

§ 3. — *Étude des trajectoires des rayons déviables
dans un champ magnétique.*

Dès mes premières observations sur la déviation magnétique du rayonnement du radium, je me suis appliqué à mettre à contribution ce phénomène pour l'étude du rayonnement nouveau. La netteté des impressions que l'on peut recueillir a permis de relever les traces des trajectoires et de comparer les observations aux déductions théoriques qui résultent de l'assimilation de ces rayons aux rayons cathodiques.

On sait que l'action d'un champ magnétique d'intensité H sur une masse électrique e animée d'une vitesse v dans une direction faisant un angle α avec la direction du champ, est une force, perpendiculaire à la fois au champ et à la direction de la vitesse, et qui a pour expression :

$$H e v \sin \alpha.$$

Considérons une masse matérielle m transportant avec une vitesse v une charge e dans un champ magnétique uniforme d'intensité H , parallèle à la direction ox (fig. 18 bis).

La force étant normale à la vitesse, ainsi qu'à la direction ox , la vitesse reste constante, ainsi que sa projection $v \cos \alpha$ sur l'axe des x ; l'angle α est donc constant, et l'abscisse x est donnée par la relation $x = (v \cos \alpha) t$. La vitesse de la projection de m sur le plan yz est constante et égale à $v \sin \alpha$. La force est constante et parallèle à ce plan; la projection de m décrira donc une circonférence de rayon R' donné par la relation

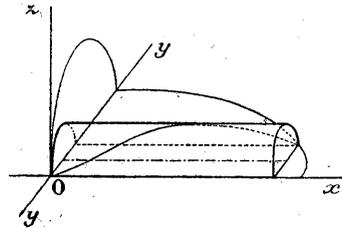


Fig. 18 bis.

$$\frac{m(v \sin \alpha)^2}{R'} = H e v \sin \alpha$$

d'où :

$$R' = \frac{m v}{H e} \sin \alpha$$

et si l'on pose

$$\frac{m v}{H e} = R$$

on a :

$$R' = R \sin \alpha$$

R est la valeur maximum de R' pour $\alpha = 90^\circ$, et correspond au rayon des trajectoires circulaires des particules lancées normalement au champ.

La vitesse angulaire est :

$$\frac{v \sin \alpha}{R'} = \frac{H e}{m}$$

elle est indépendante de α .

La projection de m décrit d'un mouvement uniforme la circonférence pendant le temps

$$t = \frac{2\pi m}{H e}$$

La trajectoire est une hélice enroulée sur un cylindre dont le rayon est $R \sin \alpha$. Le pas de cette hélice est

$$v t \cos \alpha = \frac{2\pi m v}{H e} \cos \alpha = 2\pi R \cos \alpha$$

Le rayon de courbure de la trajectoire est constant et égal

$$\text{à } \frac{R}{\sin \alpha}.$$

Considérons les trajectoires de toutes les particules qui, à l'origine, sont émises dans le plan des xz , parallèle au champ.

Ces trajectoires sont inégalement infléchies depuis celle qui décrit dans le plan normal au champ une circonférence de rayon R jusqu'à celle qui suit sans déviation l'axe des x . Elles s'enroulent toutes sur des cylindres tangents au plan zox le long de ox , et elles rencontrent le plan de xy après avoir parcouru la moitié de leur pas. La longueur de toutes les trajectoires depuis le point o jusqu'à la rencontre avec le plan des xy est donc la même et égale à πR . Les coordonnées du point de rencontre sont :

$$y = 2R \sin \alpha$$

et

$$x = vt \cos \alpha = \pi R \cos \alpha.$$

les trajectoires en question coupent donc le plan des xy sur l'ellipse

$$\left(\frac{x}{\pi R}\right)^2 + \left(\frac{y}{2R}\right)^2 = 1,$$

dont les axes sont $2R$ et πR .

Nous verrons plus loin que les traces obtenues expérimentalement sont des ellipses dont les demi-axes sont $2R$ et πR .

Un autre problème s'est encore posé dans l'interprétation des photographies réalisées, c'est de déterminer la trace, sur un plan parallèle au plan des yz , des trajectoires dont l'élément initial est situé dans le plan des xy . Soit $x = a$ l'équation d'un plan parallèle au plan des yz . La trajectoire dont l'élément initial fait un angle α avec ox dans le plan des xy , s'enroule sur un cylindre de rayon $R \sin \alpha$, tangent en A au plan des xy . Le temps mis par m pour aller de l'origine o jusqu'au point d'intersection M de sa trajectoire avec le plan $x = a$ est

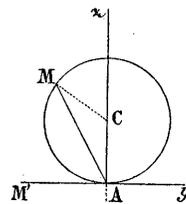


Fig. 18 ter.

$$t = \frac{a}{v \cos \alpha}$$

l'angle ACM a pour valeur

$$\angle ACM = \frac{eH}{m} \frac{a}{v \cos \alpha} = \frac{a}{R \cos \alpha}$$

Or l'on a

$$\angle MAM' = \frac{1}{2} \angle MCA = \frac{a}{2R \cos \alpha}$$

Le rayon vecteur AM fait donc avec l'axe des y un angle égal à

$$\frac{a}{2R \cos \alpha}$$

Lorsque α varie le point M décrit une courbe dont la tan-

gente à l'origine, pour $\alpha = 0$, fait avec Ay un angle égal à $\frac{a}{2R}$. Cette courbe coupe l'axe Az en des points déterminés par des valeurs de l'angle ACM égales à des multiples de π ; la courbe repasse périodiquement par l'origine et coupe l'axe Az à des distances de A égales à $2R \sin \alpha$, α étant défini par la relation.

$$\frac{a}{R \cos \alpha} = (2K + 1) \pi.$$

Ces distances sont donc :

$$2 \sqrt{R^2 - \frac{a^2}{\pi^2}}, \quad 2 \sqrt{R^2 - \frac{a^2}{9\pi^2}} \text{ \&c.}$$

La courbe reste toujours comprise dans le cercle de rayon R tangent en A à l'axe des y , et elle est asymptotique à ce cercle.

Rappelons encore que, dans le cas d'un champ non uniforme, par exemple dans le cas de deux pôles magnétiques, M. Poincaré (1) a démontré que les trajectoires étaient des hélices enroulées sur un cône ayant pour sommets l'un ou l'autre des pôles en question. M. Birkeland avait réalisé ce phénomène pour les rayons cathodiques et l'expérience décrite plus haut, p. 131, montrant la concentration du rayonnement déviable du radium sur les pôles est conforme à cette conclusion, si l'on assimile à des rayons cathodiques la partie déviable du nouveau rayonnement.

A la suite des expériences rapportées au paragraphe

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXV, p. 530 (5 octobre 1896).

précédent, je me suis proposé d'étudier avec plus de précision les trajectoires des rayons déviés dans un champ magnétique uniforme.

J'avais d'abord cherché (1) à obtenir des coupes du faisceau dévié, les unes parallèlement au champ, les autres normalement. Les premières donnent des traces semblables à celles qui ont été représentées plus haut. Les secondes donnent des impressions limitées par une courbe, sorte de spirale, qui tourne dans le sens du courant équivalant au champ magnétique.

Si la source radiante est un point reposant sur une plaque de verre formant un plan horizontal, et situé à une distance a d'une plaque photographique verticale, on a vu par le calcul de la page précédente que la trace est une courbe dont la tangente, à l'origine, fait avec la trace du plan horizontal un angle égal à $\frac{a}{2R}$ (R étant le rayon des trajectoires circulaires dans le champ considéré).

La courbe Pl. VI, fig. 31, a été obtenue avec un grain de carbonate de radium placé sur une plaque, à 0^{mm},09 de hauteur, par suite du papier qui le supportait, et à une distance de la plaque verticale de 3^{mm},5. Dans le champ d'environ 4000 unités CGS qui était utilisé, on avait $2R = 7^{\text{mm}},4$. L'angle, à l'origine, est alors égal à celui qui sous-tend un arc égal environ à la moitié du rayon, soit 28° 1/2, ce qui paraît conforme à l'épreuve obtenue.

On a rapporté incidemment cette expérience qui fournit

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIX, p. 1206 (26 décembre 1899).

seulement une vérification complémentaire de celles qui vont être développées ci-après (1).

Déviations magnétiques dans le vide. — On rappellera d'abord une série d'expériences qui avaient eu pour but de rechercher si l'air exerçait une influence notable sur la vitesse de propagation du rayonnement déviable. L'expérience n'a montré aucune différence appréciable dans l'air ou dans le vide, mais j'ai reconnu ultérieurement qu'on ne pouvait rien conclure de cette expérience. Nous verrons, en effet, que les écrans absorbants arrêtent des rayons de certaines vitesses et laissent passer des rayons animés de vitesses plus grandes. Or, les plaques photographiques étaient enveloppées de papier noir, et s'il arrivait que la présence de l'air ralentît tous les rayons, ceux qui traverseraient le papier proviendraient de rayons primitivement plus rapides et ramenés à une vitesse moindre, mais comme rien ne les distingue plus de ceux dont ils ont pris la vitesse, ils feraient alors leur impression à la même place, et, conformément à l'expérience, on n'observait aucune différence. La même conclusion s'appliquerait à toute autre modification des rayons, portant à la fois sur leur pénétrabilité et sur la courbure de leurs trajectoires.

L'expérience présente cependant des particularités intéressantes. Elle a été réalisée de la manière suivante : un tube de verre fermé à une extrémité, et en relation par l'autre, au moyen d'un tube de plomb, avec une trompe à mercure, était disposé horizontalement entre les pôles d'un

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, p. 206 (29 janvier 1900).

électro-aimant, et normalement au champ. Dans ce tube, à côté d'un peu d'acide phosphorique pour dessécher l'air, était placée une petite plaque photographique horizontale, enveloppée de papier noir; sur cette plaque était posée une petite cuve de plomb de $0^{\text{mm}},94$ d'épaisseur contenant la matière active rassemblée dans un trou de 1 millimètre environ de diamètre percé dans une carte, maintenu en dessous par du papier noir, et en dessus par une très mince feuille d'aluminium. Dans ces conditions, la matière peut rester plusieurs heures sur la plaque sans la voiler, et donne seulement une impression directement au-dessous de la source à travers le plomb.

On fait alors plus ou moins complètement le vide dans le tube, puis on fait passer dans l'électro-aimant un courant qu'on maintient constant. Les rayons ramenés sur la plaque photographique par le champ magnétique impressionnent celle-ci d'un côté de la source. Au bout d'une dizaine de minutes de pose on interrompt le courant, on laisse rentrer l'air, puis on fait passer dans l'électro-aimant un courant égal au premier, pendant le même temps, mais en sens inverse, de façon à rejeter l'impression de l'autre côté de la source; on peut ainsi, sur la même épreuve, comparer les effets obtenus dans le vide, et dans l'air à la pression atmosphérique.

On a opéré avec des pressions de 7 millimètres, de 2 millimètres, de $0^{\text{mm}},1$ de mercure et dans le vide presque absolu. Dans tous les cas, les deux impressions ont paru à très peu près identiques de part et d'autre de l'impression directe de la source, comme le montre la fig. 33, Pl. VI, qui correspond à un champ d'intensité $H = 4080$. L'impression est

limitée du côté de la source par des courbes qui affectent à peu près la forme théorique d'arcs d'ellipse dont les demi-axes sont dans le rapport de 2 à π (3,1416).

On doit remarquer que, même si le rayonnement était homogène, la partie déviée dans le plan normal au champ se composerait d'une infinité de trajectoires circulaires de même rayon passant toutes par la source ponctuelle. Lorsque celle-ci est dans le plan de la plaque photographique, la trace de l'enveloppe de ces trajectoires tombe au même point que la trace de la trajectoire émise normalement à la plaque; dans ce cas, il paraît vraisemblable que le lieu du maximum d'impression s'écarte peu de ce point et que l'impression doive se présenter sous forme diffuse et dégradée du côté de la source. On devrait alors avoir pour le lieu du maximum les arcs d'ellipse théoriques.

Mais dans l'expérience ci-dessus la source n'est pas exactement sur la plaque photographique; par suite de l'épaisseur du fond de la cuve et de l'élasticité du papier noir qui la soulève, la source était à une distance z_0 au-dessus de la plaque, que l'on a estimée à 2^{mm},17.

Si l'on suppose que la trajectoire issue normalement de la source est encore celle qui produit l'impression maximum dans le plan perpendiculaire au champ, on a entre le rayon $2R$ et la distance y du maximum à la trajectoire de la source la relation :

$$2R = \frac{y^2 + z_0^2}{y}.$$

La trajectoire issue obliquement au champ qui tombe normalement sur la plaque vient encore la percer au même point (fig. 19).

Les trajectoires dont l'obliquité est comprise entre celles des deux précédentes rencontrent la plaque entre ce point et la trace de la circonférence enveloppe. Si l'on suppose que cette trace correspond au lieu où l'impression est maximum, on en déduirait pour la valeur cherchée du rayon :

$$2R = \sqrt{y^2 + z_0^2}.$$

Les deux valeurs $y + \frac{z_0^2}{y}$ et $y + \frac{z_0^2}{2y}$ diffèrent peu si z_0 est petit par rapport à y . L'exemple cité plus haut serait particulièrement défavorable pour une mesure précise. Pour une même valeur de y , les deux formules donneraient des nombres dont la différence varie entre 0,05 et 0,10 de leur valeur.

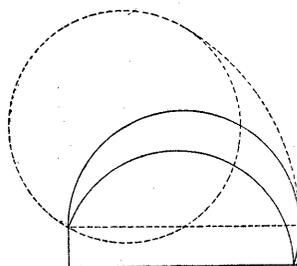


Fig. 19.

La connaissance du rayon de courbure R des trajectoires circulaires est une donnée fondamentale pour l'étude du rayonnement. On vient de voir que l'on a théoriquement $R = \frac{m v}{e H}$; la valeur de R fournit une des grandeurs qui permettent de calculer $\frac{m}{e}$ et v .

Identité du rayonnement émis par des sels radifères diversement actifs. — Une question qui s'est présentée au début des recherches sur la radioactivité a été de savoir si les sels diversement actifs émettaient tous des rayons de même nature ne différant entre eux que par leur intensité,

ou si la nature des rayons changeait avec l'activité. La première supposition semblait du reste la plus probable, et l'expérience suivante la confirme. M. et M^{me} Curie m'avaient obligeamment prêté du carbonate de baryum radifère et deux échantillons de chlorure d'activités différentes. Sur une même plaque photographique enveloppée de papier noir, et placée horizontalement entre les pôles de l'électro-aimant, quelques grains de deux préparations différentes ont été disposés côte à côte; entre ces deux sources on interposa un écran perpendiculaire à la fois à la plaque et au champ; on excita alors l'électro-aimant, et, après un temps de pose variable avec les échantillons, on observa, en développant la plaque, que les deux impressions obtenues sur les deux moitiés étaient inégales comme intensité, mais qu'elles présentaient des déviations identiques.

De même que pour l'expérience précédente, celle-ci n'est pas absolument décisive, parce que les limites des impressions sont dues à l'absorption du papier noir; elle prouve seulement que, dans des sources inégalement intenses, il existe des rayons d'intensités différentes, possédant la même déviabilité magnétique.

Trajectoires fermées du rayonnement dans un champ magnétique uniforme. — Les rayons qui se propagent normalement à un champ magnétique décrivent des trajectoires fermées qui les ramènent au point d'émission. On peut constater ce fait par l'expérience suivante :

On dispose horizontalement dans le champ magnétique, comme dans les expériences précédentes, une plaque photographique enveloppée de papier noir, mais la gélatine

étant en dessous; puis très près du bord de la plaque, bord amené au milieu du champ, on place sur la face supérieure une lame de plomb, et sur cette lame la petite cuve décrite plus haut, formant une source de très petit diamètre. On excite alors l'électro-aimant dans le sens convenable pour que le rayonnement soit rejeté au dehors de la plaque, et l'on observe qu'il se produit, sur tout le bord au-dessous de la source, une impression due aux rayons qui y sont ramenés. Si l'on dispose dans l'espace divers écrans sur le trajet des rayons, leur ombre se reproduit sous la plaque montrant que les rayons normaux au champ sont ramenés sous la source elle-même et que les rayons obliques sont ramenés sur l'axe du champ passant par la source.

Enfin, si, à côté de la plaque horizontale, on dispose une plaque verticale dont le plan se prolonge au-dessus et au-dessous de la première, on obtient une section de toutes les trajectoires des rayons qui la rencontrent et l'on reconnaît que ceux-ci sont ramenés sur l'axe qui passe par la source.

L'épreuve reproduite (Pl. VI, fig. 32) a été obtenue en plaçant un grain de radium à l'intersection de deux plaques enveloppées, disposées l'une parallèlement, l'autre perpendiculairement au champ. Elle montre que les rayons efficaces pour produire l'impression sur la plaque, horizontale normalement au champ, sont ceux qui sont émis normalement à la plaque.

On rend compte de tous ces résultats en assimilant le rayonnement déviable à des rayons cathodiques et en considérant ce rayonnement comme soumis à des forces qui solliciteraient des masses d'électricité négative transpor-

tées dans le champ magnétique avec une grande vitesse. Conformément aux considérations exposées ci-dessus, les trajectoires des rayons normaux à un champ uniforme sont des circonférences passant par la source, et tangentes à la direction originelle du rayonnement. Pour un rayonnement homogène, ces circonférences ont toutes le même rayon R dont la valeur $R = \frac{m v}{e H}$ est inversement proportionnelle à l'intensité H du champ.

Les rayons émis normalement à une plaque photographique par une source située sur cette plaque reviennent couper celle-ci normalement et produisent une impression d'intensité maximum. Les rayons émis tangentiellement à la plaque reviennent sur eux-mêmes tangentiellement et ne produisent sur celle-ci aucune impression.

Pour une direction de propagation oblique, la trajectoire est une hélice qui correspond à l'hélice théorique. Pour un observateur supposé placé de manière à voir le rayon s'éloigner de lui, l'hélice s'enroule dans le sens des aiguilles d'une montre si la propagation a lieu dans le sens du champ, et en sens inverse si la propagation a lieu en sens contraire.