



HAL
open science

Effet de la pression sur la résistivité d'alliages à base de nickel jusqu'à 60 kbar

C. Villain, C. Loriers-Susse

► **To cite this version:**

C. Villain, C. Loriers-Susse. Effet de la pression sur la résistivité d'alliages à base de nickel jusqu'à 60 kbar. *Journal de Physique*, 1973, 34 (5-6), pp.441-446. 10.1051/jphys:01973003405-6044100 . jpa-00207405

HAL Id: jpa-00207405

<https://hal.science/jpa-00207405>

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.

Classification

Physics Abstracts

23.20 — 17.10 — 17.20

EFFET DE LA PRESSION SUR LA RÉSISTIVITÉ D'ALLIAGES A BASE DE NICKEL JUSQU'A 60 kbar

C. VILLAIN, C. LORIER-SUSSE

Laboratoire des Hautes Pressions CNRS, 92-Bellevue, France

(Reçu le 27 septembre 1972, révisé le 24 novembre 1972)

Résumé. — On a déterminé l'influence de la pression sur la résistivité du nickel et de six de ses alliages avec des métaux de transition de la première série entre 0 et 60 kbar. Les mesures, effectuées à 20 °C en milieu compresseur liquide, ont mis en évidence un effet linéaire de la pression sur la résistivité dans cet intervalle. Le comportement des alliages NiCr et NiMn par rapport à celui du nickel pur a pu être analysé dans le cadre d'un modèle théorique simplifié.

Abstract. — The effect of pressure on the electrical resistivity of pure nickel and six alloys with first row transition metals has been studied up to 60 kbar. In this interval, the experiment, performed in a liquid medium at 20 °C, has shown a linear variation of the electrical resistivity with pressure. The behaviour of the two NiCr and NiMn alloys under pressure with regard to the pure nickel one has been analysed with a simplified theoretical model.

1. Introduction. — De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont montré que les propriétés particulières des alliages dilués à base de métaux de transition sont dues à la variation de la densité d'états de la bande d de la matrice sur le site des impuretés [1], [2], [3], [4], et que cette variation est fonction de la valence et de la période des impuretés par rapport à celle de la matrice [5].

Dans le cas des alliages à base de nickel avec les éléments de la première série des métaux de transition, les mesures de résistivité électrique, effectuées à pression atmosphérique à différentes températures, mettent en évidence le comportement différent des alliages NiCr , NiV , NiTi d'une part, et des alliages NiMn , NiFe , NiCo d'autre part [6]. Ces mesures, comme celles de diffractions neutroniques [7], montrent l'existence d'états liés virtuels au-dessus du niveau de Fermi pour les alliages NiCr , NiV et NiTi .

L'étude de l'influence d'une variation de la distance interatomique étant susceptible d'apporter des informations supplémentaires sur les structures électroniques, nous avons déterminé à la température ambiante la variation de la résistance électrique des six alliages ci-dessus jusqu'à 60 kbar. Pour être significatives, les mesures de résistance électrique doivent être effectuées en milieu compresseur fluide, afin que la pression soit parfaitement hydrostatique. Cette condition, qui limite en général les études à des pressions inférieures à 20 kbar, est satisfaite dans les mesures qui sont décrites ici, grâce à l'emploi d'une cellule spéciale pour haute pression en milieu liquide adaptée à un appareil de type belt [8].

2. Méthode expérimentale. — La figure 1 représente la partie centrale de l'appareil haute pression qui contient la cellule de mesure. Il importe de souligner

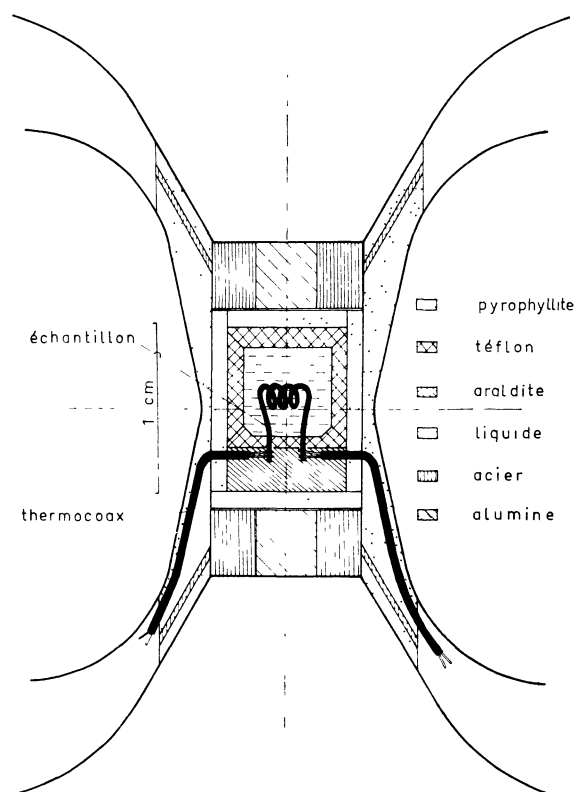


FIG. 1. — Coupe de la cellule de mesure de résistance électrique en milieu compresseur fluide dans l'appareil haute pression.

que les difficultés essentielles rencontrées dans la mise au point de ces cellules proviennent de l'exiguïté du volume disponible dans les appareils usuels du type belt (environ $0,7 \text{ cm}^3$).

L'extérieur de la cellule est constitué par un tube en pyrophyllite dans lequel est placée une capsule en polytétrafluoréthylène (téflon) qui contient le liquide et l'échantillon. Le liquide utilisé comme milieu compresseur est un mélange à volumes égaux de pentane normal et d'isopentane. Les extrémités de l'échantillon sont soudées à quatre fils conducteurs en chromel de $0,1 \text{ mm}$ de diamètre, groupés par deux et isolés dans une gaine en acier de $0,45 \text{ mm}$ de diamètre extérieur (1). A la sortie de la cellule, les gaines passent dans le joint inférieur de l'appareil et protègent efficacement les fils conducteurs dans cette zone où existent de fortes contraintes mécaniques. Afin d'éviter la rupture de ces fils qui sont très fragiles au niveau des soudures, la partie inférieure du tube en pyrophyllite est remplie d'araldite.

Les échantillons sont des fils de 40 mm de longueur et $0,25 \text{ mm}$ de diamètre mis sous la forme d'une bobine et recouverts de soie afin d'isoler les spires entre elles. Ce type d'isolement est préférable aux vernis qui sont attaqués par le liquide transmetteur de pression et aux gaines en téflon qui durcissent sous pression et exercent des contraintes sur l'échantillon.

Dans ce type de cellule, la courbe d'étalonnage donnant la pression en fonction de la poussée sur les pistons est une droite dans l'intervalle 25-60 kbar [9]. On a déterminé cette droite à partir des discontinuités de la résistance électrique du bismuth et du thallium qui se produisent lors des changements de phase de ces métaux à 25,4 et 36,7 kbar respectivement. Les métaux étalons sous forme de fils de $0,5 \text{ mm}$ de diamètre sont mis à la place de l'échantillon. Leurs extrémités sont recouvertes électrolytiquement de nickel et d'or afin d'éviter les alliages qui se formeraient au moment de leur soudure aux fils conducteurs.

Les mesures de résistance sont faites en courant continu par une méthode potentiométrique classique. La variation de résistance en fonction de la pression est enregistrée de façon continue, car le fait d'opérer à des pressions discontinues augmente les risques d'explosion des joints. La vitesse de montée en pression est de 1 kbar par minute. Il est important de contrôler la température pendant la durée des expériences. En effet, l'énergie de compression, ainsi que les frottements internes des matériaux constituant les joints et la cellule, provoquent des variations de température. Ces variations ont été mesurées à l'aide d'un thermocouple placé dans le liquide à la place de l'échantillon au cours d'un essai où la vitesse de montée en pression était identique à celle des expériences proprement dites. On a observé que, pendant les premiers kilobars, la température s'élève de quelques degrés, puis qu'elle diminue et tend à se stabiliser. Dans l'intervalle

20-60 kbar, elle diminue linéairement de $0,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Tous nos résultats ont été corrigés de façon à tenir compte de cet effet.

3. **Résultats.** — Outre le nickel pur, on a étudié les alliages suivants :

NiTi 0,1 %, NiV 0,1 %, NiCr 2,2 %,

NiMn 2 %, NiFe 3 %, NiCo 3 %.

Le nickel, de pureté 4 N, provient des Etablissements Johnson-Matthey. Les alliages de concentration inférieure à 1 % ont été fabriqués à partir de nickel purifié par fusion de zone et de métaux purs en provenance des Etablissements Koch-Light. Les autres alliages ont été préparés dans un four à induction dans un creuset d'alumine sous atmosphère d'argon. Tous les alliages ont subi un recuit d'homogénéisation sous vide secondaire pendant 20 heures (2).

NICKEL. — La figure 2 représente la variation de la résistance R du nickel en fonction de la pression P . Celle-ci est linéaire entre 20 et 60 kbar. Nous n'avons pas tenu compte de la variation de R entre 0 et 20 kbar, car il n'existe pas dans cette région de métaux étalons d'emploi commode pour étalonner notre appareil. De plus, l'élévation de la température au début de la compression n'est pas reproductible. La valeur de la résistance R_0 à pression nulle est déterminée par

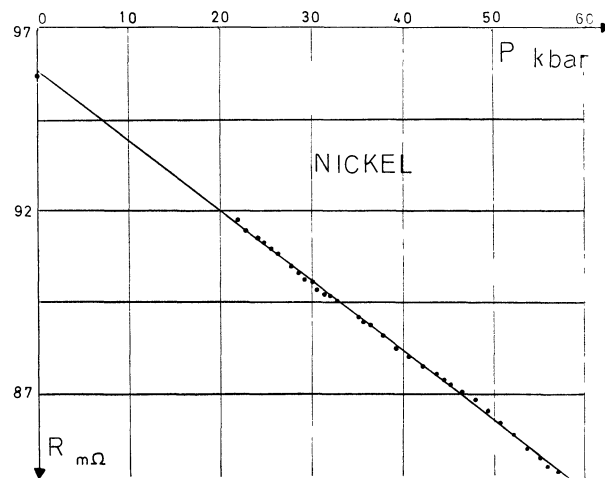


FIG. 2. — Variation de la résistance du nickel en fonction de la pression.

extrapolation de la droite $R = f(P)$. L'écart (inférieur à 1 %) entre cette valeur et celle de la résistance mesurée à pression nulle, vient de ce que la température avant la compression est légèrement inférieure à la température moyenne qui s'établit dans la cellule à partir de 20 kbar.

(2) La plupart des alliages proviennent du Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay, où ils ont été étudiés à pression atmosphérique par A. Fert [6].

(1) Élément bifilaire de type thermocoax-Sodern Industrie.

La valeur du coefficient

$$\alpha_R = \frac{1}{R_0} \frac{dR}{dP}$$

est obtenue avec une précision d'environ 8 %, compte tenu des erreurs sur la pression, la température et la résistance :

$$\alpha_R = - 1,94 \pm 0,15 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1} .$$

Le coefficient de pression de la résistivité α_ρ se déduit aisément de α_R et de la compressibilité

$$\chi = - \frac{1}{V_0} \frac{dV}{dP}$$

par la relation

$$\alpha_\rho = \alpha_R - \frac{\chi}{3} .$$

D'après [10], on a :

$$\chi = a - bP, \quad a = 0,535 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}, \\ b = 0,9 \times 10^{-6} \text{ kbar}^{-2} .$$

En négligeant le terme linéaire en P , ce qui introduit une erreur sur α_ρ inférieure à 7 ‰ à 50 kbar, on obtient :

$$\alpha_\rho = - 2,12 \pm 0,16 \text{ kbar}^{-1} .$$

A notre connaissance, les seules mesures comparables aux précédentes sont celles de P. W. Bridgman. Elles ont été effectuées en milieu compresseur liquide dans un appareil à piston cylindrique jusqu'à 30 kbar [11], et en milieu compresseur solide, dans un appareil à enclumes planes permettant d'atteindre en principe 100 kbar [12]. Bridgman a obtenu des résultats différents dans les deux cas et a dû utiliser des facteurs correctifs (de l'ordre de 0,8) pour ajuster les seconds résultats aux premiers entre 0 et 30 kbar. Dans cet intervalle, il a observé une variation de la résistance linéaire à 2 ‰ près, avec une pente moyenne de $- 1,75 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$. Selon cet auteur, au-dessus

de 30 kbar, la résistance diminuerait moins rapidement qu'à basse pression. Cependant, si on tient compte du réajustement de l'échelle des pressions dans cette région [13], et si l'on corrige ces résultats en fonction des nouvelles valeurs des points fixes, on trouve que la variation de la résistance s'accélère au contraire à très haute pression, mais qu'elle se raccorde mal avec les résultats obtenus en milieu hydrostatique. D'après nos mesures, il apparaît que la décroissance linéaire de la résistance se poursuit jusqu'à 60 kbar. La pente de la droite $R = f(P)$ diffère de 10 ‰ de celle obtenue par Bridgman en milieu hydrostatique, ce qui correspond à peu près aux marges d'erreurs.

ALLIAGES. — Tous les alliages étudiés présentent également une variation linéaire de la résistance électrique avec la pression (Fig. 3). Ces alliages étant très dilués, nous avons considéré que leur compressibilité était égale à celle du nickel pur. Les valeurs de α_R et de α_ρ sont réunies dans le tableau I.

A partir de la résistivité des alliages ρ et celle du nickel pur ρ_{Ni} , on a déduit celle de la résistivité rési-

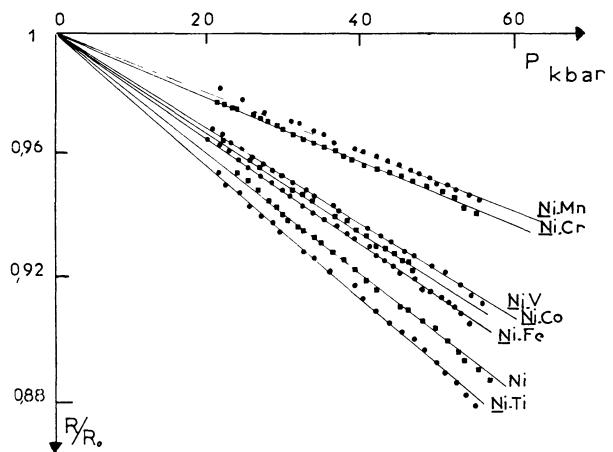


FIG. 3. — Variation relative de la résistance des alliages de nickel en fonction de la pression.

TABLEAU I

	$-\alpha_R \times 10^3 \text{ kbar}^{-1}$	$-\alpha_\rho \times 10^3 \text{ kbar}^{-1}$
Ni	$1,94 \pm 0,15$	$2,12 \pm 0,16$
NiTi 0,1 %	$2,13 \pm 0,15$	$2,31 \pm 0,14$
NiV 0,1 %	$1,55 \pm 0,09$	$1,73 \pm 0,09$
NiCr 2,2 %	$0,91 \pm 0,06$	$1,09 \pm 0,07$
NiMn 2 %	$0,82 \pm 0,06$	$1,00 \pm 0,07$
NiFe 3 %	$1,62 \pm 0,1$	$1,80 \pm 0,11$
NiCo 3 %	$1,59 \pm 0,1$	$1,77 \pm 0,11$

TABLEAU II

	NiTi	NiV	NiCr	NiMn	NiFe	NiCo
	0,1 %	0,1 %	2,2 %	2 %	3 %	3 %
	—	—	—	—	—	—
ρ_1^0	$\pm 0,373$ $\pm 0,0018$	$\pm 0,546$ $\pm 0,0027$	$\pm 14,21$ $\pm 0,08$	$\pm 4,016$ $\pm 0,02$	$\pm 2,808$ $\pm 0,015$	$\pm 1,927$ $\pm 0,010$
ρ_1^{50}	$\pm 0,26$ $\pm 0,17$	$\pm 0,63$ $\pm 0,15$	$\pm 13,78$ $\pm 0,25$	$\pm 4,21$ $\pm 0,18$	$\pm 2,67$ $\pm 0,018$	$\pm 1,88$ $\pm 0,17$

duelle apparente à 300 °K, ρ_1 ($\rho_1 = \rho - \rho_{Ni}$). Le tableau II donne les valeurs de ρ_1 à pression atmosphérique (ρ_1^0) et à 50 kbar (ρ_1^{50}).

On remarque que lorsque la résistivité résiduelle apparente à la pression atmosphérique est faible devant la résistivité du nickel pur (7,045 $\mu\Omega \times \text{cm}$), la valeur de ρ_1^{50} n'est pas obtenue avec une précision suffisante pour qu'on puisse en déduire le sens de variation de ρ_1 avec la pression. Par contre, il apparaît que pour l'alliage NiCr, ρ_1 diminue de 4 % entre 0 et 50 kbar tandis que pour l'alliage NiMn, ρ_1 augmente de 5 %. Nous nous bornerons donc, dans la discussion qui suit, à considérer le cas de ces deux alliages.

4. Discussion. — Il importe de rappeler tout d'abord que dans les métaux de transition et leurs alliages, les bandes de conduction $s \uparrow$ et $s \downarrow$ de résistivité respective $\rho \uparrow$ et $\rho \downarrow$ conduisent le courant en parallèle et sont couplées par des processus de diffusion des électrons avec retournement de spin [14]. On admet généralement la validité de la loi de Matthiessen pour chacun des courants σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$) : $\rho_\sigma = \rho_{0\sigma} + \rho_{Ni\sigma}$. Dans cette expression, $\rho_{0\sigma}$ est la résistivité résiduelle de la bande s_σ due aux impuretés et $\rho_{Ni\sigma}$ est la résistivité du nickel pur. La loi de Matthiessen n'est plus valable pour le courant total, et la résistivité résiduelle apparente $\rho_1 = \rho - \rho_{Ni}$ ne dépend pas uniquement de la résistivité résiduelle

$$\rho_0 = \frac{\rho_0 \uparrow \rho_0 \downarrow}{\rho_0 \uparrow + \rho_0 \downarrow}$$

mais également des courants \uparrow et \downarrow du nickel pur. Il n'existe pas d'expression mathématique de ρ_1 , sauf dans des cas très particuliers, et on ne connaît pas non plus les variations de chacun des courants avec la pression. Il est donc nécessaire de faire certaines hypothèses. Dans ce qui suit, nous supposons que la variation de ρ_1 avec la pression est peu différente de celle de ρ_0 .

$\rho_{0\sigma}$ est due à la diffusion des électrons s_σ vers les états d_σ des impuretés. Le nickel ayant une bande \uparrow pleine et une bande \downarrow partiellement occupée, seules les diffusions $s \downarrow$ - $d \downarrow$ sont possibles. $\rho_0 \downarrow$ s'exprime en fonction de la charge déplacée. $Z \downarrow(E_F)$ dans la

bande \downarrow , sur le site de l'impureté, par le potentiel perturbateur $V \downarrow$. $\rho_0 \downarrow$ est donnée par la relation (1) :

$$\rho_0 \downarrow = \frac{2\pi}{N^s \downarrow k_F} \sin^2 \frac{\pi}{5} Z \downarrow(E_F) \quad (1)$$

avec

$$Z \downarrow(E_F) = -\frac{5}{\pi} \arctg \frac{\Omega\pi \cdot n_d(E_F) V \downarrow}{5 - V \downarrow F(E_F)} \quad (2)$$

où $n_d(E)$ est la densité d'états de la bande d , $F(E)$ sa transformée de Hilbert, et E_F le niveau de Fermi.

Lorsque le potentiel perturbateur V est très répulsif (cas du NiCr) des états liés peuvent être extraits de la bande $d \uparrow$ et rejetés au-dessus du niveau de Fermi. Ces états liés entrent alors en résonance avec les états s de même énergie, et de ce fait, sont élargis. Ceci entraîne une forte diffusion s - d qui se traduit par une résistivité résiduelle importante. Dans ce cas, on a [15] :

$$\rho_0 \uparrow = \frac{20\pi}{N^s \uparrow k_F} \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + (E_L - E_F)^2}, \quad (3)$$

la position du niveau lié E_L étant donnée par l'équation

$$F(E_L) = \frac{5}{V \uparrow} \quad (4)$$

et 2Δ étant la largeur du niveau lié.

Dans ce qui suit, on a recherché parmi les variations sous pression des différents paramètres entrant dans les formules (1) et (3) celles qui sont susceptibles d'expliquer le sens de variation de ρ_0 supposé égal à celui de ρ_1 , sachant que la diminution de volume v fait varier la densité d'états, l'énergie de Fermi, les énergies d'échange et de Coulomb.

On a utilisé un modèle simple de bande parabolique d'équation :

$$n_{d\sigma}(E) = \frac{3/4}{W} \left[1 - \left(\frac{E}{W} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

La diminution de la distance interatomique entraîne l'élargissement des bandes d . Si on suppose qu'elles se déforment uniformément par rapport à leur centre respectif et que la compression ne modifie pas le nombre d'états occupés, le déplacement relatif du

niveau de Fermi doit être égal à la variation de la largeur W des bandes [17], c'est-à-dire que :

$$\frac{d \text{Log } W}{dv} = \frac{d \text{Log } E_F}{dv}. \quad (6)$$

CAS DU NiMn. — Le potentiel $V \downarrow$ est répulsif ($V \downarrow > 0$), par contre $V \uparrow$ est attractif ($V \uparrow < 0$) [16]. La totalité de l'écran est donc constituée d'électrons $d \downarrow$ qui sont repoussés de la bande $d \downarrow$, la bande $d \uparrow$ restant

pleine. Ceci explique que $\rho_0 \uparrow$ est très faible devant $\rho_0 \downarrow$. Etant donné que la variation de la résistivité est linéaire jusqu'à 60 kbar, il semble que l'effet de la pression ne puisse changer les signes de $V \uparrow$ et $V \downarrow$. Si la bande $d \uparrow$ reste pleine sous pression, $\rho_0 \uparrow$ ne doit pas être modifiée, et par conséquent, nous n'étudierons que $\rho_0 \downarrow$ donnée par l'éq. (1).

En différentiant (1) par rapport au volume v , on obtient :

$$\frac{d \text{Log } \rho_0 \downarrow}{dv} = - \frac{d \text{Log } k_F}{dv} + 2 \frac{[5 - V \downarrow F(E_F)]}{n_d(E_F) V \downarrow} \frac{\left[V \downarrow (5 - V \downarrow F(E_F)) \frac{dn_d(E_F)}{dv} + 5 n_d(E_F) \frac{dV \downarrow}{dv} + V \downarrow^2 n_d(E_F) \frac{dF(E_F)}{dv} \right]}{[(5 - V \downarrow F(E_F))^2 + \pi^2 n_d^2(E_F) V \downarrow^2]}. \quad (7)$$

Examinons le signe des différents termes de (7), k_F est inversement proportionnel à la distance interatomique, donc :

$$\frac{d \text{Log } k_F}{dv} < 0. \quad (8)$$

D'après (5) et (6), la densité d'états au niveau de Fermi diminue :

$$\frac{d \text{Log } n(E_F)}{dv} = - \frac{d \text{Log } W}{dv} > 0. \quad (9)$$

D'autre part, dans le modèle parabolique que nous avons utilisé

$$F(E) = \frac{3/4}{W} \left[2 \frac{E}{W} + \left(\frac{E^2}{W^2} - 1 \right) \text{Log} \left| \frac{E - W}{E + W} \right| \right] \quad (10)$$

et d'après (6) :

$$\frac{d \text{Log } F(E_F)}{dv} = - \frac{d \text{Log } W}{dv}. \quad (11)$$

A partir de (9) et (11), l'expression (7) se simplifie et devient :

$$\frac{d \text{Log } \rho_0 \downarrow}{dv} = - \frac{d \text{Log } k_F}{dv} + 10 \frac{[5 - V \downarrow F(E_F)]}{[(5 - V \downarrow F(E_F))^2 + \pi^2 n_d^2(E_F) V \downarrow^2]} \left[\frac{d \text{Log } n_d(E_F)}{dv} + \frac{d \text{Log } V \downarrow}{dv} \right]. \quad (12)$$

Comme il n'existe pas d'état lié dans la bande \downarrow , le terme $5 - V \downarrow F(E_F)$ est positif.

Dans l'hypothèse d'une surface de Fermi sphérique pour le nickel, on a :

$$- \frac{dn(E_F)}{n(E_F)} = \frac{dE_F}{E_F} = 2 \frac{dk_F}{k_F} = - \frac{2}{3} \frac{dv}{v}. \quad (13)$$

On peut évaluer (13) à partir du coefficient de compressibilité du nickel. A 50 kbar, on obtient :

$$\frac{dk_F}{k_F} = 3 \text{ ‰}, \quad \frac{dn(E_F)}{n(E_F)} = - 6 \text{ ‰}. \quad (14)$$

Si le sens de variation de $\rho_0 \downarrow$ est le même que celui de ρ_1 , il apparaît d'après (12) et (14) que le potentiel perturbateur $V \downarrow$ doit augmenter dans l'intervalle de pression considéré, de plus de 6 ‰.

CAS DU NiCr. — A pression atmosphérique, le potentiel perturbateur, associé aux impuretés de chrome, est suffisamment répulsif pour extraire un état lié au-dessus du niveau de Fermi, les électrons $d \uparrow$

étant rejetés en partie dans la bande \downarrow . Dans ce cas, on a $V \uparrow > 0$ et $V \downarrow < 0$ [16].

La résistivité de la bande \uparrow est donnée par (3). En différentiant (3) par rapport à v , on obtient :

$$\frac{d \text{Log } \rho_0 \uparrow}{dv} = - \frac{d \text{Log } k_F}{dv} - \frac{2}{1 + \frac{\Delta^2}{(E_L - E_F)^2}} \frac{d \text{Log} \frac{E_L - E_F}{\Delta}}{dv}. \quad (15)$$

Dans l'hypothèse où la variation de ρ_1 observée expérimentalement est due en majeure partie à $\rho_0 \uparrow$,

$$\frac{d \text{Log } \rho_0 \uparrow}{dv} > 0,$$

et la diminution relative de $\rho_0 \uparrow$ est de quelques % dans l'intervalle 0-50 kbar. La variation relative de k_F dans cet intervalle de pression étant de 3 ‰, la variation du deuxième terme est peu différente de celle de $\rho_0 \uparrow$.

La position du niveau lié E_L est donnée par (4). En différentiant cette expression par rapport à v , on a :

$$\frac{dE_L}{dv} = \left[\frac{3}{2} \frac{E_L}{W} - \frac{1}{2} \frac{1}{2/\text{Log} \left| \frac{E_L - W}{E_L + W} \right| + \frac{E_L}{W}} \right] \frac{dW}{dv} - \frac{5}{2V \uparrow^2 \left[2 + \frac{E_L}{W} \text{Log} \left| \frac{E_L - W}{E_L + W} \right| \right]} \frac{dV \uparrow}{dv}. \quad (16)$$

Plusieurs auteurs ont déduit de mesures à pression atmosphérique les valeurs de $E_L - E_F$, Δ et $V \uparrow$. Pour le NiCr, $E_L - E_F$ et Δ sont de l'ordre du dixième d'un eV et $V \uparrow$ de 4 eV [16].

Dans les métaux de transition, la largeur ($2W$) de la bande d est comprise entre 4 et 6 eV. Pour le nickel, la distance entre le niveau de Fermi et le sommet de la bande d est d'environ 0,2 eV. Par conséquent, on a :

$$\frac{E_F}{W} \simeq 0,9 \quad \frac{dE_F}{dv} = 0,9 \quad \frac{dW}{dv}. \quad (17)$$

A partir de (16) et (17), on obtient une expression de la forme :

$$\frac{d(E_L - E_F)}{dv} = A \frac{dW}{dv} + B \frac{dV \uparrow}{dv}. \quad (18)$$

Si $E_L - E_F$ est compris entre 0,1 eV et 1 eV, A varie de -0,4 à 0 et de 0 à -0,6 et B de 0 à 0,2. L'augmentation de la largeur de la bande d sous pression (6 ‰ à 50 kbar) entraîne donc la diminution de la distance $E_L - E_F$, à moins qu'une augmentation de $V \uparrow$ vienne compenser cet effet, ce qui est peu probable.

Connaissant l'intervalle de variation possible de $d(E_L - E_F)/dv$ et sachant que

$$-\frac{2}{1 + \frac{\Delta^2}{(E_L - E_F)^2}} \frac{d(E_L - E_F)}{E_L - E_F} = a$$

(a étant, d'après l'expérience, de l'ordre de quelques pour-cent), on peut déduire un ordre de grandeur de Δ . Les calculs montrent que pour $a = 2 \%$, Δ est compris entre 0,3 et 0,5 eV et entre 0,4 et 1 eV pour $a = 1 \%$. Ces valeurs sont plus élevées que celles admises jusqu'à présent.

5. Conclusion. — Des mesures effectuées en milieu compresseur fluide entre 0 et 60 kbar ont montré que la résistivité électrique du nickel et de six alliages à base de nickel est une fonction linéaire de la pression dans cet intervalle. Pour le nickel, les résultats sont en accord satisfaisant avec ceux obtenus par Bridgman en milieu fluide jusqu'à 30 kbar et diffèrent notablement des données de cet auteur obtenues en milieu solide à des pressions supérieures. L'écart observé dans ce cas est attribué à l'influence des déformations de l'échantillon dans ce milieu.

Les variations de résistivité des alliages diffèrent peu de celles du nickel pur. Dans le cas des alliages NiCr et NiMn, une interprétation des résultats a pu être tentée à partir d'un modèle théorique simplifié. A l'aide de ce modèle, et moyennant certaines hypothèses, on a évalué pour le NiCr l'ordre de grandeur de la largeur du niveau lié virtuel susceptible d'expliquer la petitesse des effets obtenus sous pression. On est alors conduit à admettre que la largeur du niveau lié virtuel est de l'ordre de plusieurs dixièmes d'eV.

Remerciements. — Nous tenons à remercier M. A. Fert (Laboratoire de Physique des Solides, Orsay) qui nous a fourni la plupart des alliages étudiés et nous a communiqué les résultats de ses mesures de résistivité à pression atmosphérique. Nous exprimons notre gratitude à M^{me} G. Bocquillon et à M. J. M. Léger (Laboratoire des Hautes Pressions, Bellevue) pour leurs précieux conseils lors de l'élaboration de la méthode expérimentale.

Bibliographie

- [1] FRIEDEL, J., *Nuovo cimento suppl.* 7 série X (1958) 287.
 [2] ANDERSON, P. W., *Phys. Rev.* **124** (1961) 41.
 [3] WOLFF, P. A., *Phys. Rev.* **124** (1961) 1030.
 [4] CAMPBELL, I. A., GOMES, A. A., *Proc. Phys. Soc.* **91** (1967) 319.
 [5] DURAND, J., GAUTIER, F., *J. Phys. Chem. Solids* **31** (1970) 2773.
 [6] FERT, A., Thèse, Orsay (1970).
 [7] LOW, G. G. E., COLLINS, M. F., *J. Appl. Phys.* **34** (1963) 1195.
 [8] SUSSE, C., EPAIN, R., VODAR, B., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **258** (1964) 4513.
 [9] BOCQUILLON, G., *High Temperatures, High Pressures* (à paraître).
 [10] BIRCH, F., *Handbook of Physical Constants Geological Society of America Special Papers*, n° 38.
 [11] BRIDGMAN, P. W., *Collected Experimental Papers Harvard University Press, Cambridge (Mass.)* **VII**, papers 178, 4113.
 [12] BRIDGMAN, P. W., *Collected Experimental Papers Harvard University Press, Cambridge (Mass.)* **VII**, papers 173, 4071.
 [13] *Symposium Gaithersburg, USA* octobre 1968.
 [14] FERT, A., CAMPBELL, I. A., *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 1190.
 [15] GAUTIER, F., *J. Phys. Radium*, **23** (1962) 44.
 [16] DEMANGEAT, C., GAUTIER, F., *J. Phys. C. Metal, Phys. suppl.* n° 3 (1970) S, 291.
 [17] LANG, N., Thèse Ph. D. Harvard University (1967).