relative  $Q(p)$  des populations des niveaux excités de nombres quantiques principaux  $p$  au centre du plasma due à l'application du rayonnement IR :

$$Q(p) = \frac{N(p) - N_{\text{IR}}(p)}{N(p)}$$

où  $N_{\text{IR}}(p)$  et  $N(p)$  sont les populations du niveau  $p$  avec et sans perturbation IR.

Ces expériences ont été menées sur le même plasma de post-décharge d'hélium que celui sur lesquels nous avons obtenu les résultats que nous venons de décrire.  $Q(p)$  a pu être mesuré en absence de chauffage hyperfréquence à des densités électroniques comprises entre  $1,5 \cdot 10^{10}$  et  $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . A des densités électroniques plus faibles, la mesure de  $Q(p)$  devient trop imprécise, à cause du faible nombre de photons détectés, pour que les résultats soient significatifs.

Dans un premier temps, nous avons vérifié qu'à densité de puissance IR et densité électronique constantes, les diminutions de populations  $Q(p)$  des niveaux inférieurs à  $p = 10$ , étaient indépendantes de  $p$  et du sous-niveau considéré, ce qui est en accord avec nos prévisions théoriques (cf § III.4). En effet, ces diminutions de populations des niveaux bas, donc de la quasi totalité de la lumière émise par le plasma, correspondent à la diminution du coefficient de recombinaison due à la photoionisation des niveaux très excités.

Pour des niveaux de nombres quantiques principaux  $p$  plus grands, les intensités lumineuses mesurées deviennent trop faibles pour que les valeurs obtenues des affaiblissements  $Q(p)$  soient réellement significatives. En particulier, nous n'avons pas pu vérifier si la population du niveau  $p = 11$  était notablement plus affectée par la perturbation IR que celle des niveaux voisins, comme le prévoit la théorie. Par contre, nous avons pu faire une étude détaillée des diminutions des populations des niveaux bas. Pour cela, il suffit d'observer l'effet de la perturbation IR sur l'intensité d'une raie intense émise par un niveau bas, puisque nous avons vérifié que cet effet est le même pour tous les niveaux bas. Nous avons donc étudié plus particulièrement la perturbation de la population du niveau  $3^3D$ , c'est-à-dire de la raie intense à  $\lambda = 5876 \text{ \AA}$  qui correspond à la transition  $3^3D \rightarrow 2^3P$ .

Les figures VII.16 et VII.17 présentent un exemple des résultats obtenus. Les diminutions relatives  $Q(3)$  de la population du niveau 3 sont portées en fonction de la puissance IR pour deux densités électroniques différentes,  $n_e = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $n_e = 2,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Sur les mêmes figures, nous

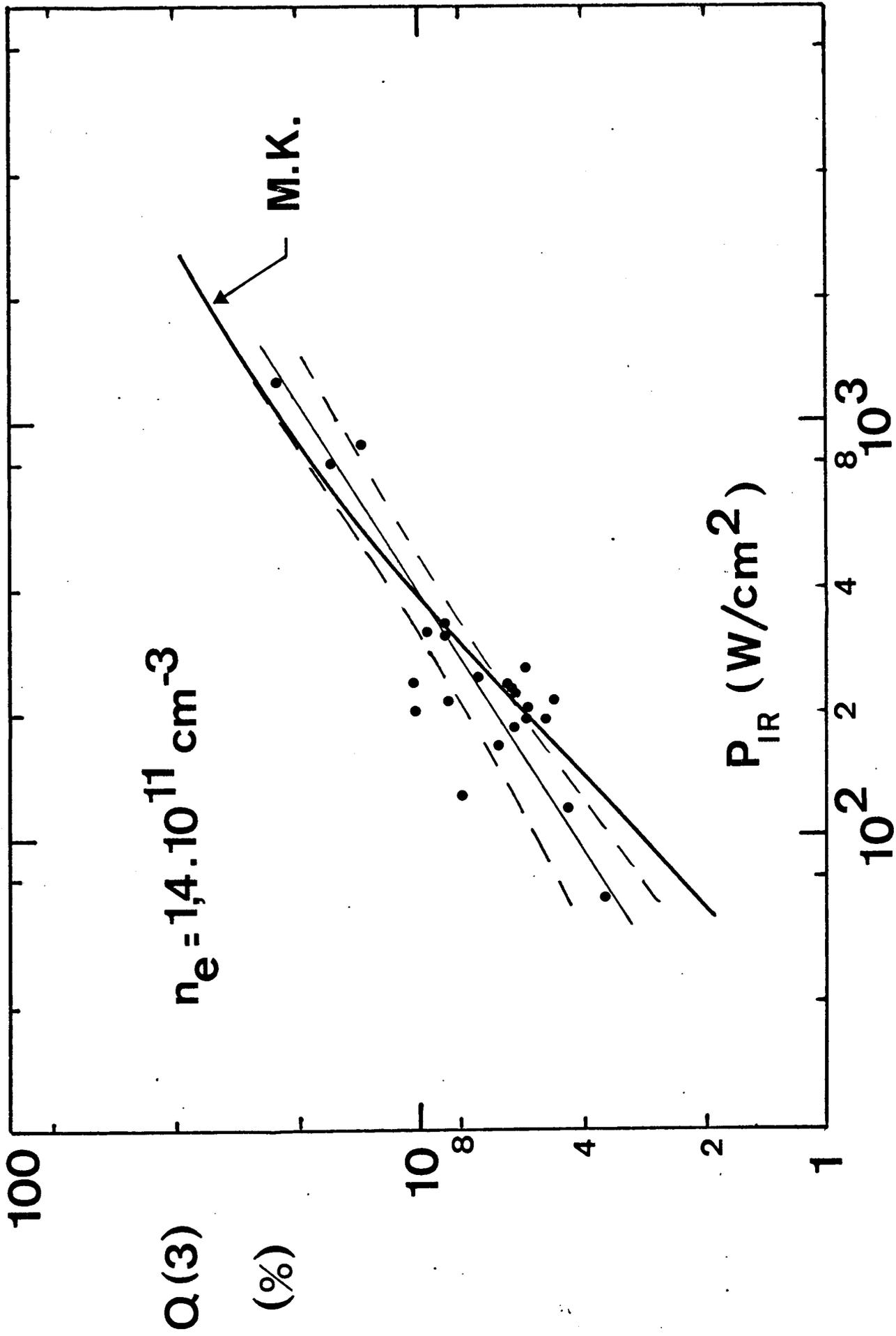


Figure VII.16. - Diminution relative de la population du niveau 3 en fonction de la densité de puissance IR. La courbe en trait épais représente le résultat de notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons utilisant les taux collisionnels de Mansbach et Keck. Nous avons tracé la droite de régression (trait fin) des points expérimentaux et son domaine de confiance (en pointillés).

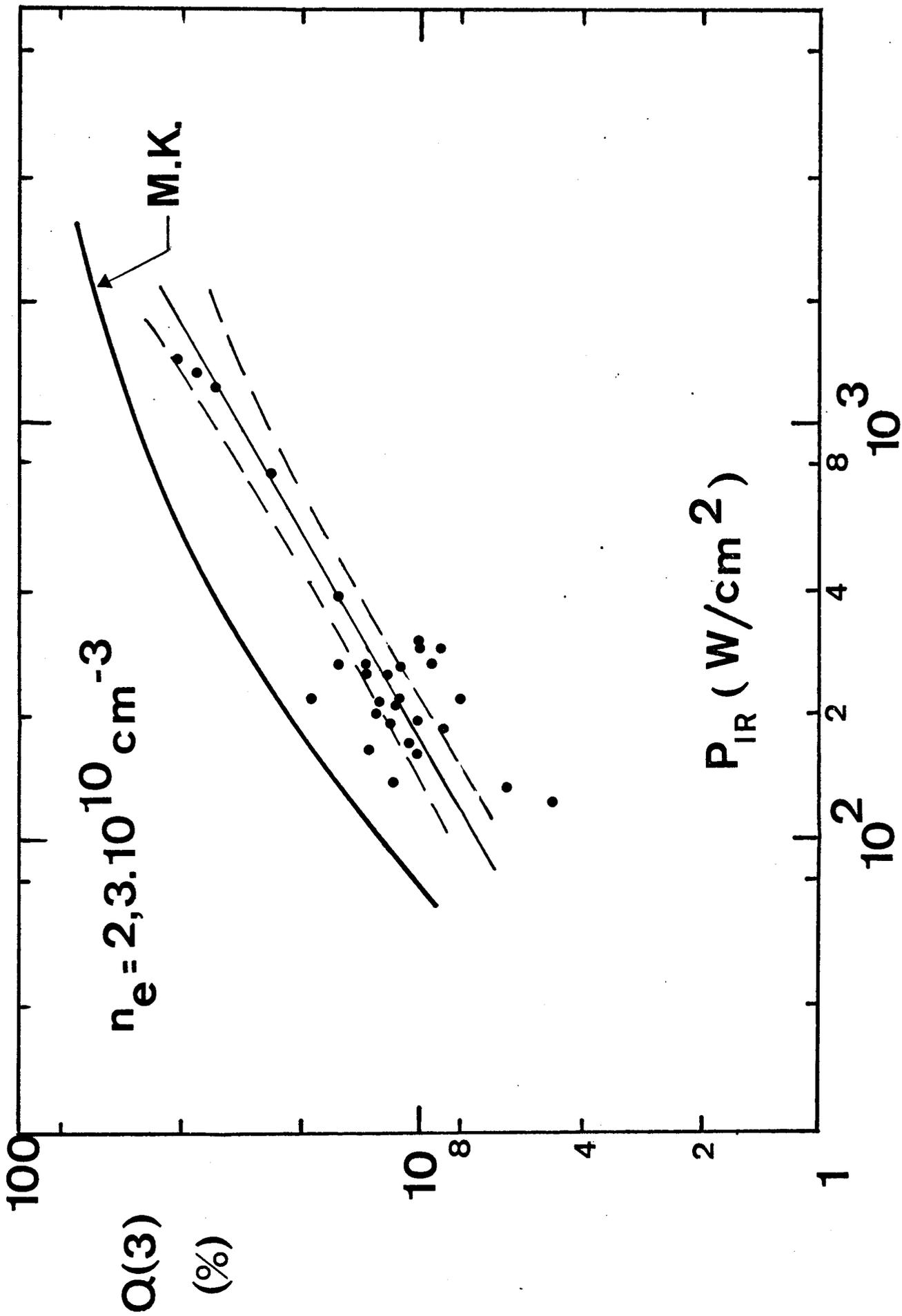


Figure VII.17 - Diminution relative de la population du niveau 3 pour  $n_e = 2,3 \cdot 10^{10}$ . (Mêmes commentaires que pour la figure VII.16).

avons porté les résultats prévus par notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons. A la densité électronique la plus élevée ( $n_e = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ), l'accord est très satisfaisant, alors qu'à une densité bien plus faible ( $n_e = 2,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ), les diminutions de populations observées sont nettement plus faibles que ce que prévoit notre théorie, bien que la dépendance vis-à-vis de la densité de puissance IR soit bien celle à laquelle on s'attendait.

Nos calculs théoriques montrent qu'à une densité électronique donnée, la variation de la diminution relative  $Q$  de la population d'un niveau donné peut s'exprimer, en première approximation, pour les faibles valeurs du rapport  $P_{\text{IR}}/n_e$ , sous la forme (cf, § III.5) :

$$Q = A \times (P_{\text{IR}})^B,$$

c'est-à-dire sous la forme d'une droite en coordonnées logarithmiques. Ainsi, pour chaque densité électronique considérée, nous avons pu résumer l'ensemble des points expérimentaux obtenus sous la forme de la droite de régression (en coordonnées logarithmiques) munie de son domaine de confiance défini par la dispersion statistique des points (Aïvazian, 1970). Les droites de régression et leur domaine de confiance sont tracés sur les figures VII.16 et VII.17.

Pour l'ensemble des densités électroniques auxquelles ont été appliquées la perturbation IR, les dépendances vis-à-vis de la densité de puissance  $P_{\text{IR}}$  des diminutions relatives de populations observées sont bien celles auxquelles on s'attendait, mais leurs valeurs s'écartent de nos prévisions théoriques lorsque la densité électronique est inférieure à  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

Sur la figure VII.18, nous avons porté les valeurs mesurées des diminutions relatives  $Q(3)$  de la population du niveau 3 en fonction de la densité électronique à une densité de puissance IR constante  $P_{\text{IR}} = 300 \text{ W/cm}^2$ .

Pour la totalité des expériences rapportées sur cette figure, la température électronique mesurée est comprise entre 380 et 300 °K. Sachant que  $Q(p)$  dépend peu de la température électronique (au paragraphe III.5 nous avons calculé une dépendance en  $T_e^{-1,1}$ ) et étant donnée la hauteur des barres d'erreurs statistiques, il est suffisant de supposer que la température électronique est de 300°K.

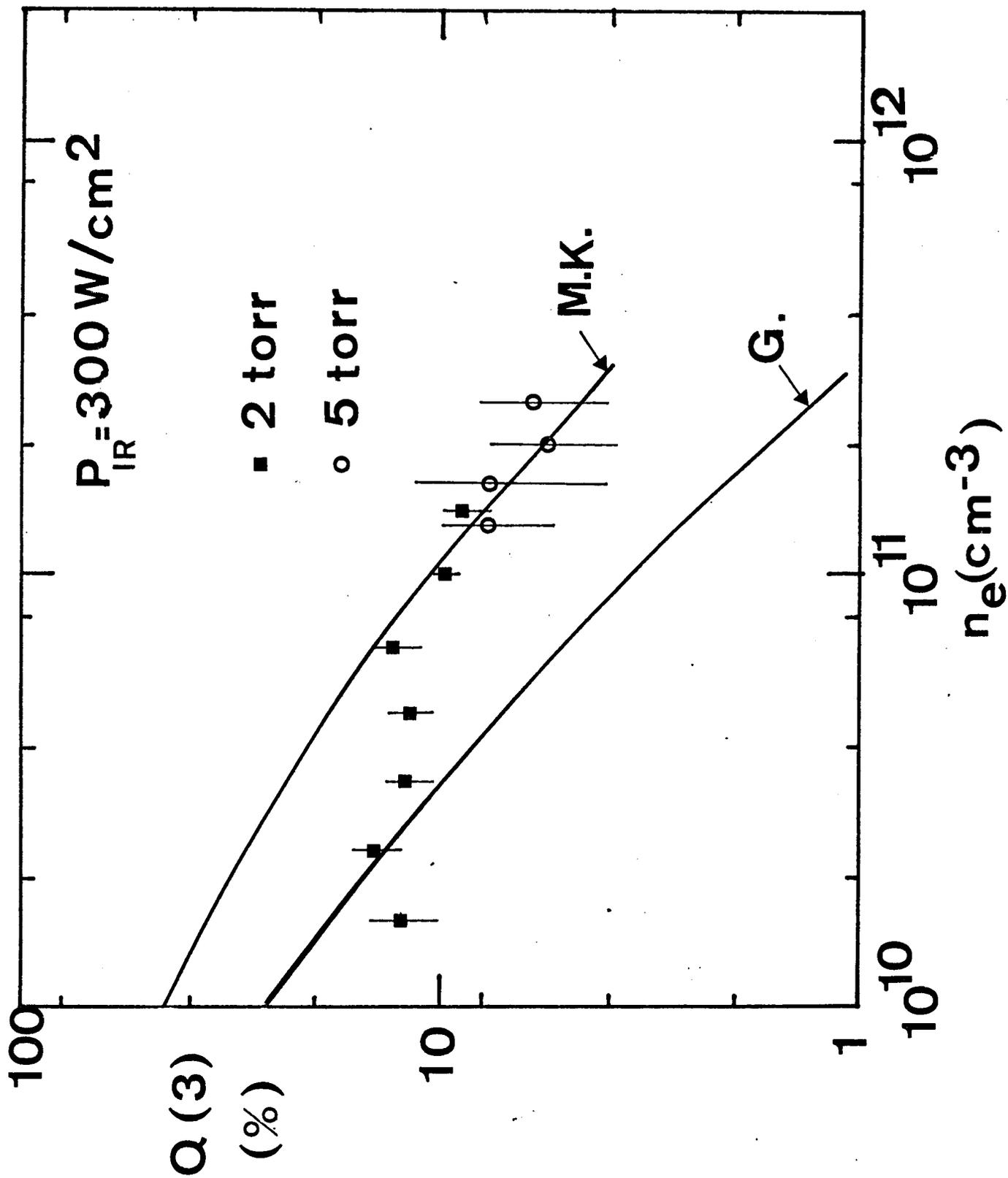


Figure VII.18. - Diminution relative de la population du niveau 3 en fonction de la densité électronique à 2 torr (carrés) et 5 torr (ronds) pour une densité de puissance de  $300 \text{ W/cm}^2$ . La température électronique est comprise entre 300 et  $380^\circ\text{K}$ . Les deux courbes représentent les résultats de la théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons en utilisant les taux collisionnels de Mansbach et Keck (M.K.) ou de Gryzinski (G.) à  $T_e = 300^\circ\text{K}$ .

Sur la même figure, nous avons porté ce que prévoit la théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons en utilisant les taux collisionnels de Mansbach et Keck (M.K.) et de Gryzinski (G.) à une température électronique de 300°K. Pour des densités électroniques supérieures à  $6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , l'accord entre notre théorie, utilisant les taux de Mansbach et Keck, et nos expériences est tout à fait satisfaisant.

Cet accord est confirmé par la figure VII.19 où nous avons porté les points expérimentaux obtenus aux densités électroniques  $n_e$  comprises entre  $1,5.10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et des densités de puissances  $P_{\text{IR}}$  comprises entre 50 et 2000 W/cm<sup>2</sup>, en fonction du rapport  $P_{\text{IR}}/n_e$ . Nos résultats expérimentaux y sont comparés aux deux courbes représentant les résultats des calculs théoriques que nous avons obtenus en utilisant, soit les taux collisionnels de Mansbach et Keck (M.K.), soit ceux de Gryzinski (G.), pour  $T_e = 300^\circ\text{K}$ . Là aussi, nos résultats sont en très bon accord avec la théorie de la recombinaison collisionnelle radiative stabilisée par les électrons et montrent bien que les taux collisionnels de Mansbach et Keck sont beaucoup plus conformes à nos observations que ceux de Gryzinski.

Par contre, la figure VII.18 montre qu'à des densités électroniques inférieures à  $6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , l'affaiblissement  $Q(3)$  devient indépendant de la densité électronique, alors que la théorie de la recombinaison collisionnelle - radiative stabilisée par les électrons prévoit que, quels que soient les taux collisionnels employés, cet affaiblissement doit croître lorsque la densité électronique décroît. En effet, dans ce modèle, le couplage collisionnel entre niveaux diminue avec la densité électronique et le repeuplement des niveaux  $p \gg 11$  photoionisés par le rayonnement IR devient de plus en plus faible (voir § III.4).

En conclusion, les résultats de nos mesures de la perturbation des niveaux excités par le rayonnement infrarouge se partagent en deux catégories :

- A des densités électroniques supérieures à  $6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , nos résultats sont en accord avec notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons, si nous utilisons les taux collisionnels de Mansbach et Keck.
- A des densités électroniques plus faibles, la diminution relative des populations des niveaux bas devient indépendante de la densité électronique, ce qui n'est pas surprenant.

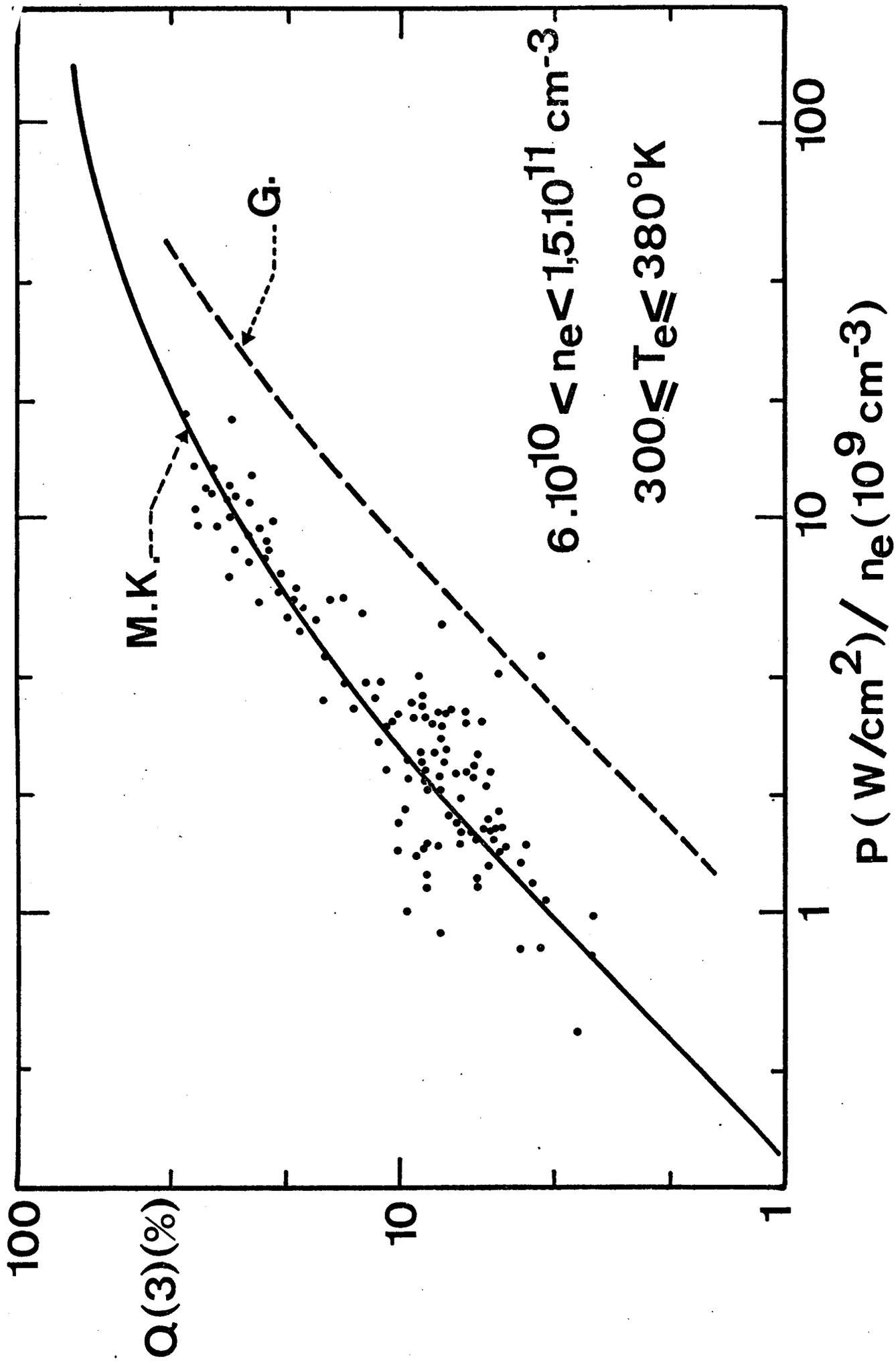


Figure VII.19. - Diminution relative de la population du niveau 3 en fonction du rapport  $P_{IR}/n_e$  de la densité de puissance IR à la densité électronique, pour des densités électroniques comprises entre  $6.10^{10}$  et  $1.5.10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et des températures électroniques comprises entre 300 et 380°K. Les deux courbes représentent les résultats de la théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons en utilisant les taux collisionnels de Mansbach et Keck (M.K..) ou de Gryzinski (G.) à  $T_e = 300^\circ\text{K}$ .

En effet, ces résultats sont à rapprocher de nos mesures du coefficient de recombinaison, en l'absence de perturbation IR : nous montrions qu'à des densités électroniques inférieures à  $6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , il fallait faire intervenir dans notre modèle de recombinaison l'influence éventuelle des transitions induites par les collisions avec les neutres.

Les résultats que nous venons de décrire viennent en fait confirmer cette hypothèse. En effet, à des densités électroniques supérieures à  $6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , c'est-à-dire lorsque le degré d'ionisation du plasma est supérieur à  $10^{-6}$ , l'influence des collisions avec les neutres est faible, en particulier sur le coefficient de recombinaison que nous observons et nos mesures de la perturbation IR des niveaux excités sont en accord avec notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons. Lorsque la densité électronique est inférieure à  $6.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , le degré d'ionisation du plasma est inférieur à  $10^{-6} \text{ cm}^{-3}$  et l'influence des collisions avec les neutres devient prépondérante : il faut en tenir compte pour comprendre l'évolution très lente du coefficient de recombinaison mesuré en fonction de la densité électronique ; d'autre part, l'effet de la perturbation IR devient indépendant de la densité électronique puisque alors les transitions collisionnelles entre niveaux très excités sont dues principalement aux collisions avec les neutres.

Pour confirmer ces conclusions, il était souhaitable de faire varier la densité des neutres, donc la pression. En fait, nous n'avons pas pu faire des expériences à des pressions notablement inférieures à 2 torr, car alors il nous est impossible de créer un plasma de post-décharge de stabilité suffisante pour nos expériences. Par contre, nous avons pu effectuer une série d'expériences à une pression de 5,15 torr. Malheureusement, à cette pression, la densité d'ions moléculaires est très importante et, ne connaissant pas la densité de l'ion atomique, nous ne pouvons pas déduire le coefficient de recombinaison de nos mesures d'intensités lumineuses. Cependant, nous avons remarqué que le coefficient de recombinaison électron-ion atomique apparent, c'est-à-dire obtenu en supposant que l'ion atomique est majoritaire, se comporte de la même façon qu'à 2 torr : en-dessous d'une densité électronique de  $4.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , il reste pratiquement constant alors que la post-décharge est certainement thermalisée.

Nous avons également mesuré la perturbation des populations des niveaux excités de l'atome d'hélium par le rayonnement IR. Les diminutions relatives de ces populations ne dépendent, en aucun cas, de la proportion d'ions atomiques présents dans la post-décharge. Il n'est donc pas nécessaire de connaître la densité de l'ion  $\text{He}^+$ . Mais à cette pression, cette densité est relativement faible et les intensités des raies atomiques émises par le plasma, sont elles aussi très faibles. C'est pourquoi, nous n'avons pas pu effectuer des expériences à des densités électroniques inférieures à  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Cependant, toutes les mesures que nous avons pu effectuer à 5,15 torr viennent confirmer les résultats que nous avons obtenus à 2 torrs.

Sur la figure VII.18, nous avons porté les diminutions relatives des populations des niveaux bas mesurés à 5,11 torr en fonction de la densité électronique. Nous constatons qu'elles confirment le très bon accord aux fortes densités électroniques entre nos expériences et notre théorie de la recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons en employant les taux collisionnels de Mansbach et Keck.

En conclusion donc, nos mesures de coefficient de recombinaison et de perturbation infrarouge sont en excellent accord entre elles et nous montrent que la recombinaison de l'ion  $\text{He}^+$  est bien décrite par le modèle collisionnel-radiatif avec stabilisation à la fois par les électrons et par les neutres. Nous constatons que les taux des transitions collisionnelles induites par les électrons calculés par Mansbach et Keck sont bien plus conformes à nos observations que ceux de Gryzinski. D'autre part, la contribution des neutres au coefficient de recombinaison est bien décrite par un terme indépendant de la densité électronique,  $\alpha_0$ , qu'il faut ajouter à l'expression du coefficient de recombinaison collisionnelle-radiative stabilisée par les électrons  $\alpha_e$  (eq. III.20) pour obtenir le coefficient de recombinaison global. Nous montrons qu'à 2 torrs,  $\alpha_0$  est bien représenté par (eq. VII.28) :

$$\alpha_0 = 6,8 \cdot 10^{-10} \left( \frac{300}{T_e} \right)^{1,9} \quad (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}).$$

On peut admettre que l'ordre de grandeur et la dépendance fonctionnelle de ce taux de recombinaison sont en accord raisonnable avec la théorie de J.J. Thomson (1924) basée sur des principes physiques simples (eq.II.15),

compte tenu du caractère très approximatif de cette théorie.

En effet, à 2 torrs, le calcul de Thomson donne :

$$\alpha_0 \text{ (Thomson)} = 2,4 \cdot 10^{-11} \left( \frac{300}{T_e} \right)^{2,5} \quad (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}).$$

Il s'agit là, à notre connaissance, de la première mise en évidence et de la première mesure de la contribution des neutres à la recombinaison de l'ion  $\text{He}^+$ .

## VIII. CONCLUSION

Ce travail théorique et expérimental montre bien que les mécanismes importants de la recombinaison collisionnelle-radiative mettent en jeu les états très excités de l'atome ou de la molécule dont l'énergie d'ionisation est de l'ordre de l'énergie thermique.

Or, ces niveaux sont soumis à des transitions collisionnelles très efficaces dont les taux n'ont encore fait l'objet que de calculs théoriques, qui d'ailleurs diffèrent de plus d'un ordre de grandeur. De ce point de vue, la méthode de perturbation des populations des états très excités par un rayonnement infrarouge présente un très grand intérêt puisqu'elle fait appel à un phénomène physique qui est explicitement lié à ces taux.

Ainsi, des mesures précises indépendantes des populations des niveaux excités, de la densité et de la température électroniques associées aux méthodes de perturbations hyperfréquence et infrarouge nous ont permis de mettre en évidence un certain nombre de points importants : La recombinaison de l'ion atomique  $\text{He}^+$  est collisionnelle-radiative et nous montrons pour la première fois semble-t-il, que lorsque le degré d'ionisation du plasma est inférieur à  $10^{-6}$ , la recombinaison est essentiellement stabilisée par les neutres et, dans ce cas, l'ordre de grandeur et la dépendance fonctionnelle du coefficient de recombinaison correspondant est en accord raisonnable avec la théorie simple de J.J. Thomson. Par ailleurs, lorsque le degré d'ionisation est supérieur à  $10^{-6}$ , la recombinaison est essentiellement stabilisée par les électrons libres, et nous montrons que les taux des transitions collisionnelles induites par les électrons calculés par Mansbach et Keck sont ceux qui décrivent le mieux nos résultats expérimentaux.

En ce qui concerne la recombinaison de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$ , nous montrons que, dans nos conditions expérimentales, les processus collisionnels-radiatifs jouent un rôle important, mais qu'il est indispensable de tenir compte des processus liés aux niveaux rotationnels et vibrationnels de la molécule.

Les phénomènes faisant intervenir les états excités, et surtout les états de Rydberg, intéressent actuellement bon nombre de physiciens, et particulièrement d'astrophysiciens. Les progrès récents accomplis dans le domaine des lasers à colorant, ont permis au Groupe d'Electronique dans les Gaz, de mettre sur pied un programme d'étude de ces états excités. Des expériences sur l'atome et la molécule diatomique d'hélium sont en cours. Elles nous permettront de préciser les paramètres décrivant les processus collisionnels entre états excités.

---

## BIBLIOGRAPHIE

- AIVAZIAN S. - Etude statistique des dépendances, Editions Mir. (Moscou) 1970.
- BARAVIAN G., R. BENATTAR, J. BRETAGNE, J.L. GODART, G. SULTAN -  
Z. Physik 254, 218 (1972).
- BATES D.R. - Cases studies in atomic physics, 4, 57 (1974) (North Holland).
- BATES D.R. - Comments Atom. Mol. Phys. 5, 89 (1976).
- BATES D.R., S.P. KHARE - Proc. Phys. Soc. 85, 231 (1965).
- BATES D.R., A.E. KINGSTON - Nature 189, 652 (1961).
- BATES D.R., A.E. KINGSTON - Proc. Phys. Soc. 83, 43 (1964).
- BATES D.R., H.S.W. MASSEY - Proc. Roy. Soc. (London) A 192, 1 (1947).
- BATES D.R., KINGSTON A.E., R.W.P. McWHIRTER -  
a) Proc. Roy. Soc. (London) A 267, 297 (1962)  
b) " " " " A 270, 155 (1962).
- BELYAEV S.T., G.I. BUDKER - Plasma physics and problem of controlled  
thermonuclear reaction, Pergamon Press 3, 41 (1959).
- BETHE H.A., E.E. SALPETER - Quantum mechanics of one and two electron atoms,  
Academic Press, New York, (1957).
- BIBERMAN L.M., V.S. VOROB'EV, I.T. YAKUBOV -  
- Teplafizika Vysokitch Temperatur, 5, 201 (1967)  
- Sov. Phys. Uspekhi, 15, 375 (1973).
- BOULMER J. - Thèse 3ème cycle, Orsay (1969).
- BOULMER J., P. DAVY, J-F. DELPECH, J-C. GAUTHIER - Phys. Rev. Lett. 30, 199 (1973).
- BOULMER J., C. SOL, J-C. GAUTHIER - Phys. Lett. 41 A, 83 (1972).
- BOULMER J., J. STEVEFELT, J-F. DELPECH - Phys. Rev. Lett. 33, 1248 (1974).
- BYRON S., R.C. STABLER, P.I. BORTZ - Phys. Rev. Lett. 8, 376 (1962).
- COLLINS C.B. - Phys. Rev. 158, 94 (1967).
- COLLINS C.B. - Phys. Rev. 186, 113 (1969).
- COLLINS C.B., H.S. HICKS, W.E. WELLS, R. BURTON - Phys. Rev. A6, 1545 (1972).
- D'ANGELO N. - Phys. Rev. 121, 505 (1961).
- DELCROIX J-L. - Physique des plasmas, t.2 (Dunod) (1966).
- DELOCHE R., A. GONFALONE - Journal de Physique, 29, C3-27 (1968).
- DELOCHE R., P. MONCHICOURT, M. CHERET, F. LAMBERT - Phys. Rev. A13, 1140 (1976).

- DELPECH J-F., J.C. GAUTHIER - Phys. Rev. A6, 1932 (1972).
- DELPECH J-F., J. BOULMER, J. STEVEFELT - Advances in electronics and electron Physics, 39, 121, Academic Press (1975).
- DEVOS F. Thèse 3ème cycle, Orsay (1973).
- De VOS J-C. - Physica 20, 690 (1954).
- DRAWIN H.W., F. EMARD - Z. Phys. 254, 202 (1972).
- DRAWIN H.W., F. EMARD, B. DUBREUIL, J. CHAPELLE - Beitrage aus der Plasmaphysik, 4, 103 (1974).
- FOWLER R.H. - Statistical mechanics, Cambridge Press (1936).
- GAUTHIER J-C., J-F. DELPECH - Phys. of Fluids 18, 1467 (1975).
- GAUTHIER J-C., C. SOL - Phys. Lett. 38A, 125 (1972).
- GAUTHIER J-C., J-P. GEINDRE, J-P. MOY, J-F. DELPECH - Phys. Rev. 13, 1781 (1976).
- GOLDSTEIN L. - Advances in electronics and electron physics, ed. L. Marton, 7, 401 (1955).
- GOLDSTEIN L., J.M. ANDERSON, G.L. CLARK - Phys. Rev. 90, 151 (1953).
- GRIEM H.R. - Plasma spectroscopy, Mc Graw Hill, New York, (1964).
- GRYZINSKI M. - Phys. Rev. 115, 374 (1959).
- GRYZINSKI M. - Phys. Rev. 138, A305 (1965).
- GUREVICH A.V., L.P. PITAEVSKII - Sov. Phys. JETP, 19, 870 (1964).
- HARRINGTON R.F. - Time-harmonic electromagnetic fields, Mc Graw Hill, New York (1961).
- HARVEY A.F. - Microwave engineering, Academic Press (1963).
- HINNOV E., J.G. HIRSCHBERG - Phys. Rev. 125, 795 (1962).
- HORNBECK J.A., J-P. MOLNAR - Phys. Rev. 138, A 1015 (1951).
- JOHNSON L.C. - Astrophys. J. 174, 227 (1972).
- JOHNSON L.C., E. HINNOV - Phys. Rev. 187, 143 (1969).
- JOHNSON L.C., E. HINNOV - J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 13, 333 (1973).
- JOHNSON A.W., J.B. GERARDO -  
 Phys. Rev. A5, 1410 (1972).  
 Phys. Rev. Lett. 28, 1096 (1972).  
 Phys. Rev. A7, 1339 (1972).
- KAPLAFKA J.P., H. MERKELO, L. GOLDSTEIN - Appl. Phys. Lett. 15, 113 (1969).
- KAPLAFKA J.P., H. MERKELO, L. GOLDSTEIN - Appl. Phys. Lett. 19, 197 (1971).
- KRAMERS H.A. - Phil. Mag. 46, 836 (1923).
- LANDAU L., E. LIFCHITZ - Mécanique, ed. Mir, Moscou (1969).

- MANSBACH P., J. KECK - Phys. Rev. 181, 275 (1969).
- Mc WHIRTER R.W.P. - Nature, 190, 902 (1961).
- MEHR F.J., M.A. BIONDI - Phys. Rev. 176, 322 (1968).
- MITCHELL A.C.G., M.W. ZEMANSKY - Resonance radiation and excited atoms,  
Cambridge University Press, London (1934).
- MONCHICOURT P., M. TOUZEAU, W.E. WELLS - J. Phys. 11, C2-145 (1973).
- MOSBURG E.R. - Phys. Rev. 152, 166 (1966).
- OSKAM H.J. - Case studies in atomic collision physics, North Holland,  
1, 463 (1969).
- OSKAM H.J., V.R. MITTELSTADT - Phys. Rev. 132, 1445 (1963).
- PHILBRICK J., F.J. MEHR, M.A. BIONDI - Phys. Rev. 179, 211 (1969).
- PITAEVSKII L.P. - Sov. Phys. JETP 15, 919 (1962) .
- ROBBEN F., W.B. KUNKEL, L. TALBOT - Phys. Rev. 132, 2363 (1963) .
- SARAPH H.E. - Proc. Phys. Soc. 83, 763 (1964).
- SEATON M.J. - Mon. Not. Astr. Soc. 119, 81 (1959).
- SEATON M.J. - Proc. Phys. Soc. 79, 1105 (1962).
- SOL C. - Thèse d'Etat, Orsay (1972).
- SOL C., J. BOULMER, J-F. DELPECH - Phys. Rev. A7, 1023 (1973).
- STEEVEFELT J. - Phys. Rev. A8, 2507 (1973).
- STEEVEFELT J., F. ROBBEN - Phys. Rev. A5, 1502 (1972).
- STEEVEFELT J., J. BOULMER, J-F. DELPECH - Phys. Rev. A12, 1246 (1975).
- THOMSON J.J. - Phil. Mag. 23, 449 (1912).
- THOMSON J.J. - Phil. Mag. 47, 337 (1924).
- WIESE W.L., M.W. SMITH, B.M. GLENNON - Atomic transition probabilities, 1, NSRDS -  
NBS 4, Washington DC (1966).
-