

BRETON D.

Rapport CEA n° 1199

Mesures des températures dans les plasmas thermonucléaires.

Résumé. — Les températures nécessaires pour produire des réactions thermonucléaires sont de l'ordre de plusieurs millions de degrés Kelvin. Les méthodes envisagées pour mesurer ces températures font l'objet de recherches dans de nombreux pays. Afin de préciser le problème et de montrer son importance, l'auteur rappelle les conditions qui doivent être réunies pour que des réactions puissent être qualifiées thermonucléaires. Il étudie la relation entre la température et la section efficace des réactions et montre que la notion de température dans les plasmas est complexe, ce qui amène à considérer la température des ions et celle des électrons. Aucune des méthodes de mesure des températures n'est complètement satisfaisante en raison des hypothèses qu'elles exigent et qui sont rarement réalisées lors des décharges à haute intensité dans les plasmas. En pratique, il est nécessaire d'utiliser plusieurs méthodes simultanément.

1199

12 pages

BRETON D.

Rapport CEA n° 1199

Temperature measurements in thermonuclear plasmas.

Synopsis. — The temperatures needed to produce thermonuclear reactions are of the order of several million degrees Kelvin. Devising methods for measuring such temperatures has been the subject of research in many countries. In order to present the problem clearly and to demonstrate its importance, the author reviews the various conditions which must be fulfilled in order that reactions may be qualified as thermonuclear. The relationship between the temperature and the cross-section of the reactions is studied, and it is shown that the notion of temperature in the plasmas is complex, which leads to a consideration of the temperature of the ions and that of the electrons. None of the methods for the temperature measurements is completely satisfactory because of the hypotheses which must be made, and which are seldom fulfilled during high-intensity discharges in the plasmas. In practice it is necessary to use several methods simultaneously.

1199

12 pages

PRÉSIDENCE DU CONSEIL
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

MESURE DE TEMPÉRATURES
DANS LES
PLASMAS THERMONUCLÉAIRES

par
DENIS BRETON

Rapport CEA n° 1199

1959

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY
SERVICE DE DOCUMENTATION
Boite postale n° 2 - Gif-sur-Yvette (S.-et-O.)

**PRÉSIDENCE DU CONSEIL
COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE**

Denis BRETON

**Mesure de températures
dans les plasmas thermonucléaires**

Rapport CEA n° 1199

**2^e thèse présentée à la
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
1958**

Remerciements

Je tiens à remercier M. VENDRYES, Chef du Service de Neutronique expérimentale, ainsi que tous ses collaborateurs qui s'intéressent aux problèmes de la fusion contrôlée, pour l'aide qu'ils m'ont apportée au cours du travail.

Je remercie également M. TROCHERIS du Service de Physique Mathématique.

MESURE DE TEMPÉRATURES DANS LES PLASMAS THERMONUCLÉAIRES

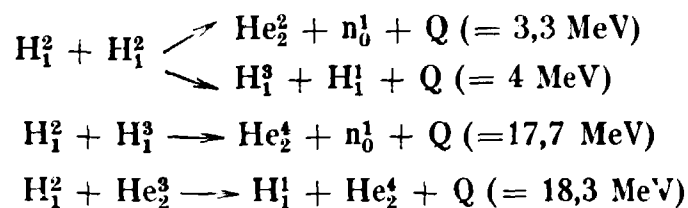
1. — INTRODUCTION	7
2. — LES RÉACTIONS DE FUSION	9
3. — RELATION ENTRE LA TEMPÉRATURE ET LA SECTION EFFICACE DES RÉACTIONS	11
4. — LA NOTION DE TEMPÉRATURE DANS LES PLASMAS	13
5. — MESURE DE TEMPÉRATURES DANS LES PLASMAS THERMONUCLÉAIRES	15
6. — MESURE DE LA TEMPÉRATURE DES IONS	17
<i>a)</i> Méthode spectrographique	17
<i>b)</i> Détection des neutrons	18
7. — MESURE DE LA TEMPÉRATURE DES ÉLECTRONS	21
<i>a)</i> Mesure de l'intensité absolue des raies spectrales	21
<i>b)</i> Mesure de l'intensité absolue du continuum	21
<i>c)</i> Utilisation des micro-ondes	22
<i>d)</i> Mesure de la conductibilité du plasma	23
<i>e)</i> Méthode des sondes	24
8. — CONCLUSION	27
9. — BIBLIOGRAPHIE	29

1. — INTRODUCTION

Les températures nécessaires pour produire des réactions thermonucléaires sont de l'ordre de plusieurs millions de degrés Kelvin. Les méthodes envisagées pour mesurer ces températures font actuellement l'objet de recherches dans de nombreux pays. Il n'est pas question de dresser une liste complète des méthodes permettant de déterminer la température produite au cours des expériences concernant la production de réactions thermonucléaires. Afin de préciser le problème et de montrer son importance, il paraît indispensable de rappeler les conditions qui doivent être réunies pour que des réactions nucléaires puissent être qualifiées thermonucléaires. Les principales méthodes envisagées actuellement seront ensuite examinées.

2. — LES RÉACTIONS DE FUSION

Par réactions de fusion, on entend généralement des réactions nucléaires se produisant entre des noyaux légers tels que le deutérium, le tritium ou l'hélium 3.



Toutes ces réactions conduisent à la formation d'un noyau intermédiaire instable, de très courte durée de vie, lequel « fuse » en libérant de l'énergie. Toute la difficulté consiste à faire réagir les 2 noyaux initiaux entre eux. Dans le phénomène de fission, le processus est identique, mais alors que la fission des noyaux lourds peut s'effectuer avec des particules électriquement neutres, les neutrons, pour déclencher une fusion, les deux « partenaires » doivent posséder une énergie cinétique suffisante pour surmonter leur répulsion électrostatique.

Ce phénomène est bien connu et la réaction D.D. est fort utilisée dans les laboratoires pour produire des neutrons grâce aux accélérateurs; des deutons sont ionisés, puis accélérés et viennent heurter une cible contenant des noyaux de deutérium.

L'utilisation des accélérateurs a fourni des renseignements sur la probabilité de réactions de ces particules c'est-à-dire sur leur section efficace en fonction de l'énergie. C'est ainsi qu'on a pu mettre en évidence l'existence de résonances, celles-ci se groupent pour les noyaux légers dans un domaine d'énergie de quelques dizaines de keV à quelques centaines de keV. En ce qui concerne la connaissance des sections efficaces à très basse énergie, les mesures expérimentales sont défectueuses et il faut extrapoler en s'aidant de la théorie. Cette défectuosité est due à la petitesse de la section efficace par suite de la répulsion électrostatique, c'est ainsi qu'à 1 keV, toutes les sections efficaces sont inférieures au centième de millibarn.

L'énergie produite par la réaction étant de plusieurs MeV, il apparaît une marge substantielle concernant un gain d'énergie possible.

Dans les accélérateurs, le rendement est très mauvais. Sans parler des pertes provoquées par la difficulté d'extraire une particule chargée d'un atome ou d'une molécule. Deux processus sont possibles : ou bien la cible est mince et la plupart des projectiles la traversent sans s'y arrêter, ou bien elle est épaisse et la plupart des projectiles s'y freinent progressivement par chocs sur les électrons du milieu, ils récupèrent les électrons qui leur avait été extrait initialement et ne peuvent plus produire de réactions nucléaires.

La situation serait tout autre si, d'une part, la cible se trouvait portée à une température suffisamment élevée pour que tous ses atomes soient ionisés, c'est-à-dire dissociés en leurs constituants, électrons et noyaux, et que, d'autre part, les projectiles soient envoyés en grande quantité. Il serait alors possible de s'affranchir de l'obstacle créé par la répulsion électrostatique et d'éviter le freinage (puisque les chocs s'effectueraient sur des particules animées d'une très grande vitesse d'agitation thermique).

Ce « déshabillage » de la matière pour l'amener à l'état de plasma ne peut se produire que par un apport considérable d'énergie. Dans le cas de l'hydrogène, on prévoit une ionisation quasi totale pour une température de l'ordre de 10^5 °K. De telles conditions existent dans les étoiles où la température atteint plusieurs millions de degrés.

Le but à atteindre consiste à réaliser à l'échelle terrestre un milieu dans lequel la température atteigne de tels ordres de grandeur. Une fois cet objectif réalisé, les réactions qualifiées alors de thermonucléaire s'y produiront naturellement en libérant l'énergie indiquée précédemment. Cette énergie servira en premier lieu à maintenir le milieu à haute température pour y créer une

ionisation permanente tout en communiquant aux particules une énergie suffisante leur permettant de donner lieu à de nouvelles réactions, tandis que l'énergie restante pourra servir à une production énergétique industrielle.

L'utilisation de réactions thermonucléaires à l'échelle terrestre suppose que l'on sache réaliser une source à très haute température, que l'on soit capable de maintenir le plasma dans une enceinte adéquate, et enfin que l'on sache récupérer l'énergie produite.

Faisant abstraction de la possibilité pratique de réaliser une « étoile terrestre » par suite des difficultés technologiques, on est conduit à envisager une source dans laquelle le plasma à haute température est confiné de façon à ce qu'il ne vienne pas directement au contact des parois de l'enceinte.

Plusieurs solutions ont été proposées pour confiner le plasma. Le principe utilisé dans les méthodes de confinement fait appel à la force exercée par un champ magnétique sur des courants électriques circulant dans le plasma. Il semble que les recherches s'orientent actuellement vers des décharges annulaires dans lesquelles le tore contenant le plasma constitue le secondaire d'un transformateur, l'enroulement primaire du transformateur est parcouru par le courant produit lors de la décharge d'une importante batterie de condensateur.

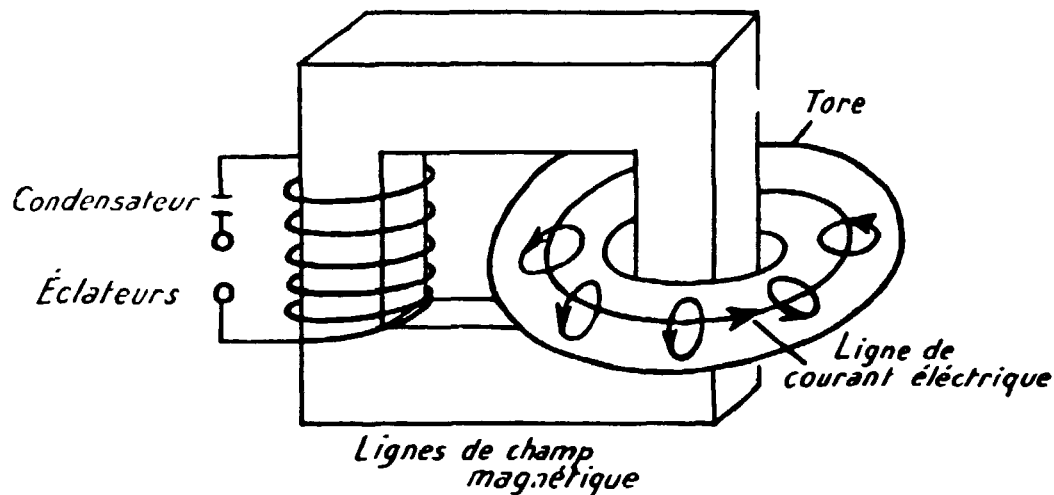


FIG. 1.

L'avantage primordial est l'absence d'électrodes qui risquent de s'évaporer et de polluer le gaz lorsque les phénomènes sont de longue durée.

Pour confiner le plasma et le stabiliser, le tore est muni de bobine créant un champ magnétique longitudinal et d'une enveloppe métallique agissant par l'intermédiaire des courants de Foucault.

La présence des champs magnétiques devra être prise en considération lors des mesures de températures.

3. — RELATION ENTRE LA TEMPÉRATURE ET LA SECTION EFFICACE DES RÉACTIONS

Dans de nombreux cas, le comportement microscopique d'un plasma peut être prévu en l'assimilant à un gaz électriquement neutre constitué de particules chargées, formées par les ions positifs (noyau de l'atome dépouillé soit partiellement, soit totalement) et les électrons (arrachés à l'atome par ionisation).

Ces particules se déplacent à grande vitesse dans toutes les directions en se heurtant mutuellement. La théorie cinétique des gaz montre que la température d'un gaz est essentiellement une mesure de l'énergie moyenne de la particule. La constante de Boltzmann, exprime la relation entre cette énergie cinétique moyenne et la température d'agitation thermique correspondante. C'est ainsi que lorsque la température est de 1 °K l'énergie cinétique des particules correspond à $1,38 \cdot 10^{-12} \text{ ergs} \times \frac{3}{2}$.

L'usage semble préférer une relation entre la température exprimée en degrés Kelvin et l'énergie de la particule exprimée en keV. C'est ainsi que puisque $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$; 1 keV correspond à $1,16 \cdot 10^7$ degrés K, ce qui représente les $2/3$ de l'énergie moyenne des particules ayant une loi de répartition de vitesses correspondant à la distribution maxwellienne pour la température considérée.

La probabilité qu'ont deux particules de masse, m_1 et m_2 et de vitesses v_1 et v_2 de produire une réaction dépend de leur section efficace σ laquelle est fonction de leur vitesse relative : $v = v_1 - v_2$.

En admettant une distribution maxwellienne des vitesses v_1 et v_2 , le nombre n_1 de particules de masse m_1 contenu dans 1 cm^3 et une vitesse comprise entre v_1 et $v_1 + dv$ est égale à

$$n_1(v_1) = 4 \pi n_1 \left(\frac{m_1}{2 \pi k T} \right)^{3/2} v_1^2 e^{-\frac{1}{2} \frac{m_1 v_1^2}{kT}}$$

On aura de même

$$n_2(v_2) = 4 \pi n_2 \left(\frac{m_2}{2 \pi k T} \right)^{3/2} v_2^2 e^{-\frac{1}{2} \frac{m_2 v_2^2}{kT}}$$

n_1 et n_2 représentent respectivement les nombres totaux de particules d'espèce 1 ou 2, contenues dans 1 cm^3 .

Pour une température T, il convient donc de définir une section efficace moyennée sur le spectre des vitesses de chacune des particules d'espèce 1 et 2. Le nombre de réactions produites par unités de temps et par cm^3 , est alors égal à :

$$\iint n_1(v_1) n_2(v_2) |v_1 - v_2| \sigma(v_1 - v_2) d^3 v_1 d^3 v_2$$

les intégrales sont étendues sur toutes les vitesses, dans toutes les directions, ou encore :

$$n_1 n_2 \cdot \sigma v \text{ moyen}$$

ou

$$\sigma v \text{ moyen} = (\sigma v) = 4,94 \cdot 10^{-7} \left(\frac{m}{m_1} \right)^{3/2} \left(\frac{W}{m_1} \right)^{1/2} W \int_0^\infty E \sigma(E) e^{-\frac{m E}{m_1 kT}} dE$$

avec

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad E = \frac{1}{2} m_1 v^2 \quad T = 11,6 \cdot 10^6 \text{ K}$$

l'énergie E , s'exprime en keV,

la section $\sigma(E)$ en barns

et les masses m et m_1 en unités de masses atomiques.

Aux basses énergies $\sigma(E)$ ne peut être déterminé expérimentalement, mais dans ce domaine, l'interaction entre les particules est dominée par la répulsion coulombienne et la section $\sigma(E)$ peut s'écrire :

$$\sigma(E) = \frac{A}{E} e^{-\frac{B}{E}} \quad A \text{ et } B \text{ étant des constantes}$$

On peut alors intégrer l'expression précédente et tracer une courbe $(\sigma v) = f(T)$.

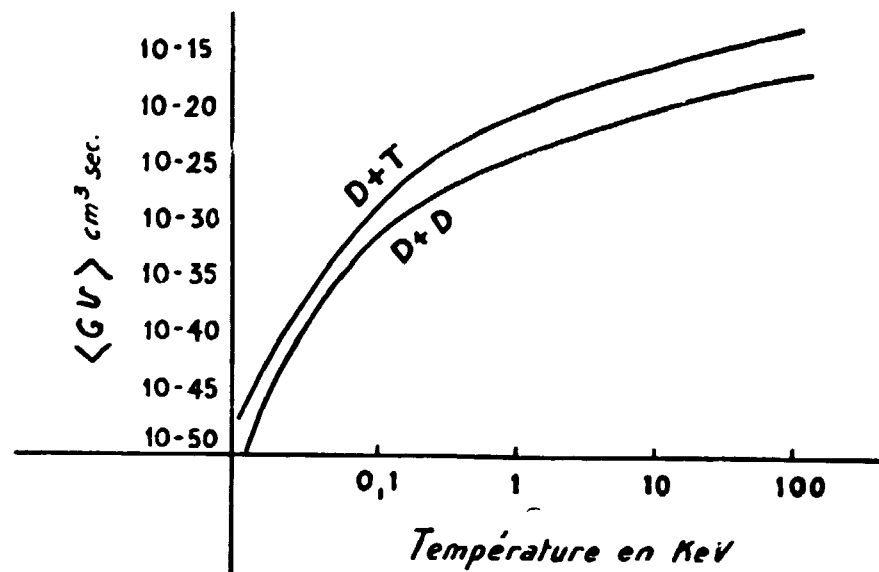


Fig. 2.

Si les 2 particules ont des masses identiques (cas des réactions D. D.), le produit $n_1 n_2$ est remplacé par $2 \left(\frac{n}{2}\right)^2$ soit $\frac{n^2}{2}$ n étant le nombre de particules par cm^3 .

L'énergie produite par ces réactions dans 1 cm^3 de plasma est alors égale à

$$n_1 n_2 (\sigma v) Q$$

ou

$$\frac{n^2}{2} (\sigma v) Q$$

4. — LA NOTION DE TEMPÉRATURE DANS LES PLASMAS

Si le plasma est en équilibre thermodynamique, la matière et le rayonnement sont dans un état d'équilibre caractérisé par la température T du milieu. Les principes de la thermodynamique et la théorie des quanta permettent de décrire complètement le rayonnement émis à partir d'un paramètre T , qu'on appelle température effective du plasma. Pour qu'il en soit ainsi, il faut que les radiations soient susceptibles d'être absorbées à l'intérieur du plasma; le libre parcours moyen d'absorption des radiations dans le plasma doit par suite, être très inférieur aux dimensions du plasma. Le rayonnement émis par le plasma est alors proportionnel à la surface d'émission et il obéit aux lois de Planck relatives au rayonnement du corps noir. On sait réaliser en laboratoire des sources rayonnant suivant ces lois, mais les températures atteintes ne dépassent pas quelques milliers de degrés. En ce qui concerne le plasma, les dimensions auxquelles conduisent les conditions d'absorption des rayonnements interdisent d'envisager leur réalisation à l'échelle terrestre; la pression de radiation atteindrait déjà 2500 atmosphères pour $T = 10^6$ °K.

L'énergie rayonnée s'échappe alors librement. Ceci remet en cause la notion même de température, on ne peut plus caractériser le plasma par une température unique, on introduit alors la notion de température cinétique qui est définie dans chaque élément de volume dV en fonction de l'énergie cinétique d'un type de particule. On peut définir ainsi la température électronique, T_e la température ionique T_i .

C'est ainsi qu'en admettant :

- que le plasma soit complètement ionisé;
- que la répartition des vitesses des électrons soit maxwellienne;
- que la température des électrons T_e , soit égale à la température des ions T_i .

on trouve que l'énergie rayonnée par cm^3 de plasma est égale à

$$0,54 \cdot 10^{-30} Z^2 n^2 T_e^{1/2} \text{ watt}$$

n = nombre d'électrons par cm^3

T_e = température des électrons exprimée en keV

Z = numéro atomique de l'élément constituant le plasma

Le phénomène responsable de cette perte d'énergie est le bremsstrahlung c'est-à-dire le freinage des électrons dans le champ du noyau.

Cette formule met en évidence le rôle des impuretés dans le gaz. Les pertes croissent comme le carré du numéro atomique, la présence d'impuretés augmente beaucoup les pertes par rayonnement.

En admettant que les pertes par bremsstrahlung, soient les seules susceptibles d'être prises en considération, il apparaît une température cinétique critique au-dessous de laquelle les pertes d'énergie par rayonnement excèdent l'énergie produite par les réactions nucléaires entre particules, on doit avoir :

$$n_1 n_2 (\sigma v) \varphi \geq 0,54 \cdot 10^{-30} Z^2 n^2 T_e^{1/2} + \text{énergie de chauffage}$$

comme (σv) est une fonction de T_e (en supposant que $T_i = T_e$).

On peut définir pour chaque densité n_1, n_2, n_e , une température au-dessus de laquelle la réaction thermonucléaire est auto-entretenu et devient susceptible d'être industriellement rentable.

Si on considère comme le fait Lawson un cycle au cours duquel un plasma hydrogénéide ($Z = 1$; $n_i = n_e$) est porté à la température T °K pendant t secondes sous une concentration $n_{\text{ions}}/\text{cm}^3$, on peut écrire avec les mêmes hypothèses que précédemment que :

- l'énergie nécessaire au chauffage par cm^3 est $3 n_i k T$
- l'énergie perdue par rayonnement est $0,54 \cdot 10^{-30} Z^2 n_i^2 T^{1/2} t$
- l'énergie produite par les réactions nucléaires $\frac{n_i^2}{2} (\sigma v) Q t$.

En admettant que la transformation de l'énergie thermique produite en énergie industriellement utilisable s'effectue avec un rendement de 30 % on peut établir une relation entre $n_{\text{ions}} t$ et la température T .

On trouve :

$$T > 100 \text{ millions de degrés et } n_i t > 10^{14} \text{ pour la réaction DT}$$

$$T > 200 \text{ millions de degrés } n_i t > 10^{16} \text{ pour la réaction DD}$$

(en admettant que le tritium produit soit consommé).

Ces chiffres fixent le domaine de température à explorer.

5. — MESURE DE TEMPÉRATURES DANS LES PLASMAS THERMONUCLÉAIRES

Afin de préciser le problème, rappelons les conditions suivant lesquelles doivent s'appliquer les mesures de températures.

— Le plasma n'est pas en équilibre thermodynamique.

— Outre l'impossibilité pratique de réaliser un corps noir la présence des champs électrique et magnétique, nécessaires au chauffage et au confinement interdisent cet équilibre. Il n'est donc pas question de définir une température ionique T.

— On peut penser toutefois utiliser l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local, ce qui revient à admettre qu'en chaque point du plasma la loi de Kirckhoff est valable, mais que la température varie d'un point à un autre dans le plasma. Cette hypothèse due à Milne s'est révélée très féconde en astrophysique pour décrire les phénomènes rencontrés dans les atmosphères stellaires qui ne sont pas non plus en équilibre thermodynamique. Elle conduit à rejeter la loi de Planck mais à conserver, outre la loi de Kirckhoff, la loi de distribution maxwellienne des vitesses; les lois de Boltzmann et de Saha ainsi que l'équation de dissociation.

La loi de Kirckhoff précise que le rapport entre les coefficients d'émission e_λ et d'absorption a_λ sont définis par la relation

$$\frac{e_\lambda}{a_\lambda} = I(\lambda, T)$$

$I(\lambda, T)$ étant le rayonnement émis par le corps noir dans l'intervalle compris entre λ et $\lambda + d\lambda$ pour la température T.

Les lois de Boltzmann et Saha sont fort utiles dans l'étude des plasmas partiellement ionisés.

La loi de Boltzmann fait connaître le nombre d'atomes n_{rs} dans leur état d'ionisation r qui se trouvent à l'état excité s par rapport au nombre d'atomes n_{r0} dans le même état d'ionisation qui sont dans l'état fondamental

$$\frac{n_{rs}}{n_{r0}} = \frac{g_{rs}}{g_{r0}} e^{-\frac{\chi_{rs}}{kT}}$$

χ_{rs} est l'énergie d'excitation

g_{rs} et g_{r0} sont les poids statiques des 2 états.

La formule de Saha fait connaître le nombre d'atomes r + 1 fois ionisés se trouvant dans l'état fondamental par rapport au nombre d'atomes r fois ionisés également dans l'état fondamental

On a :

$$\frac{n_{r+1,0}}{n_{r,0}} = \frac{1}{n_e} \times 2 \frac{g_{r+1,0}}{g_{r,0}} \left(\frac{2 \pi k m T}{h^3} \right)^{3/2} e^{-\frac{\chi_r}{kT}}$$

m masse de l'électron en grammes

χ_r énergie d'ionisation de l'atome r fois ionisé à l'état fondamental

n_e nombre d'électrons libres

Dans le cas de plasma hydrogénoïde totalement ionisé, la formule précédente devient à haute température :

$$\log_{10} n_i^2 = 15,4 + \log n_n + 1,5 \log_{10} T$$

n_i = nombre d'ions par cm^3 = nombre d'électrons

n_n = nombre d'atomes neutres

Ces lois s'appliquent dans les plasmas « entretenus », comme c'est le cas des atmosphères stellaires. Elles ne s'appliquent certainement plus lors des décharges à haute intensité produites au cours des premiers essais de « réacteur à fusion ». Ces décharges sont beaucoup trop rapides pour que le principe de l'équipartition de l'énergie soit valable, de plus, la présence des champs électrique et magnétique perturbe considérablement la loi de distribution maxwellienne des vitesses. Par exemple, dans un gaz chauffé par des courants électriques, comme c'est le cas des réacteurs Sceptre, Zeta, et également à Fontenay-aux-Roses, les électrons acquièrent une énergie supplémentaire grâce à la présence du champ électrique. Les collisions entre électrons et ions positifs sont beaucoup trop peu nombreuses (étant donné la faible densité du gaz) et la durée de la décharge beaucoup trop brève pour espérer que les ions positifs accroissent leur vitesse corrélativement à celle des électrons. Il en résulte que les électrons peuvent avoir au cours de ces décharges une température considérablement plus élevée que celle des ions positifs. La connaissance de la température des ions permet de connaître le nombre de réactions nucléaires tandis que la température des électrons permet d'évaluer les pertes par rayonnement du plasma. L'une et l'autre sont donc des paramètres très importants caractérisant le comportement d'un plasma.

6. — MESURE DE LA TEMPÉRATURE DES IONS

A. MÉTHODE SPECTROGRAPHIQUE

La méthode qui se présente en premier consiste à étudier spectroscopiquement la lumière émise par les atomes excités. L'hydrogène s'élimine rapidement car dès que la température atteint 10^6 °K, il est complètement ionisé et ne peut plus émettre de lumière.

Il est, par suite, nécessaire de s'adresser à des ions de Z plus élevés, soit ajoutés volontairement dans le gaz avant la décharge, soit provenant d'impuretés produites par volatilisation partielle des parois au cours de la décharge (silicium, oxygène dans le cas d'un tore en verre par exemple). La présence de ces impuretés est limitée au maximum afin d'éviter d'augmenter les pertes par rayonnement. L'étude de la largeur d'une raie fournit des indications intéressantes concernant la température ionique de l'élément qui lui a donné naissance.

L'interprétation serait facilitée si l'élargissement de la raie ne devait être attribuée qu'à l'effet Doppler. Avec cette hypothèse et en admettant :

- que la distribution des vitesses des ions soit maxwellienne;
- que la raie soit parfaitement monochromatique.

On calcule que l'élargissement à mi-hauteur de la raie est donnée par l'expression

$$\Delta \lambda = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

μ = masse atomique

pour l'oxygène par exemple cet élargissement de 1 Å lorsque $T = 10^6$ degrés et pour $\lambda = 2781$ Å. La mesure de l'élargissement est dans ces conditions très praticable et la température peut alors être déterminée. Cette méthode, sans doute plus raffinée a été utilisée à Harwell pour mesurer la température de la pile Zeta.

Remarquons en premier lieu que cette théorie détermine dans les meilleures conditions, une température des ions constituant l'impureté; ceux-ci ayant une masse supérieure à ceux de l'hydrogène la température des ions hydrogénoïdes peut être assez fortement différente. D'autres causes peuvent perturber l'effet Doppler lui-même. Les instabilités de la décharge créent des déplacements rapides qui communiquent aux ions des vitesses susceptibles de produire un effet Doppler par un processus différent de l'agitation thermique. Ce doute peut être levé par l'examen de l'élargissement de raies provenant d'ions de masses différentes. Si les températures des ions sont les mêmes, l'élargissement Doppler produit au cours des déplacements rapides du plasma doit être différent. Cependant, vu la brièveté de la décharge, il est bien difficile d'admettre que la température ait eu le temps de s'égaliser.

Par ailleurs, d'autres phénomènes peuvent contribuer à l'élargissement de la raie.

1° *l'effet Stark* : On sait que sous l'influence d'un champ électrique, les raies sont décomposées en un certain nombre de composantes disposées symétriquement des 2 côtés de la position initiale. Cet effet est inversement proportionnel au nombre Z , mais il est approximativement proportionnel au champ électrique E . Chaque raie du spectre se décomposant en ses composantes si l'on désire étudier une raie particulière, il faut tenir compte des composantes de ses voisines. Dans un plasma, où existe des charges libres, par suite des mouvements relatifs des particules, chaque atome se trouve soumis à un champ électrique aléatoire. C'est ce qu'on appelle, l'effet Stark statistique. Holtsmark a calculé la probabilité pour qu'un atome soit soumis à un champ donné F .

On pose $\frac{F}{F_0} = \beta$ avec $F_0 = 2,61 e N^{2/3}$

N = nombre de particules perturbatrices par cm^3 .

Holtsmarek a calculé la probabilité $W(\beta)$ pour que β soit compris entre β et $\beta + d\beta$. F_0 est l'intensité normale du champ, c'est-à-dire le champ auquel serait soumis un atome si la charge électrique perturbante la plus proche était à sa distance moyenne.

Monsieur C. Breton a effectué un calcul de ce type pour déduire le nombre d'ions par cm^3 existant dans les décharges effectuées au C. E. A. Il a utilisé la raie H_β , qui seule est suffisamment dégagée des parasites pour être étudiée. Ainsi qu'il en fait la remarque, il faut noter que cette méthode suppose que les conditions physiques du plasma restent constantes au cours de la décharge.

Dans les expériences faites à Harwell, les auteurs signalent que cet effet est négligeable pour O V et N IV et pour la densité de gaz existant dans Zeta.

2° *l'effet Zeeman* : On sait que sous l'influence d'un champ magnétique, les raies se décomposent en plusieurs composantes. L'intervalle séparant les composantes est le même pour un champ donné, pour toutes les raies simples de tous les éléments.

L'écart du triplet normal est donné par la relation $\Delta \lambda = \lambda^2 \frac{H}{4 \pi c m} \frac{e}{m}$.

L'action des champs magnétiques stabilisateurs peut produire une décomposition des raies et perturber les mesures.

Les expérimentateurs d'Harwell signalent que le calcul indique que cet effet est négligeable dans les mesures effectuées sur Zeta. Le champ magnétique est de l'ordre de quelques milliers de gauss. Il est à noter que cet effet est très notable dans le plasma constituant les taches solaires constituées par des tourbillons de matière électrisée.

Ces méthodes sont valables tant qu'il reste des atomes incomplètement ionisés. Lorsque le degré d'ionisation croît les raies spectrales associées aux électrons restant, ont des longueurs d'onde de plus en plus courtes. Dans le domaine compris entre 1 et 5 millions de degrés, les impuretés telles que l'oxygène et l'azote ont 3 ou 4 électrons arrachés et les raies spectrales émises se situent dans une région inférieure à 1850 Å, ce qui oblige à utiliser une technique d'exploration différente et plus complexe.

La mesure de la température des ions par la méthode optique effectuée par mesure de l'effet Doppler sur une raie d'un élément de Z assez élevé, avec une concentration faible (pour diminuer l'importance de l'effet Stark) peut donner des indications intéressantes sur la température de l'ion considéré. Elle oblige à faire une hypothèse sur la distribution des vitesses des ions. Les résultats peuvent être erronés par suite de déplacements rapides du plasma au cours de la décharge. La mesure de température effectuée sur ces ions doit être étendue prudemment à la température des autres ions du plasma.

B. DÉTECTION DES NEUTRONS

La section efficace des réactions de fusion augmente considérablement en fonction de la température; c'est ainsi que pour la réaction D.D. lorsque la pression est de 10^{-3} mm de Hg, le nombre de neutrons produits par seconde et par cm^3 de plasma est d'environ :

- 2 · 10⁻⁴ lorsque la température est de 1 million de degrés;
- 20 · lorsque la température est de 3 millions de degrés;
- 2 · 10⁵ lorsque la température est de 10 millions de degrés;

La connaissance de la section efficace, d'une part, et du nombre de noyaux de deutérium par cm^3 d'autre part, peut permettre de déduire la température du plasma.

Le calcul de la section efficace moyenne (σv) suppose encore que les vitesses des ions obéissent à une loi de distribution maxwellienne, ce qui n'est probablement pas le cas dans les expériences rencontrées dans les « réacteurs à fusion ».

L'espoir de production relativement aisée de hautes températures que semblaient confirmer les mesures effectuées par comptage des neutrons a été fortement ébranlé en 1955 par l'académicien russe Kurchatov, lors de son exposé à Harwell. Ces craintes ont été depuis confirmées par les

physiciens de nombreux pays. Il est possible en effet que les instabilités du plasma au cours de la décharge puissent accélérer des deutons et créer ainsi des réactions par un procédé identique à celui utilisé dans les accélérateurs.

Les principaux arguments avancés contre l'origine thermonucléaire de ces neutrons résident :

- dans la mesure de leur énergie qui est semble-t-il beaucoup plus élevée que celles qui correspondent à des neutrons d'origine strictement nucléaire;
- dans la mesure du nombre de ces neutrons qui, lui aussi, est beaucoup plus élevé qu'il ne devrait être;
- dans la modification du nombre de neutrons émis en fonction de l'intensité de champ magnétique extérieur.

L'origine de ces neutrons est encore trop controversée pour qu'il soit raisonnable de s'y étendre davantage.

7. — MESURES DES TEMPÉRATURES DES ÉLECTRONS

A. MESURE DE L'INTENSITÉ ABSOLUE DES RAIES SPECTRALES

L'intensité d'une raie est proportionnelle au nombre de transitions. Si, à un instant donné, N_m atomes se trouvent dans l'état m , le nombre d'atomes passant par seconde de l'état m à l'état n , est égal à

$$N_{n \rightarrow m} = A_{m \rightarrow n} N_m$$

$A_{m \rightarrow n}$ est le coefficient de transition spontané d'Einstein = $\frac{g_n}{g_m} B_{m \rightarrow n} \times \frac{8 \pi h \nu^3}{c^3}$

$B_{m \rightarrow n}$ probabilité d'absorption

Il est d'usage d'exprimer $B_{m \rightarrow n}$ en fonction de la « force d'oscillateur » f est une fonction tabulée.

Dans un plasma, la formule de Saha permet de connaître le nombre d'atomes se trouvant à l'état m . Ce nombre dépend de la température des électrons.

Il est par suite, théoriquement possible de déduire la température de la mesure de l'intensité d'une raie. Cette méthode oblige à admettre une répartition maxwellienne des vitesses, en outre si elle veut atteindre la température des électrons, elle oblige à admettre que l'énergie moyenne des électrons liés aux atomes est la même que celle des électrons libres. Les expériences ont montré que dans les décharges du type de celles réalisées dans les « réacteurs à fusion », il n'est pas possible d'admettre que les électrons liés et les électrons libres sont en équilibre.

B. MESURE DE L'INTENSITÉ DU CONTINUUM

L'une des raies d'une série (Balmer par exemple) est émise lorsque l'électron tombe de l'orbite n , d'énergie E_n sur l'orbite 2; la limite $\nu_i = -\frac{E_2}{hc}$ de la série correspond à la chute sur l'orbite 2 d'un électron qui se trouvait initialement avec une énergie nulle, à grande distance du noyau.

Si l'électron ainsi capturé par le noyau sur l'orbite 2 avait initialement une vitesse v , c'est-à-dire une énergie cinétique $E = \frac{m v^2}{2}$ la perte d'énergie dans sa capture est égale à $\frac{1}{2} m v^2 - E$, de sorte que la radiation émise correspond au nombre d'onde ν' tel que :

$$\nu' = \nu_i + \frac{1}{2} \frac{m v^2}{hc}$$

Ainsi s'explique l'existence des spectres continus au delà des séries de raies. Le calcul de la section efficace de capture sur le niveau n , permet de déterminer l'énergie rayonnée dans l'intervalle $d\nu$ dans un continuum; on a par exemple, d'après C. Breton, pour la série de Lyman :

$$W, d\nu = K \frac{n_e n_i}{T_e^{3/2}} \frac{g}{n^3} e^{\frac{\lambda(\nu - \nu_i)}{kT}} \quad K = 3,26 \cdot 10^{-6}$$

g = facteur de Gaunt en général voisin de 1.

On peut donc, moyennant les mêmes hypothèses que précédemment, connaître T en mesurant W_e . La difficulté provient du fait que dans des « réacteurs » comme Zeta, les densités de gaz utilisées sont beaucoup trop faibles pour que ces continuum puissent être détectés facilement pendant la durée de la décharge.

Bien que les méthodes optiques ne permettent pas d'atteindre une mesure correcte de la température des ions et des électrons, elles donnent de précieuses indications qualitatives.

Par exemple, pour extraire le 4^e et le 5^e électron de l'oxygène, les électrons incidents créant l'ionisation doivent avoir une énergie cinétique de 77 eV et 114 eV respectivement. Si l'équilibre des températures était réalisé, la mesure de l'intensité des raies de l'oxygène donnerait la température des électrons. Comme il n'en est sans doute rien, on peut tout juste dire que si les raies de l'oxygène V sont détectées avec une intensité suffisante, une fraction du nombre d'électrons présents dans le gaz a atteint une énergie de 114 eV. Rappelons que l'énergie moyenne des électrons dont les vitesses sont réparties suivant une loi de Maxwell est de 114 eV lorsque la température est de 10^6 degrés.

C. — UTILISATION DES MICRO-ONDES

Cette méthode a déjà été utilisée par de nombreux expérimentateurs pour mesurer la température des électrons dans des décharges effectuées dans des plasmas à des pressions de l'ordre du mm de mercure. A ces pressions, les micro-ondes sont complètement absorbées par le plasma car la fréquence de collisions des électrons est très supérieure à celle des micro-ondes.

Le plasma rayonne alors comme un corps noir. Pour les plasmas de très faibles pressions de l'ordre du micron de mercure, la fréquence de collisions des électrons devient très inférieure à celle des micro-ondes qui ne peuvent plus alors être absorbés. Cependant, si on étudie la profondeur de pénétration dans les plasmas (c'est-à-dire la distance pour laquelle l'intensité des micro-ondes est réduite par un facteur e) on constate qu'elle est définie par la courbe de la figure 3.

Au-dessous de leur fréquence, appelée fréquence critique et définie par la relation $\omega_c^2 = \frac{n e^2}{\pi m}$, le plasma ne transmet pas les micro-ondes, il se comporte comme un corps parfaitement réfléchissant. Au-dessus de la fréquence critique, les micro-ondes se propagent dans le plasma en s'y atténuant d'un facteur e , après avoir parcouru une distance équivalente à une profondeur de pénétration.

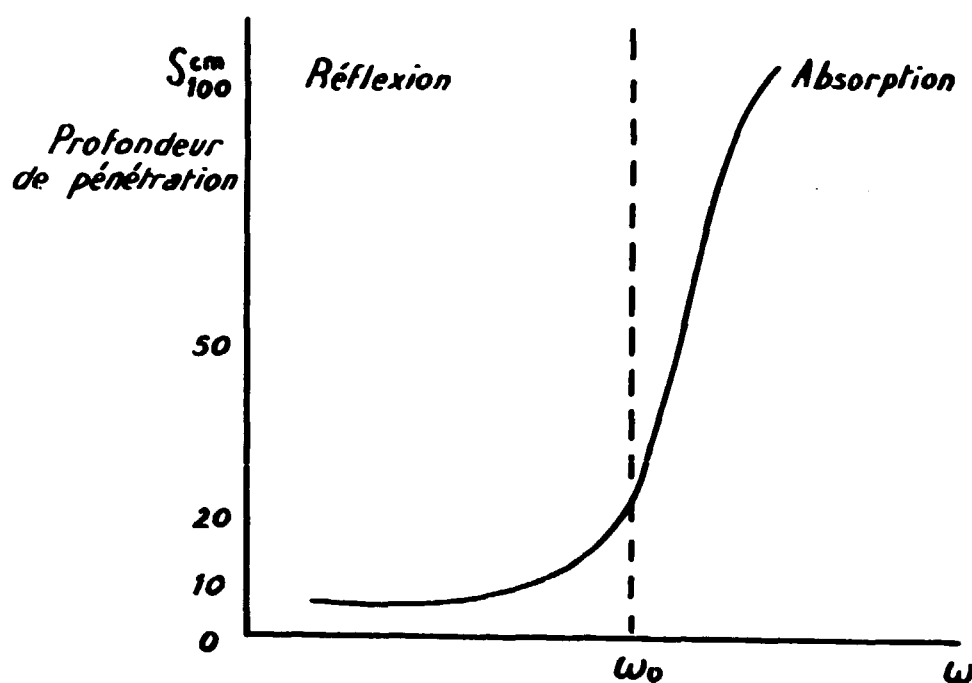


FIG. 3.

On constate qu'au voisinage de la fréquence critique, cette profondeur de pénétration est faible [par exemple $\delta = 21$ cm pour $\omega = 2 \cdot 10^{11}$ s⁻¹ ($\lambda = 9$ mm)]. Si l'épaisseur du plasma est suffisante pour absorber toute la radiation de longueur d'onde λ , il rayonnera au voisinage de cette fréquence comme un corps noir suivant la loi de Rayleigh puisque $h\nu \ll kT$. On peut alors écrire :

$$E_\nu d\nu = \frac{8\pi kT}{\lambda^2} d\nu$$

Silver en 1949 a montré que par suite des effets de diffraction, la surface d'un aérien de micro-onde de grande ouverture est égale à $\frac{\lambda^2}{4\pi}$. En tenant compte que seul un plan de polarisation est transmis par le guide d'onde correspondant, la puissance totale reçue dans une bande de fréquence de largeur B est

$$W = \int_{\nu}^{\nu+B} kT d\nu = kTB$$

Davres et Cowcher en 1955, ont montré que la température T figurant dans ces expressions est celle des électrons en admettant que la loi de distribution des vitesses soit maxwellienne.

On a vu précédemment que lorsque la température du plasma est élevée le phénomène responsable de la majorité des pertes par rayonnement est le bremsstrahlung. Ce rayonnement s'étend dans un grand domaine spectral et en particulier les radiations ayant une fréquence voisine de la fréquence critique du plasma pourront, si l'épaisseur du plasma est suffisante être totalement absorbées, de sorte que, au voisinage de cette fréquence, le plasma émettra comme un corps noir suivant la loi de Rayleigh.

Le plasma produit ainsi ses propres micro-ondes et la mesure du bruit au voisinage de la fréquence critique devient une mesure de la température des électrons.

La validité de cette mesure oblige à s'assurer que le plasma rayonne comme un corps noir, il est, par suite nécessaire de vérifier que les micro-ondes correspondant à la fréquence critique ν sont totalement absorbées.

L'emploi de cette technique dans la mesure des températures atteintes dans les décharges dans les plasmas de faibles pressions se heurte à plusieurs difficultés. En effet, cette théorie suppose que la densité n_e du plasma reste constante et indépendante du temps et de la distance. L'apparition de forts gradients de densité au cours des décharges de plusieurs milliers d'ampères et sous basses pressions rendent son application délicate.

Il faut cependant noter que l'emploi des micro-ondes peut renseigner sur la répartition spatiale de la densité n_e du plasma au cours de la décharge. En effet, chaque fois que des micro-ondes de fréquence ω rencontrent normalement des plans d'égale densité n_e , définie par $\frac{\omega^2 m}{4\pi e^2} = n_e$, elles sont totalement réfléchies. L'étude des réflexions des micro-ondes dans les plasmas hétérogènes peut ainsi permettre de fournir des renseignements intéressants sur leur structure. Il en est de même pour des mesures d'absorption des micro-ondes suivant différentes orientations.

Des méthodes similaires sont employées en astrophysique avec des longueurs d'onde centimétrique et même millimétrique. C'est ainsi qu'il a été trouvé que la température électrique de la chromosphère était inférieure à 6500° K, mais que la température de la couronne solaire devait être supérieure à 800 000° K.

D. MESURE DE LA CONDUCTIBILITÉ DU PLASMA

Dans un plasma totalement ionisé, la conductibilité dépend seulement de la température des électrons. Comme dans tous les milieux conducteurs, la conductibilité est inversement proportionnelle au nombre de chocs entre les particules chargées. Dans un plasma chaud, le taux de collisions décroît quand la température s'accroît de sorte que la résistivité diminue quand la température croît. Pour un plasma hydrogénoïde, la résistivité est donnée par la formule :

$$\rho = \frac{310^{-6}}{T^{3/2}} \Omega/\text{cm}$$

elle est pratiquement indépendante de la densité.

Cette expression s'applique si le plasma est totalement ionisé et si ses dimensions sont grandes par rapport au libre parcours moyen des électrons. Cette situation n'est pas forcément réalisée dans les décharges à haute intensité et faible pression. De plus, la présence de charges magnétiques modifie la conductibilité dans une direction perpendiculaire à celle-ci.

La mesure de la conductibilité nécessite la connaissance de la répartition du courant dans le tube où s'effectue la décharge. En général, celui-ci n'est pas uniformément distribué dans la section droite du tube, mais se localise périphériquement. La répartition du courant électrique dans une colonne de plasma peut être étudiée en disposant de petites bobines à l'intérieur. On peut aussi connaître les variations du champ magnétique et déterminer l'intensité du courant qui lui a donné naissance.

Cette technique est d'une mise en œuvre délicate par suite des perturbations créées par la bobine. Il est évidemment exclu de l'utiliser dans les plasmas chauds.

E. MÉTHODE DES SONDÉS

Les sondes sont constituées par des électrodes auxiliaires de petites dimensions par rapport au volume du gaz dans lequel elles sont plongées. Dans la méthode de Langmir, une sonde est disposée dans le plasma et on mesure le courant I qui s'établit entre la sonde et une électrode en fonction de la différence de potentiel existant entre elles. La caractéristique du courant I en fonction de la tension V possède une région qui peut se mettre sous la forme

$$I_s = A j_0 e^{-\frac{eV}{kT}}$$

I_s est le courant de sonde; $V = V_s - V_r$,

- V_s = différence de potentiel entre le plasma et la cathode
- V_r = différence de potentiel entre la cathode et la sonde
- A = surface de la sonde
- j_0 = densité du courant électronique.

Si I représente une fraction importante du courant de décharge, la sonde est fortement perturbée car V_s , T_e et j_0 sont fonctions de V_r . Il est préférable d'utiliser la méthode dite de la double sonde flottante qui consiste à disposer 2 sondes à proximité l'une de l'autre. Si celles-ci sont au même potentiel, il ne passe pas de courant : le potentiel des sondes est flottant.

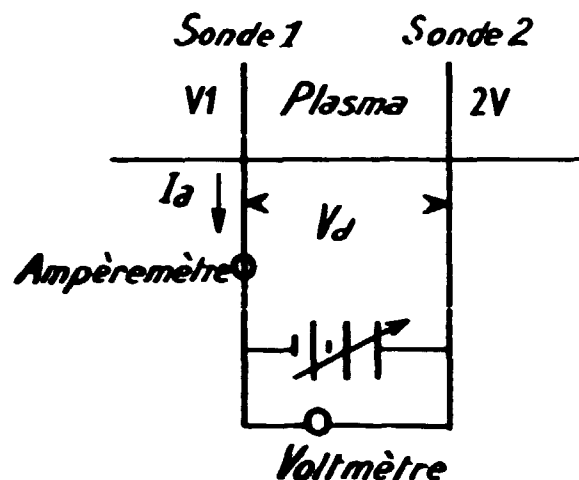


FIG. 4.

Si on établit une différence de potentiel entre les 2 sondes, la caractéristique I_a en fonction de V_d a alors l'aspect suivant :

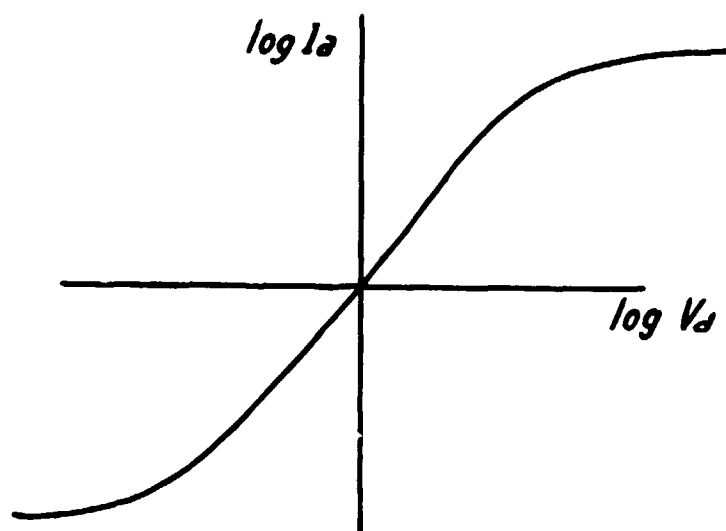


FIG. 5.

La pente de la caractéristique dans sa partie rectiligne est égale à $\frac{e}{kT_e} V_c$

$$\text{avec } V_c = V_2 + V_d - V_1$$

V_1 et V_2 représente respectivement les potentiels du plasma par rapport aux sondes 1 et 2.

Les relations précédentes supposent que la distribution des vitesses des électrons sont maxwelliennes. Cette méthode est d'un emploi limité car aux hautes températures, les sondes risquent d'être volatilisées.

CONCLUSION

Aucune des méthodes de mesure des températures n'est complètement satisfaisante en raison des hypothèses qu'elles exigent et qui sont rarement réalisées lors des décharges à haute intensité dans les plasmas. En pratique il est nécessaire d'utiliser plusieurs méthodes simultanément. Si les résultats sont concordants et ne contredisent pas d'autres conclusions déduites du comportement du plasma, il est possible d'avancer prudemment quelques chiffres.

BIBLIOGRAPHIE

- A. UNSOLD (V. KOURGANOFF) Physique de l'atmosphère des étoiles, C. N. R. S., Paris 1949.
- D. BARBIER : Théorie générale des atmosphères stellaires. *Sonderbruck aus Handbuch der Physik*, Band 50, Springer Verlag Berlin.
- R. POST : Controlled fusion research. An application of the physics of high temperatures plasmas. *Review of modern Physics*, July 1956, Vol. 28, n° 3.
- THONEMAN *et Al* : The production of high temperatures and nuclear reactions in a gaz discharges. *Nature*, Vol. 181, n° 4604, Janv. 1958.
- THOMPSON W. B. : Thermonuclear reaction rates. *The proceedings of the Phys. Soc.*, Janv. 1957, n° 445 B.
- VENDRYES G. : Conférence faite au congrès de Physique (à paraitre).
- BRETON C. *et als* : Production et études des décharges à forte intensité. Communication du congrès de Venise, juin 1957.
- BRETON *et als* : Observations spectrographiques de décharges à forte intensité. Communication du congrès de Venise, juin 1957.
- BRETON C. : Processus physiques lors du chauffage de l'hydrogène vers les hautes températures.
- CHARON J. : Les recherches sur la fusion thermonucléaire contrôlée à Saclay. *Industries atomiques*, n° 3/4, 1958.
- HUBERT P. : Séminaires sur les plasmas.
- HUBERT P. : Les recherches sur la fusion contrôlée, *Bulletin d'information scientifique et technique*, n° 15, 1958.
- CHANTREL H. : Mesures de températures dans les plasmas, 2^e thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris, 1958.
- DELLIS A. : The measurement of electron temperatures by microwave methods, A. E. R. E. GP/R. 2265.
- WARE A. : Measuring very high temperatures. *The new scientist*, 6 Mars 1958.
- JOHNSON E. : A floating double probe method for measurements in gas discharge. *Physical Review*, Oct. 1, 1950, Vol. 80, n° 1.

FIN