



# La recombinaison des ions produits dans les gaz par les rayons $\alpha$

M. Moulin

## ► To cite this version:

M. Moulin. La recombinaison des ions produits dans les gaz par les rayons  $\alpha$ . Radium (Paris), 1910, 7 (12), pp.350-354. <10.1051/radium:01910007012035001>. <jpa-00242438>

**HAL Id: jpa-00242438**

**<https://hal.science/jpa-00242438v1>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

---

## La recombinaison des ions produits dans les gaz par les rayons $\alpha$

Par M. MOULIN

[École de Physique et de Chimie. — Laboratoire de Physique.]

1. — Les ions produits dans les gaz par les rayons  $\alpha$  se comportent, après leur production, exactement de la même manière que les ions produits par d'autres agents ionisants. Mais il n'en est plus de même si l'on étudie ces ions au moment même de leur formation; en particulier, on sait que le courant de saturation est beaucoup plus difficile à obtenir dans un gaz soumis à l'action des rayons  $\alpha$  que si ce gaz est soumis à l'action des rayons Röntgen.

MM. Bragg et Klecman<sup>2</sup>, qui ont attiré l'attention

sur ce fait, ont trouvé que la courbe de saturation (courant en fonction de la différence de potentiel) présente des caractères tout à fait spéciaux : si le courant est assez faible, la courbe *tracée en fonction du champ* ne dépend sensiblement pas en valeur relative de la distance des plateaux du condensateur entre lesquels on produit l'ionisation elle ne dépend pas non plus de l'intensité du courant de saturation. Ces faits expérimentaux sont très nets si l'on emploie l'appareil de Bragg.

Pour les interpréter, M. Bragg a supposé que la recombinaison la plus importante s'effectue entre les

1. V. *Le Radium*, 7 (1910) 556.

2. BRAGG et KLECMAN, *Phil. Mag.*, 44 (1906) 466.

ions provenant d'une même molécule, qui restent au voisinage l'un de l'autre, parce que l'électron qui est arraché à la molécule se trouve arrêté dès son premier choc contre une autre molécule du gaz. Cette recombinaison spéciale que M. Bragg appelait « recombinaison initiale » devait avoir, d'après lui, une influence beaucoup plus grande que la recombinaison ordinaire, cette dernière s'effectuant entre des ions qui arrivent au voisinage l'un de l'autre sous l'influence de leur attraction mutuelle et de l'agitation thermique. Cette hypothèse permettait d'expliquer les faits connus : indépendance (en valeur relative) de la recombinaison et de la distance des plateaux du condensateur ou du nombre total d'ions présents dans le gaz ; diminution rapide de la recombinaison à mesure que la pression du gaz diminue.

2. — Toutefois, M. Langevin a été amené par sa théorie de la recombinaison des ions à mettre en doute la validité de l'hypothèse de Bragg et à proposer une autre théorie susceptible d'une vérification expérimentale immédiate (4).

On peut remarquer en effet que, d'après ce que nous savons aujourd'hui sur les particules  $\alpha$ , ces particules traversent le gaz sensiblement en ligne droite et produisent un très grand nombre d'ions le long de leur trajectoire. Si ces ions restent rassemblés au voisinage immédiat de cette trajectoire au moment de leur production, leur densité en volume est énorme par rapport à celle que l'on calculerait en les supposant répartis uniformément dans tout le volume du gaz et l'on doit s'attendre à observer une recombinaison intense.

On peut remarquer aussi que le corpuscule arraché à une molécule, même s'il est arrêté par la première molécule qu'il rencontre, doit s'éloigner du résidu positif à une distance qui est de l'ordre de son libre parcours, un peu plus de 4 fois celui des molécules du gaz. Comme la particule  $\alpha$  produit probablement un ion par molécule rencontrée, au moins à la fin de son parcours, la probabilité d'une recombinaison entre les deux ions provenant d'une même molécule n'est pas plus grande que la recombinaison entre des ions provenant de molécules différentes rencontrées par la même particule  $\alpha$ .

Dans cette hypothèse, la recombinaison ne doit pas dépendre en valeur relative du nombre de particules  $\alpha$  qui traversent le gaz, puisqu'elle s'effectue entre les ions produits par une même particule ; elle doit diminuer avec la pression, puisque, la densité en volume des ions dans chaque file d'ions diminuant quand la pression diminue, le sens de la variation de la recombinaison doit être le même que dans le cas ordinaire (Rayons X).

3. — En examinant les conséquences de cette théorie, j'ai pu montrer qu'elle permettait d'interpréter

un fait signalé par M. Kleeman<sup>1</sup>, que la recombinaison est relativement plus importante vers la fin du parcours des particules (maximum de la courbe de Bragg) qu'au début. La variation de la recombinaison correspond sensiblement à celle qu'on peut prévoir en tenant compte de la variation de densité en volume des ions le long de la trajectoire d'une même particule (Voir *Le Radium*, 5 (1908) 156-141).

4. — Si les ions produits par chaque particule sont ainsi distribués en colonnes, on prévoit immédiatement que la recombinaison doit dépendre essentiellement de la direction du champ par rapport aux trajectoires. Si le champ est dirigé perpendiculairement à ces trajectoires, il tend à disperser immédiatement les ions en ajoutant son effet à celui de la diffusion ; tandis que si le champ est parallèle aux colonnes d'ions, il n'a pour effet que de déplacer les ions des deux signes dans le sens même des colonnes d'ions, la diffusion intervenant seule pour les disperser. La recombinaison doit être beaucoup plus importante dans le second cas que dans le premier.

Quelques expériences préliminaires m'avaient montré qu'il en était bien ainsi dans le cas de l'air. Depuis, j'ai repris ces expériences d'une manière plus précise avec l'anhydride carbonique, l'air et l'hydrogène.

L'appareil employé consistait en un petit condensateur dont l'une des armatures, constituée par une feuille d'aluminium très mince, se laissait traverser facilement par les rayons  $\alpha$ . L'autre armature reliée à l'électromètre était formée d'une bande rectangulaire d'aluminium (5 cm. de long sur 4 mm. de large) entourée d'un cadre de garde. La source de rayons  $\alpha$  était une lame d'argent recouverte de polonium de 4 cm. de long et 5 mm. de large, disposée sous le condensateur, parallèlement à la bande isolée.

En faisant tourner ce condensateur autour de son axe, on pouvait faire arriver les rayons, convenablement canalisés, soit parallèlement au champ (à travers la feuille d'aluminium), soit perpendiculairement au champ (parallèlement aux armatures), soit dans une direction inclinée de 45° sur celle du champ.

La distance des armatures étant de 4 mm, on étudiait le faisceau de particules dans les mêmes conditions dans les deux premiers cas ; la direction du champ par rapport aux trajectoires étant seule modifiée<sup>2</sup>.

Les résultats des expériences sont donnés par les figures 1, 2 et 5, qui représentent les courbes de saturation, tracées à deux échelles différentes, pour chaque gaz. Les ordonnées donnent le rapport du

1. KLEEMAN, *Phil. Mag.*, 12 1906, 295.

2. A l'absorption près de la feuille d'aluminium. Cette feuille était équivalente à 1,5 mm d'air et il suffisait de déplacer la lame active d'une quantité convenable pour opérer toujours avec des particules de même vitesse.

courant obtenu pour un champ d'intensité donnée au courant de saturation ; les abscisses donnent le champ en volts par centimètre. Sur ces figures sont égale-

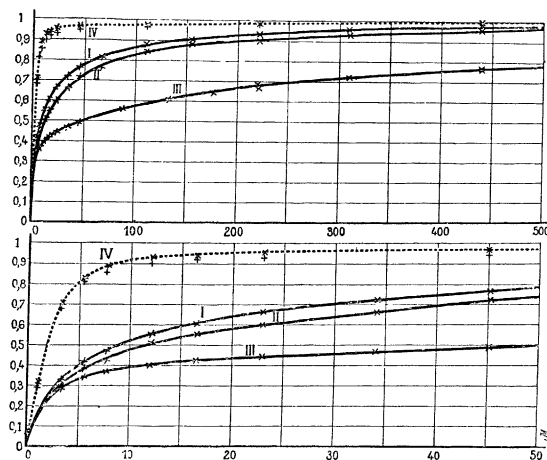


Fig. 1. — Courbes de saturation :  $\text{CO}_2$ , 750<sup>mm</sup>, 16°C.

- I. Rayons  $\alpha$  perpendiculaires au champ.
- II. Rayons  $\alpha$  à 45°.
- III. Rayons  $\alpha$  parallèles au champ.
- IV. Rayons pénétrants  $\left\{ \begin{array}{l} \times \text{ perpendiculaires au champ.} \\ + \text{ parallèles au champ.} \end{array} \right.$

ment tracées (IV) des courbes de saturation obtenues pour des rayons pénétrants donnant dans le condensateur un courant de saturation de même intensité que le courant de saturation fourni par les rayons  $\alpha$ .

Toutes ces courbes tracées en trait plein correspondent à une même distance de la lame de polonium au condensateur. Comme le parcours des rayons  $\alpha$  est

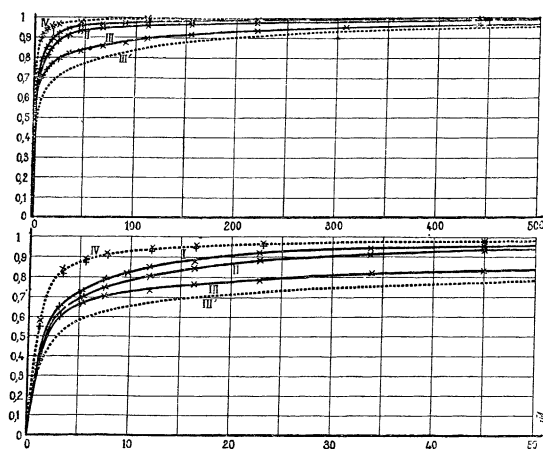


Fig. 2. — Courbes de saturation : Air, 750<sup>mm</sup>, 16°C.

- I. Rayons  $\alpha$  perpendiculaires au champ.
- II. Rayons  $\alpha$  à 45°.
- III. Rayons  $\alpha$  parallèles au champ.
- IV. Rayons pénétrants  $\left\{ \begin{array}{l} \times \text{ perpendiculaires au champ.} \\ + \text{ parallèles au champ.} \end{array} \right.$

plus petit dans  $\text{CO}_2$  que dans l'air, les courbes correspondent pour ce gaz à des particules  $\alpha$  de vitesse plus faible que celle des particules utilisées dans le cas de l'air. La courbe III', fig. 2 (air), correspond au con-

traire à des rayons  $\alpha$  de même vitesse que les rayons utilisés dans le cas de  $\text{CO}_2$ .

On voit, d'après ces courbes, que :

1° Le courant de saturation est plus difficile à obtenir dans les cas des rayons  $\alpha$  que dans le cas des rayons pénétrants.

2° La recombinaison initiale se fait sentir beaucoup plus dans  $\text{CO}_2$  que dans l'air et dans l'air que dans  $\text{H}_2$  où elle est très faible.

3° Que l'influence de la direction relative du champ et de la trajectoire a une importance d'autant plus grande que la recombinaison initiale est plus grande. La recombinaison présente une dissymétrie très notable dans le cas de  $\text{CO}_2$  et dans le cas de l'air ; elle est inappréciable dans le cas de l'hydrogène.

5. — Influence de la nature du gaz. La théorie de la recombinaison dans les colonnes d'ions permet de prévoir d'une manière approchée comment doit

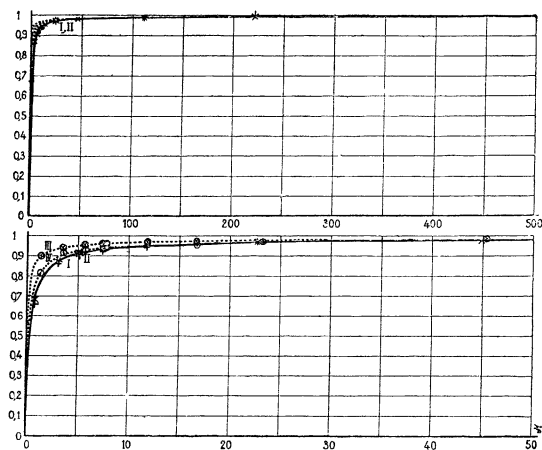


Fig. 3. — Courbes de saturation :  $\text{H}_2$ , 750<sup>mm</sup>, 16°C.

- I.  $\times$  Rayons  $\alpha$  perpendiculaires au champ.
- II.  $+$  Rayons  $\alpha$  parallèles au champ.
- III.  $\odot$  Rayons pénétrants perpendiculaires au champ.
- IV.  $\odot$  Rayons pénétrants parallèles au champ.

varier cette recombinaison avec la nature du gaz. On trouve que, lorsque la recombinaison est faible, le nombre relatif d'ions qui se recombinent doit varier proportionnellement au coefficient de recombinaison des ions et à l'ionisation produite par les rayons  $\alpha$ , et en raison inverse du parcours des particules et du carré de la mobilité des ions. Ce résultat est très suffisamment d'accord avec l'expérience.

6. — Influence de la direction du champ par rapport aux trajectoires. Il est également possible de prévoir comment, pour un même gaz, la courbe de saturation doit se modifier avec l'inclinaison du champ électrique sur la trajectoire de la particule.

La longueur de trajectoire utilisée dans les mesures est très grande par rapport au diamètre moyen des colonnes d'ions (qui est de l'ordre du libre parcours

des corpuscules) et si le champ est dirigé exactement dans le sens de la colonne d'ions, il ne produira aucune dispersion sensible des ions : avant que le champ ait déplacé ces ions d'une manière sensible, la diffusion les aura déjà dispersés dans le sens latéral. Nous pourrions donc admettre que si la direction du champ fait un angle  $\theta$  avec la direction de la trajectoire, seule la composante de ce champ normale à la trajectoire pourra modifier la recombinaison en aidant la diffusion à éloigner les ions les uns des autres.

Supposons, par exemp'l'e, que l'angle  $\theta$  soit en moyenne de  $45^\circ$ . Pour un champ  $h$ , la composante transversale du champ sera égale à  $\frac{h}{\sqrt{2}}$  et il s'en suit qu'un champ  $h$  incliné de  $45^\circ$  sur la trajectoire devra extraire du gaz le même courant qu'un champ  $\frac{h}{\sqrt{2}}$  établi perpendiculairement aux trajectoires.

On peut donc prévoir une relation simple entre les courbes I et II des fig. 1 et 2, mais il faut remarquer que cette relation ne peut exister que pour des champs assez intenses. Les ions qui ont échappé à la recombinaison initiale dans les colonnes d'ions peuvent, en effet, se recombiner avec des ions provenant de colonnes voisines et cette recombinaison dépend du champ total  $h$  et non de la composante transversale de ce champ.

Le tableau suivant montre que la relation en question est bien vérifiée par l'expérience.

Il donne pour différentes valeurs du champ  $h$  (à  $45^\circ$ ) la valeur correspondante du rapport du courant  $i$  au courant de saturation  $I$  et la valeur de ce rapport calculée à partir des résultats obtenus avec le champ perpendiculaire aux trajectoires. On voit que l'accord entre les valeurs expérimentales et calculées est très satisfaisant.

Air (750 <sup>mm</sup> , 16°)			CO <sup>2</sup> (750 <sup>mm</sup> , 16°)		
$h$ volts/cm.	$\frac{i}{I}$	$\frac{i}{I}$ (calculé)	$h$ volts/cm.	$\frac{i}{I}$	$\frac{i}{I}$ (calculé)
5,1	0,610	0,59	5,5	0,210	0,280
5,3	0,700	0,68	5,5	0,590	0,560
7,5	0,750	0,73	7,7	0,428	0,420
11,9	0,805	0,80	12,1	0,510	0,500
16,5	0,840	0,845	16,5	0,555	0,550
22,8	0,880	0,88	25,0	0,600	0,600
55,8	0,910	0,92	54,1	0,665	0,660
45,0	0,935	0,94	45,2	0,725	0,715
67,0	0,945	0,955	67,1	0,765	0,770
111	0,965	0,97	111	0,850	0,855
155	0,966	0,975	155	0,885	0,880
220	0,980	0,985	221	0,900	0,910
440	0,990	0,995	510	0,950	0,955
660	0,990	1,00	440	0,965	0,960
2200	1,00	1,00	660	0,970	0,980
			830	0,990	0,990
			1100	0,995	0,990
			1760	1,00	0,995
			2900	1,00	0,995

7. — On peut trouver de la même manière une relation entre le courant obtenu quand le champ est dirigé dans le sens du faisceau de rayons  $\alpha$  et le courant qu'on obtient quand le champ est perpendiculaire à ce faisceau ; mais la relation sera beaucoup moins simple, car dans un tel faisceau toutes les trajectoires des particules ne sont pas parallèles.

Si le champ était rigoureusement dirigé suivant la trajectoire, la colonne d'ions ne fournirait que les ions qui ont pu échapper à la recombinaison par suite de la diffusion. Mais les différentes trajectoires font avec le champ des angles compris entre 0 et  $\theta_1$  et elles fourniront un courant d'autant plus grand que  $\theta$  est plus grand.

Pour calculer le courant total, il est donc nécessaire de calculer :

1° La répartition des différentes trajectoires en fonction de l'angle  $\theta$ .

2° Le courant élémentaire fourni par les trajectoires qui font un angle  $\theta$  et qui est donné, pour un champ  $h$ , par le courant correspondant au champ  $h\theta$  sur la courbe I (fig. 1 et 2). Ce courant doit subir, pour les petites valeurs de  $h\theta$ , une correction pour tenir compte des ions qui sortent par diffusion et qui sont recueillis par le champ  $h$ , beaucoup plus grand que le champ  $h\theta$  (10 fois plus grand, en moyenne). J'ai effectué cette correction en admettant que les ions sortis par diffusion se comportent comme des ions répartis uniformément en volume et se recombinent de la même manière que les ions produits par les rayons pénétrants. Cette hypothèse est peut-être assez loin d'être exacte, mais cette correction n'intervient que très peu dans le résultat final dès que le champ  $h$  est assez grand. Elle n'a plus aucune influence pour un champ supérieur à 500 volts : cm. dans l'air et à 1000 volts : cm. dans CO<sup>2</sup>.

5° Il reste ensuite à intégrer les courants élémentaires obtenus pour les différentes valeurs de  $\theta$  en tenant compte de la répartition des trajectoires en fonction de  $\theta$ .

Ce calcul est trop long pour pouvoir être reproduit ici et le détail en sera donné ailleurs<sup>1</sup>. Les courbes de la figure 4 en donnent le résultat. On voit que les points expérimentaux se placent bien sur la courbe calculée, tout au moins pour les champs intenses.

On calculerait facilement, par une méthode analogue, la forme de la courbe de saturation, pour le cas où l'on place la substance active sur l'un des plateaux d'un condensateur. On voit immédiatement que cette courbe doit dépendre de la distance des plateaux quand cette distance est inférieure au parcours des rayons  $\alpha$ , puisque l'importance relative des trajectoires obliques et des trajectoires voisines de la normale varie. La saturation sera facile si les plateaux sont très rapprochés, parce que l'ionisation due

1. Voir *Annales de Chimie et de Physique*.

aux trajectoires obliques prédominera; elle sera rela-

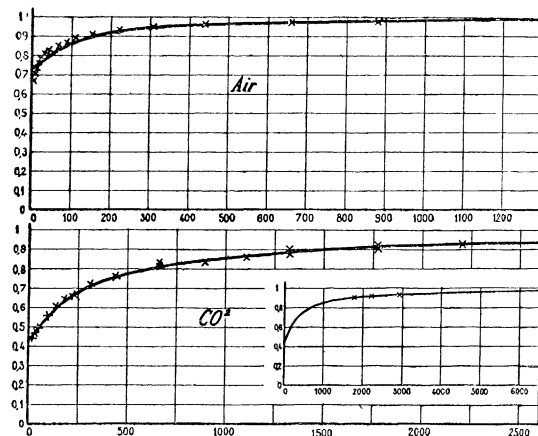


Fig. 4. — Courbes de saturation pour les rayons  $\alpha$  parallèles au champ calculées à partir des courbes obtenues avec les rayons  $\alpha$  perpendiculaires au champ.

× Valeurs expérimentales.

tivement plus difficile si les plateaux sont distants de quelques centimètres.

**8. — Conclusion.** Il est donc possible de prévoir la forme des courbes de saturation obtenues pour différentes inclinaisons du champ électrique sur les trajectoires en admettant simplement que la compo-

sante du champ perpendiculaire aux trajectoires agit seule. Il n'en aurait pas été ainsi si la recombinaison initiale s'effectuait entre les ions provenant d'une même molécule, puisque la direction du champ par rapport à la trajectoire ne devrait avoir, dans ce cas, aucune influence sensible<sup>1</sup>.

D'un autre côté, ces expériences mettent une fois de plus en évidence, d'une manière très nette, la nature particulière des rayons  $\alpha$ . La dissymétrie observée pour la recombinaison des ions permet de suivre la trajectoire des particules dont on peut observer le point d'impact sur un écran au sulfure de zinc.

Mais il ne faudrait pas en conclure que tous les rayons de nature particulière doivent conduire au même résultat. En particulier, on n'observe pas le même phénomène avec les rayons  $\beta$  qui sont assez fortement dispersés par le gaz qu'ils traversent et qui produisent relativement peu d'ions, à des distances probablement assez grandes de la trajectoire. Il ne faut pas oublier, en effet, que les rayons  $\beta$  donnent des rayons secondaires beaucoup plus pénétrants que ceux des rayons  $\alpha$  et que l'ionisation produite doit être plutôt considérée comme répartie dans tout le volume de gaz que rassemblée au voisinage immédiat des trajectoires.

[Manuscrit reçu le 5 Novembre 1910.]