

STUDIA
UNIVERSITATIS BABEŞ-BOLYAI

PHYSICA

1985

CLUJ-NAPOCA

REDACTOR-ŞEF: **Prof. A. NEGUCIOIU**

REDACTORI-ŞEFI ADJUNCTI: **prof. A. PÁL, conf. N. EDROIU, conf. L. GHERGARI**

COMITETUL DE REDACŢIE FIZICĂ: **prof. Z. GÁBOS, prof. V. MERCEA, membru corespondent al Academiei, prof. AL. NICULA, prof. I. POP, (redactor-responsabil), conf. M. VASIU, lect. O. COZAR (secretar de redacŢie)**

STUDIA

UNIVERSITATIS BABEȘ-BOLYAI

PHYSICA

Redacția · 3400 CLUJ-NAPOCA str. M. Kogălniceanu, 1 ● Telefon 1 61 01

SUMAR - CONTENTS - SOMMAIRE

C. BĂLEANU, Instabilitatea de descompunere a unui câmp hibrid în unde Langmuir și unde polarizate circular într-o plasma magnetizată ● Decay instability of a hybrid field into Langmuir and circularly polarized waves in a magnetized plasma	3
M. CRISTEA, The propagation of ion acoustic waves in an argon-helium plasma with warm ions (III) The kinetic theory ● Propagarea undelor iono-acustice într-o plasmă Ar-He cu ioni calzi (III) Teoria cinetică	8
V. CRISTEA, V. BABEȘ, E. ALBERT, Effets Nernst-Ettingshausen dans le Rutile (TiO ₂) ● Efecte Nernst-Ettingshausen în rutil (TiO ₂)	13
I. KOSZTIN, M. CRIȘAN, Upper critical field for a p-wave superconductor ● Câmpul critic superior pentru un superconductor cu unde p	15
I. POP, GALIGER E, NEDA A, M. VANCEA, Magnetic behaviour and specific heat of diluted Mg-Gd alloys ● Comportarea magnetică și căldura specifică a aliajelor diluate de Mg-Gd	24
O. POP, L. STĂNESCU, L. POP, Magnetic properties of some α(Fe ₂ O ₃ -Cr ₂ O ₃ -Al ₂ O ₃) ternary compounds ● Proprietățile magnetice ale unor compuși ternari α(Fe ₂ O ₃ -Cr ₂ O ₃ -Al ₂ O ₃)	30
J. KARÁCSONY, S. COLDEA, Whistler waves excitation by a warm relativistic electron beam ● Excitarea undelor whistler de către un fascicul relativist cald de electroni	34
M. VASIU, L'Instabilité magnétohydrodynamique d'un fluide visqueux-élastique, ionisé, en présence d'un effet de conductibilité thermique L'équation de dispersion ● Instabilitatea magnetohidrodinamică a unui fluid visco-elastic ionizat, în prezența unui efect de conductibilitate termică. Ecuația de dispersie	40
C. COSMA, I. MASTAN, V. CACOVEANU, Radon and Thoron exhalation measurement from ground using γ-ray spectroscopy ● Măsurarea fluxului de Radon și Thoron din pământ folosind o metodă γ-spectroscopică	43
O. POP, L. STĂNESCU, I. COSMA, A. GIURGIU, M. VANCEA, Comportarea electrică și magnetică a feritelor granate mixte Er ₃ Fe _{5-x} Sn _x O ₁₂ ● Electric and magnetic behaviour of garnet ferrites Er ₃ Fe _{5-x} Sn _x O ₁₂	45

O COZAR, I. ARDELEAN, L. BALĂȚICI, RES a ionilor Cu^{2+} și V^{4+} în sticle fosfo-sodice ● ESR of Cu^{2+} and V^{4+} ions in sodium-phosphate glasses	51
V IUȘAN, I. POP, Studiul proprietăților magnetice ale unor aliaje de crom-fier ● Magnetic behaviour of some Cr-Fe alloys	56
I. GH. POP, I. POP, AL. M. IMBROANE, Contribuția la calculul susceptibilității paramag- netice van Vleck la halogenuri alcaline în rețea cristalină ● Contributions to the determination of the van Vleck paramagnetic susceptibilities in the crystalline alkali halides	60
V. ZNAMIROVSCHI, M. SĂLĂGEAN, A. PANTELICĂ, I. MÎRZA, C. GHEVREĂ, Deter- minări de puritate a mineralelor prin metoda activării cu neutroni (I). Cuarțul ● Purity determination of minerals by neutron activation method (I) Quartz	65
E. TRIF, AL. NICULA, Spectrele RPE izotrope ale ionilor $3d^5$ în compuși dezordonați ● The isotropic EPR spectra of $3d^5$ ions in disordered compounds	70
Recenzii — Books — Livres parus	80
E. Lohrmann, <i>Haehenergiephysik</i> (F. KOCH)	80
Vibrational Spectroscopy of Phase Transitions (T. ILIESCU)	80

INSTABILITATEA DE DESCOMPUNERE A UNUI CÎMP HIBRID ÎN UNDE LANGMUIR ȘI UNDE POLARIZATE CIRCULAR ÎNTR-O PLASMA MAGNETIZATĂ

C. BĂLEANU

Există un interes considerabil pentru studiul acțiunilor parametrice ale cîmpurilor externe asupra plasmei [4], [5] datorită aplicațiilor în încălzirea plasmei cu ajutorul laserilor, în radiotehnică și astrofizică

În lucrarea [6] au fost considerate procesele de descompunere a unui cîmp electric omogen polarizat circular la dreapta, la stînga și hibrid într-o undă a plasmei și o altă undă polarizată, toate cu vectori de undă paraleli cu cîmpul magnetic extern. Au fost folosite ecuațiile cinetice în care se consideră termeni de ciocnire de relaxare. Pe de altă parte, în [7] este reluată aceeași problemă pentru o plasmă electrono-ionică, folosind ecuațiile plasmei reci. Analiza este făcută folosindu-se metoda mai multor scări de timp [1], [2].

În [3] este extinsă analiza din lucrarea [7] considerîndu-se și efectele ciocnirilor, temperaturii și variației spațiale a cîmpului extern

În lucrarea de față ne-am propus să studiem instabilitatea de descompunere a unei unde hibride folosind metoda [3]. Se presupune o plasmă infinită și omogenă care se găsește într-un cîmp magnetic uniform, static $\vec{B}_0 = B_0 \hat{e}_x$, unde \hat{e}_x este vectorul unitate al axei OX . Plasmei îi mai este aplicat un cîmp electromagnetic de înaltă frecvență. Cîmpurile electric și magnetic ale undei pompă (aplicate) sînt date de

$$\vec{E}_p = \text{Re}\{\hat{e}_3 E_0 \cdot \exp [i(\vec{K}_0 \vec{r} - \omega_0 t)]\} \quad (1a)$$

unde
$$\vec{K}_0 = \hat{e}_2 K_{0y} + \hat{e}_3 \cdot K_{0x} \quad (1b)$$

și

$$\vec{B}_p = \frac{cK_{0y}}{\omega_0} E_0 \cos(\omega_0 t - K_{0y}y - K_{0x}z) \hat{e}_1 \quad (1c)$$

unde \hat{e}_2 și \hat{e}_3 sînt vectorii unitate ai axelor OY , respectiv OZ .

După cum s-a arătat, frecvența ω_0 și numărul de undă K_0 satisfac următoarea relație de dispersie [6], [7].

$$\omega_0^2 - c^2 K_0^2 - \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega_p^2)}{\omega_0^2 - \omega_p^2 - \Omega^2} = 0 \quad (2)$$

unde c este viteza luminii în vid și ω_p e frecvența electronică a plasmei

$$\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m \quad (3)$$

Ω este frecvența ciclotronică a electronilor

$$\Omega = \frac{eB_0}{mc} \quad (4)$$

Viteza electronilor, indusă de pompă, este

$$\vec{V}_p = \vec{V}_0 [\Omega \cos(\omega_0 t - K_{0y}y - K_{0z}z) \hat{e}_2 + \omega_0 \cdot \sin(\omega_0 t - K_{0y}y - K_{0z}z) \cdot \hat{e}_3] \quad (5)$$

cu

$$V_0 = -\frac{|e| E_0}{m(\omega_0^2 - \Omega^2)} \quad (6)$$

La deducerea lui (5) s-a presupus că $|\vec{V}_p| \cdot K_0 / \omega_0 \ll 1$. Ne-am propus să studiem dacă, datorită prezenței cîmpului (1a), plasma poate deveni instabilă la perturbații de amplitudine mică. În acest scop se pornește de la ecuațiile fluid incluzînd efectele de temperatură și de ciocnire. După liniarizare în jurul stării staționare dependentă de timp, descrisă de (5), ecuațiile fluid se scriu ca

$$\frac{\partial n}{\partial t} + N(\nabla \vec{V}) + (\vec{V}_p \nabla) n = 0 \quad (7a)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V}_p \nabla) \vec{V} + (\vec{V} \nabla) \vec{V}_p = \frac{|e|}{m} \left[\vec{E} + \frac{\vec{V}_p \times \vec{B}}{c} + \frac{\vec{V} \times (\vec{B}_0 + \vec{B}_p)}{c} \right] - \nu \vec{V} - \frac{\gamma \mathcal{K} T \nabla n}{mN} \quad (7b)$$

$$\nabla_{\mathbf{x}} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (7c)$$

$$\nabla_{\mathbf{x}} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{4\pi|e|}{c} N \vec{V} - \frac{4\pi(e)}{c} n \vec{V}_p \quad (7d)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi|e| n \quad (7e)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (7f)$$

În (7a—f) toate cantitățile se referă la electroni. Aceste ecuații diferă de cele din [3] prin expresiile pentru \vec{V}_p și \vec{B}_p . N și n sînt densitatea numărului de electroni la echilibru și perturbația numărului de electroni, \vec{V} este perturbația vitezei, T e temperatura absolută, \mathcal{K} -constanta lui Boltzmann și γ — coeficientul de căldură specifică. Se presupune că fluctuațiile presiunii și densității au loc adiabatic

Vom presupune cîmpul electric extern E_0 slab și frecvența ciocnirilor mică. Astfel în problema studiată avem un parametru mic, fapt care ne-a permis folosirea metodei mai multor scări de timp. De asemenea s-a considerat că undele se propagă paralel cu \vec{B}_0 , cîmpul magnetic perturbat fiind pur transversal, iar perturbația densității pur longitudinală. Cîmpul electric perturbat poate fi scris ca o superpoziție de componente longitudinală și transversală

$$\vec{E} = \vec{E}^L + \vec{E}^T, \quad \vec{V} = \vec{V}^L + \vec{V}^T, \quad B = B^T \quad \text{și} \quad n = n^L \quad (8)$$

Datorită cîmpului magnetic extern, pentru cantitățile transversale este convenabil să se lucreze cu vectori rotatori, definiți astfel

$$B^\pm = B_y^T \pm i B_x^T, \quad E^\pm = E_y^T \pm i E_x^T \quad (9a, b)$$

$$V^\pm = V_y^T \pm i V_x^T \quad (9c)$$

Cu presupunerile de mai sus sistemul (7) poate fi scris sub forma a trei sisteme de ecuații cuplate pentru cantitățile longitudinale și polarizate la dreapta și la stînga. Acest sistem permite să se obțină ecuațiile diferențiale pentru cîmpurile electrice longitudinale și polarizate. Cîmpul pompă introduce un cuplaj între cantitățile longitudinale și transversale

Mai departe se aplică o dezvoltare după metoda mai multor scări de timp

$$E^L(t) = E_0^L(t, \in t, \in^2 t, \dots) + \in E_1^L(t, \in t, \in^2 t, \dots) + \in^2 E_2^L(t, \in t, \dots) \quad (10)$$

$$E^\pm(t) = E_0^\pm(t, \in t, \dots) + \in E_1^\pm(t, \in t, \dots) + \in^2 E_2^\pm(t, \in t, \dots) \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} + \in \frac{\partial}{\partial(\in t)} + \quad (12a)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\in \left[\frac{\partial^2}{\partial(\in t)\partial t} \right] + \quad (12b)$$

$$\frac{\partial^3}{\partial t^3} = \frac{\partial^3}{\partial t^3} + 3\in \left[\frac{\partial^3}{\partial(\in t)\partial t^2} \right] + \quad (12c)$$

În urma egalării cu zero a coeficienților lui \in^0 , se obține

$$E_0^L(t, \in t) = A_+^L(\in t) \exp(i\omega^L t) + A_-^L(\in t) \exp(-i\omega^L t) \quad (13)$$

$$E_0^+(t, \in t) = A_+^+(\in t) \exp(i\omega^+ t) + A_-^+(\in t) \exp(-i\omega^+ t) \quad (14)$$

$$E_0^-(t, \in t) = A_+^-(\in t) \exp(i\omega^- t) + A_-^-(\in t) \exp(-i\omega^- t) \quad (15)$$

unde

$$\omega^{L\pm} = \omega_p^2 + 3K^2 v_{th}^2, \quad \text{cu } v_{th}^2 = \frac{KT}{m} \quad (16)$$

iar ω^\pm sînt fiecare o rădăcină pozitivă a ecuațiilor

$$(\omega^-)^2 = (\omega^T)^2 + \frac{\omega p^2 \Omega}{\omega^- - \Omega} \quad (17)$$

$$(\omega^+)^2 = (\omega^T)^2 - \frac{\omega p^2 - \Omega}{\omega^+ + \Omega} \quad (18)$$

$$\omega^{T\pm} = \omega_p^2 + K^2 c^2 \quad (19)$$

Pentru a putea fi satisfăcută condiția de egalitate dintre numărul de undă al cîmpului pompă și suma numerelor de undă ale cîmpurilor în care se descompune, trebuie să trecem la aproximația dipol, punînd $K_0 = 0$.

Examinarea ecuațiilor satisfăcute de componentele perturbațiilor de primul ordin ale câmpului electric arată că atunci când frecvențele satisfac condiția de egalitate

$$\omega_0 = \omega^- + \omega^L \quad (20)$$

apar termeni seculari. Impunînd condiția de anulare a acestora se ajunge la următoarele perechi de ecuații diferențiale cuplate, de prim ordin, pentru A_+^+ , A_-^- , A_-^L și A_+^+

$$\frac{dA_+^L}{d(\in t)} + \frac{\nu}{2} A_+^L = i \frac{\omega_p^3 V_0 K}{8\omega^L} (\Omega + \omega_0) \frac{A_-^-}{\omega^-} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} & (3\omega^{-2} - \omega T^2 - 2\Omega\omega^-) \frac{dA_-^-}{d(\in t)} + \nu(\omega^{-2} - K^2 c^2) A_-^- = \\ & = -i \frac{KV_0}{2} (\Omega + \omega_0) (\omega^L - \omega_0)^2 A_+^L - i \frac{KV_0}{2} (\Omega + \omega_0) \Omega \omega^- A_+^L \end{aligned} \quad (22)$$

$$\frac{dA_-^L}{d(\in t)} + \frac{\nu}{2} A_-^L = i \frac{\omega_p^3 V_0 K}{8\omega^L} (\Omega - \omega_0) \frac{A_+^+}{\omega^-} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & (3\omega^{-2} - \omega T^2 - 2\Omega\omega^-) \frac{dA_+^+}{d(\in t)} + \nu(\omega^{-2} - K^2 c^2) A_+^+ = \\ & = i \frac{KV_0}{2} (\Omega + \omega_0) (\omega_0 - \omega^L) (\omega_0 - \omega^L - \Omega) A_-^L \end{aligned} \quad (24)$$

Amplitudinea A_-^- este asociată cu o undă polarizată circular la stînga, de forma $\exp(i(KX - \omega^- t))$, iar A_+^L este asociată cu o undă Langmuir de forma $\exp(i(KX + \omega^L t))$. Pe de altă parte A_+^+ este asociată cu o undă polarizată circular la dreapta, de forma

$$\exp(i(KX + i\omega^- t))$$

în vreme ce A_-^L este asociată cu o undă Langmuir de forma

$$\exp(i(KX - i\omega^L t))$$

Din (21) și (22) se obțin soluțiile pentru A_+^L și A_-^- , care sînt de tipul exponențial $\exp(\gamma_{\pm} t)$, unde γ este dat de o ecuație algebrică avînd structura ecuațiilor care caracterizează instabilitățile de descompunere

$$(\gamma + \omega_+^L)(\gamma + \omega_+^-) = \gamma_0^2 \quad (25)$$

unde

$$\omega_+^L = \nu/2 \quad (26)$$

$$\omega_+^- = \frac{\nu(\omega^{-2} - K^2 c^2)}{3\omega^{-2} - \omega T^2 - 2\Omega\omega^-} \quad (27)$$

și

$$\gamma_0^2 = \frac{\omega_p^2 V_0^2 K^2}{16\omega L} \cdot \frac{(\Omega + \omega_0)^2 (\Omega - \omega^-)}{3\omega^- - \omega^{T^2} - 2\Omega\omega^-} \quad (28)$$

(26) și (27) reprezintă respectiv coeficienții de amortizare prin ciocniri ai undei Langmuir și ai undei polarizate circular la stînga [3]. Pe de altă parte din (25) se obține următoarea expresie pentru cîmpul prag

$$E_{0t}^2 = \frac{8m^2 \omega L v^2 (\omega_0^2 - \Omega^2) (\omega^- - K^2 c^2)}{\omega_p^2 K^2 c^2 (\Omega + \omega_0)^2 (\Omega + \omega^-)} \quad (29)$$

Ecuatiunile (23) și (24) dau în loc de (28) expresia

$$\gamma_0^2 = \frac{\omega_p^2 V_0^2 K^2}{16\omega L} \frac{(\omega_0 - \Omega) (\omega_0 + \Omega) (\omega_0 - \omega^L - \Omega)}{3\omega^- - \omega^{T^2} - 2\Omega\omega^-} \quad (30)$$

iar pentru cîmpul prag se obține

$$E_{0t}^2 = \frac{8m^2 \omega L v^2 (\omega_0^2 - \Omega^2) (\omega^{+2} - K^2 c^2)}{\omega_p^2 K^2 c^2 (\omega_0^2 - \omega^L - \Omega)} \quad (31)$$

Astfel, în lucrarea prezentată s-a arătat că există două posibilități de descompunere ale cîmpului hibrid: fie într-o undă Langmuir și o undă polarizată circular la stînga, cîmpul prag fiind în acest caz dat de (29), fie într-o undă Langmuir și o undă polarizată circular la dreapta, cîmpul prag fiind în acest caz dat de (31).

Ne-am limitat doar la perturbațiile care se propagă paralele cu cîmpul magnetic exterior. Pentru cazul în care se consideră că direcția de propagare este perpendiculară pe acesta, ecuațiile diferențiale care se obțin sînt de ordin superior, cu coeficienți variabili.

Mulțumesc prof. M. Drăganu pentru sprijinul acordat în timpul elaborării lucrării prezentate,

(Intrat în redacție la 11 noiembrie 1983)

BIBLIOGRAFIE

1. N. N. Bogoliubov, Yu. A. Mitropolski, *Asimptoticheskie metodî v teorii nelineinîkh kolebanij*, Nauka, Moskva, 1974.
2. E. A. Frieman, *J. Math. Phys.*, **4**, 410 (1963).
3. K. F. Lee, *J. Plasma Phys.*, **11**, 99 (1974).
4. M. Porkolab, *Physica*, **82** C, 86 (1976).
5. M. Porkolab, *Nucl. Fusion*, **18**, 367 (1978).
6. R. Prasad, *Phys. Fluids*, **13**, 1310 (1970).
7. R. Prasad, *J. Plasma Phys.*, **5**, 291 (1971).

THE PROPAGATION OF ION ACOUSTIC WAVES IN AN ARGON-HELIUM
PLASMA WITH WARM IONS (III).

The kinetic theory

M. CRISTEA

We have analysed the propagation of ion acoustic waves in an Ar-He plasma with unequal ion temperature using the fluid model [1]. As it is well known, such a treatment allows the calculation of the phase velocities of ion acoustic waves, but does not permit to derive the damping rate of these waves

The aim of this paper is to analyse the linear propagation of ion acoustic waves in a collisionless plasma with unequal ion temperature, within the framework of the kinetic theory. In this way we can calculate both the phase velocity and the damping rate

The dielectric constant for a longitudinal wave in a multispecies plasma is

$$\varepsilon(\vec{k}, \omega) = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{k^2} \int \frac{\vec{k} \partial f_i^0 / \partial \vec{v}}{\vec{k} \vec{v} - \omega} d^3v \quad (1)$$

where ω_{pi} is the plasma frequency for species i and f_i^0 is the unperturbed distribution function. Considering isotropic distribution function, equation (1) becomes [4]

$$\varepsilon(\vec{k}, \omega) = 1 - 2\pi \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v f_i^0}{\omega - kv} dv \quad (2)$$

If we take Maxwell distribution

$$f_i^0(v) = (\sqrt{\pi} u_i)^{-3} \exp(-v^2/u_i^2) \quad (3)$$

where u_i is the thermal speed of species i

$$u_i^2 = 2T_i/m_i \quad (4)$$

and write the dispersion relation of longitudinal wave $\varepsilon(k, \omega) = 0$ for $\vec{k} \rightarrow 0$, we obtain the dispersion relation of the ion acoustic waves in a two ion species plasma

$$\frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{\theta_2}{\theta_1} Z' \left(s \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu \theta_1}} \right) + Z'(s) + \frac{\theta_2}{1-\alpha} Z' \left(s \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu}} \right) = 0 \quad (5)$$

where

$$Z'(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{te^{-t^2}}{\eta - t} dt \quad (6)$$

and the following notation have been used

$$\alpha = n_1/n_e, \quad \mu = m_2/m_1 > 1, \quad \mu_e = m_2/m_e \gg 1 \\ \theta_i = T_i/T_e \quad (i = 1, 2), \quad s = \omega/k u_2 \quad (7)$$

Here 1, 2 and e refer to the light ions, heavy ions and electrons, respectively. The first term of equation (5) corresponds to light ions, the second to heavy ions and the third to electrons.

Equation (5) can be solved numerically for various values of plasma parameters. We limit our analysis to the asymptotic regions and derive approximate analytic expressions for the phase velocity and the damping rate of the ion acoustic waves.

The function Z' has the asymptotic expansions

$$Z'(\eta) \approx \frac{2}{\eta^2} + \frac{3}{\eta^4} + \dots - 4i\sqrt{\pi}\eta e^{-\eta^2} \quad \text{for } |\eta| \gg 1, \quad |Re\eta| \gg |Im\eta| \quad (8)$$

$$Z'(n) \simeq -4 \left(1 - \frac{2}{3} \eta^2 + \dots + i\sqrt{\pi}\eta \right) \quad \text{for } |\eta| \ll 1 \quad (9)$$

Using these expansions for large or small arguments of Z' functions, equation (5) can be written in the form

$$F(s) = 0 \quad (10)$$

Assuming the imaginary part of s much smaller than the real part, one derives

$$Re F(Re s) = 0 \quad (11)$$

$$Im s = -Im F(Re s) / \left(\frac{\partial Re F}{\partial Re s} \right) \quad (12)$$

From (11) we can find the phase velocity and from (12) the damping rate of the ion acoustic waves.

For a plasma consisting of hot electrons and two ion species with unequal temperatures, the following three cases can occur [2]

Case A The phase velocity of the wave is much larger than the thermal speeds of both ion species $\omega_r/k \gg u_1, u_2$. Since s represents the phase velocity normalized to u_2 , the previous inequality is equivalent to

$$s \gg 1, \quad s \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu \theta_1}} \gg 1 \quad (13)$$

On the other hand

$$s \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu}} \ll 1 \quad (14)$$

Hence substituting in (5) the expansions (8) and (9), and making use of (11), (12) we obtain the phase velocity s and the damping per cycle r

$$s^2 = \frac{1}{2\theta_2} (1 - \alpha + \alpha\eta) \quad (15)$$

$$r = -\frac{Im s}{Re s} = \frac{\sqrt{\pi}s}{2} \left[\frac{\alpha}{\theta_1} \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu\theta_1}} \exp\left(-\frac{\theta_2}{\mu\theta_1} s^2\right) + \frac{1-\alpha}{\theta_2} \exp(-s^2) + \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu}} \right] \quad (16)$$

These values correspond to the principal light ion mode [3]. The inequalities (13) limit the allowed values of the light ion concentration. From (13) and (15) it follows

$$\alpha > \frac{2\theta_2 - 1}{\mu - 1} \quad \alpha > \frac{2\mu\theta_1 - 1}{\mu - 1} \quad (17)$$

Case B: The phase velocity is smaller than the thermal speed of light ions and larger than the thermal speed of heavy ions $u_1 > \omega_r/k < u_2$, or

$$s > 1, \quad s \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu\theta_1}} < 1 \quad (18)$$

Thus we can use the small argument expansion (9) for both the electron and light ion Z' , and the large argument expansion (8) for the heavy ion Z' . The phase velocity s and the damping r are given by

$$s^2 = \frac{\theta_1}{2\theta_2} \frac{1 - \alpha}{\alpha + \theta_1} \quad (19)$$

$$r = \frac{Im s}{Re s} = \frac{\sqrt{\pi s \theta_1}}{2(\alpha + \theta_1)} \left[\frac{\alpha}{\theta_1} \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu\theta_1}} + \frac{1 - \alpha}{\theta_2} \exp(-s^2) + \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu_e}} \right] \quad (20)$$

and correspond to the principal heavy ion mode [3]. The inequalities (18) restrict the range of values of the light ion concentration

$$\frac{1 - 2\mu\theta_1}{1 + 2\mu} < \alpha < \frac{\theta_1(1 - 2\theta_2)}{\theta_1 + 2\theta_2} \quad (21)$$

Case C: The phase velocity is smaller than the thermal speed of the heavy ions, and larger than the thermal speed of the light ions $u_2 > \omega_r/k < u_1$, i.e.

$$s < 1, \quad s \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu\theta_1}} > 1 \quad (22)$$

The quantities s and r are given by

$$s^2 = \frac{\alpha\mu}{2(1 - \alpha + \theta_2)} \quad (23)$$

$$r = \frac{\sqrt{\pi} s \theta_2}{2(1 - \alpha + \theta_2)} \left[\frac{\alpha}{\theta_1} \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu\theta_1}} \exp\left(-\frac{\theta_2}{\mu\theta_1} s^2\right) + \frac{1 - \alpha}{\theta_2} + \sqrt{\frac{\theta_2}{\mu}} \right] \quad (24)$$

The values of α are limited by the restriction

$$\frac{2\theta_1(1 + \theta_2)}{2\theta_1 + \theta_2} < \alpha < \frac{2(1 + \theta_2)}{2 + \mu} \tag{25}$$

It is easy to see that (25) can be satisfied only if $\theta_2/\theta_1 > \mu$, consequently very low θ_1 values are required. As far as we know, this case has not been considered yet.

We are going to apply the above results to the particular case of an argon-helium plasma, which has been investigated both theoretically [3] and experimentally [5, 6]. First we assume equal ion temperature $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, as in the mentioned papers. Only the cases A and B are possible. The results of calculation are displayed in fig. 1, for $\theta = 1/9$ (this value being equal to that taken in [6], and very close to those assumed in [3, 5]). The solid lines represent the phase velocity s as function of the light ion concentration, and the dashed lines the damping γ . The branch A corresponds to the principal He mode, and branch B to the principal Ar mode [3]. The two modes can propagate simultaneously only for α values situated in the vicinity of 0, 2, in agreement with the experimental results [6].

Now we assume unequal ion temperature. Fig 2 shows the variation of s and γ as functions of the concentration α , when θ_1 has approximately the same value as in fig. 1 (namely $\theta_1 = 0,1$), but the heavy ion temperature is smaller by two orders of magnitude: $\theta_2 = 0,001$. It can be noticed that the decrease of the heavy ion temperature affects strongly the phase velocities of the two modes (which are larger by about one order of magnitude) as well as the damping rate of the heavy ion mode (which is approximately three times smaller). In this situation the thermal speed of the Ar ions is very different from the phase velocity and these ions cannot resonate with the wave. Thus the damping rate is very small and the Ar mode can propagate even if the He ion concentration is relatively large. The two modes can propagate simultaneously in a wide range of the concentrations. ($0,2 < \alpha < 0,8$). Hence it appears that the linear propagation of the ion acoustic waves is modified significantly by the presence of cold

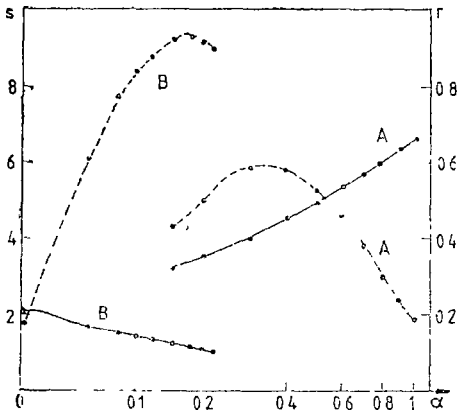


Fig. 1.

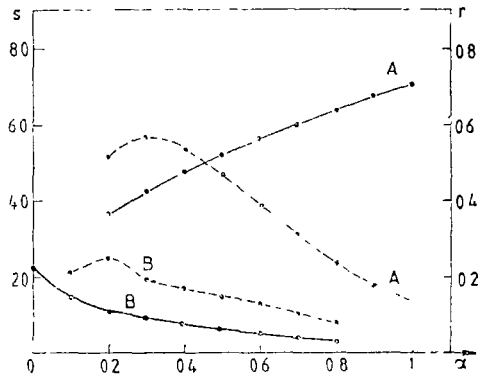


Fig. 2

heavy ions, whereas in the case of nonlinear propagation only quantitative changes have been mentioned [7].

The curves plotted on fig 3 correspond to $\theta_1 = 0,001$, and $\theta_2 = 0,1$. Only the cases A and C are possible (The values of γ for branch A have been multiplied by 10^3). The mode represented by the branch C differs significantly from those represented by branches B on figs 1 and 2, which are situated approximately in the same range of α values. Its phase velocity is smaller than the thermal speed of the Ar ions, and it increases as α increases, whereas the damping rate decreases. Hence this mode cannot be considered as a heavy ion mode altered slightly by the cold light ions, rather, it is another branch of the light ion mode, which does not exist if the light ions are warm. Its damping rate is relatively large, but of the same order of magnitude with the damping rate of the heavy ion mode in the case of equal temperatures (fig 1). The latter mode has been observed experimentally, hence it can be expected to also prove the existence of the former.

In conclusion, because of unequal ion temperature, the values of both phase velocity and damping rate of the ion acoustic wave are strongly affected. Moreover, if the light ion temperature is much lower than the heavy ion temperature, it seems that a new mode can propagate

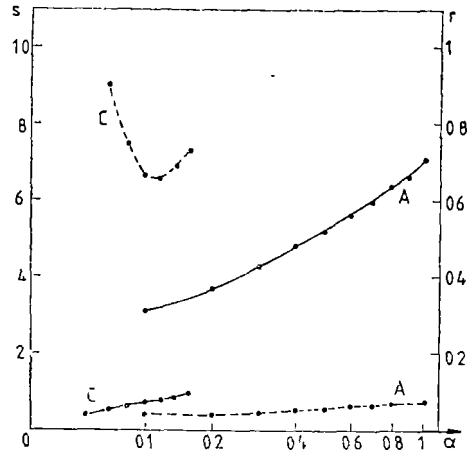


Fig 3

(Received July 3, 1984)

REFERENCES

- 1 M Cristea, *Studia, Univ. Babeş-Bolyai, Phys*, **26**, 3 (1981)
- 2 M Cristea, in *Conferința Națională de Fizică*, București, 1982, p 184
- 3 B D Fried, R B White, T K Samec, *Phys Fluids*, **14**, 2388 (1971)
- 4 B Kadomtsev, *Phénomènes collectifs dans les plasmas*, Mir, Moscou, 1979
- 5 Y Nakamura, M Nakamura, T Itoh, *Phys Rev Lett*, **37**, 209 (1976)
- 6 M Q Tran, S Coquerand, *Phys Rev, A* **14**, 2301 (1976)
- 7 R B White, B D Fried, F V Coroniti, *Phys Fluids*, **15**, 1484 (1972)

PROPAGAREA UNDELOR IONO-ACUSTICE ÎNTR-O PLASMĂ Ar-He CU IONI CALZI (III)

Teoria cINETICĂ

(Rezumat)

În cadrul teoriei cinetice se analizează propagația undelor iono-acustice într-o plasmă cu două specii de ioni cu temperaturi diferite. Sînt menționate aspecte noi față de cele prezentate în literatură pentru plasma cu temperaturi egale ale ionilor.

EFFETS NERNST — ETTINGSHAUSEN DANS LE RUTILE (TiO₂)

V. CRISTEA, V. BABEȘ et E. ALBERT

On sait que si on passe un flux thermique suivant la longueur d'un échantillon semiconducteur rectangulaire (axe X), entre les extrémités de l'échantillon on obtient une t.é.m. $U_x(0)$, appelée tension Seebeck ou thermoélectrique [1][2]. En superposant un champ magnétique perpendiculaire B , suivant l'axe Z, la tension Seebeck devient $U_x(B)$. La différence $U(B) - U_x(0)$ s'appelle tension Nernst—Ettingshausen longitudinale, l'effet en étant caractérisé par le coefficient Nernst-Ettingshausen longitudinal Q_l , donné par la relation

$$Q_l = \frac{1}{B^2} \frac{\alpha(B) - \alpha(0)}{\alpha(0)} [T^{-2}] \quad (1)$$

où $\alpha(B)$ et $\alpha(0)$ représentent les coefficients Seebeck en champ magnétique, respectivement dans l'absence du champ magnétique

En même temps, une tension Nernst—Ettingshausen transversale U_y apparaît aussi dans la direction de l'axe Y, le coefficient correspondant étant Q_t —donné par la relation

$$Q_t = \frac{U_y}{aB\nabla_x T} \left[\frac{V}{TK} \right] \quad (2)$$

où a est la dimension de l'échantillon suivant l'axe Y et $\nabla_x T$ est le gradient thermique suivant l'axe X

L'étude expérimentale des effets Nernst—Ettingshausen a été faite sous vide (10^{-3} mm col Hg), par la méthode de la compensation, utilisant comme appareil de zéro un microvoltmètre électronique, à l'aide de l'installation déjà décrite [3]

Les résultats des mesures effectuées à la température ambiante ont confirmé la dépendance du champ magnétique des coefficients Q_l et Q_t , suivant les relations (1) et (2), mais on n'a pas réussi à vérifier la linéarité $U_y(\nabla_x T)$ à une température constante

Le flux thermique a été établi suivant l'axe cristallographique c de l'échantillon monocristallin de rutile (TiO₂) dopé avec du niobium (0,7%). À partir des valeurs mesurées, on a calculé le coefficient longitudinal pour une différence de température de 12 K, soit $Q_e = -1,3 \cdot 10^{-4} T^{-2}$. De cette valeur on déduit la variation $\Delta\alpha$ du coefficient Seebeck due au champ magnétique, $\Delta\alpha = \alpha(B) - \alpha(0) = -3,3 \cdot 10^{-2} \mu V/K$

La valeur théorique $\Delta\alpha_{th}$ est [4]

$$\Delta\alpha_{th} = \frac{9\pi}{8} \frac{\hbar}{e} u^2 B^2 \left(r - \frac{1}{2} \right) \left[\frac{\Gamma(3r+1)}{\Gamma^3(r+2)} - \frac{1}{2} \frac{\Gamma^2(2r+3/2)}{\Gamma^4(r+2)} \right] \quad (3)$$

où u est la mobilité des porteurs de charge et r le paramètre de diffusion. Vu que la parenthèse contenant les fonctions Γ est positive, on obtient une valeur

négative pour $\Delta\alpha_{th}$ en supposant qu'à la température ambiante, la diffusion par les phonons acoustiques est prédominante, donc en prenant $r = 0$. Ainsi, pour $B = 1,42 \text{ T}$ et $u = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{V s}$ [5], la valeur calculée est $\Delta\alpha_{th} = -4 \cdot 10^{-2} \mu\text{V}/\text{K}$, donc en bonne concordance avec la valeur $\Delta\alpha$ mesurée.

Pour l'effet Nernst-Ettingshausen transversal, on obtient à partir des données expérimentales, dans les mêmes conditions que pour l'effet longitudinal, le coefficient transversal $Q_t = -0,9 \cdot 10^{-7} \text{ V}/\text{T K}$. L'étude théorique conduit à la relation [4]

$$Q_{th} = \frac{3\pi}{8} \frac{\hbar}{e} u \left(r - \frac{1}{2} \right) \quad (4)$$

et, en faisant les mêmes suppositions que pour l'effet longitudinal ($r = 0$, $u = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{V s}$), on obtient la valeur $Q_{th} = -5,6 \cdot 10^{-7} \text{ V}/\text{T K}$, six fois plus grande que la valeur Q_t mesurée. Cette discordance montre soit que la supposition $r = 0$, bien que confirmée par l'effet longitudinal, n'est pas correcte, soit que les très faibles effets de deuxième ordre qu'apparaissent dans les matériaux avec une mobilité tellement réduite, demandent des conditions de mesure plus sophistiquées, pour pouvoir être correctement évalués.

Nous pensons que cette dernière observation explique d'autre part l'absence totale dans la littérature de spécialité, des références concernant l'effet Nernst-Ettingshausen dans le rutile

(Manuscrit reçu le 26 février 1985)

BIBLIOGRAPHIE

1. A. Ettingshausen, W. Nernst, Wied. Ann, **29**, 343 (1886).
2. P. Kiréev, *La Physique des semiconducteurs* (traduit du russe), Ed. Mir, Moscou, 1975, p. 347.
3. V. Babeș, V. Cristea, *Comunicări la Sesiunea științifică a Inst. politehnic Cluj-Napoca*, 28-29 oct. 1978, seria Electrotehnică, 1978, p. 88
4. B. M. Askero v, *Kineticheskie effekti v poluprovodnikah*, Izd. Nauka, Leningrad, 1970, p. 94.
5. N. P. Bogoroditski, V. Cristea, Ia. I. Panova, F.T.T., **9**, (1), 253 (1967).

EFFECTE NERNST-ETTINGSHAUSEN ÎN RUTIL (TiO_2)

(Rezumat)

S-au pus în evidență efectele Nernst-Ettingshausen longitudinal și transversal în rutil (TiO_2 monocristalin impurificat cu 0,7% Nb. Rezultatele experimentale confirmă predominanța dispersiei pe fononi acustici la temperatura camerei pentru efectul longitudinal.

UPPER CRITICAL FIELD FOR A p-WAVE SUPERCONDUCTOR

I. KOSZTIN and M. CRIȘAN

1 **Introduction.** The occurrence of superconductivity in some alloys and metallic compounds suggested the possibility of the *p*-waves pairing treated first by Balian and Werthamer [1]. Recently, Anderson [2] pointed out that in the heavy-fermions model of superconductivity the triplet pairing is more favorable at very low temperatures. The temperature dependence of the upper critical field $H_c(T)$ for a heavy-fermions superconductor with siglet pairs has been calculated by Crișan and Kosztin [3]. However, recent experimental measurements showed the existence of a strong anisotropy in UPt₃ [4] a material which also shows spin-fluctuations at low temperatures.

In this paper we present the calculation of the upper critical field H_{c2} as function of temperature for *p*-state superconductors. The spin-fluctuations effect can be considered immediately as in [6].

The method for calculating H_{c2} has been given by Werthamer, Helfand and Hohenberg [5] for a siglet state superconductor. We will present a similar calculation for the *p*-wave pairing.

2. **The model and the order parameter.** We start with the Hamiltonian

$$\begin{aligned}
 H = \int d^3\vec{r} \psi_\alpha^+(\vec{r}) \left\{ \left[\frac{1}{2m} (\vec{p} + e\vec{A})^2 - \mu \right] \delta_{\alpha\beta} + \mu_0 \sigma_{\alpha\beta}^z H \right\} \psi_\beta(\vec{r}) - \\
 - \frac{1}{2} \int d^3\vec{r} d^3\vec{r}' \psi_\alpha^+(\vec{r}) \psi_\beta^+(\vec{r}') V(\vec{r} - \vec{r}') \psi_\beta(\vec{r}) \psi_\alpha(\vec{r}')
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

where the first term is the energy of the electrons in an external magnetic field and the second term describes the *p*-waves pairing. In this case the Fourier transform of $V(\vec{r} - \vec{r}')$ is

$$V(\vec{k} - \vec{k}') = g_0 + 3g_1 \hat{k} \hat{k}'
 \tag{2}$$

where (we consider $g_0 \ll g_1$) \hat{k} is the unit vector of vector \vec{k} . The general equation for the order parameter $\Delta_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}')$ can be obtained for the Gor'kov equation and is of the form

$$\Delta_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') = V(\vec{r} - \vec{r}') T \sum_n \int d^3\vec{x}' d^3\vec{x} G_{\alpha\gamma}(\vec{r}, \vec{x}, \omega_n) \Delta_{\gamma\delta}(\vec{x}, \vec{r}', -\omega_n) G_{\delta\beta}^0(\vec{r}', \vec{x}', -\omega_n)
 \tag{3}$$

where $G_{\alpha\beta}^0(\vec{x}, \vec{x}, \omega_n)$ is given as

$$\exp [2ie \Phi(\vec{x}, \vec{x}')] \cdot G_{\alpha\beta}^0(\vec{x}, \vec{x}, \omega_n) = \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}}}{i\omega - \epsilon(k) - \mu_0 H (\sigma_{\alpha\alpha}^z - \sigma_{\beta\beta}^z) + \frac{i}{\delta} \text{sign } \omega}
 \tag{4}$$

with $\omega = 2\pi T(n + 1/2)$. Equation (3) contains the electron-electron interaction $V(\vec{r} - \vec{r}')$. If this interaction is of the short range order, it can be considered as being proportional to $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$. The Fourier transform of the order parameter $\Delta_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}')$ will be written as

$$\Delta_{\alpha\beta}(\vec{r}', \vec{k}) = \int d^3\vec{r} \exp[-i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')] \Delta_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') \quad (5)$$

and in fact the order parameter is a slowly varying function of the center-mass coordinate $\frac{1}{2}(\vec{r} + \vec{r}')$, a variable which can be replaced by \vec{r}' in (5). Equations (3) and (5) can be transformed as

$$\Delta_{\alpha\beta}^*(\vec{R}) = \frac{3g_1 m^2}{4\pi^2} T \sum_n \int d^3\vec{x} \frac{x_j x_i}{x^4} \exp\left[-2|\omega|x - \frac{1}{\tau}x + i \text{sign } \omega \frac{\mu_0 H}{v_0} (\sigma_{\alpha\alpha}^z - \sigma_{\beta\beta}^z)x\right] \exp[i\vec{x} \cdot \vec{\Pi}(\vec{R})] \Delta_{\alpha\beta}^*(\vec{R}) \quad (6)$$

This equation can be transformed (see Appendix A) and finally we get

$$\Delta_{\alpha\beta}^* = \frac{3g_1 m^2}{4\pi^2 \sqrt{2|e|H}} T \sum_n \int \frac{d^3\vec{\rho}}{\rho^4} \rho_i \rho_j \exp\left[\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] \Delta_{\alpha\beta}^* \quad (7)$$

where

$$\alpha_{\alpha\beta}(\omega) = [2|e|H]^{1/2} \left[2|\omega| + \frac{1}{\tau} + i\mu_0 H \text{sign } \omega (\sigma_{\alpha\alpha}^z - \sigma_{\beta\beta}^z)\right]^{-1} \quad (8)$$

3. The upper critical field In order to obtain the temperature dependence of the upper critical field H_{c2} we write equation (7) as

$$\Delta_{\alpha\beta}^* \ln \frac{T_c}{T} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{\delta_{ij}}{|2n+1|} - S_{\alpha\beta}^{i,j}(\omega) \right] \Delta_{\alpha\beta}^* \quad (9)$$

and because $S_{\alpha\beta}^{i,j}(\omega) = S_{\alpha\beta}^i \delta_{ij}$, equation (9) becomes

$$\Delta_{\alpha\beta}^* \ln \frac{T_c}{T} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{|2n+1|} - S_{\alpha\beta}^i(\omega) \right] \Delta_{\alpha\beta}^* \quad (10)$$

where

$$S_{\alpha\beta}^i(\omega) = \frac{1}{(S_{\alpha\beta}^{0,i}(\omega))^{-1} - \lambda} \quad (11)$$

$$S_{\alpha\beta}^{0,i,j}(\omega) = \frac{3T}{2v_0 \sqrt{2|e|H}} \frac{1}{2} \int \frac{d^3\vec{\rho}}{\rho^4} \rho_{\perp}^2 \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] \quad (12)$$

$$S_{\alpha,\beta}^{0,3}(\omega) = \frac{3T}{2v_0 \sqrt{2|\epsilon|\hbar}} \int_0^\infty \frac{d^3\vec{p}}{\rho^4} \rho_{||}^2 \exp \left[-\frac{\rho_1^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)} \right] \quad (13)$$

$$\lambda = \frac{1}{2\pi T_{co} \tau}$$

τ , being the scattering time associated with the mean free path,

In Appendix B we presented the method of calculation of the integrals from (12) and (13) and we obtained

$$S_{\alpha\beta}^{0;1,2}(\omega) = \frac{3T}{4v_0 \sqrt{2|\epsilon|\hbar}} 4\pi \int_0^\infty du e^{-u^2} \{ [1 - (\alpha_{\alpha\beta}(\omega)u)^{-2}] \arctg \alpha_{\alpha\beta}(\omega)u + (\alpha_{\alpha\beta}(\omega)u)^{-1} \} \quad (14)$$

$$S_{\alpha\beta}^{0;3}(\omega) = \frac{3T}{2v_0 \sqrt{2|\epsilon|\hbar}} 4\pi \int_0^\infty du e^{-u^2} \{ [1 + (\alpha_{\alpha\beta}(\omega)u)^{-2}] \arctg \alpha_{\alpha\beta}(\omega)u - (\alpha_{\alpha\beta}(\omega)u)^{-1} \} \quad (15)$$

while for the Balian-Werthamer state [1] it has two diagonal components with $\alpha = \beta$ and a non-diagonal state with $\alpha \neq \beta$. In the first case the paramagnetic effect is washed out, but in the second case we get the usual result

4. Dirty limit. In the case in which the mean free path of the electrons is much smaller than the coherence length $\alpha_{\alpha\beta}(\omega) \ll 1$, we get from (14) and (15)

$$S_{\alpha\beta}^{0,1,2}(\omega) = A \left[\alpha_{\alpha\beta}(\omega) - \frac{2}{5} \alpha_{\alpha\beta}^3(\omega) \right]^{-1} \cong \frac{1}{A \alpha_{\alpha\beta}(\omega)} \left(1 + \frac{2}{5} \alpha_{\alpha\beta}^2(\omega) \right) \quad (16)$$

$$S_{\alpha\beta}^{0,3}(\omega) = A \left[\alpha_{\alpha\beta}(\omega) - \frac{1}{5} \alpha_{\alpha\beta}^3(\omega) \right]^{-1} \cong \frac{1}{A \alpha_{\alpha\beta}(\omega)} \left(1 + \frac{1}{5} \alpha_{\alpha\beta}^2(\omega) \right) \quad (17)$$

where $A = 2\pi T/v_0 \sqrt{2|\epsilon|\hbar}$

From (16) and (17) we calculate $S_{\alpha\beta}^{1,2}$, $S_{\alpha\beta}^3$ as

$$S_{\alpha\beta}^{1,2}(\omega) = \frac{|2n+1| + \frac{6}{5} \frac{\hbar}{t}}{\left[\left(|2n+1| + \frac{6}{5} \frac{\hbar}{t} \right) \left(|2n+1| + \frac{6}{5} \frac{\hbar}{t} \right) \right] + \left(\frac{\alpha\hbar}{t} \right)} \quad (18)$$

$$S_{\alpha\beta}^3(\omega) = \frac{|2n+1| + \frac{3}{5} \frac{\hbar}{t}}{\left[\left(|2n+1| + \frac{3}{5} \frac{\hbar}{t} \right) \left(|2n+1| + \frac{3}{5} \frac{\hbar}{t} \right) \right] + \left(\frac{\alpha\hbar}{t} \right)^2} \quad (19)$$

and the general equations for the „reduced fields” h are

$$\ln \frac{1}{t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{|2n+1|} - S_{\alpha\beta}^{1,2'}(\omega) \right] \quad (20a)$$

$$\ln \frac{1}{t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{|2n+1|} - S_{\alpha\beta}^3(\omega) \right] \quad (20b)$$

where

$$h = \frac{v_0^2 e \tau}{3\pi T_{co}} H; \quad \lambda = \frac{1}{2\pi T_{co} \tau},$$

$$\alpha = \frac{3}{2m v_0^2 \tau} \quad t = \frac{T}{T_{co}}$$

5. Conclusions. For a p -wave pairing we obtained an anisotropic upper critical field. The effect of the paramagnetism is strongly affected by this pairing.

Appendix A

The general equation (3) will be transformed using for the Green function $\bar{G}_{\alpha\gamma}(\vec{r}, \vec{x}, \omega_n)$ and the expression

$$\bar{G}_{\alpha\gamma}(\vec{r}, \vec{x}, \omega_n) = \exp[2ie \Phi(\vec{r}, \vec{x})] G_{\alpha\gamma}(\vec{r}, \vec{x}, \omega_n) \quad (A 1)$$

where

$$\Phi(\vec{r}, \vec{r}') = \int_{\vec{r}'}^{\vec{r}} d\vec{e} \vec{A}(\vec{e}) \quad (A 2)$$

Equation (3) for $\Delta_{\alpha\beta}$ becomes

$$\begin{aligned} \Delta_{\alpha\beta}(\vec{r}', \vec{r} - \vec{r}') &= V(\vec{r} - \vec{r}') T \sum_n \int d^3 \vec{x}' d^3 \vec{x} \bar{G}_{\alpha\beta}^0(\vec{r}, \vec{x}', -\omega_n) \times \\ &\Delta_{\gamma\beta}(\vec{x}', \vec{x}' - \vec{x}') \exp[2ie \Phi(\vec{x}', \vec{r})] G_{\alpha\gamma} \left[\frac{1}{2}(\vec{r}' + \vec{x}'), \vec{r} - \vec{x}, \omega_n F \right] \end{aligned} \quad (A 3)$$

and

$$\Phi(\vec{x}', \vec{r}) = \Phi \left[\vec{x}', \frac{1}{2}(\vec{r}' + \vec{x}') \right] + \Phi \left[\frac{1}{2}(\vec{r}' + \vec{x}'), \vec{r}' \right] \quad (A 4)$$

Using now the Helfand-Wethamer [5] identity we get from (A.3) and (A.4) the equation

$$\Delta_{\alpha\beta}(\vec{r}', \vec{r}, -\vec{r}') = V(\vec{r}' - \vec{r}) T \sum_n \int d^3\vec{x} d^3\vec{x}' \bar{G}_{\beta\alpha}^0(\vec{r}', -\vec{x}; -\omega_n) \exp\left[\frac{i}{2}(\vec{x}' - \vec{r}') \cdot \vec{\Pi}(\vec{R})\right] \left\{ \exp\left[\frac{i}{2}(\vec{x}' - \vec{r}') \cdot \vec{\Pi}(\vec{R})\right] \Delta_{\gamma\alpha}(\vec{R}, \vec{x} - \vec{x}') \bar{G}_{\alpha\gamma}(\vec{R}, \vec{r}_2 - \vec{x}, \omega_n) \right\}_{\vec{R}=\vec{r}} \quad (A.5)$$

where

$$\vec{\Pi}(\vec{R}) = -i \vec{\nabla} + 2e \vec{A}(\vec{R})$$

The Fourier transform of (A.5), defined by (5) is

$$\Delta_{\alpha\beta}(\vec{R}, \vec{k}) = \int \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3} T \sum_n \int d^3\vec{x}' d^3\vec{x} \exp[i\vec{k}'(\vec{x}' - \vec{x})] \bar{G}_{\beta\alpha}^0(\vec{x}', -\omega_n) \exp\left[\frac{i}{2}\vec{x} \cdot \vec{\Pi}(\vec{R})\right] \left\{ \exp\left[\frac{i}{2}\vec{x} \cdot \vec{\Pi}(\vec{R})\right] \Delta_{\gamma\alpha}(\vec{R}, \vec{k}) \bar{G}_{\alpha\gamma}(\vec{R}, \vec{x}'; \omega_n) \right\}_{\vec{R}=\vec{r}} \quad (A.6)$$

For the *p*-waves pairing we have for $V(\vec{k})$ the form given by equation (2) and for the order parameter

$$\Delta_{\alpha\beta}(\vec{R}, \vec{k}) = \Delta_{\alpha\beta}^*(\vec{R}) \hat{k}_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (A.7)$$

Equation (A.6) becomes

$$\Delta_{\alpha\beta}^*(\vec{R}) = 3g_1 T \sum_n \int d^3\vec{x}' d^3\vec{x} \int \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3} \hat{k}_i \hat{k}_j \exp[i\vec{k}'(\vec{x}' - \vec{x})] \bar{G}_{\beta\alpha}^0(\vec{x}'; -\omega_n) \exp\left[\frac{i}{2}\vec{x} \cdot \vec{\Pi}(\vec{R})\right] \left\{ \exp\left[\frac{i}{2}\vec{x} \cdot \vec{\Pi}(\vec{R})\right] \Delta_{\gamma\alpha}^*(\vec{R}) \bar{G}(\vec{R}, \vec{x}; \omega_n) \right\} \quad (A.8)$$

and if we use the identity

$$\int \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3} \hat{k}_i \hat{k}_j \exp[i\vec{k}'(\vec{x}' - \vec{x})] = \hat{x}_i \hat{x}_j \delta(\vec{x}' - \vec{x}) \quad (A.9)$$

equation (A.8) becomes

$$\Delta_{\alpha\beta}^*(\vec{R}) = \frac{3g_1 m^2}{4\pi^2} T \sum_n \int d^3\vec{x} \frac{x_i x_j}{x^4} \exp[-z|\omega|x + i \text{sign } \omega H(\sigma_{\alpha\alpha}^* - \sigma_{\beta\beta}^*) x] \exp[i\vec{x} \cdot \vec{\Pi}(\vec{R})] \Delta_{\alpha\beta}^*(\vec{R}) \quad (A.10)$$

In order to obtain this equation we considered in (A.8) $\bar{G}_{\alpha\beta} \cong \bar{G}_{\alpha\beta}^0$ as a good approximation and the product of the two Green functions has been replaced by

$$\bar{G}_{\alpha\alpha}^0(\vec{x}, \omega_n) \bar{G}_{\beta\beta}^0(\vec{x}, -\omega_n) = \left[\frac{\pi N(0)}{h_0 x} \right]^2 \exp[-2|\omega|x + i \operatorname{sign} \omega H(\sigma_{\alpha\alpha}^x - \sigma_{\beta\beta}^x) x]$$

The operator $\vec{\Pi} = (\Pi_+, \Pi_-, \Pi_z)$ will be written using the operators as

$$a_{\pm} = C\Pi_{\pm} \quad a_0 = C'\Pi_z \quad (\text{A.11})$$

and for $\vec{A} = (-Hy, 0, 0)$ the constants C and C' will be determined from the conditions

$$\begin{aligned} [\Pi_i, \Pi_j] &= i\epsilon_{ijk} \Pi_k \\ [a_-, a_+] &= C^2 [\Pi_-, \Pi_+] = 1 \end{aligned}$$

as

$$C^2 = [4|e|H]^{-1} \quad (\text{A.12})$$

Product $\vec{x}\vec{\Pi}$ will be written as

$$\vec{x}\vec{\Pi} = \vec{\gamma}\rho\vec{\Pi} = \gamma\rho_{\perp}(\Pi_x \cos \varphi + \Pi_y \sin \varphi) + \gamma\rho_{\parallel}\Pi_z \quad (\text{A.13})$$

and using for constant C the parametrization $c = e^{i\varphi}$ we get

$$\vec{x}\vec{\Pi} = \gamma \sqrt{|e|H} (C^* a_+ + c a_-) + \gamma\rho_{\parallel} \frac{1}{C}$$

equation which will be compared with (A.13). In this way we get $\gamma[|e|H]^{1/2} = 1/\sqrt{2}$ and $C' = \gamma^{-1}$. Following the method developed in [5] we calculate

$$\begin{aligned} \langle 0 | \exp(i\vec{x}\vec{\Pi}) | 0 \rangle &= \langle 0 | \exp \left[i \frac{\rho_{\perp}}{\sqrt{2}} (c a_- + c^* a_+) + i\rho_{\parallel} a_0 \right] | 0 \rangle = \\ &= \langle 0 | \exp \left[\frac{i\rho_{\perp}}{\sqrt{2}} C a_- \right] | 0 \rangle \langle 0 | \exp \left[\frac{i\rho_{\perp}}{4} c^* a_+ \right] | 0 \rangle \exp \left[-\frac{1}{2} \rho_{\perp} [a_- a_+] \right] \quad (\text{A.14}) \\ &= \exp \rho_{\perp}^2/4 \sum_{n,m} \left(\frac{i\rho_{\perp}}{\sqrt{2}} \right)^{n+m} \frac{C^n C^m}{n! m!} \langle 0 | a_-^n a_+^m | 0 \rangle = \exp -\rho_{\perp}^2/4 \end{aligned}$$

From (A.10 – A.14) we get equation (7).

Appendix B

We have to calculate the eigenvalues

$$S_{1,z}^0(\omega) = \frac{3T}{2v_0 \sqrt{2|e|H}} \frac{1}{2} \int \frac{d^2\vec{p}}{\rho^4} \rho_{\perp}^2 \exp \left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)} \right] \quad (\text{B.1})$$

$$S_0^s(\omega) = \frac{3T}{2v_0 \sqrt{2|e|H}} \int \frac{\alpha^s \vec{p}}{\rho^4} \rho_{\parallel}^2 \exp \left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)} \right] \quad (\text{B.2})$$

which will be written in the general form

$$I = \int d^3 \vec{\rho} f(\vec{\rho}) \exp [-\rho_{\perp}^2/4] \quad (\text{B.3})$$

The Fourier transform of function $f(\vec{\rho})$ is

$$F(\vec{q}) = \int d^3 \vec{\rho} f(\vec{\rho}) \exp i \vec{\rho} \vec{q} \quad (\text{B.4})$$

and (B.3) becomes

$$\begin{aligned} I &= \int d^3 \vec{\rho} \frac{d^3 \vec{\rho}}{(2\pi)^3} F(\vec{q}) \exp [-i \vec{\rho} \vec{q}] \exp [-\rho_{\perp}^2/4] \\ &= \int \frac{d^3 \vec{\rho}}{(2\pi)^3} F(\vec{q}) \int d^3 \vec{\rho} \exp [-\rho_{\perp}^2/4] = \int d^3 \vec{\rho} \frac{d^3 \vec{\rho}}{(2\pi)^3} F(q) \\ &\{e^{-\rho_x^2/4} e^{-\rho_y^2/4} 1\} \exp (-i \vec{q} \vec{\rho}) = \frac{1}{\pi} \int d^3 \vec{q} F(\vec{q}) l^{-(q_x^2+q_y^2)} \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} d\varphi q dq F(q, \varphi) e^{-q^2} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Integral (B.5) becomes

$$I = \int_0^{\infty} dx \Phi(x) e^{-x^2}, \quad \Phi(x) = \frac{x}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi F(x, \varphi) \quad (\text{B.6})$$

and using the expansion

$$\begin{aligned} \exp (i \vec{k} \vec{r}) &= 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l i^l j_l(kr) Y_{l,m}^* \left(\frac{\vec{k}}{k} \right) Y_{l,m} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right), \\ j_l(x) &= \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{l+\frac{1}{2}}(x) \end{aligned}$$

function $F(\vec{q})$ will be written as

$$\begin{aligned} F(\vec{q}) &= 4\pi \int d^3 \vec{\rho} \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l f(\vec{\rho}) i^l j_l(\rho q) Y_{l,m} \left(\frac{\vec{\rho}}{\rho} \right) \right\} Y_{l,m}^* \left(\frac{\vec{q}}{q} \right) \\ &= 4\pi \int d\rho \cdot \rho^2 \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l i^l j_l(\rho q) \left[\int d\Omega f(\vec{q}) Y_{l,m}^*(\vec{q}/q) \right] Y_{l,m}(\vec{\rho}/\rho) \end{aligned}$$

and for $l = 2$, $f(\rho) = \frac{\exp[-\rho/\alpha(\omega)]}{\rho^2} \sqrt{\frac{16\pi}{5}} Y_{2,0}(\vec{\rho}/\rho)$

$$F(\vec{q}) = -4\pi \int_0^{\infty} d\rho \exp[-\rho/\alpha_{\alpha\beta}(\omega)] Y_{2,0}(\vec{q}/q) j_2(\rho q) \quad (\text{B.7})$$

and in this case $q_z = 0$, thus

$$F(\vec{q}) = -4\pi \int_0^{\infty} d\rho \exp[-\rho/\alpha_{\alpha\beta}(\omega)] j_2(\rho q) \quad (\text{B.8})$$

If we write (B.1) and (B.2) as

$$S_0^{1,2}(\omega) = DX_1 \quad S_0^3(\omega) = 2DX_2 \quad (\text{B.9})$$

the integrals

$$X_1 = \int \frac{d^3\rho}{\rho^4} \rho_{\perp}^2 \exp[-\rho^2/4 - \rho/\alpha_{\alpha\beta}(\omega)] = \int \frac{d^3\rho}{\rho^2} \sin^2\theta \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] \quad (\text{B.10})$$

$$X_2 = \int \frac{d^3\rho}{\rho^4} \rho_{\parallel}^2 \exp[-\rho^2/4 - \rho/\alpha_{\alpha\beta}(\omega)] = \int \frac{d^3\rho}{\rho^2} \cos^2\theta \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] \quad (\text{B.11})$$

can be calculated using the above results.

Let us define

$$X = X_1 + X_2 \quad Y = X_1 - 3X_2 \quad (\text{B.12})$$

with

$$X = \int \frac{d^3\rho}{\rho^2} \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] \quad (\text{B.13})$$

$$Y = \int \frac{d^3\rho}{\rho^2} (1 - \cos^2\theta) \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] \quad (\text{B.14})$$

and following the method from [5] we get

$$X = 8\pi \int_0^{\infty} du \exp[-u^2 \arctg u \alpha_{\alpha\beta}(\omega)] \quad (\text{B.15})$$

For the calculation of integral (B.14), we use (B.6) with

$$\Phi(u) = \int \frac{d^3\rho}{\rho} \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] (1 - \cos^2\theta) \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right]$$

and we get

$$Y = 8\pi \int_0^{\infty} du \exp[-u^2 \arctg u \alpha_{\alpha\beta}(\omega)] \int \frac{d^3\rho}{\rho} \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] (1 - \cos^2\theta) \exp\left[-\frac{\rho_{\perp}^2}{4} - \frac{\rho}{\alpha_{\alpha\beta}(\omega)}\right] \quad (\text{B.16})$$

Using the relations

$$j_2(x) = j_0''(x) - \frac{1}{x} j_0'(x)$$

and

$$\int_0^{\infty} dx e^{-ax} j_2(x) = -a + a^2 \operatorname{arctg} \frac{1}{a} + h(a)$$

$$h(a) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{a^2} \operatorname{arctg} a$$

we get

$$X_2 = 4\pi \int_0^{\infty} du \exp -u^2 \{ [1 - (\alpha_{\alpha\beta}(\omega) u)^{-2}] \operatorname{arctg} \alpha_{\alpha\beta}(\omega) u + (\alpha_{\alpha\beta}(\omega) u)^{-1} \} \quad (\text{B.17})$$

$$X_2 = 4\pi \int_0^{\infty} du \exp -u^2 \{ [1 + (\alpha_{\alpha\beta}(\omega) u)^{-2}] \operatorname{arctg} \alpha_{\alpha\beta}(\omega) u - (\alpha_{\alpha\beta}(\omega) u)^{-1} \} \quad (\text{B.18})$$

(Received March 14, 1985)

REFERENCES

- 1 R Balian and N R Werthamer, Phys Rev **131**, 1553 (1963)
- 2 P W Anderson, Phys Rev B **30**, 1549 (1984)
- 3 M Crişan and I Kosztin, Phys Lett **107 A**, 273 (1985)
- 4 J W Chen, S E Lambert, M B Maple, Z Fizik, J L Smith, G. R. Stewart and J O Willis, Phys Rev B **30** 1583 (1984)
- 5 N R Werthamer, E Helfand and P C Hohenberg, Phys. Rev. **147**, 295 (1966)
- 6 W Hansch, Phys Rev B **29**, 446 (1984)

CÎMPUL CRITIC SUPERIOR PENTRU UN SUPERCONDUCTOR CU UNDE p

(Rezumat)

În lucrare se calculează dependența de temperatură a cîmpului critic superior pentru un supraconductor în care parametrul de ordine apare din cuplajul electron-electron în stare de triplet. Rezultatul este în concordanță cu măsurătorile efectuate pe materiale în care supraconductibilitatea se datorează electronilor din păturile localizate (fermioni grei) și explică anizotropia cîmpului critic superior.

MAGNETIC BEHAVIOUR AND SPECIFIC HEAT OF DELUTED Mg-Gd ALLOYS

IULIU POP, GALIGER ÉVA, NÉDA ÁRPÁD and MARIN VANCEA

1. Introduction. There are very few studies on deluted Mg-Gd system alloys from the physical viewpoint, owing to the very reduced solubility of gadolinium in magnesium — between 0.16 to 0.24 at. % at room temperature. Nevertheless, from the magnetic point of view, this system appears very interesting, since it represents a combination between two very different elements as magnetic properties. gadolinium is ferromagnetic, with a strong localized magnetic moment, having $7.98 \mu_B$ effective magnetic moment in the paramagnetic region, while magnesium is a Pauli paramagnet with atomic susceptibility $\chi_p = 13 \cdot 25 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{mol}$.

The solid solutions of the magnesium-gadolinium system crystallizes in cubic lattice of CsCl type, having the lattice parameter $a = 3 \cdot 787 \text{ \AA}$ (2).

2 Experimental method. The samples have been prepared by arc-melting in pure argon atmosphere under pressure, using metal of 99% Gd purity and 99.99% Mg. After melting the samples were quenched, and their composition was determined by chemical analysis.

The magnetic susceptibility has been measured between the temperature of liquid nitrogen and 800 K, using a Weiss-Forrer type balance, having $10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g}$ sensitivity (3).

The temperature dependence of the specific heat was determined using an adiabatic calorimeter (4) adapted for high vacuum and small dimensions of the samples.

3. Experimental results and discussions. The temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility for the samples with 0.015 and 0.02 at. % of Gd is given in figure 1, and for the samples having the concentration between 0.156 and 2.065 at. % of Gd in figure 2.

As it can be seen, at high temperature region, the thermal variation of the reciprocal magnetic susceptibility is linear according to the Curie-Weiss law. The magnetic susceptibility points out an obvious increase with the gadolinium concentration increasing in the samples. By extrapolating the linear part of $\frac{1}{\chi}$ (T) dependence up to the intersection with the temperature axis, for the most part of the investigated samples, a negative Curie paramagnetic temperature, θ_p , is obtained. Only for the 2.065 at. % of Gd samples the $\theta_p > 0$.

These results indicate the possibility of an antiparallel ordering of the gadolinium atom magnetic moments. Indeed, below 400 K the temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility is not a linear one, the anomaly being more pronounced when the gadolinium concentration decreases in alloys. The phenomenon is very clear expressed for the investigated sample with

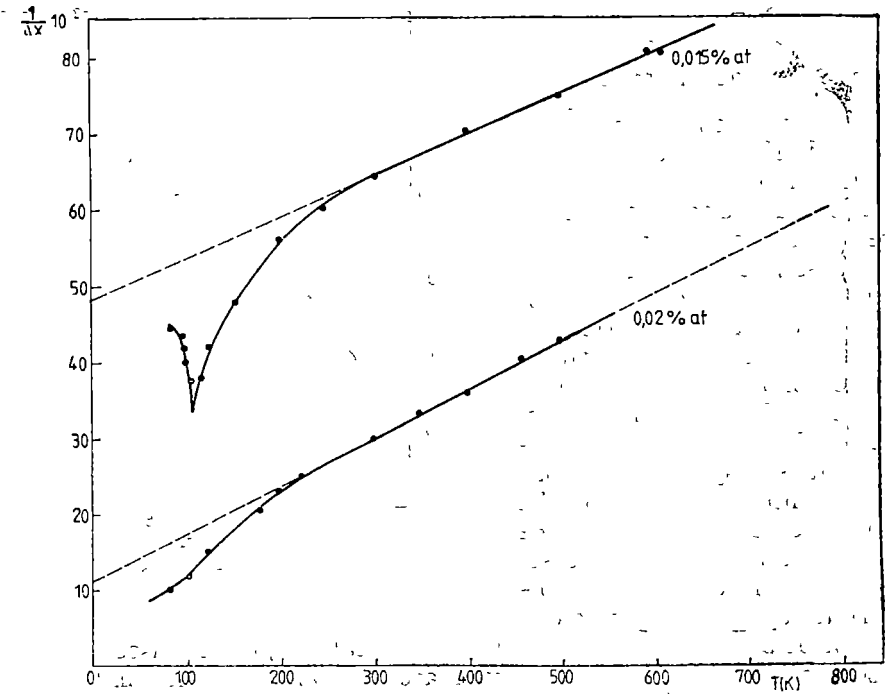


Fig. 1.

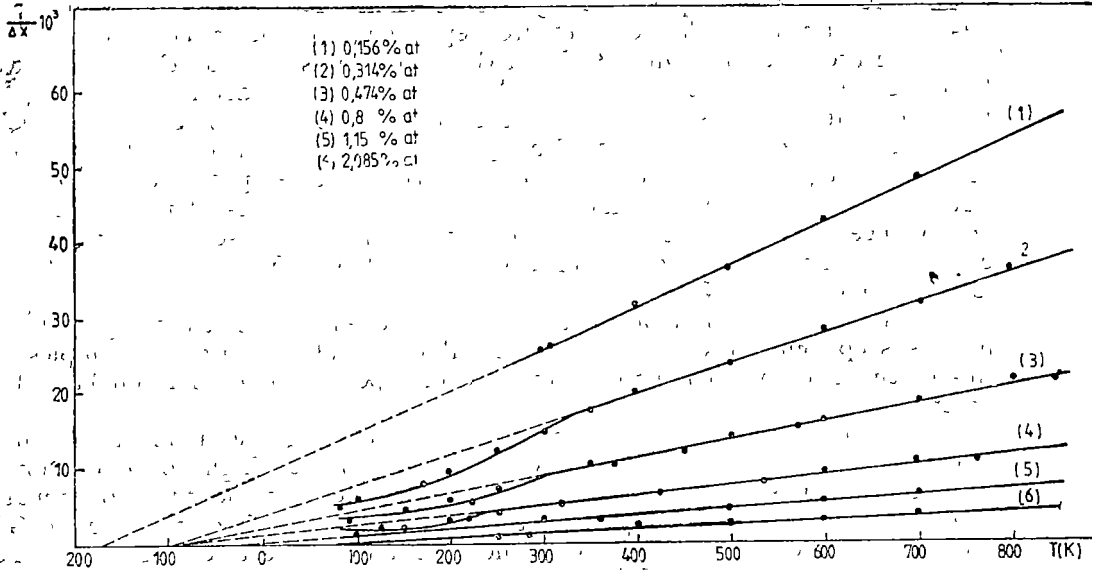


Fig. 2.

the lowest gadolinium contains 0.015 at. % Gd, for which the dependence $\frac{1}{\chi}(T)$ has a very sharp minimum around 108 K temperature. This minimum in thermal variation of the reciprocal magnetic susceptibility may be very easily correlated with the antiferromagnetic ordering of the gadolinium magnetic moments, and the temperature corresponding to the minimum critical Néel temperature. From the first and second figure it is easy to notice that Néel temperature shifts to the lower temperatures when the gadolinium contains increase.

It is interesting to underline that the anomalous temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility maintains itself even for the samples which are no longer in the solid solubility phase, except the last 2.06 at. % Gd concentration.

In the purpose to elucidate the nature of the minimum of the temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility shown in figure 1, it has been determined the temperature dependence of the specific heat at constant pressure given in figure 3. From this figure it is obvious that the specific heat presents an anomaly at 109 K. This anomaly is characteristic for magnetic phase transition. So we can conclude that the anomaly corresponds to Néel temperature, and the investigated alloys are antiferromagnetic at low temperatures. The negative values of the paramagnetic Curie temperatures, θ_p , given in figure 4, as concentration function, confirms these results. The concentration dependence of the paramagnetic Curie temperatures decreases linearly with concentration decrease of gadolinium atoms and below 0.05 at. % Gd it suddenly falls down to -900 K.

From the linear part of the temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility the Curie constant values for all investigated samples and finally the effective magnetic moment values per gadolinium atom have been determined.

The concentration dependence of the effective magnetic moment per gadolinium atom is shown in figure 5. One can see that at high concentrations of gadolinium atoms, the value of the effective magnetic moment is approximately constant, and equal to $8.4 \mu_B$, greater than $7.98 \mu_B$ which corresponds to Gd^{3+} ion state. Below the 0.314% at Gd concentration the effective magnetic moment value increases as the gadolinium atom concentration decreases, and reaches $31.84 \mu_B$ for 0.015 at % Gd.

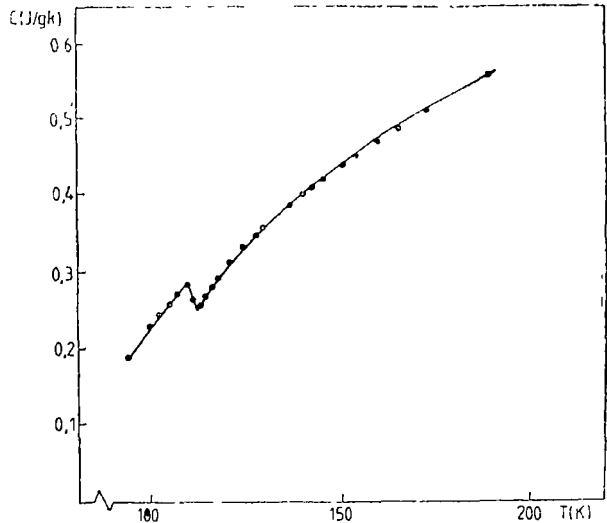


FIG. 3

Fig. 3.

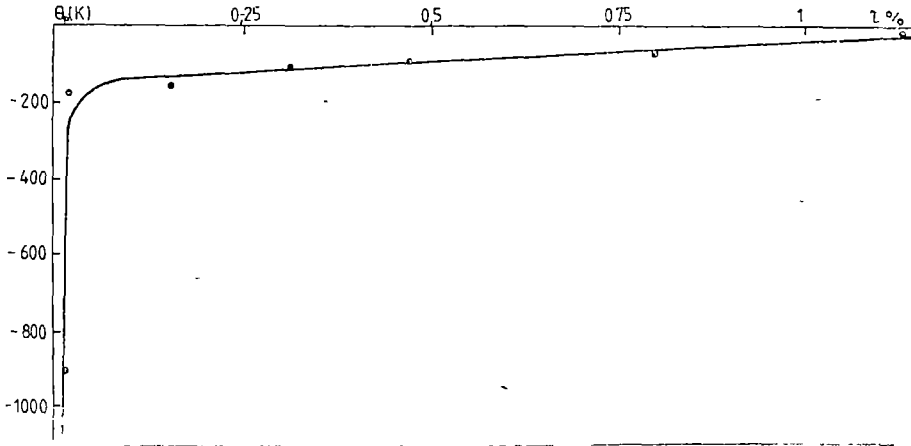


Fig. 4.

The magnetic behaviour of these alloys is very interesting and very strange, especially for the solid solubility region. The emphasized antiferromagnetism and the extremely high values of the effective magnetic moment per gadolinium atom are not very usual in such a type of alloys.

These so interesting effects can be explained by the high density of states of the conduction electron at the Fermi level. The antiferromagnetic coupling between the magnetic moments of gadolinium is determined by an indirect exchange coupling through the conduction electrons of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida type (5), the alloys being diluted.

The presence of the gadolinium strong localized magnetic moment of $7.98 \mu_B/\text{Gd}$ at gives rise to a strong polarization of the conduction electrons around the Gd^{3+} ions in the crystalline lattice, and by this to a giant effective magnetic moment per gadolinium atom.

In order to illustrate the effects of the strong polarization of the conduction electrons by the localized magnetic moments of the gadolinium ions, in figure 6 we represented comparatively the temperature dependence of the magnetic susceptibility measured for the samples with 0.015 and 0.02% at. Gd

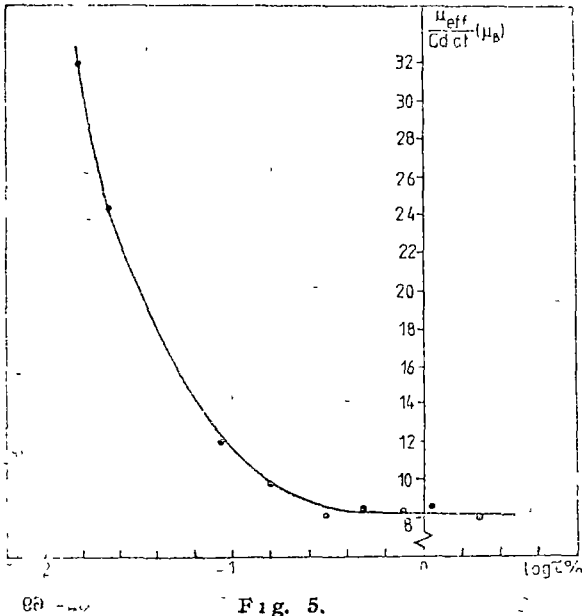


Fig. 5.

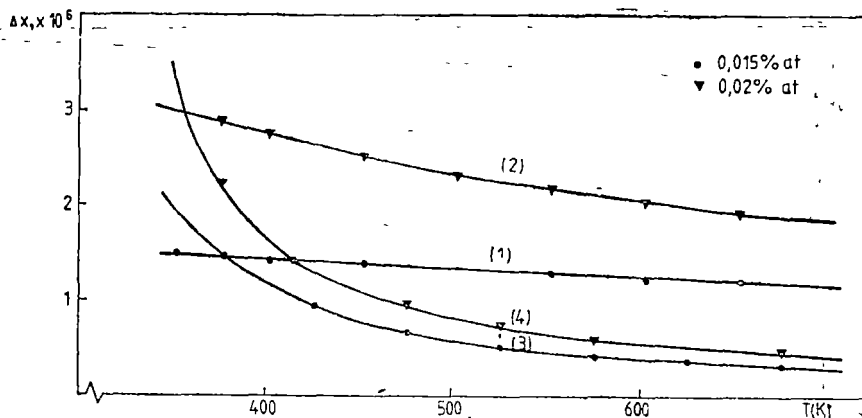


Fig. 6.

(curves 1 and 2) from which the Pauli paramagnetic contribution of magnesium atoms has been extracted and also corrected with ionic diamagnetism of gadolinium and magnesium, towards the susceptibility of a corresponding proportion of pure gadolinium metal (curves 3 and 4). One can see from this figure that the measured magnetic susceptibility of alloys is much higher than the magnetic susceptibility of the pure metallic gadolinium corresponding to the proportion of 0.015 at. % Gd and 0.02 at. % Gd in alloys. The difference in the value of magnetic susceptibility of the alloys is arising exclusively from the polarizing effect of the conduction electrons, and by this, also the giant effective magnetic moments per gadolinium atom we had determined.

4. Conclusions. The magnesium-gadolinium alloys system with cubic crystalline lattice presents interesting magnetic behaviour determined by the alloying between magnesium which is a Pauli paramagnetic metal with temperature independent magnetic susceptibility, and gadolinium which is a ferromagnetic metal with a strong localized magnetic moment of 4f electrons.

Because of the indirect exchange interaction between 4f electron of gadolinium ions and conduction electronic system of Rudermann-Kittel-Kasuya-Yosida type, the magnetic moment of gadolinium atoms give rise to an antiferromagnetic structure characterized by an anomalous temperature dependence of the magnetic susceptibility and specific heat around the Néel critical temperature.

As a consequence of the polarization mechanism of the conduction electronic system around the gadolinium ions, a giant value of the effective magnetic moment per gadolinium atom was obtained. The giant value of the magnetic moment is increasing as the gadolinium concentration decreases, so for 0.015 at. % Gd the effective magnetic moment per gadolinium atom is 31,84 μ_B .

(Received March 14, 1985)

REFERENCES

- 1 E. M. Savitzkii, V. F. Terehova, E. S. Stepanov, *Izv. An SSSR, OTN, Gornoe delo i metallurgia*, Nr 3, 1960
- 2 A. Iandelli, *Acta Nazl. Lincei, Rend. Class. Sci. Fiz. Met. Nat.* 1960 V. 29, p. 62-69.

3. V. I. Tchetchernikov, I Pop, PTE., 5, 180-182 (1964)
4. F. Kelemen, A. Neda, Studia Univ. Babeş-Bolyai, Ser Phys Fasc 2, 39, 1970
5. Kei Yosida, Phys Rev, 106 (1957), 5, p 893-898

COMPORTAREA MAGNETICĂ ŞI CĂLDURA SPECIFICĂ A ALIAJELOR DILUATE DE Mg-Gd

(Rezumat)

S-a studiat dependența de temperatură a susceptibilității magnetice în domeniul de temperatură 80-800 K, pentru o serie de aliaje diluate de Mg-Gd de concentrație 0,015, 0,021, 0,156, 0,314, 0,474, 0,81 și 1,5 procente atomice de gadoliniu. În domeniul temperaturilor ridicate, peste 400 K, valoarea reciprocă a susceptibilității magnetice variază liniar în funcție de temperatură, conform legii Curie-Weiss. În domeniul temperaturilor scăzute, sub 400 K, variația nu este liniară, prezintă o anomalie sistematică, caracteristică transformărilor de fază de speța a doua, de tip antiferomagnetic. În cazul probei de concentrație 0,015% at Gd, valoarea reciprocă a susceptibilității prezintă un minim pronunțat la temperatura de 108 K, temperatură ce corespunde temperaturii Néel. Acest minim al susceptibilității magnetice este în concordanță bună cu anomalia observată la temperatura de 109 K în dependența căldurii specifice de temperatură, anomalie ce este caracteristică transformărilor de fază de speța a doua.

Momentul magnetic efectiv determinat pe atom de gadoliniu este foarte mare, fiind un moment gigant de valoare $\mu = 31,8 \mu_B$ pentru 0,015% at Gd și $8,17 \mu_B$ pentru 0,315% at Gd.

MAGNETIC PROPERTIES OF SOME $\alpha(\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3)$ TERNARY COMPOUNDS

OLIVIA POP, LIVIU STĂNESCU and LILIANA POP

1. Introduction. The ternary oxidic system $\alpha(\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3)$ has in the composition triangle a broad region of solid solubility of the components, except the $\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Fe}_2\text{O}_3$ side, where the solubility of the two components is limited only at the extremity of the side, so determining in the phase diagram of the system a lacuna of miscibility. The crystalline structure of the ternary solid solutions is rhombohedral of the corindon type. Two phases of ternary solids, solutions with rhombohedral structure of corindon type [1–3] coexist in the lacuna of miscibility, one of them containing more $\alpha-\text{Fe}_2\text{O}_3$.

According to the neutronographic data [4, 5], $\alpha-\text{Fe}_2\text{O}_3$ and $\alpha-\text{Cr}_2\text{O}_3$ oxides are antiferromagnetic with the spin magnetic moments orientated antiparallel on the crystallographic direction $\langle 111 \rangle$ for Cr^{3+} ions in $\alpha-\text{Cr}_2\text{O}_3$ and alternative beyond two Fe^{3+} ions in $\alpha-\text{Fe}_2\text{O}_3$, respectively. The $\alpha-\text{Al}_2\text{O}_3$ component is diamagnetic. The interaction of all the three components in the solid solution determines in first approximation a ferrimagnetic spin structure, the magnetic moments of Fe^{3+} and Cr^{3+} ions being different in magnitude [6].

The presence of component $\alpha-\text{Al}_2\text{O}_3$ in different concentrations in the compound may change the magnetic structural picture as magnetic diluant by attenuating the exchange interaction intensity and as partner which may change the reaction in the solid phase. This is the reason we took again the investigation of the compounds $\alpha(\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3)$.

2. Experimental. The samples preparation was described in [6], and their molar concentration is given in Table 1. The samples concentration was chosen so that the number of the spins be constant in all samples.

Table 1

Sample number	1	2	3	4	5	6
Fe_2O_3 mol %	4.55	11.36	18.18	56.82	63.64	70.45
Cr_2O_3 mol %	59.09	47.73	36.36	38.64	27.27	15.91
Al_2O_3 mol %	36.96	40.91	45.45	4.55	9.09	13.64
T_1 , K	<100	<100	<100	620	670	730
T_2 , K	170	274	294	820	1,040	—
$\mu_{\text{eff}}/n, \mu_B$	3.11	3.48	3.41	5.001	5.005	5.31
$\mu_{\text{eff}} \text{ calc.}, \mu_B$	3.23	3.34	3.43	5.069	5.136	5.204

The magnetic susceptibility was measured using a Weiss-Forrer equipment with 10^{-8} cm³/g sensitivity [7], in the temperature range 80–1,250 K, and magnetic field intensity of 4,820 Oe.

3 Experimental results and their interpretation. The temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility is given in figure 1. On the figure

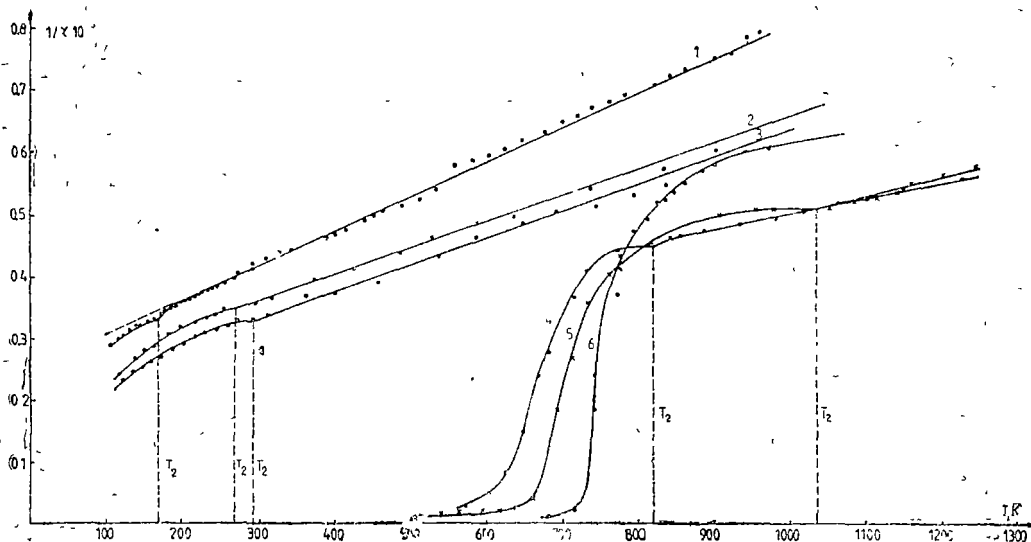


Fig. 1.

one can see that with $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ increasing, the magnetic susceptibility of the compounds increases, while the temperature dependence picture of the reciprocal magnetic susceptibility radically changes with the exchange interaction intensity increase. A common characteristic for all the investigated samples is the ferrimagnetic behaviour, beginning from the low temperature. The first three samples, with less $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ concentration, are ferrimagnetic ordered below 100 K, while the other three samples with high concentration of $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ have the critical temperature, T_1 , when the ferrimagnetic ordering vanishes, including the temperature range between 600 and 800 K.

In the temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility for samples 1 - 3 (Fig 1), one can see in the first place non-linear variation followed by a minimum and an extended linear variation, corresponding to a Langevin paramagnetism. For samples 4 and 5 the thermal variation is somehow similar to the ferrimagnetic one in the paramagnetic region, but without asymptotic part, because there is a minimum followed by a linear dependence $1/\chi(T)$. Only the last sample, 6, has a typical thermal variation $1/\chi(T)$ as for the ferrites with two sublattices, obeying the Néel law

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \frac{T}{C} - \frac{\sigma}{T - \theta},$$

where χ_0 , σ , θ are the constants depending on the molecular field coefficients, and C is the Curie constant, connected with the effective magnetic moment. Thus, for the more concentrated in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ samples a ferritisation process in the spinel structure begins. If the observed minimum in the thermal variation $1/\chi(T)$ for samples 1-5 is marked by T_2 , as critical temperature corresponding to a second order phase transition from the antiferromagnetic state in the para-

magnetic state, then we have less usual succession of two second order phase transitions ferrimagnetism — antiferromagnetism and antiferromagnetism — paramagnetism. The values of the corresponding critical temperatures for the observed phase transitions are given in Table 1. The critical temperature, T_1 , corresponds to the transition from noncolinear ferrimagnetic spin structure to colinear antiferromagnetic spin structure, according to the Yafet and Kittel model [8]. Therefore, the critical temperature, T_2 , represents the Néel temperature, $T_2 = T_N$.

The noncolinear character of the magnetic spin structure for samples 4 and 5 in comparison with sample 6 is clearly pointed out in figure 2, which represents the temperature dependence of the specific intensity of magnetisation, $\sigma(T)$. One can see that the value of the intensity of magnetisation for sample 6 is about three times greater than that corresponding to samples 4 and 5, and has the usual form for the colinear ferrimagnet, according to the Néel molecular field theory [9].

From the slope of the linear part of temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility (Fig. 1) we have determined the value of the Curie constants and then the values of the effective magnetic moments per compound formula, and finally dividing the obtained results by $\sqrt{2}$ the values of the effective magnetic moment per unit formula were determined. These values are in good agreement with the values calculated by using the formula

$$\mu_{\text{eff/uf}} = [f_1(\mu_{\text{Fe}^{3+}})^2 + f_2(\mu_{\text{Cr}^{3+}})^2]^{1/2}$$

where f_1 and f_2 are the molar fractions for $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ and $\alpha\text{-Cr}_2\text{O}_3$, $\mu_{\text{Fe}^{3+}} = 5.92 \mu_B$ and $\mu_{\text{Cr}^{3+}} = 3.87 \mu_B$ are the theoretical effective magnetic moments values [10].

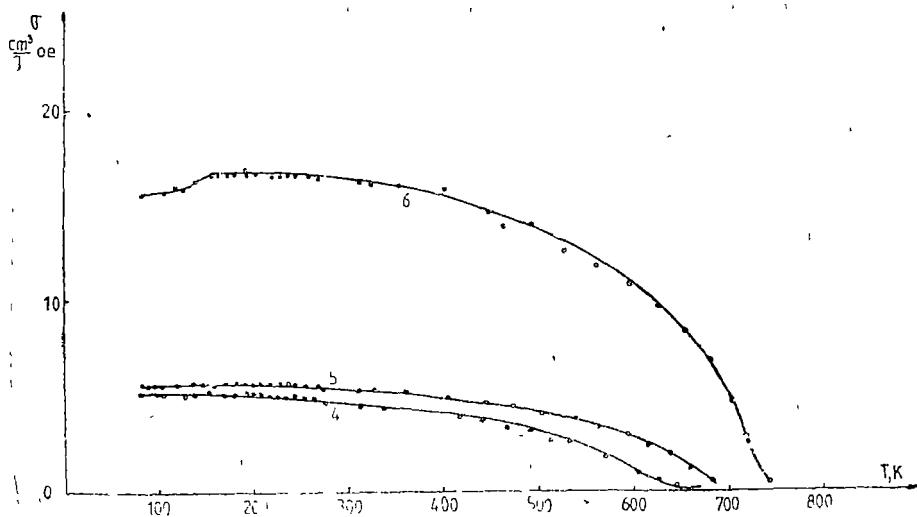


Fig. 2.

4. Conclusions. The ternary $\alpha(\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3)$ investigated compounds in the solid solubility region present a succession of second order phase transitions colinear — noncolinear ferrimagnetism — antiferromagnetism — paramagnetism.

The magnetic susceptibility value increases with the $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ concentration increase

The effective magnetic moment values per unit formula determined from the paramagnetic regions are in very good agreement with the calculated ones, using the theoretical values of the effective magnetic moments for the Fe^{3+} and Cr^{3+} ions.

The $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ concentration increase determines a ferritisation process in the ternary compounds, having more than 63.64 mol % of $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. So the sample with 70.45 mol % $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ presents only colinear ferrimagnetic-paramagnetic phase transition.

(Received March 15, 1983)

REFERENCES

1. A. Muan, S. Somiya, *J. Am. Ceram. Soc.*, **42**, 603 (1959)
2. H. E. von Steinwehr, Z. fur Kristallographie, **125**, 377, (1967)
3. M. Cristea, Teză, I. P. "Traian Vuia" Timisoara (1984)
4. C. G. Shull, W. A. Strauser, E. O. Wofsi, *Phys. Rev.*, **83**, 333 (1951)
5. B. N. Brockhaus, *J. Chem. Phys.*, **21**, 961 (1953)
6. O. Pop, *Buletinul I. P. Cluj, Seria electromecanica*, **15**, 19 (1972)
7. I. Pop, V. I. Tchetchernikov, Pripori i tehnika, experimenta, **5**, 180 (1964)
8. Y. Yafet, Ch. Kittel, *Phys. Rev.*, **87**, 290 (1952)
9. L. Néel, *Ann. de Phys.*, **3**, 137 (1948)
10. P. W. Selwood, *Magnetochemistry*, Moskva, (1958); p. 175.

PROPRIETĂȚILE MAGNETICE ALE UNOR COMPUȘI TERNARI

$\alpha(\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3)$ (Rezumat)

S-au studiat din punct de vedere magnetic între 100 și 1200 K un număr de șase probe cu diferite concentrații de $\alpha(\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3)$ în fază de soluții solide cu structura cristalină romboedrică de tipul corindonului. Dependența de temperatură a susceptibilității magnetice reciproce prezintă o serie de anomalii pentru primele 5 probe, relevând o succesiune de tranziții de fază de ordinul al doilea, de tipul ferrimagnetism coliniar — ferrimagnetism necoliniar — antiferromagnetism — paramagnetism.

La concentrații mai ridicate de $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ apare un proces de ferritizare, astfel că proba a șasea prezintă o dependență de temperatură a intensității de magnetizare specifică și a susceptibilității magnetice reciproce caracteristice pentru un ferimagnetic cu o structură de spin colinară cu două subrețele.

Valorile momentelor magnetice efective pe formula unitate determinate din regiunea paramagnetică sînt în foarte bună concordanță cu valorile momentelor magnetice calculate luînd în considerare valorile teoretice ale momentelor magnetice pentru ionii Fe^{3+} și Cr^{3+} .

WHISTLER WAVES EXCITATION BY A WARM RELATIVISTIC ELECTRON BEAM

J. KARÁCSONY and S. COLDEA

I. Introduction. Whistler waves are readily excited in experiments and in nature. The frequencies of whistler waves excited in atmosphere lie in the audible range and are detectable as radionoisises. Their excitation by a monoenergetic, as well as, by a warm nonrelativistic electron beam has already been considered [1]. Instabilities of whistler waves arising in a plasma penetrated by a gyrating electron beam moving along the magnetic field were theoretically studied by Zayed and Kitsenko [2]. It should be noticed that the excitation of whistler waves by the helical beam occurs both at negative (anomalous Doppler effect) and positive (normal Doppler effect) numbers of harmonic. In our paper we will study the generation of whistler waves due to the anomalous Doppler effect and Cherenkov excitation as a result of the interaction of a warm relativistic electron beam with a cold magnetized plasma.

II. Dispersion relation. Unlike other papers concerned with the study of electron beam-plasma interaction and which neglect the self-magnetic field of the beam, in our paper, to avoid any contradiction with Maxwell's equations arising from the omission of this self-magnetic field, we will assume that in plasma there is a homogeneous return current. It is well-known that an intense relativistic electron beam can propagate in the presence of a dense plasma by inducing a plasma return current which is approximately equal and opposite to the beam current [3]. In this way the selfmagnetic field of the system is nearly zero, but on the other hand in the unperturbed state the plasma electrons are no longer at rest, so the plasma contains a current flow. We will consider a relativistic electron beam with number density n_{b0} and we will assume that the average velocity of beam electrons v_0 is parallel to the external magnetic field \vec{B}_0 , oriented along the positive Oz axis. The plasma electrons producing the return current have a mean velocity.

$$\vec{v}_1 = -(n_{bc}/n_0)\vec{v}_0 \quad (1)$$

where n_0 denotes the plasma electron density satisfying the condition $n_0 \gg n_{b0}$.

Expression (1) for the plasma electron mean velocity follows from the current neutralization condition

$$\vec{j}_{b0} + \vec{j}_{pe} = 0 \quad (2)$$

where $\vec{j}_{b0} = -en_{b0}\vec{v}_0$ and $\vec{j}_{pe} = -en_0\vec{v}_1$ denote the unperturbed beam current density and plasma current density, respectively.

Considering small perturbations of the system from a steady state and for the situations in which all perturbations from uniformity vary as $\exp[i(\vec{k}\vec{r} -$

$-\omega t)$], the general dispersion equation for the plasma waves can be written as [2]

$$AN^4 + BN^2 + C = 0 \quad (3)$$

$$A = \varepsilon_{11} \sin^2 \theta + \varepsilon_{33} \cos^2 \theta + 2\varepsilon_{13} \sin \theta \cos \theta$$

$$B = 2(\varepsilon_{12}\varepsilon_{23} - \varepsilon_{22}\varepsilon_{13}) \sin \theta \cos \theta + \varepsilon_{13}^2 - \varepsilon_{11}\varepsilon_{33} - (\varepsilon_{22}\varepsilon_{33} + \varepsilon_{23}^2) \cos^2 \theta - (\varepsilon_{11}\varepsilon_{22} + \varepsilon_{12}^2) \sin^2 \theta \quad (4)$$

$$C = \varepsilon_{33}(\varepsilon_{11}\varepsilon_{22} + \varepsilon_{12}^2) + \varepsilon_{11}\varepsilon_{23}^2 + 2\varepsilon_{12}\varepsilon_{23}\varepsilon_{13} - \varepsilon_{22}\varepsilon_{13}^2$$

where $N^2 = k^2 c^2 / \omega^2$, ε_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) are the dielectric tensor components of the system and θ represents the angle between the wave vector \vec{k} and the direction of the external magnetic field \vec{B}_0 . (One assumes that the wave vector \vec{k} lies in the xOz plane).

The dielectric tensor can be expressed by means of the conductivity tensor σ in the following way [4]

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij} \quad (5)$$

The conductivity tensor components (more exactly $4\pi i \omega \sigma_{ij}$) for a relativistic electron beam-cold magnetized plasma system have been calculated [5]. Taking into account that $n_{bo} \ll n_o$ and expanding (3) with respect to ratio $\eta = n_{bo}/n_o \ll 1$ and retaining only the linear term, we can write the dispersion relation for the electromagnetic wave under the form:

$$D_0 + D' = 0 \quad (6)$$

where

$$D_0 = (\varepsilon_1^0 \sin^2 \theta + \varepsilon_3^0 \cos^2 \theta) N^4 - [\varepsilon_1^0 \varepsilon_3^0 (1 + \cos^2 \theta) + (\varepsilon_1^{02} - \varepsilon_2^{02}) \sin^2 \theta] N^2 + \varepsilon_3^0 (\varepsilon_1^{02} - \varepsilon_2^{02}) \quad (7)$$

and

$$\begin{aligned} D' = & (\varepsilon'_{11} \sin^2 \theta + \varepsilon'_{33} \cos^2 \theta + 2\varepsilon'_{13} \sin \theta \cos \theta) N^4 + [2 \sin \theta \cos \theta (i\varepsilon_2^0 \varepsilon'_{23} - \varepsilon_1^0 \varepsilon'_{13}) - \\ & - \varepsilon_1^0 \varepsilon'_{33} (1 + \cos^2 \theta) - \varepsilon_3^0 (\varepsilon'_{11} + \varepsilon'_{22} \cos^2 \theta) - \varepsilon_1^0 (\varepsilon'_{11} + \varepsilon'_{22}) \sin^2 \theta - 2i\varepsilon_2^0 \varepsilon'_{12} \sin^2 \theta] N^2 + \\ & + \varepsilon'_{33} (\varepsilon_1^{02} - \varepsilon_2^{02}) + \varepsilon_1^0 \varepsilon_3^0 (\varepsilon'_{11} + \varepsilon'_{22}) + 2i \varepsilon_2^0 \varepsilon_3^0 \varepsilon'_{12} \end{aligned} \quad (8)$$

is a small correction to D_0 .

In expressions (7) and (8) we used the following notations:

$$\varepsilon_1^0 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_e^2}$$

$$\varepsilon_2^0 = \frac{\omega_p^2 \omega_e}{\omega(\omega^2 - \omega_e^2)}$$

$$\varepsilon_3^0 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (9)$$

where $\epsilon'_{11} = -\eta \left[\frac{2\omega_p^2 \vec{k} \cdot \vec{v}_0}{\omega^2 - \omega_e^2} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{2\omega}{\omega^2 - \omega_e^2} \right) + \frac{\omega_p^2}{\omega_e^2 \gamma_0 a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 B_n A_n \right]$ [12]

$\epsilon'_{12} = i\eta \left\{ \frac{\omega_p^2 \omega_e \vec{k} \cdot \vec{v}_0}{\omega(\omega^2 - \omega_e^2)} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{2\omega}{\omega^2 - \omega_e^2} \right) + \frac{\omega_p^2}{\omega_e^2 \gamma_0 a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n B_n \left[\left(\frac{n}{a} - 1 \right) A_n + A_{n+1} \right] \right\}$ [13]

$\epsilon'_{13} = i\eta \left[\frac{\omega_p^2 k v_0 \sin \theta}{\omega(\omega^2 - \omega_e^2)} + \frac{\omega_p^2 \operatorname{tg} \theta}{\omega \omega_e \gamma_0 a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n C_n A_n \right]$ [14]

$\epsilon'_{22} = -\eta \left\{ \frac{2\omega_p^2 \vec{k} \cdot \vec{v}_0}{\omega^2 - \omega_e^2} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{2\omega}{\omega^2 - \omega_e^2} \right) + \frac{\omega_p^2}{\omega_e^2 \gamma_0 a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \left[\left(\frac{n}{a} - 1 \right) A_n + 2A_{n+1} \right] \right\}$ [15]

$\epsilon'_{23} = i\eta \left\{ \frac{\omega_p^2 \omega_e k v_0 \sin \theta}{\omega^2(\omega^2 - \omega_e^2)} + \frac{\omega_p^2 \operatorname{tg} \theta}{\omega \omega_e \gamma_0 a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \left[\left(\frac{n}{a} - 1 \right) A_n + A_{n+1} \right] \right\}$ [16]

The conductivity tensor components ϵ'_{ij} are calculated by means of the conductivity tensor ϵ'_{ij} and the wave vector \vec{k} and the direction of the external magnetic field \vec{H}_0 (the assumptions $\gamma_0 \gg 1$ and $\omega \gg \omega_e$ are used). The dielectric tensor can be expressed by means of the conductivity tensor in the following way [17]

(2) $A_n = \exp(-a) I_n(a) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{a}{n} \right)$

(7) $B_n = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{n \omega_e}{k_x \bar{u}_\perp} Z(s_n) \frac{T_\perp}{T_\parallel} Y(s_n) - \sqrt{\pi} \left(\frac{n \omega_e}{k_x \bar{u}_\perp} \right) Z(s_n) \frac{T_\perp}{T_\parallel} Y(s_n)$

$C_n = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{n \omega_e}{k_x \bar{u}_\perp} Z(s_n) \left[\frac{T_\perp}{T_\parallel} Y(s_n) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{T_\perp}{T_\parallel} Y(s_n) \right] + \sqrt{\pi} \frac{T_\perp}{T_\parallel} Y(s_n)$

(3) $\omega_p = \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{m} \right)^{1/2}$, $\omega_e = \frac{eB_0}{mc}$, $\gamma_0 = \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right)^{-1/2}$ and $a = \frac{v_0}{k_x \bar{u}_\perp} \frac{v_0}{\gamma_0^2} \frac{v_0}{\omega_e^2}$

The perpendicular and parallel mean square velocity differences from the average velocity \bar{u}_\perp^2 and \bar{u}_\parallel^2 have been defined by the following relations:

$T_\perp = m\gamma_0 \bar{u}_\perp^2$
 $T_\parallel = m\gamma_0^3 \bar{u}_\parallel^2$

where T_\perp and T_\parallel are the perpendicular and parallel beam temperatures, respectively.

In the above expressions we still used the plasma dispersion functions [6]

$$+ (0^2 \omega_{pe}^2) - \frac{0^2 \omega_{pe}^2}{\omega^2} Z(s_n) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\omega}{2\pi} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt \exp(-t^2/2)}{t - s_n - i\epsilon} \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^{-1} \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{\delta \gamma_{||} \bar{v}_0 \omega} = \text{const} \quad (11)$$

$$+ [V_1(0^2 \omega_{pe}^2 + 0^2 \omega_{pe}^2) Y(s_n)] = I \left[\frac{s_n Z(s_n)}{1 + s_n Z(s_n)} - \dots \left(\omega \Omega - \frac{\omega^2}{s} \right) \right] + [V_2(0^2 \dots$$

with

$$\left(1 + \frac{\omega}{s} + \dots \left(1 - \frac{\omega}{s} \right) \right)^{-1} \left[\frac{0^2 \omega_{pe}^2 \gamma_{||} \omega}{s_n} \frac{\omega - (\vec{k} \cdot \vec{v}_0 - n \omega_e / \gamma_0)}{k_x \bar{v}_{||}} \right] \left(1 - \frac{\omega}{s} \right)^{-1} \dots$$

and the Bessel functions J_n of the first kind of imaginary argument

III Whistler waves excitation. In the zero approximation term D' in equation (6) may be omitted. Equation $D_0 = 0$ then gives the dispersion equation for a cold magnetized plasma. For the general case of oblique wave propagation this is a very complicated equation and analytic solutions can be obtained only for certain frequency ranges. Assuming, $\omega_p \gg \omega_e \gg \gamma \omega$, at θ different from $\pi/2$, from $D_0 = 0$ the following expression can be obtained for the whistler frequencies ω_w [4]

$$+ V_1(n, k - \dots) \frac{0^2 \omega_{pe}^2 \omega}{\omega_w^2} = \frac{\omega_e^2 k^2 \cos \theta}{\omega_p^2} + (0^2 \omega_{pe}^2) - \dots \quad (12)$$

Now, retaining the small correction D' , we observe that the roots of the dispersion relation for the beam-plasma system will be in the neighbourhood of the roots of $D_0 = 0$. Expanding equation (6) about ω_w yields to lowest order

$$\left(\frac{\partial D_0}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_w} \delta \omega + D'(\omega_w) = 0 \quad (13)$$

We are mostly interested in the imaginary part of $\delta \omega$, that can be written as

$$\frac{\delta \omega}{\omega} = \frac{Im D'(\omega_w)}{\left(\frac{\partial D_0}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_w}} = \dots \quad (14)$$

The imaginary part of D' results from the imaginary part of $Z(s_n)$. Writing this function under the form [6]

$$(8I) \left[(0^2 \omega_{pe}^2 + 1) V_1(0^2 \dots) \frac{0^2 \omega_{pe}^2 \gamma_{||} \omega}{s} + V_2(0^2 \dots) \frac{0^2 \omega_{pe}^2 \gamma_{||} \omega}{s \Omega} - \dots \right]$$

$$Z(s_n) = -\exp(-s_n^2/2) \int_0^{\infty} e^{-\xi^2/2} d\xi - i \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \quad (15)$$

and taking into account that, in the case when for a certain number n equal to n' , the expression $\omega_w - \vec{k} \cdot \vec{v}_0 - n' \omega_e / \gamma_0$ tends to zero, $Im Z(s_n)$ with $n \neq n'$

are small compared with $ImZ(s_{n'})$, we obtain for $ImD'(\omega_w)$ the following expression

$$\begin{aligned}
 ImD' = & \eta \frac{\omega_p^2 n' \omega_e}{\omega_w^2 k_x \bar{u}_{||} \gamma_0^2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{s_{n'}^2}{2}\right) \left\{ \frac{\omega_w^2 N^4}{k^2 \bar{u}_{||}^2} A_{n'} + \frac{n'^2}{a} A_{n'} [\epsilon_1^0 \epsilon_3^0 - (\epsilon_1^0 \sin^2 \theta + \right. \\
 & + \epsilon_3^0) N^2] + \left[\left(\frac{n'}{a} - 2n' + 2a\right) A_{n'} - 2a A_{n+1} \right] \cdot [\epsilon_1^0 \epsilon_3^0 - (\epsilon_1^0 \sin^2 \theta + \epsilon_3^0 \cos^2 \theta) N^2] + \\
 & + 2\epsilon_2^0 n' \left[\left(\frac{n'}{a} - 1\right) A_{n'} + A_{n'+1} \right] (\epsilon_3^0 - N^2 \sin^2 \theta) - 2 \frac{k_x v_0 \gamma_0 \sin^2 \theta}{\omega_e} \left[\epsilon_2^0 \left(\left(\frac{n'}{a} - 1\right) A_{n'} + A_{n'+1}\right) + \right. \\
 & \left. + \epsilon_1^0 \frac{n'}{a} A_{n'} \right] N^2 + \left(\frac{k_x v_0 \gamma_0 \tan^2 \theta}{\omega_e}\right)^2 \frac{A_{n'}}{a} [\epsilon_1^0 - \epsilon_2^0 - \epsilon_1^0 N^2 (1 + \cos^2 \theta)] \left. \right\} \quad (16)
 \end{aligned}$$

when $n' \neq 0$ (excitation by cyclotron resonance under the condition of anisotropic Doppler effect), and

$$\begin{aligned}
 ImD' = & \eta s_0 \frac{T_{\perp}}{T_{||}} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{s_0^2}{2}\right) \left\{ \frac{\omega_p^2 \gamma_0 \sin^2 \theta}{\omega_e^2 a} A_0 N^4 + 2 \frac{\omega_p^2 a}{\gamma_0 \omega_w} (A_0 - A_1) \right. \\
 & \left. [\epsilon_1^0 \epsilon_3^0 - (\epsilon_1^0 \sin^2 \theta + \epsilon_3^0 \cos^2 \theta) N^2] - 2 \frac{\omega_p^2 \sin^2 \theta}{\omega_w \omega_e} \epsilon_2^0 (A_1 - A_0) N^2 + \right. \\
 & \left. + \frac{\omega_p^2 \tan^2 \theta \gamma_0}{\omega_e^2 a} [\epsilon_1^0 - \epsilon_2^0 - \epsilon_1^0 N^2 (1 + \cos^2 \theta)] \right\} \quad (17)
 \end{aligned}$$

when $n' = 0$ (Cherenkov excitation).

(E1) The expression (16) for ImD' is one very complicated. In order to simplify it we will consider the small wave number limit ($a \ll 1$) Keeping the terms of order $\frac{n'}{a}$ in (16), we obtain

$$\begin{aligned}
 (E1) \quad ImD' = & \eta \frac{\omega_p^2 n' \omega_e}{\omega_w^2 k_x \bar{u}_{||} \gamma_0^2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{s_{n'}^2}{2}\right) \frac{A_{n'}}{a} \left\{ \frac{\omega_w^2 \gamma_0^2}{\omega_e^2} \sin^2 \theta N^4 + n^2 \right. \\
 & \left. + 2\epsilon_2^0 \epsilon_3^0 + 2\epsilon_2^0 \epsilon_3^0 + 2N^2 (\epsilon_3^0 + \epsilon_3^0 \cos^2 \theta) + 2\epsilon_1^0 \sin^2 \theta + 2\epsilon_1^0 \sin^2 \theta \right\} - \\
 & - 2n \frac{k_x v_0 \gamma_0 \sin^2 \theta}{\omega_e} (\epsilon_2^0 + \epsilon_1^0) N^2 + \left(\frac{k_x v_0 \gamma_0 \tan^2 \theta}{\omega_e}\right)^2 [\epsilon_1^0 - \epsilon_2^0 - \epsilon_1^0 N^2 (1 + \cos^2 \theta)] \left. \right\} \quad (18)
 \end{aligned}$$

(E2) Now, writing D_0 under the form

$$D_0 = \frac{\omega_p^2 (c^2 k^2 + \omega_e^2)^2}{\omega_w^2 \omega_e^2} \eta \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{1}{\omega_w \omega_e} \exp\left(-\frac{s_0^2}{2}\right) \left\{ \frac{\omega_p^2 \gamma_0 \sin^2 \theta}{\omega_e^2 a} A_0 N^4 + 2 \frac{\omega_p^2 a}{\gamma_0 \omega_w} (A_0 - A_1) \right.$$

and taking into account that for whistler waves $\omega_p \gg \omega_e \gg \omega_w$ and neglecting the higher-order terms in $\frac{\omega_w}{\omega_e}$, we obtain from (14)

$$Im\delta\omega = -\eta \frac{n'^2 \omega_e^2}{k_x \bar{u}_{||} \gamma_0^2 (1 + c^2 k^2 / \omega_p^2)^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{s_{n'}^2}{2}\right) \frac{A_{n'}}{a} \left[\frac{(1 + \cos \theta)^2}{\cos \theta} - \frac{\omega_w}{\omega_e} (2 + tg^2 \theta) \right] \quad (20)$$

It results from (20) that $Im\delta\omega > 0$ only when $n' < 0$. Thus the whistler waves can be excited by a warm relativistic electron beam by cyclotron resonance under the condition of anomalous Doppler effect.

The growth rate for Cherenkov excitation can be obtained using expressions (18), (19) and (14). Neglecting the higher-order terms in ω_w/ω_e , after the algebraic calculations results

$$Im\delta\omega = -\eta \sqrt{\frac{\pi}{2}} s_0 \frac{T_{\perp}}{T_{||}} \frac{\omega_e}{\gamma_0} \frac{a(A_0 - A_1)}{(1 + c^2 k^2 / \omega_p^2)^2} \left(\cos \theta - \frac{\omega_w}{\omega_e} \right) \exp\left(-\frac{s_0^2}{2}\right) \quad (21)$$

Remembering that $s_0 = (\omega - k v_0)/k_x \bar{u}_{||}$, the instability ($Im\delta\omega > 0$) appears when $\omega < \vec{k} \cdot \vec{v}_0$.

IV Conclusion. The unstable whistler mode solutions of the linear general dispersion relation for a warm relativistic electron beam propagating through an infinite cold magnetized plasma have been obtained. We find that the whistler modes can be excited by cyclotron resonance under the condition of anomalous Doppler effect and by the Cherenkov excitation. The growth rate for cyclotron resonance for small wave number limit and the growth rate for Cherenkov excitation have been calculated. The obtained expressions show that the parallel beam temperature retards the growth of the wave, but the cyclotron growth rate decreases more slowly than the Cherenkov growth rate, when the parallel beam temperature is increased. The relativistic electron beam excited return current has no influence on the growth rates of the excited whistler modes.

(Received March 20, 1985)

REFERENCES

- 1 K. N. Stepanov, A. B. Kitsenko, *Zh. Tekh. Fiz.* **31**, 167 (1961)
- 2 K. E. Zayed, A. B. Kitsenko, *Plasma Physics* **10**, 147 (1968)
- 3 R. Lee, R. N. Sudan, *Phys. Fluids* **14**, 1213 (1971).
- 4 A. I. Akhiezer, I. A. Akhiezer, R. V. Polovin, A. G. Sitenko, K. N. Stepanov, *Electrodinamika plazmy*, Izdatelstvo Nauka, Moskva, 1974
- 5 J. Karácsony, V. Selinger, *Bull. Math. Soc. Sci. Math. R.S.R.* **24** (72), 4, 363 (1980).
- 6 S. A. Bludman, K. M. Watson, M. N. Rosenbluth, *Phys. Fluids* **3**, 747 (1960).

and taking into account that for $\omega \ll \omega_0 \ll \omega_0^2$ we have

L'INSTABILITÉ MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE D'UN FLUIDE VISQUEUX-ÉLASTIQUE, IONISÉ, EN PRÉSENCE D'UN EFFET DE

CONDUCTIBILITÉ THERMIQUE. L'ÉQUATION DE DISPERSION
 MIRCEA VASIU

1. **Introduction.** Dans le présent article nous voulons déduire l'équation de dispersion pour le cas de l'instabilité magnétohydrodynamique d'un *fluide visqueux-élastique ionisé* en présence d'un effet de *conductibilité thermique*. Le fluide se trouve sous l'action d'un champ magnétique uniforme $\vec{B}(0, 0, B_0)$ et sous l'action de l'accélération gravitationnelle $g(0, 0, -g)$. Nous admettons en même temps la présence d'un mouvement de rotation uniforme avec une vitesse

angulaire $\vec{\Omega}(0, 0, \Omega)$ dirigée d'après l'axe Oz . Nous utilisons les résultats obtenus par S. Chandra [1], R. Sharma [2] et M. Vasîu [3].

2. **Équations fondamentales pour l'état perturbé du fluide ionisé.** Le système des équations magnétohydrodynamiques pour l'état perturbé du fluide, en projection sur l'axe Oz , s'écrit de la manière suivante

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \lambda \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} + g \alpha \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\Omega \frac{\partial \zeta}{\partial z} - \frac{B_0}{\mu_0 \rho_0} \frac{\partial \xi}{\partial z} = \Delta (\delta B_z) \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \lambda \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \xi}{\partial z} - B_0 \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) = v_m \Delta \xi \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \lambda \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \alpha \Delta \zeta \right) = \nu \Delta w \quad (3)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{B_0}{\mu_0 \rho_0} \frac{\partial \xi}{\partial z} = \nu \Delta \zeta + 2\Omega \frac{\partial w}{\partial z} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - B_0 \frac{\partial \zeta}{\partial z} = v_m \Delta \xi \quad (5)$$

où w est la perturbation de la vitesse, θ est la perturbation de la température, δB_z est la perturbation du champ magnétique, $\zeta = (\text{rot } w)_z$ ou $w = w(z, t)$ est la perturbation de la vitesse (considérée comme un vecteur), $\xi = (\text{rot } \delta B)_z$, λ est le temps de relaxation des tensions, λ_0 est le temps de retardement des déformations, ν est le coefficient de viscosité cinématique, α est le coefficient de expansion de volume du fluide, ν_m est le coefficient de viscosité magnétique du fluide ionisé, χ est le coefficient de conductibilité thermique, $\beta = \frac{1}{\rho_0 \alpha}$

est $\left| \frac{d\mathcal{T}}{dz} \right|$, μ_0 est la perméabilité magnétique du fluide, ∇ est l'opérateur scalaire,

Δ est l'opérateur de Laplace.

Admettons que des petites perturbations se propagent dans le fluide sous la forme $\exp\{i(k_x x + i k_y y + n t)\}$

$$\mathcal{N}(\delta\varphi - \delta B_x, \theta, \zeta, \xi, \Phi(z)) = \Phi(z) \exp\{i(k_x x + i k_y y + n t)\} \quad (6)$$

où $\delta\varphi = w, \delta B_x, \theta, \zeta, \xi, \Phi(z) = W(z), K(z), \Theta(z), Z(z), X(z), \Phi(z)$ est l'amplitude d'onde, k_x, k_y sont les composantes du vecteur d'onde k , n est la pulsation d'onde.

La substitution des perturbations (6) dans les équations (1)–(5) nous conduit au système d'équations, qui en projection sur l'axe Oz , s'écrit sous la forme

$$[n - \nu(D^2 - k^2)]W + g\alpha k^2 \Theta - \frac{B_0}{\mu_0 \rho_0} (D^2 - k^2) DK + 2\Omega DZ = 0 \quad (7)$$

$$[n - \nu(D^2 - k^2)]K = B_0 \delta DW \quad (8)$$

$$[n - \nu(D^2 - k^2)]\Theta = \beta W \quad (9)$$

$$[n - \nu(D^2 - k^2)]X = \frac{B_0}{\mu_0} DZ \quad (10)$$

$$[n - \nu(D^2 - k^2)]Z = \frac{B_0}{\mu_0} DX + 2\Omega D\bar{W} \quad (11)$$

où $D = \frac{d}{dz}, D^2 = \frac{d^2}{dz^2}$

Introduisons les grandeurs

$$a = k d, \quad \sigma = \frac{n d^2}{\nu}, \quad p_1 = \frac{\nu}{\alpha}, \quad p_2 = \frac{\nu}{\nu_m}, \quad z = dz, \quad F = \frac{\lambda \nu}{d^2},$$

$$\Gamma = \frac{\lambda \nu_0}{\lambda_0 \nu}, \quad A = \frac{1 + \sigma F}{1 + \sigma} \quad (12)$$

où d est une longueur caractéristique. Remplaçons les grandeurs (12) en équations (7)–(11), nous obtiendrons

$$(D^2 - a^2)[A(D^2 - a^2) - \sigma]W + \frac{B_0 d}{\mu_0 \rho_0 \nu} (D^2 - a^2)DK - \left(\frac{2\Omega d^3}{\nu}\right) DZ = \left(\frac{g\alpha d^2}{\nu}\right) a^2 \Theta, \quad (13)$$

$$(D^2 - a^2)K = \frac{B_0 d}{\nu_m} DW, \quad (14)$$

$$(D^2 - a^2 - \phi_1 \sigma)\Theta = \frac{B_0 d^2}{\alpha} W, \quad (15)$$

$$(D^2 - a^2 - \phi_2 \sigma)X = \frac{B_0 d^2}{\mu_0 \rho_0 \nu} DZ, \quad (16)$$

$$(D^2 - a^2 - \sigma)Z = \frac{2\Omega d^3}{\nu} DW + \frac{B_0 d}{\mu_0 \rho_0 \nu} DX. \quad (17)$$

3. **L'équation de dispersion.** Éliminant les fonctions K, Θ, Z, X entre les équations (13)–(17) on obtient l'équation de dispersion

$$\begin{aligned} & (D^2 - a^2 - p_1\sigma)\{(D^2 - a^2)[(D^2 - a^2 - p_2\sigma)(D^2 - a^2 - \sigma) - QD^2][A(D^2 - \\ & - a^2) - \sigma][D^2 - a^2 - p_2\sigma) - QD^2] + TD^2(D^2 - a^2 - p_2\sigma)^2\}W = \quad (18) \\ & = -Ra^2[(D^2 - a^2 - p_2\sigma)(D^2 - a^2 - \sigma) - QD^2](D^2 - a^2 - p_2\sigma)W, \end{aligned}$$

où $R = \frac{g\alpha\beta d^4}{\nu^2}$ est le nombre de Rayleigh, $T = \frac{4\Omega^2 d^4}{\nu^2}$ est le nombre de Taylor,

$$Q = \frac{B_0^2 d^2}{\mu_0 \rho_0 \nu^2}.$$

4. **Cas particuliers.** Pour le cas d'un modèle de fluide en l'absence de l'effet visqueux-élastique ($\lambda \rightarrow 0, \lambda_0 \rightarrow 0, A = 1$), l'équation de dispersion (18) se réduit à l'équation de dispersion obtenue par Chandrasekhar [1]

$$\begin{aligned} & (D^2 - a^2)(D^2 - a^2 - p_1\sigma)\{(D^2 - a^2 - \sigma)[(D^2 - a^2 - p_2\sigma) - QD^2]^2\}W = \\ & = -T\{(D^2 - a^2 - p_2\sigma)^2 D^2 + Ra^2[(D^2 - a^2 - p_2\sigma)(D^2 - a^2 - \sigma) - \\ & - QD^2](D^2 - a^2 - p_2\sigma)\}W. \end{aligned}$$

Pour le cas d'un modèle de fluide en l'absence de mouvement de rotation ($\Omega = 0$), l'équation de dispersion (18) se réduit à l'équation de dispersion obtenue par Sharma [2].

$$\begin{aligned} & (D^2 - a^2)(D^2 - a^2 - p_1\sigma)(D^2 - a^2 - p_2\sigma)[(1 + \sigma\Gamma)(D^2 - a^2) - \sigma(1 + \sigma F)]W = \\ & - Q(1 + F\sigma)(D^2 - a^2)(D^2 - a^2 - p_1\sigma)D^2W = -Ra^2(1 + F\sigma)(D^2 - a^2 - p_2\sigma)W. \end{aligned}$$

(Manuscrite) du 3 mars 1985)

BIBLIOGRAPHIE

1. S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford, Clarendon Press, 1961, § 51
2. R. Sharma, *Acta Physica Acad. Scient. Hungar.*, **38** (4), 293 (1975)
3. M. Vasiiu, *Studia Univ. Babeş-Bolyai, Physica*, **29**, 74 (1984)

INSTABILITATEA MAGNETOHIDRODINAMICĂ A UNUI FLUID VISCO-ELASTIC IONIZAT, ÎN PREZENȚA UNUI EFECT DE CONDUCTIBILITATE TERMICĂ. ECUAȚIA DE DISPERSIE

(Rezumat)

În lucrarea de față se stabilește ecuația de dispersie pentru cazul unui model de fluid visco-elastic, ionizat, cu conductivitate electrică finită, în prezența unui efect de conductibilitate termică. Fluidul se consideră în mișcare de rotație uniformă și se găsește sub acțiunea accelerației gravitaționale și a unui câmp magnetic uniform. Ecuația de dispersie obținută generalizează ecuațiile de dispersie obținute de alți cercetători pentru modele particulare de fluide ionizate.

RADON AND THORON EXHALATION MEASUREMENT FROM GROUND USING γ -RAY SPECTROSCOPY

C. COSMA, I. MASTAN, V. CACOVEANU

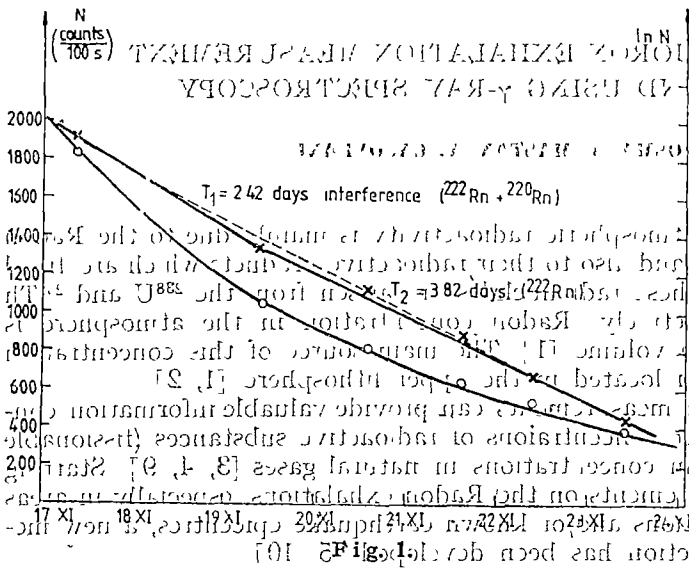
1 Introduction. The atmospheric radioactivity is mainly due to the Radon (^{222}Rn) and Thoron (^{220}Rn) and also to their radioactive products which are fixed on the aerosol particles. These radionuclides are arisen from the ^{238}U and ^{232}Th radioactive families, respectively. Radon concentration in the atmosphere is estimated at $6 \cdot 10^{-18}\%$ in volume [1]. The main source of this concentration is the exhalation of Radon located in the upper lithosphere [1, 2].

The Radon exhalation measurements can provide valuable information concerning the areas with large concentrations of radioactive substances (fissionable materials) and large helium concentrations in natural gases [3, 4, 9]. Starting from the systematic measurements on the Radon exhalations, especially in areas with large tectonic dislocations and/or known earthquake epicentres, a new method for earthquake prediction has been developed [5-10].

2 Experimental. The half-lives of Radon (^{222}Rn) and Thoron (^{220}Rn) are of 3,82 days, respectively 54 sec. These radionuclides decay only by α -particle emission (no γ -emissions) but their decay products, ^{214}Pb and ^{214}Bi for Radon and ^{212}Pb and ^{208}Tl for Thoron, are strongly γ -emitters [6]. The radioactive deposit of Radon has a lifetime of about 40 min., while that of Thoron of about 10 hours. The Radon exhalation was gathered by adsorption on activated charcoal [7, 8]. The gathering operation was performed using special frame-boxes which were fixed on the earth surface for a well-determined period of time. In the first set of experiments we have used two kinds of activated charcoal, that is, medicinal (anthrax) and a specialized one, for ammonia adsorption. Radon was gathered from the Colina area (Mănăștur) in the West of Cluj-Napoca City. Colina area is characterized by a stony soil which was not cultivated in the last 10 years. The measurements were performed by using a spectrometer equipped with a great scintillation detector of the type ND 424 [9]. For the γ -spectrum calibration the radioactive sources of ^{241}Am , ^{137}Cs , and ^{60}Co were used.

In order to obtain the photopeaks for both the Radon deposit (242 keV, 295 keV, 352 keV and 610 keV) and the Thoron one (580 keV), in the first set of experiments the activity measurements were performed in a large energy range, that is, between 180 keV and 650 keV. The counting rates were averaged between 10 measurements each of 100 sec.

Sample No 1 was gathered in November 16/17, 1984. In Fig 1 the counting rate variation has been shown. From Fig 1, it can be seen that the activity decrease is faster than it might be due to the Radon half-life of 3,82 days. It can be concluded that the radioactivity is due to a mixture of two radionuclides, that is Radon and Thoron. A half-life of 2,42 days has been computed starting from the first part of the experimental curve shown in Fig 1. This is an intermediary value between 3,82 days for Radon and 10 hours for Thoron.



On the basis of these experimental results a Radon ($^{222}\text{Rn} + ^{220}\text{Rn}$) flow of $30 \cdot 10^{-18} \text{ Ci/cm}^2 \cdot \text{sec}$ has been estimated.

This result is in a good agreement with the previously reported one [7].

3. Conclusions.

Starting from our preliminary results on Radon exhalation the following conclusions can be drawn:

- a) In order to obtain a high efficiency for Radon adsorption systematic investigations concerning the

activated charcoal produced in our country are necessary.

b) One can distinguish between Radon and Thoron contributions in the total emanated flow.

c) The systematic measurements concerning Radon exhalation can be developed in an efficient method for earthquake prediction in our country of instance in Vrancea area.

(Received April 2, 1985)

REFERENCES

1. M. N. Filipescu, I. Humă, *Geochimia gazelor naturale*, Ed. Academiei, Bucuresti, 1979.
2. K. Rankama, *Progress in isotope geology*, Interscience Publishers, John Wiley and Sons, New York, 1963.
3. King, Chi-Yun, *Nature*, **271**, 516 (1978).
4. C. Cosma, I. Mastan, V. Znamirovski, O. Colzaru, *St. Cerc. Fiz.*, **37**, 139 (1985).
5. K. Katoh, K. Ito, H. Shimogata, *Spec. Rept. Geol. Surv. Japan*, **7**, 70 (1979).
6. N. G. Gusev, P. P. Dimitriev, *Kvantovoi izlucenie radiatsionnoi nukliidov*, Atomizdat, Moskva, 1977.
7. K. Thegumi, T. Mamuro, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2052 (1972).
8. F. Kodaj, C. Cosma, *The National Symposium On Physics of Amorphous Materials*, May 30-31, 1981, pg. 121.
9. C. Cosma, I. Mastan, V. Znamirovski, N. Golopentă, *St. Cerc. Fiz.*, **33**, 633 (1981).
10. A. N. Sultankhodzhayev, S. U. Latipov, T. Zakirov, I. A. Khamidov, *Uzb. Geol. J.urnal.*, **3**, 39 (1977).

COMPORTAREA ELECTRICĂ ȘI MAGNETICĂ A FERITELOR GRANATE MIXTE $Er_3Fe_{5-x}Sn_xO_{12}$

OLIVIA POP, L. STĂNESCU, I. COSMA, A. GIURGIU și M. VANCEA

Introducere Prezenta lucrare are ca scop studiul proprietăților electrice și magnetice ale granatului $Er_3Fe_5O_{12}$ dopat cu SnO_2 . Într-un studiu anterior [1] s-au prezentat rezultatele obținute referitor la comportarea granatului de holmiu dopat cu SnO_2 , studiu din care s-a desprins concluzia că ioni Sn^{4+} substituie preferențial pozițiile octaedrice ale ionilor Fe^{3+} din rețea. Această substituție se face cu inducție de valență, în rețea apărînd o concentrație corespunzătoare de Fe^{2+} . Mecanismul de conducție este similar cu cel din magnetită, realizîndu-se prin saltul electronilor între ionii de Fe^{2+} și Fe^{3+} . [2]. Pentru a stabili dacă mecanismul propus se regăsește și la alte ferite granate mixte, s-a studiat și granatul de erbiu.

Tehnica experimentală. Din oxizii Er_2O_3 , Fe_2O_3 și SnO_2 de puritate p.a. s-au preparat următoarele probe, redacte în tabelul de mai jos.

proba	SnO_2 (celulă)	Formula
1	0	$Er_3Fe_5O_{12}$
2	0,5	$Er_3Fe_{5-0,005}Sn_{0,005}O_{12}$
3	1	$Er_3Fe_{5-0,010}Sn_{0,010}O_{12}$
4	3	$Er_3Fe_{5-0,030}Sn_{0,030}O_{12}$
5	5	$Er_3Fe_{5-0,050}Sn_{0,050}O_{12}$
6	7	$Er_3Fe_{5-0,070}Sn_{0,070}O_{12}$

Reacția în fază solidă s-a efectuat în două etape, o presinterizare la $1100^\circ C$ timp de 2 ore a amestecului de oxizi impregnati umezi cu 1-2% amestec de sulfat de sodiu și potasiu. A urmat apoi o spălare pînă la soluție liberă de ioni sulfat, uscarea, presare și din nou sinterizare de 30 ore la $1150^\circ C$. Încercări de prelungire a timpului de sinterizare finală a pastilelor (pînă la de 10 ori) nu au condus la modificarea rezultatelor măsurătorilor electrice și magnetice.

Măsurătorile electrice au fost făcute cu aparatura descrisă în [3], iar cele magnetice au fost efectuate cu o balanță de tip Faraday [4].

Măsurători electrice. S-au efectuat măsurători de rezistență funcție de temperatură în intervalul $400-800\text{ K}$; limita inferioară a temperaturii fiind condiționată de rezistența mare a probelor ($10\text{ M}\Omega$). În figura 1 se prezintă graficul dependenței rezistivității electrice funcție de inversul temperaturii, rezultînd o dependență liniară, fapt ce indică un caracter semiconductor al probelor studiate. Din panta dreptelor semilogaritmice s-a calculat energia de activare corespunzătoare, valori redacte în figura 2. Pe același grafic s-a trasat izoterma rezistivității funcție de concentrația de oxid de staniu, luată la $T = 600\text{ K}$. Din analiza izotermiei rezultă o micșorare a rezistivității granatului de erbiu pe măsura creșterii adaosului de SnO_2 , pînă la fracția molară 0,05 SnO_2 , unde atinge un minim.

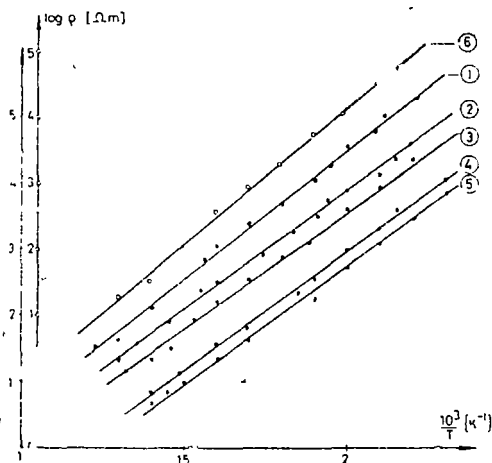


Fig. 1.

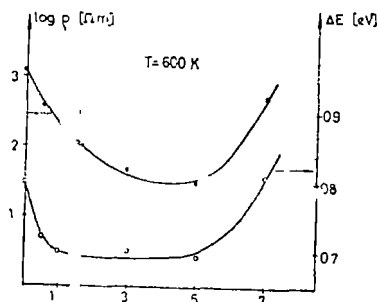


Fig. 2.

Efectul de mărire a conductibilității electrice pînă la conținutul de 0,05 SnO_2 este determinat de apariția ionilor Fe^{2+} care favorizează mecanismul de „hopping”. Pe de altă parte prezența ionilor Sn^{4+} în rețea constituie centri de împrăștiere ai purtătorilor de sarcină, care de la concentrații mai mari decît 0,05 SnO_2 prevalează asupra mecanismului de „hopping” avînd drept efect mărire rezistivității, așa cum se vede în figura 2. Efectul dopării granatului cu SnO_2 se manifestă și în variația energiei de activare, care prezintă o alură similară cu izoterma rezistivității.

Determinările de forță termoelectromotoare efectuate în intervalul de temperatură (400–800 K), au pus în evidență o conductibilitate de tip n a granatilor puri și dopați (fig. 3). În figura 4 este redată izoterma de concentrație a forței termoelectromotoare pentru 600 K.

Pentru granatul $\text{Er}_3\text{Fe}_{5-0,005}\text{Sn}_{0,005}\text{O}_{12}$ s-a calculat mobilitatea purtătorilor conform relației $\mu = \frac{1}{e \cdot \rho \cdot n}$, în care concentrația purtătorilor s-a calculat cu formula

$$n = N_0 \exp\left(-\frac{e\alpha}{K}\right); \text{ unde } N_0 = 2,71 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$$

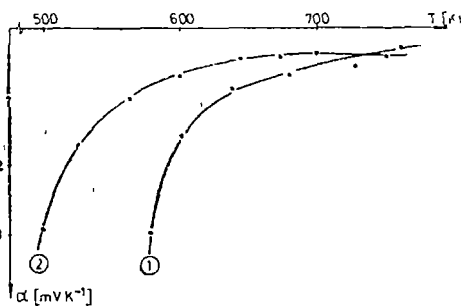


Fig. 3.

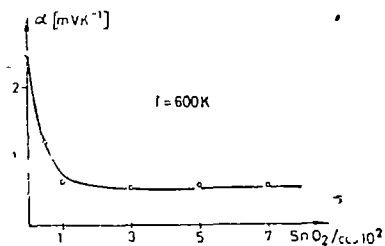


Fig. 4.

Pentru proba menționată s-a calculat:

$$n = 2,43 \cdot 10^{19} \text{ electroni/cm}^3 \text{ iar } \mu = 0,075 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$$

Valoarea foarte mică a mobilității purtătorilor indică faptul că în granați studiați mecanismul de conducție are loc prin saltul electronilor de la ionii Fe^{2+} spre ionii Fe^{3+} .

Măsurători magnetice. Sub aspect magnetic granații $\text{Er}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ au o comportare metamagnetică [5], avînd o structură magnetică cu trei subrețele formată din ionii Er^{3+} , ionii Fe^{3+} dispuși în nodurile de simetrie tetraedrică, respectiv ionii Fe^{3+} aflați în nodurile cu simetrie octaedrică

Pentru caracterizarea din punct de vedere magnetic a probelor din seria $\text{Er}_3\text{Fe}_{5-x}\text{Sn}_x\text{O}_{12}$ au fost efectuate măsurători de magnetizare și susceptibilitate magnetică între 80–1200 K.

În figura 5 sînt prezentate rezultatele măsurătorilor efectuate în domeniul de ordine magnetică. Deoarece magnetizarea variază foarte puțin cu concentrația de impuritate s-a făcut o translație a curbelor pe verticală. Pe aceeași figură este redată și dependența temperaturii Curie de concentrație, mărime ce scade cu creșterea numărului de atomi de staniu substituiți fierului. Această scădere a temperaturii Curie este datorată efectului de diluție produs de staniu, care este

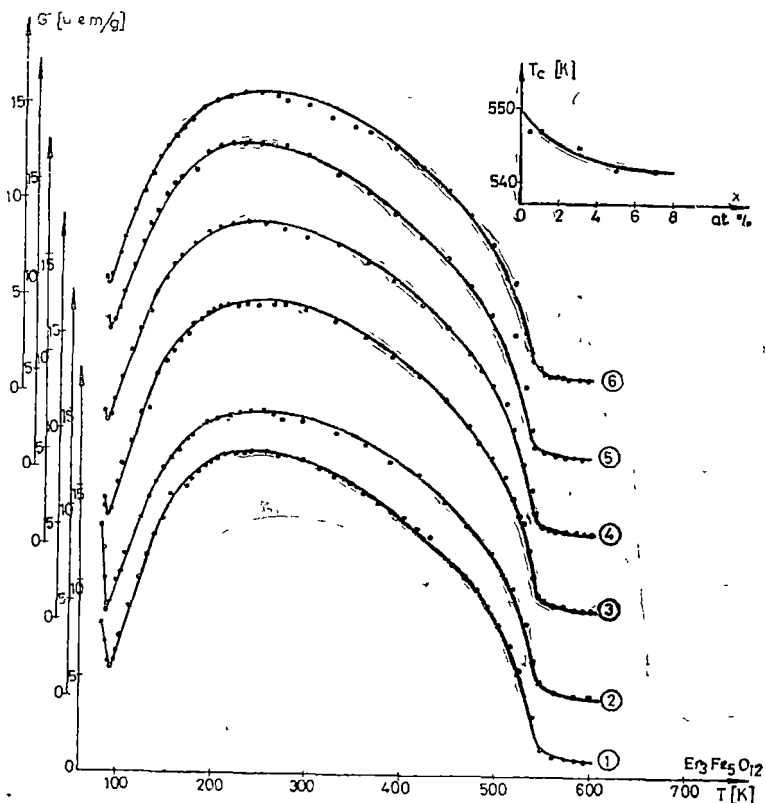


Fig. 5:

o impuritate nemagnetică. Ținând cont de faptul că la această temperatură critică se distruge ordonarea magnetică în cele două subrețele de Fe^{3+} , putem conchide că Sn se substituie ionilor de Fe^{3+} în rețeaua granatului $Er_3Fe_{5-x}Sn_xO_{12}$.

Din grafic se observă că punctul de compensare magnetică, specific metamagnetismului, apare în apropiere de 89 K la granatul pur și scade odată cu creșterea impurificării cu oxid de staniu, ajungând la 84 K pentru granatul $Er_3Fe_{5-0,001}Sn_{0,001}O_{12}$. Pentru concentrații mai mari de adăus, temperatura de compensare nu a putut fi definită cu claritate din motive de ordin experimental.

Pentru a elucida modul în care se substituie staniul în subrețelele Fe^{3+} , au fost efectuate măsurători de susceptibilitate magnetică, în domeniul paramagnetic. Rezultatele acestor măsurători sînt prezentate în figura 6, în care se redă dependența de temperatură a inversului susceptibilității magnetice pentru compusii cu fracția molară 0,01 și 0,05 SnO_2 . Se observă comportarea caracteristică fermagnetismului, care este descrisă de legea lui Néel

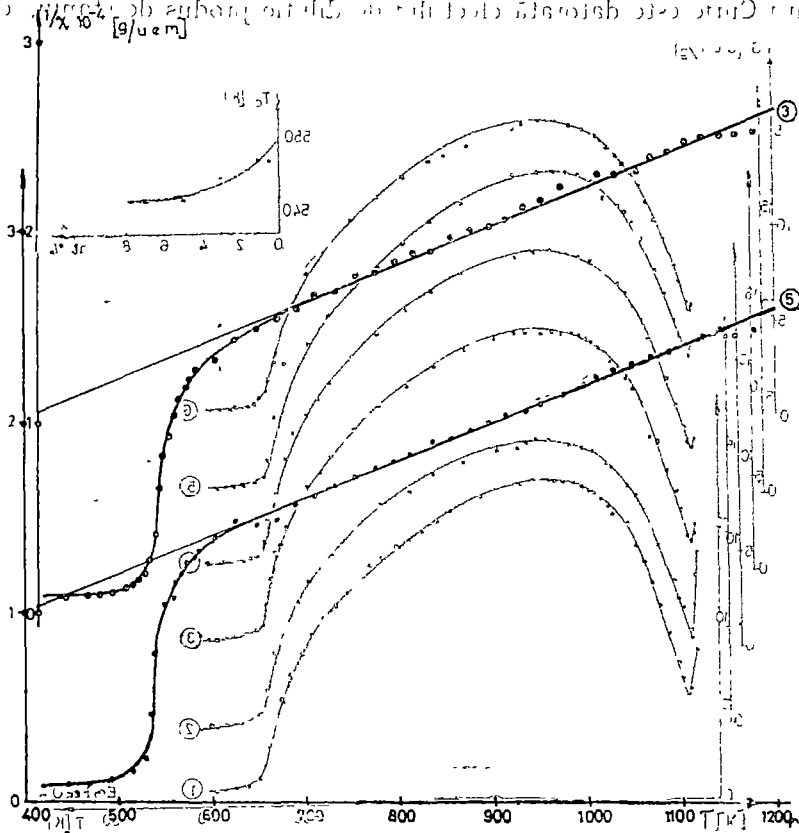


Fig. 6

Folosind această relație s-au putut determina constantele χ , σ , θ cât și constanta Curie C , fapt ce a permis calcularea momentelor magnetice efective.

După cum se știe, momentul magnetic efectiv al unui amestec de ioni paramagnetici se obține prin mediere pătratică. Pentru cazul granaților analizați:

$$\mu_{ef}^2 = \frac{3}{20} \mu_{Er^{3+}}^2 + \frac{5-x}{20} \mu_{Fe^{3+}}^2$$

Dacă sistemul de ioni magnetogeni se află în fază ordonată, momentul magnetic efectiv este (pentru granatul pur)

$$\mu_{ef} = \frac{1}{8} [3\mu_{Er^{3+}} - (3\mu_{Fe^{3+}} - 2\mu_{Fe^{3+}}^*)]$$

Folosind valorile momentelor magnetice ale ionilor liberi $\mu_{Er^{3+}} = 9,5\mu_B$ și $\mu_{Fe^{3+}} = 5,9\mu_B$ se obține

$$\mu_{ef\text{para}} = (4,72 - X \cdot 1,74)\mu_B$$

$$\mu_{ef\text{ordine}} = 2,83\mu_B$$

Rezultatele experimentale sînt $\mu_{ef}(x=0) = 4,37\mu_B$, $\mu_{ef}(x=0,01) = 4,38\mu_B$ și $\mu_{ef}(x=0,05) = 4,42\mu_B$. Se observă că valorile experimentale sînt mai apropiate de valoarea teoretică pentru regiunea paramagnetică, dar că sînt mai mici decît aceasta. Faptul acesta trebuie pus pe seama menținerii unor corelații anti-feromagnetice de mică distanță chiar și peste temperatura Curie.

O a doua observație este că momentul magnetic crește linear cu concentrația de impuritate în loc să scadă. Acest lucru arată că prin impurificare cu staniu corelațiile anti-feromagnetice din domeniul paramagnetic sînt slăbite. Această observație demonstrează că Sn substituie preferențial ionii Fe^{3+} din nodurile cu simetrie octaedrică, astfel momentul magnetic efectiv pe subrețeaua de Fe^{3+} dat de expresia:

$$[3\mu_{Fe^{3+}} - (2-x)\mu_{Fe^{3+}}^*]$$

ar putea explica creșterea, proporțională cu concentrația de Sn, a momentului magnetic efectiv.

Pentru confirmarea acestor concluzii ar fi necesare măsurători de saturație magnetică la temperaturi joase.

(Intră în redacție la 12 aprilie 1984)

BIBLIOGRAFIE

1. O. Pop, I. Pop, L. Stănescu și M. Vancea, Conferința națională de metalurgia pulberilor E15, 1975.
2. A. A. Samohvalov, I. C. Fakidov, *Ferrist*, Izd. Acad. Nauk BSSR, Minsk, 1960, p. 272.

3. Olivia Pop, *Studia Univ. Babeş-Bolyai, s Math-Phys*, **14** (1), 119 (1969)
- 4 I Pop, V. I Cecernicov, *Pribori i tehnica experimenta*, **5**, 180 (1964)
5. I. Pop, *Magnetismul pământurilor rare*, Ed Academiei, Bucureşti, 1968

ELECTRIC AND MAGNETIC BEHAVIOUR OF GARNET FERRITES $\text{Er}_3\text{Fe}_{8-x}\text{Sn}_x\text{O}_{12}$

(Summary)

Magnetic and electric properties of garnet type ferrites $\text{Er}_3\text{Fe}_8\text{O}_{12}$, doped with SnO_2 , are studied. The behaviour of electric-conductivity, of the thermoelectric power and magnetic properties indicates that Sn^{4+} ions substitute preferentially the Fe^{3+} ions in the sites of octahedric symmetry, producing the formation of Fe^{2+} ions. The conduction mechanism is shown to be the hopping of electrons from Fe^{2+} ions to Fe^{3+} ions.

RES A IONILOR Cu^{2+} ȘI V^{4+} ÎN STICLE FOSFO-SODICE

O. COZAR, I. ARDELEAN, L. BALATICI

1. Introducere. Studiile RES efectuate asupra ionilor Cu^{2+} în sticle fosfatice au reținut în mod deosebit atenția datorită valorilor neobișnuite obținute pentru parametrii g și A . Astfel, B o g o m o l o v a și colab [1–3] au arătat că parametrii caracteristici ionilor Cu^{2+} în aceste sticle sînt $g_{\parallel} = 2,40 - 2,45$, $g_{\perp} = 2,05 - 2,08$, $A_{\parallel} = 110 - 130 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ și $A_{\perp} \leq 20 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$. Valori similare au mai fost obținute de B o g o m o l o v a și colab. [4] și în cazul sticlelor ($30\% \text{ Na}_2\text{O} - 70\% \text{ SiO}_2$) + CuO , iradiate γ . Acești parametri ($g_{\parallel} = 2,41$, $g_{\perp} = 2,05$, $A_{\parallel} = 110 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$) au fost atribuiți unui nou centru paramagnetic Cu^{++} care constă dintr-un „gol” captat la ionul Cu^{1+} . Spre deosebire de aceste valori ale parametrilor RES, în cazul sticlelor pe bază de SiO_2 sau B_2O_3 s-a obținut în general pentru Cu^{2+} , $g_{\parallel} \lesssim 2,36$ și $A_{\parallel} \gtrsim 140 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ [5–8].

Este de remarcant faptul că și în cazul ionilor V^{4+} parametrii RES au valori net diferite pentru sticlele fosfatice [1, 9, 10] ($g_{\parallel} \lesssim 1,93$, $g_{\perp} \gtrsim 1,98$, $A_{\parallel} \gtrsim 176 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ și $A_{\perp} \gtrsim 67 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$) față de cei obținuți în alte sticle oxidice unde $g_{\parallel} \geq 1,935$ și $A_{\parallel} \leq 170 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ [1, 11, 12]. De asemenea în cazul sticlelor fosfatice cu Be, Mg, Zn și Cd [10, 13, 14] au fost evidențiate două seturi de structuri hiperfine ale ionilor de vanadiu.

În vederea obținerii de noi date, am investigat prin RES sistemele de sticle $x\text{CuO}(1-x)$ [$2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}$] și $\text{V}_2\text{O}_5(1-x)$ [$2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}$] cu $0,5 \leq x \leq 50\%$ mol. Măsurătorile s-au efectuat cu o instalație de tip JEOL-JES-3B, în banda X (9,4 GHz) la 295 K.

2 Rezultate și discuții. a) Sistemul $x\text{CuO}(1-x)$ [$2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}$]. Spectrele RES obținute pentru sticlele cu $x \leq 5\%$ mol CuO prezintă rezolvată numai structura hiperfină din banda paralelă (fig. 1) Parametrii caracteristici ionilor Cu^{2+} izolați sînt dați în tabelul 1. Odată cu creșterea conținutului de CuO ($x \geq 10\%$ mol) forma spectrelor se modifică. Aceasta constă în apariția unei linii largi la $g = 2,19$ caracteristică ionilor asociați. Spectrele RES ale sticlelor cu $x \geq 30\%$ mol CuO constau numai dintr-o astfel de linie, fără structură, cu lărgimea $\delta H \approx 200$ gs.

Pentru explicarea valorilor mari ale lui g_{\parallel} ($\sim 2,426$) și mici ale despicărilor hiperfine ($A_{\parallel} \leq 120 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$) noi considerăm că în sticlele fosfatice ionii Cu^{2+} sînt coordinați în mod esențial prin cîte patru atomi liganzi de oxigen

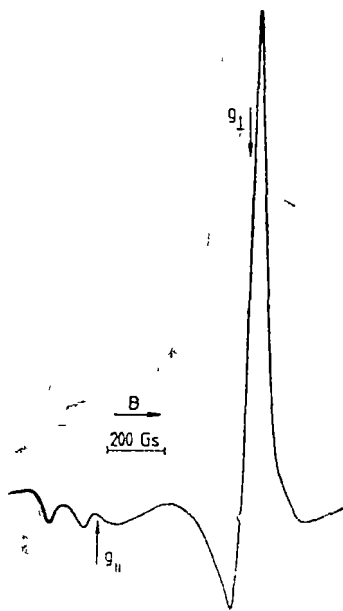


Fig. 1. Spectrul RES al ionilor Cu^{2+} în sticlele $x\text{CuO}(1-x)$ [$2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}$], pentru $x = 1\%$ mol.

Tabel 1

Parametrii RES caracteristicii ionilor Cu^{2+} în stielele $[\text{2P}_2\text{O}_5, \text{Na}_2\text{O}]$

x [% mol]	g_{\parallel}	g_{\perp}	A_{\parallel} [10^{-4}cm^{-1}]	A_{\perp} [10^{-4}cm^{-1}]
0,5	2,427	2,089	119,4	19
1	2,427	2,089	119,4	19
3	2,426	2,089	119,4	22,8
5	2,425	2,093	119,3	22,8

într-o configurație tetraedrică (Td) și nu tetragonală (D_{4h} — octaedral alungită) așa cum s-a presupus în lucrările anterioare [1—3]

În figura 2 este prezentată schema nivelelor energetice pentru Cu^{2+} într-un câmp cristalin tetraedric. Nivelele de triplet (T_2) și dublet (E) sînt apoi despicate datorită prezenței unor distorsiuni tetragonale sau rombice [15]. Absența centrului de inversiune în simetria Td determină o comportare diferită a ionului paramagnetic față de cea din simetria octaedrică. Aceasta constă în faptul că configurația $3d^8 4p$ se poate amesteca cu cea $3d^9$. Un alt punct de vedere constă în a presupune că „golul” paramagnetic nu este situat într-un orbital $3d$ pur ci într-o stare care rezultă prin amestecarea funcțiilor de undă $3d$ și $4p$

Orbitalii moleculari caracteristici, în ordinea creșterii energetice, se pot scrie astfel [16—18]

$$|xy\rangle = \alpha d_{xy} + \alpha' \Phi_L(xy)_\sigma + \alpha'' p_x \quad (1)$$

$$|xz\rangle = \delta d_{xz} + \delta' \Phi_L(xz)_\sigma + \delta'' p_y \quad (2)$$

$$|yz\rangle = \delta d_{yz} + \delta' \Phi_L(yz)_\sigma + \delta'' p_x \quad (3)$$

$$|x^2 - y^2\rangle = \beta d_{x^2-y^2} + (1 - \beta^2)^{1/2} \Phi_L(x^2 - y^2)_\pi \quad (4)$$

$$|z^2\rangle = \beta' d_{z^2} + (1 - \beta'^2)^{1/2} \Phi_L(z^2)_\pi \quad (5)$$

Aici d , p reprezintă orbitalii $3d$ și $4p$ ai ionului Cu^{2+} , iar funcțiile Φ_L sînt orbitalii simetrizați de ligand corespunzători. Primele trei funcții aparțin reprezentării T_2 a grupului punctual Td , iar celelalte două reprezentării E . În prezența unor distorsiuni diferite de configurația Td pură, aceste funcții aparțin reprezentărilor indicate în figura 2

Utilizînd funcțiile (1—5) se obțin, în aproximația de ordin II, următoarele relații între parametrii RES și coeficienții MO [16—18]

$$g_{\parallel} = 2 - \frac{8\lambda_d \alpha^2 \beta^2}{\Delta_{x^2-y^2}} \quad (6)$$

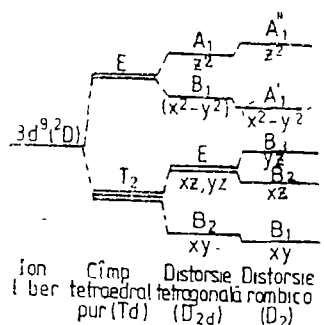


Fig 2 Schema nivelelor energetice pentru Cu^{2+} într-o coordinație tetraedrică

$$g_{\parallel} = 2 - \frac{2\lambda_d \alpha^2 \delta^2}{\Delta_{xx}}, \quad (7)$$

$$A_{\parallel} = \theta + P_d \left[-\frac{4}{7} \alpha^2 + \frac{8\lambda_d}{\Delta_{x^2-y^2}} \alpha^2 \beta^2 + \frac{3}{7} \frac{2\lambda_d}{\Delta_{xy}} \alpha^2 \delta^2 \right] + P_p \left[\frac{4}{5} (\alpha'')^2 + \frac{6}{7} \frac{\lambda_p}{\Delta_{xx}} (\alpha'')^2 (\delta'')^2 \right], \quad (8)$$

$$A_{\perp} = \theta + P_d \left[\frac{2}{7} \alpha^2 + \frac{22}{14} \frac{\lambda_d \alpha^2 \delta^2}{\Delta_{xx}} \right] + P_p \left[-\frac{2}{5} (\alpha'')^2 - \frac{13}{5} \frac{\lambda_p}{\Delta_{xx}} (\alpha'')^2 (\delta'')^2 \right] \quad (9)$$

unde

$$\theta = -K_0(\alpha^2 P_d + \alpha''^2 P_p) \quad (10)$$

și

$$P_{d,p} = 2\gamma_n \mu_0 \mu_n \langle r^{-3} \rangle 3d, 4p \quad (11)$$

Aici $\langle r^{-3} \rangle$ se mediază pe funcțiile $3d$ și $4p$ ale ionului Cu^{2+} liber. Valorile uzuale pentru termenul de interacțiune dipolară sînt $P_d = 0,036 \text{ cm}^{-1}$ și $P_p = 0,0402 \text{ cm}^{-1}$ [18]. λ_d și λ_p reprezintă constantele de cuplaj spin-orbită pentru un electron în orbitalul $3d$, respectiv $4p$ al Cu^{2+} și au valorile $\lambda_d = -828 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_p = -925 \text{ cm}^{-1}$ [18]. $K_0 = 0,43$ și reprezintă termenul de contact Fermi pentru ionul Cu^{2+} liber. Prin Δ_{xx} și $\Delta_{x^2-y^2}$ s-au notat tranzițiile optice $d-d$ dintre stările $|xy\rangle - |xz\rangle$, $|yz\rangle$, respectiv $|xy\rangle - |x^2 - y^2\rangle$.

Bogomolova și colab [1-2] au găsit pentru sticlele fosfatice conținînd ioni de cupru (II) o singură bandă de absorbție optică avînd poziția maximumului între $10\,500 - 12\,000 \text{ cm}^{-1}$. De asemenea Yotsimirski și colab. [19] au evidențiat în cazul complexului CuL_2Cl_2 , unde $L = [(\text{C}_6\text{H}_5)_2\text{PO}]_2(\text{CH}_2)_6$, două benzi de absorbție la $9\,270 \text{ cm}^{-1}$ și $11\,500 \text{ cm}^{-1}$. Menționăm totodată că parametri RES caracteristici acestui complex ($g_{\parallel} = 2,422$, $g_{\perp} = 2,103$, $A_{\parallel} = 118 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$) au valori foarte apropiate de cele obținute pentru Cu^{2+} în sticle fosfatice. În general, așa cum s-a arătat în lucrările [15, 16, 18], tranzițiile $d-d$ au valori mici ($\lesssim 10\,000 \text{ cm}^{-1}$) pentru complecșii de cupru (II) cu simetrie tetraedrică.

Aceste date optice împreună cu acuzațiile (6) și (7) explică valorile mari ale lui g obținute pentru Cu^{2+} în cîmp cristalin tetraedric, în particular pentru sticlele fosfatice.

Menționăm de asemenea că pe lîngă termenul de contact θ , contribuția cea mai importantă la A_{\parallel} și A_{\perp} (ec 8, 9) provine de la primii termeni din fiecare paranteză multiplicată cu P_d și P_p , iar contribuția datorată orbitalilor p este de semn opus celei dată de orbitalul d . Astfel, un amestec foarte mic al orbitalului $4p_x$ în starea fundamentală $3d_{xy}$ are ca efect reducerea considerabilă a despicișilor hiperfine [15, 16]. Sharhoff [16] a arătat că în cazul ionului tetraedric CuCl_4^{2-} în monocristal de Cs_2ZnCl_4 unde despicișii hiperfine sînt mai mici de $51 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, electronul paramagnetic își petrece 12% din timp în orbitalul $4p_x$ al cuprului și 70% în orbitalul $3d_{xy}$. De asemenea în cazul $\text{Cu} \cdot [\text{C}_{12}\text{H}_8\text{N}_2\text{ZnCl}_2]$ pentru care $A_{\perp} = 123 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ s-a obținut un amestec de 3% al orbitalului $4p_x$ în starea fundamentală $3d_{xy}$.

Comparând valorile parametrilor RES obținuți de noi cu cele din literatura de specialitate, putem considera pentru sticlele studiate că $\Delta_{x^2-y^2} = 11\,500\text{ cm}^{-1}$ și $\beta^2 = 0,90$. Astfel, din ecuația (6) rezultă $\alpha^2 = 0,82$ în bună concordanță cu valorile raportate de Bogomolova și colab. [1, 2]. În plus, din (8) și considerând $A_{||} = -119 \cdot 10^{-4}\text{ cm}^{-1}$ s-a estimat că parametrul $\alpha''^2 \approx 0,05$, sugerând faptul că pentru ionii Cu^{2+} din sticlele fosfatice există un amestec de $\sim 5\%$ al orbitalului $4p_z$ în starea fundamentală $3d_{xy}$ a electronului paramagnetic.

b) Sistemul $x\text{V}_2\text{O}_5(1-x)[2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}]$. Pentru sticlele cu $x \leq 1\%$ mol V_2O_5 se obțin semnale RES foarte slabe, indicând prezența unei cantități reduse de ioni V^{4+} .

Probele cu $x = 3-10\%$ mol prezintă însă spectre RES cu o structură hiperfină foarte bine rezolvată (fig. 3), tipică ionilor VO^{2+} într-o coordinație C_{4v} . Atât parametrii RES obținuți pentru aceste sticle (tabel 2) cât și termenul de contact Fermi ($K \approx 0,80$) sînt în concordanță cu cei atribuiți de H. O. O. O. și colab. [10] setului de structură hiperfină notată $c_1 A$, caracteristic ionilor VO^{2+} într-o coordinație cu tetragonalitate mică scăzută.

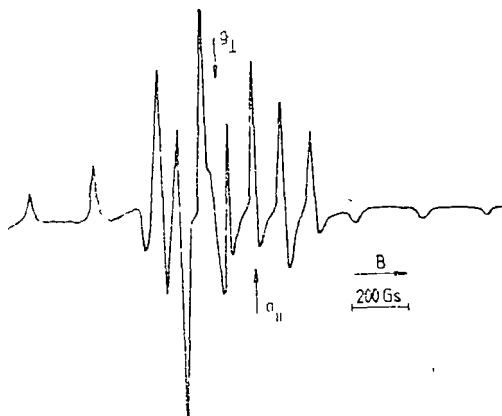


Fig. 3 Spectrul RES al ionilor V^{4+} în sticlele $x\text{V}_2\text{O}_5(1-x)[2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}]$, pentru $x = 5\%$ mol.

Tabel 2

Parametri RES caracteristici ionilor V^{4+} în sticlele $[2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}]$

x [% mol]	$g_{ }$	g_{\perp}	$A_{ }$ [10^{-4}cm^{-1}]	A_{\perp} [10^{-4}cm^{-1}]	K
3	1,930	1,997	184,7	69,2	0,799
5	1,931	1,997	184,8	69,2	0,799
10	1,937	2,000	185,3	69,3	0,797

Odată cu creșterea conținutului de V_2O_5 ($x \geq 20\%$ mol) în spectrele RES apare o linie largă la $g = 1,96$ tipică ionilor asociați. Spre deosebire de sticlele boro-plumbice [12] la care spectrele RES prezintă urme de structură hiperfină chiar și pentru $x = 50\%$ mol V_2O_5 , în sticlele fosfatice aceasta dispare complet când $x \geq 30\%$ mol. Lărgimea liniei caracteristică ionilor asociați scade de la 235 Gs (pentru $x = 30\%$ mol) la 117 Gs (pentru $x = 50\%$ mol) indicând astfel prezența unor puternice interacțiuni de schimb între ioni paramagnetici. Aceste interacțiuni conduc în cazul sistemului $x(\text{CuO} \cdot \text{V}_2\text{O}_5)(1-x)[2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}]$ chiar la formarea unor clusteri trigonali de ioni paramagnetici când $x \geq 20\%$ mol [19].

3 Concluzii. Studiile RES efectuate asupra ionilor Cu^{2+} în sticlele fosfo-sodice arată că aceștia se află într-o configurație tetraedrică (Td) și nu octaedralungită (D_{4h}) așa cum s-a presupus anterior de către alți autori.

Analiza LCAO-MO a parametrilor hamiltonianului de spin explică valorile mari ale tensorului g și mici ale despicărilor hiperfine printr-un amestec de $\sim 5\%$ al orbitalului $4p_z$ în starea fundamentală $3d_{xy}$ a electronului paramagnetic.

În cazul sticlelor cu vanadiu, atât parametrii RES cât și termenul de contact Fermi indică faptul că aceștia se află sub formă de VO^{2+} într-o coordinație C_{4v} cu tetragonalitate scăzută. Spectrele RES ale sticlelor cu conținut mare de ioni paramagnetici ($x \geq 30\%$ mol) indică prezența unor puternice interacțiuni de schimb între aceștia, interacțiuni care în sistemul $x(\text{CuO} \cdot \text{V}_2\text{O}_5)(1-x)[2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}]$ duc chiar la formarea unor clusteri trigonali.

(Intrat în redacție la 14 martie 1985)

BIBLIOGRAFIE

- 1 L. D. Bogomolova, T. F. Dolgolenko, V. A. Jachkin, V. N. Lazukin, J. Mag Res, **15**, 283 (1974)
- 2 L. D. Bogomolova, A. G. Fedorov, V. A. Jachkin, V. N. Lazukin, T. K. Pavlushkina, J. Non-Cryst Solids, **44**, 191 (1981)
- 3 L. D. Bogomolova, A. G. Fedorov, V. A. Jachkin, V. N. Lazukin, J. Non-Cryst Solids, **38-39**, 159 (1980)
- 4 L. D. Bogomolova, A. G. Fedorov, V. A. Jachkin, V. N. Lazukin, J. Non-Cryst Solids, **37**, 381 (1980)
- 5 H. Imagawa, Phys Stat Solids, **30**, 469 (1968)
- 6 H. Hosono, H. Kawazoe, T. Kanazawa, J. Non-Cryst Solids, **33**, 103 (1979).
- 7 H. Hosono, H. Kawazoe, T. Kanazawa, J. Non-Cryst Solids, **34**, 339 (1979).
- 8 I. Ardelean, O. Cozar, Gh. Ilonca, J. Non-Cryst Solids, **68**, 33 (1984)
- 9 A. Paul, F. Assabghy, J. Mater Sci, **10**, 613 (1975)
- 10 H. Hosono, H. Kawazoe, T. Kanazawa, J. Non-Cryst. Solids, **37**, 427 (1980).
- 11 H. Hosono, H. Kawazoe, T. Kanazawa, J. Non-Cryst Solids, **33**, 125 (1979).
- 12 O. Cozar, I. Ardelean, Gh. Ilonca, Mater Chemistry, **7**, 755 (1982).
- 13 L. D. Bogomolova, N. V. Jachkin, V. N. Lazukin, T. K. Pavlushkina, V. A. Shmuckler, J. Non-Cryst Solids, **28**, 375 (1978)
- 14 L. D. Bogomolova, T. K. Pavlushkina, A. V. Roshchina, J. Non-Cryst. Solids, **58**, 99 (1983)
- 15 C. A. Bates, W. S. Moore, K. J. Standley, K. W. H. Stevens, Proc Phys. Soc, **79**, 73 (1962)
- 16 M. Sharnoff, J. Chem Phys, **42**, 3383 (1965)
- 17 G. F. Kokoszka, C. W. Reimann, H. C. Allen Jr, J. Phys Chem, **71**, 121 (1967)
- 18 H. Yokoi, A. W. Addison, Inorg Chem, **16**, 1341 (1977).
- 19 K. B. Yotsimirski, Z. A. Sheka, E. I. Sinyavskaya, M. A. Konstantinovskaya, Zh. Neorg. Khim, **19**, 1180 (1974)
- 20 O. Cozar, I. Ardelean, rezultate in curs de publicare

ESR OF Cu^{2+} AND V^{4+} IONS IN SODIUM-PHOSPHATE GLASSES

(Summary)

The $x\text{CuO}(1-x)[2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}]$ and $x\text{V}_2\text{O}_5(1-x)[2\text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{Na}_2\text{O}]$ glasses have been investigated by ESR method. The g and A parameters obtained for Cu^{2+} ions suggest that these are in an unusual tetrahedral (Td) configuration. It has also been estimated that there exists an admixture of $\sim 5\%$ of the $4p_z$ (Cu) orbital in the $3d_{xy}$ ground state of paramagnetic electron.

The vanadium ions are present in the studied glasses as VO^{2+} — complexes with a low tetragonality. For $x \geq 30\%$ mol, the strong exchange interactions occur between paramagnetic ions.

STUDIUL PROPRIETĂȚILOR MAGNETICE ALE UNOR ALIAJE DE CROM-FIER

VASILE IUȘAN și IULIU POP

1. Introducere. Proprietățile magnetice ale cromului și aliajelor sale au fost mai intens studiate după ce în 1953 Shull și Wilkinson [1] au pus în evidență antiferomagnetismul cromului prin difracție de neutroni. În cazul cromului fenomenul de ordonare antiferomagnetică are loc în sistemul electronilor itineranți sub forma undelor de densitate de spin (SDW), în acest sens fiind făcute numeroase investigații experimentale pentru determinarea tipului undelor și perioadei lor [2—4].

Alierea cromului cu alte metale de tranziție a permis un studiu mai amănunțit al proprietăților sale magnetice [5]. Un interes deosebit prezintă aliajele de crom-fier deoarece în faza α cei doi componenți au aceeași structură cristalină (c.v.c) și aproape aceeași perioadă a rețelei. Structurile magnetice ale cromului și fierului diferă. Astfel, în timp ce fierul este fero-magnetic în faza α , cromul este antiferomagnetic.

Anomaliile relevate pe curbele de variație ale rezistivității electronice [6, 7] și căldurii specifice [8] cu temperatura, au permis determinarea temperaturii Néel pentru aliaje de crom-fier cu concentrații pînă la 20% Fe. Extrapolarea diagramei de fază magnetică indică prezența fazei antiferomagnetice în aceste aliaje pînă la concentrații echitomice. După Matthews și Morton [9] este posibilă coexistența fazei feromagnetice cu faza antiferomagnetică pentru concentrații de 20% Fe în crom, fenomenul de coexistență putîndu-se extinde și la concentrații mai mari, pînă la concentrații echiatomice.

Studiul proprietăților magnetice ale aliajelor de crom-fier s-a făcut, pînă în prezent, în special în domeniul concentrațiilor mici de fier în crom [7, 10, 11, 12] și a concentrațiilor mici de crom în fier [13], mai ales la temperaturi joase unde faza α este stabilă. Faza σ a fost studiată prin măsurători de susceptibilitate magnetică de către Read, Thomas și Forsythe [14] tot în domeniul temperaturilor joase.

Aci se prezintă o parte din rezultatele studiului efectuat prin măsurători de susceptibilitate magnetică pe aliaje de crom-fier cu concentrații de fier între 70% și 97%, măsurătorile fiind făcute în domeniul temperaturilor înalte, de la temperatura Curie feromagnetică pînă la 1500 grade Kelvin.

2. Procedeeul experimental. Măsurătorile de susceptibilitate magnetică au fost făcute cu o instalație de tip Weiss-Forrer [15] cu compensare electromagnetică, avînd sensibilitatea de 10^{-8} u.e.m./g. Probele au fost preparate din crom cu puritatea 99,999% și fier cu puritatea 99,99%, prin topire în arc electric sub atmosfera controlată de argon. După preparare, probele au fost tratate termic timp de 12 zile la o temperatură de 1200°K pentru omogenizare. În vederea măsurătorilor de susceptibilitate magnetică probele au fost dimensionate și capsulate în vid de 10^{-4} torr în tuburi de cuarț pentru a evita oxidarea în timpul măsurătorilor.

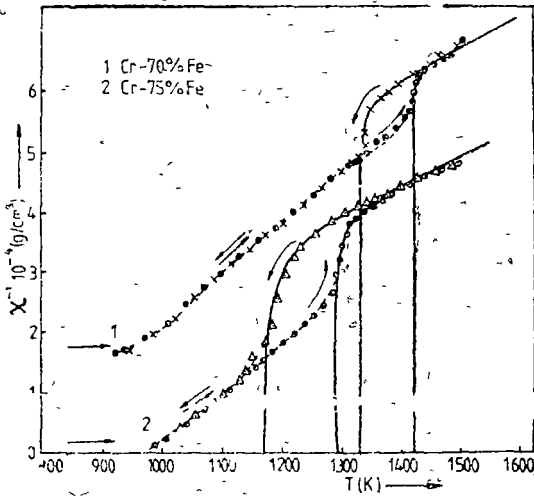


Fig. 1.

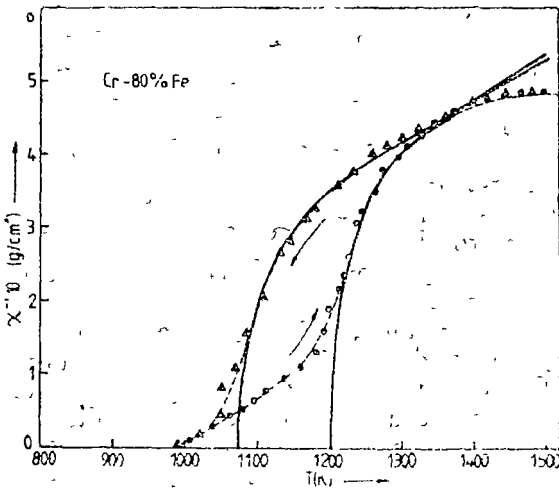


Fig. 2.

3. Rezultate experimentale și interpretarea lor. În condițiile susmenționate, noi am studiat dependența de temperatură a susceptibilității magnetice pentru un set de aliaje de crom-fier cu concentrații de fier mai mari de 70%.

În figura 1 poate fi urmărită dependența de temperatură a susceptibilității reciproce pentru probele Cr — 70% Fe și Cr — 75% Fe. Anomalia prezentă la ambele curbe $\chi^{-1}(T)$ la creșterea și scăderea temperaturii relevă fenomenul de termo-histerzis, dar la temperaturi diferite indică prezența unei tranziții de fază.

Natura acestei tranziții de fază este sugerată de forma curbei $\chi^{-1}(T)$, mai ales pentru proba Cr — 80% Fe, reprezentată în figura 2. Această curbă ca și cele din figura 1 se fitează destul de bine cu curbele teoretice, trasate cu linie continuă pe figuri și care sînt descrise de o lege de tip Néel, de forma

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \frac{T}{C} - \frac{\sigma}{T - \theta} \quad (1)$$

specifică tranziției din faza ferimagnetică în faza paramagnetică. Așadar aici este posibilă o tranziție de fază de natură magnetică, datorită localizării parțiale a momentului magnetic al atomului de crom

În figurile 3 și 4 am reprezentat variația, cu temperatura a susceptibilității magnetice reciproce pentru probele Cr — 88% Fe și Cr — 91% Fe, respectiv Cr — 94% Fe și Cr — 97% Fe (fig. 3 și 4).

Cu linie întreruptă sînt trasate curbele experimentale iar cu linie continuă, ca și în figurile 1 și 2, sînt trasate curbele teoretice descrise de legea Néel.

Este important de observat că pentru curbele $\chi^{-1}(T)$ corespunzătoare concentrațiilor de 91, 94 și 97 procente de fier, saltul în dependența de temperatură a susceptibilității magnetice reciproce este brusc, iar temperatura la care are loc saltul coincide cu temperatura de tranziție din faza α în faza γ dată, de

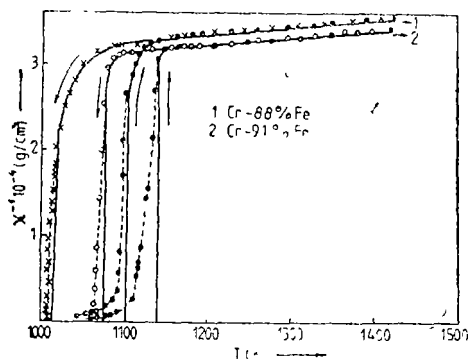


Fig 3.

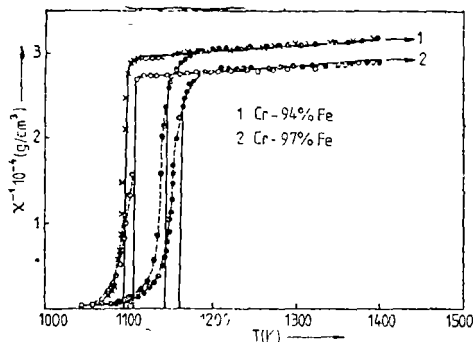


Fig 4

Hansen [16] în diagrama de echilibru pentru aliajele binare de crom-fier. Așadar, pentru aceste concentrații avem de-a face și cu o tranziție de natură cristalină.

Curbele 1 și 2 din figura 5 reprezintă variația momentului magnetic efectiv pe atom de aliaj, respectiv pe atom de fier, în funcție de concentrația de fier.

Aceste momente au fost calculate din panta curbelor $\chi^{-1}(T)$ sub temperatura de tranziție. Curbele 1' și 2' reprezintă momentele magnetice pe atom de aliaj și pe atom de fier deasupra temperaturii de tranziție, calculate cu ajutorul legii Néel, iar curbele 1'' și 2'' reprezintă valoarea momentelor magnetice pe atom de aliaj, respectiv fier în faza γ în funcție de concentrația de fier.

Momentele magnetice efective pe atom de aliaj, respectiv pe atom de fier obținute de noi prin această metodă se corelează cu cele obținute de alți autori iar valoarea lor poate fi explicată sub temperatura de tranziție, în baza modelelor cunoscute. Valoarea momentelor magnetice deasupra temperaturii de tranziție este foarte mare și nu poate fi explicată decât în mod simplu

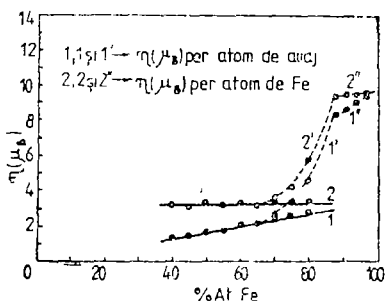


Fig. 5.

(Intrat în redacție la 15 martie 1985)

BIBLIOGRAFIE

- 1 C. Shull and M. K. Wilkinson, *Rev Mod Phys*, **25**, 100 (1953).
- 2 L. Corliss, J. Hastings and R. Weiss, *Phys. Rev Letters*, **3**, 211 (1959).
- 3 G. Shirane and W. Takei, *J Phys Soc Jap Supl*, **17**, 35 (1962).
- 4 S. Werner, A. Arrott and H. Kendrick, *Phys. Rev.*, **155**, 528 (1967).
- 5 A. Barker and J. Ditzemberger, *Phys Rev B*, **1**, 4378 (1970).
- 6 N. Rajan, R. Waterstrat and P. Beck, *J Appl Phys.*, **31**, 731 (1960).
- 7 M. Newmann and K. Stevens, *Proc. Phys. Soc.*, **74**, 290 (1959).
8. C. Wei and C. Cheng, *Phys. Rev.*, **124**, 722 (1961).
9. J. Matthews and M. de Morton, *Proc. Phys. Soc.*, **85**, 343 (1965).

10. M. Nevitt and A. Aldred, *J Appl. Phys.*, **34**, 463 (1963).
11. S. Aarås and G. Dunmyre, *J Appl. Phys.*, **37**, 1017 (1966)
12. Y. Ishikawa, S. Hoshito and Y. Endoh, *J Appl. Phys.*, **22**, 1221 (1967)
13. J. Noakes, N. Tornberg and A. Arrott, *J Appl. Phys.*, **37**, 1264 (1966)
14. D. Read, E. Thomas and Forsythe, *J Phys. Chem. Solids*, **29**, 1569 (1968)
15. I. Pop, V. I. Chechernicov, *Pribori i tech. exp.*, **5**, 180 (1964).
16. M. Hansen, K. Anderko, *Binary Alloys*, London, 1955

MAGNETIC BEHAVIOUR OF SOME Cr-Fe ALLOYS

(Summary)

A study of the temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility of some Cr-Fe alloys with high iron concentration (70, 75, 80, 88, 91; 94, 97% Fe) in the paramagnetic region was made.

The temperature dependence of the reciprocal magnetic susceptibility was fitted with the Néel hyperbolic relation for the ferrimagnetics. The thermal variation of the reciprocal magnetic susceptibility presents a thermohysteresis loop, corresponding to the phase of the Cr-Fe alloys.

CONTRIBUȚII LA CALCULUL SUSCEPTIBILITĂȚII PARAMAGNETICE VAN VLECK LA HALOGENURI ALCALINE ÎN REȚEA CRISTALINĂ

I. GH. POP*, I. POP, AL. M. IMBROANE*

1. **Introducere.** Compuși cu legătură ionic de forma A^+B^- se prezintă ca o totalitate de ioni cu configurație de gaz incit, avînd moment magnetic nul în starea fundamentală 1S_0 . Susceptibilitatea magnetică este dată de suma a doi termeni [1]

$$\chi = \chi_d + \chi_p, \quad (1)$$

unde χ_d este susceptibilitatea diamagnetică Langevin, dependentă de dimensiunile învelișurilor electronice ale ionilor și χ_p reprezintă susceptibilitatea para magnetică van Vleck, determinată de deformarea orbitală a învelișurilor electronice

Determinarea experimentală a lui χ_p separat de χ_d este practic imposibilă, deoarece amîndu termeni sînt independenți atît de temperatură, cît și de cîmpul magnetic aplicat, rezultatul măsurării fiind valoarea globală χ ($\chi_d < 0$, $\chi_p > 0$). Cunoscînd valoarea susceptibilității totale χ din măsurători [2] și calculînd pe χ_d prin diferite metode [3, 4, 5], se poate determina χ_p pentru sistemul ionic considerat. Valorile obținute depînd de precizia determinării lui χ_d . D o r f m a n [6] presupune existența unei relații între χ_p și polarizabilitatea dipolară α a sistemului ionic în rețea cristalină, în timp ce D e l t o u r [7] obține pentru χ valoarea $\chi = 0,89 (\chi_{d+} + \chi_{d-})$. R u f f a [8] stabilește o relație de calcul pentru χ_p în funcție de χ_d , obținînd pentru halogenuri alcaline $\chi_p = 0,11 \chi_d$.

Lucrarea de față propune un model de calcul a susceptibilității paramagnetice χ_p în funcție de energia de coeziune a rețelei și de susceptibilitatea magnetică măsurată χ .

2 **Calculul susceptibilității paramagnetice Van Vleck.** Expresia analitică a susceptibilității paramagnetice de polarizare χ_p este dată de teoria lui v a n V l e c k [1]

$$\chi_p = \frac{Ne^2 \mu_0}{4m^2} \sum_{n'l' \neq nl} \frac{|\langle nl | \hat{L}^{(0)} | n'l' \rangle|^2}{E_{n'l'}^{(0)} - E_{nl}^{(0)}} \quad (2)$$

Folosînd regula sumei [8] și funcții de undă ψ_Γ adaptate simetriei cristaline [9], în locul funcțiilor de undă ion libei ψ_0 se obține [10]

$$\chi_p = \frac{Ne^2 \mu_0}{4m^2} \frac{1}{\Delta E} \cdot \langle \psi_\Gamma | \hat{L}^2 | \psi_\Gamma \rangle \quad (3)$$

* Politechnical Institute of Cluj Napoca

Cu ajutorul matricii de densitate uniparticulă [11] se definește amplitudinea de probabilitate uniparticulă ion liber γ_0 și ion în rețea γ_Γ prin relațiile

$$\gamma_0^*(x_1)\gamma_0(x_1) = \gamma_0(x_1, x_1) = N \int \psi_0(x_1, x_2, \dots, x_N) \psi_0^*(x_1, x_2, \dots, x_N) dx_2 \dots dx_N \quad (4a)$$

respectiv

$$\gamma_\Gamma^*(x_1)\gamma_\Gamma(x_1) = \gamma_\Gamma(x_1, x_1) = N \int \psi_\Gamma(x_1, x_2, \dots, x_N) \psi_\Gamma^*(x_1, x_2, \dots, x_N) dx_2 \dots dx_N \quad (4b)$$

cu condiția

$$\int \gamma^*(x_1)\gamma(x_1)dx_1 = N, \quad (5)$$

N fiind numărul total de electroni ai sistemului ionic. Se observă că $N^{-1/2}\gamma(x_1)$ reprezintă analogul funcției de undă uniparticulă normată la unitate. La trecerea ionului din stare liberă în rețea cristalină are loc o deformare radială a învelișurilor electronice exterioare ale ionilor, precum și o modificare a simetriei orbitalilor, astfel că amplitudinea de probabilitate uniparticulă pentru ionul în rețea cristalină este dată de expresia

$$\gamma_\Gamma(x_1) = \bar{\gamma}_0(x_1) + f(x_1) \sum_{i,m} \bar{b}_{i,m} y_{i,m}(\theta_\Gamma, \varphi_\Gamma) \quad (6)$$

Înlocuind pe ψ_Γ prin γ dat de (6) rezultă

$$\chi_p = \frac{Ne^2\mu_0}{4m^2} \frac{1}{\Delta E} \left\langle \gamma_\Gamma \left| \left(\sum_{j=1}^N \hat{l}_j^{(0)*} \right) \right| \gamma_\Gamma \right\rangle \quad (7)$$

și folosind aproximarea [12]

$$\frac{\left\langle \gamma_\Gamma \left| \left(\sum_{j=1}^N \hat{l}_j \right)^2 \right| \gamma_\Gamma \right\rangle}{\left\langle \gamma_\Gamma \left| \sum_{j=1}^N \hat{l}_j^2 \right| \gamma_\Gamma \right\rangle} = \frac{\left\langle \gamma_\Gamma \left| \left(\sum_{j=1}^N \hat{r}_j \right)^2 \right| \gamma_\Gamma \right\rangle}{\left\langle \gamma_\Gamma \left| \sum_{j=1}^N \hat{r}_j^2 \right| \gamma_\Gamma \right\rangle} = \frac{\bar{E}_v}{\bar{E}_s} \quad (8)$$

se obține

$$\chi_p = \frac{Ne^2\mu_0}{4m^2} \frac{\varepsilon}{\bar{E}_v} \left\langle \gamma \left| \sum_{j=1}^N \hat{l}_j^2 \right| \gamma_\Gamma \right\rangle, \quad (9)$$

unde $\varepsilon = \bar{E}_v^2/\bar{E}_s \Delta E$ reprezintă un coeficient energetic adimensional, iar \bar{E}_v este dată de expresia

$$\sum_{\gamma_\Gamma \neq \gamma_\Gamma} E_{\gamma_\Gamma' \gamma_\Gamma} \left\langle \gamma_\Gamma \left| \sum_{j=1}^N \hat{r}_j^2 \right| \gamma_\Gamma \right\rangle = \frac{3N\hbar^2}{2m} \quad (10)$$

Acoperirea orbitală a învelișurilor electronice atrage după sine modificarea energiei cinetice a electronilor din zona de acoperire, egală și opusă ca semn cu energia de coeziune E_c a rețelei. Deformarea radială a învelișurilor electronice nu contribuie la modificarea energiei totale, astfel că

$$-2mE_c = \left\langle \gamma_{\Gamma} \left| \sum_{j=1}^N \frac{\hat{r}_j^2}{r_j^2} \right| \gamma_{\Gamma} \right\rangle = \left\langle \gamma_{\Gamma} \left| \sum_{i=1}^{N\tau_k} \sum_{\tau_k=\tau_1}^{\tau_p} \frac{\hat{r}_{k,i}^2}{r_{\tau_k,i}^2} \right| \gamma_{\Gamma} \right\rangle, \quad (11)$$

unde τ_k este indicele speciei ionice (τ_1 se referă la ioni pozitivi, iar τ_2 la ioni negativi) și N_{τ_k} reprezintă numărul de electroni ai speciei τ_k . Efectuînd o mediere după funcțiile de undă radiale în partea de suprapunere a ionilor, se obține

$$\chi_p = \frac{Ne^2\mu_0}{4m^3} (-E_c) w_r \varepsilon \frac{3N\hbar^2}{\bar{E}_v}, \quad (12)$$

cu

$$\bar{E}_v = \frac{3N\hbar^2}{2m} \left[\sum_{i=1}^{N\tau_k} \sum_{\tau_k=\tau_1}^{\tau_p} \langle \gamma_{\Gamma} | \hat{r}_{k,i}^2 | \gamma_{\Gamma} \rangle \right]^{-1}. \quad (13)$$

Folosind expresia pentru susceptibilitatea diamagnetică Langevin [1] χ_d se obține expresia finală pentru calculul contribuției paramagnetice de polarizare la susceptibilitatea sistemelor ionice în discuție,

$$\frac{\chi_p/\chi}{(1 - \chi_p/\chi)^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (-E_c) \frac{w_r \cdot \varepsilon}{N^*} \cdot \frac{\chi}{\chi_0}, \quad (14)$$

unde N^* reprezintă numărul total efectiv de electroni, iar w_r^* depinde de gradul de acoperire al funcțiilor de undă ψ în rețea

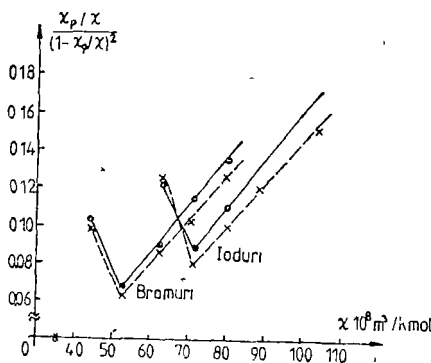


Fig. 1. Graficul variației $\chi_p/\chi/(1 - \chi_p/\chi)^2 = f(\chi)$ pentru bromuri și ioduri alcaline (metoda propusă - + - + -, metoda indirectă - - - - -)

3. Rezultate și discuții. Utilizînd valorile măsurate pentru χ [2], E_c [13], calculînd numărul total efectiv de electroni N^* [14] și aproximînd $\varepsilon = 1$, $w_r = 0,33$, se obțin valorile χ_p la halogenuri alcaline. În tabelul 1 sînt prezentate comparativ rezultatele lui Deltour, Ruffa, prin metoda indirectă și cele obținute cu relația (14). Reprezentînd grafic (fig. 1) $(\chi_p/\chi)/(1 - \chi_p/\chi)^2 = f(\chi)$ pentru bromuri și ioduri ale metalelor alcaline, rezultatele date de metoda indirectă și cele obținute prin calcul în lucrare, se observă o bună concordanță, abaterile fiind explicabile prin aproximările făcute în ambele metode. Susceptibilitatea paramagnetică χ_p crește cu creșterea numărului total de electroni ai gru-

Tabel 1

Valori calculate ale susceptibilității paramagnetice Van Vleck la halogenuri alcaline

Sistem ionic	$\chi \cdot 10^8$ m ³ /kmol	χ_p 10 ⁸ m ³ /kmol		
		Deltour, Ruffa	Metoda indirectă	Metoda propusă
Li F	12,695	1,569	0,377	1,490
Na F	20,615	2,548	0,000	1,898
K F	29,665	3,667	0,126	2,982
Rb F	40,098	4,956	3,394	4,962
Cs F	55,936	6,913	5,028	7,289
Li Cl	30,545	3,775	0,000	3,582
Na Cl	37,710	4,661	0,377	4,148
K Cl	49,400	6,106	0,126	6,297
Rb Cl	57,822	7,147	6,285	7,952
Cs Cl	71,282	8,810	10,895	10,433
Li Br	43,618	5,391	5,656	5,447
Na Br	51,537	6,370	4,148	3,942
K Br	61,719	7,628	6,109	6,481
Rb Br	70,895	8,762	10,810	9,939
Cs Br	84,470	10,440	16,088	14,823
Li I	62,850	7,768	10,433	11,029
Na I	71,469	8,855	8,798	6,877
K I	80,197	9,912	12,192	10,186
Rb I	87,487	10,813	21,870	14,176
Cs I	103,828	12,833	23,128	23,377

păru ionice Halogenurile litiului se comportă diferit din punct de vedere magnetic față de halogenurile ionilor Na⁺, K⁺, Rb⁺, Cs⁺, datorită dimensiunilor reduse și a numărului mic de electroni, ceea ce determină-o foarte slabă deformare orbitală și radială a ionului de litiu și o puternică deformare a ionului de halogen

4 **Concluzii.** Relația obținută de autori înlocuiește suma infinită din (1) și permite calculul lui χ_p în funcție de χ , rezultatele fiind comparabile cu cele obținute prin metoda indirectă în cazul bromurilor și iodurilor alcaline. Metoda propusă poate fi aplicată și la alte sisteme ionice.

(Intrat în redacție la 18 martie 1985)

BIBLIOGRAFIE

1. J. H. Van Vleck, *The theory of electric and magnetic susceptibilities*, Oxford University Press, 1932
2. Ya. G. Dorfman, *Diamagnetizm i himičeskaja svjaz*, Izdatelstvo mir, Moskva, 1961.
3. J. G. Kirkwood, *Physik Z.*, **33**, 37 (1932)
4. J. C. Slater, *Phys. Rev.*, **81**, 385 (1951).

- 5 A. Yu Kancerjavicius, Liet Phys. Rink, XXIII | (6), 23 (1983)
- 6 Ya G Dorfman, DAN. SSSR, 134, 4 (1960)
- 7 J. Deltour, Physica, 51, 292 (1971)
- 8 A. R. Ruffa, Phys Rev., A 159, 742 (1967).
- 9 M. I. Petrašen, I. V. Abarenkov, N. N. Kristofel, Vestnik Len. Univ., 16, 7 (1960)
- 10 I. Gh. Pop, Lucrări științifice IIS Oradea, Seria A Fizică, pag. 97 (1976).
11. Anjali S. Bamzai, B. M. Deb, Rev. Mod. Phys., 53, 95 (1981).
12. A. R. Ruffa, Phys Rev., A 130, 1412 (1963).
13. L. P. Sharma, H. P. Sharma, P. S. Bakhshi, Jai Shanker, Indian J. Phys. 54 A, 318 (1980)
14. Jai Shanker, V. P. Gupta, Indian J. Phys., 54 A, 425 (1980).

CONTRIBUTIONS TO THE DETERMINATION OF THE VAN VLECK PARAMAGNETIC
SUSCEPTIBILITIES IN THE CRYSTALLINE ALKALI HALIDES

(Summary)

In this paper we present a relation available in the numerical determinations of the Van Vleck susceptibilities instead of the infinite series formula. Comparatively with the indirect method's data, the results obtained for the crystalline alkali halides (bromides and iodides) seem to be correct.

DETERMINĂRI DE PURITATE A MINERALELOR PRIN METODA
ACTIVĂRII CU NEUTRONI (I). CUARȚUL

V. ZNAMIROVSKI, M. SĂLĂGEAN*, A. PANTELICĂ*, I. MİRZA, C. GHEVREA

1. **Introducere.** Tehnologiile actuale din cele mai variate domenii reclamă materiale de înaltă puritate, ceea ce impune rezolvarea problemei determinării impurităților într-o gamă largă de substanțe minerale (metale și nemetale), știindu-se că proprietățile fizice sau chimice sînt puternic afectate de existența, chiar și în urme, a impurităților. Investigațiile noastre au avut ca obiect cristalele de cuarț, alegere motivată de multitudinea aplicațiilor industriale pe care acestea le au, urmărindu-se totodată stabilirea posibilităților de valorificare a resurselor interne de cuarț.

În natură cuarțul este forma cea mai frecventă de apariție a SiO_2 fiind cristalizat trigonal, α -cuarț (stabil sub 573°C , la presiunea atmosferică) sau hexagonal, β -cuarț (stabil peste 573°C). Dimensiunile celulei elementare sînt $a_0 = 4,913 \text{ \AA}$ și $c_0 = 5,505 \text{ \AA}$ pentru α -cuarț, respectiv $a_0 = 5,010 \text{ \AA}$ și $c_0 = 5,470 \text{ \AA}$ pentru β -cuarț [1]. Sub aspect genetic cuarțul se formează în toate procesele geologice endogene (magmatice, metamorfice) și exogene, explicînd și pe această cale frecvența sa în natură. Cristalele de cuarț cercetate de noi sînt de geneză hidrotermală și provin din următoarele ocurențe Baia Sprie, Tarna Mare, Valea Sărată.

2. **Aspecte mineralogice.** Cuarțul de la Baia Mare (jud. Maramureș) este incolor, semitransparent, aceasta pierzîndu-se de la vîrf spre bază. Mineralogic formează o parageneză cu sulfuri (pirit, calcopirit, sfalerit, galenit) și carbonați (calcit, dolomit). Geotermometric se înscrie în grupa mexotermală. Dimensiunile exemplarului analizat sînt $3 \times 0,8 \text{ cm}$.

Cuarțul de la Tarna Mare (jud. Maramureș) este incolor, perfect transparent. În zăcămint se află dispersat în masa argilică a unui andezit brecciat de formă columnară (pipe) mineralizat cu sulfuri comune (pirit, sfalerit, galenit) și barit.

Cuarțul de pe Valea Sărată (Luna de Sus, jud. Cluj) provine dintr-un filon de cca 10 cm grosime la suprafață, hogat în cristale ce străbate argilele vîrgate eocene. Cristalele (de dimensiuni $5,5 \times 2,5 \text{ cm}$ pentru cele mai dezvoltate) sînt dispuse în druze cu aspect „pietros”, total lipsite de transparență. Genetic se leagă de magmatismul laramic.

3. **Procedeele experimentale.** Pentru determinarea concentrațiilor elementelor existente în probele de cuarț s-a folosit metoda activării cu neutroni termici [2], efectuîndu-se două seturi de iradieri la reactorul VVR-S al I.F.I.N. — București.

Iradierea lungă s-a efectuat timp de 30 ore la un flux de $8 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$. Probele analizate avînd mase de $\sim 200 \text{ mg}$ au fost iradiate împreună cu etaloanele Soil-5, SL-1, GSP-1 (roci standard) și cu un etalon de Au, măsurate fiind după timpii de răcire de 10 zile și 20 zile.

* Institutul de Fizică și Inginerie Nucleară, București.

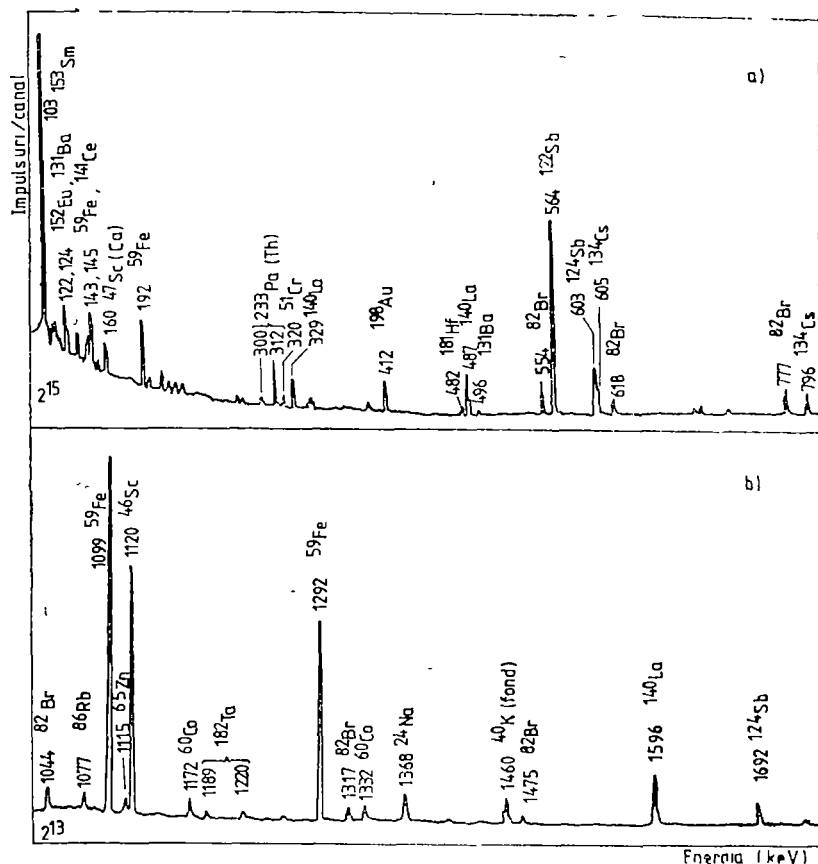


Fig. 1. Spectrul gama al cuarțului din Valea Sărată (iradiere lungă)

Iradierea scurtă s-a efectuat timp de 30 minute la un flux de 10^{12} n/cm² s împreună cu etaloanele G2 (rocă standard) și Dy₂O₃, respectiv KMnO₄. Probelor analizate au fost măsurate după timpii de răcire de 2 ore și 24 ore

În ambele seturi de iradiere, înregistrarea spectrelor s-a efectuat cu ajutorul unui detector de Ge(Li) având rezoluția energetică de 2 keV la ⁶⁰Co, cuplat la un analizor de energie multicanal.

4 Rezultate și discuții. Din primul set de iradieri s-au determinat concentrațiile a 20 elemente cu timpi de înjumătățire lungi: Fe, Sb, Zn, Rb, Ce, Th, Cr, Ba, Ca, Ta, Co, La, Br, Cs, Sm, Eu, Sc, Au, iar din setul al doilea concentrațiile a 5 elemente cu timpi de înjumătățire scurți: Dy, Mn, Na, K, As.

În fig 1 s-a reprezentat, ca exemplu, spectrul gama al probei de cuarț din Valea Sărată în urma iradierii lungi, iar în fig 2 o porțiune din spectrul gama al probei de cuarț din Baia Sprie în urma iradierii scurte.

În tabelul 1 sînt prezentate caracteristicile nucleare ale elementelor mai sus menționate [3, 4], în ultima coloană fiind date energiile gama utilizate în calculul concentrațiilor.

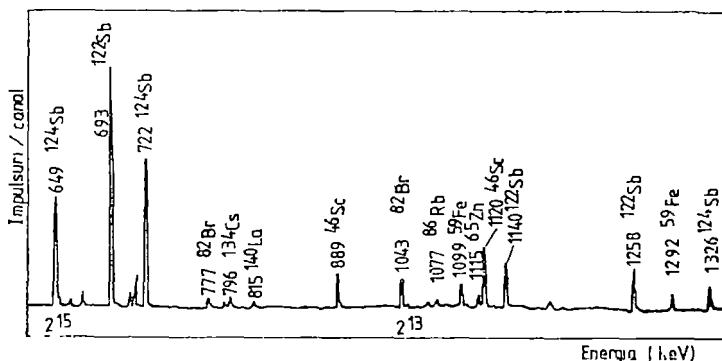


Fig 2. Porțiune din spectrul gama al cuarțului din Baia Sprie (iradiere scurtă).

Tabel 1

Elementul	Radionuclidul	Abundența (%)	Secțiunea (barn)	T _{1/2}	Energia gama (keV)
As	⁷⁶ As	99,99	4,3	26,4 ore	559
Au	¹⁹⁸ Au	99,99	98,8	2,695 zile	412
Ba	¹³⁴ Ba	0,1	11	11,6 zile	496
Br	⁸² Br	49,31	2,7	35,34 ore	554, 777
Ce	¹⁴¹ Ce	88,48	0,57	32,5 zile	145
Co	⁶⁰ Co	99,99	37,2	5,272 ani	1173,1332
Cr	⁵¹ Cr	4,31	15,9	27,7 zile	320
Cs	¹³⁴ Cs	99,99	29	2,06 ani	796
Dy	¹⁶⁵ Dy	28,18	2700	2,35 ore	94
Eu	¹⁵² Eu	47,77	5900	12,7 ani	1408
Fe	⁵⁹ Fe	0,31	1,15	45 zile	1099;1292
Hf	¹⁸¹ Hf	35,22	12,7	42,5 zile	482
K	⁴² K	6,70	1,46	12,36 ore	1524
La	¹⁴⁰ La	99,91	9,0	40,23 ore	1596
Mn	⁵⁶ Mn	99,99	13,3	2,58 ore	847
Na	²⁴ Na	99,99	0,53	15,03 ore	1368
Rb	⁸⁶ Rb	72,17	0,46	18,7 zile	1077
Sc	⁴⁶ Sc	99,99	26,5	83,9 zile	889
Sm	¹⁵² Sm	26,63	206	46,8 ore	103
Sb	¹²⁴ Sb	42,75	4,3	60,3 zile	603,1692
Ta	¹⁸² Ta	99,998	21	115,1 zile	1221
Th	²³² Pa	99,99	7,4	27 zile	312
Zn	⁶⁵ Zn	49,89	0,78	244 zile	1115
Zr	⁹⁵ Zr	17,40	0,056	65,5 zile	724, 756

Rezultatele obținute în determinarea concentrațiilor celor 25 elemente de celate în cuarțurile naturale provenind din diferite ocurențe sînt prezentate în Tabelul 2.

În ultima coloană a acestui tabel sînt prezentate pentru comparație datele experimentale rezultate din analiza bioxidului de siliciu, obținut prin sinteză de Mallinckrodt Chemical Works și comercializat sub denumirea de ARCC-4. Acesta

Tabel 2

Elementul	Cuarț Baia Sprie	Cuarț Tarna Mare	Cuarț Valea Sărată	Cuarț C W M.
As(ppm)	10,0±0,5	7,0±0,5	0,66±0,15	—
Au(ppb)	8±3	19±5	11±3	1,8±0,5
Ba(ppm)	—	7±1	—	—
Br(ppm)	0,8±0,2	0,5±0,1	0,9±0,2	1,4±0,2
Ca(ppm)	67±30	—	190±20	97±25
Ce(ppm)	0,82±0,09	1,72±0,17	0,77±0,05	—
Co(ppm)	—	—	0,11±0,01	0,35±0,03
Cr(ppm)	0,5±0,2	0,5±0,3	0,50±0,06	0,40±0,06
Cs(ppm)	0,18±0,02	0,21±0,04	0,30±0,02	0,02±0,01
Dy(ppm)	0,24±0,02	0,30±0,03	0,24±0,02	—
Eu(ppb)	—	78±31	15±3	—
Fe(ppm)	205±20	210±32	1138±56	—
Hf(ppm)	—	0,10±0,03	0,06±0,01	1,96±0,05
K(ppm)	172±17	185±18	206±21	11±2
La(ppm)	0,31±0,02	0,95±0,05	0,35±0,02	0,05±0,01
Mn(ppm)	6,6±0,1	3,5±0,2	14,0±0,2	0,51±0,05
Na(ppm)	224±3	164±2	166±2	59±2
Rb(ppm)	2,7±0,5	1,5±0,7	1,9±0,2	—
Sc(ppb)	49±3	80±5	85±4	2,0±0,5
Sm(ppb)	56±2	113±3	65±2	—
Sb(ppm)	22±2	86±9	0,59±0,06	0,04±0,01
Ta(ppm)	—	—	0,03±0,01	—
Th(ppm)	0,19±0,02	0,15±0,04	0,17±0,02	—
Zn(ppm)	6±1	45±3	2,8±0,4	—
Zr(ppm)	—	—	—	40±7

conține ca impuritate doar 14 elemente în concentrații foarte mici în raport cu cuarțurile naturale, excepție făcând doar Hf și Zr. Se observă totodată existența unor concentrații mari de Zn, Sb și Ba în cuarțul provenit de la Tarna Mare, precum și Fe mult în cuarțul pietros de la Valea Sărată.

5. Concluzii. Caracteristicile microchimice ale cuarțului furnizează indicii prețioase asupra mediului chimic de cristalizare al acestuia. Astfel, cuarțul provenit din zăcămintele de sulfuri polimetalice de la Baia Sprie și Tarna Mare se caracterizează prin valori mai ridicate ale concentrațiilor de Zn, As și Sb, iar cele din Valea Sărată printr-o concentrație mare de Fe, luat cu siguranță din argilele vărgate feruginoase prin care a circulat. Elementele pământurilor rare (Ce, Dy, La, Sm) apar în schimb într-o cantitate aproximativ egală, indiferent de proveniență.

Analiza prin activare cu neutroni, datorită înalței sale sensibilități, se profilează tot mai mult drept o cale de stabilire a chimismului global al mediului în care au cristalizat, sugerând conținutul posibil (metalic, nemetalic) al ocurenței cercetate și de asemenea stabilirea fazei metalogenetice în funcție de asociația microchimică a elementelor.

(Intrat în redacție la 21 martie 1985)

BIBLIOGRAFIE

- 1 V Ianovici, V. Stiopol, E Constantinescu, *Mineralogie*, Ed Didactică și Pedagogică, București, 1979.
- 2 D De Soete, R Gijbels, J. Hoste, *Chemical Analysis Series*, vol. 34, Wiley Interscience, 1972.
- 3 G Erdtmann, *Neutron Activation Tables*, Verlag Chemie, Weinheim, N.Y., 1976.
- 4 W W Bowman, K. W. Mac Murdo, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 13, 89 (1974)

PURITY DETERMINATION OF MINERALS BY NEUTRON ACTIVATION METHOD (I).

Quartz

(Summary)

It was performed an analytical investigation by neutron activation method on some geological quartz samples from Romania. By this method the abundance of 25 of minor and trace elements in natural quartz crystals have been determined. From a comparative analysis of quartz composition interesting conclusions concerning their nature and origin have been drawn.

SPECTRELE RPE IZOTROPE ALE IONILOR $3d^5$ ÎN COMPUȘI DEZORDONAȚI

ELEONORA TRIF, AL. NICULA

1. **Introducere.** În ultimii ani s-a acordat o mare atenție [1—9] explicării absorbției RPE izotrope cu $g_{ef} \approx 4,3$ și $3,3$ observate pentru compuși total diferiți care conțineau ioni $3d^5$ distribuiți haotic. În aceste substanțe nu există un număr limitat de vecinătăți bine definite ale ionilor paramagnetici și rezonanțele cu g_{ef} izotrop pot proveni de la ioni cu vecinătăți total diferite. Spectrele obținute experimental sînt independente de compoziția compușilor și de orientarea cîmpului magnetic static, atîta timp cît compusul prezintă un anumit grad de dezordine. Lucrarea prezintă o nouă metodă teoretică de explicare a semnelor RPE izotrope ale ionilor cu $S = 5/2$. Metoda se bazează pe următoarele presupuneri

1) spectrul RPE izotrop este privit ca o suprapunere a unui număr mare de linii de absorbție [10] care pot fi descrise fiecare separat printr-un hamiltonian de spin rombic, conținînd un set diferit de parametri B_n^m , în spectru rămîn vizibile numai acele tranziții care sînt independente de parametri B_n^m

2) dezordinea impune o izotropie globală [11] a compușilor, iar această proprietate „universală” duce la independența despicării dubleților Kramers în raport cu cîmpul magnetic static.

2 **Teorie.** În lucrare se consideră că, pentru explicarea trăsăturilor spectrelor RPE ale ionilor $3d^5$ conținuți ca impurități paramagnetice în materiale dezordonate, în hamiltonianul de spin rombic trebuie considerați toți termenii ($n=4$). S-a utilizat aproximația cîmpului magnetic slab, adică hamiltonianul de cîmp zero, \mathcal{H}_0 este mare în comparație cu termenul Zeeman, iar cuanta de microunde, $h\nu$, este mai mică decît energiile despicărilor în cîmp nul. Hamiltonianul de cîmp zero cel mai general, cînd axa z coincide cu axa unui cub, are forma

$$\mathcal{H}_0 = B_2^0 O_2^0 + B_2^2 O_2^2 + B_4^0 O_4^0 + B_4^2 O_4^2 + B_4^4 O_4^4 \quad (1)$$

Diagonalizarea lui \mathcal{H}_0 în spațiul de $2S + 1 = 6$ ori degenerat conduce la două matrici h identice de forma

h	$\left \pm \frac{5}{2} \right\rangle$	$\left \pm \frac{1}{2} \right\rangle$	$\left \mp \frac{3}{2} \right\rangle$	(2)
$\left \pm \frac{5}{2} \right\rangle$	h_{11}	h_{12}	h_{13}	
$\left \pm \frac{1}{2} \right\rangle$	h_{21}	h_{22}	h_{23}	
$\left \mp \frac{3}{2} \right\rangle$	h_{31}	h_{32}	h_{33}	

unde :

$$\begin{aligned} h_{11} &= 10 B_2^0 + 60 B_4^0 & h_{12} &= h_{21} = \sqrt{10} B_2^2 + 9 \sqrt{10} B_4^2 \\ h_{22} &= -8 B_2^0 + 120 B_4^0 & h_{13} &= h_{31} = 12 \sqrt{5} B_4^2 \\ h_{33} &= -2 B_2^0 - 180 B_4^0 & h_{23} &= h_{32} = 3 \sqrt{2} B_2^2 - 15 \sqrt{2} B_4^2 \end{aligned} \quad (3)$$

Se observă că funcțiile proprii vor fi trei dubleți Kramers de forma

$$\psi_k(\pm) = a_K \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle + b_K \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle + c_K \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \quad (k = 1, 2, 3) \quad (4)$$

cu $a_K^2 + b_K^2 + c_K^2 = 1$

Dacă termenul Zeemua acționează ca o perturbare asupra stărilor $\psi_k(\pm)$, tranzițiile de rezonanță vor avea loc numai între nivelele fiecărui dublet în parte. De obicei, liniile de rezonanță sînt identificate în termeni de factori g „efectivi”, $g_{ef} = \frac{h\nu}{\mu_B B_i}$, care pentru dubleții Kramers se calculează cu relațiile

$$g_k(i) = \frac{E_k(+)-E_k(-)}{\mu_B B_i} = \frac{h\nu}{\mu_B B_i} \quad (i = x, y, z) \quad (5)$$

unde $E_k(+)$ și $E_k(-)$ sînt energiile stărilor $\psi_k(+)$, respectiv $\psi_k(-)$ în cîmp magnetic static, iar B_i sînt valorile de rezonanță ale cîmpului magnetic static în direcțiile principale ale cîmpului cristalin.

Nu s-a rezolvat ecuația seculară corespunzătoare matricii h , ci s-a ales un set ortonormat de funcții proprii cărora i se cere să diagonalizeze matricea. Acest set s-a luat de forma

$$\begin{aligned} \psi_1(\pm) &= (\cos \alpha \cos \gamma - \sin \alpha \cos \beta \sin \gamma) \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle + (\sin \alpha \cos \gamma + \\ &+ \cos \alpha \cos \beta \sin \gamma) \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle + \sin \beta \sin \gamma \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \\ \psi_2(\pm) &= (-\cos \alpha \sin \gamma - \sin \alpha \cos \beta \cos \gamma) \left| \mp \frac{5}{2} \right\rangle + (-\sin \alpha \sin \gamma + \\ &+ \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma) \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle + \sin \beta \cos \gamma \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \\ \psi_3(\pm) &= \sin \alpha \sin \beta \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle - \cos \alpha \sin \beta \left| \frac{1}{2} \right\rangle + \cos \beta \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

Parametrii α, β, γ nu sînt considerați ca unghiuri de rotație, valoarea lor fiind de fapt determinată de rapoartele elementelor matricii h

Calcularea valorilor factorilor g izotropi a fost efectuată numai pentru dubletul $\psi_3(\pm)$ care are doi parametri independenți, suficienți să acopere toate valorile posibile ale componentelor principale ale factorului g efectiv.

S-au găsit [11] următoarele expresii pentru componentele $g_3(i)$

$$g_3(z) = g_0(4 \sin^2 \beta \sin^2 \alpha + 4 \sin^2 \beta - 3)$$

$$g_3(y) = g_0(3 \sin^2 \beta \cos^2 \alpha + 2 \sqrt{5} \sin \beta \cos \beta \sin \alpha - 4 \sqrt{2} \sin \beta \cos \beta \cos \alpha) \quad (7)$$

$$g_3(x) = g_0(3 \sin^2 \beta \cos^2 \alpha + 2 \sqrt{5} \sin \beta \cos \beta \sin \alpha + 4 \sqrt{2} \sin \beta \cos \beta \cos \alpha)$$

unde $g_0 = 2$ pentru ioni în starea $S = 5/2$

Valorile izotrope ale factorilor g_3 și formele particulare ale funcțiilor proprii $\psi_3(\pm)$, în cazul izotropiei, au fost determinate printr-un procedeu care constă în doi pași, întâi se obțin funcțiile proprii care rezultă dacă se presupune $|g_x| = |g_y| = g_\perp$, iar în final acestor funcții proprii li se impune condiția

$|g_x| = g_\parallel = g_\perp$. Aceste două cerințe vor conduce la funcții proprii cu valori bine determinate ale parametrilor a_K, b_K, c_K și vor determina ca între parametrii B_n^m să existe anumite relații de dependență.

Condiția $|g_x| = |g_y|$ conduce la următoarea ecuație

$$\sin \beta \cos \beta \cos \alpha = 0 \quad (8)$$

În continuare se consideră separat soluțiile posibile

$$1) \sin \beta = 0. \text{ Funcțiile proprii sînt } \psi_3(\pm) = \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \text{ cu } g_x = g_y = 0, \text{ și } g_\parallel = 6$$

Această soluție nu este în acord cu datele experimentale.

$$2) \cos \beta = 0. \text{ Funcțiile proprii } \psi_3(\pm) \text{ vor fi}$$

$$\psi_3(\pm) = \sin \alpha \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle - \cos \alpha \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle \quad (9)$$

Condiția $g_\parallel = g_\perp$ conduce la ecuația

$$5 \sin^2 \alpha = 2 \cos^2 \alpha \quad (10)$$

cu soluțiile

$$\text{tg } \alpha = \pm \sqrt{\frac{2}{5}} \quad (11)$$

pentru care $g_{ef} = \frac{30}{7}$, valoare care este în acord cu cele observate experimental

Cu soluțiile $\cos \beta = 0$ și $\text{tg } \alpha = \pm \sqrt{\frac{2}{5}}$ matricea unitară corespunzătoare funcțiilor proprii (6) va fi

$$U_1 = \begin{pmatrix} \pm \sqrt{\frac{5}{7}} \cos \gamma & \sqrt{\frac{2}{7}} \cos \gamma & \sin \gamma \\ \pm \sqrt{\frac{5}{7}} \sin \gamma & \sqrt{\frac{2}{7}} \sin \gamma & \cos \gamma \\ \sqrt{\frac{2}{7}} & \mp \sqrt{\frac{5}{7}} & 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

Transformarea unitară

$$U_1 h U_1^{-1} = h' \quad (13)$$

trebuie să diagonalizeze matricea h astfel încît

$$h'_{ij} = 0 \quad (i \neq j) \quad (14)$$

Condiția (14) conduce la următoarele relații între elementele matricii h

$$\sqrt{5} h_{23} \mp \sqrt{2} h_{13} = 0 \quad (15a)$$

$$h_{12} = \pm \frac{\sqrt{10}}{3} (h_{11} - h_{22})$$

$$\operatorname{tg} 2\gamma = \frac{6 \left(\sqrt{\frac{2}{7}} h_{23} \pm \sqrt{\frac{5}{7}} h_{13} \right)}{5h_{11} - 2h_{22} - 3h_{33}} \quad (15c)$$

iar valorile proprii vor fi

$$\varepsilon_1 = h'_{11} = \frac{5h_{11} - 2h_{22} - 3h_{33}}{3} \frac{\cos^2 \gamma}{\cos 2\gamma} + h_{33}$$

$$\varepsilon_2 = h'_{22} = \frac{5h_{11} - 2h_{22} - 3h_{33}}{3} \frac{\sin^2 \gamma}{\cos 2\gamma} + h_{33} \quad (16)$$

$$\varepsilon_3 = h'_{33} = \frac{5h_{22} - 2h_{11}}{3} = -20 B_2^0 + 160 B_4^0$$

Examinînd relația (15a) se constată că ea este echivalentă cu

$$\frac{h_{23}}{h_{13}} = \pm \sqrt{\frac{2}{5}} = \operatorname{tg} \alpha$$

sau

$$\frac{3\sqrt{2}(B_2^2 - 5B_4^2)}{12\sqrt{5}B_4^4} = \pm \sqrt{\frac{2}{5}} = \operatorname{tg} \alpha \quad (17)$$

Înseamnă că parametrul α este independent de parametrii B_n^m dacă este îndeplinită condiția

$$B_2^2 - 5B_4^2 = |B_4^4| \text{ sau } B_2^2 \approx B_4^2 \approx |B_4^4| \quad (18)$$

Acesta este cazul rombicității totale a vecinătății ionilor paramagnetici și rezultatul este prezentat în lucrare ca o noutate. Funcția de stare în cazul rombicității totale va fi

$$\psi_3(\pm) = \sqrt{\frac{2}{7}} \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle \mp \sqrt{\frac{5}{7}} \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle \quad (19)$$

care are coeficienți bine definiți, independenți de valorile lui B_n^m .

3) $\cos \alpha = 0$. Funcțiile proprii $\psi_3(\pm)$ vor fi

$$\psi_3(\pm) = \sin \beta \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle + \cos \beta \left| \pm \frac{3}{2} \right\rangle \quad (20)$$

Condiția $g_{||} = g_{\perp}$ conduce la ecuațiile:

$$5 \operatorname{tg}^2 \beta \mp 2 \sqrt{5} \operatorname{tg} \beta - 3 = 0 \quad (21)$$

care au soluțiile:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \sqrt{\frac{9}{5}}; \quad \operatorname{tg} \beta_2 = -\sqrt{\frac{1}{5}}$$

ei respectiv

$$\operatorname{tg} \beta_3 = \sqrt{\frac{1}{5}}; \quad \operatorname{tg} \beta_4 = -\sqrt{\frac{9}{5}}$$

Pentru soluțiile

$$\operatorname{tg} \beta = \pm \sqrt{\frac{9}{5}} \quad (22)$$

se obține $g_{ef} = \frac{30}{7}$, în acord cu rezultatele experimentale.

Matricea unitară corespunzătoare funcțiilor proprii (6) va fi

$$U_2 = \begin{pmatrix} \mp \sqrt{\frac{5}{14}} \sin \gamma & \cos \gamma & \sqrt{\frac{9}{14}} \sin \gamma \\ \mp \sqrt{\frac{5}{14}} \cos \gamma & -\sin \gamma & \sqrt{\frac{9}{14}} \cos \gamma \\ \sqrt{\frac{9}{14}} & 0 & \sqrt{\frac{5}{14}} \end{pmatrix} \quad (23)$$

Transformarea

$$U_2 h U_2^{-1} = h' \quad (24)$$

diagonalizează matricea h astfel încît

$$h'_{ij} = 0 \quad (i \neq j) \quad (25)$$

Condiția (25) determină să fie îndeplinite următoarele relații între elementele matricii \hat{h}

$$\sqrt{5} h_{23} \pm \sqrt{9} h_{21} = 0 \quad (26a)$$

$$h_{13} = \pm \frac{3\sqrt{5}}{4} (h_{11} - h_{33}) \quad (26b)$$

$$\operatorname{tg} 2\gamma = \frac{8 \left(\sqrt{\frac{9}{14}} h_{23} \mp \sqrt{\frac{5}{14}} h_{21} \right)}{5h_{11} + 4h_{22} - 9h_{33}} \quad (26c)$$

Valorile proprii vor fi

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= h''_{11} = \frac{1}{4} [5h_{11} + 4h_{22} - 9h_{33}] \frac{\sin^2 \gamma}{\cos 2\gamma} + h_{22} \\ \varepsilon_2 &= h''_{22} = -\frac{1}{4} [5h_{11} + 4h_{22} - 9h_{33}] \frac{\cos^2 \gamma}{\cos 2\gamma} + h_{22} \\ \varepsilon_3 &= h''_{33} = \frac{1}{4} [9h_{11} - 5h_{33}] = 25B_2^0 + 360B_4^0 \end{aligned} \quad (27)$$

Se observă că relația (26a) este echivalentă cu

$$\frac{h_{23}}{h_{21}} = \mp \sqrt{\frac{9}{5}} = -\operatorname{tg} \beta \quad (28)$$

sau

$$\frac{3\sqrt{2}(B_2^2 - 5B_4^2)}{\sqrt{10}(B_2^2 + 9B_4^2)} = \mp \sqrt{\frac{9}{5}} \quad (29)$$

Relația (29) este îndeplinită dacă

$$a) B_2^2 = B_4^2 = 0 \quad (30a)$$

$$b) B_4^2 = -\frac{1}{2} B_2^2 \quad (30b)$$

$$c) B_4^2 = 0, B_2^2 \neq 0 \quad (30c)$$

În primul caz termenul nediagonal dominant în hamiltonianul de spin este $B_4^2 O_4^4$. În acest caz $\operatorname{tg} 2\gamma = 0$, iar funcțiile de stare vor fi

$$\begin{aligned} \psi_1(\pm) &= \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ \psi_2(\pm) &= \mp \sqrt{\frac{5}{14}} \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{9}{14}} \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \\ \psi_3(\pm) &= \sqrt{\frac{9}{14}} \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle \pm \sqrt{\frac{5}{14}} \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \end{aligned} \quad (31)$$

Aceste soluții sînt independente de parametrii B_4^4, B_2^0, B_4^0 , și corespund unei vecinătăți tetragonale distorsionate rombic, cu $B_2^2, B_4^2 \ll B_4^4$

În al doilea caz parametrul B_2^2 poate avea orice valoare, dar în semnalul izotrop de la $g_{ef} = \frac{30}{7}$ rămîn vizibile numai tranzițiile provenite de la acei ioni paramagnetici care au vecinătăți pentru care $B_4^2 = -\frac{1}{2} B_2^2$

Al treilea caz apare cu o probabilitate mai mare și este similar cu cel prezentat de Castner și colab. [1] cînd în hamiltonianul de cîmp nul este dominant termenul $B_2^0 O_2^0$. Dacă $\text{tg } 2\gamma = \infty$, ceea ce este echivalent cu $5h_{11} + 4h_{22} - 9h_{33} = 0$, se obțin într-adevăr soluțiile lui Castner

$$\begin{aligned}\psi_1(\pm) &= \mp \sqrt{\frac{5}{28}} \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{9}{28}} \mp \left| \frac{3}{2} \right\rangle \\ \psi_2(\pm) &= \mp \sqrt{\frac{5}{28}} \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{9}{28}} \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \\ \psi_3(\pm) &= \sqrt{\frac{9}{14}} \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle \pm \sqrt{\frac{5}{14}} \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle\end{aligned}\quad (32)$$

Dacă $B_4^2 \neq 0$ și $B_4^2 \ll B_2^2$ semnalele de rezonanță sînt distribuite în jurul valorii $g_{ef} = \frac{30}{7}$ astfel că lărgimea și forma liniei de rezonanță este funcție de parametrul $K = B_4^2 B_2^2$

Prin urmare, tranziția izotropă de la $g_{ef} = \frac{30}{7}$ provine de la ioni paramagnetici cu o vecinătate rombică. În spectre rămîn vizibile acele tranziții pentru care a) $B_2^2 \approx B_4^2 \approx |B_4^4|$; b) $B_4^4 \neq 0, B_2^2$ și $B_4^2 \ll B_4^4$; c) $B_4^2 = -\frac{1}{2} B_2^2$; d) $B_2^2 \neq 0, B_4^2 = 0$

Pentru soluțiile :

$$\text{tg } \beta = \mp \sqrt{\frac{1}{5}}$$

factorul g izotrop are valoarea $\frac{10}{3}$.

Transformarea unitară

$$U_3 h U_3^{-1} = h''$$

unde

$$U_3 = \begin{pmatrix} \pm \sqrt{\frac{5}{6}} \sin \gamma & \cos \gamma & \sqrt{\frac{1}{6}} \sin \gamma \\ \pm \sqrt{\frac{5}{6}} \cos \gamma & -\sin \gamma & \sqrt{\frac{1}{6}} \cos \gamma \\ \sqrt{\frac{1}{6}} & 0 & \pm \sqrt{\frac{5}{6}} \end{pmatrix}\quad (35)$$

trebuie să diagonalizeze matricea h astfel încât să avem

$$h''_{ij} = 0 \quad (i \neq j) \quad (36)$$

Condiția (36) conduce la următoarele relații între elementele matricii h

$$\sqrt{5} h_{23} \mp h_{21} = 0 \quad (37a)$$

$$h_{13} = \pm \frac{\sqrt{5}}{4} (h_{11} - h_{33}) \quad (37b)$$

$$\operatorname{tg} 2\gamma = - \frac{8 \left(\sqrt{\frac{1}{6}} h_{23} \pm \sqrt{\frac{5}{6}} h_{21} \right)}{5h_{11} - 4h_{22} - h_{33}} \quad (38)$$

Valorile proprii vor fi

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 = h''_{11} &= -\frac{1}{4} [5h_{11} - 4h_{22} - h_{33}] \frac{\sin^2 \gamma}{\cos 2\gamma} + h_{22} \\ \varepsilon_2 = h''_{22} &= \frac{1}{4} [5h_{11} - 4h_{22} - h_{33}] \frac{\cos^2 \gamma}{\cos 2\gamma} + h_{22} \\ \varepsilon_3 = h''_{33} &= \frac{1}{4} [5h_{33} - h_{11}] = -20B_2^0 - 960B_4^0 \end{aligned} \quad (39)$$

Se observă că relația (37a) este echivalentă cu

$$\frac{3\sqrt{2}(B_2^2 - 5B_4^2)}{\sqrt{10}(B_2^2 + 9B_4^2)} = \pm \sqrt{\frac{1}{5}} \quad (40)$$

care poate fi îndeplinită dacă

$$B_4^2 = \frac{2}{3} B_2^2 \quad (41a)$$

$$B_4^2 = \frac{1}{12} B_2^2 \quad (41b)$$

Rezultă că, pentru o distribuție largă a parametrilor B_2^2 și B_4^2 în tranziția izotropă de la $g = \frac{10}{3}$ rămân vizibile numai acele tranziții pentru care sînt îndeplinite relațiile (41)

Dacă este îndeplinită relația (37b) avem

$$|B_4^4| = -\frac{1}{4} B_2^0 + 5B_4^0$$

care pentru $B_2^0 \ll B_4^0$, conduce la

$$|B_4^4| \approx 5B_4^0 \quad (42)$$

relația care este valabilă pentru o vecinătate cubică a ionilor paramagnetici.

Prin urmare, matricea unitară (35) este asociată cu vecinătăți cubice distorsionate rombice

Dacă B_2^2 și $B_4^2 \ll B_4^4$, $\text{tg } 2\gamma = 0$ și valorile proprii vor fi

$$\begin{aligned}\psi_1(\pm) &= \pm \left| \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ \psi_2(\pm) &= \pm \sqrt{\frac{5}{6}} \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{6}} \left| \mp \frac{3}{2} \right\rangle \\ \psi_3(\pm) &= \sqrt{\frac{1}{6}} \left| \pm \frac{5}{2} \right\rangle \pm \sqrt{\frac{5}{6}} \left| \pm \frac{3}{2} \right\rangle\end{aligned}\quad (43)$$

Aceste funcții proprii corespund unor vecinătăți cubice distorsionate tetragonale ($B_2^2 \neq 0$) ale ionilor paramagnetici

3 Concluzii. Metoda prezentată mai sus confirmă ideea că în spectrele RPE izotrope ale ionilor $3d^5$ prezenți ca impurități în materiale dezordonate rămân vizibile numai acele tranziții care sînt independente de parametri de despăcare în cîmp nul precum și de orientările cîmpului magnetic static. Semnalul RPE de la $g_{ef} = \frac{30}{7}$ este asociat cu vecinătăți rombice ale ionilor și acela de la

$g_{ef} = \frac{10}{3}$ este asociat cu vecinătăți cubice distorsionate rombice sau axiale. Rezul-

tatele prezentate nu exclud o distribuție largă a parametrilor B_n^m , dar semnalele izotrope apar cu o probabilitate mai mare. Se știe [13] că semnalul izotrop de la

$g_{ef} = \frac{10}{3}$ este vizibil numai pentru anumite materiale dezordonate, de exemplu,

anumite sticle cu un anumit conținut de ioni Mn^{2+} . Aceasta arată că, în materialele dezordonate, vecinătățile pentru care domină termenii rombici apar cu o probabilitate mai mare decît cele pentru care domină termenii cubici. Spectrele observate

la $g_{ef} = \frac{30}{7}$ și $\frac{10}{3}$ sînt un rezultat al izotropiei globale a stării dezordonate care

prezintă multe vecinătăți diferite pentru ionii paramagnetici. Prin urmare, ideea că ar exista un număr limitat de poziții bine definite, cum se face frecvent pentru compuși dezordonați, trebuie părăsită. Teoria prezentată arată că vecinătățile rombice care duc la semnale izotrope apar cu cea mai mare probabilitate, rezultat care este în acord cu ideea lui Czjzek [11]. Din nefericire, numai cu ajutorul măsurătorilor RPE nu se poate stabili valoarea absolută a parametrilor B_n^m și nu se poate construi un anumit model structural plauzibil pentru microstructura vecinătății ionilor paramagnetici.

(Intrat în redacție la 22 martie 1985)

BIBLIOGRAFIE

1. T. Castner, Jr., G. S. Newell, W. C. Holton, C. P. Slichter, J. Chem. Phys., **32** (3), 668 (1960)
2. J. S. Griffith, Molec. Phys., **8** (3), 213 (1964).
3. R. W. Kedzie, D. H. Lyons, M. Kestigian, Phys. Rev., **138** (31), 918 (1965)

4. H. H. Wikman, M. P. Klein, O. A. Shirley, *J. Chem. Phys.*, **42** (6), 2113 (1965)
5. I. V. Chepelova, N. V. Lazukin, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **226** (2), 311 (1976).
6. C. M. Brodbeck, R. R. Bukrey, *Phys. Rev. B* **24** (5), 2334 (1981)
7. J. G. Kliava, J. J. Purans, *Phys. Stat. Sol. (a)* **55**, K 59 (1979)
8. Al. Nicula, E. Trif S. Simon, *Bull. Magn. Reson.*, **5** (3/4), 209 (1983)
9. J. R. Pilbrow, *J. Magn. Resonance*, **31**, 479 (1978)
10. H. J. A. Koopmans, M. M. A. Perik, B. Nieuwerhuse, P. J. Gellings, *Phys. Stat. Sol. (b)* **120**, 745 (1983)
11. G. Czjzek, *Intern. Conf. Amorph. Syst.*, Budapest, I, 93, 1981
12. E. Trif S. Petrișor, D. Strugaru, D. Vass, Al. Nicula, *Proc. XXII-th Congress AMPERE*, Zurich, p. 214, 1984
13. M. Peteanu, Al. Nicula, *Stud. și cerc. de fizică*, **34** (1), 15 (1982)

THE ISOTROPIC EPR SPECTRA OF $3d^5$ IONS IN DISORDERED COMPOUNDS

(Summary)

The paper presents a method of finding the isotropic g_{eff} values of the EPR transitions for $S = 5/2$ state ions. The "fully" rhombic Hamiltonian ($n = 4$) is taken, of which matrix is diagonalised by unitary transformations corresponding to the isotropic value of the g_{eff} components. The method confirms our opinion that in the EPR spectra remain visible only those transitions which are independent of the zero field splitting parameters and also of the static magnetic field orientation. Therefore, the idea that there exists a limited number of well defined sites, as frequently is made for disordered compounds, must be rejected.

RECENZII

E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, B. G Teubner, Stuttgart, 1981, ediția 2-a, 248 p, 98 figuri

Cartea profesorului din Hamburg, E. Lohrmann, cu titlul *Introducere în fizica energilor mari* cuprinde o serie de teme din fizica particulelor elementare acceleratori moderni, legile de conservare și simetrie, verificarea și limitele electrodinamicii cuantice, cuarcii, gluonii, fizica neutrinilor etc

Scrisă cu îndeminare didactică, mai ales pentru studenți, presupune cunoștințe de bază din fizica atomică și nucleară și mecanică cuantică. Cartea este destinată fizicienilor nespecialiști pentru a le da o privire generală asupra problemelor actuale din acest domeniu. Autorul lucrând și la CERN (Geneva) a avut prilejul

Vibrational spectroscopy of phase transitions, Edited by ZAFAR IQBAL, FRANK J OWENS, Academic Press, Inc, 1984, 316 pp 126 figures

Some aspects are presented in the book, on infrared, Raman Brillouin and neutron spectroscopy employed in the study of phase transitions — field largely spread during the last ten years

Each of the five chapters of the book, being written by other authors and including one of the mentioned spectral methods, can be read independently. Chapter 1, written by Z. Iqbal, briefs the reader with the basic theoretical notions as regards the phase transition. In Chapter 2, J Petzelt and V Dvořák, after reviewing some general aspects on infrared spectroscopy and other corresponding experimental techniques, present the results obtained by employing this technique in the study of phase transition for various types of ferro-electrics and liquid crystals, insisting on the disadvantages of the method as to Raman spectroscopy. Chapter 3, written by G. A. Wang, deals with the study of the phase transitions of molecular and ionic crystals by Raman and Brillouin spectroscopy. As light diffusion is brought about by the variation of the tensor polarizability

să culeagă informații directe privind descoperirile recente legate de „cărămizile“ de bază ale materiei leptonii și cuarcii, se încearcă să se dezvolte fizica energiilor mai deductiv, forțele nucleare fiind prezentate ca forțe între cuarcii.

Cartea are patru capitole: introducere, interacțiunea-electromagnetică, tare și slabă

După publicarea acestei cărți, autorul a mai scris o carte cu titlul *Introducere în fizica particulelor elementare* (1983), unde abordează, pentru publicul larg, aspecte legate de bozonii W^\pm și Z^0 , descoperiți recent de C Rubbia (Geneva). Deși nu avem, încă, o traducere detaliată a acestor cărți, ele pot fi de un real folos pentru studenți și cercetători

F KOCH

of the material — variation which is high in the vicinity of the phase transition points — the author considers that high sensibility in the study of these phenomena is obtained by using Raman and Brillouin spectroscopy

Chapter 4, by Z Iqbal and E Weidemann, presents phase and conformation transitions in various biological systems — lipids, polypeptides, nucleotides — by infrared and Raman spectroscopy. Some advantages of Raman spectroscopy in the study of biological systems as to the infrared one are mentioned — advantages entailed by the weak diffusion of the water molecules that mould these systems

A separate chapter, Chapter 5 written by W Buhner and Z Iqbal, is allotted to the study of slow neutron diffusion used in evidencing the phase transitions. The authors point out the advantages offered by this method, as to others, in obtaining information on vibration in solids

In each chapter the material is gradually presented by the authors, starting from general aspects, and an up to date bibliography in the respective field is given in the end.

The book is very useful to those dealing with the spectroscopy of the solid state and of the biological systems, due to both the presented problems and the rich references.

T. ILIESCU

INTREPRINDEREA POLIGRAFICĂ CLUJ
Municipiul Cluj-Napoca, Cd. nr 354/1985



În cel de al XXX-lea an (1985) *Studia Universitatis Babeş—Bolyai* apare în specialitățile :

matematică

fizică

chimie

geologie-geografie

biologie

filozofie

științe economice

științe juridice

istorie

filologie

На XXX году издания (1985) *Studia Universitatis Babeş—Bolyai* выходит по следующим специальностям :

математика

физика

химия

геология-география

биология

философия

экономические науки

юридические науки

история

филология

Dans sa XXX-e année (1985) *Studia Universitatis Babeş—Bolyai* paraît dans les spécialités :

mathématiques

physique

chimie

géologie-géographie

biologie

philosophie

sciences économique

sciences juridiques

histoire

philologie

43 904

Abonamentele se fac la oficiile poștale, prin factorii poștali și prin difuzorii de presă, iar pentru străinătate prin „ROMPRES-FILATELIA”, sectorul export-import presă, P.O. Box 12-201 telex 10376, prsfir, București, Calea Griviței nr. 64-66.

Lei 35