



**HAL**  
open science

# La loi en $t^{3/2}$ de l'approche à la saturation des substances ferromagnétiques

Louis Néel

► **To cite this version:**

Louis Néel. La loi en  $t^{3/2}$  de l'approche à la saturation des substances ferromagnétiques. Journal de Physique et le Radium, 1954, 15 (12), pp.S74–S75. hal-02914131

**HAL Id: hal-02914131**

**<https://hal.science/hal-02914131>**

Submitted on 11 Aug 2020

**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.



petite que l'amplitude des oscillations est grande et l'énergie de couplage

$$W = e\gamma \frac{\partial K}{\partial z} \frac{3m^2 - i(i+1)}{4i(2i-1)},$$

ainsi que le saut d'énergie dans la transition quadri-polaire diminuent quand la température augmente.

Cette théorie peut être transposée au cas où la liaison effectue plusieurs oscillations indépendantes, de fréquences connues par l'étude de l'effet Raman et nous avons cherché à la vérifier dans le cas de la liaison —Cl et de la résonance de  $^3\text{Cl}$  dans la molécule de *p*-dichlorobenzène, bien connue depuis les travaux de Rousset [2].

La figure 2 montre en trait plein les résultats expérimentaux et ceux déduits de la théorie. Ces deux courbes s'écartent nettement à basse température et nous pensons pouvoir expliquer cette divergence par la considération de l'asymétrie du gradient du champ, due à l'influence des molécules voisines et dont l'effet augmente à basse température. L'asymétrie de  $\partial E/\partial z$  au niveau d'un noyau de spin  $3/2$  est difficile à mesurer

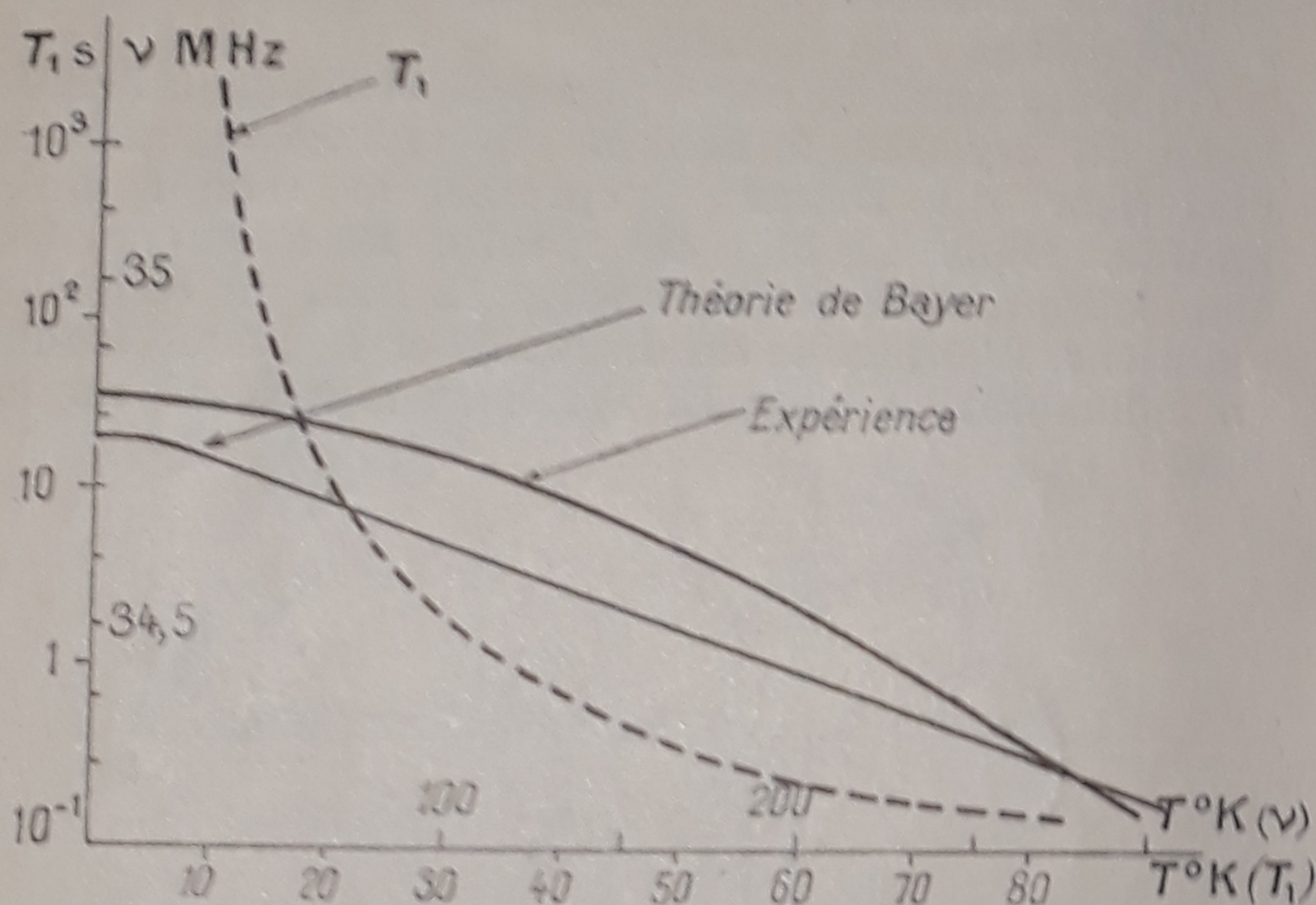


Fig. 2. —  $T_1$  et  $\nu$  pour *p*-C<sub>6</sub>H<sub>4</sub>Cl<sub>2</sub> en fonction de  $T^\circ\text{K}$ .

directement (effet Zeeman de la résonance quadri-polaire); aussi nous proposons-nous d'étudier le paradiodobenzène où le spin  $i = 5/2$  de  $^{127}\text{I}$  rend facile la mise en évidence de ce phénomène.

*Étude du temps de relaxation.* — Grâce au dispositif autodyne, il est possible de mesurer le temps de relaxation  $T_1$  spin-milieu. Cette mesure a été faite entre 77 et 4° K. Les résultats obtenus peuvent être comparés à ceux déduits de la théorie de Bayer. Mais la courbe théorique dépendant de nombreux paramètres (durée de vie des niveaux exacts des oscillations de torsion) inconnus, il est assez illusoire de la comparer à la courbe expérimentale. Cependant, les résultats pourraient être utilisés à la détermination de ces durées de vie, à condition d'admettre la validité des formules de Bayer.

(\*) 1. — La loi en  $T^{1/2}$  de l'approche à la saturation des substances ferromagnétiques;

par M. L. NÉEL,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble.

Par une méthode rigoureuse, dite des ondes de spin, Bloch a montré [1] que l'aimantation à saturation  $J$  d'une substance ferromagnétique, à une température  $T$ , s'exprimait en fonction de l'aimantation à saturation au zéro absolu  $J_s$ , par la formule suivante :

$$J = J_s(1 - aT^{3/2} - \dots)$$

Tout récemment, Schafroth a perfectionné la méthode [2] en introduisant un champ self-consistent et obtenu une expression de la forme

$$J = J_s(1 - aT^{3/2} - bT^{7/4} - cT^2 - \dots)$$

qui montre au premier coup d'œil à quel point le développement, en puissances croissantes de  $T^{1/2}$ , doit être peu convergent.

Ce développement peut s'explicitier sous une forme simple en introduisant la *température de Curie paramagnétique*  $\theta$  définie comme l'intersection avec l'axe des  $T$  de la courbe représentant la variation thermique de l'inverse de la susceptibilité : ce serait aussi le point de Curie  $\theta$  de la loi de Curie-Weiss du paramagnétisme à champ moléculaire, si cette loi était obéie. On trouve alors

$$J = J_s(1 - 0,332 uv^{3/4} + 0,635 u^{3/2} v^{7/4} w^{1/2} - 0,374 u^2 v^{8/4} w + \dots)$$

avec les abréviations suivantes :

$$u = \frac{V}{2N a^3 S}, \quad v = \frac{(S+1)T}{\theta},$$

$$w = 2S \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{2S}} \right).$$

Dans ces formules,  $S$  désigne le moment de spin,  $N$  le nombre d'Avogadro,  $V$  le volume atomique et  $a$  la distance entre atomes proches voisins, supposés les seuls efficaces du point de vue magnétique. La quantité  $u$  est ainsi égale à  $1/2S$  dans le cas du cube simple et à  $0,707/2S$  dans le cas du cube à faces centrées ou du réseau hexagonal compact.

Les formules précédentes ne peuvent s'appliquer avec sûreté qu'au *gadolinium*, car c'est le seul cas où la constante de Curie atomique expérimentale, trouvée égale à 8,21 [3], soit pratiquement la même que la valeur théorique (7,9); dans ce cas, la température de Curie ferromagnétique, égale [4] à 290° K, doit être très voisine de la température  $\theta$  introduite plus haut. Pour cette substance,  $S = 7/2$  et  $u = 0,101$ , ce qui donne finalement

$$J = J_s \left[ 1 - 0,320 \left( \frac{T}{\theta} \right)^{3/4} + 0,204 \left( \frac{T}{\theta} \right)^{7/4} - 0,040 \left( \frac{T}{\theta} \right)^{8/4} + \dots \right]$$

[1] BAYER. — *Z. Physik*, 1951, **130**, 227.

[2] ROUSSET A. et LOCHET L. — *J. Physique Rad.*, 1942, **3**, 146.



On constate alors que, pour donner au second terme du développement une valeur inférieure en valeur absolue au quart de la valeur du premier terme, il faut que  $T$  soit inférieur à  $7^{\circ}$  K. Pour satisfaire à la même condition, pour une substance définie par  $S = 1/2$  et  $\theta = 700^{\circ}$  K, il faut de même que  $T$  soit inférieur à  $0,25^{\circ}$  K.

En d'autres termes, le domaine de validité de la loi d'approche de Bloch en  $T^{1/2}$  est limité à des températures inférieures à  $10^{\circ}$  K, tandis que le domaine des lois d'approche expérimentales s'étend entre  $10$  et  $300^{\circ}$  K. Ces deux domaines sont donc entièrement distincts; il n'est d'ailleurs guère possible d'espérer vérifier la loi de Bloch car, à  $1^{\circ}$  K, l'écart par rapport à la saturation absolue doit être probablement bien inférieur à  $1/10\ 000$ .

Au surplus, si d'aventure on trouve une loi d'approche expérimentale en  $T^{3/2}$ , le coefficient de ce terme ne doit pas avoir de rapports avec le coefficient théorique de Bloch et ne peut pas être utilisé pour calculer la valeur de l'intégrale d'échange, comme cela a été parfois proposé [5]; il vaut encore mieux avoir recours à l'approximation du champ moléculaire [6].

[1] BLOCH F. — *Z. Physik*, 1930, **61**, 206.

[2] SCHAFROTH M. R. — *Proc. Phys. Soc. [A]*, 1954, **67**, 33 (cf. aussi un erratum à l'impression dans le même périodique).

[3] KRIESSMAN G. J. et Mc GUIRE T. R. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 374.

[4] ELLIOTT J. F., LEGVOLD S. et SPEDDING F. H. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 28.

[5] KITTEL C. — *Rev. Mod. Physics*, 1949, **21**, 541.

[6] NÉEL L. — *Cahiers de Physique*, 1944, **4**, n° 25, 1.

## (\*) 2. — Problèmes physiques rencontrés dans les générateurs électrostatiques ;

par M. N. FÉLICI,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal,  
Grenoble.

Tout convertisseur d'énergie pose des problèmes que l'on peut appeler géométriques ou cinématiques, d'une part, et des problèmes physiques d'autre part. Les premiers concernent la forme, la trajectoire, la vitesse des organes, les relations de ces grandeurs avec la puissance; les seconds, la nature des matériaux, les performances qu'elle permet, les réactions chimiques auxquelles le fonctionnement donne lieu.

L'étude des problèmes géométriques précède généralement l'autre et se termine bien avant elle. Ainsi, en électromagnétisme, tous les systèmes possibles de machines tournantes étaient pratiquement catalogués en 1900, tandis que l'amélioration des noyaux magnétiques se poursuit encore aujourd'hui. Dans les machines thermiques, le progrès physique des matériaux conditionne en fait l'utilisation effective de schémas thermodynamiques depuis longtemps connus.

Dans les appareils électrostatiques, le progrès a été très lent et des améliorations essentielles à la géométrie des machines ont encore été faites tout récemment. Cependant, la perfection même des résultats obtenus dans ce domaine semble laisser peu de place à d'autres progrès fondamentaux.

Tandis que la géométrie des générateurs électrostatiques est ainsi discutée depuis deux siècles, les premières études physiques sérieuses datent de moins de vingt ans. C'est vers 1934-1938 que l'importance du milieu diélectrique fluide et la nécessité du fonctionnement en atmosphère comprimée ont été réellement établies.

Il était admis depuis cette époque que la rigidité diélectrique (champ électrique maximum) est la qualité essentielle pour le gaz ambiant et, dans cet esprit, l'emploi de l'air, de  $\text{CO}_2$ , du fréon, de  $\text{SF}_6$ , a été préconisé. Un premier correctif a dû être apporté en tenant compte de la masse spécifique; celle-ci, dans un appareil tournant, détermine les pertes par ventilation, qui deviennent importantes sous pression. A ce point de vue, l'air, par exemple, se montre supérieur aux gaz comme le fréon, même s'il réclame des pressions plus hautes.

Un second point plus important est le caractère oxydant de tous les gaz précédents sans exception. Les gaz bons diélectriques sont ceux qui forment aisément des ions négatifs atomiques ou moléculaires; cette affinité réduit la multiplication des électrons dans les avalanches et relève fortement le champ disruptif. L'air est bien supérieur à l'azote pur; la vapeur de  $\text{CCl}_4$  améliore encore l'air de 40 pour 100, fait qui a excité beaucoup d'intérêt il y a une quinzaine d'années. Mais, du point de vue électronique, affinité pour l'électron égale pouvoir oxydant. Ceci est très grave. Même si l'oxygène ou le fluor sont dissimulés dans des molécules comme  $\text{CO}_2$  ou  $\text{SF}_6$ , ils sont libérés par les effluves ou les étincelles et détruisent métaux et isolants. L'adjonction d'absorbants (KOH) n'est qu'un palliatif et la durée de l'appareil est forcément limitée. Si, au contraire, on essaye de travailler dans l'azote pur, des étincelles de grande longueur se produisent entre électrodes à forte courbure, même pour des tensions relativement faibles et des pressions élevées. Ce fait rend l'utilisation de l'azote pur impossible, bien que son comportement dans un champ uniforme soit assez satisfaisant.

Il semble difficile d'échapper au dilemme précédent et, de fait, tout le monde s'est contenté d'utiliser jusqu'ici des gaz « électronégatifs » qui ne permettent qu'un fonctionnement de quelques centaines d'heures. Cependant, une solution exceptionnelle existe, dont l'intérêt a été bien mis en évidence récemment. L'hydrogène pur, bien que non oxydant, ne présente pas comme l'azote le défaut de permettre de longues étincelles; à ce point de vue, il n'est inférieur à l'air que de 30 à 40 pour 100. Sa rigidité en champ uniforme est pratiquement égale à celle de l'azote pur, à la même pression, et enfin la mobilité des ions tant négatifs que positifs y est grande, ce qui facilite considérablement la commutation par peignes ionisants, même sous pression. La différence de comportement entre hydrogène et azote peut recevoir plusieurs explications. La plus naturelle invoque l'affinité de l'hydrogène atomique pour l'électron, alors que l'azote n'en a aucune. A la manière des halogènes, l'atome d'hydrogène capte l'électron pour donner un ion négatif analogue à l'atome d'hélium. Ce fait est bien démontré et, dans une décharge sous pression, le spectre de H- peut être plus intense que celui de H. La seule diffé-