



# Travaux des physiciens soviétiques dans le domaine du magnétisme durant ces dernières années

S.V. Vonsovskij

## ► To cite this version:

S.V. Vonsovskij. Travaux des physiciens soviétiques dans le domaine du magnétisme durant ces dernières années. Journal de Physique et le Radium, 1959, 20 (2-3), pp.264-276. 10.1051/jphysrad:01959002002-3026400 . jpa-00236032

**HAL Id: jpa-00236032**

**<https://hal.science/jpa-00236032>**

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.

## TRAVAUX DES PHYSICIENS SOVIÉTIQUES DANS LE DOMAINE DU MAGNÉTISME DURANT CES DERNIÈRES ANNÉES

Par S. V. VONSOVSKIJ,

Institut de Physique du Métal, Académie des Sciences de l'U. R. S. S., Sverdlovsk.

**Résumé.** — Dans la première partie (paragraphe n° 1) sont exposés les résultats de la théorie thermodynamique des transformations ferromagnétiques développée à partir des transitions de phases du deuxième ordre (méthode de Landau) : courbe d'aimantation de para-processus, évolution de l'aimantation spontanée en fonction de la température, discontinuité de la chaleur spécifique, variation d'aimantation sous l'influence des tensions élastiques, anomalie du coefficient de la dilatation thermique. Dans le paragraphe n° 2 sont exposés les résultats de la théorie thermodynamique du faible ferromagnétisme qu'on observe dans l'hématite ( $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), ainsi que dans NiF<sub>2</sub>, MnCO<sub>3</sub> et CoCO<sub>3</sub>. Dans cette théorie on utilise la méthode de Landau, les données sur la diffraction des neutrons et les considérations générales sur la symétrie magnéto-cristalline. On a montré ainsi que ce faible ferromagnétisme est dû à une modification des orientations antiferromagnétiques des sous-réseaux magnétiques. Cette modification s'explique par l'influence de l'interaction magnétique relativiste.

Dans la deuxième partie (paragraphe n° 1) sont exposés les résultats principaux de l'interprétation phénoménologique de la théorie quanto-mécanique du ferro- et de l'antiferromagnétisme. Comme exemple, on a donné les résultats des calculs des caractéristiques magnétiques dans le cas des cristaux ferro- et antiferromagnétiques uniaxes. Dans la conclusion, on retrouve les résultats obtenus à l'aide du modèle d'échange (*s-d*) l'interprétation des propriétés physiques diverses dans les métaux et semi-conducteurs ferro- et antiferromagnétiques ; temps de relaxation à basse température et largeur de la raie de résonance ferromagnétique, le facteur-*g* dans le cas de la résonance ferromagnétique des métaux, conductibilité électrique des métaux ferro- et antiferromagnétiques, les anomalies de la résistivité et des autres caractéristiques des métaux et semi-conducteurs ferro- et antiferromagnétiques au voisinage des températures de Curie et de Néel.

**Abstract.** — In the first part results are presented of the thermodynamic treatment of ferromagnetic transformations, based upon the theory of phase transitions of the second order (Landau method) : magnetization curve of the para-process, temperature dependence of the spontaneous magnetization, discontinuity in the heat capacity, effect of elastic stress on the magnetization curve, magnetic anomalies of thermal expansion. The results of the thermodynamic theory of the weak ferromagnetism observed in  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (and also in NiF<sub>2</sub>, MnCO<sub>3</sub> and CoCO<sub>3</sub>) are also given. In this theory Landau's method, neutron diffraction data and general considerations of magneto-crystalline symmetry are used. It is shown that the weak ferromagnetism is a result of the perturbation of the perfect antiferromagnetic ordering of the magnetization vectors of the sublattices. This perturbation depends upon magnetic (relativistic) interactions in the crystal.

In the second part, the principal results of the phenomenological treatment of the quantum-mechanical theory of ferro- and antiferromagnetism are presented. As an example calculations of the magnetic properties in uniaxial ferro- and antiferromagnetic crystals are given. In conclusion results obtained with the help of the (*s-d*) exchange model for the ferromagnetic metals and semi-conductors are summarised : relaxation processes at low temperatures, width of the ferromagnetic resonance absorption line, *g*-factor of ferromagnetic resonance in metals, electrical conductivity of ferro- and antiferromagnetic metals, anomalies of electrical resistance and other properties of ferro- and antiferromagnetic metals and semiconductors near the Curie and Néel temperatures.

Dans cette communication, nous exposons quelques résultats de recherches théoriques et expérimentales sur le magnétisme effectuées ces dernières années en U. R. S. S. Il est évidemment impossible, dans une courte communication de faire le tour de tous les travaux effectués en U. R. S. S. sur cette question. Nous avons accordé une large place aux recherches qui n'ont pas trouvé de reflet dans les communications des autres membres de la délégation soviétique et aux travaux de l'auteur et de ses collaborateurs. La communication peut être divisée de la façon suivante :

I. Étude thermodynamique et étude expérimentale des propriétés physiques et magnétiques des substances fortement magnétiques au voisinage de la température de transformation magnétique (point de Curie  $\theta_f$  ou point de Néel  $\theta_{af}$ ).

II. Étude par la mécanique quantique, étude phénoménologique et recherches expérimentales des propriétés magnétiques et physiques des mêmes substances dans les domaines des basses températures ( $T \ll \theta_f, \theta_{af}$ ) et des hautes températures ( $T \gtrsim \theta_f, \theta_{af}$ ).

## I

1. — Landau [1] en 1937 a développé la théorie thermodynamique des changements de phase qui a été appliquée avec succès aux transformations magnétiques [2], [3]. Belov et ses collaborateurs [4] ont étudié, ces derniers temps, la nature des transformations ferromagnétiques. D'après la théorie des changements de phase de second ordre [1], [2], [3] le potentiel thermodynamique  $\Phi$  au voisinage du point de Curie peut être écrit sous forme d'une série en fonction des puissances de l'aimantation  $J$  et de la tension mécanique  $\sigma$ .

$$\Phi = \Phi_0 + aJ^2 + bJ^4 + (c + eJ^2)\sigma + d\sigma^2 - \mathbf{HJ} \quad (1)$$

—  $\mathbf{HJ}$  est l'énergie du champ magnétique extérieur  $\mathbf{H}$ ;  $a, b, c, d, e$  sont des coefficients thermodynamiques;  $d$  et  $e$  sont proportionnels, le premier au module d'élasticité, le second à la constante de magnétostriction (en volume). Les valeurs à l'équilibre de  $J$  et  $\sigma$  sont obtenues en écrivant que le potentiel  $\Phi$  est minimum  $\partial\Phi/\partial J = \partial\Phi/\partial\sigma = 0$ . Belov et autres [4] ont étudié les courbes d'aimantation au voisinage du point de Curie dans les métaux, les alliages Ni-Cu; Ni-Fe; Fe-Pt; Ni-Mn, les ferrites (simples et composés), les ferrites-chromites de lithium ayant un point de compensation, ainsi que dans les sulfures (pyrrhothine). L'équation thermodynamique

$$\alpha J + \beta J^3 = H \quad (2)$$

( $\alpha = 2a + e\sigma$ ,  $\beta = 4b$ ) décrit convenablement dans tous les cas l'allure des courbes de vraie aimantation (paraprocessus) au voisinage de  $\theta_f$ , ainsi que l'influence des forces élastiques sur ces courbes. La variation des constantes thermodynamiques  $\alpha$  et  $\beta$  en fonction de la température est déterminée expérimentalement. Ceci permet d'obtenir pour les substances étudiées, la variation en fonction de la température de l'aimantation spontanée ( $J_{H=0} = J_s = -\alpha/\beta$ ) au voisinage immédiat du point de Curie. La comparaison des courbes  $J_s(T)$  déterminées thermodynamiquement et par d'autres méthodes (méthode de Weiss par exemple) permet d'estimer la « queue » de  $J_s$  pour  $T > \theta_f$  dans les alliages et les ferrites, celle-ci est due aux concentrations non-uniformes des composants et aux défauts du réseau cristallin. L'existence de la « queue » ne permet pas de mettre en évidence dans les matériaux réels, le rôle de l'ordre magnétique à courte distance pour  $T \geq \theta_f$ . Dans les ferrites et les alliages on a étudié l'influence des traitements thermiques sur le coefficient  $\xi$  dans la formule :

$$J_s = \xi(\theta_f - T). \quad (3)$$

L'expérience a montré que la grandeur  $\xi = \left(\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right)_{T=\theta_f} / \beta$  dépend fortement du traitement

thermique. Cependant, après un recuit prolongé elle prend une valeur constante, caractéristique de la substance. La comparaison des grandeurs  $\xi$  pour différents corps, a montré que conformément aux conclusions de l'auteur et Vlasov, dans la théorie du modèle d'interaction d'échange ( $s-d$ ) [5] (théorie selon laquelle  $\xi = 3(\theta_f/\theta_{dd})^2$ , où  $\theta_{dd}$  est l'énergie de l'échange ( $d-d$ )),  $\xi > 3$  pour les métaux et la majorité des alliages (pour les ferrites  $\xi < 3$ ). Des mesures magnétiques ont permis de déterminer des « sauts » de capacité calorifique  $\Delta C = (\alpha^2/\beta)\theta_f$  pour différents corps ferromagnétiques. Les résultats des calculs concordent bien avec les valeurs obtenues expérimentalement.

La théorie développée permet de déterminer les variations de  $J_s$  sous l'action de forces élastiques (effet  $\Delta J_s$ ) : de l'équation (2) pour  $H = 0$  on tire :

$$\Delta J_s = (J_s)_{\sigma \neq 0} - (J_s)_{\sigma = 0} = - \frac{e\sigma}{\beta \{ (J_s)_{\sigma \neq 0} + (J_s)_{\sigma = 0} \}}. \quad (4)$$

D'après [3] la formule (4) doit admettre un maximum, pour  $T = \theta_f$ , ce qui a été trouvé expérimentalement. On a également calculé le déplacement du point de Curie sous l'influence de forces élastiques, d'après les données magnétiques et les données de la magnétostriction, à l'aide de la formule

$$d\theta_f/dT = -2e / \left(\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right)_{T=\theta_f}.$$

On a étudié la méthode de détermination de la déformation spontanée  $\lambda_s$  du réseau cristallin lors de la transformation ferromagnétique. La condition  $\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma} = 0$  (pour  $H = 0$ ) nous donne  $\lambda_s = \frac{1}{3} e J_s^2$ . L'expérience confirme pleinement cette relation. Il est possible d'étudier thermodynamiquement l'anomalie du coefficient de dilatation

$$\gamma = \gamma_{J_s=0} + d\lambda_s/dT.$$

2. — On sait que l'hématite  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  ainsi que  $\text{NiF}_2$ ,  $\text{MnCO}_3$ ,  $\text{CoCO}_3$  ont un ferromagnétisme très faible. La grandeur  $J_s$  constitue la  $10^{-2}$  à  $10^{-5}$ -ième partie du moment magnétique maximum possible, que l'on peut déterminer en faisant la somme des moments atomiques des ions magnétiquement actifs de ces composés. Ce faible ferromagnétisme est toujours étroitement lié à l'état antiferromagnétique de la substance. Au début on a essayé [6], [8] d'expliquer ce phénomène par l'existence d'impuretés ferromagnétiques, l'altération (irrégularités) de la maille cristalline, ou enfin, par une structure en domaines de l'état antiferromagnétique de ces substances [6].

Cependant en 1951, encore à la Conférence de Grenoble, Chevallier [7] a émis l'hypothèse que cet effet dans  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  était dû à la nature même de ce composé et non pas à l'existence d'un désé-

quilibre. Les physiciens russes Borovik-Romanov et Orlova [8] sont arrivés à la même conclusion, ce sont eux qui ont découvert et étudié ce phénomène dans les échantillons polycristallins des carbonates antiferromagnétiques  $\text{MnCO}_3$  et  $\text{CoCO}_3$ . La démonstration théorique rigoureuse de cette hypothèse a été donnée dans le travail de Dzjalosinskij [9] qui a montré que le faible ferromagnétisme des substances antiferromagnétiques est la conséquence immédiate de la thermodynamique et qu'il est pleinement explicable dans le cadre de la théorie des changements de phase de deuxième ordre par leur symétrie magnétique. Landau et Lifšic [1b], [3] ont été les premiers à montrer, que lors de l'étude des propriétés magnétiques des cristaux il faut connaître non seulement la symétrie de répartition des atomes (charges) mais encore la symétrie de la densité de courant  $\mathbf{j}(x, y, z)$ . Celle-ci peut être considérée (avec une précision allant jusqu'à l'ordre de grandeur des propriétés magnétiques des électrons de conduction) comme étant la symétrie de disposition et d'orientation des moments magnétiques des atomes isolés (ions) dans le cristal,  $\mathbf{s}(x, y, z)$ . Du fait que le remplacement du signe du facteur temps par le signe opposé change le signe du courant  $\mathbf{j}$  et du moment  $\mathbf{s}$  on déduit un nouvel élément de symétrie  $R$  qui change tous les courants et tous les moments en leur opposé  $R\mathbf{s} = -\mathbf{s}$ . Si le cristal possède l'élément  $R$  en soi il est paramagnétique car dans ce cas  $\mathbf{s}(xyz) = -\mathbf{s}(xyz) \equiv 0$ . Un moment différent de zéro peut être cependant invariant dans une combinaison d'opérations  $R$ , par exemple avec les opérations de rotation et de réflexion. De cette façon, si l'on connaît la symétrie de la répartition antiferromagnétique des spins, pour laquelle  $\sum_i \mathbf{s}_i = 0$  (si  $H = 0$ ), on peut se poser la question de savoir si cette symétrie admet le ferromagnétisme ou non ? En utilisant les résultats de la diffraction des neutrons pour une structure antiferromagnétique comme  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  et  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  Dzjalosinskij [9] a montré que le ferromagnétisme est impossible pour  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  dans l'état I ( $T < 250^\circ\text{K}$ ), quand les spins des quatre ions  $\text{Fe}^{+3}$  sont disposés selon la diagonale dans l'espace du rhomboèdre, sont égaux en grandeur, leurs signes étant reliés par la relation  $\mathbf{s}_1 = -\mathbf{s}_2 = -\mathbf{s}_3 = \mathbf{s}_4$ , et sont parallèles à l'axe du cristal. Dans le même cas le ferromagnétisme est possible quand ces moments sont dans une surface verticale de symétrie et forment un angle petit avec le plan de base (III) (état II réalisé pour  $250^\circ\text{K} < T < 950^\circ\text{K}$ ). Dans le cas du cristal isomorphe  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  la structure antiferromagnétique est caractérisée par la relation  $\mathbf{s}_1 = -\mathbf{s}_2 = \mathbf{s}_3 = -\mathbf{s}_4$ . A cette structure correspond l'élément de symétrie  $IR$  ( $I$  étant l'opérateur inversion). On trouve immédiatement que le ferromagnétisme est impossible car en appliquant l'opé-

rateur  $IR$  au vecteur du moment magnétique on trouve  $\mathbf{J}_s = -\mathbf{J}_s \equiv 0$ . On sait évidemment que les considérations effectuées à l'aide de la théorie des groupes ne peuvent que résoudre le problème de l'existence ou de la non existence du ferromagnétisme pour une structure donnée antiferromagnétique du cristal mais elles n'apportent aucun renseignement sur la valeur du moment magnétique. L'explication de la faiblesse de  $J_s$  dans le cas du ferromagnétisme « faible » a été obtenue par Dzjalosinskij, à l'aide de la théorie des changements de phase de deuxième ordre en utilisant des décompositions du type (4) et en tenant compte de la symétrie du cristal. Dans cette décomposition on a des termes de nature électrostatique (échange) et de nature magnétique (relativiste). Le calcul a montré que la grandeur  $J_s$  est déterminée par le rapport des coefficients des termes relativistes aux termes d'échange, sa valeur étant environ  $10^{-3}$ – $10^{-5}$ . Dzjalosinskij a, de plus, étudié le comportement de  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  dans un champ magnétique extérieur. Tout le calcul a été étendu au cas des carbonates et des fluorures des métaux de transition. L'importance de ces recherches réside dans leur impeccable exactitude thermodynamique.

## II

Beaucoup de publications des physiciens soviétiques sont consacrées à l'étude par la mécanique quantique de la théorie du ferro et de l'antiferromagnétisme, ainsi qu'à l'étude expérimentale des propriétés à l'équilibre et des propriétés cinétiques de ces corps, qui nécessitent pour leur étude théorique la connaissance du spectre des énergies et des fonctions d'onde. Ces recherches sont effectuées dans la zone des points de transformation magnétique et dans le domaine des basses températures. Dans le premier cas l'étude théorique est effectuée à l'aide de la méthode du centre de gravité énergétique, dans le second cas par la méthode des quasiparticules. Tout d'abord nous nous intéresserons à la théorie de mécanique quantique sous ces différents aspects, ensuite nous verrons quelques conclusions et quelques résultats expérimentaux.

1. — Les propriétés physiques particulières des substances cristallisées fortement magnétiques constituées par des atomes des éléments de transition, sont liées à l'existence de couches incomplètes  $3d$ ,  $4f$ , etc... du nuage électronique, ce qui amène la présence d'un moment magnétique (spin). Il suit des considérations physiques simples et de l'analyse des faits expérimentaux, que dans le spectre énergétique des électrons de ces substances, on a deux types de branches : les branches électron-spin (liées au rôle actif des électrons des couches incomplètes) et les branches électron-charge (dues au mouvement des électrons de conduction dans les métaux

ou aux excitons à courant ou sans courant du système des électrons extérieurs dans les semi-conducteurs). On peut distinguer les cas suivants :

a) **MÉTAUX FERROMAGNÉTIQUES.** L'état fondamental des électrons internes possède la saturation magnétique, les excitations élémentaires sont les ferromagnons. A cause de l'interaction d'échange ( $s-d$ ) on a un dédoublement des niveaux des élec-

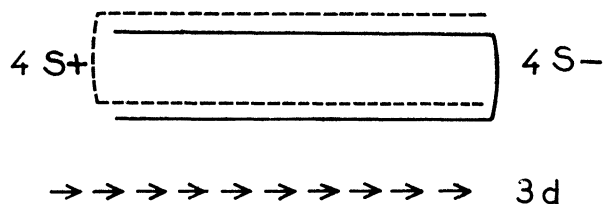


FIG. 1.

trons extérieurs (fig. 1) car leur énergie commence à dépendre de l'orientation de leur spin. Il y a de nouvelles possibilités pour collisions entre les électrons extérieurs et les excitations intérieures, ce qui amène des changements dans les coefficients cinétiques. Au voisinage du point du Curie, dans un « gaz » d'électrons de conduction, encore fortement dégénéré, on a un changement notable de la répartition des vitesses, ce qui explique la brusque apparition des « anomalies ferromagnétiques » au voisinage de  $\theta_c$ . L'aimantation des électrons extérieurs par les électrons intérieurs peut en principe expliquer le fractionnement des moments atomiques dans les métaux ferromagnétiques [4].

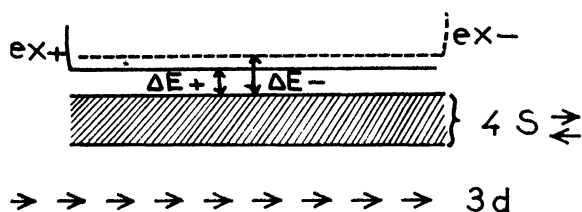


FIG. 3.

d) **SEMI-CONDUCTEURS ANTIFERROMAGNÉTIQUES.** Ici également, par suite de la distribution antiferromagnétique des spins, on doit observer deux effets : la variation de l'énergie d'activation des excitations et le dédoublement des bandes énergétiques des électrons de conduction et des excitons (fig. 4) et au voisinage du point de Néel on doit avoir des anomalies spécifiques.

2. — Pour l'étude quantitative du problème on doit se servir soit de la théorie phénoménologique,

b) **MÉTAUX ANTIFERROMAGNÉTIQUES.** Si l'on admet, qu'à l'état fondamental correspond une répartition totalement antiparallèle des spins, alors le mouvement des électrons extérieurs s'effectue dans un « alliage » de spins ordonnés, ce qui doit amener le dédoublement de la bande de conduc-

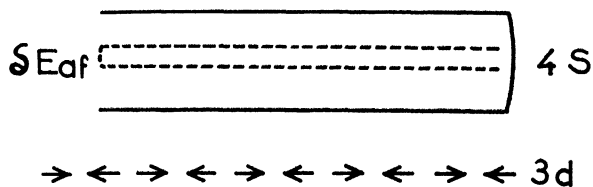


FIG. 2.

tion (fig. 2). Ici aussi on a une nouvelle répartition des électrons de conduction selon les vitesses au voisinage du point de Néel, et l'on doit observer des « anomalies » dans la variation des coefficients cinétiques en fonction de la température qui sont dues aux collisions entre les électrons de conduction et les antiferromagnons.

c) **SEMI-CONDUCTEURS FERROMAGNÉTIQUES.** L'état fondamental des électrons intérieurs est caractérisé par une saturation magnétique complète. Les excitations sont du type ferromagnons. Les électrons extérieurs dans l'état fondamental ont la structure d'enveloppes fermées saturées en spins. Par suite de l'interaction d'échange entre les électrons intérieurs et extérieurs, la valeur de la bande d'énergie des excitations des électrons dépend de l'orientation de leur spin (fig. 3).

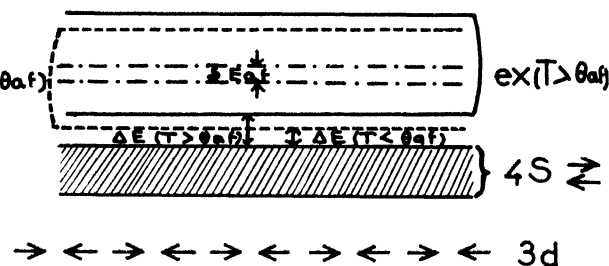


FIG. 4.

soit d'un quelconque modèle microscopique. Commençons par l'étude phénoménologique en nous servant aussi peu que possible des modèles. Dans cette étude nous supposons qu'un corps magnétique, ayant une structure magnétique ordonnée, peut être considéré du point de vue macroscopique comme un milieu compact avec une certaine classe de symétrie magnéto-cristalline [3]. Chaque point de ce milieu est caractérisé par les densités  $\rho_i(\mathbf{r})$  (scalaires, vectorielles ou tensorielles) de grandeurs physiques déterminées (charge, moment

magnétique, impulsions, etc...). Pour trouver le spectre énergétique des excitations élémentaires d'un tel milieu, la densité de son Hamiltonien se représente sous la forme d'une décomposition selon les invariants les plus simples, constitués par les densités  $\rho_i$  en tenant compte de la classe de symétrie magnéto-cristalline. Considérons, qu'à l'état fondamental correspondent des densités constantes  $\rho_i = \rho_{0i}$  : on peut alors développer l'Hamiltonien en série selon les puissances des petites déviations  $|\Delta\rho_i| = |\rho_i - \rho_{0i}|$  par rapport à ces valeurs d'équilibre. On peut alors mettre en évidence les fluctuations des différentes densités et déterminer leur spectre énergétique soit en résolvant le problème par le procédé pseudo-classique, soit par la méthode de seconde quantification. Dans les deux cas on linéarise l'Hamiltonien (à la condition que l'excitation soit petite :  $|\Delta\sigma_i|/|\sigma_{0i}| \ll 1$ ) en mettant en évidence la partie principale qui donne en première approximation le spectre énergétique du système sous la forme de la somme des énergies des quasi-particules. La partie non linéaire que l'on ajoute correspond aux collisions entre ces quasi-particules. Il est évident que cette méthode n'est valable que si les mouvements réels du système autour des valeurs d'équilibre sont petits et si les longueurs d'ondes et des mouvements sont grandes par rapport aux distances interatomiques. Comme exemple, citons l'Hamiltonien pour la branche ferromagnétique du spectre, utilisé pour la première fois par Herring et Kittel [10] et généralisé par les physiciens soviétiques Turov, Irkhin, Šavrov [11] à [14] et Akhiezer, Kaganov et al. [15] à [18]. La partie de cet Hamiltonien qui dépend de l'aimantation  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$  prend la forme [14] du développement :

$$\mathcal{H}_M = \int A_{\alpha\beta}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) J_{\alpha}(\mathbf{r}') J_{\beta}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}' d\mathbf{r} + \int A'_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) J_{\alpha}(\mathbf{r}') J_{\beta}(\mathbf{r}') J_{\gamma}(\mathbf{r}) J_{\delta}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}' d\mathbf{r} + \dots \quad (2.1)$$

Ici  $A_{\alpha\beta}$ ,  $A'_{\alpha\beta\gamma\delta}$  sont des tenseurs phénoménologiques,  $\alpha, \beta, \gamma, \delta = x, y, z$  ; on suppose la sommation par rapport à deux indices identiques. Dans le cas le plus général, on a dans le milieu deux types d'interaction : à faible distance (interactions d'échange) et à grande distance (« pseudo-coulombiennes »). Dans le premier cas les tenseurs  $A$  et  $A'$  décroissent très vite en fonction de la distance  $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}| = \Delta r$  et l'on peut développer  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$  en série selon les puissances de  $\Delta r$  en se limitant aux premiers termes. On peut alors mettre (2.1) sous la forme (aux termes quadratiques près) :

$$\mathcal{H}_M^{(cch)} = \int \left[ A'_{\sigma\beta} J_{\sigma}(\mathbf{r}) J_{\beta}(\mathbf{r}) + A'_{\sigma\beta\gamma\delta} \frac{\partial J_{\alpha}}{\partial r_{\gamma}} \frac{\partial J_{\beta}}{\partial r_{\delta}} \right] d\mathbf{r} \quad (2.2)$$

dans laquelle  $A_{\alpha\beta}$  et  $A'_{\sigma\beta\gamma\delta}$  ne dépendent plus des

coordonnées. Le nombre de ces coefficients est déterminé par le type de symétrie cristalline. Ainsi la partie relative aux interactions à faible distance (2.2) peut être étudiée dans le cas le plus général sans faire aucune hypothèse sur le caractère de l'interaction. Pour les forces agissant à grande distance le développement en série selon les puissances de  $\Delta r$  n'est pas légitime, on doit savoir la véritable forme des fonctions  $A_{\alpha\beta}$  et  $A'_{\alpha\beta\gamma\delta}$ , ce qui nécessite l'emploi de modèles.

On peut supposer que la partie de (2.1) agissant à grande distance se présente comme un développement selon les interactions magnétiques multipolaires. Avec l'approximation dipolaire on a :

$$\mathcal{H}_M^{(magn)} = \frac{1}{2} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_M(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (2.3)$$

Ici  $\mathbf{H}_M$  est le champ magnétique agissant sur le moment  $\mathbf{J}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$  du côté de tous les autres éléments du volume et déterminé par l'expression :

$$\mathbf{H}_M = \nabla \left[ \int \frac{\text{div } \mathbf{J}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} - \oint \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{n} dS}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} \right]. \quad (2.4)$$

La première intégration est faite dans tout le volume de l'échantillon, la deuxième est faite sur la surface extérieure. S'il existe un champ extérieur  $\mathbf{H}_0$ , l'Hamiltonien sera d'après (2.2) et (2.3)

$$\mathcal{H}_M = \mathcal{H}_M^{(ech)} + \mathcal{H}_M^{(magn)} = \int \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (2.5)$$

En remplaçant les vecteurs classiques  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$  par des opérateurs qui doivent vérifier les relations de commutation :

$$J_{\eta}(\mathbf{r}) J_{\zeta}(\mathbf{r}') = J_{\zeta}(\mathbf{r}') J_{\eta}(\mathbf{r}) + i \mu J_{\zeta}(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \text{ etc...} \quad (2.6)$$

( $\mu = g\beta$ ,  $g$  étant le facteur de Landé et  $\mu$  le magnéton de Bohr) on peut aborder la résolution du problème par la mécanique quantique.

Ce schéma peut être généralisé au cas des milieux ayant plusieurs sous-réseaux magnétiques avec des aimantations  $\mathbf{J}_i(\mathbf{r})$  différentes. Dans le cas d'un corps antiferromagnétique, dans l'état fondamental, avec une répartition uniforme de densité  $\mathbf{J}_{i0}$  on a :  $\sum \mathbf{J}_{i0} = 0$  (si  $\mathbf{H}_0 = 0$ ). Dans le cas des corps

ferrimagnétiques l'état fondamental correspondant à l'équation  $\sum \mathbf{J}_{i0} \neq 0$ . (Dans une telle étude on

n'a pas les difficultés que l'on rencontre d'habitude dans les calculs sur des modèles lors du choix de l'état fondamental). Grâce à cette étude phénoménologique on a pu étudier plusieurs problèmes concrets de la théorie. Par exemple, Turov et Irkhin [12] ont étudié, dans le cas d'un cristal ferromagnétique uniaxial la relation entre l'aimantation  $J$ , le champ  $H$  et la température  $T$  lorsque le champ est perpendiculaire à l'axe de facile aimantation. Même dans ce cas, qui semblait être un cas

banal on a pu obtenir un nouveau résultat intéressant ;

$$(a) \quad J_{\perp}(T, H) = J_0 \frac{H}{H_A} \left[ 1 + 0,06 \frac{\mu}{J_0} \left( \frac{kT}{A} \right)^{3/2} \right], \quad H \leq H_A^T,$$

$$(b) \quad J_{\perp}(T, H) = J_0 \left[ 1 - 0,06 \frac{\mu}{J_0} \left( \frac{kT}{A} \right)^{3/2} \right], \quad H \geq H_A^T, \quad (2.7)$$

$$H_A^T = H_A \left[ 1 - 0,12 \frac{\mu}{J_0} \left( \frac{kT}{A} \right)^{3/2} \right].$$

Ici  $J_0$  est la saturation absolue du corps ferromagnétique,  $H_A$  le champ effectif d'anisotropie magnétique et  $A \sim k\theta_f$  l'intégrale d'échange.

La valeur du champ effectif d'anisotropie  $H_A^T$  distingue les cas (a) et (b) dans (2.7) et dépend de  $T$ . Ceci donne une variation en fonction de la température de la position d'équilibre de l'axe de quantification du vecteur  $J$ , liée à la variation avec la température  $T$  de la constante d'anisotropie.

Le cas de l'antiferromagnétisme dans un cristal uniaxial ayant deux sous-réseaux a été étudié phénoménologiquement par Turov et Irkhin [42] ainsi que par Kaganov et Tsukernik [45]. L'Hamiltonien de l'état fondamental est dans ce cas [42] :

$$\mathcal{H}_0 = \text{const} + 2A(\eta_1 \eta_2 + \zeta_1 \zeta_2) J_0^2 + 2B_1 \zeta_1 \zeta_2 J_0^2 \quad (2.8)$$

$$+ B(\zeta_1^2 + \zeta_2^2) J_0^2 - (\eta_2 + \eta_1) J_0 H_y - (\zeta_1 + \zeta_2) J_0 H_z$$

Ici  $A$  est l'intégrale d'échange ;  $B$  et  $B_1$  sont les constantes d'anisotropie magnétique à l'intérieur et entre les sous-réseaux,  $\eta_j = \sin \theta_j$  et  $\zeta_j = \cos \theta_j$ ,  $\theta_j$  étant l'angle entre  $\mathbf{J}_{0j}$  et l'axe OZ qui coïncide avec l'axe d'antiferromagnétisme naturel quand  $H = 0$ . Si  $H \neq 0$  cette direction est trouvée avec la condition :  $\Delta || \mathbf{J}_s - \mathbf{J}_{0s}$ . La condition d'existence d'antiferromagnétisme est  $A > 0$  et  $B_1 - B > 0$ . Dans la théorie on emploie trois champs caractéristiques :  $H_{\parallel} = 2J_0 \sqrt{(B_1 - B)(2A + B_1 - B)}$  ;  $H_{\perp} = H_{\parallel} \frac{2A + B_1 + B}{2A + B_1 - B}$  ;  $H_e = 2J_0(2A + B_1 + B)$ . Il convient de distinguer les cas :  $H \parallel \text{OZ}$  et  $H \perp \text{OZ}$  et  $B \leq 0$ .

I'.  $H \parallel \text{OZ}$ ,  $B > 0$  c'est-à-dire  $H_{\perp} > H_{\parallel}$  ( $T = 0$ ).

$$a) \quad 0 \leq H \leq H_{\parallel}; \quad \zeta_1 = -\zeta_2 = 1,$$

$$J_z = 0, \quad \chi = \frac{\partial J_z}{\partial H} = 0.$$

Cet état sera appelé  $(Z, \parallel)$  le premier indice indique la direction de  $\mathbf{H}$ , le deuxième la disposition relative de  $\mathbf{H}$  et  $\Delta$ .

$$b) \quad H_{\parallel} \leq H \leq H_{\perp}; \quad \sin^2 \varphi = \frac{H - H_{\parallel}}{H_{\perp} - H_{\parallel}};$$

$$\sin^2 \varphi = \sin^2 \psi \frac{H^2}{H_e^2}$$

$\psi$  étant l'angle entre  $\Delta$  et OZ ;  $\varphi$  étant l'angle de déviation de l'axe de quantification  $\mathbf{J}_0$  par rapport à  $\Delta$ . Dans ce cas  $(Z, \psi)$  :

$$J_z = 2J_0 \frac{(H - H_{\parallel}) H_{\perp}}{(H_{\perp} - H_{\parallel}) H_e}, \quad \chi = \frac{2J_0 H_{\perp}}{(H_{\perp} - H_{\parallel}) H_e} = \frac{1}{2B}$$

$$c) \quad H_{\perp} \leq H \leq H_e, \quad \zeta_1 = \zeta_2 = H/H_e;$$

$$\eta_1 = -\eta_2 = \sqrt{1 - \zeta_{1,2}^2}$$

cet état est  $(Z, \perp)$  car  $\Delta \perp \mathbf{H}$   $J_z = 2J_0 H/H_e$

$$\chi = \frac{2J_0}{H_e} = \frac{1}{2A + B_1 + B}$$

$$d) \quad H \geq H_e \quad \zeta_1 = \zeta_2 = 1 \quad \eta_1 = \eta_2 = 0 \quad J_z = 2J_0$$

saturation selon OZ.

I''.  $H \parallel \text{OZ}$   $B < 0$  c'est-à-dire  $H_{\perp} < H_{\parallel}$ .

Pour les états thermodynamiquement équilibrés on a :

a) pour  $0 \leq H \leq H_0 = \sqrt{H_{\parallel} H_{\perp}}$  on a l'état  $(Z, \parallel)$  ;

b) pour  $H_0 < H \leq H_e$  on a l'état  $(Z, \perp)$  ;

c) pour  $H \geq H_e$  on a l'état de saturation selon l'axe OZ.

De cette façon, pour un champ magnétique critique  $H_0$  on a une variation par sauts  $J_z$  et la direction  $\Delta$ . Si l'on tient compte des positions métastables trouvées par Néel [19], pour  $H$  croissant, le phénomène apparaît pour  $H_{\parallel} > H_0$  et pour  $H$  diminuant  $H_{\perp} < H_0$ , c'est donc dire qu'il y a hystérésis. Le phénomène a lieu dans une bande de valeurs des champs  $(H_{\parallel} - H_{\perp})$  relativement étroite car  $|H_{\parallel} - H_{\perp}|/H_{\perp} \sim \frac{B}{A} \ll 1$ . Donc le fait que l'on n'ait pas observé d'hystérésis jusqu'à présent peut être expliqué soit parce que l'intervalle est trop petit (pour  $B < 0$ ) soit parce que dans les corps étudiés  $B \geq 0$ .

II.  $H \perp \text{OZ}$ . Dans ce cas, le système se comporte uniformément quel que soit le signe de  $B$ .

$$a) \quad 0 \leq H < H'_e = 2J_0(2A + B_1 - B), \quad (T = 0)$$

$$\eta_1 = \eta_2 = H/H'_e,$$

$$\zeta_1 = -\zeta_2 = \sqrt{1 - \eta_{1,2}^2} \quad \text{c.-à-d. l'état } (y, \perp)$$

$$J_y = J_{1y} + J_{2y} = 2J_0 H/H'_e,$$

$$\chi = \frac{2J_0 H'_e}{2A + B_1 - B}.$$

$$b) \quad H \geq H'_e \quad \eta_1 = \eta_2 = 1 \quad \zeta_1 = \zeta_2 = 0, \\ J_y = 2J_0, \quad \text{avec saturation suivant OY.}$$

En plus de cela on a calculé [12] les énergies des antiferromagnons pour les états  $(Z, \parallel)$ ,  $(Z, \perp)$  et  $(Y, \perp)$ . Si l'on tient compte de la petitesse du domaine de transition des champs entre les états  $(Z, \parallel)$  et  $(Z, \perp)$ , on peut considérer pour la plupart des cas, que ces états sont tout simplement réunis quand  $H = H_0 \approx 2J_0 [2A(B_1 - B)]^{1/2}$ , c'est-à-dire quand nous mettons  $H_{\parallel} = H_{\perp} = H_0$ . Alors, pour les champs  $H < H_e$ , nous pouvons donner l'appro-

ximation suivante pour le spectre énergétique des ondes de spin (si nous négligeons l'énergie d'anisotropie magnétique par rapport à l'énergie d'échange) :

$$\begin{aligned} (Z, \parallel) &\rightarrow H \parallel OZ, H \leq H_0 \\ \varepsilon^{(1,2)}(\kappa) &= [(\mu H_0)^2 \pm I^2 \kappa^2]^{1/2} \pm \mu H \\ (Z, \perp) &\rightarrow H \parallel OZ, H > H_0 \\ \varepsilon^{(1)}(\kappa) &= I\kappa, \quad \varepsilon^{(2)}(\kappa) = [\mu^2(H^2 - H_0^2) + I^2 \kappa^2]^{1/2} \\ (Y, \perp) &\rightarrow H \perp OZ \\ \varepsilon^{(1)}(\kappa) &= [(\mu H_0)^2 + I^2 \kappa^2]^{1/2} \\ \varepsilon^{(2)}(\kappa) &= [\mu^2(H^2 - H_0^2) + I^2 \kappa^2]^{1/2}. \end{aligned}$$

Ici  $I$  est la constante de l'interaction d'échange,  $\kappa$  la quasi-impulsion des antiferromagnons. Pour  $\kappa = 0$ , les formules suivantes ont été obtenues pour les fréquences de la résonance antiferromagnétique sont (la précision est égale aux termes dipolaires) :

$$\begin{aligned} (Z, \parallel) \quad \hbar \omega_{1,2} &= \mu(H_{\parallel} \pm H) \quad (2.9') \\ (Z, \perp) \quad \hbar \omega_1 &= 0, \quad \hbar \omega_2 = 2\mu J_0 \left[ A(B_1 - B) \left( \frac{H^2}{H_{\perp}^2} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (2.9'') \\ (Y, \perp) \quad \hbar \omega_1 &= \mu H_{\parallel} \left( 1 - \frac{H^2}{H_{\perp}^2} \right)^{1/2}, \\ \hbar \omega_2 &= \mu \left( H_{\parallel}^2 + H^2 \frac{H_{\perp}^2}{H_{\parallel}^2} \right)^{1/2}. \quad (2.9''') \end{aligned}$$

Les expériences s'accordent bien avec ces formules mais malheureusement les mesures n'ont été faites que pour des champs  $H < H_{\parallel}$  : pour vérifier (2.9'') il faudrait étudier le cas  $H > H_{\parallel}$ . A l'aide de la formule (2.9) Kaganov et Tsukernik [16] ainsi que Turov [13] ont obtenu la variation en fonction de la température de la susceptibilité et de la capacité calorifique. En même temps ils ont aussi indiqué l'anisotropie de ces quantités. Dans les travaux de Kaganov et Tsukernik [16] on a calculé les temps de relaxation dans un diélectrique ferromagnétique et ces temps dépendent des chocs entre ferromagnons. Les résultats concordent avec les travaux antérieurs de Akhiezer [20] mais pour les obtenir on n'a pas fait d'hypothèse sur l'aimantation nominale dans l'état fondamental. Une question intéressante est l'interaction des vibrations de spins avec les vibrations élastiques. Si dans l'Hamiltonien (2.1) on tient compte des termes d'énergie élastique et de magnétostriction, on a, comme Turov et Irkhin [14] l'ont montré les premiers pour une valeur quelconque de l'interaction magnéto-élastique, un « enchevêtrement » des branches acoustiques et de spin de l'ensemble des vibrations du milieu magnéto-élastique. Akhiezer et al. [17] ont développé la théorie phénoménologique des ondes magnétoacoustiques dans les corps ferromagnétiques. On a montré que la vitesse du son dans un corps ferromagnétique dépend de l'aimantation et du champ extérieur. L'interaction entre les ondes magnétiques et élastiques crée une absorption

supplémentaire du son dans un corps ferromagnétique, absorption qui dépend de la conductivité électrique et de la relaxation de l'aimantation  $J$ . Ce mécanisme d'absorption du son ne doit pas être confondu avec un autre, également caractéristique des corps ferromagnétiques et qui est dû à ce que le champ sonore extérieur fait dévier la fonction de répartition des ondes de spin de sa position d'équilibre. La liaison entre les ondes magnétiques et élastiques permet d'exciter celles-là à l'aide du son, cette excitation sera surtout intéressante lors de la correspondance des fréquences et des vecteurs d'onde des ondes magnétiques et sonores (résonance).

3. L'étude phénoménologique exposée plus haut peut être généralisée au cas où l'on considère en même temps que le système des spins, les branches du spectre correspondant aux électrons de conduction (dans les métaux) ou aux excitons de types divers (dans les semi-conducteurs). Dans ce cas la formule (2.1) devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{sd} &= \int A_{\alpha\beta}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) J_{\alpha}(\mathbf{r}') J_{\beta}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \\ &\quad - \frac{1}{2} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{\mathbf{M}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &\quad + \int A'_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) J_{\alpha}(\mathbf{r}') J_{\beta}(\mathbf{r}') J_{\gamma}(\mathbf{r}) J_{\delta}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \\ &\quad + \int B_{\alpha\beta}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, \mathbf{r}'' - \mathbf{r}) J_{\alpha}(\mathbf{r}) M_{\beta}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'' \\ &\quad + \int C_{\alpha\beta}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) J_{\alpha}(\mathbf{r}') P_{\beta}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \\ &\quad - \int \mathbf{M}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{\mathbf{M}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} - \frac{e}{m^* c} \int \mathbf{A}_{\mathbf{M}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (2.10) \end{aligned}$$

Ici  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$  est la densité du moment magnétique ;  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  est la densité du moment, tenant compte des processus de transport dans le système des spins.  $\mathbf{P}(\mathbf{r})$  est la densité de l'impulsion.  $\mathbf{H}_{\mathbf{M}}(\mathbf{r})$  et  $\mathbf{A}_{\mathbf{M}}(\mathbf{r})$  sont relativement l'intensité et le potentiel vectoriel du champ magnétique, créé par l'aimantation et les courants, dans le corps.  $A_{\alpha\beta}$ ,  $A'_{\alpha\beta\gamma\delta}$ ,  $B_{\alpha\beta}$  et  $C_{\alpha\beta}$  sont les fonctions de corrélation macroscopiques (leur forme véritable n'est pas nécessaire pour obtenir des résultats qualitatifs relatifs aux interactions à faible distance), toutes les actions à grande distance sont contenues dans le champ  $\mathbf{H}_{\mathbf{M}}$ ,  $\mathbf{A}_{\mathbf{M}}$ . Le calcul montre qu'avec (2.10) on peut obtenir toutes les conclusions données par la théorie du modèle d'échange ( $s-d$ ) dont l'idée fut proposée en 1935 par Subin [21] et dont les résultats fondamentaux sont exposés dans les travaux [22], [27] ainsi que dans la communication de l'auteur à la conférence du magnétisme à Moscou en 1956 [28]. Nous n'exposerons ici que les résultats les plus intéressants obtenus à l'aide de cette théorie.

# A. — Processus de relaxation aux basses températures.

## a) TEMPS DE RELAXATION ET LARGEUR DE RAIE DE LA RÉSONANCE FERROMAGNÉTIQUE.

Un métal ferromagnétique (pour  $T \ll \theta_r$ ) est un ensemble de trois systèmes de quasi-particules : les ferromagnons, les phonons et les électrons de conduction. Si le système de spins est déplacé de son équilibre, alors, du fait qu'il y a des collisions entre les quasi-particules, il reviendra à l'équilibre. Pour un corps ferromagnétique le temps total de relaxation est  $\tau$ , avec  $\frac{1}{\tau} = \sum_i \overline{\omega_i^{(0)}}$ , où  $\overline{\omega_i^{(0)}}$  est la fréquence moyenne de relaxation du  $i$ -ième type. Les relaxations spin-spin ( $\omega_{s.s.}$ ) et spin-réseau ( $\omega_{s.r.}$ ) ont été calculées par Akhiezer [20], Kaganov et Tsuk-rnik [16] dans le cas d'un diélectrique ferromagnétique. Le modèle d'échange ( $s-d$ ) permet [23] de calculer la relaxation spin-électron  $\omega_{s.e.}$ . Turov [29] a calculé  $\overline{\omega_{s.e.}^{(0)}}$  pour les processus dans lesquels le moment magnétique change,  $|\Delta m| = 0, 1, 2$ . Il a montré que dans l'intervalle des températures  $\frac{2\beta}{K} H' \ll T \ll \theta_r$ , ( $H' \approx \frac{\beta^2}{a^3}$ ,  $a \approx 10^{-8}$  cm) on a  $\overline{\omega_{s.e.}^{(2)}} \ll \overline{\omega_{s.e.}^{(0)}}$ ,  $\overline{\omega_{s.e.}^{(1)}}$  et par suite, la principale influence est due aux collisions du type  $\Delta m = 0$  (échange ( $s-d$ )) et  $m = 1$  (interaction spin-orbite). L'estimation donne  $\tau_{s.e.} \approx 10^{-9} \sqrt{T}$ , ce qui est inférieur de plusieurs ordres à  $\tau_{s.r.}$  d'après [20] et pour n'importe quelle relation en fonction de  $T$ . On peut donc s'attendre à ce que les métaux et les diélectriques ferromagnétiques se conduisent différemment quand on a la relaxation spin-réseau. Comme l'ont fait remarquer l'auteur et Turov [29], [30] le mécanisme de relaxation étudié peut être l'une des causes de l'élargissement des raies d'absorption ferromagnétique de résonance dans les métaux, caractérisée par une grande largeur de raie (de l'ordre de  $10^9$ - $10^{10}$  s $^{-1}$ ) et par son allure pratiquement indépendante de la température.

b) FACTEUR  $g$  DANS LE CAS DE LA RÉSONANCE FERROMAGNÉTIQUE DANS LES MÉTAUX. — Comme l'a montré Turov [31], [32] l'échange ( $s-d$ ) crée un champ effectif  $H_i$ . S'il existe un champ extérieur  $H_0$ ,  $H_i$  est égal à [32] :

$$H_i = \frac{b}{c} H_0 + \frac{b^2}{c\beta} M - H_{i1} + H_{i2}. \quad (2.11)$$

Ici  $b$  est le paramètre de l'échange ( $s-d$ ),  $M = J_s/\beta N$ ,  $C = \frac{2\varepsilon_0}{3v}$ ,  $N \approx 10^{23}$ ,  $\varepsilon_0$  étant l'énergie de Fermi des électrons  $s$  pour  $M = 0$  et  $v$  leur nombre par nœud. Pour des champs  $H_0$  faibles ( $bM \gg \beta H_0$ ) on a  $H_i \sim H_{i2} = \frac{3b^2 v M}{2\varepsilon_0 \beta}$ .  $H_i$  dépend

essentiellement de l'aimantation  $M$  et donc aussi de  $T$ . Au voisinage de  $\theta_r$  ( $M \rightarrow 0$ ),  $H_{i2}$  disparaît en même temps que la correction de  $g$  ( $\Delta g_2 = \frac{b^2 M}{c\beta H_0}$ ) qui dépend du champ à la résonance, il ne reste que la correction  $\Delta g_1 = b/c$  qui ne dépend pas de  $H_0$ . Il suit des valeurs observées  $\Delta g = (g - 2) - (2 - g')$  ( $g$  est le facteur de décomposition spectroscopique,  $g'$  est le rapport magnéto-mécanique) que  $H_i \sim (1.5)10^2$  Oe. Ceci est en concordance avec la supposition [22], [23] d'après laquelle l'échange ( $s-d$ ) est petit par rapport à  $\varepsilon_0$  et à l'échange ( $d-d$ ). La disparition de  $H_{i2}$  pour  $\theta_r$  est en accord avec le travail [33] dans lequel on a trouvé un saut de  $g$  dans le nickel pour  $\theta_r$ . On doit remarquer que le champ effectif trouvé par Kittel et Mitchell [34] ne dépend pas de  $M$  et donne une autre relation en fonction de la densité des électrons  $s$ .

c) CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE DES MÉTAUX FERRO ET ANTIFERROMAGNÉTIQUES. — Les collisions des électrons  $s$  avec les ferromagnons et les antiferromagnons définissent une résistivité spécifique supplémentaire. L'idée de l'existence de cet effet est due à Šubin et à l'auteur [21], [35], [36], des calculs plus détaillés furent effectués par Rezanov [37], Turov [38], l'auteur et Berdyšev [39]. Il a été montré [38] que la résistivité supplémentaire dans un métal ferromagnétique varie en fonction de la température selon la loi :

$$\rho_{fm} \sim C_1 T + C_2 T^2 \quad (2.12)$$

où le membre en  $T$  est déterminé par les chocs du type  $|\Delta m| = 1$  et le membre en  $T^2$  par les chocs du type  $|\Delta m| = 0$ . On a un terme en  $T^3$  [36] déterminé par les chocs  $|\Delta m| = 1$ , mais il est lié à l'interaction spin-spin ( $s-d$ ). Le membre en  $T^2$  « interfère » avec la résistivité ( $\sim T^2$  elle aussi [40]) qui est due aux chocs entre les électrons  $s$ . Le membre en  $T$  est caractéristique des chocs avec les ferromagnons. Sudovcov et Semenenko [41] ont trouvé expérimentalement que dans le fer et le nickel, à des températures comprises entre 1,23 °K et 4,2 °K, on a une singularité dans la relation donnant la résistivité en fonction de la température, qui se manifeste par l'existence d'un terme linéaire, ce qui est en accord avec (2.12). Turov [42] a essayé avec la méthode phénoménologique d'obtenir une valeur approchée du coefficient  $C$  dans (2.12), sa méthode consistait à essayer de résoudre l'équation cinétique en la ramenant à l'équation de diffusion des points de phase sur la surface de Fermi ; cette méthode proposée par Landau [43] a été développée par l'auteur [36] et Toda [44]. Les valeurs approchées obtenues ont été de deux ordres de grandeur inférieures à celles déduites des expériences [41]. Pour les métaux antiferromagnétiques

le calcul de la résistivité a été effectué [39] seulement pour les processus du type  $\Delta m = 0$ , (échange (*s-d*)) on a obtenu  $\rho_{afm} \sim C_1' T^2 + C_2' T^4$ . La comparaison avec l'expérience est impossible par manque de valeurs expérimentales.

**B) Anomalies des propriétés magnétiques et physiques des métaux et des semi-conducteurs ferro et antiferromagnétiques au voisinage des points de Curie et Néel.** *a) MÉTAUX FERROMAGNÉTIQUES.* En utilisant la méthode du centre de gravité des énergies [45], on a pu montrer que la susceptibilité des métaux ferromagnétiques par suite de l'échange (*s-d*) n'obéit pas à la loi de Curie-Weiss mais a une allure plus compliquée :  $\chi = \chi_1 + \chi_2$ , où  $\chi_2 = C/(T - \theta_f)$ .  $\chi_1$  ne dépendant pratiquement pas de  $T$ . Sans échange (*s-d*)  $\chi_0^1$  est égal à la susceptibilité paramagnétique du type de Pauli et à celle de Curie-Weiss. Dans ce cas la constante  $C^{(0)}$  est déterminée par les valeurs des moments magnétiques d'atomes isolés et  $\theta_f^{(0)}$  est déterminée par l'échange (*d-d*). L'existence de l'échange (*s-d*) modifie les valeurs des grandeurs  $\chi_1$ ,  $\theta_f$  et  $C$  en les rendant fonction des paramètres d'échange (*s-d*). Ceci est l'une des raisons possibles de la différence des moments atomiques ferromagnétiques et antiferromagnétiques calculés expérimentalement. Les résultats de la théorie sont confirmés par l'étude de Néel qui a montré que dans les alliages  $\chi_1$  est différent de zéro et par les expériences de Volkov et Cecernikov [46].

La masse effective, le potentiel chimique et le temps de relaxation des électrons  $\tau$  dépendent de  $T$  (par l'intermédiaire de l'aimantation  $J_s$ ) ; au voisinage de  $\theta_f$  on peut donc avoir des singularités brutales de la résistivité. Cet effet a été prédit par Šubin [21] et calculé pour la première fois par l'auteur [22]. Le calcul plus exact effectué par Rodionov et Savrov [47] en tenant compte de l'interaction magnétique lors du calcul de l'énergie des électrons « aimantés » (Turov [21]) a permis de calculer l'anisotropie de la singularité de conductivité  $\sigma$  d'un métal ferromagnétique. Ainsi pour la mesure relative de  $\sigma$  en mesurant selon  $J_s$  et perpendiculairement on a :

$$\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}\right)_{\parallel} = 2 \frac{\sigma_1}{\sigma_0} + \frac{\sigma_2}{\sigma_0} \quad \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}\right)_{\perp} = -\frac{\sigma_1}{\sigma_0} + \frac{\sigma_2'}{\sigma_0} \quad (2.13)$$

où  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $\sigma_2'$  dépendent de  $T$ ,  $J_s^2$  et des paramètres d'échange (*s-d*). D'après (2.13) on voit que la règle des effets pairs de Akulov [48] est violée par l'apparition des termes supplémentaires  $\sigma_2$  et  $\sigma_2'$  qui sont liés à l'anisotropie fixe « de volume » (voir [49]). Ce comportement de  $\sigma$  a été expérimentalement découvert par Drozzina et Sur [50] dans du fer silicium et dans des alliages à grand champ coercitif et dans ces derniers aussi par Bates [51].

*b) MÉTAUX ANTIFERROMAGNÉTIQUES.* — Le calcul à l'aide de la méthode du centre de gravité des énergies, effectué par Irkhin [52] a montré que la bande d'énergie des porteurs de courant soit s'élargit, soit accuse en son milieu une grande diminution de la densité des états lors de l'apparition de la distribution antiferromagnétique. En conséquence de cette particularité du spectre on doit avoir une relation supplémentaire en fonction de la température pour la résistivité  $\rho$  des métaux antiferromagnétiques, par suite de quoi on peut avoir des singularités de  $\rho$  au voisinage de  $\theta_{af}$ . Dans le cas où le niveau de Fermi est proche de la bande de conduction, dans l'approximation de la masse effective, on a :

$$\rho = \rho_0 + CT + \beta \left(1 - \frac{T}{\theta_{af}}\right) T \quad \text{pour } \theta_{af} \gg \theta_D$$

$$\rho = \rho_0 + C'T^5 + \beta' \left(1 - \frac{T}{\theta_{af}}\right) T^5$$

$$+ \beta'' T \quad \text{pour } \theta_{af} \ll \theta_D \quad (2.14)$$

où  $\theta_D$  est la température de Debye,  $\rho_0$  est la résistivité résiduelle, les termes  $CT$  et  $C'T^5$  correspondent à la résistivité par le mécanisme normal des phonons, les derniers termes de (2.14) sont liés à la variation du spectre des énergies des électrons  $s$  dans le corps antiferromagnétique.  $\beta$ ,  $\beta'$  et  $\beta''$  dépendent du paramètre de l'échange (*s-d*). De (2.14) on voit que pour de grandes valeurs de  $\beta/C$ ,  $\rho$  peut croître si  $T$  diminue, au voisinage de  $\theta_{af}$ . Dans le cas où le niveau de Fermi est au milieu de la bande de conduction, l'existence du creux (ou d'une densité plus faible) se répercutera encore plus nettement sur la résistivité qui peut alors prendre le caractère de semi-conducteur (comme cela a été prédit par Smirnov [53] pour les alliages qui peuvent s'ordonner) avec une énergie d'activation proportionnelle à la largeur de la zone interdite, c'est-à-dire au paramètre de l'échange (*s-d*). Expérimentalement, la singularité de  $\rho$ , prévue dans (2.14) a lieu près de  $\theta_{af}$  dans  $\alpha$ -Mn [54] ainsi que dans Dy et Er [55]. De plus, si dans MnAs l'antiferromagnétisme existe effectivement, l'anomalie que l'on observe pour  $\rho$  [56] peut être expliquée par l'apparition d'un creux d'énergie ou par une variation brusque de la densité, dans la bande de conduction au-dessous de  $\theta_{af}$ .

*c) SEMI-CONDUCTEURS FERROMAGNÉTIQUES.* — Irkhin et Turov [26] ont effectué le calcul de la conductivité pour ce cas et ils ont obtenu :

$$\sigma = C(M) \exp \left[ -\frac{\alpha_0}{2kT} \right] \operatorname{ch} \frac{\alpha_1 M}{2kT}.$$

Ici  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  sont respectivement les énergies d'activation pour  $M = 0$  et pour  $M \neq 0$ ;  $C(M)$  est un coefficient qui dépend peu de  $T$ . Si l'on suppose que  $\alpha \gtrsim k\theta_f$ , on a :

$$\ln \rho = \ln \left( \frac{1}{\sigma} \right) = -\ln C(M) + \frac{\alpha_0 + \alpha_1 M}{2kT}, \quad (T \ll \theta_f) \quad (2.15)$$

$$\ln \rho = -\ln C(0) + \frac{\alpha_0}{2kT}, \quad (T \geq \theta_f) \quad (2.16)$$

Des équations (2.15) et (2.16), on voit que lors du passage par  $\theta_f$  on a une variation de la pente de la droite  $\ln \rho = f(1/T)$  dont la valeur dépend du rapport entre  $\alpha_1$  et  $k\theta_f$  : cette variation est d'autant plus grande que l'échange (*s-d*) est important. Dans le cas limite où  $\alpha_1 \sim \alpha_0$  l'énergie d'activation peut devenir tellement petite que le semi-conducteur passe dans un état dégénéré avec une variation du type métallique de la conductivité au-dessous de  $\theta_f$ .

La diminution de l'énergie d'activation pour  $T < \theta_f$  a été observée par Komar et Kljusin [57] dans les ferrites de nickel, cuivre, magnésium, nickel-zinc, par Foëx [58] dans  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$ . Des résultats très intéressants sont ceux de Jonker, van Santen et Folger [59] qui ont observé le passage des semi-conducteurs à l'état métallique pour  $T < \theta_f$  sur des composés du type  $[\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x]\text{MnO}_3$ .

d) SEMI-CONDUCTEURS ANTIFERROMAGNÉTIQUES. — Dans ce cas, Irkhin [60] a obtenu pour  $\rho$  la formule

$$\ln \rho = \ln C(M) + \frac{\varepsilon_0 + \frac{1}{2} DM}{kT}. \quad (2.17)$$

Ici  $D$  est une constante déterminée par l'échange (*s-d*). Comme dans le cas (c) nous devons avoir une diminution de l'énergie d'activation au-dessous de  $\theta_{af}$ . Nous obtenons un tout autre résultat dans le cas de la conductibilité par les impuretés. Comme il est possible que les niveaux d'impureté se dédoublent pour  $T < \theta_{af}$  l'énergie d'activation peut aussi bien diminuer qu'augmenter lors du passage par le point de Néel :

$$E_{act} = \varepsilon_0 + \frac{1}{2} M \left[ |D| - |D'| \frac{1 - \varphi(T)}{1 + \varphi(T)} \right]. \quad (2.18)$$

Ici  $D'$  est l'énergie d'échange (*s-d*) d'un électron sur le niveau d'impureté ;  $\varphi(T) = \exp \left( -\frac{M|D|}{kT} \right)$  dans le cas de l'équilibre thermique. La différence caractéristique par rapport aux semi-conducteurs ferromagnétiques est que, dans les mêmes composés, en fonction des conditions d'expérience et de la qualité de l'échantillon, on peut observer aussi bien une augmentation qu'une diminution de l'énergie d'activation. On peut observer cet effet dans  $\text{NiO}$  [61] et  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  [62]. Les anomalies de  $\rho$  dans  $\text{MnTe}$  [63] et  $\text{CrSb}$  [64] sont intéressantes, dans ces composés on a un changement de signe du coefficient de température de  $\rho$  pour  $\theta_{af}$  et une transition à la conductivité métallique au-dessous de  $\theta_{af}$ . Du point de vue de la théorie exposée on a ici le passage à un état dégénéré.

### III

Pour conclure notre exposé, énumérons sommairement quelques travaux intéressants des physiciens soviétiques dans la branche étudiée. Dans les travaux de Kondorskij et Pakhomov [65] Berdyšev et Izjumov [66], [67] on a effectué la généralisation de la théorie des ferro- et antiferromagnons dans le cadre du schéma de Bogoljubov-Tjablikov [68] dans le cas de plusieurs électrons d par atome. On a obtenu des branches supplémentaires dans le spectre d'excitation qui dépendent peu de la pseudo-impulsion et qui sont liées à l'échange « interne » dans les nœuds isolés.

Vlasov et Išmukhametov [69] ont montré l'existence de l'anisotropie du point de Néel en utilisant l'approximation du centre de gravité des énergies. La conséquence de cette anisotropie est le fait que  $\theta_{af}$  dépend du champ magnétique, résultat des expériences [70]. On a prédit les particularités de la variation avec la température et de l'anisotropie de l'effet magnétocalorique dans les corps antiferromagnétiques. Tjablikov et Amatuni [71] ont généralisé le schéma de Bogoljubov-Tjablikov dans le cas de l'antiferromagnétisme. Une telle généralisation fut effectuée dans le cas des ferrites par l'auteur et Seidov [72], Kondorskij et al. [73], Tjablikov et Jakovlev [74]. En particulier dans le travail [72] on donne la conclusion générale de l'échange indirect dans le cadre de la théorie relative à plusieurs électrons entre  $\mathbf{J}_s$  et  $T$  pour les ferrites [73, 74].

Tjablikov [75], Tjablikov et Gusev [76] Potapkov [77] ont effectué dans le cadre de la théorie de Bogoljubov-Tjablikov le calcul des constantes de l'anisotropie magnétique considérées comme fonctions de  $T$  et  $H$ . Tjablikov et Tolmačev [78] ont donné des précisions sur la théorie des ferromagnons semblables au travail de Dyson [79].

Gusev [80] a appliqué le schéma de Bogoljubov-Tjablikov au calcul des constantes de magnétostriktion. Bonč-Bruevič [81] a étudié le spectre des ferromagnons dans un cristal ayant des défauts de structure, il a montré que ces défauts jouent le rôle de « centre de désaimantation », au voisinage desquels se placent les spins orientés en sens contraire de l'aimantation.

Kondorskij et Ožegov [82]. Belov et Ped'ko [83] ont expérimentalement étudié les propriétés galvanomagnétiques des corps ferromagnétiques dans la zone de températures de l'hydrogène et de l'hélium liquides. Volkenštejn Fëdorov et l'auteur [84] ont étudié l'effet Hall dans le nickel dans la zone de température de l'hélium liquide et ont trouvé une augmentation de la constante anormale de Hall à ces températures.

En outre, il y a encore beaucoup de recherches de physiciens soviétiques sur les ferrites, la résonance ferromagnétique, différentes questions sur la courbe d'aimantation technique et d'autres questions que l'auteur ne peut pas présenter dans cette communication et qui seront partiellement présentées dans les communications des autres membres de la délégation soviétique.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] a) LANDAU (L. D.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1937, **7**, 19.  
b) LANDAU (L. D.) et LIFŠIC (E. M.), Physique Statistique, Gostekhizdat, 1951.
- [2] a) VONSOVSKIJ (S. V.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1947, **11**, 485. b) GINZBURG (V. L.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1947, **17**, 833.
- [3] LANDAU (L. D.) et LIFŠIC (E. M.), Électrodynamique des milieux continus, Gostekhizdat, 1957.
- [4] BELOV (K. P.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1956, **2**, 447.  
BELOV (K. P.) et GORJAGA (A. N.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1956, **2**, 3. BELOV (K. P.) et PANINA (I. K.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1956, **111**, 985.
- [5] VONSOVSKIJ (S. V.) et VLASOV (K. B.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1953, **25**, 327.
- [6] NÉEL (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 64 ; *Ann. Physique*, 1949, **4**, 249. SNOEK (J. L.), *Physica*, 1950, **16**, 333. YIN-YUAN-LI, *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1450.
- [7] CHEVALIER (R.), *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 172.
- [8] BOROVNIK-ROMANOF (A. S.) et ORLOVA (M. P.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1956, **31**, 579.
- [9] DZJALOŠINSKIJ (I. E.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1957, **32**, 1547.
- [10] HEERING (C.) et KITTEL (C.), *Phys. Rev.*, 1950, **81**, 869.
- [11] TUROV (E. A.) et SAVROV (V. G.), *Trudy Inst. Fiz. Met. Ural. Fil. Akad. Nauk*, 1958, **20**, 101.
- [12] TUROV (E. A.) et IRKHIN (Ju. P.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1958, **22**, 1168.
- [13] TUROV (E. A.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1958, **34**, 1009.
- [14] TUROV (E. A.) et IRKHIN (Ju. P.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1956, **3**, 15.
- [15] KAGANOV (M. I.) et TSUKERNIK (U. M.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1958, **34**, 106, 524.
- [16] KAGANOV (M. I.) et TSUKERNIK (U. M.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1958, **34**, 1640.
- [17] AKHIEZER (A. I.), BAR'JAKHTAR (V. G.) et PELET-INSKIJ (S. V.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1958, **35**, 228.
- [18] KAGANOV (M. I.) et TSUKERNIK (V. M.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1957, **5**, 561.
- [19] NÉEL (L.), *Ann. Physique*, 1936, **5**, 232. NÉEL (L.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1957, **21**, 890.
- [20] AKHIEZER (A. I.), *J. Phys.*, U. S. S. S. R., 1946, **10**, 217.
- [21] SUBIN (S. P.) et VONSOVSKIJ (S. V.), *Sov. Fiz.*, 1935, **7**, 292.
- [22] VONSOVSKIJ (S. V.), *J. Phys.*, U. S. S. S. R., 1946, **10**, 468.
- [23] VONSOVSKIJ (S. V.) et TUROV (E. A.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1953, **24**, 419.
- [24] TUROV (E. A.), *Dokl. Akad. Nauk, S. S. S. R.*, 1954, **98**, 949 ; VONSOVSKIJ (S. V.), VLASOV (K. B.) et TUROV (E. A.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1955, **29**, 37.
- [25] VONSOVSKIJ (S. V.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1955, **19**, 447.
- [26] IRKHIN (Ju. P.) et TUROV (E. A.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1957, **4**, 9.
- [27] VONSOVSKIJ (S. V.) et SUR (Ja. S.), Ferromagnétisme, Gostekhizdat, 1948. VONSOVSKIJ (S. V.), Études modernes sur le magnétisme, Gostekhizdat, 1953.
- [28] VONSOVSKIJ (S. V.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1957, **21**, 854.
- [29] TUROV (E. A.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1955, **19**, 462.
- [30] TUROV (E. A.) et VONSOVSKIJ (S. V.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1953, **24**, 501.
- [31] TUROV (E. A.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1953, **25**, 352.
- [32] TUROV (E. A.), *Fiz. Metal. Metalloved*, 1957, **4**, 183.
- [33] BAGGULEY (D. M. S.) et HARRICK (N. J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, A **66**, 756.
- [34] KITTEL (C.) et MITCHELL (A. H.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1611.
- [35] VONSOVSKIJ (S. V.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1947, **11**, 617.
- [36] VONSOVSKIJ (S. V.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1948, **18**, 219.
- [37] RESANOV (A. I.), *Dokl. Akad. Nauk, S. S. S. R.*, 1953, **92**, 935.
- [38] TUROV (E. A.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1955, **19**, 474.
- [39] BERDYSEV (A. A.) et VONSOVSKIJ (S. V.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1954, **18**, 328.
- [40] LANDAU (L. D.) et POMERANCUK (I. Ja.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1937, **7**, 379.
- [41] SUDOVTCHEV (A. I.) et SEMFENENKO (E. E.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1956, **31**, 525.
- [42] TUROV (E. A.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1958, **6**, 203.
- [43] LANDAU (L. D.) et KOMPANEEV (A. S.), Conductivité des métaux, Kharkov, O. N. T. I., 1935.
- [44] TODA (M.), *Journ. Phys. Soc. Japan*, 1953, **8**, 339.
- [45] VLASOV (K. B.) et VONSOVSKIJ (S. V.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1956, **2**, 403.
- [46] VOLKOV (D. I.) et CECERNIKOV (V. I.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1957, **5**, 168.
- [47] RODIONOV (K. P.) et SAVROV (V. G.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1957, **4**, 385.
- [48] AKULOV (N. S.), *Z. Physik*, 1930, **59**, 254.
- [49] VONSOVSKIJ (S. V.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1948, **18**, 143.
- [50] DROZZINA (V. I.) et SUR (Ja. S.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1948, **18**, 147 ; *Dokl. Akad. Nauk*, 1947, **56**, 37.
- [51] BATES (L. F.), *Proc. Phys. Soc.*, 1946, **58**, 153.
- [52] IRKHIN (Ju. P.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1958, **6**, 214, 587.
- [53] SMIRNOF (A. A.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1947, **17**, 730.
- [54] WHITE (G. K.) et WOODS (E. R.), *Canad. J. Phys.*, 1957, **35**, 346.
- [55] LEGVOLD (S.), SPEDDING (F. H.), BARSON (F.) et ELLIOTT (J. F.), *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 129.
- [56] GUILLAUD (Ch.), *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 223.
- [57] KOMAR (A. P.) et KLJUSIN (V. V.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1954, **18**, 400.
- [58] FOËX (M.), *Bull. Soc. Chim. France*, 1952, n°s 3-4, 373.
- [59] JONKER (G. H.) et VAN SANTEN (J. H.), *Physica*, 1956, **16**, 337. Dz. FOL'GER, Article conférence sur les matériaux semiconducteurs, I. L., 1954.
- [60] IRKHIN (Ju. P.), *Trudy Inst. Fiz. Met. Ural. Fil. Akad. Nauk*, 1958, **20**, 95.
- [61] WRIGHT (W. R.) et ANDREWS (J. P.), *Proc. Phys. Soc.*, 1949, A **62**, 446.
- [62] ROCHE (J.) et JAFFRAY (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2211.
- [63] UCHIDA (E.), KONDOH (H.) et FUKUOKA (N.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1956, **11**, 27.
- [64] FAKIDOV (I. G.) et AFANAS'EV (A. Ja.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1958, **6**, 176.
- [65] KONDORSKIJ (E. I.) et PAKHOMOV (A. A.), *Dokl. Akad. Nauk, S. S. S. R.*, 1953, **93**, 431.
- [66] BERDYSEV (A. A.) et IZJUMOV (Ju. A.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1956, **3**, 406.
- [67] IZJUMOV (Ju. A.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1957, **32**, 1058.
- [68] BOGOLJUBOV (N. N.) et TJABLIKOV (S. V.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1949, **19**, 256.
- [69] VLASOV (K. B.) et ISMUKHAMETOV (B. Kh.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1954, **27**, 75. VLASOV (K. B.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1955, **19**, 481.
- [70] POULIS (N. J.) et HARDEMAN (G. E. G.), *Physica*, 1952, **18**, 429 ; 1953, **19**, 391 ; 1954, **20**, 7.
- [71] TJABLIKOV (S. V.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1956, **2**, 193.

- TJABLIKOV (S. V.) et AMATUNI (A. P.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1956, **108**, 69. AMATUNI, *Fiz. Met. Metalloved*, 1957, **4**, 17 et 1958, **6**, 395.
- [72] VONSOVSKIJ (S. V.) et SEIDOV (Ju. M.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1956, **107**, 37.
- [73] KONDORSKIJ (E. I.), PAKHOMOV (A. S.) et SIKLOS (T.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1956, **109**, 931.
- [74] TJABLIKOV (S. V.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1956, **3**, 3. JAKOVLEV (E. N.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1957, **115**, 699 ; *Fiz. Met. Metalloved*, 1958, **6**, 976.
- [75] TJABLIKOV (S. V.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1950, **20**, 661.
- [76] TJABLIKOV (S. V.) et GUSEV (A. A.), *Fiz. Met. Metalloved*, 1956, **2**, 385.
- [77] POTAPKOV (N. A.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1958, **117**, n° 6 ; 1958, **118**, 269.
- [78] TJABLIKOV (S. V.) et TOLMACEV (V. V.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1956, **108**, 1029.
- [79] DYSON (J.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1217, 1230.
- [80] GUSEV (A. A.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1954, **98**, 749, 749 ; *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1955, **29**, 81 ; 1955, **29**, 895.
- [81] BONC-BRUVIC (V. L.), *Fiz. Met. Metallovec*, 1956, **2**, 215.
- [82] KONDORSKIJ (E. I.) et OZIGOV (I.), *Dokl. Akad. Nauk*, 1956, **105**, 1200. KONDORSKIJ (E. I.), GALKINA (A. I.) et CERNIKOVA (V. I.), *Izv. Akad. Nauk, S. S. S. R., Ser. Fiz.*, 1957, **21**, 1123.
- [83] BELOV (K. P.) et PEB'KO (A. V.), *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1957, **33**, 815.
- [84] VOLKENSTEIN (N. V.), FÉDOROV (G. V.) et VONSOVSKIJ, *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, 1958, **35**, 85.

« Translittération des caractères cyrilliques ISO/R.9 ».

## DISCUSSION

*M. Néel* rappelle un travail récent de M. Bertaut sur le ferromagnétisme parasite de  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ - $\alpha$ .

*M. Bertaut*. — Pour expliquer le faible ferromagnétisme superposé à l'antiferromagnétisme de l'hématite, Dzjalošinskij a développé une théorie essentiellement thermodynamique.

Dzjalošinsky choisit une représentation dans laquelle les paramètres sont certaines combinaisons linéaires des spins ou des moments magnétiques des 4 atomes dans la maille rhomboédrique. Un de ces paramètres est le moment total, soit  $\mathbf{m}$ .

Dzjalošinsky montre ensuite que l'énergie libre doit contenir non seulement des termes quadratiques, mais aussi linéaires en  $\mathbf{m}$  pour que  $\mathbf{m}$  puisse être différent de zéro et donner lieu à un faible ferromagnétisme.

L'énergie d'échange ne donne lieu qu'à des termes carrés en  $\mathbf{m}$  ; Dzjalošinsky suggère alors qu'un terme linéaire pourrait provenir soit du couplage spin-réseau, soit de l'énergie dipolaire.

Je n'ai pas examiné le premier mécanisme. Quant au deuxième, j'ai pu montrer (*C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 3.335-7) que l'énergie dipolaire dans la représentation paramagnétique de Dzjalošinsky ne donne lieu qu'à des termes quadratiques dans tous les paramètres et en particulier pour le paramètre  $\mathbf{m}$ .

L'énergie dipolaire seule ne peut donc expliquer le faible ferromagnétisme de  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ .

*M. Vonsovskij*. — La théorie de Dzjalošinskij donne l'allure générale de la décomposition du potentiel thermodynamique selon  $\mathbf{l}$  et  $\mathbf{m}$  autorisée par la symétrie magnéto-cristalline. Les valeurs des coefficients qui entrent dans cette décomposition peuvent seulement être déterminées avec une théorie microscopique. Le cas peut se présenter où quelques-uns de ces coefficients seraient nuls pour tel ou tel type d'interaction magnétique (relativiste). Vraisemblablement, ceci a lieu pour l'interaction magnétique dipôle-dipôle dans les calculs du Dr Bertaut.

*Mr. Bacon* (Comment.). — Neutron diffraction measurements with certain powders of  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  have shown that there can be a direct connection between the parasitic ferromagnetism and the detail of the antiferromagnetic arrangement. The original measurements of Shull showed a change of phase below 0 °C, corresponding to a change of magnetic moment direction — from type I to type II. Our measurements show that these two types may occur together and that there is simply a change in the relative proportions of these, as the temperature is changed. Samples with different proportions of I/II have different remanent magnetizations. This suggests that, under certain conditions at least, the paramagnetism depends on the detailed stacking arrangement of two types of sheet.

*M. Hulliger*. — 1) Le carbonate de nickel  $\text{NiCO}_3$ , isomorphe avec  $\text{CoCO}_3$ , montre un moment ferromagnétique de 0,3 magnétons de Bohr. Est-il possible d'expliquer ce moment relativement grand (15 % du moment maximal) par une déviation de symétrie de l'arrangement des spins selon la théorie de Dzjalošinskij ? Parmi les pérovskites  $\text{NaNiF}_3$  semble se comporter comme le  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  « ferromagnétique » tandis que le  $\text{KNiF}_3$  ne montre aucun moment net, comme  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . D'autres fluoropérovskites à ferromagnétisme faible ont été trouvés par Rüdorff et Tübingen (communication privée).

2) Selon votre communication, l'existence d'un semi-conducteur ferromagnétique est donc possible en contradiction avec R. R. HEIKES (*Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1232-4). Son problème était de trouver expérimentalement un semi-conducteur réellement ferromagnétique (c'est-à-dire non ferromagnétique) et je crois que cette condition est satisfaite dans le cas du  $\text{CrO}_2$  et peut-être  $\text{CoS}_2$ . Malheureusement, il est presque impossible d'obtenir les substances stoechiométriques. Un mélange de  $\text{CrO}_2$  (70-80 %) et de  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  (20-30 %) obtenu par décomposition de  $\text{CrO}_2\text{Cl}_2$  à 360° C, montre un changement de l'énergie d'activation au point de

Curie ( $\sim 115^\circ\text{C}$ ), la propriété semi-conductrice est donc due au  $\text{CrO}_2$  aussi, non seulement au  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  antiferromagnétique  $\text{CrO}_2$  pur devrait donc être un semi-conducteur, ce que nous attendons aussi comme conséquence de son moment magnétique et de sa structure (rutile).

*M. Vonsovskij.* — 1) Le mécanisme du « faible » ferromagnétisme, prévu par Dzjalošinskij peut expliquer même des valeurs du moment magnétique plus élevées, comme celles que l'on observe dans les cristaux de  $\text{NiCO}_3$ . Ceci a lieu dans le cas où il y a dans le corps une interaction spin-orbite (magnétique !) suffisamment grande. Par exemple

si l'énergie de cette interaction est  $10^{-15} \frac{\text{ergs}}{\text{atome}}$ , et

l'énergie d'échange (électrostatique)  $10^{-14} \frac{\text{ergs}}{\text{atome}}$ ,

alors le moment atomique, d'après la théorie de Dzjalošinskij peut atteindre une valeur voisine de  $\frac{10^{-15}}{10^{-14}} = 10^{-1}$  magnéton de Bohr.

2) Je pense, contrairement à R. Heikes, que les semi-conducteurs ferromagnétiques peuvent exister (et non pas seulement ceux qui sont ferrimagnétiques). A cause de ceci, les expériences avec  $\text{CrO}_2$  et  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  présentent un intérêt certain pour la théorie.