

STUDIA
UNIVERSITATIS BABEŞ-BOLYAI

SERIES PHYSICA

FASCICULUS 1

1974

C L U J

REDACTOR ȘEF: Acad. prof. ȘT. PASCU

REDACTORI ȘEFI ADJUNȚI: Acad. prof. ȘT. PÉTERFI, prof. VL. HANGA,
prof. GH. MARCU

COMITETUL DE REDACȚIE AL SERIEI FIZICĂ: Prof. AL. BÓDI, prof. Z. GÁBOS
(redactor responsabil), prof. V. MERCEA, membru corespondent al Academiei,
prof. I. POP, lect. V. NICULESCU (secretar de redacție)

STUDIA

UNIVERSITATIS BABEȘ-BOLYAI

SERIES PHYSICA

FASCICULUS 1

Redacția CLUJ, str. M. Kogălniceanu, 1 • Telefon 1 34 50

SUMAR — СОДЕРЖАНИЕ — CONTENTS — SOMMAIRE — INHALT

- V CRIȘAN, Spin Waves Spectrum for the BCC Ferromagnetic Systems with Anisotropic Interactions • Spectrul undelor de spin într-o rețea C.V.C. cu interacțiuni de schimb anizotrope • Спектр спиновых волн в о.ц.к. решетке с анизотропными обменными взаимодействиями 3
- E TĂTARU, M TĂTARU, V. IONCU, Instalație pentru înregistrarea rotației Faraday • Установка для регистрации вращения Фарадей • Installation for the Faraday Rotation Recording 9
- E TĂTARU, M TĂTARU, Un nou stabilizator de curent continuu anodic al fotomultiplicatorului • Новый стабилизатор анодного постоянного тока фотоумножителя • A New Stabilizer of the Anodic Continuous Current of the Photomultiplier 13
- O. COZAR, N VEZENTAN, RES a bis- (acetilacetone-etilendiamino)—Cu(II) în soluții • ЭПР бис-(ацетилацетон-этилендиамино)—Cu(II) в растворах • RES du bis-(acétylacéton-éthylendiamino)—Cu(II) dans des solutions 19
- Z. GĂBOS, Asupra tensorilor de polarizare (I) • О поляризационных тензорах (I) • Sur les tenseurs de polarisation (I) 27
- GH. LONCA, Interacțiunea spin-fonon în aliajele feromagnetice de Ni—Al • Спин-фононное взаимодействие в ферромагнитных сплавах Ni—Al • L'interaction spin-phonon dans les alliages ferromagnétiques de NiAl 31
- E TRIF, AL, NICULA, RES a ionului Gd³⁺ în câmp cristalin cubic • ЭПР иона Gd³⁺ в кубическом кристаллическом поле • RES du ion Gd³⁺ dans le champ cristallin cubique 39
- M. CRISTEA, Tensorul conductivității electrice al unei plazme magnetoactive • Тензор электропроводности магнитоактивной плазмы • Le tenseur de la conductivité électrique d'un plasma magnétoactif 45
- D AUSLANDER, E RUS, A CIUPE, I LENART, Determinarea unor proprietăți moleculare ale lichidelor prin intermediul măsurătorilor ultrasonice • Определение молекулярных свойств жидкостей посредством ультразвуковых измерений • Determination of Molecular Properties of Liquids by Means of Ultrasonic Measurements 59
- S COLDEA, Asupra valabilității formulei statistice pentru viscozitatea laminară a unui amestec binar dens • О справедливости статистической формулы для коэффициента ламинарной вязкости плотной двойной смеси • On the Validity of the Statistical Formulae for the Shear Viscosity in a Dense Binary Mixture 65

E. SIMION, GH. MÎNDRU, Unele aspecte privind bobinele neliniare comandate ● Относительно нелинейных управляемых катушек ● Quelques considérations sur les bobines non-linéaires commandées	73
F. KOCH, O problemă de răcire la corelația unghiulară $\gamma\gamma$ pentru izotopul ^{79}Br ● Проблема охлаждения при угловом соотношении $\gamma\gamma$ для изотопа ^{79}Br ● Un problème de refroidissement à la corrélation angulaire $\gamma\gamma$ pour l'isotope ^{79}Br	83
I. MUȘCUTARIU, Die vom magnetischen Feld, in nichtmagnetostriktiven elektro- lytischen Ni-Fe-Schichten Erzeugte magnetische Einaxiale Anisotropie ● Anisotropia magnetică uniaxială indusă de câmpul magnetic în răturile electro- litice de Ni-Fe ● Одноосиальная магнитная анизотропия, индуцированная магнитным полем в электролитических пленках Ni-Fe	89

Note — Заметки — Notes — Notizen

F. KOCH, Isotope Effect in Microwave Cherenkov Radiation ● Efect izotopic în radiația de microunde Cerenkov ● Изотопный эффект в микроволновом излучении Черенкова	95
--	----

SPIN WAVES SPECTRUM FOR THE B.C.C. FERROMAGNETIC SYSTEMS WITH ANISOTROPIC INTERACTIONS

V. CRIŞAN

1. Introduction. The microscopic origins of the anisotropy energy in ionic compounds are divided into three classes: the first is the classical magnetic dipolar interaction; the second comprises energies which depend on the spin states of one ion only; the third consists of anisotropic interactions between the spins of two ions which arise from the spin-orbit coupling and various electrostatic interactions between the ions.

The calculations of the spin waves spectrum for s.c. ferromagnetic structure with interionic dipolar interactions have been reported by Holstein-Primakoff [1] and F. Leon, C. Natoli [2] with the same results.

The experimental results pointed out a large class of compounds and alloys with b.c.c. structure as being ferro or especially antiferromagnetics, the purpose of this paper being to study the contribution, on the spin waves spectrum, of the anisotropic exchange interaction between spins and of the single ion anisotropic energy which reflects the symmetry of the surroundings of the ion, using a Green function method.

These calculations will be particularly interesting if their predictions are experimentally observable, especially those regarding excitations of higher energy i.e. optical branch. In fact they are expected to be so when the exchange integral values which are present in our problem are comparable with the energies of the scattering neutrons.

2. Anisotropic exchange interaction. The anisotropic exchange interaction is the result of the combined action of the exchange interaction and of the spin-orbital coupling, which is reduced, for $s = \frac{1}{2}$, to the Van Vleck pseudodipolar interaction for the ionic compounds.

For s.c. structure in Heisemberg model, the Hamiltonian can be written as:

$$\mathcal{H} = - \sum_{m,f} \left[\frac{1}{2} K_{mf} (S_m^+ S_f^- + S_m^- S_f^+) + J_{mf} S_m^z S_f^z \right] + \mathcal{H}_z \quad (1)$$

where K_{mf} is the exchange integral in the plane XOY , J_{mf} exchange integral on the direction OZ , \mathcal{H}_z is Zeeman term, which is considered to be 0.

When $J_{mf} = K_{mf}$ (1) represent the isotropic case, but when $J_{mf} \neq K_{mf}$ we obtain the anisotropic one.

Using the Hamiltonian (1), with a usual Green function technics [3] and Zubarev decoupling, we obtained for the energetical spectrum:

$$E = s \left[\sum J_{mf} - \sum_f K_{mf} e^{ik(f-m)} \right] \quad (2)$$

We made the numerical calculations for (2), the results being shown in fig. 1–3.

It can be noticed that for the (110) and (111) directions there is a wave length for which the crystal behaves ideally.

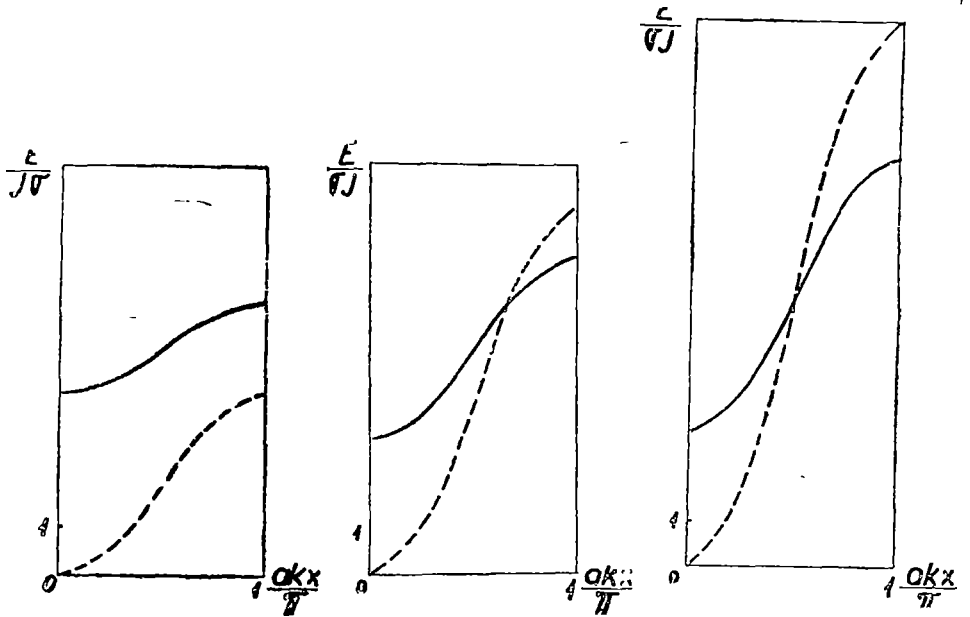


Fig. 1 [100]

Fig. 2. [110]

Fig. 3. [111]

For b.c.c. ferromagnetic structure with isotropic interaction between the two sublattices, the Hamiltonian is:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & - \sum_{f_1 f_2} \left[\frac{1}{2} K_{f_1 f_2} (S_{f_1}^+ S_{f_2}^- + S_{f_1}^- S_{f_2}^+) + J_{f_1 f_2} S_{f_1}^z S_{f_2}^z \right] - \\ & - \sum_{m_1 m_2} \left[\frac{1}{2} K_{m_1 m_2} (S_{m_1}^+ S_{m_2}^- + S_{m_1}^- S_{m_2}^+) + J_{m_1 m_2} S_{m_1}^z S_{m_2}^z - \sum_{m_f} J_{m_f} S_m S_f \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

where K and J have the same significance like in (1), but for two sublattices.

Using the same procedure, the equation of motion for the Green function $\ll S_f^+ ; (S_{f_0}^-)^n (S_{f_0}^+)^{n-1} \gg$ is:

$$\begin{aligned} E \ll S_f^+ ; (S_{f_0}^-)^n (S_{f_0}^+)^{n-1} \gg & = \frac{\delta f_0}{2\pi} < [2n S_{f_0}^z + n^2 - n] \times \\ \times \prod_{p=1}^{n-1} [S_{f_0} (S_{f_0} + 1) - (n - p - 1)(n - p) - (2n - 2p - 1) S_{f_0}^z - (S_{f_0}^z)^2] & + \\ + \sum_{f_1} J(f - f_1) \langle S_{f_1}^z \rangle \ll S_f^+ ; (S_{f_0}^-)^n (S_{f_0}^+)^{n-1} \gg - & \\ - \sum_{f_1} K(f - f_1) \langle S_{f_1}^z \rangle \ll f_1^+ ; (S_{f_0}^-)^n (S_{f_0}^+)^{n-1} \gg - & \\ - \sum_m J(m - f) \langle S_m^z \rangle \ll S_m^+ (S_{f_0}^-)^n (S_{f_0}^+)^{n-1} \gg + & \\ + \Sigma J(m - f) \langle S_m^z \rangle \ll S_f^+ (S_{f_0}^-)^n (S_{f_0}^+)^{n-1} \gg & \end{aligned} \quad (4)$$

and a similar equation for the Green function $\ll S_m, (S_{f_0}^-)^n (S_{f_0}^+)^{n-1} \gg$. Using (4) with $K_{m_1 m_2} = K_{f_1 f_2}$ and $J_{m_1 m_2} = J_{f_1 f_2}$ since there are 2 atoms per elementary cell we found two distinct branches for the dispersion law as expected,

$$\begin{aligned} 2E_{1,2} = (s_1 + s_2)(J_1 + J_{AB} - K_K) \pm \\ \pm \{(s_1 - s_2)^4 [(J_1 - J_{AB})(J_1 - J_{AB} - 2K_K) + K_K^2] + 4s_1 s_2 J_{AB}^2\}^{1/2} \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned} s_1 = \langle S_f^z \rangle J_K = \sum_f J(m - f) e^{ik(m-f)} J_{AB} = \sum_f J(m - f) \\ s_2 = \langle S_m^z \rangle K_K = \sum_{m_1} K_{m_1 m_2} e^{ik(m-m_1)} \quad J_1 = \sum_{m_1} J_{m m_1} \end{aligned}$$

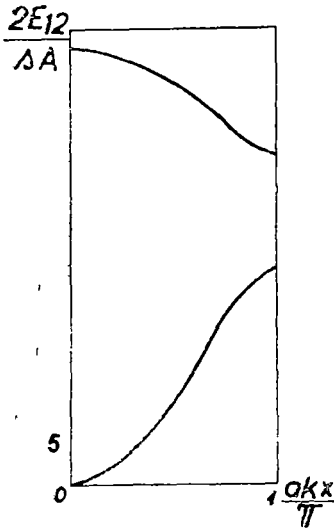


Fig 4 [100]

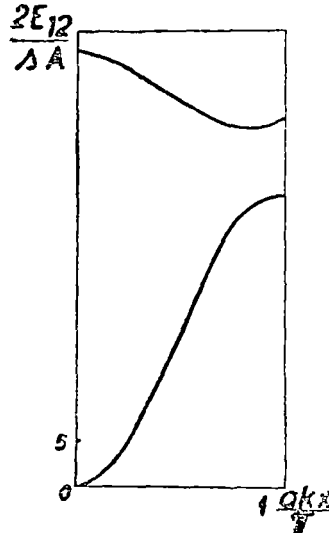


Fig 5 [110]

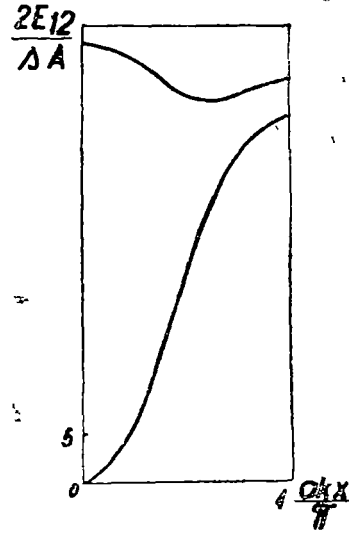


Fig 6 [111]

For $s_1 = s_2 = s$ and $\frac{J}{J_{AB}} = \frac{3}{8} \frac{K}{K_{AB}} = \frac{1}{8}$ this kind of anisotropy does not modify the spectrum of the b.c.c. crystal with isotropic ferromagnetic interactions.

For different spins $s_1 = 2s_2$ the magnons spectrum is displaced to higher values (fig. 4 – fig. 6) and there does not yet exist degeneracy.

When the exchange interaction is anisotropic, only between the two sublattices, the Hamiltonian for the b.c.c. ferromagnetic structure is

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & - \sum_{m_1 m_2} J_{m_1 m_2}^{(1)} S_{m_1} S_{m_2} - \sum_{f_1 f_2} J_{f_1 f_2}^{(2)} S_{f_1} S_{f_2} - \\ & - \sum_{mf} K_{mf} (S_m^+ S_f^- + S_m^- S_f^+) + J_{mf} S_m^z S_f^z \end{aligned} \quad (7)$$

where $J_{m_1 m_2}^{(1)}$ is the isotropic exchange between the atoms of the first sublattice, $J_{f_1 f_2}^{(2)}$ is the isotropic exchange integral for the atoms of the second sublattice, K_{mf} describes the exchange interaction between the atoms of two sublattices in the plane XOY and J_{mf} on the direction OZ .

Using the same Green function technics, we obtained for magnons spectrum

$$\begin{aligned} 2E_{12} = & (s_1 + s_2)(A - B_K + D) \pm \\ & \pm \{ (s_1 + s_2)^2 (A - B_K + D)^2 - 4(-s_1 A + s_1 B_K - s_2 D) \times \\ & \times (-s_2 A + s_2 B_K - s_1 D) + 4s_1 s_2 C_K^2 \}^{1/2} \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned}
 A &= \sum_f J_{ff}^{(2)} & B_K &= \sum_{f_1} J_{f_1 f_1}^{(2)} e^{ik(f_1 - f_2)} \\
 D &= \sum_m J_{mf} & C_K &= \sum_m K_{mf} e^{ik(m-f)}
 \end{aligned} \tag{8}$$

For $s_1 = s_2$ and $J_{m_1 m_1}^{(1)} = J_{f_1 f_1}^{(2)}$ the calculations show a degeneracy for all directions and a transformation of the acoustical branch in optical branch.

For different spins ($s_1 = 2s_2$) and $\frac{J_{f_1 f_1}}{J_{mf}} = \frac{1}{2}$, $\frac{K_{mf}}{J_{mf}} = \frac{1}{8}$, the degeneracy is lifted for directions [100] and [110] but remained on the direction [111] fig. 7-9. \blacksquare

3. Single ion anisotropic energy. For the calculations of the single ion anisotropic energy influence in the energetical spectrum of the b.c.c. ferromagnetic structure, we add to the Hamiltonian (3) (where $K_{m_1 m_1} = J_{m_1 m_1} = K_{f_1 f_1} = J_{f_1 f_1}$) the term

$$-D \left[\sum_f (S_f^z)^2 + \sum_x (S_x^y)^2 \right] \tag{9}$$

where D is a constant which varies from substance to substance.

Using the same technics we found for the magnons spectrum:

$$\begin{aligned}
 2E_{12} &= - [s_2 \alpha_2 - s_1 \alpha_1 + \alpha_3 (s_2 - s_1) + s_1 \nu_k - s_2 \beta_k - 2D(1 + s_1 - s_2)] \pm \\
 &\pm \{ [s_2 \alpha_2 - s_1 \alpha_1 + \alpha_3 (s_2 - s_1) - 2D(1 + s_1 - s_2)] - 4[s_2 \alpha_3 - s_1^2 \alpha_1 - D(1 - 2s_1)] \\
 &\times [s_2 \alpha_2 - s_1 \alpha_3 - D(1 + 2s_2)] + 2(s_1 \nu_k + s_2 \beta_k) [(\alpha_3 - 2D)(s_1 + s_2) - \\
 &- s_1 \alpha_1 - s_2 \alpha_2] + s_1^2 \nu_k^2 + s_2^2 \beta_k^2 - 4s_2 \xi s_1^2 + 2s_1 s_2 \nu_k \beta_k \}
 \end{aligned}$$

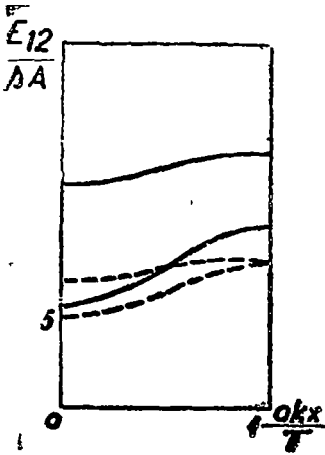


Fig. 7. [100]

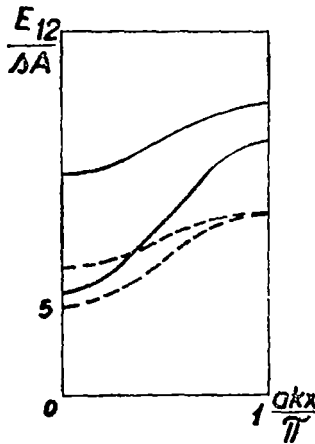


Fig. 8. [110]

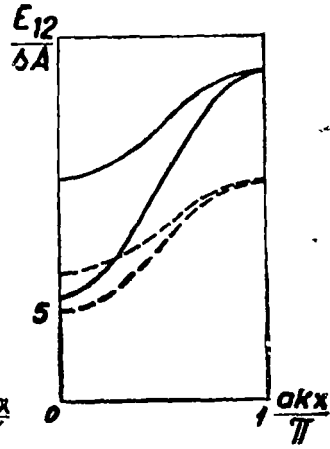


Fig. 9. [111]

where

$$\begin{aligned}
 s_1 &= \langle S_f^z \rangle & \alpha_1 &= \sum_{f_1} J(f - f_1) & \nu_k &= \sum_{f_1} J(f - f_1) e^{ik(f-f_1)} \\
 s_2 &= -\langle S_g^z \rangle & \alpha_2 &= \sum_{g_1} J(g - g_1) & \beta_k &= \sum_{g_1} J(g - g_1) e^{ik(g-g_1)} \\
 & & \alpha_3 &= \sum_f J(g - f) & \xi_k &= \sum_f J(f - g) e^{ik(f-g)}
 \end{aligned}$$

For $s_1 = -s_2$ the spectrum is displaced with the magnitude $\frac{4D}{J_{mf}}$

for all values of the k vector. For different spins $s_1 \neq -s_2$ the spectrum is displaced and the degeneracy is lifted for all the directions.

The author wishes to acknowledge Prof. Dr. Iuliu Pop and Dr. M. Crișan for helpful discussions on the subject.

(Received September 20, 1973)

REFERENCES

1. P. Holstein, H. Primakoff, Phys. Rev., **58**, (1940), 1093
2. F. Leon, C. Natoli, Phys. Rev., **4** (1971), 2343
3. TahirKaily, Ter Haar, Phys. Rev., **127** (1962), 88

SPECTRUL UNDELOR DE SPIN ÎNTR-O REȚEA C.V.C CU INTERACȚIUNI DE SCHIMB ANIZOTROPE

(Rezumat)

Cînd constantele de anizotropie au același ordin de mărime cu integrala de schimb, introducerea interacțiunii de schimb anizotrope schimbă forma spectrului undelor de spin. Folosind o tehnică de funcție Green, cu decuplaj Bogoliubov-Tiabicov, s-a calculat spectrul undelor de spin pentru diferite valori ale acestor constante de anizotropie

СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН В О Ц К. РЕШЕТКЕ С АНИЗОТРОПНЫМИ ОБМЕННЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

(Резюме)

Если постоянные анизотропии имеют тот же порядок величины, что и обменный интеграл, то введение анизотропного обменного взаимодействия изменяет форму спектра спиновых волн. Используя технику функции Грина с разведением Боголюбова-Тябликова, автор вычислил спектр спиновых волн для различных значений этих постоянных анизотропии

INSTALAȚIE PENTRU ÎNREGISTRAREA ROTAȚIEI FARADAY

E. TĂTARU, M. TĂTARU și V. IONCU

În nota de față este dată descrierea instalației realizate de noi pentru înregistrarea rotației Faraday în domeniul 2000—6500 Å. Această instalație utilizează măsurarea rotației Faraday în curent alternativ, fapt ce duce la o creștere considerabilă a sensibilității în raport cu metoda de măsurare în curent continuu. Ideea detecției în curent alternativ a fost propusă de M. B i l l a r d o n pentru înregistrarea activității optice naturale [1] și apoi a fost extinsă la înregistrarea rotației Faraday.

Schema bloc a instalației realizată de noi este reprezentată în fig. 1. Ea conține sursa de lumină *S* constând din lampa HBO—200, lentila L_1 , care realizează un fascicol paralel, iar lentila L_2 focalizează fascicolul luminos pe fanta de intrare a monocromatorului Zeiss notat cu *M*. Lentila L_3 realizează un fascicol paralel care trece prin polarizorul linear *P*, modula-

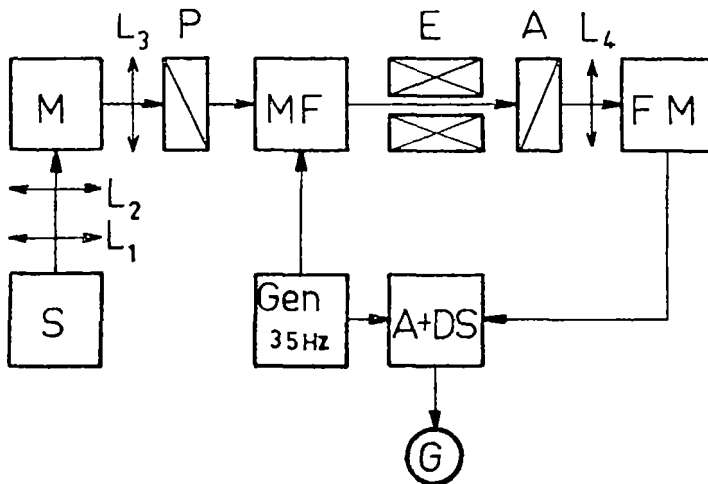


Fig. 1. Schema bloc a instalației

torul Faraday MF , electromagnetul E cu piese polare găurite, analizorul A și lentila L_A care converge fascicolul la fotomultiplicatorul FM tip 1P28. Am folosit un electromagnet Weiss avînd cîmpul magnetic maxim de 20 KGs. Modulatorul Faraday constă dintr-un tub polarimetric cu apă care se găsește într-o bobină adaptată la generatorul de 35 Hz = $(\omega/2\pi)$, realizîndu-se astfel o rotație Faraday sinusoidală $\varphi_m \sin \omega t$.

Fie I_P intensitatea luminii polarizată liniar la ieșirea polarizorului P , φ_p — rotația Faraday introdusă de proba plasată între poli electromagnetului, φ_0 — unghiul complementar unghiului format de axele de transmisie ale polarizorului și analizorului, I_A — intensitatea luminii la ieșirea analizorului A și α — factorul care caracterizează scăpările polarizorilor lineari. Pentru unghiuri mici, în jurul poziției de extincție a polarizorului și analizorului, se poate scrie:

$$I_A = \alpha I_P + [\varphi_0 + \varphi_p + \varphi_m \sin \omega t]^2 I_P$$

sau

$$I_A = \left(\alpha + \frac{\varphi_m^2}{2} \right) I_P + 2(\varphi_0 + \varphi_p)\varphi_m I_P \sin \omega t - \frac{\varphi_m^2}{2} I_P \cos 2\omega t$$

Această ultimă relație ne arată că rotația Faraday φ_p poate fi măsurată reperînd armonica fundamentală a cărei amplitudine este $2(\varphi_0 + \varphi_p)\varphi_m I_P$. Pentru ca armonica a doua să nu introducă erori, am utilizat un amplificator selectiv cu detecție sincronă, notat în fig. 1 prin $A + DS$. Practic, noi am folosit o metodă de zero și am măsurat indirect rotația Faraday φ_p introdusă de probă din condiția ca indicația galvanometrului G să fie nulă, ceea ce înseamnă că $\varphi_0 + \varphi_p = 0$. Citirea unghiurilor φ_0 s-a făcut cu un dispozitiv mecanic gradat în sutimi de grad. Această metodă de zero are avantajul că rezultatele măsurării sînt independente de variația modulației φ_m cu lungimea de undă și reduce la minimum influența fluctuațiilor sursei luminoase și a tensiunii de alimentare a fotomultiplicatorului. Menționăm că în măsurătorile făcute de noi zgomotul de fond la lungimea de undă de 4350 Å, utilizînd o bandă de 15 Å, a fost sub sutimea de grad la o constantă de timp de 0,3 s.

Folosim și acest prilej pentru a adresa cele mai călduroase mulțumiri tuturor celor care prin sprijinul lor material au făcut posibilă realizarea acestei instalații. De asemenea, ținem să mulțumim în mod deosebit tehnicienilor principali P. Niculescu și I. Timbuș pentru munca deșusă la realizarea instalației.

(Intrat în redacție la 27 septembrie 1973)

BIBLIOGRAFIE

1. M. Billardon, *Ann Phys*, **7**, 233 (1962)
2. J. G. Forsythe, R. Kieselbach, V. E. Shashoua, *Appl Opt.*, **6**, 699 (1967)
3. Y. A. Sharonov, *Opt Spectr.*, **25**, 514 (1968)

УСТАНОВКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ВРАЩЕНИЯ ФАРАДЕЙ

(Резюме)

Авторы описывают установку для регистрации вращения Фарадей в области 2000—6500 Å, используя детекцию на переменном токе.

INSTALATION FOR THE FARADAY ROTATION RECORDING

(Summary)

In the present account an instalation for the Faraday rotation recording is described, in the 2000—6500 Å range, using a c detection.



UN NOU STABILIZATOR DE CURENT CONTINUU ANODIC AL FOTOMULȚPLICATORULUI

E. TĂTARU și M. TĂTARU

Introducere. În multe măsurători optice se realizează modularea în amplitudine a intensității luminii și ne interesează să măsurăm gradul de modulație m care este proporțional cu efectul studiat. Curentul fotocatodei este $i_c = \eta I$ iar semnalul care poartă informația ce ne interesează este $\delta i_c = m i_c$, unde η — eficiența fotocatodei iar I — intensitatea luminii care excită fotocatoda. La ieșirea fotomultiplicatorului vom avea curentul anodic $i_a = G i_c$ și componenta utilă $\delta i_a = G m \eta I$, unde G — reprezentă cîștigul fotomultiplicatorului. Întrucît mărimile m și I sînt dependente de lungimea de undă λ se poate conchide cu ușurință că înregistrarea continuă a efectului urmărit în funcție de λ este posibilă numai dacă printr-un mijloc oarecare se realizează condiția $G \eta I = i_a = \text{const.}$, adică stabilizarea curentului continuu anodic al fotomultiplicatorului. Cu alte cuvinte, se impune comandarea cîștigului $G = g U^n$ (g și n constante date în prospectul fotomultiplicatorului) prin variația adecvată a tensiunii U între fotocatodă și anodă.

O astfel de situație întîlnim în cazul înregistrării dependenței efectului Faraday de lungimea de undă, ceea ce permite obținerea unor informații importante care nu puteau fi obținute prin metodele anterioare [1].

Dar chiar și în cazul în care urmărirea efectului se face la lungime de undă fixă, este necesară stabilizarea $i_a = \text{const.}$ pentru că în caz contrar fluctuațiile importante ale intensității sursei de lumină (lămpi cu vapori de mercur, xenon, etc.) micșorează raportul semnal zgomot. Un exemplu în acest sens îl constituie măsurarea cu ajutorul metodelor magneto-optice a timpului de relaxare longitudinal T_1 [2] sau înregistrarea rezonanței electronice de spin [3].

În literatură sînt prezentate cîteva stabilizatoare de curent anodic [2, 4, 5], iar în lucrarea [6] este dată analiza lor teoretică.

Plecînd de la perspectiva și importanța acestor stabilizatoare, în lucrarea de față se propune un nou stabilizator cu avantaje remarcabile față de cele descrise în literatură.

¶ **Descrierea noului stabilizator.** În instalațiile optice în care se înregistrează gradul de modulație introdus de efectul studiat, se folosește o sursă separată de înaltă tensiune stabilizată (echipată cu tuburi electronice) și un montaj de stabilizare în care pentru a comanda reglarea tensiunii U a fotomultiplicatorului se utilizează fie tuburi electronice (avînd volum mare) fie mai multe tranzistoare înseriate care să reziste la înalta tensiune.

Stabilizatorul propus în această lucrare are următoarele avantaje:

1. sursa de înaltă tensiune și circuitul de stabilizare sînt complet tranzistorizate (avem deci avantajele utilizării tranzistoarelor, cum ar fi volum și greutate mică, etc.);
2. tranzistoarele nu sînt supuse la înalta tensiune;
3. nu este necesară stabilizarea prealabilă a înaltei tensiuni, ceea ce reduce numărul elementelor de circuit și consumul de putere,
4. una dintre bornele înaltei tensiuni este pusă la masă.

Pentru a realiza aceste avantaje avem în vedere faptul că înalta tensiune poate fi realizată cu ajutorul unui invertor echipat cu tranzistoare. O asemenea realizare practică, precum și avantajele ei remarcabile sînt prezentate în lucrarea [7]. Mai observăm că înalta tensiune debitată de invertor este $U = NE$, unde N este raportul de transformare care caracterizează transformatorul invertorului, iar E , este tensiunea de alimentare a invertorului. În consecință, reglînd convenabil tensiunea E , poate fi comandat după dorință cîștigul fotomultiplicatorului. Pentru ca curentul continuu anodic al fotomultiplicatorului i_a să rămînă practic constant se impune realizarea unei reacții negative puternice, astfel încît la creșterea lui i_a peste o anumită valoare să avem micșorarea tensiunii E , și deci a cîștigului G . Ca și în cazul celorlalte scheme de stabilizare [2, 4, 5], constanța de timp care caracterizează răspunsul stabilizatorului trebuie să fie mare în raport cu perioada semnalului util, cu alte cuvinte stabilizatorul să fie inert la frecvența semnalului care conține informația ce ne interesează.

În fig. 1 este prezentată schema care corespunde dezideratelor arătate mai sus. În această schemă, tensiunea continuă U se obține de la invertor prin intermediul diodei redresoare D și a condensatorului de filtrație C_f , iar R_D reprezintă rezistența echivalentă a divizorului destinat alimentării dinodelor fotomultiplicatorului FM . Semnalul util, obținut la bornele rezistenței de sarcină anodică R_a este aplicat prin condensatorul C_c amplificatorului selectiv pe frecvența de modulație, apoi detectorului sincron și înregistratorului.

Totodată, tensiunea continuă $U_a = R_a i_a$ este aplicată circuitului de eroare CE astfel că la ieșirea acestuia se obține o tensiune continuă $\Delta U_a = U_a - U_r$, unde U_r reprezintă valoarea tensiunii de referință. Tensiunea ΔU_a este aplicată amplificatorului de curent continuu ACC și semnalul rezultat se aplică elementului de comandă a sursei de curent continuu care alimentează invertorul. La o variație Δi_a , în raport cu valoarea de referință $i_{a,r} = U_r/R_a$, are loc micșorarea tensiunii de alimentare a invertorului E , care produce micșorarea tensiunii de alimentare U a fotomultiplicatorului, obținîndu-se în acest fel o reacție negativă. Dacă amplificarea pe bucla de reacție este suficient de mare atunci curentul continuu

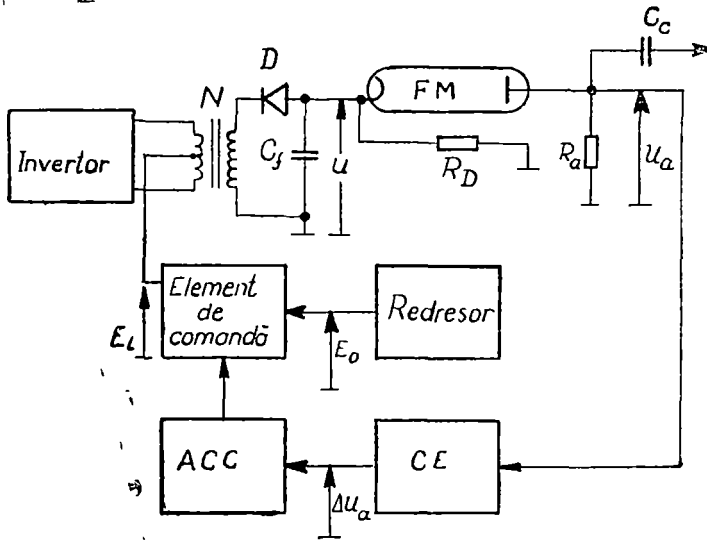


Fig 1 Schema noului stabilizator.

anodic i_a rămîne practic constant în raport cu variațiile intensității lumini, eficienței fotocatodei și a tensiunii de rețea. (Energia de curent continuu, necesară alimentării schemei, se obține prin redresare de la rețeaua de curent alternativ.)

Teorie. În baza lucrării [6] se face următoarea analiză teoretică:

Fie k — coeficientul care arată în ce măsură variația tensiunii redresate E_0 afectează tensiunea E , și A — factorul de amplificare pe bucla de reacție care arată influența variației ΔU_a asupra tensiunii E , adică:

$$\Delta E = k \Delta E_0 - A \Delta U_a$$

Întrucît $\Delta U_a = R_a \Delta i_a$ și $\Delta U = N \Delta E$, se poate scrie variația tensiunii la bornele fotomultiplicatorului sub forma:

$$\Delta U = N k \Delta E_0 - N A R_a \Delta i_a \tag{1}$$

Pe de altă parte [8]

$$i_a = i_c g U^n$$

care prin logaritmare și diferențiere ne dă

$$\frac{\Delta i_a}{i_a} = \frac{\Delta i_c}{i_c} + n \frac{\Delta U}{U} \tag{2}$$

Introducînd (1) în (2) se obține

$$\frac{\Delta i_a}{i_a} = \frac{1}{F_{i_c}} \left(\frac{\Delta i_c}{i_c} \right) + \frac{1}{F_{E_0}} \left(\frac{\Delta E_0}{E_0} \right) \tag{3}$$

în care F_{i_c} și F_{E_0} reprezintă factorii de stabilizare în raport cu variația curentului catodic $i_c = \eta I$ respectiv variația tensiunii redresate E_0 și au expresiile:

$$F_{i_c} = 1 + \frac{n N A U_a}{U} \simeq \frac{n N A U_r}{U} \quad (4)$$

$$F_{E_0} = \left[\left(1 + \frac{n N A U_a}{U} \right) / \left(\frac{n N k E_0}{U} \right) \right] \simeq \frac{A U_r}{k E_0}$$

Relația (3) arată utilitatea factorilor de stabilizare la caracterizarea performanțelor stabilizatorului, relevînd în ce măsură variațiile relative ale curentului catodic și a tensiunii redresate afectează curentul anodic i_a [6]. Este evident că pentru a avea o bună stabilizare se impune F_{i_c} , $F_{E_0} \gg 1$, condiție pe care am presupus-o îndeplinită la aproximațiile făcute în relațiile (4).

În cazul în care stabilizatorul de curent continuu anodic al fotomultiplicatorului lucrează la lungime de undă dată, fluctuațiile sursei de lumină $\overline{\Delta I^2}$, respectiv ale tensiunii redresate $\overline{\Delta E_0^2}$ vor produce fluctuațiile $\overline{\Delta i_{a2}^2}$ ale curentului anodic. Ținînd seama că cele două zgomote sînt necorelate se poate scrie:

$$\frac{\overline{\Delta i_{a2}^2}}{i_a^2} = \frac{1}{F_{i_c}^2} \left(\frac{\overline{\Delta I^2}}{I^2} \right) + \frac{1}{F_{E_0}^2} \left(\frac{\overline{\Delta E_0^2}}{E_0^2} \right)$$

Fluctuațiile $\overline{\Delta i_{a2}^2}$ trecute prin canalul de amplificare al semnalului util trebuie să fie mai mici decît fluctuațiile prin efect Schottky ale fotomultiplicatorului. Această condiție impune mărimea amplificării A și alegerea optimă a elementelor de circuit.

În cazul în care stabilizatorul lucrează în condițiile înregistrării dependenței de lungimea de undă a unui fenomen, apare o condiție mai severă cauzată de variații în limitele a cîtorva ordine de mărime ale curentului catodic. Luînd în considerație în relația (1) numai termenul preponderent se poate scrie:

$$\left(\frac{\Delta i_a}{i_a} \right)_{\max} = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{N A U_a} = \frac{n}{F_{i_c}(U_{\max})} \left[1 - \frac{U_{\min}}{U_{\max}} \right] \quad (5)$$

în care U_{\max} și U_{\min} reprezintă valorile extreme ale tensiunii U iar $F_{i_c}(U_{\max})$ valoarea factorului de stabilizare F_{i_c} pentru $U = U_{\max}$. Avînd în vedere că $(\Delta i_a/i_a)_{\max} \ll 1$ se poate scrie:

$$\left(\frac{U_{\min}}{U_{\max}} \right) \simeq \left(\frac{i_c \min}{i_c \max} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (6)$$

și relația (5) devine

$$\left(\frac{\Delta i_a}{i_a}\right)_{\max} = \frac{n}{F_{i_c}(U_{\max})} \left[1 - \left(\frac{i_c \min}{i_c \max}\right)^{\frac{1}{n}} \right] \quad (7)$$

Cunoscînd parametrii U_{\max} , U_{\min} și n ai fotomultiplicatorului, impunînd o anumită valoare pentru $(\Delta i_a/i_a)_{\max}$, din relația (5) rezultă valoarea minimă a factorului de stabilizare F_{i_c} și implicit condiția impusă amplificării A , respectiv elementelor de circuit. Relația (6) determină limitele de variație ale curentului catodic în care poate fi realizată stabilizarea pentru fotomultiplicatorul dat. În sfîrșit, relația (7) exprimă limitarea impusă factorului de stabilizare în termenii variației fotocurentului i_c .

(Intrat în redacție la 27 septembrie 1973)

BIBLIOGRAFIE

- 1 J Margerie, Ann Phys, 5, 15 (1970)
- 2 H. Panerucci, L. F. Mollenauer, Phys Rev, 178, 589 (1969)
- 3 L. F. Mollenauer, S. Pan, S. Yngvesson, Phys Rev Lett, 23, 683 (1969).
- 4 S. N. Jaspersen, S. E. Schnatterly, Rev Sci Instr, 40, 761 (1969)
- 5 W. B. Grant, Thesis, Univ Calif, Berkeley, 1971
- 6 E. Tătaru, St cerc Fiz, 25, 773 (1973).
- 7 A. P. Melnicov, B. V. Osica, PTE, No 1, 161 (1973)
8. RCA Technical Manual PT-60, 1963

НОВЫЙ СТАБИЛИЗАТОР АНОДНОГО ПОСТОЯННОГО ТОКА ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ

(Резюме)

Предлагается новый стабилизатор анодного постоянного тока фотоумножителя, имеющий следующие преимущества

1. источник высокого напряжения и стабилизирующая цепь полностью транзисторизированы (малый объем и малый вес стабилизатора);
2. транзисторы не подвергаются высокому напряжению;
3. не требуется предварительной стабилизации высокого напряжения, что сокращает количество элементов цепи и расход мощности.

В работе определяются стабилизирующие факторы и условия, которым они должны удовлетворять для осуществления желаемых результатов

A NEW STABILIZER OF THE ANODIC CONTINUOUS CURRENT OF THE PHOTOMULTIPLIER

(Summary)

A new type of anodic c.c. stabilizer of the photomultiplier is proposed, having the following advantages:

1. The high tension source and the stabilization circuit are completely transistorized (small volume and weight of the stabilizer).
2. The transistors are not subjected to high tension
3. A beforehand stabilization of the high tension is not required (a fact which reduces the number of the circuit elements and the consumption-of power.)

In the paper the stabilization factors are determined, as well as the conditions imposed on them to accomplish the desired performances

R.E.S. A BIS-(ACETILACETON-ETILENDIAMINO)-Cu(II)
ÎN SOLUȚII*

O. COZAR și N. VEZENTAN

1. **Introducere.** Studiul de structură prin difracție de raze X, efectuat asupra acestei substanțe de către Hall și colab. [1] indică o configurație planar-patrată D_{4h} la starea ionului Cu(II). Distanțele între ionul de cupru și atomii liganzi de azot și oxigen variază între 1,92—1,99 Å (fig. 1), iar unghiurile între axele de legătură cupru-ligand sînt apropiate de 90° .

Măsurători spectrofotometrice asupra substanței dizolvate în cloroform și piridină la temperatura camerei indică două maxime de absorbție la $18\ 600\text{ cm}^{-1}$ și $16\ 000\text{ cm}^{-1}$, fiind atribuite de Belford și Yeranov [2] tranzițiilor $d_{x^2-y^2} - d_{xy}$ și respectiv $d_{yz} - d_{xy}$.

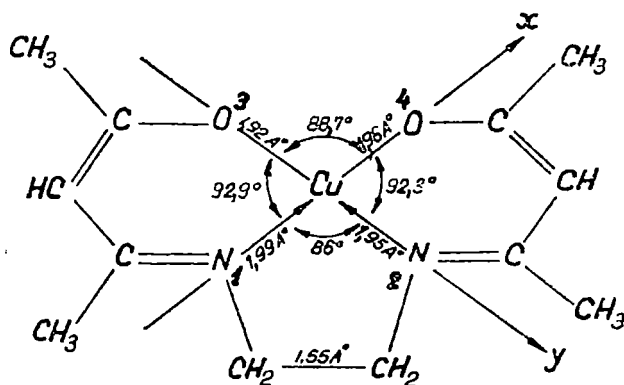


Fig. 1 Structura bis-(acetilaceton-etilendiamino)-Cu(II)

Fritz și colab. [3] au efectuat măsurători RES pe monocristalul diluat cu izomorful de nichel și pulberea acestuia la temperatura camerei, punînd în evidență existența a doi complecși magnetici neechivalenți. De

* Lucrare comunicată la Simpozionul Național de Fizică, Cluj, 1973

asemenea spectrele de absorbție în vizibil și U.V. efectuate de acești autori pe monocristal la temperatura camerei, prezintă două maxime la $18\,000\text{ cm}^{-1}$ și $27\,000\text{ cm}^{-1}$ atribuite tranzițiilor $d_{x^2-y^2} - d_{xy}$ și $d_{x^2-y^2} - d_{zz}$.

În continuare ne propunem un studiu RES al acestei substanțe în diferiți solvenți (toluen, xilen, cloroform, etc.) căutând condiții experimentale pentru o rezolvare cât mai bună a structurilor hiperfină și superhiperfină. Folosind valorile tensorilor g și A obținute experimental, precum și ale tensorului de interacție superhiperfină cu nucleele de azot a , se face o estimare a coeficienților de legătură (α , α' , β , δ) și a gradului de hibridizare (m^2) al orbitalilor de ligand. Concentrația probelor folosite este sub 10^{-3} M , iar spectrele RES au fost ridicate cu un spectrometru JES-3B având modulația cîmpului magnetic de 100 kHz . S-a lucrat în banda X la temperatura camerei și a azotului lichid. Măsurătorile efectuate în banda K la temperatura camerei indică o rezolvare mai slabă a structurii hiperfine și superhiperfine.

2. Rezultate experimentale. Spectrele RES obținute la temperatura camerei conțin rezolvate cele patru componente de structură hiperfină datorite interacției electronului paramagnetic cu nucleul ionului de cupru ($I_{\text{Cu}} = 3/2$). Structura superhiperfină provenită din interacția cu nucleele de azot ($I_{\text{N}} = 1$) apare cel mai bine rezolvată pe semnalul $m_r = -3/2$ de structură hiperfină. Cea mai bună rezolvare a structurii superhiperfine se obține în amestec de tetraclorură de carbon și etanol (fig 2). Acest fapt poate fi atribuit efectului steric al etanolului de distrugere a coplanarității moleculei de bis-(acetilacetone-etilendiamino)-Cu(II) [4]. Parametrii RES ai spectrelor obținute la temperatura camerei sînt dați în tabelul 1.

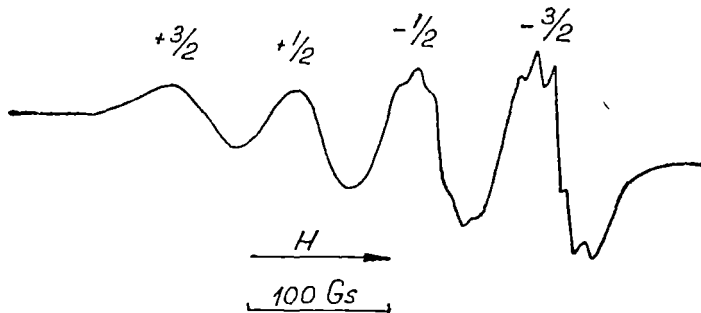


Fig 2 Spectrul RES în 70% tetraclorură de carbon + 30% etanol la temperatura camerei

Spectrul obținut în xilen la 77°K (fig. 3a) prezintă pe semnalul $m_r = +3/2$ din absorbția paralelă 7 linii superhiperfine, iar în regiunea absorbției perpendiculare apar 9 linii. Întrucît moleculea studiată conține numai două nuclee de azot în vecinătatea ionului metalic, apariția în spectru a mai mult de 5 linii superhiperfine se poate atribui celor doi izotopi ai cuprului $^{63}\text{Cu}(69,09\%)$ și $^{65}\text{Cu}(30,91\%)$ [5].

Tabel 1

Nr	Solvent	g	A (10^{-4} cm^{-1})	a (10^{-4} cm^{-1})	α^2	α	α'	α'^*
1	xilen	2,092	84	13,5	0,78	0,88	0,56	0,57
2	40% cloroform + 60% toluen	2,085	82	13,3	0,75	0,87	0,58	0,56
3	30% etanol + 70% tetraclo- rură de carbon	2,084	82	13,3	0,75	0,87	0,58	0,56

* - Calculat din despicările superhiperfine

Folosind 60% cloroform + 40% toluen se observă o rezolvare mai bună a structurii superhiperfine (fig. 3b). Acest spectru este asemănător cu cel obținut de Fritz și colab. [3] la pulberea cristalului diluat magnetic al acestei substanțe. Interpretarea semnalelor din absorbția paralelă s-a făcut analog cu cea dată de Fujimoto și Janecka [5] spectrelor obținute la cristalele de dimetilalanină-Cu(II) și L-alanină-Cu(II) considerând prezența izotopilor ^{63}Cu și ^{65}Cu .

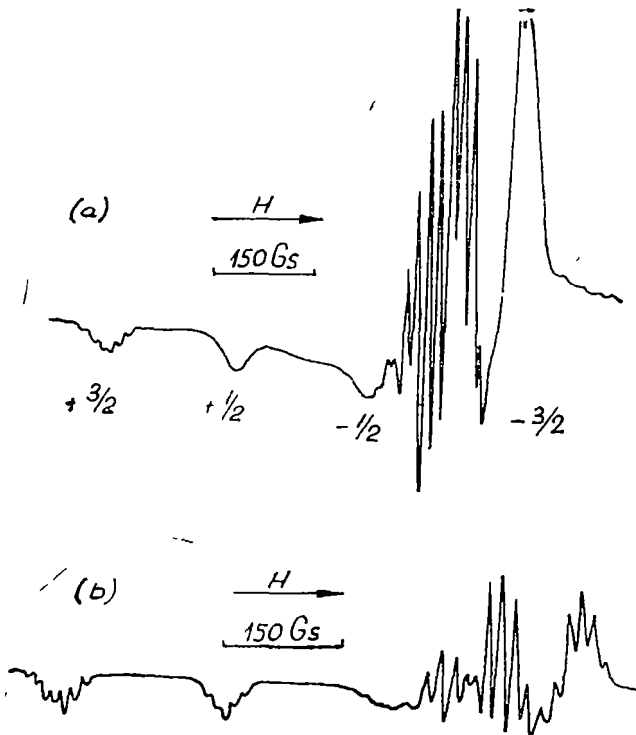


Fig 3. Spectrele RES în xilen (a) și 60% cloroform + 40% toluen (b) la 77°K.

În absorbția perpendiculară se pot distinge două grupuri de linii superhiperfine diferite ca intensitate. Valorile tensorilor g , A și a determinate din aceste spectre sînt prezentate în tabelul 2.

Tabel 2

Nr.	Solvent	$g_{ }^{63,65}$	$g_{\perp}^{63,65}$	$A_{ }^{63}$ (10^{-4} cm $^{-1}$)	$A_{ }^{65}$ (10^{-4} cm $^{-1}$)	$A_{\perp}^{63,65}$ (10^{-4} cm $^{-1}$)	$a_{ }^{63,65}$ (10^{-4} cm $^{-1}$)	$a_{\perp}^{63,65}$ (10^{-4} cm $^{-1}$)
1	xilen	2,117	2,048	197	197	29	14,5	12,7
2	60% cloroform + 40% toluen	2,160	2,042	194	208	26	14,3	12,4

3. Rezultate și discuții. a) *Starea fundamentală și coeficienții de legătură.* Fiecare din cei patru atomi de ligand contribuie la formarea orbitalelor moleculari prin orbitalii $2s$, $2p_x$, $2p_y$, $2p_z$. Folosind formalismul golu-rilor pentru configurația $(3d)^9$ în cazul simetriei D_{4h} , se obțin următorii orbitali de antilegătură [6, 7]:

$$\psi_{B1g} = \alpha d_{x^2-y^2} - \frac{1}{2} \alpha' [-\sigma_x^{(1)} + \sigma_y^{(2)} + \sigma_z^{(3)} - \sigma_y^{(4)}] \quad (1)$$

$$\psi_{B2g} = \beta d_{xy} - \frac{1}{2} (1 - \beta^2)^{1/2} [p_y^{(1)} + p_x^{(2)} - p_y^{(3)} - p_x^{(4)}]$$

$$\psi_{Eg} = \begin{cases} \delta d_{xz} - \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - \delta^2)^{1/2} [p_z^{(1)} - p_z^{(3)}] \\ \delta d_{yz} - \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - \delta^2)^{1/2} [p_z^{(2)} - p_z^{(4)}] \end{cases}$$

Starea fundamentală este reprezentată prin orbitalul ψ_{B1g} . Acesta reprezintă legătura σ în planul xOy , ψ_{B2g} legătura π în plan, iar ψ_{Eg} legătura π în afara planului. Condiția de normare a orbitalului ψ_{B1g} conduce la următoarea relație între α și α' :

$$\alpha^2 + \alpha'^2 - 2\alpha\alpha'S = 1 \quad (2)$$

S este integrala de suprapunere dintre $d_{x^2-y^2}$ și orbitalii σ de ligand normalizați. Aceștia sînt orbitali hibridizați sp^h [7] de forma:

$$\sigma = np \mp (1 - n^2)^{1/2} s \quad \text{unde} \quad n^2 = \frac{h}{1+h}$$

În cazul unei hibridizări trigonale (sp^2) și pentru o distanță cupru-ligand în jur de 1,9 Å, Kivelson și Neiman [8] au arătat că $S = 0,093$ pentru azot și $S = 0,076$ pentru oxigen în cazul unor compuși similari.

Spectrele obținute la temperatura azotului lichid sînt descrise de un hamiltonian de spin caracteristic simetriei axiale:

$$\hat{\mathcal{H}} = \beta_s [g_{\parallel} H_x \hat{S}_x + g_{\perp} (H_x \hat{S}_x + H_y \hat{S}_y)] + A_{\parallel} \hat{S}_x \hat{I}_x + \quad (3)$$

$$+ A_{\perp} (\hat{S}_x \hat{I}_x + \hat{S}_y \hat{I}_y) + \hat{\mathcal{H}}_L$$

iar cele de la temperatura camerei printr-un hamiltonian izotrop [7]. $\hat{\mathcal{H}}_L$ reprezintă interacția superhiperfină cu liganzii de azot. Valorile principale ale tensorilor g și A sînt:

$$g_{\parallel} = 2,0023 - \frac{8\lambda \alpha^2 \beta^2}{\Delta E_{xy}} \quad (4)$$

$$g_{\perp} = 2,0023 - \frac{2\lambda \alpha^2 \delta^2}{\Delta E_{xx}} \quad (5)$$

$$A_{\parallel} = -P\alpha^2 \left[\frac{4}{7} + K + 2\lambda \left(\frac{4\beta^2}{\Delta E_{xy}} + \frac{3}{7} \frac{\delta^2}{\Delta E_{xx}} \right) \right] \quad (6)$$

$$A_{\perp} = -P\alpha^2 \left[K - \frac{2}{7} + \frac{11}{7} \frac{\lambda \delta^2}{\Delta E_{xx}} \right] \quad (7)$$

unde $\lambda = -828 \text{ cm}^{-1}$ (constanta de cuplaj spin-orbită pentru ionul liber), $P = 0,036 \text{ cm}^{-1}$ (termenul de interacție dipolară) și $K = 0,43$ (termenul de contact Fermi) [6-8]. ΔE_{xy} și ΔE_{xx} sînt tranzițiile energetice $B_{2g} - B_{1g}$ și $E_g - B_{1g}$. Eliminînd ΔE_{xy} și ΔE_{xx} din ecuațiile (4), (5) și (6) se obține următoarea formulă aproximativă pentru α^2 [9]:

$$\alpha^2 = -\frac{A_{\parallel}}{P} + (g_{\parallel} - 2,0023) + \frac{3}{7} (g_{\perp} - 2,0023) + 0,04 \quad (7)$$

În cazul soluțiilor lichide α^2 este dat de relația [10]:

$$\alpha^2 = \frac{1}{K} \left[-\frac{A}{P} + g - 2 \right] + 0,02 \quad (8)$$

Folosind valorile lui α^2 astfel determinate (tabel 1 și 3) și formula (2) se poate calcula α' . Coeficienții β^2 și δ^2 (tabel 3) s-au obținut din relațiile (4) și (5) considerînd $\Delta E_{xy} = 18\,000 \text{ cm}^{-1}$ și $\Delta E_{xx} = 27\,000 \text{ cm}^{-1}$ [3].

Tabel 3

Nr.	Solvent	α^2	α	α'	α'_*	β^2	δ^2	n^2
1	xilen	0,78	0,88	0,56	0,53	0,62	0,97	0,657
2	60% cloroform + 40% toluen	0,77	0,88	0,56	0,52	0,56	0,85	0,685

* - Calculat din despicările superhiperfine

b) *Interacția superhiperfină*. Interacțiile superhiperfine sînt caracterizate prin „densități de spin” diferite de zero la nucleele atomilor liganzi, fiind astfel sensibile la modificări structurale ale moleculei. Considerînd o simetrie axială a structurii superhiperfine în jurul axei $N \dots Cu^{2+}$, $\hat{\mathcal{H}}_L$ are forma:

$$\hat{\mathcal{H}}_L = \hat{S}_x(a_{||} \hat{I}_{1x} + a_{\perp} \hat{I}_{2x}) + \hat{S}_y(a_{\perp} \hat{I}_{1y} + a_{||} \hat{I}_{2y}) + a_{\perp} \hat{S}_z(\hat{I}_{1z} + \hat{I}_{2z}) \quad (9)$$

unde \hat{I}_1 și \hat{I}_2 sînt operatorii de spin nucleari de-a lungul axelor x și y . Componentele tensorului de interacție superhiperfină sînt de forma [5, 7]:

$$a_{||} = a_i + 2a_a^- \quad (10)$$

$$a_{\perp} = a_i - a_a \quad (11)$$

unde constanta izotropă a_i are valoarea

$$a_i = \frac{8\pi}{3} g_e \beta_e g_N \beta_N \left(\frac{\alpha^2}{4}\right) (1 - n^2) |S(0)|^2 \quad (12)$$

iar cea anizotropă

$$a_a = \frac{2}{5} g_e \beta_e g_N \beta_N \left(\frac{\alpha^2}{4}\right) n^2 \langle r^{-3} \rangle_{2p} \quad (13)$$

Aici g_e și g_N sînt factorii de despicare spectroscopică pentru electron și nucleul de azot, β_e și β_N sînt magnetonul Bohr și nuclear, $|S(0)|$ este valoarea funcției de undă $2s$ a azotului la nucleul său și $\langle r^{-3} \rangle_{2p}$ este valoarea medie a lui r^{-3} pentru orbitalul $2p$ al azotului [5, 11]. Calculele efectuate de M a k i și M c G a r v e y [12] indică pentru $|S(0)|^2$ și $\langle r^{-3} \rangle_{2p}$ valoarea $33,4 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, respectiv $21,1 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}$.

Cînd $n^2 = 0,66$ orbitalii σ de ligand au o hibridizare de tip sp^2 adică $h = 2$. Valoarea lui h poate fi calculată din relația:

$$h = f_p/f_s$$

unde $f_s = a_i/5,16 \cdot 10^{-2}$, iar $f_p = (a_i - a_{\perp})/1,595 \cdot 10^{-3}$ [7]. Utilizînd despicările superhiperfine experimentale, se obține pentru h valoarea 1,91 și 2,17 în bună concordanță cu valoarea teoretică corespunzătoare hibridizării trigonale a orbitalilor de ligand.

În aceste condiții folosind relația (12) și valorile experimentale ale despicărilor superhiperfine pentru soluțiile lichide se determină o valoare mai precisă a coeficientului α' (tabel 1). Analog se poate obține α' în cazul soluțiilor înghețate (tabel 3) utilizînd relațiile (10) și (11) în care se înlocuiesc (12) și (13). Valorile coeficientului α' determinate din structura superhiperfină sînt apropiate de cele estimate cu relația (2), confirmînd astfel ipoteza hibridizării sp^2 a orbitalilor de ligand.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 D Hall, A. D. Rae, T N. Waters, I Chem Soc, V, 5897 (1963).
- 2 R. L. Belford, W A. Yeranov, Mol Phys, 6, 121 (1963)
3. H. P. Fritz, B. Golla, H J Keller, Zeits fur Natur, 21b, 97 (1966)
4. A. P Terentiev, G. V. Панова, D N Sigorin, E. G Ruhadze, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 156, 1174 (1964).
5. M Fujimoto, J Janecka, J Chem Phys, 55, 1152 (1971)
- 6 E M. Roberts, W. S. Koski, J. Am. Chem Soc, 82, 3006 (1960)
- 7 Y Hsu, Molec. Phys, 21, 1087 (1971)
- 8 D. Kivelson, R. Neiman, J. Chem. Phys, 35, 149 (1961)
9. H R. Gersmann, J. D. Swalen, J Chem Phys, 36, 3221 (1962)
- 10 K. I Zamaraev, J Struct Himn, 10, 32 (1969)
11. E. Buluggiu, D. C Giori, A Vera, Phys Stat. Sol, 9a, 503 (1972)
- 12 A H. Maki, B R McGarvey, J Chem Phys, 29, 35 (1958)

ЭПР БИС-(АЦЕТИЛАЦЕТОН-ЭТИЛЕНДИАМИНО)-Cu(II) В РАСТВОРАХ

(Резюме)

Авторы провели исследование ЭПР бис-(ацетилацетон-этилендиамино)-Cu(II) в растворах при комнатной температуре и при температуре жидкого азота, устанавливая коэффициенты смеси молекулярных орбит ($\alpha, \alpha', \beta, \delta$) и степень гибридизации лигандных орбит. Полученные спектры интерпретируются с учетом присутствия изотопов ^{63}Cu и ^{65}Cu

RES DU BIS-(ACÉTYLACÉTON-ÉTHYLENDIAMINO)-Cu(II) DANS DES SOLUTIONS-

(Résumé)

On fait une étude RES du bis-(acétylacéton-éthylendiamino)-Cu(II) dans des solutions à la température de la chambre et de l'azote liquide, en établissant les coefficients de mélange des orbitaux moléculaires ($\alpha, \alpha', \beta, \delta$) et le degré de hybridisation des orbitaux de ligand. Les spectres obtenus sont interprétés en tenant compte de la présence des isotopes ^{63}Cu et ^{65}Cu

ASUPRA TENSORILOR DE POLARIZARE (I)

Z. GÁBOS

Polarizarea particulelor cu spinul s poate fi caracterizată cu ajutorul unui set de tensori de rangul $0, 1, 2, \dots, 2s$. Componentele acestor tensori satisfac unele relații, numărul componentelor independente fiind $4s$. Pornind de la acest fapt, în literatura de specialitate s-a formulat problema de a exprima componentele tensorilor de polarizare cu ajutorul unor parametri în număr de $4s$.

C. J. Mullin, J. M. Keller, C. L. Hammer și R. H. Good, Jr. au propus [2] utilizarea unui vector complex pentru caracterizarea polarizării particulelor cu spinul unu. În această lucrare se arată că problema poate fi rezolvată mai simplu, utilizând doi vectori Stokes.

1°. Pentru particule cu spinul unu avem matricea de densitate

$$\rho = \frac{1}{3} + \frac{1}{2} t_j S_j + t_{km} \left[\frac{1}{2} (S_k S_m + S_m S_k) - \frac{2}{3} \delta_{km} \right], \quad (1)$$

unde

$$S_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_2 = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Parametrii de polarizare satisfac pe lângă relațiile

$$t_{km} = t_{mk}, \quad (2)$$

$$t_{kh} = 0, \quad (3)$$

$$t_j t_j + t_{km} t_{km} = \frac{2}{3}, \quad (4)$$

și următoarele egalități [3]

$$t_k t_{k3} = \frac{1}{3} t_3, \quad (5)$$

$$t_{k3}t_{k3} + \frac{1}{2}t_jt_j = \frac{2}{9} + \frac{1}{2}t_3^2 - \frac{1}{3}t_{33}, \quad (6)$$

$$t_1^2 - t_2^2 - 2(t_{13}^2 - t_{23}^2) = 2\left(\frac{1}{3} - t_{33}\right)(t_{11} - t_{22}) \quad (7)$$

$$\frac{1}{2}t_1t_2 - t_{13}t_{23} = \left(\frac{1}{3} - t_{33}\right)t_{12}. \quad (8)$$

Căutînd mărimile t_j și t_{km} sub forma

$$t_j = A(\xi_j + \eta_j), \quad (9)$$

$$t_{km} = B\left[\frac{1}{2}(\xi_k\eta_m + \xi_m\eta_k) - \frac{1}{3}(\vec{\xi}, \vec{\eta})\delta_{km}\right] \quad (10)$$

unde ξ_j și η_j sînt componentele unor vectori Stokes, observăm că relațiile de mai sus sînt satisfăcute, dacă avem

$$A = \frac{\sqrt{2}}{3 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})}, \quad (11)$$

$$B = \frac{2}{3 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})}. \quad (12)$$

Expresia (12) a lui B se obține imediat din (5) și (10). Expresia (11) a lui A se obține cel mai simplu din (4) și (12) avînd în vedere că

$$t_jt_j = 2A^2[1 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})],$$

$$t_{km}t_{km} = \frac{2}{3} \frac{3 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})^2}{3 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})^2}.$$

Avem prin urmare

$$t_j = \frac{\sqrt{2}}{3 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})}(\xi_j + \eta_j), \quad (13)$$

$$t_{km} = \frac{2}{3 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})}\left[\frac{1}{2}(\xi_k\eta_m + \xi_m\eta_k) - \frac{1}{3}(\vec{\xi}, \vec{\eta})\delta_{km}\right]. \quad (14)$$

Utilizînd (1), (13), (14) mai putem scrie

$$\rho = \frac{3 - (\vec{\xi}, \vec{\eta})}{3 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})} + \frac{1}{3 + (\vec{\xi}, \vec{\eta})} [(\vec{\xi}, \vec{S}) + (\vec{\eta}, \vec{S}) + 2(\vec{\xi}, \vec{S})(\vec{\eta}, \vec{S})].$$

BIBLIOGRAFIE

- 1 L. C. Biedenharn, *Ann of Phys*, **4**, 104 (1958), **6**, 399 (1959).
- 2 C. J. Mullin, J. M. Keller, C. L. Hammer, R. H. Good, Jr., *Ann. of Phys*, **37**, 55 (1966).
3. Z. Gábor, *Studia Univ Babeş-Bolyai, ser Physica*, f 1, (3) 1970.

О ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ТЕНЗОРАХ (I)

(Резюме)

В статье показано, что компоненты поляризационных тензоров для частиц с единичным спином могут быть выражены в зависимости от двух векторов Стокса

SUR LES TENSEURS DE POLARISATION (I)

(Résumé)

L'étude démontre que les composants des tenseurs de polarisation pour les particules à spin un peuvent être exprimés en fonction de deux vecteurs Stokes.



—

INTERACȚIUNEA SPIN-FONON ÎN ALIAJELE FEROMAGNETICE DE Ni—Al

GH. ILONCA

În lucrarea de față sînt expuse calculele teoretice ce duc la interacțiunea spin-fonon din cadrul substanțelor cu ordine magnetică, precum și verificarea lor experimentală în cadrul aliajelor de NiAl cu concentrații atomice de 2%, 4%, 6% și 8% Al în Ni.

În acest sens au fost determinate rezistivitatea fononică și magnetizarea spontană în funcție de temperatură în intervalul 80°K — 700°K. Ca rezultat teoretic s-a obținut $\rho_F = A[\sigma(T)]^{-2}$ care verifică calitativ rezultatele obținute experimental.

Deducerea relației teoretice dintre rezistivitatea fononică și magnetizarea spontană. Interacțiunea spin-fonon se cercetează în reprezentările celei de a doua cuantificări. În acest caz vom scrie hamiltonianul total sub forma :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}' + \mathcal{H}^E, \quad (1)$$

unde

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= \sum_i \varepsilon_i a_i^\dagger a_i + \sum_q \varepsilon_q b_q^\dagger b_q + \sum_i (\vec{q} \Delta \vec{U}) P_{all} a_i^\dagger a_i, \\ \mathcal{H}' &= \sum_{ee'q} (Q_{ee'q} a_i^\dagger a_i' b_q + Q_{ee'q}^* a_i' b_q^\dagger a_i), \\ \mathcal{H}^E &= e E_\alpha \sum_{ii'} \gamma_{ii'}^z a_i^\dagger a_i' \\ Q_{Wq} &= \frac{2}{3} i (2NM \varepsilon_q)^{-1/2} C_{W'} \delta_{k-k', q}. \end{aligned} \quad (2)$$

Notațiile de mai sus sînt următoarele :

- $\varepsilon_i = \varepsilon_{sh}$ — energia electronului din banda n cu vectorul de undă \vec{K} ,
- ε_q — energia fononilor cu vectorul de undă \vec{q} ,
- N — numărul ionilor din celula cristalină,

- M — masa ionilor
 C_{II} — constanta Bloch din teoria electronoconductibilității,
 E_α și r^α — componentele câmpului electric exterior, respectiv coordonatele,
 a_i și b_q — operatorii celei de a doua cuantificări corespunzătorii electronului și fononului.

Introducem matricea de densitate

$$\rho = k \exp\left(-\frac{\mathcal{H}}{KT}\right) = k \exp(-\beta \mathcal{H}), \quad (3)$$

care satisface ecuația :

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathcal{H}, \rho] = \mathcal{H}\rho - \rho\mathcal{H}. \quad (4)$$

În continuare căutăm o matrice de densitate de forma

$$\rho = \rho_0 + f \quad (5)$$

Efectuînd calculele analog cu cele din lucrările [1, 2] și înlocuind hamiltonianul corespunzător interacțiunii spin-orbită \mathcal{H}_{so} cu hamiltonianul corespunzător interacțiunii spin-fonon, obținem pentru conductibilitatea electronică următoarea expresie :

$$\frac{1}{\rho_{\alpha\beta}} = \frac{en\bar{v}_\beta}{E_\alpha} = \frac{e^2 n}{m \Delta^2} \sum \frac{\partial \rho_l^0}{\partial \epsilon_l} V_{li}^\alpha [\mathcal{H}', P]_\beta^l \quad (6)$$

unde n — numărul purtătorilor de curent din unitatea de volum. Introducînd valoarea lui \mathcal{H}' (hamiltonianul corespunzător interacțiunii spin-fonon) și efectuînd medierea în timp ajungem la expresia :

$$\rho_F^{-1} = \frac{\pi}{3} \frac{e^4 n \bar{v}}{m^2 c^2 \Delta^2} \cdot \frac{\sigma_s^2(T)}{\sigma_s^2(0)} \cdot \rho \left\langle \frac{1}{m^*} \right\rangle. \quad (7)$$

unde :

- e — sarcina electronului,
 m — masa electronului,
 c — viteza luminii,
 $\Delta \cong \omega_{nn'}(K)$ — constant
 σ_s — magnetizarea spontană
 m^* — masa efectivă
 \bar{v} — valoarea medie a densității de sarcină.

Inversînd, obținem rezistivitatea fononică :

$$\rho_F = \frac{3 m^2 c^2 \Delta^2 \sigma_s^2(0)}{e^4 n \bar{v} \delta \cdot \left\langle \frac{1}{m^*} \right\rangle} \cdot \frac{1}{\sigma_s(T)^2}.$$

Înlocuim termenul din față cu o constantă și obținem relația

$$\rho_F = A \cdot [\sigma_s(T)]^{-2}. \quad (8)$$

Pentru evaluarea constantei A s-au luat mărimile caracteristice elementelor din grupa de tranziție a fierului obținându-se $A \approx 0,027$.

Prepararea probelor și determinările experimentale. Determinările experimentale s-au făcut pe probe de aliaj de NiAl obținute prin topire într-un cuptor Tammon în vid de 10^{-4} torr. După topire probele au fost supuse timp de 30 ore la o temperatură de 950°C într-un vid de 10^{-4} torr la omogenizare termică.

Pe urmă s-a trecut la confecționarea probelor de formă paralelipipedică și specifică în vederea măsurării rezistivității electrice și a magnetizării specifice.

După confecționarea eşantioanelor au fost puse din nou la tratament termic, ținându-se la o temperatură de 950°C în vid de 10^{-4} torr timp de 15 ore.

După aceste tratamente s-a trecut la măsurarea rezistivității electrice cu metoda sondelor [5] și a intensității de magnetizare cu o metodă de tip Weiss [4].

Din dependența de temperatură a rezistivității electrice din intervalul $80^\circ\text{--}700^\circ\text{K}$ redată în lucrarea [3] s-a separat rezistivitatea remanentă ρ_0 , rezistivitatea magnetică ρ_m și rezistivitatea fononică ρ_F . Partea fononică a rezistivității electrice prezintă o dependență liniară în raport cu temperatura, așa cum se poate vedea în fig. 1.

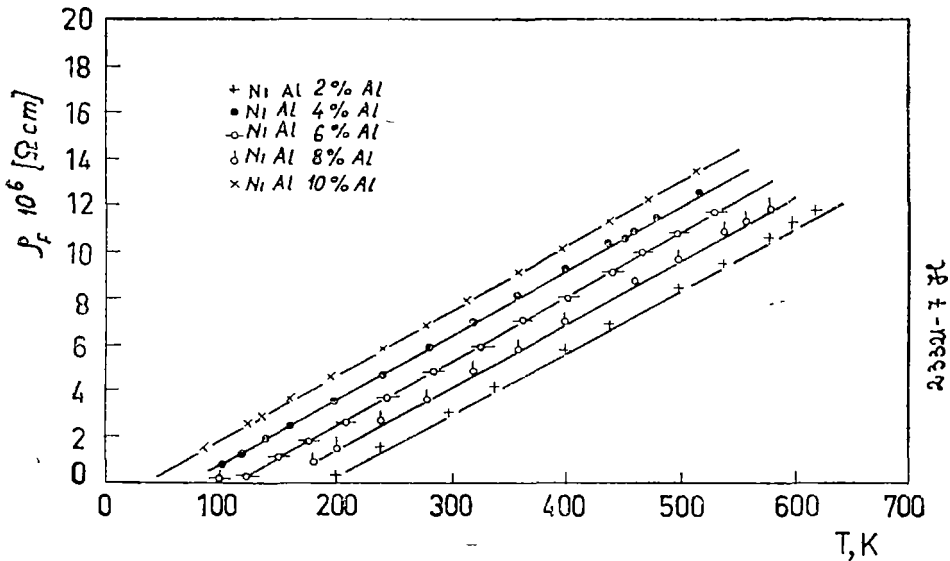


Fig. 1

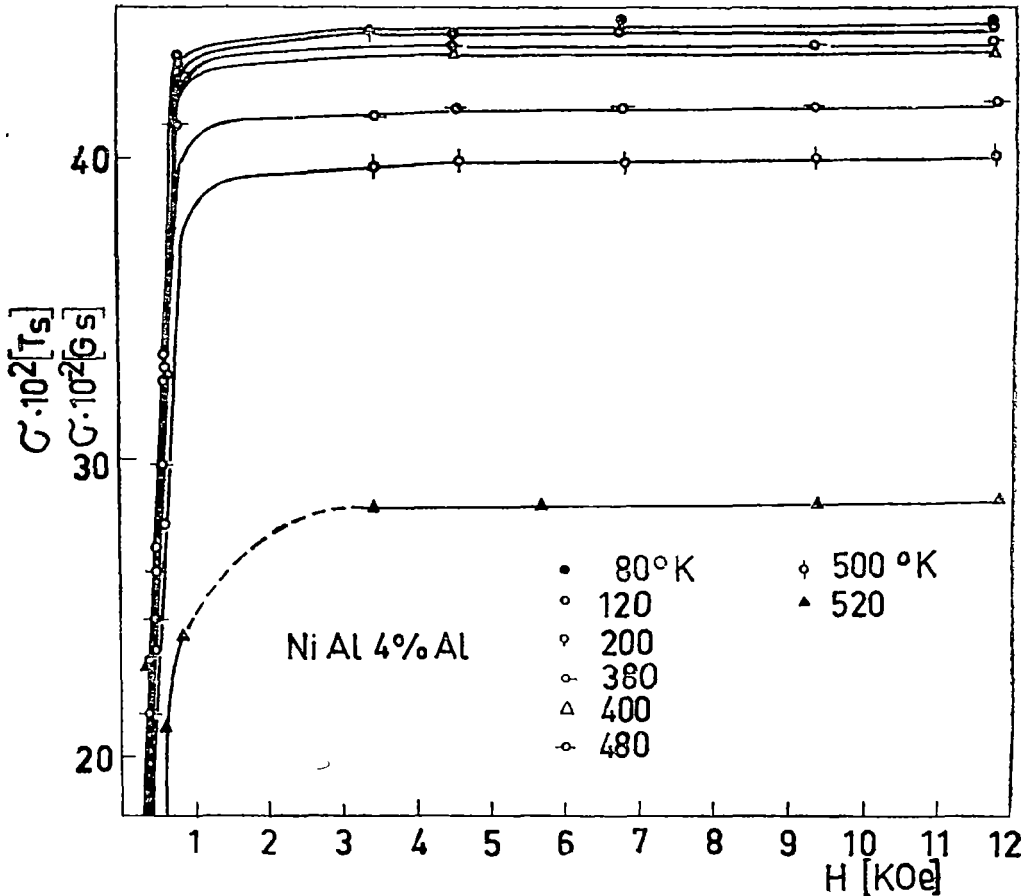


Fig 2

Acest rezultat este în deplin acord cu legea lui Gruneisen $\rho_F = a + bT$, unde a și b sînt niște constante.

Tot din această dependență se constată că odată cu creșterea concentrației atomilor de aluminiu în aliaj, partea fononică a rezistivității electrice crește liniar, așa cum era de așteptat, fiindcă perturbațiile cîmpului electric periodic al rețelei cristaline cresc proporțional cu concentrația atomilor străini din rețea.

Pentru determinarea dependenței magnetizării spontane în funcție de temperatură s-au ridicat mai întîi diagramele magnetizării specifice în funcție de temperatură la diferite cîmpuri magnetice [3], de unde au putut fi ridicate izotermele $\sigma(H)_{T=\text{const}}$ (fig. 2).

Prin extrapolare la cîmpuri magnetice $H = 0$ a părții liniare, corespunzătoare saturației, din izotermele $\sigma(H)_{T=\text{const}}$, s-a obținut dependența

de temperatură a magnetizării spontane $\sigma_s(T)_{H=0}$, care este reprezentată în fig. 3, pentru întregul sistem de aliaje nichel-aluminiu studiat. Din figură se vede că odată cu creșterea concentrației de aluminiu valoarea magnetizării spontane scade, ca urmare a mecanismului de diluție a atomilor de nichel și datorită interacțiunilor specifice la nivelul electronilor magnetogeni $3d$ și a electronilor de conductibilitate $4s$. În același sens, creșterea concentrației de aluminiu determină scăderea temperaturii Curie, care se poate obține destul de precis prin extrapolarea curbei $\sigma_s(T)_{H=0}$ pînă la inter-

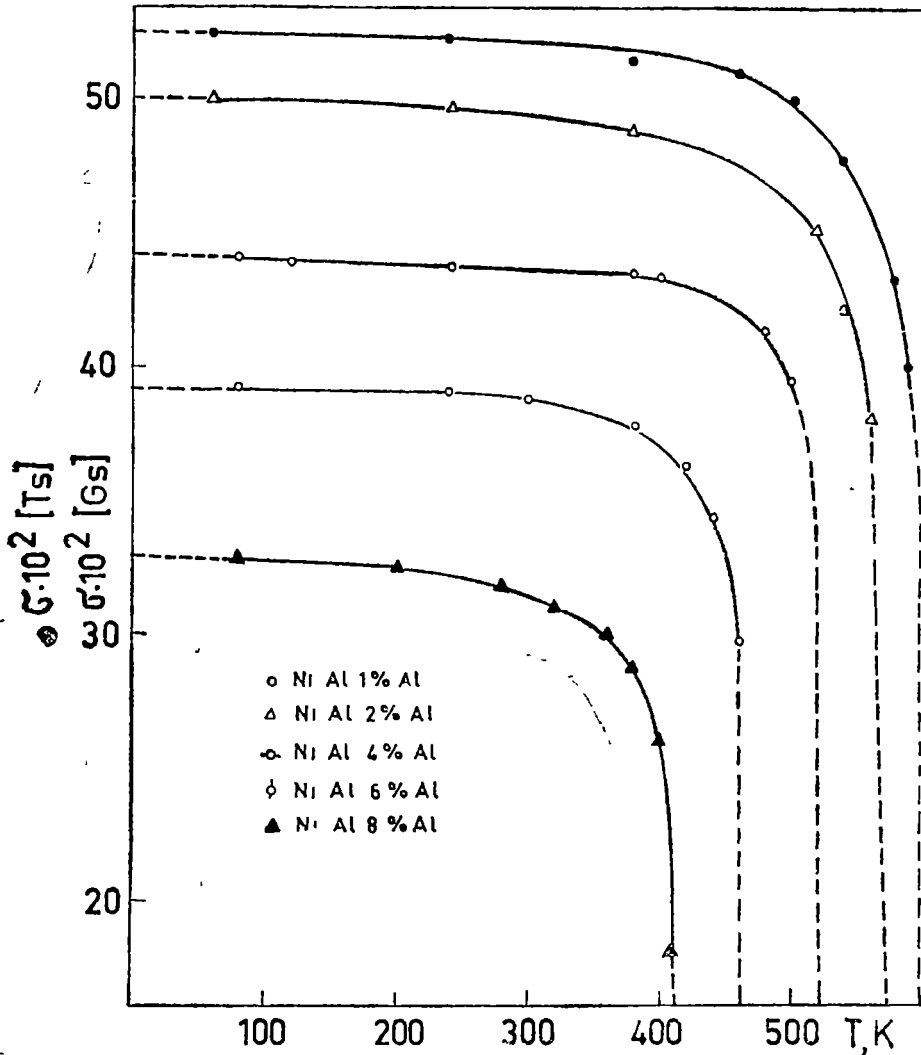


Fig. 3

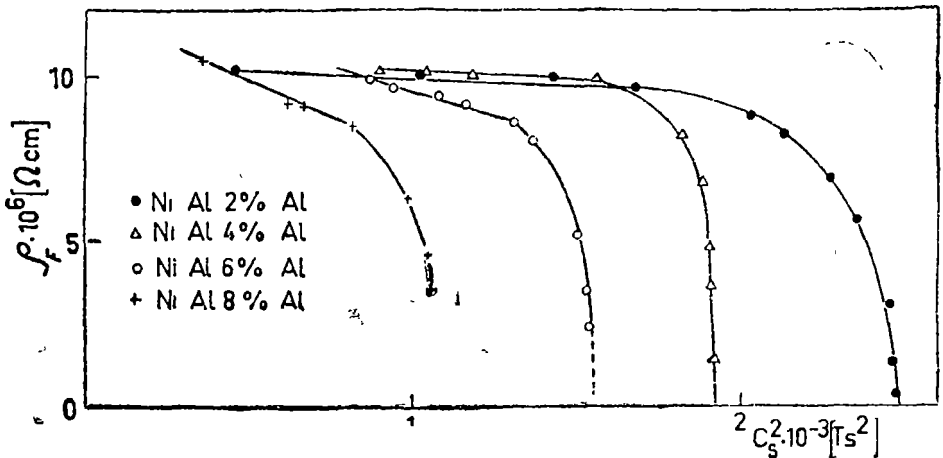


Fig. 4.

secția cu axa temperaturii. Variația temperaturii Curie cu concentrația este liniară [4], dependență care sugerează scăderea corespunzătoare a interacțiunilor responsabile pentru faza feromagnetică din aliajele studiate.

Corelând acum rezistivitatea fononică din fig. 1 și magnetizarea spontană din fig. 3 am obținut diagramele din fig. 4, unde se observă că interacțiunile spin-fononice se modifică în funcție de concentrația atomilor de impuritate, în cazul nostru atomii de aluminiu.

Comparând rezultatele experimentale cu cele teoretice se observă că avem numai o verificare calitativă.

Concluzii. În concluzie, urmînd analog calculele folosite de autorii lucrărilor [1, 2] și înlocuind hamiltonianul de interacțiune spin-orbită cu hamiltonianul corespunzător interacțiunii spin-fonon și în urma medierii în timp a vitezei purtătorilor de curent s-a obținut expresia $\rho_F = A[\sigma_s(T)]^{-2}$. Dependența lui $\rho_F(\sigma_s^2(T))$, obținută în reprezentarea cuantificării a doua este verificată doar calitativ de rezultatele experimentale. În primul rînd $\rho_F(\sigma_s^2(T))$ din formula (8) nu depinde de impurități, lucru ce experimental iese în evidență. Aceasta sugerează ideea folosirii unui hamiltonian mai complex în care să luăm în considerare și dispersia pe impurități. Un alt lucru pozitiv în această lucrare este și faptul că folosind metode statice de determinare experimentală s-a putut pune în evidență interacțiunea spin-fonon.

(Intrat în redacție la 10 septembrie 1973)

BIBLIOGRAFIE

1. W. Kohn, J. M. Luttinger, Phys. Rev. **108**, 590 (1957)
2. J. M. Luttinger, Phys. Rev. **112**, 739 (1958)
3. Iuliu Pop, Gh. Ilonca, Phys. Status Solidi, (a) **14**, 283 (1972).
4. Gh. Ilonca, Teză de doctorat, 1972 — p. 84, Univ. Babeș-Bolyai Cluj, Bibl. Fac. Fizică.
5. Gh. Ilonca, Studia Univ. Babeș-Bolyai, ser. Mat-Phys., f. 1, 127—133 (1967).

СПИН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ NiAl

(Резюме)

Работа содержит теоретические подсчеты, касающиеся спин-фононного взаимодействия в рамках веществ с магнитным порядком, а также их экспериментальную проверку в сплавах NiAl с атомными концентрациями 2%, 4%, 6% и 8% Al в Ni.

В этом смысле автор определил удельное фононное сопротивление и самопроизвольное намагничивание в зависимости от температуры в интервале 80°K—700°K. В качестве теоретического результата получено уравнение $\rho_F = A[\delta_s(T)]^{-2}$, качественно проверяющее экспериментально полученные результаты

L'INTERACTION SPIN-PHONON DANS LES ALLIAGES FERROMAGNÉTIQUES DE NiAl

(Résumé)

L'étude contient les calculs théoriques visant l'interaction spin-phonon pour les substances à ordre magnétique, ainsi que leur vérification expérimentale dans les alliages de NiAl à concentration atomique de 2%, 4%, 6% et 8% Al dans le Ni.

A ce sens on détermine la résistivité phononique et la magnétisation spontanée en fonction de la température dans l'intervalle 80°K—700°K. Comme résultat théorique on a obtenu $\rho_F = A[\sigma_s(T)]^{-2}$, ce qui vérifie qualitativement les résultats obtenus par la voie expérimentale.



RES A IONULUI Gd^{3+} ÎN CÎMP CRISTALIN CUBIC

ELEONORA TRIF, AL. NICULA

Într-o lucrare anterioară [1] am prezentat rezultatele studiului prin metoda rezonanței electronice de spin a ionului Gd^{3+} în zeoliți de tip X și Y. Am obținut astfel informații asupra tăriei și simetriei câmpului cristalin al diferitelor poziții pe care le ocupă ionul Gd^{3+} în aceste substanțe, reușind să identificăm cinci poziții neechivalente accesibile ionului. Ne-am pus problema dacă una sau mai multe poziții n-ar prezenta un câmp cristalin cubic.

Se știe că spectrele RES ale ionului în stare ${}^8S_{7/2}$ se caracterizează în general printr-un factor $g \approx 2.0$. Cîteva excepții au fost observate în pulberi, substanțe biologice, sticle și zeoliți [1—6], care prezintă factori g anizotropi și despicări mari în câmp cristalin, dar interpretarea teoretică a spectrelor dată în lucrările [2—6] nu este satisfăcătoare. În general, dacă interacțiunea cu câmpul cristalin este mai puternică decît interacțiunea Zeeman spectrele prezintă linii de rezonanță cu factori $g \gg 2$.

În această lucrare am prezentat un studiu teoretic al rezonanței ionului Gd^{3+} în câmp cristalin cubic puternic. Poziția liniilor de rezonanță dată în factori $g_{ef} = \frac{h\nu}{\beta_4}$ este:

$$g_x^{(6)} = g_y^{(6)} = g_z^{(6)} = 4.66$$

$$g_x^{(7)} = g_y^{(7)} = g_z^{(7)} = 6$$

$$g_x^{(8)} = g_y^{(8)} = g_z^{(8)} = 7.33; 4.66; 2.66; 2.$$

Teorie. În acord cu teoria grupurilor bivalorice [7], [9], [10], starea ${}^8S_{7/2}$ se despică în trei nivele în câmp cristalin cubic: Γ_6 —dublet,

Γ_8 — cvartet, Γ_7 — dublet. descrise de următoarele funcții de undă [7]:

$$\begin{aligned}
 \Gamma_6; \quad \psi_6^{(1)} &= \frac{\sqrt{5}}{2\sqrt{3}} \left| +\frac{7}{2} \right\rangle + \frac{\sqrt{7}}{2\sqrt{3}} \left| -\frac{1}{2} \right\rangle \\
 \psi_6^{(2)} &= \frac{\sqrt{5}}{2\sqrt{3}} \left| -\frac{7}{2} \right\rangle + \frac{\sqrt{7}}{2\sqrt{3}} \left| \frac{1}{2} \right\rangle \\
 \Gamma_7; \quad \psi_7^{(1)} &= \frac{\sqrt{3}}{2} \left| +\frac{5}{2} \right\rangle - \frac{1}{2} \left| -\frac{3}{2} \right\rangle \\
 \psi_7^{(2)} &= \frac{\sqrt{3}}{2} \left| -\frac{5}{2} \right\rangle - \frac{1}{2} \left| \frac{3}{2} \right\rangle \\
 \Gamma_8; \quad \psi_8^{(1)} &= \frac{\sqrt{7}}{2\sqrt{3}} \left| +\frac{7}{2} \right\rangle - \frac{\sqrt{5}}{2\sqrt{3}} \left| -\frac{1}{2} \right\rangle \\
 \psi_8^{(2)} &= \frac{\sqrt{7}}{2\sqrt{3}} \left| -\frac{7}{2} \right\rangle - \frac{\sqrt{5}}{2\sqrt{3}} \left| +\frac{1}{2} \right\rangle \\
 \psi_8^{(3)} &= \frac{1}{2} \left| +\frac{5}{2} \right\rangle + \frac{\sqrt{3}}{2} \left| -\frac{3}{2} \right\rangle \\
 \psi_8^{(4)} &= \frac{1}{2} \left| -\frac{5}{2} \right\rangle + \frac{\sqrt{3}}{2} \left| +\frac{3}{2} \right\rangle
 \end{aligned} \tag{1}$$

Pentru calculul perturbativ al despicărilor în câmp cubic se utilizează hamiltonianul de forma:

$$V_{cr} = B_4^0 [O_4^0 + 5O_4^4] + B_6^0 [O_6^0 - 21O_6^4] \tag{2}$$

Astfel, nivelele energetice Γ_6 , Γ_7 și Γ_8 depind de mărimea și semnul parametrilor B_4^0 și B_6^0 .

Pentru a facilita reprezentarea grafică a nivelelor energetice, în lucrarea [8] se propune următoarea metodă de rezolvare a problemei: hamiltonianul câmpului cristalin se pune sub forma:

$$V_{cr} = B_4^0 F(4) \frac{O_4^0 + 5O_4^4}{F(4)} + B_6^0 F(6) \frac{O_6^0 - 21O_6^4}{F(6)} \tag{3}$$

și se introduce un parametru x , determinat din condiția:

$$\begin{aligned}
 B_4^0 F(4) &= XW \\
 B_6^0 F(6) &= (1 - |X|)W
 \end{aligned} \tag{4}$$

În hamiltonianul (3), $F(4) = 60$ și $F(6) = 1260$ sînt coeficienții de normare cu ajutorul cărora valorile proprii se pot încadra în același interval energetic. Poziția relativă a nivelelor este determinată de mărimea și

semnul parametrului $\frac{B_4^0}{B_6^0}$ care variază în intervalul $(+\infty)$ când x ia valori în intervalul $(0, +1)$. Înlocuind expresiile (4) în hamiltonianul (3) se obține:

$$V_{cr} = W \left[X \frac{O_4^0 + 5O_4^4}{F(4)} + (1 - |X|) \frac{O_6^0 - 21O_6^4}{F(6)} \right] \quad (5)$$

Rezolvând problema valorilor proprii cu hamiltonianul (4) nivelele energetice vor fi funcții de parametrul x , mărimea lor și a despăcărilor fiind exprimate în unități de W .

Utilizând metoda determinantului secular, se obțin două ecuații pare-

$$\begin{array}{c|cc} & \left| \frac{7}{2} \right\rangle & \left| -\frac{1}{2} \right\rangle \\ \hline \left| \frac{7}{2} \right\rangle & 7x + (1 - |x|) - E & \sqrt{35}x - (1 - |x|)3\sqrt{35} \\ \left| -\frac{1}{2} \right\rangle & \sqrt{35}x - (1 - |x|)3\sqrt{35} & 9x - 5(1 - |x|) - E \\ \hline & & = 0 \end{array} \quad (6)$$

$$\begin{array}{c|cc} & \left| \frac{5}{2} \right\rangle & \left| -\frac{3}{2} \right\rangle \\ \hline \left| \frac{5}{2} \right\rangle & -13x - 5(1 - |x|) - E & 5\sqrt{3}x + (1 - |x|)7\sqrt{3} \\ \left| -\frac{3}{2} \right\rangle & 5\sqrt{3}x + 7\sqrt{3}(1 - |x|) & -3x + 9(1 - |x|) - E \\ \hline & & = 0 \end{array}$$

cu soluțiile:

$$\begin{aligned} E^{(6)} &= 14x - 20(1 - |x|) \\ E^{(7)} &= 2x + 16(1 - |x|) \\ E^{(8)} &= -18x - 12(1 - |x|) \end{aligned} \quad (7)$$

a căror reprezentare grafică apare în fig. 1.

Sub influența termenului Zeeman

$$\mathcal{H}_z = g_0 \beta \vec{H} \cdot \vec{S} \quad (8)$$

unde $g_0 = 2$ este factorul Landée, degenerarea nivelelor Γ_6 , Γ_7 și Γ_8 este complet ridicată. Dacă termenul Zeeman este mic în comparație cu termenii de câmp cristalin, el va acționa ca o perturbație asupra nivelelor. Deoarece în pulberi picurile de rezonanță apar la câmpuri care corespund spectrelor monocristalelor cu $H \parallel x$, $H \parallel y$ și z , am calculat poziția liniilor de rezonanță pentru cele trei direcții principale ale câmpului magnetic static, în termeni de factori $g_{\text{efectiv}} = \frac{h\nu}{\beta H}$. Teoria perturbațiilor degenerate conduce

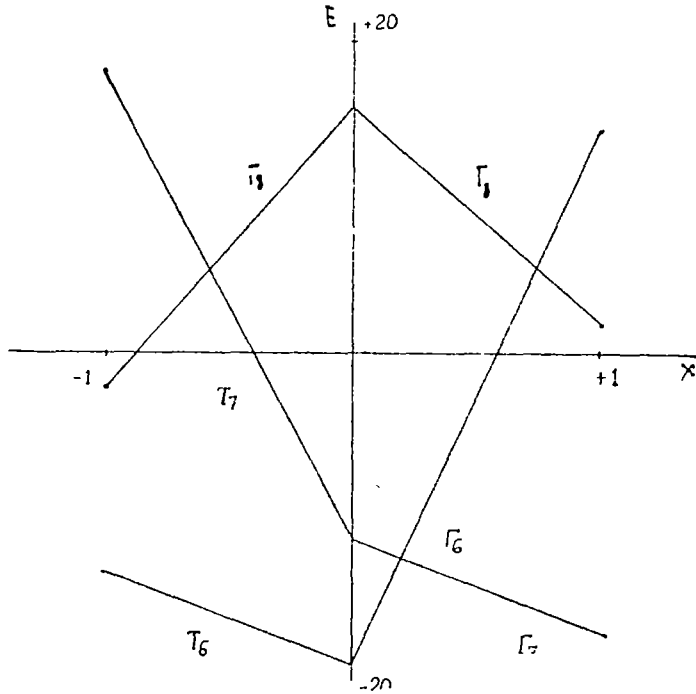


Fig. 1 Graficul nivelelor energetice în câmp cristalin cubic.

la următoarele corecții pentru nivelele: $E^{(6)}$, $E^{(7)}$ și $E^{(8)}$, pentru cele trei direcții principale ale câmpului magnetic

$$\begin{aligned}
 H \parallel x \text{ și } H \parallel y \quad E_1^{(6)}(x, y) &= 2.33\beta H; & E_1^{(7)}(x, y) &= -3\beta H & E_1^{(8)}(x, y) &= 3.66\beta H \\
 E_2^{(6)}(x, y) &= -2.33\beta H; & E_2^{(7)}(x, y) &= 3\beta H & E_2^{(8)}(x, y) &= -3.66\beta H \\
 E_3^{(8)}(x, y) &= \beta H \\
 E_4^{(8)}(x, y) &= -\beta H
 \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned}
 H \parallel z \quad E_1^{(6)}(z) &= 2.33 \beta H & E_1^{(7)}(z) &= 3 \beta H & E_1^{(8)}(z) &= 3.66 \beta H \\
 E_2^{(6)}(z) &= -2.33 \beta H; & E_2^{(7)}(z) &= -3 \beta H & E_2^{(8)}(z) &= -3.66 \beta H \\
 E_3^{(8)}(z) &= -\beta H \\
 E_4^{(8)}(z) &= \beta H
 \end{aligned}$$

Factorii g efectivi se obțin din condiția $E_i^{(k)} - E_j^{(k)} = g_{ef} \beta H$

$$\begin{aligned}
 g_x^{(6)} &= g_y^{(6)} = g_z^{(6)} = 4.66 \\
 g_x^{(7)} &= g_y^{(7)} = g_z^{(7)} = 6 \\
 g_x^{(8)} &= g_y^{(8)} = g_z^{(8)} = 7.33; \quad 4.66, \quad 2.66; \quad 2
 \end{aligned} \tag{10}$$

Poziția relativă a nivelelor fiind determinată de semnul și valoarea parametrului x , spectrele vor prezenta o linie cu $g_{ef} = 4,66$ când nivelul Γ_6 este inferior sau cu $g_{ef} = 6$ când nivelul Γ_7 este inferior și trei linii de rezonanță cu $g_{ef} = 7,33$; $4,66$, 2 , când nivelul Γ_8 este inferior, tranziția la $g_{ef} = 2,66$ fiind interzisă.

Concluzii. Spectrele RES ale ionilor Gd^{3+} în zeoliți de tip X și Y prezintă o linie cu $g = 4,6$ puțin intensă, în probele deshidratate la 200, 300 și 400°C. Ea ar putea proveni de la ioni în câmp cubic puternic, când nivelul Γ_6 este inferior. Teoria prezentată ar putea explica și liniile cu $g \approx 5,9$ observate de Walsh în pseudocristale de acizi nucleici [5] și de Chapelova și colab. [6] în sticle calcogenide, care ar corespunde unor tranziții RES între nivelele dubletului Γ_7 , inferior. Liniilor cu $g = 4,7$ observate de Garifianov și colab. [2], [4] ar putea corespunde unei tranziții între nivelele dubletului inferior Γ_6 .

(Intrat în redacție la 20 mai 1973)

BIBLIOGRAFIE

- 1 Al Nicula, E Trif, *Al XVII-lea Congres AMPÈRE, Finlanda*, aug 1972
- 2 N S Garifianov, R H. Timerova, N. F. Usaceva, *Sov Phys Solid State*, **4**, nr 4, 3344, (1962).
3. N S. Garifianov, M. M. Zaripov, *Sov. Phys Solid State*, **6**, nr. 5, 1209, (1964).
4. J S. Griffith, *Molec Phys*, **8**, nr 3, 213, (1964)
5. W A Walsh, L W Rupp, Jr, B I. Wyluda, *Internat Conf on Paramagnetic Resonance, Jerusalem*, 1962
- 6 I V Chapelova, N V. Lazkin, S A Dembovski, *Sov Phys Dokl.*, **1970**, nr. 4, 819, (1966)
- 7 L. A. Sorin, M. V. Vlasova, V D Levandovski, *Introducere în radiospectroscopia monocristalelor paramagnetice*. Haykovo Dymka Kiev, 1964
- 8 H. Jahn, *Proc. Roy Soc, A*, **164**, 117 (1938)
9. H. A Bethe, *Ann Phys*, **3**, 133, (1929)

ЭПР ИОНА Gd^{3+} В КУБИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ПОЛЕ

(Резюме)

Приводится теория резонанса иона Gd^{3+} в сильном кубическом кристаллическом поле.

Решениями векового уравнения являются два дублета Γ_6 и Γ_7 и один квартет Γ_8 . Факторы g , вычисленные для этих уровней, следующие: $g^{(6)} = 4,66$; $g^{(7)} = 6$ и $g^{(8)} = 7,33$; $4,66$, 2 .

RES DU ION Gd^{3+} DANS LE CHAMP CRISTALLIN CUBIQUE

(R é s u m é)

Les auteurs de l'étude présentent la théorie de la résonance du ion Gd^{3+} dans le champ cristallin cubique fort

Les solutions de l'équation séculaire sont deux doublets Γ^6 et Γ^7 et un quatuor Γ^8 . Les facteurs g calculés pour ces niveaux sont $g^{(6)} = 4.66$; $g^{(7)} = 6$ et $g^{(8)} = 7.33$; 4.66 ; 2 .

TENSORUL CONDUCTIVITĂȚII ELECTRICE AL UNEI PLASME MAGNETOACTIVE

MARIA CRISTEA

Relativ recent, K h a n d p ū r și V a r m a [3] au determinat conductivitatea electrică a unei plasme magnetoactive, avînd o distribuție staționară a vitezelor de tip maxwellian.

În această lucrare vom utiliza un model de plasmă asemănător cu cel propus în [3], dar fără a ne limita la o distribuție staționară maxwelliană. Expresiile obținute pentru componentele tensorului conductivității electrice sînt valabile pentru orice distribuție izotropă a vitezelor în starea staționară.

Considerăm o plasmă magnetoactivă, omogenă, infinită, slab ionizată și studiem numai contribuția adusă de electroni la conductivitatea electrică a plasmei, ionii pozitivi fiind considerați ca formînd un mediu continuu imobil. Admitem că sînt importante numai ciocnirile binare dintre electroni și particulele neutre, astfel că pentru studiul comportării plasmei este justificată utilizarea ecuației cinetice a lui B o l t z m a n n.

În sistemul internațional de unități, ecuațiile de bază au forma următoare [2]:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial F}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m} (\vec{v} \times \vec{B}_0 + \vec{E}_1 + \vec{v} \times \vec{B}_1) \frac{\partial F}{\partial \vec{v}} = -\nu F + \nu \frac{N}{N_0} f_0 \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \vec{E}_1 &= -\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t}, & \nabla \times \vec{H}_1 &= \vec{J}_1 + \frac{\partial \vec{D}_1}{\partial t} \\ \nabla D_1 &= \rho_1, & \nabla \vec{B}_1 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Ecuația (1) este ecuația lui Boltzmann, în care $F = F(\vec{r}, \vec{v}, t)$ este funcția de distribuție a electronilor, $-e$ și m sarcina, respectiv masa electronului, \vec{B}_0 cîmpul magnetic exterior (presupus constant), \vec{E}_1 și \vec{B}_1 cîmpurile (electric și magnetic) induse în plasmă. Membrul drept al ecuației (1) reprezintă

termenul de ciocnire în forma simplificată propusă de Bhatnagar, Gross și Krook [1], unde ν este frecvența ciocnirilor dintre electroni și particulele neutre, N numărul de particule în unitatea de volum, N_0 este valoarea lui N în starea staționară, iar f_0 funcția de distribuție staționară a electronilor. De obicei se impune ca f_0 să fie o funcție maxwelliană; această condiție este însă prea restrictivă. Într-adevăr, la baza modelului B.G.K. stă ideea ca primele trei momente ale funcției f_0 să aibă valori corecte. Dacă cerem [2] ca f_0 să conducă la valoarea de echilibru a densității, la o viteză medie nulă și la o temperatură egală cu cea a mediului ambiant, atunci este suficient ca f_0 să fie o funcție izotropă, nu obligatoriu maxwelliană. Prin urmare, vom lua

$$f_0(\vec{v}) = f_0(v) \quad (3)$$

Funcția de distribuție F satisface condiția de normare

$$\frac{1}{N} \int F d\vec{v} = 1$$

integrala fiind extinsă asupra întregului spațiu al vitezelor. În aproximația liniară avem

$$F = f_0 + f_1, \quad N = N_0 + N_1 = N_0 + \int f_1 d\vec{v} \quad (4)$$

Sistemul (2) este constituit din ecuațiile lui Maxwell pentru câmpurile induse în plasmă.

Prin liniarizarea ecuației (1) cu ajutorul relațiilor (4) obținem ecuația satisfăcută de perturbația funcției de distribuție

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m} (\vec{E}_1 + \vec{v} \times \vec{B}_1) \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} - \frac{e}{m} (\vec{v} \times \vec{B}_0) \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}} = -\nu f_1 + \nu \eta_1 f_0 \quad (5)$$

unde η_1 este perturbația adimensională a densității

$$\eta_1 = \frac{N_1}{N_0} = \frac{1}{N_0} \int f_1 d\vec{v} \quad (6)$$

Pentru rezolvarea ecuației (5) admitem că dependența de coordonate și timp a mărimilor perturbate este de forma

$$U_1 = U e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad U_1 = (f_1, \vec{E}_1, \vec{B}_1, \vec{J}_1, N_1, \eta_1) \quad (7)$$

și utilizăm un sistem de coordonate sferice în spațiul vitezelor, cu axa polară dirijată de-a lungul vectorului \vec{B}_0

$$\vec{B}_0 \equiv (0, 0, B_0)$$

$$v_x = v \sin \theta \cos \varphi, \quad v_y = v \sin \theta \sin \varphi, \quad v_z = v \cos \theta.$$

Axa Ox este situată în planul determinat de vectorii \vec{B}_0 și \vec{k} .

Astfel, ecuația (5) devine

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi} - \frac{1}{\Omega} (\omega + i\nu - \vec{k}\vec{v})f = \frac{e}{m\Omega} \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} + \frac{\nu}{\Omega} \eta f_0 \quad (8)$$

În această ecuație nu apare câmpul magnetic \vec{B}_1 , deoarece funcția f_0 fiind izotropă avem

$$(\vec{v} \times \vec{B}_1) \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = \vec{B}_1 \left(\frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} \times \vec{v} \right) = 0.$$

Ω reprezintă frecvența ciclotronică a electronilor

$$\Omega = \frac{eB_0}{m} \quad (9)$$

Introducînd notațiile

$$P = \frac{1}{\Omega} (\omega + i\nu - \vec{k}\vec{v}), \quad Q = \frac{e}{m\Omega} \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} + \frac{\nu}{\Omega} \eta f_0 = S + \eta L \quad (10)$$

ecuația (8) devine

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi} - iP(\varphi)f - Q(\varphi) = 0 \quad (11)$$

Aceasta este o ecuație diferențială liniară, de ordinul I, a cărei soluție generală are forma

$$f(\varphi) = e^{iP\varphi} [C + \int Q(\varphi) e^{-iP\varphi} d\varphi] \quad (12)$$

În sistemul de coordonate folosit și notînd prin Φ unghiul format de vectorii \vec{B}_0 și \vec{k} , funcțiile $P(\varphi)$ și $Q(\varphi) = S(\varphi) + \eta L$ au expresiile

$$P(\varphi) = \frac{1}{\Omega} (\omega + i\nu - kv \cos \Phi \cos \theta - kv \sin \Phi \sin \theta \cos \varphi) = \alpha - \beta \cos \varphi \quad (13)$$

cu

$$\alpha = \frac{1}{\Omega} (\omega + i\nu - kv \cos \Phi \cos \theta); \quad \beta = \frac{kv}{\Omega} \sin \Phi \sin \theta \quad (14)$$

$$S(\varphi) = \frac{e}{m\Omega} \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = \frac{e}{m\Omega} [E_x \sin \theta \cos \varphi + E_y \sin \theta \sin \varphi + E_z \cos \theta] \frac{\partial f_0}{\partial v} \quad (15)$$

$$L = \frac{\nu}{\Omega} f_0, \quad \eta = \frac{1}{N_0} \int f \vec{d}\vec{v} \quad (16)$$

Ținînd seamă de forma explicită a acestor funcții și impunînd soluției (12) condiția de uniformitate

$$f(\varphi + 2\pi) = f(\varphi) \quad (17)$$

se obține pentru constanta de integrare C valoarea $C = 0$.

Notînd încă

$$R(\varphi) = \int P d\varphi = \int (\alpha - \beta \cos \varphi) d\varphi = \alpha\varphi - \beta \sin \varphi \quad (18)$$

soluția (12) poate fi scrisă sub forma

$$f(\varphi) = e^{iR} \left[\int S(\varphi) e^{-iR} d\varphi + \eta L \int e^{-iR} d\varphi \right] \quad (19)$$

Introducem această expresie în relația de definiție (16) a funcției η și obținem pentru această funcție

$$\eta = \frac{\int e^{iR} \left[\int S(\varphi) e^{-iR} d\varphi \right] d\vec{v}}{N_0 - \int L e^{iR} \left[\int e^{-iR} d\varphi \right] d\vec{v}} \quad (20)$$

Se poate observa ușor că funcțiile S și η sînt niște sume în care fiecare termen conține una din componentele cîmpului electric (E_x, E_y, E_z). Prin urmare și funcția de distribuție f poate fi scrisă sub forma unei sume de trei termeni, fiecare termen fiind proporțional cu una dintre aceste trei componente.

Pentru a aduce funcția de distribuție f la o formă cît mai convenabilă pentru calculele ulterioare, utilizăm relația bine cunoscută

$$e^{\pm i\beta \sin \varphi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{\pm in\varphi} J_n(\beta) \quad (21)$$

(J_n fiind funcția Bessel de ordinul n), precum și relațiile care rezultă din aceasta prin derivarea ei în raport cu φ , respectiv β :

$$\cos \varphi e^{\pm i\beta \sin \varphi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n}{\beta} e^{\pm in\varphi} J_n(\beta) \quad (22)$$

$$\sin \varphi e^{\pm i\beta \sin \varphi} = \mp i \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{\pm in\varphi} J'_n(\beta) \quad (23)$$

unde $J'_n(\beta)$ este derivata funcției Bessel în raport cu argumentul.

Cu ajutorul relațiilor (21)–(23) se pot calcula fără dificultate integralele în raport cu φ din (19) și (20). Astfel

$$\int e^{-iR} d\varphi = \sum_n \frac{e^{i(n-\alpha)\varphi}}{i(n-\alpha)} J_n(\beta) \quad (24)$$

$$\int S(\varphi) e^{-iR} d\varphi = \frac{e}{m\Omega} \left\{ E_x \sin \theta \sum_n \frac{ne^{i(n-\alpha)\varphi}}{i\beta(n-\alpha)} J_n(\beta) + \right. \quad (25)$$

$$\left. + E_y \sin \theta \sum_n \frac{e^{i(n-\alpha)\varphi}}{\alpha-n} J'_n(\beta) + E_z \cos \theta \sum_n \frac{e^{i(n-\alpha)\varphi}}{i(n-\alpha)} J_n(\beta) \right\} \frac{\partial f_0}{\partial v}$$

În toate sumele n ia valori de la $-\infty$ la $+\infty$.

Introducând expresiile (24) și (25) în (19) și (20) și grupând în mod convenabil termenii, se obține final pentru perturbația funcției de distribuție f următoarea expresie :

$$\begin{aligned}
 f = & \frac{e}{m\Omega} \left\{ E_x \left[\frac{\partial f_0}{\partial v} \sin \theta \sum_{m,n} \frac{ne^{i(n-m)\varphi}}{i\beta(n-\alpha)} J_n(\beta) J_m(\beta) + AXf_0 \sum_{m,n} \frac{e^{i(n-m)\varphi}}{i(n-\alpha)} J_n(\beta) J_m(\beta) \right] + \right. \\
 & + E_y \left[\frac{\partial f_0}{\partial v} \sin \theta \sum_{m,n} \frac{e^{i(n-m)\varphi}}{\alpha-n} J'_n(\beta) J_m(\beta) + AYf_0 \sum_{m,n} \frac{e^{i(n-m)\varphi}}{i(n-\alpha)} J_n(\beta) J_m(\beta) \right] + \\
 & \left. + E_z \left[\frac{\partial f_0}{\partial v} \cos \theta \sum_{m,n} \frac{e^{i(n-m)\varphi}}{i(n-\alpha)} J_n(\beta) J_m(\beta) + AZf_0 \sum_{m,n} \frac{e^{i(n-m)\varphi}}{i(n-\alpha)} J_n(\beta) J_m(\beta) \right] \right\}.
 \end{aligned} \tag{26}$$

Pentru a obține funcția f am utilizat relația

$$e^{iR} = e^{i(\alpha\varphi - \beta \sin \varphi)} = e^{i\alpha\varphi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-im\varphi} J_m(\beta) \tag{27}$$

Mărimile A , X , Y și Z au următoarea formă

$$A = \frac{v}{\Omega} \left[N_0 - 2\pi \frac{v}{\Omega} \int_0^{\infty} v^2 f_0 dv \int_0^{\pi} \sum_n \frac{J_n^2(\beta)}{i(n-\alpha)} \sin \theta d\theta \right]^{-1} \tag{28}$$

$$X = 2\pi \int_0^{\infty} v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} dv \int_0^{\pi} \sum_n \frac{nJ_n^2(\beta)}{i\beta(n-\alpha)} \sin^2 \theta d\theta \tag{29}$$

$$Y = 2\pi \int_0^{\infty} v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} dv \int_0^{\pi} \sum_n \frac{J'_n(\beta) J(\beta)}{\alpha-n} \sin^2 \theta d\theta \tag{30}$$

$$Z = 2\pi \int_0^{\infty} v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} dv \int_0^{\pi} \sum_n \frac{J_n^2(\beta)}{i(n-\alpha)} \cos \theta \sin \theta d\theta \tag{31}$$

Remarcăm că inițial în aceste relații apar sume duble în raport cu m și n ; însă integrala asupra întregului spațiu al vitezelor poate fi scrisă sub forma

a trei integrale în raport cu variabilele v , θ și φ . Integrala în raport cu φ are valoarea

$$\int_0^{2\pi} e^{i(n-m)\varphi} d\varphi = 2\pi \delta_{nm} \quad (32)$$

și suma dublă se reduce la o sumă simplă.

Relația (26) ne furnizează perturbația funcției de distribuție într-o formă potrivită pentru calcularea componentelor tensorului conductivității electrice. Aceste componente se calculează cu ajutorul expresiei densității de curent electric și anume, proiecția vectorului densitate de curent pe o axă a sistemului de coordonate poate fi scrisă fie sub forma

$$j_i = -e \int v_i f d\vec{v} \quad (33)$$

fie sub forma

$$j_i = \sigma_{ik} E_k \quad (34)$$

Calculînd cele trei proiecții ale vectorului \vec{j} după formula (33) și identificînd cu (34) rezultă imediat componentele σ_{ik} ale tensorului conductivității. Avem astfel

$$j_x = -e \int v f \sin \theta \cos \varphi d\vec{v} = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y + \sigma_{xz} E_z \quad (35)$$

$$j_y = -e \int v f \sin \theta \sin \varphi d\vec{v} = \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y + \sigma_{yz} E_z \quad (36)$$

$$j_z = -e \int v f \cos \theta d\vec{v} = \sigma_{zx} E_x + \sigma_{zy} E_y + \sigma_{zz} E_z \quad (37)$$

Utilizînd sistemul de coordonate sferice, integralele în raport cu unghiul azimutal φ se pot calcula imediat, ținînd seamă de (32) și de relațiile

$$\int_0^{2\pi} e^{i(n-m)\varphi} \cos \varphi d\varphi = \pi(\delta_{n,m+1} + \delta_{n,m-1}) \quad (38)$$

$$\int_0^{2\pi} e^{i(n-m)\varphi} \sin \varphi d\varphi = i\pi(\delta_{n,m+1} - \delta_{n,m-1}) \quad (39)$$

De asemenea, pentru a scrie într-o formă mai simplă integralele în raport cu unghiul polar θ , folosim relațiile de recurență pentru funcțiile Bessel [4]

$$J_{n-1}(\beta) + J_{n+1}(\beta) = \frac{2n}{\beta} J_n(\beta) \quad (40)$$

$$J_{n-1}(\beta) - J_{n+1}(\beta) = 2J'_n(\beta) \quad (41)$$

Cu aceste precizări, se pot scrie imediat componentele tensorului conductivității electrice:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{11}(v) dv + AX \int_0^\infty v^3 f_0 D_{10}(v) dv \right] \\ \sigma_{xy} &= G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{12}(v) dv + AY \int_0^\infty v^3 f_0 D_{10}(v) dv \right] \\ \sigma_{xz} &= G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{13}(v) dv + AZ \int_0^\infty v^3 f_0 D_{10}(v) dv \right] \\ \sigma_{yx} &= -G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{21}(v) dv + AX \int_0^\infty v^3 f_0 D_{20}(v) dv \right] \\ \sigma_{yy} &= -G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{22}(v) dv + AY \int_0^\infty v^3 f_0 D_{20}(v) dv \right] \\ \sigma_{yz} &= -G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{23}(v) dv + AZ \int_0^\infty v^3 f_0 D_{20}(v) dv \right] \\ \sigma_{zx} &= G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{31}(v) dv + AX \int_0^\infty v^3 f_0 D_{30}(v) dv \right] \\ \sigma_{zy} &= G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{32}(v) dv + AY \int_0^\infty v^3 f_0 D_{30}(v) dv \right] \\ \sigma_{zz} &= G \left[\int_0^\infty v^3 \frac{\partial f_0}{\partial v} D_{33}(v) dv + AZ \int_0^\infty v^3 f_0 D_{30}(v) dv \right] \end{aligned} \quad (42)$$

unde

$$G = \frac{2\pi i e^2}{m\Omega}$$

și

$$D_{10} = \int_0^\pi \sum_n \frac{n J_n^2(\beta)}{\beta(n - \alpha)} \sin^2 \theta \, d\theta$$

$$D_{11} = \int_0^\pi \sum_n \frac{n^2 J_n^2}{\beta^2(n - \alpha)} \sin^3 \theta \, d\theta$$

$$D_{12} = D_{21} = \int_0^\pi \sum_n \frac{n J_n'(\beta) J_n(\beta)}{i\beta(n - \alpha)} \sin^3 \theta \, d\theta$$

$$D_{13} = D_{31} = \int_0^\pi \sum_n \frac{n J_n^2(\beta)}{\beta(n - \alpha)} \cos \theta \sin^2 \theta \, d\theta$$

$$D_{20} = \int_0^\pi \sum_n \frac{J_n'(\beta) J_n(\beta)}{i(n - \alpha)} \sin^2 \theta \, d\theta$$

(43)

$$D_{22} = \int_0^\pi \sum_n \frac{J_n'^2(\beta)}{\alpha - n} \sin^3 \theta \, d\theta$$

$$D_{23} = D_{32} = \int_0^\pi \sum_n \frac{J_n'(\beta) J_n(\beta)}{i(n - \alpha)} \cos \theta \sin^2 \theta \, d\theta$$

$$D_{30} = \int_0^\pi \sum_n \frac{J_n^2(\beta)}{n - \alpha} \cos \theta \sin \theta \, d\theta$$

$$D_{33} = \int_0^\pi \sum_n \frac{J_n^2(\beta)}{n - \alpha} \cos^2 \theta \sin \theta \, d\theta$$

Valorile acestor integrale nu depind de forma concretă a funcției de distribuție staționare. Aceste integrale, o dată calculate, pot fi utilizate pentru determinarea componentelor tensorului conductivității în cazul oricărei distribuții staționare izotrope.

În continuare vom particulariza rezultatul general exprimat prin formulele (42) considerînd cazul vectorilor \vec{k} și \vec{B}_0 paraleli (deci $\Phi = 0$). Relațiile (14) devin

$$\alpha = \frac{1}{\Omega} (\omega + i\nu - kv \cos \theta), \quad \beta = 0 \quad (44)$$

Sumele infinite din (43) se reduc la expresii simple, deduse în *Anexa A*, și cu ajutorul acestora se calculează integralele (43), detaliile de calcul fiind date în *Anexa B*.

În acest caz, mărimile exprimate prin formulele (28)–(31) iau forma

$$A = \frac{\nu}{\Omega} \left[N_0 - \frac{4\pi i \nu}{\Omega \lambda} \int_0^\infty v^2 f_0 dv - \frac{4\pi i \nu k^2}{3\Omega^3 \lambda^3} \int_0^\infty v^4 f_0 dv \right]^{-1} \quad (45)$$

$$X = 0, \quad Y = 0, \quad Z = -\frac{4\pi i k}{\Omega \lambda^2} \int_0^\infty v^2 f_0 dv$$

iar pentru componentele tensorului conductivității se obțin următoarele expresii

$$\bar{\sigma}_{xx} = \bar{\sigma}_{yy} = \frac{4\pi i e^2 \lambda}{m\Omega(\lambda^2 - 1)} \left[\int_0^\infty v^2 f_0 dv + \frac{5k^2(\lambda^2 + 3)}{6\Omega^2(\lambda^2 - 1)^2} \int_0^\infty v^4 f_0 dv \right]$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{4\pi e^2}{m\Omega(\lambda^2 - 1)} \left[\int_0^\infty v^2 f_0 dv + \frac{5k^2(3\lambda^2 + 1)}{6\Omega^2(\lambda^2 - 1)^2} \int_0^\infty v^4 f_0 dv \right] \quad (46)$$

$$\sigma_{xz} = \frac{4\pi i e^2}{m\Omega \lambda} \left[\int_0^\infty v^2 f_0 dv + \frac{4\pi i k^2}{\Omega^2 \lambda^3} A \left(\int_0^\infty v^2 f_0 dv \right) \left(\int_0^\infty v^4 f_0 dv \right) \right]$$

$$\sigma_{zx} = \sigma_{xx} = \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = 0.$$

Considerăm acum două cazuri concrete de distribuții staționare izotrope :

a) *Distribuție staționară de tip maxwellian:*

$$f_0 = N_0 \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2T}} \quad (47)$$

T fiind temperatura absolută a electronilor exprimată în unități energetice. Pentru această distribuție integralele din formulele (46) au valorile

$$\int_0^\infty v^2 f_0 dv = N_0 / (4\pi)$$

$$\int_0^\infty v^4 f_0 dv = 3N_0 u^2 / (4\pi) \quad (48)$$

unde $u = \sqrt{T/m}$ este viteza termică a electronilor. Înlocuind (48) și (B.8) în relațiile (46) se obține

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{iN_0e^2(\omega + iv)}{m[(\omega + iv)^2 - \Omega^2]} \left\{ 1 + \frac{5k^2u^2[(\omega + iv)^2 + 3\Omega^2]}{2[(\omega + iv)^2 - \Omega^2]^2} \right\} \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= \frac{N_0e^2\Omega}{m[(\omega + iv)^2 - \Omega^2]} \left\{ 1 + \frac{5k^2u^2[3(\omega + iv)^2 + \Omega^2]}{2[(\omega + iv)^2 - \Omega^2]^2} \right\} \\ \sigma_{zz} &= \frac{iN_0e^2}{m(\omega + iv)} \left[1 + \frac{3ivk^2u^2}{(\omega + iv)^2} \left\{ 1 - \frac{iv}{\omega + iv} \left[1 + \frac{k^2u^2}{(\omega + iv)^2} \right] \right\}^{-1} \right].\end{aligned}\quad (49)$$

b) *Distribuție staționară funcție δ* . În literatură se întâlnesc funcții de distribuție pentru electroni de forma următoare [5]:

$$f_0(v) = \frac{N_0}{4\pi V^2} \delta(V - v) \quad (50)$$

V fiind o anumită valoare constantă a vitezei. În cazul distribuției staționare (50), componentele tensorului conductivității au expresiile:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{iN_0e^2(\omega + iv)}{m[(\omega + iv)^2 - \Omega^2]} \left\{ 1 + \frac{5k^2V^2[(\omega + iv)^2 + 3\Omega^2]}{6[(\omega + iv)^2 - \Omega^2]^2} \right\} \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= \frac{N_0e^2\Omega}{m[(\omega + iv)^2 - \Omega^2]} \left\{ 1 + \frac{5k^2V^2[3(\omega + iv)^2 + \Omega^2]}{6[(\omega + iv)^2 - \Omega^2]^2} \right\} \\ \sigma_{zz} &= \frac{iN_0e^2}{m(\omega + iv)} \left[1 + \frac{3ivk^2V^2}{(\omega + iv)^2} \left\{ 1 - \frac{iv}{\omega + iv} \left[1 + \frac{k^2V^2}{3(\omega + iv)^2} \right] \right\}^{-1} \right].\end{aligned}\quad (51)$$

Anexa A

Pentru a calcula sumele infinite din relațiile (43) în cazul particular $\beta = 0$, utilizăm formulele cunoscute [4] din teoria funcțiilor Bessel

$$J_n(\beta) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s (\beta/2)^{n+2s}}{s!(n+s)!} \quad (A.1)$$

$$J_{-n}(\beta) = (-1)^n J_n(\beta) \quad (A.2)$$

Considerînd numai valori foarte mici ale argumentului β , în dezvoltarea (A.1) vor fi importanți numai primii termeni. Neglijînd termenii care conțin β la puteri mai mari decît 3 obținem

$$\begin{aligned}\sum_n \frac{1}{n-\alpha} J_n^2(\beta) &= -\frac{1}{\alpha} - \frac{\beta^2}{2\alpha(\alpha^2-1)} \\ \sum_n \frac{n}{n-\alpha} J_n^2(\beta) &= -\frac{\beta^2}{2(\alpha^2-1)} \\ \sum_n \frac{n^2}{n-\alpha} J_n^2(\beta) &= -\frac{\alpha\beta^2}{2(\alpha^2-1)} \\ \sum_n \frac{1}{n-\alpha} J_n(\beta) J_n'(\beta) &= -\frac{\beta}{2\alpha(\alpha^2-1)} - \frac{3\beta^3}{4\alpha(\alpha^2-1)(\alpha^2-4)} \\ \sum_n \frac{n}{n-\alpha} J_n(\beta) J_n'(\beta) &= -\frac{\beta}{2(\alpha^2-1)} - \frac{3\beta^3}{4(\alpha^2-1)(\alpha^2-4)} \\ \sum_n \frac{1}{n-\alpha} J_n^2(\beta) &= -\frac{\alpha}{2(\alpha^2-1)} - \frac{\beta^2(8+\alpha^2)}{8\alpha(\alpha^2-1)(\alpha^2-4)}\end{aligned}\quad (A.3)$$

Pentru $\beta = 0$, sumele din formulele (43) au următoarele valori

$$\begin{aligned} \sum_n \frac{1}{n-\alpha} J_n^2(\beta) &= -\frac{1}{\alpha} \\ \sum_n \frac{n}{\beta(n-\alpha)} J_n^2(\beta) &= 0 \\ \sum_n \frac{n^2}{\beta^2(n-\alpha)} J_n^2(\beta) &= -\frac{\alpha}{2(\alpha^2-1)} \\ \sum_n \frac{1}{n-\alpha} J_n(\beta) J_n'(\beta) &= 0 \\ \sum_n \frac{n}{\beta(n-\alpha)} J_n(\beta) J_n'(\beta) &= -\frac{1}{2(\alpha^2-1)} \\ \sum_n \frac{1}{n-\alpha} J_n'^2(\beta) &= -\frac{\alpha}{2(\alpha^2-1)} \end{aligned} \quad (A.4)$$

Anexa B

Cu ajutorul relațiilor (A.4) se pot calcula integralele în raport cu unghiul polar θ din formulele (28)–(31) și (43). Dintre aceste integrale numai următoarele sînt diferite de zero:

$$I_1 = \int_0^\pi \sum_n \frac{J_n^2(\beta)}{n-\alpha} \sin \theta \, d\theta = -\int_0^\pi \frac{\sin \theta \, d\theta}{\alpha} = -\frac{1}{\mu} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \frac{d\alpha}{\alpha} \quad (B.1)$$

$$I_2 = D_{30} = -\int_0^\pi \frac{\cos \theta \sin \theta \, d\theta}{\alpha} = -\frac{1}{\mu^2} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \frac{\lambda-\alpha}{\alpha} d\alpha \quad (B.2)$$

$$I_3 = D_{33} = -\int_0^\pi \frac{\cos^2 \theta \sin \theta \, d\theta}{\alpha} = -\frac{1}{\mu^3} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \frac{(\lambda-\alpha)^2}{\alpha} d\alpha \quad (B.3)$$

$$I_4 = iD_{12} = iD_{21} = -\frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta \, d\theta}{\alpha^2-1} = -\frac{1}{2\mu} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \left[1 - \frac{(\lambda-\alpha)^2}{\mu^2} \right] \frac{d\alpha}{\alpha^2-1} \quad (B.4)$$

$$I_5 = D_{11} = -\frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{\alpha}{\alpha^2-1} \sin^2 \theta \, d\theta = -\frac{1}{2\mu} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \left[1 - \frac{(\lambda-\alpha)^2}{\mu^2} \right] \frac{\alpha \, d\alpha}{\alpha^2-1} \quad (B.5)$$

$$I_6 = -D_{22} = -\frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{\alpha}{\alpha^2-1} \sin^2 \theta \, d\theta = -\frac{1}{2\mu} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \left[1 - \frac{(\lambda-\alpha)^2}{\mu^2} \right] \frac{\alpha \, d\alpha}{\alpha^2-1} \quad (B.6)$$

S-au introdus notațiile

$$\alpha = \lambda - \mu \cos \theta \quad (\text{B.7})$$

$$\lambda = \frac{\omega + iv}{\Omega}; \quad \mu = \frac{kv}{\Omega}. \quad (\text{B.8})$$

Din (B.7) rezultă imediat

$$\sin \theta \, d\theta = \frac{1}{\mu} \, d\theta, \quad \cos \theta = \frac{\lambda - \alpha}{\mu}. \quad (\text{B.9})$$

Vom presupune că este îndeplinită inegalitatea

$$|\lambda| > \bar{\mu} + 1 \quad (\text{B.10})$$

$\bar{\mu}$ fiind valoarea medie a mărimii μ definită prin (B.8). De aici rezultă

$$|\alpha| > 1. \quad (\text{B.11})$$

Valoarea integralei I_1 se obține imediat

$$I_1 = -\frac{1}{\mu} \ln \frac{\lambda + \mu}{\lambda - \mu}.$$

Ținând seamă de inegalitatea (B.10) și folosind formula aproximativă

$$\ln \frac{1+x}{1-x} \cong 2 \left(x + \frac{1}{3} x^3 \right) \quad (x < 1) \quad (\text{B.12})$$

se obține

$$I_1 = -\frac{2}{\lambda} - \frac{2\mu^2}{3\lambda^3} \quad (\text{B.13})$$

Integrala I_2 se poate exprima cu ajutorul integralei I_1

$$I_2 = \frac{\lambda}{\mu} I_1 + \frac{1}{\mu^2} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} d\alpha.$$

Deci

$$I_2 = -\frac{2\mu}{3\lambda^2}. \quad (\text{B.14})$$

În mod analog, I_3 se exprimă cu ajutorul lui I_2

$$I_3 = \frac{\lambda}{\mu} I_2 + \frac{1}{\mu^3} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} (\lambda - \alpha) \, d\alpha.$$

Ultima integrală este nulă, deci

$$I_3 = -\frac{2}{3\lambda} \quad (\text{B.15})$$

Integrala I_4 poate fi adusă la forma următoare

$$I_4 = \frac{1}{2\mu^3} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} d\alpha + \frac{1}{2\mu} \left[\frac{\lambda^2 + 1}{\mu^2} - 1 \right] \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \frac{d\alpha}{\alpha^2 - 1} - \frac{\lambda}{\mu^3} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \frac{\alpha d\alpha}{\alpha^2 - 1}.$$

După câteva calcule elementare se obține

$$I_4 = \frac{1}{\mu^2} - \frac{1}{4\mu} \left[\frac{(\lambda + 1)^2}{\mu^2} - 1 \right] \ln \frac{\lambda + 1 + \mu}{\lambda + 1 - \mu} + \frac{1}{4\mu} \left[\frac{(\lambda - 1)^2}{\mu^2} - 1 \right] \ln \frac{\lambda - 1 + \mu}{\lambda - 1 - \mu}.$$

Ținând seamă de inegalitatea (B.10) și folosind formula (B.12), se obține final

$$I_4 = -\frac{2\lambda}{3(\lambda^2 - 1)} - \frac{\mu^2(3\lambda^2 + 1)}{3(\lambda^2 - 1)^3}. \quad (\text{B.16})$$

Integrala $I_5 = I_6$ se calculează în același mod

$$\begin{aligned} I_5 &= \frac{1}{2\mu^3} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \alpha d\alpha - \frac{\lambda}{\mu^3} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} d\alpha - \frac{\lambda}{\mu^3} \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \frac{d\alpha}{\alpha^2 - 1} + \frac{1}{2\mu} \left[\frac{\lambda^2 + 1}{\mu^2} - 1 \right] \int_{\lambda-\mu}^{\lambda+\mu} \frac{\alpha d\alpha}{\alpha^2 - 1} = \\ &= -\frac{1}{\mu^2} + \frac{1}{4\mu} \left[\frac{(\lambda + 1)^2}{\mu^2} - 1 \right] \ln \frac{\lambda + 1 + \mu}{\lambda + 1 - \mu} + \frac{1}{4\mu} \left[\frac{(\lambda - 1)^2}{\mu^2} - 1 \right] \ln \frac{\lambda - 1 + \mu}{\lambda - 1 - \mu}. \end{aligned}$$

În aceeași aproximație ca mai sus

$$I_5 = I_6 = -\frac{2\lambda}{3(\lambda^2 - 1)} - \frac{\mu^3\lambda(\lambda^2 + 3)}{3(\lambda^2 - 1)^3}. \quad (\text{B.17})$$

(Intrat în redacție la 7 septembrie 1973)

BIBLIOGRAFIE

1. Bhatnagar, P. L., Gross, E. P., Krook, M., Phys Rev, 94, 511, 1954
2. Clemmow, P. C., Dougherty, J. P., *Electrodynamics of Particles and Plasmas*, Reading, Massachusetts-Menlo Park, California, London-Don Mills, Ontario, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1969.
3. Khandpur, G. K., Varma, N. L., Physica, 63, 404, 1973.
4. Lebedev, N. N., *Funcții speciale și aplicațiile lor*, București, Ed. Tehnică, 1957
5. Suzuki, K., J. Phys Soc Japan, 22, 1454, 1967.

ТЕНЗОР ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

(Резюме)

Автор вычислил тензор электропроводности для гомогенной, бесконечной, слабоионизированной магнитоактивной плазмы. В кинетическом уравнении плазмы член столкновения имеет упрощенную форму, предложенную Батнагаром, Гроссом и Круксом. В заключение изучаются некоторые частные случаи.

LE TENSEUR DE LA CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE
D'UN PLASMA MAGNÉTOACTIF

(Résumé)

On calcule le tenseur de la conductivité électrique pour un plasma magnétoactif, homogène, infini, faiblement ionisé. Le terme de collision de l'équation cinétique a la forme simplifiée proposée par Bhatnagar, Gross et Krook. Finalement on étudie quelques cas particuliers.

DETERMINAREA UNOR PROPRIETĂȚI MOLECULARE ALE LICHIDELOR PRIN INTERMEDIUL MĂSURĂTORILOR ULTRASONICE

D. AUSLÄNDER, E. RUS, A. CIUPE, I. LENART

Legătura dintre compresibilitatea adiabatică și câmpurile de forțe intermoleculare a fost pusă în evidență prin variația lui β_{ad} cu temperatura, cu proprietățile structurale ale lichidului, respectiv cu concentrația în cazul amestecurilor și soluțiilor [1].

Cu excepția unor formule empirice (Prozorov) în care coeficienților nu li se poate atribui o semnificație fizică precisă, lipsește analiza cantitativă a corelației susamintite, situație care se justifică prin caracterul foarte complex al condițiilor care contribuie la stabilirea echilibrului și care impune efectuarea unor simplificări [2], [3].

Astfel, dacă se admite valabilitatea ecuației lui Van der Waals, din relațiile .

$$1/\beta_{ad} = V \left(\frac{\partial^2 U}{\partial V^2} \right)_s \quad \text{și} \quad c_{ad}^2 = \frac{1}{\rho \beta_{ad}} \quad (1)$$

unde :

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial V^2} \right)_s = - \chi \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T \quad (2)$$

se obține :

$$M \frac{c^2}{\chi V^2} dV = - dp \quad (3)$$

sau :

$$\int_{V_1}^{V_2} \frac{Mc^2}{\chi V^2} dV = p_1 - p_2 \quad (4)$$

care prin neglijarea presiunii externe, pentru un interval nu prea mare de temperatură permite să se scrie următoarea expresie a presiunii interne :

$$P_i = \frac{c^2 \rho}{2\chi} \quad (5)$$

Pe baza unor considerente termodinamice [4] s-a stabilit legătura dintre presiunea internă, tensiunea superficială (σ) și diametrul molecular (Φ):

$$P_i = \frac{\pi\sigma}{\Phi} \quad (6)$$

Din formulele (5) și (6) rezultă:

$$\Phi = 2\pi\chi \frac{\sigma}{\rho c^2} \quad (7)$$

Relațiile (5) și (7) pun în evidență caracterul structural al vitezei de propagare a ultrasunetului (c) și posibilitatea evaluării lui P_i și Φ din măsurători ultrasonice.

Considerînd pentru simplificare: $\chi = 1$, din determinările de densitate (ρ), tensiune superficială și viteză de propagare a ultrasunetului [5], [6], s-au calculat valorile presiunii interne și ale diametrelor particulelor în unele soluții apoase de cloruri alcaline [7] și alcalino-pămîntoase [8], la concentrații diferite, în intervalul de temperatură: 20°C–50°C.

Rezultatele se ilustrează prin intermediul soluțiilor de CaCl_2 și SrCl_2 , modificarea proprietăților cu temperatura și cu concentrația prezentînd analogii calitative la întreaga serie de soluții cercetate.

În fig. 1 și 2 pot fi urmărite variațiile lui P_i cu temperatura la diferite concentrații ale celor două soluții. Forma curbelor rezultă din suprapunerea

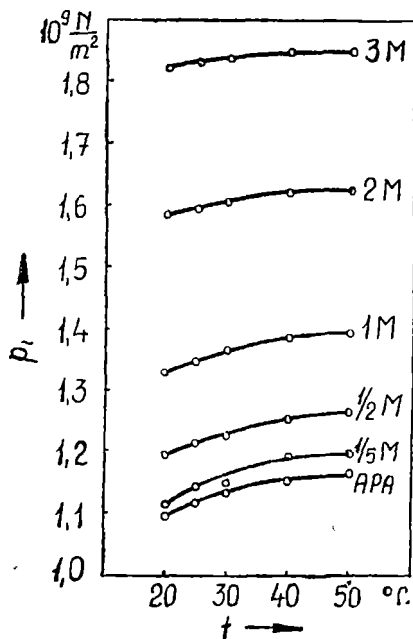


Fig. 1. Variația presiunii interne cu temperatura, pentru soluții de CaCl_2 de diferite concentrații

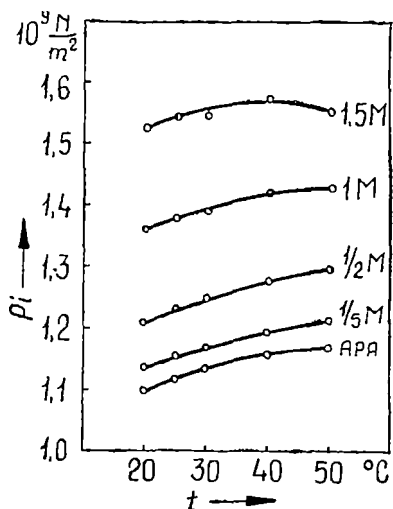


Fig. 2. Variația presiunii interne cu temperatura, pentru soluții de SrCl_2 de diferite concentrații.

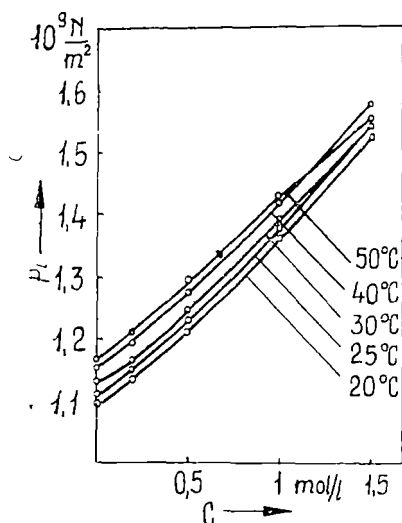


Fig. 3. Variația presiunii interne cu concentrația, în soluții de $CaCl_2$, pentru diferite temperaturi.

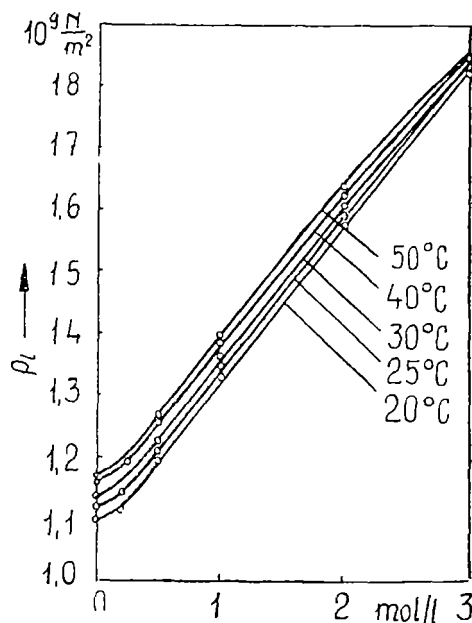


Fig. 4. Variația presiunii interne cu concentrația în soluțiile de $SrCl_2$, având ca parametru temperatura.

efectelor structurale și de dilatare ale agitației termice, primul acționând în sensul creșterii forțelor de atracție dintre molecule, al doilea în sens invers. Micșorarea gradientului de temperatură al presiunii interne cu creșterea concentrației și deplasarea valorii maxime în domeniul temperaturilor mai mici, este consecința intervenției ionilor asupra structurii solventului, ceea ce limitează contribuția respectivă a agitației termice.

Variația presiunii interne cu concentrația este prezentată în fig. 3 și 4 în soluțiile de $CaCl_2$ și $SrCl_2$.

Se constată o modificare aproximativ liniară, cu abateri pozitive în soluțiile de concentrații mici, care se accentuează cu scăderea de temperatură. Creșterea lui P_i rezultă din mărirea numerică a elementelor structurale prin dizolvarea sărurilor, cât și în urma creșterii concentrației de monomeri, mai ales la temperaturile scăzute și în soluțiile diluate, și a formării învelișurilor de hidratare.

Acest mecanism se atenuează cu creșterea de concentrație, când odată cu scăderea distanțelor intermoleculare, prin creșterea forțelor de respingere dintre molecule se instalează o presiune de repulsie, neglijată în formularea lui Van der Waals.

Astfel, presiunea internă este dată de:

$$P_i = P(\text{coeziune}) - P(\text{respingere}) \quad (8)$$

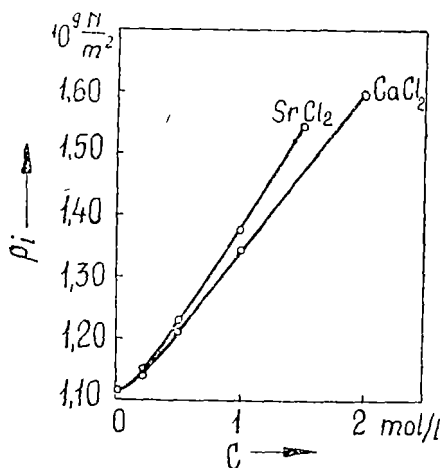


Fig 5. Diagramă comparativă a dependenței presiunii interne în funcție de concentrație în soluțiile de CaCl_2 și SrCl_2 , pentru temperatura de 25°C

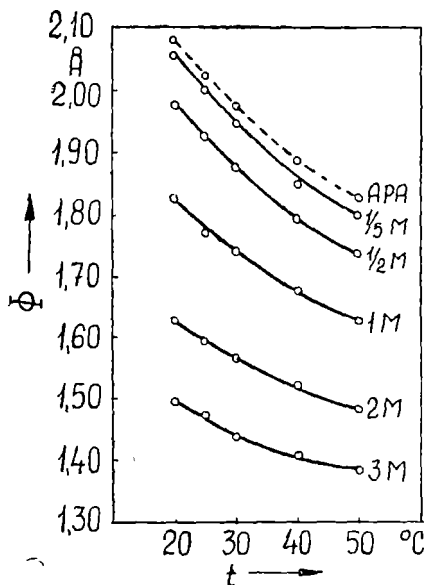


Fig. 6. Variația diametrului mediu în soluțiile de CaCl_2 de diferite concentrații în funcție de temperatură.

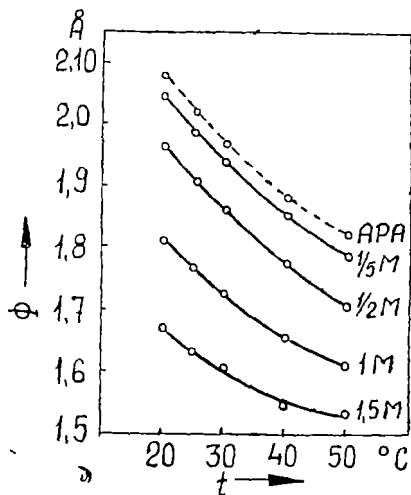


Fig 7. Variația diametrului mediu în soluțiile de SrCl_2 de diferite concentrații, în funcție de temperatură.

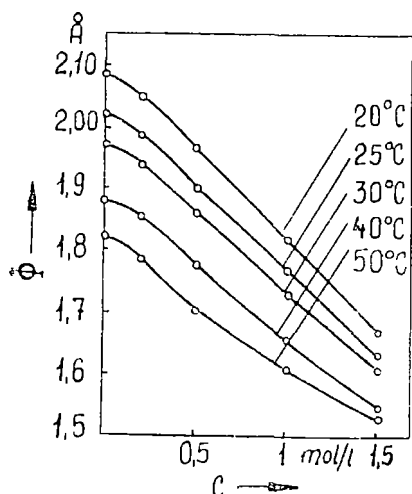


Fig. 8. Variația diametrului mediu în funcție de concentrație în soluțiile de CaCl_2 , pentru diferite temperaturi.

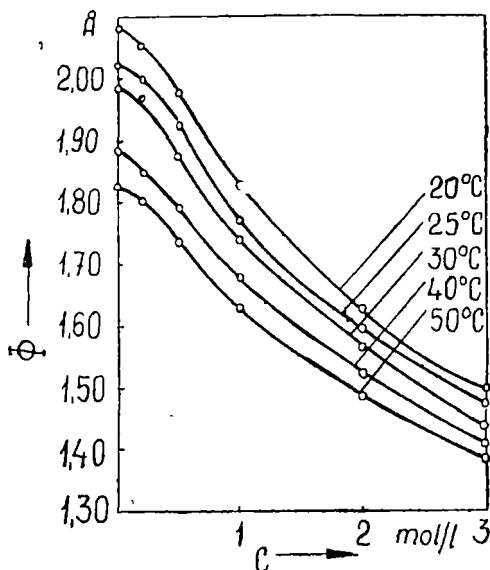


Fig. 9. Variația diametrului mediu cu concentrația în soluțiile de SrCl_2 , pentru diferite temperaturi.

Efectul cationilor, după cum se vede din fig. 5, se manifestă asupra presiunii interne în sensul creșterii diametrului ionului.

Diametrele medii ale componentelor moleculare din cele două soluții scad cu temperatura în domeniul explorat, la toate concentrațiile prezentate în graficele din fig. 6 și 7.

Creșterea de concentrație intervine în același sens, după cum se poate constata din fig. 8 și 9, prin modificarea distribuției diferitelor specii moleculare din soluție.

Concluzii. 1. Se constată creșterea presiunii interne și scăderea diametrului mediu al speciilor moleculare odată cu intensificarea agitației termice în domeniul de temperatură studiat (20–50°C).

2. Mărirea concentrației soluțiilor studiate duce la creșterea presiunii interne și la scăderea dimensiunii medii a speciilor moleculare prezente în soluție.

3. În ceea ce privește contribuția cationului prezent în soluție, pentru clorurile alcalino-pămîntoase se constată variația presiunii interne în același sens și a diametrului mediu în sens invers cu creșterea masei cationului.

BIBLIOGRAFIE

1. Auslander, D, Şerban, C., Macavei, I, *Mesures ultrasoniques dans les solutions aqueuses et organiques de LiCl*, Proc of 7th Int Congr. on Acoustics, Budapest, 1971, vol. 4, 25 U.10, 649-652.
2. Kudriavtsev, B. B., *Skorost zvuka v zhidkostiakh i fiziko-himicheskie svoystva zhidkостей*, J.F.H., 1954, XXVIII, n. 5, 930-933.
3. Melkonean, L. G., *Folosirea ultraacusticii la cercetarea substanţei*, sub reacţia lui H. F. Nozdrev, B. B. Kudriavtsev, Ed. MOPI, Moscova, 1956 (traducere din limba rusă).
4. Bărbulescu, N., *Contributions à l'étude des liquides*, Bulletin de la Société des Sciences de Cluj (Roumanie), VIII, juillet, 1936, 462-476.
5. Auslander, D, Oniţiu, I., *Despre viteza de propagare a ultrasunetelor în soluţiile apoase ale unor halogenuri (II) Clorurile metalelor alcaline*, Studia Univ Babeş-Bolyai Cluj, ser Physica, f 1, 1970, 81-86.
6. Auslander, D, Oniţiu, I., *Sur la vitesse de propagation des ultrasons dans les solutions aqueuses de quelques halogenes. IV Chlorures des métaux alcalino-terreux*, Acta Physica Scientiarum Hungaricae, T 30 (3), 1971, 253-258
7. Ausländer, D, Ciupe, A., Lenart, I., *Cercetări cu privire la unele proprietăţi moleculare ale lichidelor*, Caete de acustică, nr 13, Acad RSR, 1973
8. Auslander, D, Lenart, I, Rus, E, Ciupe, A., A IV-a Conferinţă Naţională de Acustică, Bucureşti, mai-iunie 1973

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ ПОСРЕДСТВОМ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

[(Резюме)]

Посредством ультразвуковых измерений скорости распространения авторы вычислили внутреннее давление в водных растворах щелочно-земельных хлоридов (CaCl_2 , SrCl_2). Авторы прослеживали зависимость внутреннего давления от концентрации в температурном интервале $20^\circ-50^\circ\text{C}$. Соотнеся на основе термодинамических соображений вычисленное внутреннее давление и экспериментально измеренное поверхностное натяжение, авторы определили средние диаметры молекулярных видов, присутствующих в смеси, устанавливая и их зависимость от концентрации и температуры.

DETERMINATION OF MOLECULAR PROPERTIES OF LIQUIDS
BY MEANS OF ULTRASONIC MEASUREMENTS

(Summary)

From the ultrasound velocity measurements the internal pressure in aqueous solutions of CaCl_2 and SrCl_2 was determined. The variation of the internal pressure with the concentration was investigated, in a temperature range between 20°C and 50°C .

Out of thermodynamic considerations the internal pressure was related to the measured surface tension. From these data the mean diameters of molecular species and their concentration and temperature dependence was determined.

ASUPRA VALABILITĂȚII FORMULEI STATISTICE PENTRU VÎSCOZITATEA LAMINARĂ A UNUI AMESTEC BINAR DENS

SPERANȚA COLDEA

1. **Introducere.** În anul 1967, L. A. Rott [1] a dedus o formulă statistică pentru coeficientul de vîscozitate laminară al unui fluid dens unicomponent, demonstrînd astfel dependența vîscozității η de mărimi fizice caracteristice fluidului considerat: greutatea moleculară M , temperatura absolută T , parametrii potențialului de interacție Lennard-Jones ϵ/k și σ . Formula dedusă în mod statistic pentru vîscozitatea η a unui gaz unicomponent la densitate mare este următoarea:

$$\eta \cong 0,733 \frac{\epsilon}{k} \frac{\sigma^6}{r_0^{10}} \sqrt{\frac{M}{T}} (10^{-5} P) \quad (1)$$

Rott a arătat de asemenea că această formulă (1) verifică foarte bine valorile experimentale măsurate pentru vîscozitate [1].

Într-o lucrare anterioară [2] am efectuat o generalizare a formulei statistice pentru vîscozitatea η , la cazul unui amestec binar dens. În acest caz vîscozitatea laminară dedusă în mod statistic are următoarea expresie:

$$\eta \cong 0,733 \left[\frac{\epsilon_{AB}}{k} \cdot \frac{\sigma_{AB}^6}{r_{om}^{10}} \left(N_A \sqrt{\frac{M_A}{T}} + N_B \sqrt{\frac{M_B}{T}} + \frac{\epsilon_{AA}}{k} \cdot \frac{\sigma_{AA}^6}{r_{oA}^{10}} \cdot N_A \sqrt{\frac{M_A}{T}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\epsilon_{BB}}{k} \cdot \frac{\sigma_{BB}^6}{r_{oB}^{10}} \cdot N_B \sqrt{\frac{M_B}{T}} \right] (10^{-5} P) \quad (2)$$

unde $\frac{\epsilon_{AA}}{k}$, $\frac{\epsilon_{BB}}{k}$, σ_{AA} și σ_{BB} sînt parametrii potențialului Lennard-Jones pentru cele două fluide pure A și B din amestec, $\frac{\epsilon_{AB}}{k}$ și σ_{AB} fiind parametrii potențialului de interacție dintre moleculele A și B de specii diferite; r_{oA} și r_{oB} reprezintă razele moleculare ale celor două componente A și B ale amestecului, iar r_{om} este valoarea medie a acestora.

Pentru a calcula efectiv mărimea vîscozității η se folosește următoarea aproximație: se iau în loc de parametri $\frac{\epsilon_{AB}}{h}$ și σ_{AB} , valorile medii $\frac{\epsilon_m}{h}$ și σ_m ale parametrilor potențialului. N_A și N_B reprezintă concentrațiile componentelor A și B în amestecul binar considerat [2] ($N_A = n_A/N$ și $N_B = n_B/N$, $N = n_A + n_B$ fiind numărul total de molecule din fluid) și M_A , M_B sînt greutatea moleculare ale acestora. Factorul ($10^{-5} P$) indică ordinul de mărime al vîscozității unui amestec binar dens, măsurată în Poise ($1 P = 1 \text{ g/cm}\cdot\text{sec}$).

S-a demonstrat într-o altă lucrare anterioară [3] că în cazul unui amestec binar izotopic formula teoretică (2) se simplifică, avînd următoarea expresie:

$$\eta \cong 0,733 \frac{\epsilon_m}{h} \cdot \frac{\sigma_m^8}{r_{om}^{10}} \cdot \left(N_A \sqrt{\frac{M_A}{T}} + N_B \sqrt{\frac{M_B}{T}} \right) (10^{-5} P) \quad (3)$$

Scopul acestei lucrări este de a verifica valabilitatea acestor formule statistice (2) și (3). Se înlocuiesc valorile concrete ale mărimilor fizice ce intervin în expresiile vîscozității η pentru diferite cazuri particulare și se compară rezultatele calculate teoretic cu rezultatele măsurate experimental. În § 2 se dă calculul valorilor vîscozității η cu ajutorul formulei statistice (2), iar în § 3 sînt date rezultatele obținute prin calcul din relația (3) pentru vîscozitatea unui amestec izotopic. În ambele cazuri se face atît o comparație cu valorile obținute experimental pentru vîscozitatea η a unor amestecuri particulare considerate, cît și cu valorile teoretic calculate pe baza formulei generale a lui Sutherland [7]. § 4 conține concluziile asupra rezultatelor obținute în § 2 și 3. Sînt calculate și erorile pe care le dau formulele statistice față de rezultatele experimentale (se calculează abaterile relative). În acest mod se poate verifica corectitudinea demonstrației făcute pentru expresiile (2) și (3), precum și a aproximațiilor folosite pentru a obține aceste expresii.

2 Calculul valorilor vîscozității η cu ajutorul formulei (2). Pentru a compara rezultatele calculate teoretic cu cele experimentale existente, ne bazăm pe date întabelate asupra vîscozității laminare ale unor amestecuri binare dense [4]—[5]. Sînt considerate mai multe cazuri particulare de amestecuri binare de gaze la densitate mare, ținîndu-se cont de datele existente referitoare la mărimile razelor moleculare ale diferitor gaze, la diferite temperaturi [1].

În fiecare caz considerat, se compară rezultatele calculate teoretic pe baza formulei statistice și cu valoarea obținută prin calcul pe baza formulei generale a vîscozității unui amestec binar de gaze, dată de Sutherland [6]—[8]:

$$\eta_{12} = \frac{\eta_1}{1 + \frac{N_B}{N_A} \cdot A_1} + \frac{\eta_2}{1 + \frac{N_A}{N_B} \cdot A_2} \quad (4)$$

unde η_1 și η_2 sînt vîscozitățile laminare ale celor două componente ale amestecului, considerate în stare pură și la aceeași temperatură ca și amestecul N_A și N_B sînt concentrațiile componentelor A și B , iar A_1 și A_2 reprezintă două constante, care sînt caracteristice fiecărui amestec considerat și care au fost calculate [9] Atît datele folosite pentru evaluarea vîscozității η pe baza formulelor statistice, cît și rezultatele obținute prin calcul și valorile experimentale vor fi date sub formă de tabele (tab 1—4)

Pentru calcularea vîscozității η a unui amestec binar dens, pe baza formulei (2) obținută în mod teoretic și comparația cu datele experimentale, s-au ales amestecuri binare de gaze foarte dense și la temperaturi coborîte (la densitate lichidă), pentru a căror componente se cunosc razele moleculare la anumite temperaturi (și alte mărimi fizice necesare): amestecul de azot cu oxid de carbon și un amestec de azot cu oxigen (la diferite concentrații ale componentelor). Se consideră diferite temperaturi pentru același amestec și la aceleași concentrații ale componentelor.

3 Calculul vîscozității laminare a unui amestec binar izotopic. În cazul unui amestec izotopic, formula statistică (2), dedusă pentru vîscozitatea laminară a unui amestec binar dens, se reduce la formula simplificată dată de relația (3). Pentru a verifica valabilitatea formulei statistice (3) s-a ales cazul amestecului izotopic de hidrogen-deuteriu, la două temperaturi diferite și diferite concentrații ale celor două componente ale amestecului. Datele cu care s-a lucrat, rezultatele calculate pentru vîscozitate cu formula (3) și respectiv cu formula lui Sutherland (4), precum și valorile experimentale pentru η sînt date mai jos sub formă de tabele (tab. 5—8).

4. Concluzii. Comparînd datele experimentale existente despre vîscozitatea laminară a unui amestec binar dens cu valorile obținute din calcul, pe baza formulelor (2) și (3), se observă că se obține o bună concordanță între valorile experimentale și cele obținute teoretic pentru η . Nu numai că formulele (2) și (3) deduse în mod statistic dau ordinul de mărime corect al vîscozității unui amestec binar dens (în 10^{-5} P pentru cazul general și în 10^{-6} P pentru cazul unui amestec izotopic), dar și valorile numerice obținute cu ajutorul teoriei considerate [2]—[3] sînt destul de apropiate de valorile experimentale. Pentru a putea exprima în procente abaterea teoriei statistice a vîscozității față de experiență, s-au calculat valorile $\Delta\eta = \eta_{\text{stat}} - \eta_{\text{exp}}$ pentru toate cazurile de amestecuri binare considerate și abaterile relative $\delta\eta = \Delta\eta/\eta_{\text{exp}}$. Aceste valori sînt date în tabelele 9 și 10.

Se observă că formulele (2) și (3) dau valori pentru η ce se abat între 0,4% și 24% față de valorile experimentale corespunzătoare. Trebuie însă să se țină cont de faptul că unele din valorile constantelor folosite la calculul vîscozității din formulele (2) și (3) (raze moleculare r_0 , parametrii ϵ/k și σ ai potențialului de interacție) nu sînt exacte ci au fost obținute prin interpolări sau medieri ale unor constante date în bibliografie. De asemenea la efectuarea calculelor s-a lucrat doar cu trei zecimale, făcîndu-se unele rotunjiri de cifre. De aceea în unele din cazurile considerate abaterile relative obținute sînt mai mari decît în realitate.

a) Amestec binar de 25% a

$T(^{\circ}\text{K})$	$r_{oA}^{(10)}(\text{\AA})$	$r_{oB}^{(10)}(\text{\AA})$	$r_{om}^{(10)}(\text{\AA})$	$\varepsilon_{AA}/k(^{\circ}\text{K})$ (11)-(12)	$\varepsilon_{BB}/k(^{\circ}\text{K})$ (11)-(12)	$\varepsilon_m/k(^{\circ}\text{K})$	$\sigma_{AA}(\text{\AA})$ (11)-(12)
76,4	2,415	2,855	2,635	88,57	100	94,285	3,71
111,6	2,63	2,85	2,74	88,57	100	94,285	3,71
83	2,456	2,85	2,653	88,57	100	94,285	3,71

b) Amestec binar de 68,7% a

$T(^{\circ}\text{K})$	$r_{oA}^{(10)}(\text{\AA})$	$r_{oB}^{(10)}(\text{\AA})$	$r_{om}(\text{\AA})$	$\varepsilon_{AA}/k(^{\circ}\text{K})$ (11)-(12)	$\varepsilon_{BB}/k(^{\circ}\text{K})$ (11)-(12)	$\varepsilon_m/k(^{\circ}\text{K})$
81	2,443	3,12	2,78	90,58	100	95
111,6	2,63	2,918	2,774	88,57	100	94,285

c) Amestec binar de 45,1% a

$T(^{\circ}\text{K})$	$r_{oA}^{(10)}(\text{\AA})$	$r_{oB}^{(10)}(\text{\AA})$	$r_{om}(\text{\AA})$	$\varepsilon_{AA}/k(^{\circ}\text{K})$ (11)-(12)	$\varepsilon_{BB}/k(^{\circ}\text{K})$ (11)-(12)	$\varepsilon_m/k(^{\circ}\text{K})$ (11)-(12)	$\sigma_{AA}(\text{\AA})$ (11)-(12)	$\sigma_{BB}(\text{\AA})$ (11)-(12)
77,2	2,463	2,949	2,706	88,57	100	94,285	3,71	3,7
83	2,456	3,22	2,84	88,57	100	94,285	3,71	3,7
111,6	2,63	2,918	2,774	88,57	100	94,285	3,71	3,7
83	2,45	3,085	2,77	88,57	100	94,285	3,71	3,7

d) Amestec de 40

$T(^{\circ}\text{K})$	$r_{oA}(\text{\AA})^{(10)}$	$r_{oB}(\text{\AA})^{(10)}$	$r_{om}(\text{\AA})$	$\varepsilon_{AA}/k(^{\circ}\text{K})(11)$	$\varepsilon_{BB}/k(^{\circ}\text{K})(11)$	$\varepsilon_m/k(^{\circ}\text{K})$	$\sigma_{AA}(\text{\AA})(11)$
68,4	2,368 2,37	2,58 2,6	2,5	95,5	117,5	106,28	3,69 3,7
76,8	2,419	2,76	2,59	95,5	117,5	106,28	3,7
70,2	2,385	2,7	2,548	95,5	117,5	106,28	3,7

Tabel 1

74,8% oxid de carbon

$BB(\text{Å})$ (1)-(12)	$\sigma_m(\text{Å})$	$M_A^{(5)}$	$M_B^{(5)}$	N_A	N_B	$\eta(12)$ calculat cu rel. (4)	η calculat cu rel (2)	(13)-(15) η experim.
3,7	3,7	28,016	28	0,252	0,748	175,74 ($10^{-5}P$)	176,7 ($10^{-5}P$)	183 ($10^{-5}P$)
3,7	3,7	28,016	28	0,252	0,748	93 ($10^{-5}P$)	81,5 ($10^{-5}P$)	80 ($10^{-5}P$)
3,7	3,7	28,016	28	0,252	0,748	161 ($10^{-5}P$)	144 ($10^{-5}P$)	151 ($10^{-5}P$)

Tabel 2

31,3% oxid de carbon

$\sigma_{AA}(\text{Å})$ (11)-(12)	$\sigma_{BB}(\text{Å})$ (11)-(12)	$\sigma_m(\text{Å})$	$M_A^{(5)}$	$M_B^{(5)}$	N_A	N_B	$\eta(12)$ calc cu rel (4)	η calc cu rel. (2)	(13)-(15) η exp
3,71	3,7	3,7	28,016	28	0,687	0,313	167 ($10^{-5}P$)	180,5 ($10^{-5}P$)	153 ($10^{-5}P$)
3,71	3,7	3,7	28,016	28	0,687	0,313	82,25 ($10^{-5}P$)	102 ($10^{-5}P$)	84 ($10^{-5}P$)

Tabel 3

54,9% oxid de carbon

$\sigma_m(\text{Å})$	$M_A^{(5)}$	$M_B^{(5)}$	N_A	N_B	$\eta(12)$ calculat cu rel (4)	η calculat cu rel (2)	(13)-(15) η experimental
3,7	28,016	28	0,451	0,549	175,5 ($10^{-5}P$)	170 ($10^{-5}P$)	171 ($10^{-5}P$)
3,7	28,016	28	0,451	0,549	155 ($10^{-5}P$)	110,5 ($10^{-5}P$)	147 ($10^{-5}P$)
3,7	28,016	28	0,451	0,549	88,27 ($10^{-5}P$)	93,16 ($10^{-5}P$)	86 ($10^{-5}P$)
3,7	28,016	28	0,451	0,549	155 ($10^{-5}P$)	123 ($10^{-5}P$)	147 ($10^{-5}P$)

Tabel 4

tot și 60% oxigen

$BB(\text{Å})^{(11)}$	$\sigma_m(\text{Å})$	N_A	N_B	M_A	M_B	$\eta_{(12)}$ calculat cu rel (4)	η calculat cu rel (2)	$\eta_{\text{exp}}^{(13)-(15)}$
3,6	3,64	0,4	0,6	28,16	32	359,7 ($10^{-5}P$)	355,5 ($10^{-5}P$)	354 ($10^{-5}P$)
3,6	3,64	0,4	0,6	28,16	32	246 ($10^{-5}P$)	233,5 ($10^{-5}P$)	299 ($10^{-5}P$)
3,6	3,64	0,4	0,6	28,16	32	314,2 ($10^{-5}P$)	291,72 ($10^{-5}P$)	319 ($10^{-5}P$)

Tabel 5

a) Amestec binar de 20% hidrogen și 80% deuteriu

$T(^{\circ}\text{K})$	$r_{om}^{(10), (16)} (\text{\AA})$	$\varepsilon_{m/k}^{(11)}$ ($^{\circ}\text{K}$)	$\sigma_m^{(11), (18)}$ (\AA)	N_A	N_B	$M_A^{(12)}$	$M_B^{(12)}$	$\eta^{(12)}$ calc cu rel (3)	η cal cu rel (4)	η experimental (17)
18,8	2,228	37	2,928	0,2	0,8	2,016	4,029	379,7 (10^{-6}P)	381 (10^{-6}P)	360 (10^{-6}P)
20,4	2,243	38,65	2,958	0,2	0,8	2,016	4,029	216 (10^{-6}P)	313 (10^{-6}P)	303 (10^{-6}P)

Tabel 6

b) Amestec binar de 80% hidrogen și 20% deuteriu

$T(^{\circ}\text{K})$	$r_{om}(\text{\AA})$ (10), (16)	$\varepsilon_{m/k}(\text{K})$ (11), (20), (26)	$\sigma_m(\text{\AA})$ (11), (20), (26)	N_A	N_B	$M_A^{(12)}$	$M_B^{(12)}$	$\eta^{(12)}$ calc cu rel (3)	η calc cu rel (4)	η experimental (17)
20,4	2,243	38,65	2,931	0,8	0,2	2,016	4,029	178 (10^{-6}P)	177 (10^{-6}P)	160 (10^{-6}P)
18,8	2,228	38,65	2,958	0,8	0,2	2,016	4,029	193 (10^{-6}P)	188,4 (10^{-6}P)	184 (10^{-6}P)
18,8	2,228	38,65	2,930	0,8	0,2	2,016	4,029	178 (10^{-6}P)	188,4 (10^{-6}P)	184 (10^{-6}P)

Tabel 7

c) Amestec binar de 60% hidrogen și 40% deuteriu

$T(^{\circ}\text{K})$	$r_{om}(\text{\AA})$ (10), (16)	$\varepsilon_{m/k}(\text{K})$ (11), (20), (26)	$\sigma_m(\text{\AA})$ (11), (20), (26)	N_A	N_B	$M_A^{(12)}$	$M_B^{(12)}$	$\eta^{(12)}$ calc cu rel (3)	η calc cu rel (4)	η exp. (17)
20,4	2,243	3,868	2,958	0,6	0,4	2,016	4,029	181 (10^{-6}P)	220 (10^{-6}P)	200 (10^{-6}P)
18,8	2,228	38,65	2,958	0,6	0,4	2,016	4,029	208 (10^{-6}P)	268,7 (10^{-6}P)	230 (10^{-6}P)

Tabel 8

d) Amestec binar de 40% hidrogen și 60% deuteriu

$T(^{\circ}\text{K})$	$r_{om}(\text{\AA})$ (10), (16)	$\varepsilon_{m/k}(\text{K})$ (11), (20), (26)	$\sigma_m(\text{\AA})$ (11), (20), (26)	N_A	N_B	$M_A^{(12)}$	$M_B^{(12)}$	$\eta^{(12)}$ calc cu rel (3)	η calc cu rel (4)	η exp (17)
20,4	2,243	38,65	2,958	0,4	0,6	2,016	4,029	203 (10^{-6}P)	269,8 (10^{-6}P)	248 (10^{-6}P)
18,8	2,228	38,65	2,958	0,4	0,6	2,016	4,029	223 (10^{-6}P)	325 (10^{-6}P)	290 (10^{-6}P)

Tabel 9

Cazul general — formula statistică (2)

Amestecul considerat	$\Delta\eta$	$\Delta\eta_{12}$	$\delta\eta$	$\delta\eta_{12}$	(în %)
a)	7,26	1	0,0386	0,0056	3,96%
	1,5	11,5	0,0082	12,4%	0,82%
	7	17	0,038	10,5%	3,8%
b)	27,5	13,5	0,179	8%	17,9%
	18	19,75	0,21	24%	21%
c)	1	5,5	0,0058	31,3%	0,58%
	7,16	4,89	0,083	5,5%	8,3%
	24	32	0,163	20,6%	16,3%
	36,5	44,5	0,24	28,7%	24%
d)	1,5	4,2	0,0042	1,16%	0,42%
	4,5	12,5	0,02	5,1%	2%
	27,3	22,2	0,086	7%	8,6%

Tabel 10

Cazul amestecului izotope — formula statistică (3)

Amestecul considerat	$\Delta\eta$	$\Delta\eta_{12}$	$\delta\eta$	$\delta\eta_{12}$	$\delta\eta$ (în %)
a)	19,7	1,3	0,055	0,0034	5,5%
b)	18	1	0,112	0,56%	11,2%
	6	10,4	0,033	5,5%	3,3%
	9	4,6	0,049	2,44%	4,9%
c)	19	39	0,095	17,7%	9,5%
	22	60,7	0,096	22%	9,6%
d)	45	66,8	0,18	24%	18%
	67	102	0,23	31%	23%

(Intrat în redacție la 18 aprilie 1973)

În acest mod însă a fost demonstrată valabilitatea formulelor statistice (2) și (3), deduse anterior pentru vîscozitatea laminară a unor amestecuri binare de fluide dense, precum și domeniul în care aceste formule sînt valabile (la densități mari și temperaturi foarte coborîte, la care gazele sînt în stare lichidă).

BIBLIOGRAFIE

1 L. A. Rott, *Primenenie ultraakustiki k issledovanuu veščestva*, Ucenie Zapiski, Mosk. Oblastn Pedag Inst, XXII, Moscova, 1967, 114.
 2 S. Coldea, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Ser. Physica f* 1, 1972, 81
 3. S. Coldea, *Stud. Cerc. Fiz*, 5, nr 24, 1972, 643.

- 4 Landolt-Bornstein, *Tabele Transport-phenomene I*, Band II, Teil 5, 1969.
5. I. F. Golubev, *Viazkosti gazov i gazovih smeser*, Fizmatgiz, Moscova, 1959.
6. Vezi bibl. 5, p 322
7. B. Sutherland, *Phil. Mag*, **40**, 1895, 421.
8. M. Thiesen, *Verhand deut. phys Ges.*, **4**, 1902, 348
9. Vezi bibl 5, tabel 90, p 325
10. Vezi bibl 1, tabel 2, p 119. Valorile pentru ν_{0A} și ν_{0B} folosite sînt medii sau valori interpolate ale datelor din tabel

О СПРАВЕДЛИВОСТИ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЛАМИНАРНОЙ ВЯЗКОСТИ ПЛОТНОЙ ДВОЙНОЙ СМЕСИ

(Резюме)

Автор ставит перед собой цель проверить справедливость статистических формул, полученных для ламинарной вязкости, по сравнению с другим теоретическим выражением, использованным для вычисления этого коэффициента транспорта — в случае двойной смеси плотных газов, — а также с экспериментальными результатами, известными в этом случае. Автор пришел к выводу, что данные, вычисленные на основе статистических формул, находятся в хорошем согласии с формулой Сатерленда, а также с экспериментальными данными для ламинарной вязкости двойной смеси газов с большой плотностью при низких температурах — газов, находящихся в жидком состоянии.

ON THE VALIDITY OF THE STATISTICAL FORMULAE FOR THE SHEAR VISCOSITY IN A DENSE BINARY MIXTURE

(Summary)

The purpose of this paper is to verify the validity of the statistical formulae for the shear viscosity, by comparing them with another theoretical expression for the same transport coefficient, as well as with the experimental results — in the case of a dense binary mixture. We have found that the theoretical data are in good agreement with the Sutherland formula as well as with the experimental data — for the very dense gases, which are in liquid state (at low temperatures).

UNELE ASPECTE PRIVIND BOBINELE NELINIARE COMANDATE*

E. SIMION și GH. MÎNDRU

1. Introducere. Literatura de specialitate [1], [2] indică două variante posibile de comandă a bobinelor neliniare și anume: comanda longitudinală, în cazul în care cîmpul magnetic continuu de comandă H_c are aceeași direcție cu cîmpul magnetic alternativ de lucru H_{\sim} (fig. 1. a), și comanda ortogonală, în cazul cînd cîmpul de comandă are direcția perpendiculară pe cîmpul de lucru (fig. 1. b).

Aceste două variante nu sînt însă suficiente pentru a caracteriza complet funcționarea bobinei neliniare comandate.

În lucrarea de față se introduc noțiunile de „comandă în circuit magnetic închis, sau comandă prin cîmp magnetic” și „comandă în circuit magnetic deschis, sau comandă prin inducție magnetică”. Fiecare din aceste moduri de comandă poate avea variantele: comandă longitudinală sau comandă ortogonală.

Modul de comandă (prin cîmp sau prin inducție) conduce la deosebiri calitative esențiale, referitoare la familia caracteristicilor de lucru a bobinei neliniare comandate, pe cînd variantele de comandă longitudinală sau ortogonală conduc numai la unele deosebiri cantitative.

Pentru explicarea fenomenului, vom folosi următoarele două ipoteze simplificatoare:

a) Miezul magnetic se consideră izotrop.

b) Caracteristica de magnetizare a miezului se consi-

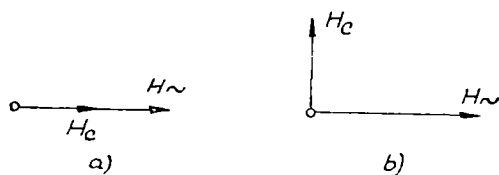


Fig 1.

* Lucrarea a fost comunicată la Sesiunea științifică a cadrelor didactice din Institutul Politehnic Cluj din 1-2 aprilie 1971.

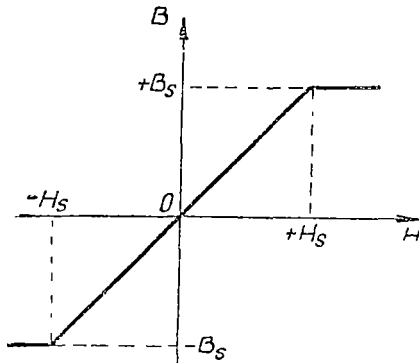


Fig 2.

deră ca în fig 2 și se aproximează pe porțiunea nesaturată cu ecuația :

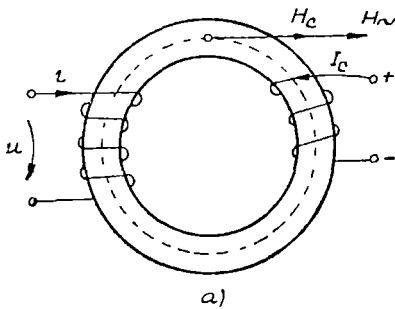
$$B = \mu_s H ; \quad (1)$$

unde

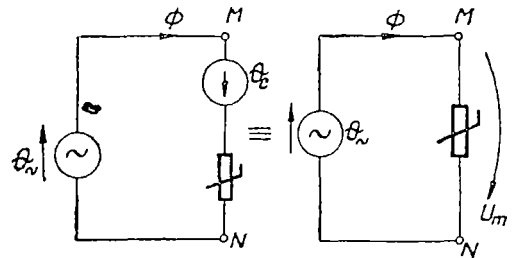
$$\mu_s = \frac{B_s}{H_s}$$

2. Comanda prin cîmp magnetic longitudinal. În fig. 3.a se dă un exemplu de comandă prin cîmp magnetic longitudinal, iar în fig. 3 b se dă schema electrică echivalentă.

În schema electrică echivalentă, la-



a)



b)

c)

Fig 3

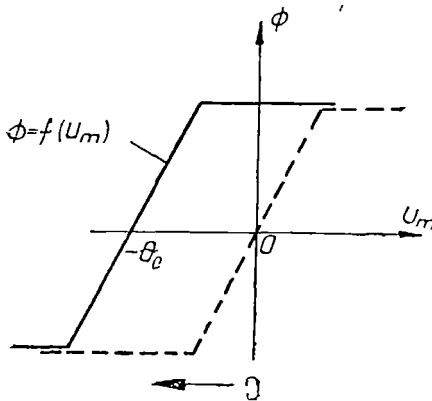


Fig 4

tura activă MN se poate înlocui cu un element neliniar avînd caracteristica $\Phi = f(U_m)$ deplasată cu cantitatea θ_c în sens opus solenației de comandă (fig 4)

Deci, bobina neliniară comandată prin cîmp magnetic longitudinal se comportă ca o simplă bobină neliniară necomandată (fig 3.c) care ar avea caracteristica reprezentată prin curba $\Phi = f(U_m)$ din fig. 4.

Bobina neliniară comandată prin cîmp magnetic longitudinal, în contra-timp (fig. 5.a), are schema electrică echivalentă dată în fig 5.b.

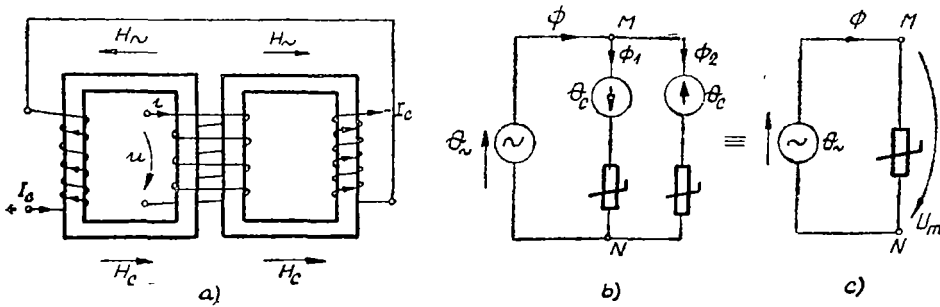


Fig. 5

Laturile active care conțin solenaiile de comandă se înlocuiesc cu câte un element neliniar avînd fiecare caracteristica $\varnothing_1 = f_1(U_m)$ și respectiv $\varnothing_2 = f_2(U_m)$ (fig. 6).

Conectarea în paralel a acestor laturi conduce la schema echivalentă din fig. 5.c, în care elementul neliniar are caracteristica $\varnothing = f(U_m)$, obținută prin adunarea algebrică a fluxurilor magnetice ale celor două laturi, conform teoremei întâi a lui Kirchoff aplicată nodului M

$$\varnothing = \varnothing_1 + \varnothing_2 \quad (2)$$

Această bobină se comportă deci ca o bobină necomandată care ar avea caracteristica $\varnothing = f(U_m)$ dată în fig. 6.

Pe figură mai este reprezentată și funcția $\varnothing_1 - \varnothing_2 = f_3(U_m)$.

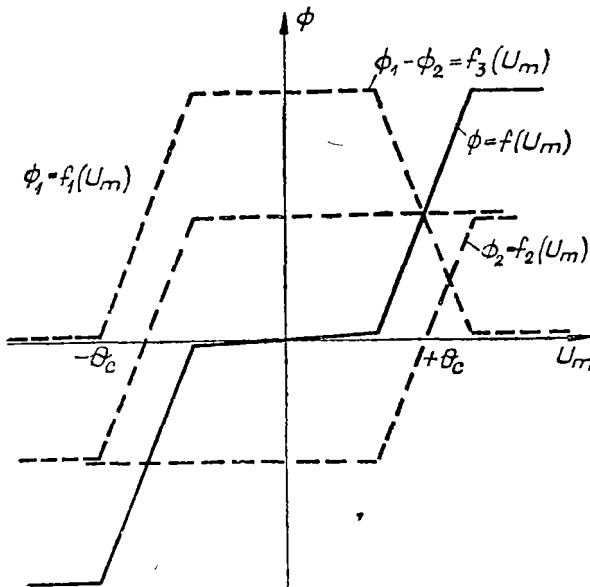


Fig. 6

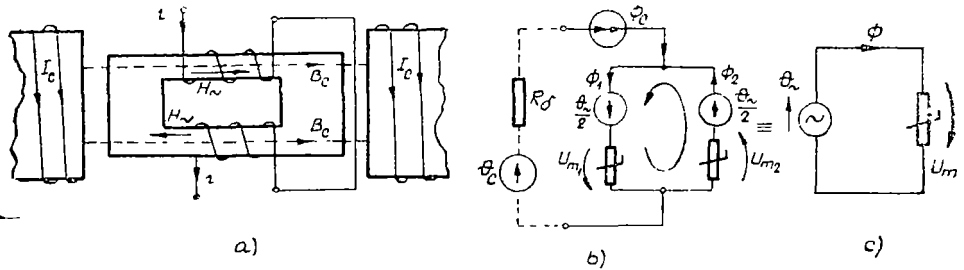


Fig 7

3. Comanda prin inducție magnetică longitudinală (fig. 7). Circuitul de comandă este deschis. Datorită prezenței întrefierului de valoare mare, inducția magnetică de comandă nu este influențată de prezența probei supuse magnetizării. Din acest motiv, în schema electrică echivalentă, fluxul magnetic de comandă poate fi asimilat cu curentul unui generator echivalent de curent.

Schema electrică echivalentă a circuitului magnetic din fig. 7.a este dată în fig. 7.b.

Scriind teoremele lui Kirchhoff se obțin relațiile:

$$\Phi_1 = \Phi_2 + \Phi_c \quad (3)$$

$$\theta = U_{m1}(\Phi_1) + U_{m2}(\Phi_2) \quad (4)$$

Ținând cont de simetria montajului, relația (3) ne permite să construim curbele $\Phi_1 = f_1(U_{m1})$ și $\Phi_2 = f_2(U_{m2})$, iar relația (4) ne dă caracteristica rezultantă a circuitului de lucru (curba $\Phi = f(U_m)$ din fig. 8). Astfel de bobină poate fi considerată ca o bobină necomandată (schema electrică echivalentă dată în fig. 7.c), având caracteristica $\Phi = f(U_m)$ din fig. 8.

Pe această figură mai este reprezentată și funcția

$$\Phi_1 - \Phi_2 = f_3(U_m) = \Phi_c$$

4. Comanda prin cîmp magnetic ortogonal. Realizarea practică a unui circuit magnetic comandat prin cîmp magnetic ortogonal este mai dificilă. Un exemplu de realizare este dat în fig. 9. Circuitul magnetic de comandă este închis (fără întrefier), iar compunerea cîmpurilor se face geometric (vezi fig. 1.b).

Explicarea fenomenelor care au loc în miez se poate face pe baza ipotezelor simplificatoare de la paragraful 1.

Se consideră într-un punct din miez mărimile de stare ale cîmpului magnetic B și H coliniare (material izotrop), avînd dependența din fig. 2 și relația (1).

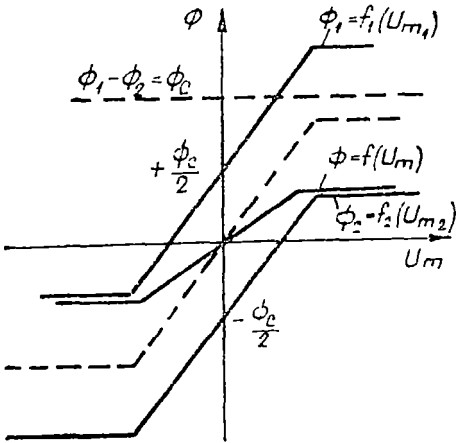


Fig. 8.

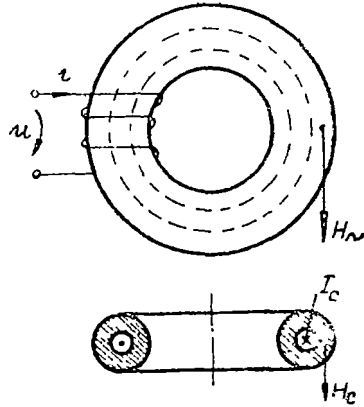


Fig. 9.

Cîmpul magnetic de lucru H_w se consideră după axa O_x , iar cîmpul de comandă H_c după axa O_y (fig. 10). Compunerea în cuadratură a acestor cîmpuri conduce la valoarea rezultantă

$$H = \sqrt{H_c^2 + H_w^2} \tag{5}$$

Pentru valori mici ale cîmpului de lucru

$$H_w < H_{cr} = \sqrt{H_s^2 - H_c^2}, \tag{6}$$

care compus cu cîmpul de comandă nu saturează miezul magnetic, componenta de lucru a inducției magnetice B se păstrează proporțională cu cîmpul magnetic alternativ (fig. 10.a), iar componenta B_y rămîne neschimbată.

În această situație există relațiile

$$\frac{B_y}{H_c} = \frac{B_w}{H_w} = \frac{B}{H} = \mu_i \tag{7}$$

și bobina funcționează pe zona nesaturată a caracteristicii naturale din fig. 2.

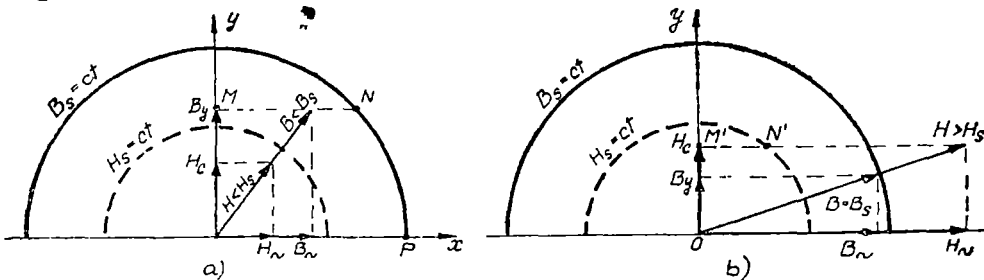


Fig. 10.

Pentru valori ale cîmpului magnetic de lucru mai mari decît $H_{\sim cr}$, inducția magnetică rezultantă ajunge la valoarea de saturație B_s , modulul ei nu mai crește odată cu cîmpul de lucru însă își schimbă direcția, rămî-
nînd tot timpul coliniară cu intensitatea cîmpului magnetic rezultant, calculat cu relația (5). O astfel de situație este ilustrată în fig. 10.b

Componentele inducției magnetice vor fi date în acest caz de relațiile

$$B_x = B_{\sim} = B_s \frac{H_{\sim}}{\sqrt{H_c^2 + H_{\sim}^2}} \quad (8)$$

$$B_y = B_s \frac{H_c}{\sqrt{H_c^2 + H_{\sim}^2}} \quad (9)$$

Vîrful vectorului H se deplasează deci pe dreapta $M'N'$ paralelă cu axa O_x , la distanța H_c , indiferent de valoarea cîmpului de lucru H_{\sim} .

Vîrful vectorului B se deplasează pe dreapta $M'N'$ pînă ce cîmpul de lucru ajunge la valoarea $H_{\sim} = H_{\sim cr}$, apoi se deplasează pe arcul de cerc NP de rază $R = B_s$.

În fig. 11 sînt reprezentate curbele $B_{\sim} = f_1(H_{\sim})$ și $B_y = f_2(H_{\sim})$, atît pentru valori mari ale cîmpului alternativ ($H_{\sim} > H_{\sim cr}$), unde sînt valabile relațiile (8) și (9), cît și pentru valori mici ($H_{\sim} < H_{\sim cr}$) ale sale, unde bobina funcționează pe caracteristica naturală $B = f(H)$.

Caracteristica $B_{\sim} = f_1(H_{\sim})$ se poate considera că provine din supra-punerea unui cîmp magnetic, numit cîmp de comandă redus H'_c , peste caracteristica naturală a bobinei (fig. 12). Acest cîmp de comandă redus H'_c ar urma să acționeze în direcție longitudinală și în sens contrar solenai-
ției de lucru.

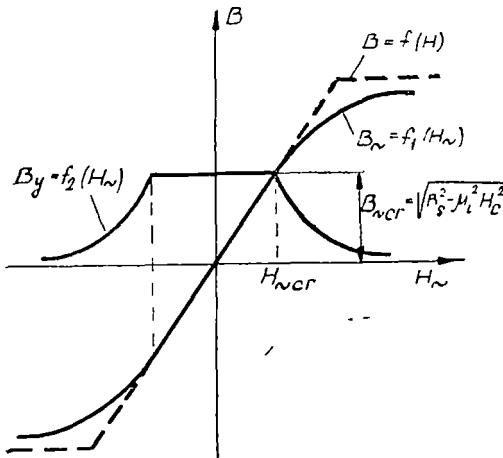


Fig. 11.

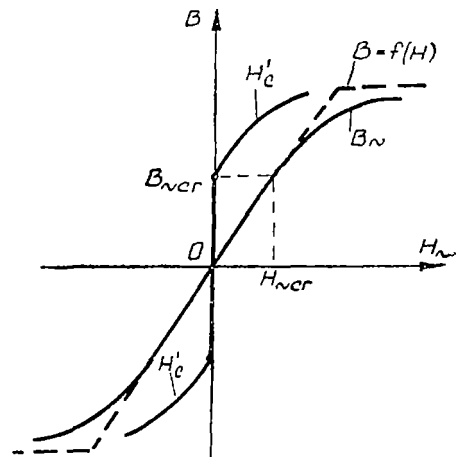


Fig. 12.

Valoarea sa este

$$H'_c = H_{\sim} \left(1 - \frac{H_s}{\sqrt{H_c^2 + H_{\sim}^2}} \right), \quad (10)$$

deci depinde de: cîmpul de comandă ortogonal H_c , cîmpul de saturație H_s și cîmpul alternativ de lucru H_{\sim} .

Relația (10) este valabilă numai pentru $H_{\sim} > H_{\sim cr}$.

Astfel, bobinei comandate prin cîmp magnetic ortogonal i se poate atașa (ca și bobinei comandate prin cîmp longitudinal) o schemă echivalentă de tipul celei din fig. 3.b, în care solenația de comandă corespunde cîmpului magnetic de comandă redus H'_c , dependent de cîmpul de lucru prin relația (10).

5. Comanda prin inducție magnetică ortogonală (fig. 13). Prezența întrefierului în circuitul magnetic de comandă conduce la $B_c = ct$, indiferent de valoarea cîmpului de lucru H .

Aceasta înseamnă că vîrfurile vectorului rezultat

$$B = \sqrt{B_c^2 + B_{\sim}^2} \quad (11)$$

se deplasează pe dreapta $B_c = ct$ (fig. 4.a) pînă cînd modulul (11) atinge valoarea de saturație B_s .

Crescînd în continuare cîmpul magnetic de lucru (de la valoarea H_{\sim} la H_{\sim}' în fig. 14 b), modulul vectorului rezultat B se păstrează constant la valoarea de saturație B_s , de asemenea componenta B_y este constantă și egală cu inducția de comandă B_c . Aceasta înseamnă că valoarea inducției magnetice de lucru a ajuns la saturație și este dată de relația:

$$B_{\sim s} = \sqrt{B_s^2 - B_c^2} \quad (12)$$

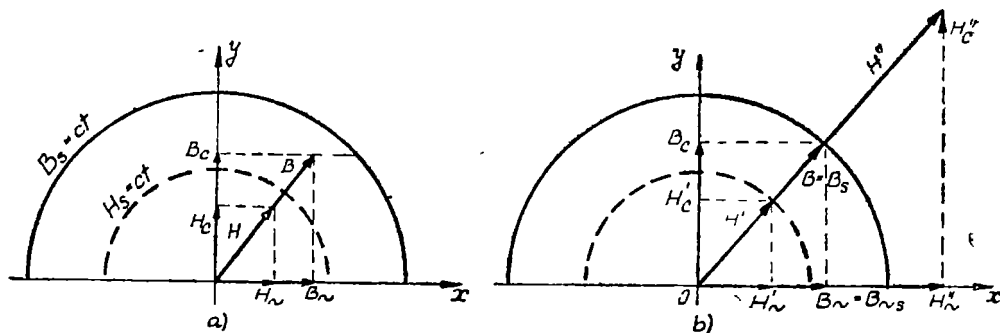


Fig 14

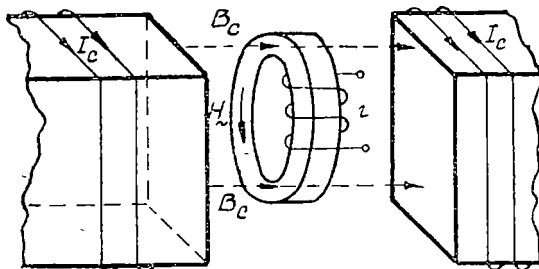


Fig. 13

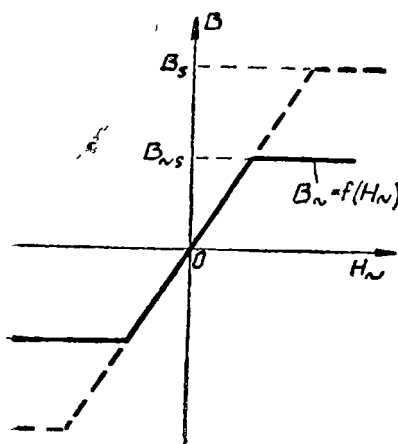


Fig 15

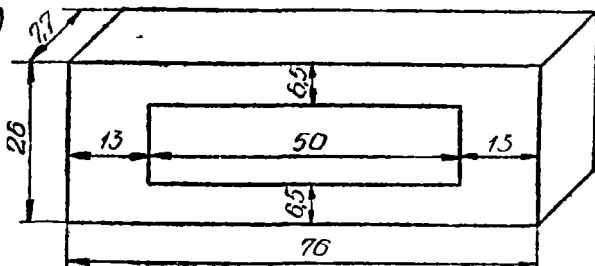


Fig 16

În fig. 15 este dată caracteristica $B_m = f(H_m)$ a bobinei comandate prin inducție magnetică ortogonală.

6. Precizări. a) Bobina neliniară comandată prin cîmp magnetic, din punctul de vedere al înfășurării de lucru, nu-și modifică valoarea inducției de saturație.

În schema echivalentă, solenația de comandă corespunde unui generator de tensiune.

În înfășurarea de comandă se induce o tensiune electromotoare cu frecvența dublă (vezi caracteristicile: $\Phi_1 - \Phi_2 = f_2(U_m)$ din fig. 6 și $B_y = f_2(H_m)$ din fig. 11).

b) Bobina neliniară comandată prin inducție magnetică, din punctul de vedere al înfășurării de lucru, își modifică valoarea inducției de saturație. În cazul comenzii longitudinale inducția de saturație scade proporțional cu inducția de comandă (vezi curba $\emptyset = f(U_m)$ din fig. 8), iar în cazul comenzii ortogonale, inducția de saturație scade pătratic (vezi relația (12) și curba $B_m = f(H_m)$ din fig. 15).

În schema echivalentă, inducției de comandă îi corespunde un generator de curent.

În înfășurarea de comandă nu se induce tensiuni electromotoare.

c) În cazul comenzilor longitudinale (prin cîmp sau prin inducție), se poate lucra cu mărimile integrale \emptyset și U_m , deoarece mărimile de stare ale cîmpului magnetic B și H (atît pentru circuitul de comandă cît și pentru cel de lucru) acționează pe aceeași suprafață, respectiv aceeași lungime a circuitului magnetic.

În cazul comenzilor ortogonale, se poate lucra numai cu mărimile de stare B și H ale cîmpului magnetic, deoarece mărimile integrale \emptyset și U_m se obțin prin integrarea pe suprafețe și respectiv lungimi diferite ale circuitului magnetic de lucru sau de comandă.

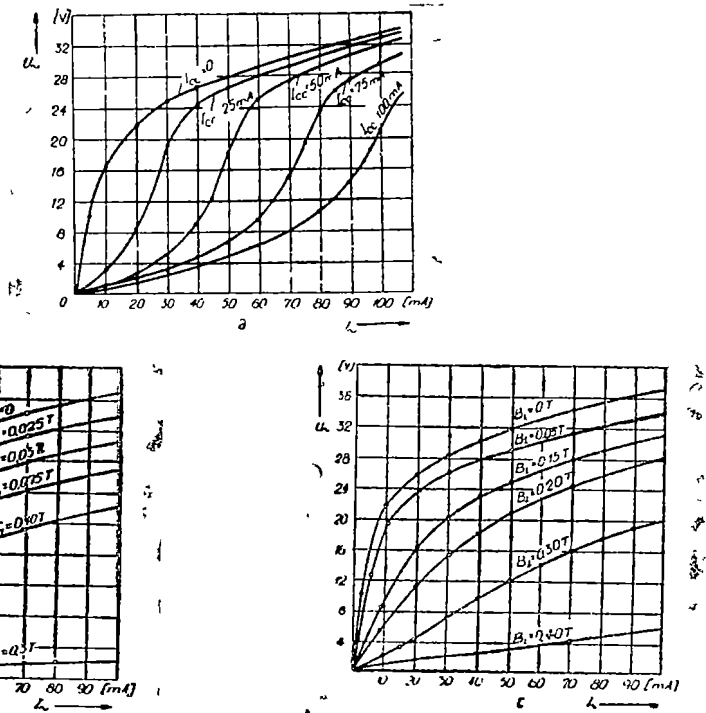


Fig 17

7. Rezultate experimentale. În diagramele care urmează se dau câteva rezultate obținute pentru diferite materiale magnetice comandate prin câmp sau prin inducție magnetică.

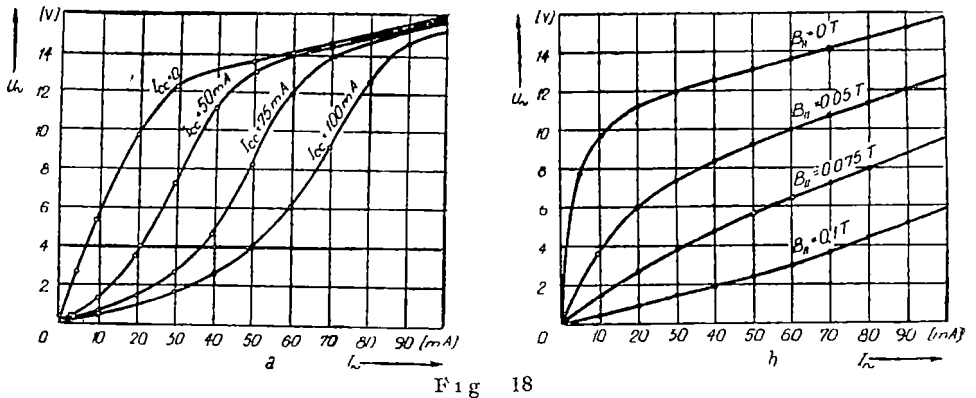
Circuitul de lucru a fost alimentat la tensiune sinusoidală cu frecvența de 50 Hz.

a) Pentru prima probă (miez din oțel electrotehnic avînd dimensiunile din fig. 16, secțiunea de $0,5 \text{ cm}^2$ și un număr de spire de 1000 atît pentru înfășurarea de lucru cît și pentru cea de comandă), s-au trasat familiile de caracteristici $U_- = f(I_-)$ din fig. 17.

În fig. 17.a se prezintă familia caracteristicilor de lucru ale bobinei comandate prin câmp magnetic longitudinal, conform schemei de principiu din fig. 5.a.

În fig. 17.b și 17.c se prezintă familia caracteristicilor de lucru ale bobinei comandate prin inducție magnetică (schema principală din fig. 7.a) și respectiv prin inducție magnetică ortogonală (schema principală din fig. 13).

b) A doua probă a constituit-o o bobină de ferită (57—M) cu miezul tip oală (dimensiunile $35 \times 28 \text{ mm}$), avînd pe miezul central două înfășurări: 1 000 spire pentru înfășurarea de lucru și 500 spire pentru cea de comandă.



În fig. 18.a este dată familia de caracteristici a bobinei comandate longitudinal prin câmp magnetic (schema de principiu din fig. 3.a), iar în fig. 18.b este dată familia de caracteristici a bobinei comandate prin inducție magnetică longitudinală (schema de principiu din fig. 7.a).

(Intrat în redacție la 21 septembrie 1972)

BIBLIOGRAFIE

- 1 Marie, G, *Amplificateurs paramétriques basses fréquences à commande orthogonale*, Acta Electronica, 8, No. 1, 1964, 7—81.
- 2 Dietrich, H, *Magnetisches Verhalten ferromagnetischer Werkstoffe in gekreuzten Magnetfeldern*, ETZ—A, H 6, 1969, 133—137
- 3 Angel, Y, *Commande magnétique orthogonale de systèmes paramétriques*, Acta Electronica, 4, No 3, 1960, 359—380
- 4 Savin, Gh, Balan, D, Zitron, N, *Das Parametron mit orthogonal magnetisierter Spule*, XIV Int Wiss Koll, TH Ilmenau, DDR, okt 1969

ОТНОСИТЕЛЬНО НЕЛИНЕЙНЫХ УПРАВЛЯЕМЫХ КАТУШЕК

(Резюме)

В работе вводятся новые понятия „полевое управление” и „индукционное управление” нелинейных катушек, управляемых в постоянном токе

Эти новые понятия, наряду с понятиями „продольное управление” и „ортогональное управление” (которые известны в специальной литературе), полнее характеризуют функционирование электрических цепей с нелинейными катушками

QUELQUES CONSIDÉRATIONS SUR LES BOBINES NON-LINÉAIRES COMMANDÉES

(Résumé)

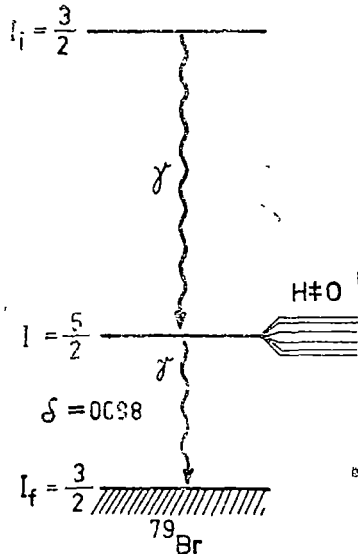
Dans l'ouvrage on introduit les nouvelles notions de „commande par champ magnétique” et „commande par induction” des bobines non-linéaires commandées en courant continu.

Ces notions, ainsi que „la commande longitudinale” et „la commande orthogonale” (bien connues dans la littérature technique de spécialité), caractérisent d'une manière complète le fonctionnement des circuits électriques aux bobines non-linéaires

O PROBLEMĂ DE RĂCIRE LA CORELAȚIA UNGHIULARĂ $\gamma\gamma$ PENTRU IZOTOPUL ^{79}Br

F. KOCH

Răcirea probelor s-a folosit mai ales pentru realizarea orientării nucleelor în câmpuri magnetice. În unele cazuri, problema studiată cere nu o orientare a nucleelor ci realizarea unor stări neperturbate la emisia cuantelor gama. Astfel corelația unghiulară $\gamma\gamma$ pentru cascada $I_i \rightarrow I \rightarrow I_f$ (fig. 1) (unde I_i, I, I_f reprezintă spinul stării respective) se modifică dacă nucleul în starea intermediară interacționează cu un câmp electric sau magnetic. Această perturbare va fi cu atât mai puternică cu cât interacțiunea este mai tare și va depinde și de viața medie a stării intermediare. Interacțiunea magnetică (hiperfină) poate fi foarte puternică la atomii, ionii liberi [1] și va produce o despicare hiperfină la nivelul intermediar (fig. 1). În solide însă contribuția păturilor electronice la crearea câmpurilor magnetice interioare dispăre. În particular izotopul ^{79}Kr se dezintegrează în ^{79}Br prin captura K. După dezintegrare izotopul ^{79}Br rămîne în stare excitată și emite o serie de linii gama între 0,08–0,83 MeV. Prin dezintegrare se schimbă și învelișul electronic, se produce un gol în pătura K. Aproximativ în 10^{-14} s acest gol se va propaga în exterior (prin procese Auger)



Tabel 1

Sarcina	Abundența in %	Sarcina	Abundența in %
-1	7,7	4	16,0
0	3,7	5	14,3
+1	4,0	6	13,6
2	4,7	7	11,3
3	12,7	8	7,7
		9	3,3

Fig 1 Tranzițiile $\gamma\gamma$ la cascada 389,1–217,1 keV

și astfel atomul ^{79}Br rezultat din dezintegrarea ^{79}Kr va fi ionizat. După A. H. Snell și colab. [2] spectrul sarcinilor după transmutația $^{79}\text{Kr} - ^{79}\text{Br}$ este cel din tabelul 1.

Timpul de viață al acestor stări depinde de posibilitățile de recombinare a ionilor. Instructive sînt astfel experiențele legate de variația corelațiilor unghiulare cu presiunea gazului [3] și cu solidificarea probei.

Cantitativ corelațiile unghiulare se pot calcula cu funcția

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos \vartheta) + A_4 P_4(\cos \vartheta)$$

În cazul studiat termenul A_4 va dispărea, iar $A_2 = A_2^{(1)} A_2^{(2)}$ se poate calcula din tabele [4], P_2 este funcția Legendre iar $W(\vartheta)$ reprezintă probabilitatea ca să înregistrăm coincidența fotonilor la unghiul ϑ .

Pentru cascada studiată calculul se prezintă în felul următor

$$A_2 = A_2^{(1)} A_2^{(2)} = F_2 \left(\frac{5}{2} \frac{3}{2} 11 \right) \frac{F_2 \left(\frac{5}{2} \frac{3}{2} 11 \right) + 2\delta F_2 \left(\frac{5}{2} \frac{3}{2} 12 \right) + \delta^2 F_2 \left(\frac{5}{2} \frac{3}{2} 22 \right)}{1 + \delta^2} =$$

$$= 0,3742 \frac{0,3742 - 0,1669 - 0,001491}{1,0078144} = 0,057641$$

Calculînd probabilitățile de tranziție, vom primi pentru cele trei unghiuri alese pentru măsurători pentru $W(\vartheta)$ următoarele valori

$$W(\vartheta) \left| \begin{array}{c|c|c} 90^\circ & 120^\circ & 150^\circ \\ \hline 0,9617 & 0,9904 & 1,04775 \end{array} \right.$$

În cazul cînd corelația unghiulară este perturbată, coeficientul A_2 se va modifica cu un factor de atenuare G_2 și avem funcția de corelație unghiulară

$$W(\vartheta) = 1 + G_2 A_2 P_2(\cos \vartheta)$$

Într-o lucrare anterioară [5], realizată la Inst. II de Fizică din Göttingen împreună cu I. Borchert și M. Schumacher, am stabilit că în cazul cascadei 389,1—217,1 keV există o deosebire între coeficienții de corelație unghiulară A_2 la probe solide (răcite) și gazoase. Dacă admitem pentru proba solidă coef. de atenuare $G_2 = 1$, pentru proba gazoasă $G_2 \leq 1$. În lucrarea de față prezentăm aspectele experimentale legate de aceste măsurători.

Măsurători. Izotopul ^{79}Br excitat se poate prepara cu următoarele procese: excitația coulombiană, reacțiile nucleare $^{79}\text{Kr}(n, \gamma)$, realizată la reactor, sau reacția $^{79}\text{Br}(d, 2n) ^{79}\text{Kr}$, realizată la un sincrociclotron. Am ales ultima posibilitate.

Pentru măsurarea corelației unghiulare am folosit contoarele de scintilație NaI(Tl) de mărimea 5×5 cm și cea de Ge(Li) de 31 cm³. La 14 cm distanță de proba închisă într-un vas din sticlă și o pungă din plastic se măsoară de ex. la contorul de scintilație 51 388 imp/min la contorul Ge(Li)

17282 imp/min și 29,6 coincid./min. Se controlează geometria aparatului și se măsoară puterea de rezoluție în timp. Valoarea găsită de 15 nsec asigură realizarea măsurătorilor, deoarece viața medie a stărilor din cascadă este de ordinul picosecundelor (pentru 217 keV este 37 ps) Pentru fiecare unghi se măsoară aproximativ o oră, în total s-au făcut 139 de măsurători.

Pentru alegerea cascadei dorite se ridică spectrele gama cu contorul cu scintilație și cu semiconductor. Fig 2 și 3 arată că pentru realizarea corelației unghiulare este bine să folosim cel puțin un contor cu semiconductor. Avantajele sînt evidente la cascada 299,6—306,6 keV, din fig 2 și 3 rezultă că diferența de 7 keV între cele două linii se poate sesiza doar cu contorul Ge(Li).

Pentru răcirea probei s-a folosit instalația din fig. 4. Se cunoaște că gazul kripton se solidifică în cristale cubice la 115,9°K iar temperatura

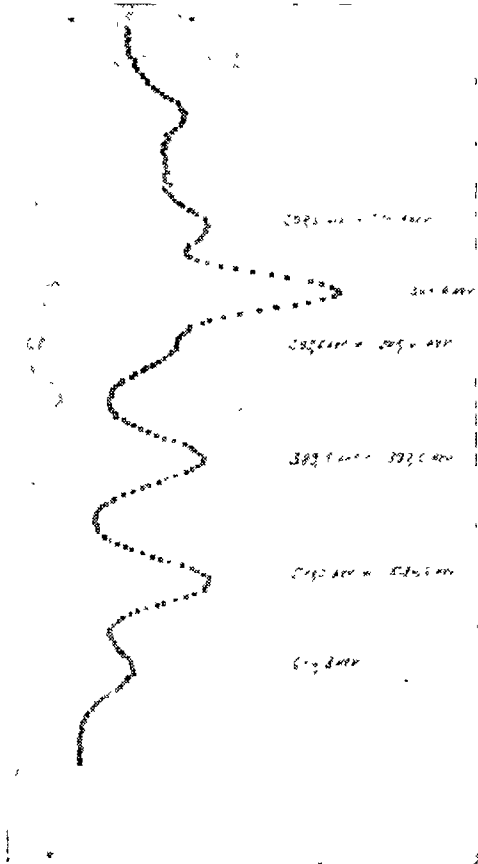


Fig 2 Spectrul la ^{70}Br înregistrat cu contorul NaI(Tl).

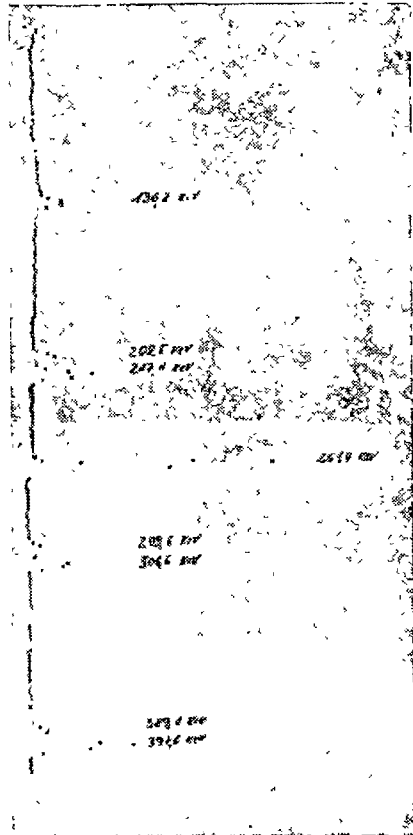


Fig 3 Spectrul la ^{70}Br înregistrat cu contorul Ge(Li)

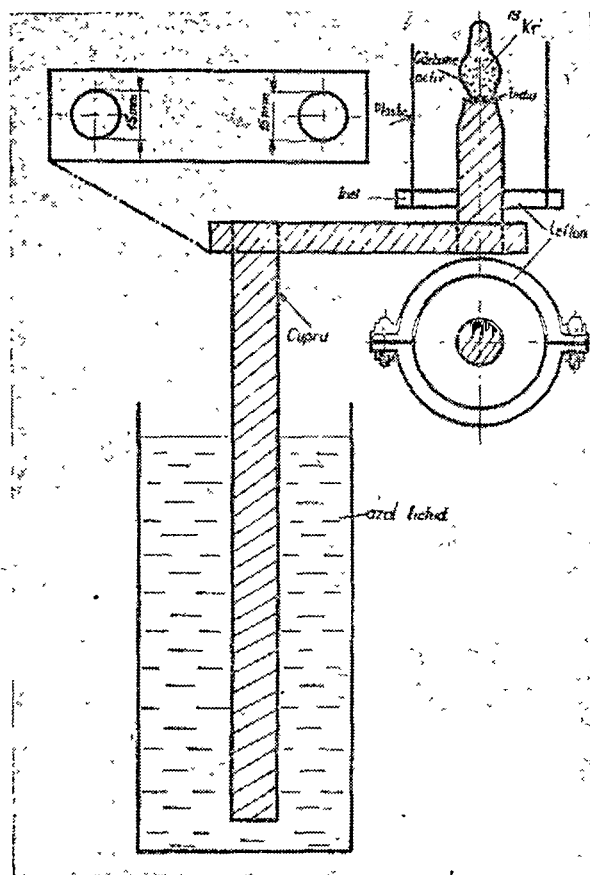


Fig 4 Instalația de răcire

de fierbere pentru azot este $77,3^{\circ}\text{K}$. Azotul asigură deci solidificarea kriptonului. Răcirea se asigură prin intermediul unei bare din cupru cu diametrul de 1,5 cm și lung de 19 cm, cufundat în azotul lichid. Proba, închisă în sticlă și într-un cilindru din aluminiu, se răcește prin intermediul unei plăcuțe de indiu. Pe plasticul protector se depune un strat de brumă iar pentru îndepărtarea acestui strat se suflă un curent de aer cu un ventilator.

La aceste măsurători și la temperatura camerei gazul este adsorbit de cărbunele activ din probă. Se cunoaște că gazele se adsorb cu atât mai bine cu cât se pot lichefia mai ușor. Kriptonul se lichefiază destul de ușor și astfel și adsorbția va fi mare, asigurând ca radioactivitatea să fie punctiformă și la temperatura camerei. Cărbunele poate avea și alt rol. Se cunoaște că pentru neutralizarea unui ion în contact cu un conductor avem condiția $E_0 > W$. Pentru cărbune lucrul de ieșire W este 4,62 eV, iar potențialele

(energiile) de ionizare pentru brom sînt 11,8 V, 19,2, etc. Neutralizarea ionilor poate să fie asigurată și de fenomenul de adsorbție. Mai amintim o observație: în decursul dezintegrării va apare și brom lichid și se pare că adsorbția pe cărbune va fi influențată de acest fapt.

Măsurările au dat pentru constanta A_2 valoarea de $0,085 \pm 0,016$ pentru proba răcită și $0,046 \pm 0,025$ pentru proba la 20°C , deci avem un factor de atenuare $G = 0,541$

Discuția rezultatelor. Valoarea experimentală pentru A_2 , în limita erorilor coincide cu valoarea teoretică în cazul probei solide. Acest fapt confirmă rezultatele lui L. R. Robinson [6] că nivelul 217,1 keV are spinul 5/2. Din variația factorului A_2 cu starea de agregare deducem că în acest caz avem o interacțiune hiperfină creată de ionii apăruți prin dezintegrare. În timpul tranziției gama de ordinul 10^{-11} s repartizarea medie a sarcinilor din norul electronic $\psi_e\psi_e^*$ nu se schimbă, deci starea electronică (ionizarea) și emisia cuantelor se pot trata independent. Dacă presupunem că momentul magnetic (deci și factorul giromagnetic) pentru starea excitată nu diferă prea mult de cea de bază, primim pentru timpii de interacțiune existente cîmpuri magnetice de ordinul milioanelor de gaussi.

(Intrat în redacție la 22 septembrie 1973)

BIBLIOGRAFIE

- 1 Kopfermann, H, *Nuclear Moments*, Academic Press, Inc, New York, 1958
- 2 Snell, F, Pleasonton, F, Need, S. L., *Phys Rev.*, **116**, 1548 (1959).
- 3 Borchert, I, Schumacher, M, Smend, F, Langhoff, H., *Z Physik*, **256**, 441 (1972)
- 4 Siegbahn, Kai, *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Vol II, North-Holland Publ. Comp Amsterdam, 1968, 1687.
- 5 Borchert, I, Koch, F, Schumacher, M, *Z Physik*, **260**, 81 (1973).
- 6 Robinson, R. L, McGowan, F K, Stelson, P H, Milner, W T., *Nucl. Phys*, **A36**, 6 (1967)

ПРОБЛЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ УГЛОВОМ СООТНОШЕНИИ $\gamma\gamma$ ДЛЯ ИЗОТОПА ^{79}Br

(Резюме)

Автор приводит технику работы и охлаждающую установку, использованную при измерении углового соотношения $\gamma\gamma$ у изотопа ^{79}Br .

UN PROBLÈME DE REFROIDISSEMENT À LA CORRÉLATION ANGULAIRE $\gamma\gamma$
POUR L'ISOTOPE ^{76}Br

(R é s u m é)

On présente la technique de travail et l'installation de refroidissement utilisée pour mesurer la corrélation angulaire $\gamma\gamma$ pour l'isotope ^{76}Br

DIE VOM MAGNETISCHEN FELD, IN NICHTMAGNETO- STRIKTIVEN ELEKTROLYTISCHEN Ni-Fe-SCHICHTEN ERZEUGTE MAGNETISCHE EINAXIALE ANIZOTROPIE

I. MUȘCUTARIU

1. Einleitung. Experimentelle Studien über den Einfluss der magnetischen und thermischen Behandlung von dünnen ferromagnetischen Ni-Fe-Schichten wurden von Williams und Sherwood [1] durchgeführt. Bei Versuchen über die Strukturbereiche beobachteten sie, dass die Axe der leichten Magnetisierung ihre Richtung bei magnetischer Härtung und 300°C verändert. Da die Richtung der Anizotropieaxe sich auch im Laufe der Zeit ändert, wurde vermutet dass diese Veränderungen nicht nur die Härtung sondern auch andere Gründe haben, Gründe die aber nicht erklärt wurden.

Prosen, Holmen und Gran [2] vermuteten dass ein Teil der Veränderungen der Anizotropie einer Komponente verschuldet werden, Komponente die sich während der Zeit schnell verändert und von der Veränderung der Oberflächenspannungen der Schichten hervorgerufen wird. Slonczewski [3] erklärt die Anizotropie der dünnen Ni-Fe-Schichten mit Hilfe von zwei Mechanismen: einer auf Grund von Spannungen der andere auf Grund der direktionellen Ausrichtung der Eisenatompaaire.

Wir erforschten die magnetische Anizotropie, die vom magnetischen Feld während des Ablagerns in nichtmagnetostriktiven Ni-Fe-Schichten hervorgerufen wird. Die Schichten werden im magnetischen Feld, gleich null oder von verschiedener Grösse, paralel zur Oberfläche der diskusformigen Unterlage angewandt, erhalten. Die Messung der Konstante der einaxialen Anizotropie wurde in einem magnetischen Feld von 300 Oe vorgenommen.

2. Die vom magnetischen Feld erzeugte einaxiale Anizotropie. Das magnetische Feld welches während der Ablagerung der Schichten wirkt, bestimmt immer paralel zum Feld, das Erscheinen der Axe der leichten Magnetisierung [6]. Dieses wurde durch die Bestimmung der Axe der leich-

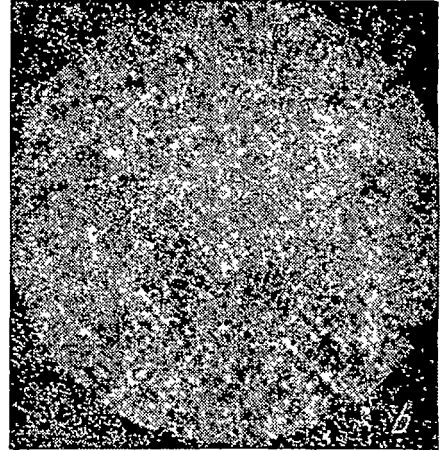
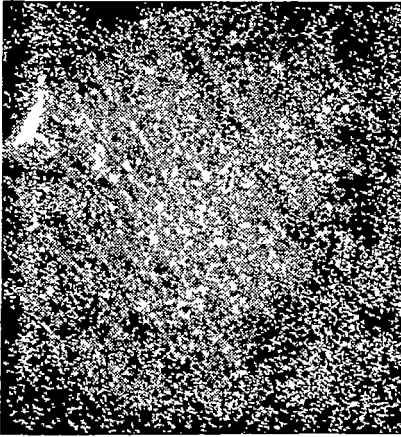


Abb. 1 a $H_d = 15$ Oe parallel zur Interlage, $d = 0,1 \mu\text{m}$,

b $H_d = 0$ Oe, $d = 3,3 \mu\text{m}$

ten Magnetisierung mit Hilfe des Torsionsmagnetometers und der Strukturbereiche bewiesen.

Die ferro-ferische kolloidale Suspension (Abb. 1) sammelt sich, in den Zonen welche die Bereiche der spontanen Magnetisierung trennen, an. Diese erscheinen in der Ebene der Schichte (Abb. 1, a) in Form von Ban-

Tabelle 1

No. der Probe	d Dicke der Schichte (μm)	Das magnetische Feld das während der Ablagerung wirkte		Die Zeitspanne während der das magnetische Feld wirkte		t(s) Gesamtzeit der Ablagerung	$K_u \cdot 10^3$ ($\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$)
		$H_1(\text{Oe})$ in erster Richtung	$H_2(\text{Oe})$ in zweiter Richtung	$t_1(\text{s})$ in erster Richtung	$t_2(\text{s})$ in zweiter Richtung		
1	0,63	100	0	70	0	70	4,25
2	0,52	100	100	60	10	70	3,12
3	0,58	100	100	50	20	70	1,75
4	0,61	100	100	40	20	70	0,95
5	0,75	100	100	30	40	70	-0,42
6	0,64	100	100	20	50	70	-1,65
7	0,55	100	100	10	60	70	-2,90
8	0,53	0	100	0	70	70	-4,43
9	0,82	150	0	70	0	70	4,41
10	0,74	150	150	50	20	70	1,91
11	0,42	150	150	40	30	70	0,86
12	0,95	150	150	20	50	70	-1,85
13	0,58	150	150	10	60	70	-4,38
14	0,60	2	0	70	0	70	2,78
15	0,57	2	2	50	20	70	2,73
16	0,48	2	2	30	40	70	2,82
17	0,51	2	2	10	60	70	2,77
18	0,53	0	0	70	0	70	2,67
19	0,62	0	0	70	0	70	2,65

dern, getrennt durch Wände von fast 180° für die im magnetischen Feld abgelagerten Schichten, oder in komplexerer Form, mit Tendenz zur Anreihung an eine Richtung (Abb. 1, b), für die im erdmagnetischen Feld abgelagerten Schichten.

Ihre Strukturbereiche können durch die Tatsache erklärt werden, dass in ferromagnetischen polykristallinen Schichten mit einaxialer Anisotropie, die Bereiche der spontanen Magnetisierung nicht streng in derselben Richtung, wie bei Monokristallen, sind, sondern wegen der lokalen Anisotropie der Kristalle, Abweichungen um die mittlere Richtung herum auftreten.

In Abb 2 und der Tabelle 1 wird die Konstante der einaxialen Anisotropie K_u für, in 70 Sekunden abgelagerte Ni 80% — Fe 20% — Schichten

mit dem magnetischen Feld als Parameter, dargestellt. Das magnetische Feld, von einer bestimmten Grösse hatte zuerst während einer gewissen Zeitspanne eine Richtung, und nachher, den Rest der Zeit bis zu 70 Sekunden eine senkrechte Richtung zu der Ersten. Die oberen und unteren Notierungen auf der Abzissenaxe aus Abb. 2, bezeichnen die Zeitspannen in denen das magnetische Feld die zwei Richtungen hatte.

Die einaxiale durch die Konstante K_u gekennzeichnete Anisotropie, betrachteten wir als positiv wenn die leichte Axe parallel zur Richtung des

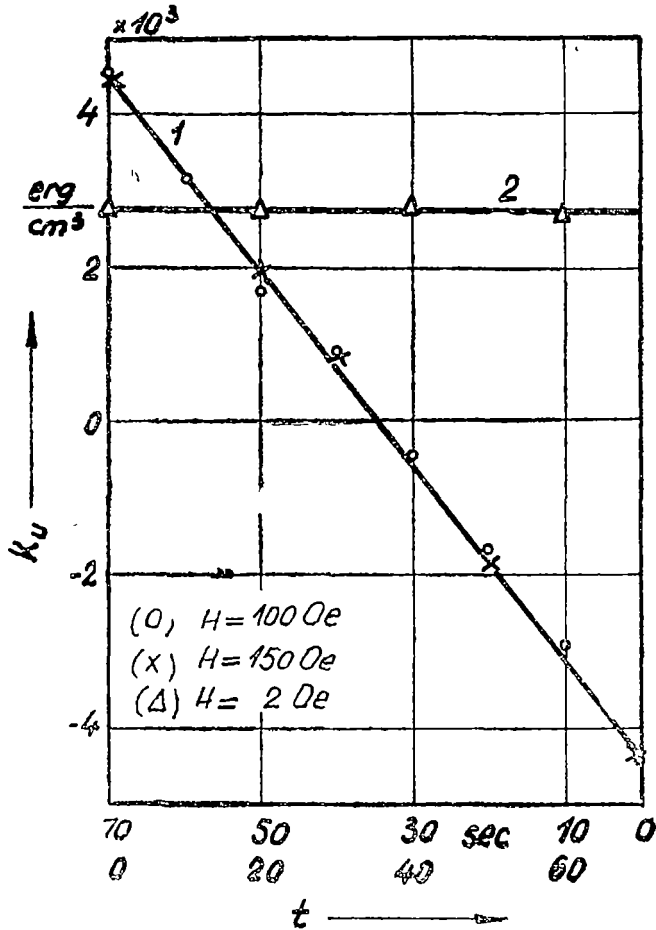


Abb 2 Abhängigkeit der Konstante der einaxialen Anisotropie K_u , von der Ablagerungszeit, mit dem magnetischen Feld, in den zwei zueinander senkrechten Richtungen angewendet, als Parameter

ersten Feldes induziert wurde, und negativ wenn sie parallel zur Richtung des zweiten Feldes war

3. Diskussion und Interpretation. Alle untersuchten Permalloy-Schichten zeigten eine einzige Richtung der leichten Magnetisierung, unabhängig von der Intensität des magnetischen Feldes und der Zeitspanne des Wirkens in erster oder zweiter Richtung.

Man bemerkt dass die Konstante der einaxialen Anizotropie K_u eine lineare Funktion der Zeit in der das magnetische Feld während der Ablagerung, in einer oder der andern Richtung wirkt ist.

Dieses gilt für Ablagerungsfelder deren Stärke die Stärke des Anizotropiefeldes überschreitet, also $H_d > H_k$ ($H_k \cong 50$ Oe, für die untersuchten Felder).

Wenn das während der Ablagerung wirkende magnetische Feld beträchtlich schwächer ist als das Anizotropiefeld H_k ($H_d = 2$ Oe, oder das Erdmagnetische Feld), bleibt die Axe der leichten Magnetisierung in der Richtung des ersten Feldes und die Größe der Anizotropie konstant (Gerade 2 — Abb. 2), aber mit kleineren Werten als jene die in intensiveren Feldern erhalten wurden. Die in einem magnetischen Feld gleich Null erhaltene Anizotropie ist fast gleich der in einem Feld von 2 Oe erhaltenen.

Ein stärkeres magnetisches Feld, als das Anizotropiefeld, bewirkt während der Ablagerung kein Anwachsen der Anizotropie sondern verändert deren Richtung.

Da die Schichten durch normale Inzidenz abgelagert wurden, konnte die Anizotropie nicht durch das Phänomen der „Selbstbeschattung“ der Kristalle an der Kontaktfläche Schichte-Unterlage hervorgerufen werden. Gleichfalls, konnte auch Form-Anizotropie nicht erscheinen da die Schichten zylindrisch-symmetrisch waren. Aus der Tatsache, dass bei Ablagerung in schwächeren Feldern als H_k , die Richtung der leichten Magnetisierung immer in Richtung des ersten Feldes blieb, aber bei Ablagerung in klareren Feldern als H_k ihre Richtung ändert, geht hervor dass die einaxiale Anizotropie, die während der Ablagerung in nichtmagnetostriktiven Ni-Fe-Schichten erscheint, von dem Magnetisierungsvektor bestimmt wird. Das während der Ablagerung wirkende Feld, bestimmt eine preferentielle Ausrichtung des Magnetisierungsvektors vom ersten Augenblick des Ablagerns und bestimmt eine Anizotropie in derselben Richtung.

(Eingegang 23 März 1973)

L I T E R A T U R

1. Williams, H J, Sherwood, R C, J Appl Phys, **28**, 549, (1957)
2. Prosen, R, Holmen, J, Gran, B, J Appl Phys, **32**, 918, (1961).
3. Slonczewski, J, IEEE Trans Mag, MAG-4, 1, (1968)
4. Mușcutariu, I, An Univ. Timișoara, **12**, 2, (1972).
5. Mușcutariu, I, Dizertație, Univ Timișoara, 1972.
6. Lamothe, P, Mușcutariu, I, Z Angew. Phys, **32**, 2, (1971).

ANIZOTROPIA MAGNETICĂ UNIAXIALĂ INDUSĂ DE CÎMPUL MAGNETIC
ÎN PĂTURILE ELECTROLITICE DE Ni-Fe

(R e z u m a t)

În lucrare sînt prezentate rezultatele obținute cu privire la anizotropia magnetică uni-axială indusă de cîmpul magnetic prezent în timpul depunerilor. Acesta determină întotdeauna apariția anizotropiei uniaxiale, cu axa ușoară pe direcția cîmpului aplicat. În cazul preparării în cîmpuri mai mari decît cîmpul de anizotropie, direcția de ușoară magnetizare se modifică cu direcția cîmpului. Se conchide că magnetizarea determină, în timpul depunerilor, anizotropia indusă.

ОДНООКСИАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ, ИНДУЦИРОВАННАЯ
МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ ПЛЁНКАХ Ni-Fe

(Р е з ю м е)

В работе приведены результаты, полученные относительно одноосиальной магнитной анизотропии, индуцированной магнитным полем, существующим при приготовлении пленок. Этот факт всегда определяет появление одноосиальной анизотропии, с легкой осью в направлении приложенного поля. В случае приготовления в полях, больших, чем поле анизотропии, направление легкого намагничивания изменяется с направлением поля.

Автор приходит к выводу, что намагничивание определяет при приготовлении пленок индуцированную анизотропию.

✓

1

████████████████████

████████████████████

████████████████████

ISOTOPE EFFECT IN MICROWAVE CHERENKOV RADIATION

F. KOCH

Cherenkov radiation offers the possibility of studying the atoms and molecules because the angle $\cos\Theta = \frac{1}{\beta n}$ depends on the structure of the medium through which an incident particle passes. In this way there is a possibility to get an optical isotopic analysis, so that we have a difference of 36' between the rays emitted by the radiators H₂O and D₂O [1].

The theory of the Cherenkov effect shows that the radiative loss in microwaves is given by

$$\Delta W = \frac{e^2 l}{2c^2} \omega \Delta\omega$$

(e.g. $\lambda = 1$ mm, $l = 20$ cm, $\Delta W = 10^{-22}$ J).

A. Brandt [2] has determined the refractive index n and also the permittivity ϵ in microwave.

We can apply the idea developed in [1] for the Cherenkov radiation in microwaves. In this case the difference in the emitted rays for the two isotopic mediums is smaller than in optical radiation, since the refractive index in this case is given by $n = \sqrt{\epsilon}$. This difference can be estimated by

$$k = \frac{\cos \Theta_{1 \text{ opt}} - \cos \Theta_{2 \text{ opt}}}{\cos \Theta_{1 \text{ micr}} - \cos \Theta_{2 \text{ micr}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{n_1 n_2} \frac{n_2 - n_1}{\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1}}}$$

For D₂O and H₂O, $k = 4,54$

(Received September 18, 1972)

REFERENCES

1. Koch F., Magyar E., Kernenergie, 5, 168, (1966)
- 2 Brandt, A. A., Vestnik MU 4, 92, (1962).

EFECT IZOTOPIC ÎN RADIAȚIA DE MICROUNDĂ CERENKOV

(Rezumat)

Unghiul emisei radiației Cerenkov în domeniul microundelor se poate calcula cu ajutorul indicelui de refracție, respectiv permitivitatea mediului. Aceste mărimi fiind sensibile la compoziția izotopică, se poate presupune că în direcțiile microundelor emise vom avea diferențe date de compoziția izotopică a radiatorului.

ИЗОТОПНЫЙ ЭФФЕКТ В МИКРОВОЛНОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЧЕРЕНКОВА

(Резюме)

Угол испускания излучения Черенкова в области микроволн может быть вычислен при помощи коэффициента преломления или проницаемости среды. Так как эти величины чувствительны к изотопному составу, можно предполагать, что в направлениях излученных микроволн будут иметься различия, обусловленные изотопным составом радиатора.



Intreprinderea Poligrafică Cluj 765/1974



În cel de al XIX-lea an de apariție (1974) *Studia Universitatis Babeș-Bolyai* cuprinde seriile :

matematică—mecanică (2 fascicule) ;
fizică (2 fascicule) ;
chimie (2 fascicule) ;
geologie—mineralogie (2 fascicule) ;
geografie (2 fascicule) ;
biologie (2 fascicule) ;
filozofie ;
sociologie ;
științe economice (2 fascicule) ;
psihologie—pedagogie ;
științe juridice ;
istorie (2 fascicule) ;
lingvistică—literatură (2 fascicule).

На XIX году издания (1974) *Studia Universitatis Babeș—Bolyai* выходит следующими сериями :

математика—механика (2 выпуска) ;
физика (2 выпуска) ;
химия (2 выпуска) ;
геология—минералогия (2 выпуска) ;
география (2 выпуска) ;
биология (2 выпуска) ;
философия ;
социология ;
экономические науки (2 выпуска) ;
психология—педагогика ;
юридические науки ;
история (2 выпуска) ;
языкознание—литературоведение (2 выпуска).

Dans leur XIX-e année de publication (1974) les *Studia Universitatis Babeș—Bolyai* comportent les séries suivantes :

mathématiques—mécanique (2 fascicules) ;
physique (2 fascicules) ;
chimie (2 fascicules) ;
géologie—minéralogie (2 fascicules) ;
géographie (2 fascicules) ;
biologie (2 fascicules) ;
philosophie ;
sociologie ;
sciences économiques (2 fascicules) ;
psychologie—pédagogie ;
sciences juridiques ;
histoire (2 fascicules) ;
linguistique—littérature (2 fascicules).

43 904