

STUDIA
UNIVERSITATIS BABEŞ-BOLYAI

SERIES PHYSICA

FASCICULUS 2

1970

C L U J

REDACTOR ȘEF: Prof. ȘT. PASCU, membru corespondent al Academiei

REDACTORI ȘEFI ADJUNCȚI: Acad. prof. ȘT. PÉTERFI, prof. GH. MARGU, prof. A. ȚEGUCIOIU

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

STUDIA

UNIVERSITATIS BABEȘ-BOLYAI

SERIES PHYSICA

FASCICULUS 2

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

SUMAR — СОДЕРЖАНИЕ — CONTENTS — SOMMAIRE — INHALT

- P FITTORI, AL. NICULA, Thermal Decomposition Studies of some Linde's Type Crystalline Zeolites • Studiul descompunerii termice a unor zeoliți cristalini de tip Linde • Исследование термического разложения некоторых кристаллических цеолитов типа Линде 3
- P I TĂTARU, Gauge Invariance, Soft Pions Technique and Pion-Nucleon Inelastic Scattering • Invarianta de etalonare, tehnica pionilor „moi” și difuzia inelastică pion-nucleon • Калибровочная инвариантность, техника „мягких пионов” и неупругое столкновение пион-нуклеон 9
- T I LÁSZLO, A. BÓDI, Observații de propagare transorizantală a undelor VHF în anii 1959—1961 • Наблюдения над распространением за горизонт волн сверхвысоких частот, проведенные в 1959—1961 гг • Observations sur la propagation transhorizontale des ondes VHF en 1959—1961 15
- I STAN, Profilul concentrației la scurgerea unui fluid peste o placă plană în mișcare oscilatorie • Профиль концентрации при течении жидкости через плоскую пластинку, находящуюся в колебательном движении • Profil de la concentration lors de l'écoulement d'un fluide sur une plaque plane en mouvement oscillatoire 33
- F KELEMEN, A. NÉDA, Un calorimetru adiabatic pentru intervalul de temperatură de la 100 la 450 °K • Адиабатический калориметр для температурного интервала 100—450°K • An Adiabatic Calorimeter for 100 to 450 °K Temperature Interval 39
- C CODREANU, M. VANCEA, Studiul unor proprietăți electrice ale sistemelor oxidice $TiO_2-La_2O_3-B_2O_3$, $TiO_2-La_2O_3$, $TiO_2-B_2O_3$ • Исследование некоторых электрических свойств оксидных систем $TiO_2-La_2O_3-B_2O_3$, $TiO_2-La_2O_3$, $TiO_2-B_2O_3$ • Etude de certaines propriétés électriques des systèmes oxydiques $TiO_2-La_2O_3-B_2O_3$, $TiO_2-La_2O_3$, $TiO_2-B_2O_3$ 45
- F KOCH, The Role of Wave Properties of Isotopes in Chemical Kinetics • Rolul proprietăților ondulatorii ale izotopilor în cinetica chimică • Роль волновых свойств изотопов в химической кинетике 53
- AL. BÓDI, GH. LAZAR, Utilizarea materialelor dielectrice în joncțiunile ghid de undă-cablu coaxial • Использование диэлектрических материалов в переходах волновод-коаксиальный кабель • Utilization of the Dielectric Materials in Wave Guide-Coaxial Line Junctions 57
- F S ULIU, Z. GÁBOS, Polarization Effects in Leptonic Three-Body Decays of Baryons • Efecte de polarizare la dezintegrarea barionilor în trei particule • Эффекты поляризации при расщеплении барионов на три частицы 63

E. PAPP, Observable Zeit und Streuverzögerung ● Timp observabil și timp de ciocnire ● Наблю- даемое время и время столкновения	69
C ȘERBAN, D. AUSLÄNDER, I DĂBALĂ, Despre viteza de propagare a ultrasunetului în soluțiile apoase ale unor halogenuri (VI) Iodurile metalelor alcalino-pământoase ● О ско- рости распространения ультразвука в водных растворах некоторых галогенов (VI). Ио- диды щелочно-земельных металлов ● Sur la vitesse de propagation des ultrasons dans les solutions aqueuses de quelques halogènes (VI). Iodures des métaux alcalino-terreux	77
S. COLDEA, Asupra echivalenței metodelor t și ϵ la calculul coeficientului de conductivitate ter- mică a unui gaz moderat dens ● Об эквивалентности методов t и ϵ при вычислении коэффициента теплопроводности плотного умеренного газа ● On Equivalence of the "t" and "ε" Methods for the Thermic Conductivity Coefficient of a Moderately Dense Gas	81

Note — Заметки — Notes — Notizen

D. STRUGARU, Rezonanța electronică de spin a ionului de Co(II) în complexul $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2\text{dyp}]$ ● Электронный парамагнитный резонанс иона Co (II) в комплексе $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2\text{dyp}]$ ● La résonance électronique de spin de l'ion de Co(II) dans le complexe $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2\text{dyp}]$	91
--	----

Cronică — Хроника — Chronicle — Chronique — Chronik	93
---	----

THERMAL DECOMPOSITION STUDIES OF SOME LINDE'S TYPE CRISTALLINE ZEOLITES

P. FITORI and AL. NICULA

As well known, cristalline zeolites consist of a 3-dimensional network of SiO_4 and AlO_4 tetrahedra with each oxygen shared with another tetrahedron so the ratio $\text{O}/(\text{Al} + \text{Si}) = 2$. Electrical neutrality is acheived by the inclusion of alkali or alkaline earth ions and interstitial voids contain water molecules which may be removed reversibly up to $700\text{--}800^\circ\text{C}$ depending on the zeolite type.

Preceding studies [1] have dealt with synthesis, analysis, physical properties, cristalline structure, adsorbtion properties, ion-exchange reactions of zeolites. X-ray diffraction experiments, for exemple, have shown that the basic A type zeolite remained intact after heating in air at 350°C and one atmosphere for 475 hours, in vacuum at 350°C for 350 hours, etc. Also this type of zeolite remained intact after heating at 700°C and one atmosphere for 6 hours. But at 800°C , in less than 2 hours, it transforms in β -cristobalite.

Other papers [2], [3], [4] have made EPR studies for Mn^{2+} , Cu^{2+} , etc. ions in zeolites of X and Y type.

In this paper we study the thermal behaviour of these zeolites during their continuous heating according to the DTA and TG analysis method, and we try to compare the results of the thermal analyses with EPR studies [2], [3], [4] of Cu^{2+} and Mn^{2+} ions in zeolites, to establish the role of adsorbed water in EPR behaviour of the ions of Cu^{2+} and Mn^{2+} .

Experimental: We have used two types of zeolite: X-type with the chemical formula $\text{Na}_{88} [(\text{AlO}_2)_{88}(\text{SiO}_2)_{104}]$, Y-type with the chemical formula $\text{Na}_{56} [(\text{AlO}_2)_{56}(\text{SiO}_2)_{136}]$

These were doped by ion-exchange with paramagnetic ions of Cu^{2+} and Mn^{2+} , samples having different concentrations of paramagnetic ions. The measurements were made at a Erdey—Paulik—Paulik—Orion type derivatograph, in air, in a temperature range $20\text{--}1200^\circ\text{C}$ with a heating rate of $12^\circ\text{C}/\text{minute}$. The most important results are tabulated below:

The zeolite type and the impurity ion	X pure		X Mn 1%	X Mn 5%	X Cu 1%		Y pure			Y Mn 1%		Y Mn 10%	Y Cu II			
Nr of the impurity ion/unit cell	—		3,31	17,13	2,87		—			3,15		31,75	17			
Nr of the bound water molecules/unit cell	20°C	291	264	263	301	297	305	264	243	254	253	261	265	313	302	277
	180—220°C	147	124	127	132	159	141	122	105	115	102	115	114	153	152	152
	370—410°C	39	23	16	22	54	35	16	7	11	12	26	14	32	39	19
Transformation point	740	790	730	755	650	660	800	805	835	785	785	800	755	735	720	

The numbers from the table represent the quantities of bound water for a unit cell at different moments of the heating (at different temperatures).

The curves belonging to the samples from the table show a large minimum according to an endotherm effect and an exotherm peak (fig. 1). The endotherm minimum is situated in the region of the temperatures at which the rate of the water-elimination is maximum (corresponds to the inflection point of the TG-curve) namely between 100–300°C. In this temperature region the adsorbed water is eliminated successively with a variable rate having the maximum value in the region 180–220°C.

The exotherm peak is situated between 650 to 835°C, depending on the sample, and corresponds to the structure exchange of the zeolite, to the recrystallization to a β -cristobalite-like structure. Otherwise this recrystallization is known from other papers [1]. Also it is observed that the recrystallization region is larger for the pure samples than the doped samples and it is not so accentuated. For the doped samples this region becomes narrower and accentuated. If comparing, for different concentrations, the surfaces bounded by the basis line and the peaks which measure the thermal effects, a little increase of the effect is noticed with increase of the impurity concentration.

Conclusions. Whereas the molecular weights of the studied zeolites are between 12 000–14 000 mol⁻¹, the adsorbed water quantity at the room temperature achieves 5639 mol⁻¹, that is approximately 50% from the anhydrous weight of the zeolite. This big quantity of water is eliminated successively by heating, more rapidly between 100–400°C. The maximum rate of water elimination is between 180–220°C. Approximately 10% from the total quantity of water is eliminated slowly at a smaller rate, between 400–700°C.

The last row from the table shows the transformation points (recrystallization) for each sample. These are different smaller for the X-type zeolite and bigger for Y-type, probably due to the bigger concentration in Na⁺ ions of the X-type zeolite and smaller for the Y-type.

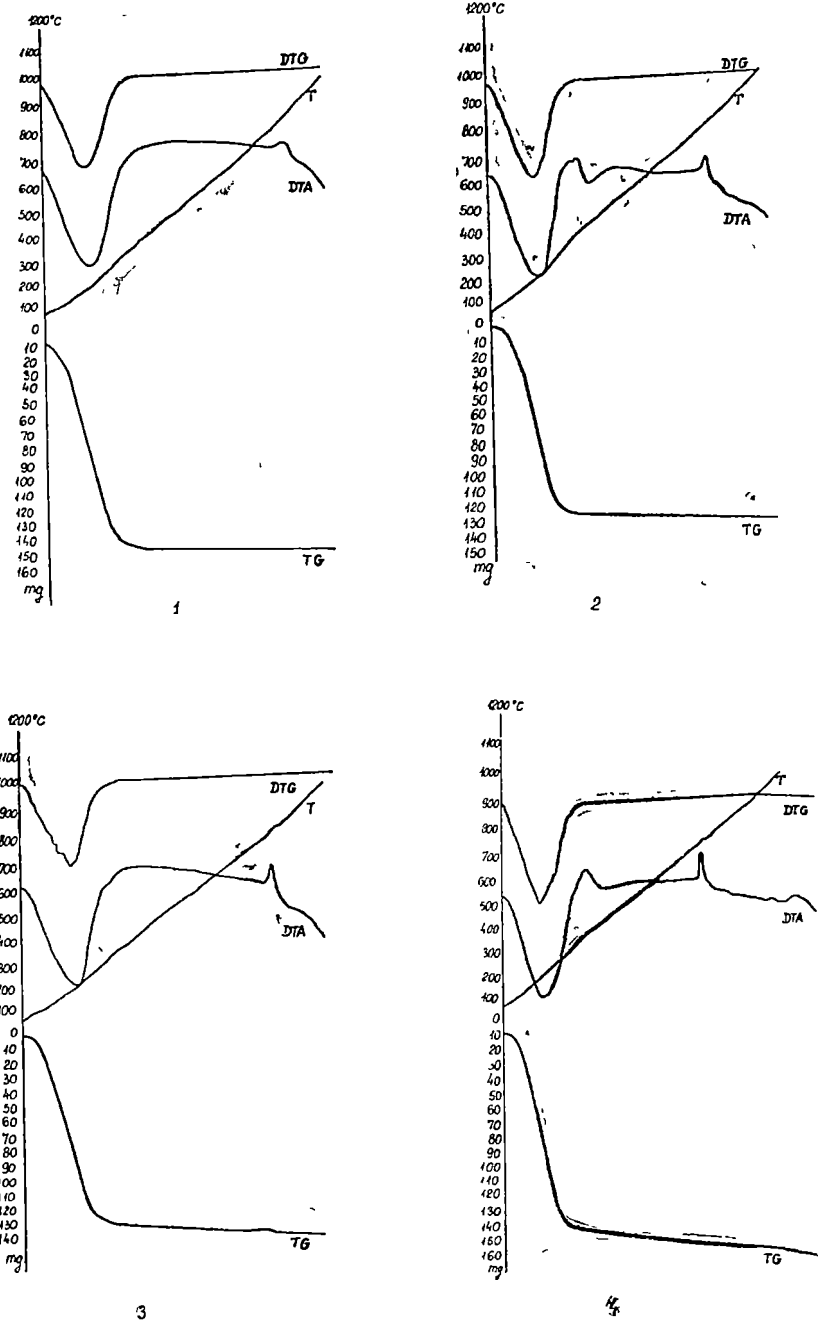


Fig. 1 DTG, DTA, T, TG curves for the Y-type zeolite samples. 1 — pure zeolite, 2 — doped zeolite Mn^{2+} 1%, 3 — doped zeolite Mn^{2+} 10%, 4 — doped zeolite Cu^{2+} (II). (17 ions/unit cell).

From these data it results that for Mn^{2+} ion between 1—5% the quantities of the bound water in the heating range 180—220°C are not so different from the number of the bound water-molecules of pure zeolite (it is correct for X and Y too); in the case of Cu^{2+} impurity the number of the water molecules in this temperature-range is bigger, namely the number of the water molecules per unit cell per ion-impurity is bigger, the zeolite is more "wet" probably due to the properties of the Cu^{2+} ions to bind these H_2O molecules as ligands

The recrystallization points depend rather on the nature of the impurity ions than on their concentration (in the range of the concentrations studied by us). It is observed that the transformation temperatures for samples doped with Cu^{2+} are situated under those for samples doped with Mn^{2+} or for pure ones.

We mention the fact that due to the strong endotherm effect from the mentioned range of 100—400°C, the probable thermal effects in connection with the oxydation of ion-impurities cannot be observed because of the large endotherm effects mentioned.

All these results are in concordance with the conclusions of the EPR studies of paramagnetic ions in these type of zeolites [2] [3] [4]. A well defined zeolite structure and degree of dehydration corresponds to a certain structure of the EPR spectrum. At a bigger concentration of impurity ions the dehydration temperature must be lower to obtain a hyperfine structure of the EPR spectrum. This means that a number of water-molecules belongs to every impurity ion which together with the zeolite structure determine the simmetry of the ion neighbourhood, thus giving the corresponding spectrum of this structure.

(Received April 8, 1970)

REFERENCES

- 1 Breck, D W, Eversole, W.G. Milton R M, Reed T B, Thomas T L, J Am Chem. Soc, **78**, 5963 (1956).
- 2 A. Nicula, D Stamires, J. Turkevich, J Chem Phys, **42**, 3684 (1965)
- 3 A Nicula, Studii și cerc în fizică, **17**, nr. 3 (1965)
4. I Ursu, A Nicula, Rev Roum de Phys, **9**, 343 (1964)

STUDIUL DEȘCOMPUNERII TERMICE A UNOR ZEOLIȚI CRISTALINI DE TIP LINDE

(Rezumat)

Se propune să se studieze comportamentul termic al unor zeoliți de tip Linde dopate cu ioni de Cu^{2+} și Mn^{2+} aplicând metoda termogravimetriei și analizei termodiferențiale și să se coreleze rezultatele acestor analize cu rezultatele studiilor RES ale acestor ioni cunoscuți din literatură

Se arată că unei anumite structuri a spectrului RES îi corespunde o structură bine determinată a zeolitului privind starea sa de deshidratare. Fiecărui ion impuritate îi aparține un număr de molecule de apă care împreună cu structura zeolitică determină simetria din vecinătatea ionului.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ НЕКОТОРЫХ
КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЦЕОЛИТОВ ТИПА ЛИНДЕ

(Резюме)

Авторы предлагают изучение термического поведения некоторых цеолитов типа Линде с примесями ионов Ca^{2+} и Mn^{2+} , применяя метод термогравиметрического и термодифференциального анализа. Предлагается также соотнесение результатов этих анализов с результатами исследований ЭПР этих ионов, известных в литературе.

Показывается, что определенному виду спектра ЭПР соответствует хорошо определенная структура цеолита, касающаяся его дегидратного состояния. Каждому иону-примеси принадлежит количество молекул воды, которые, вместе с цеолитовой структурой, определяют симметрию в окрестности иона.

GAUGE INVARIANCE, SOFT PIONS TECHNIQUE AND PION-NUCLEON INELASTIC SCATTERING

P. I. TĀTARU

1. Introduction. The PCAC hypothesis and soft-pions technique provide useful approaches in the study of hadron interactions. By using the above mentioned methods Kamal and Levers [1] have derived constraints between the "non-pole" part of the pion production amplitude and the pion-nucleon elastic scattering amplitude. (For the definition of the pole and non-pole parts of the amplitude see [1] or the following section of this paper.)

The purpose of this paper is to derive the same constraints using a gauge condition for zero four-momentum pion amplitudes. [2]. (Section 2). A brief discussion is given in Section 3.

2. The Method and the Constraints Firstly we present the gauge condition for zero four-momentum pion amplitudes.

Let $A(\beta, k; \alpha)$ be the transition matrix element for the process $\alpha \rightarrow \beta + \pi(k)$. Here α, β are hadrons and $\pi(k)$ is a pion of four-momentum k . Then:

$$\lim_{k_{\mu} \rightarrow 0} A(\beta, k; \alpha) = 0 \tag{2.1}$$

The relation (2.1) is based on an analogy to the gauge properties of the photon. For massless pions the Klein-Gordon equation $\square_{\text{ont}} \Phi_{\text{in}} = 0$ allows a regauging of the pion field operator

$$\Phi_{\text{ont}} \rightarrow \Phi_{\text{ont}} + \lambda$$

where λ is a constant. The invariance under this gauge for arbitrary λ implies the vanishing of the $A_{(\beta, k, \alpha)}$ (relation (2.1)).

To apply the relation (2.1) for the pion-nucleon inelastic scattering

$$\pi(k, \alpha) + N(p_1) \rightarrow \pi(k_1, \beta) + \pi(k_2, \gamma) + N(p_2) \tag{2.2}$$

where:

- k, k_1, k_2 — are the four momenta of the pions
- p_1, p_2 — are the four momenta of nucleons
- α, β, γ — are the isospin indices of the pions.

one has to split the matrix element of the above process into terms where the pion

is emitted from the external lines (the "pole terms" in language of paper [1]) and where it is emitted from internal lines (the "non-pole terms"). The pole diagrams are shown in Fig. 1 and the non-pole diagrams in Fig. 2.

The matrix element for the process (2.2) with one-reduced pion is.

$$\langle \pi(k_1, \beta), \pi(k_2, \gamma), p_2 | J_\mu^{A, \alpha}(0) | p_1 \rangle \quad (2.3)$$

where $J_\mu^{A, \alpha}$ is the axial vector current of the reduced pion. The other notations are obvious. The general form of this amplitude is:

$$\langle \pi(k_1, \beta), \pi(k_2, \gamma), p_2 | J_\mu^{A, \alpha}(0) | p_1 \rangle = -i N_f' N_f \bar{u}(p_2) \sum_{i=1}^{15} O_\mu^i A^i \gamma_5 u(p_1) \quad (2.4)$$

where:

$$N_i = (M/E_1)^{1/2}, N_f = (M/E_2)^{1/2} N_f' = N_f (\gamma k_1 k_2)^{-1} \quad (2.5)$$

M is the nucleon mass, and E_1, E_2 are the initial and final energies of the nucleon

The O_μ^i are defined as follows:

$$\begin{aligned} O_\mu^1 &= (p_2 - p_1)_\mu & O_\mu^9 &= \vec{k}(k_1 + k_2) \\ O_\mu^2 &= (p_1 + k)_\mu & O_\mu^{10} &= \vec{k}(k_2 - k_1) \\ O_\mu^3 &= (k_1 + k_2)_\mu & O_\mu^{11} &= (\vec{k}_2 - \vec{k}_1)(p_2 - p_1) \\ O_\mu^4 &= (k_2 - k_1)_\mu & O_\mu^{12} &= (\vec{k}_2 - \vec{k}_1)(p_1 + k) \\ O_\mu^5 &= \vec{k} \gamma_\mu & O_\mu^{13} &= (\vec{k}_2 - \vec{k}_1)(k_1 + k_2) \\ O_\mu^6 &= \gamma_\mu & O_\mu^{14} &= (\vec{k}_2 - \vec{k}_1)(k_2 - k_1) \\ O_\mu^7 &= \vec{k}(p_2 - p_1)_\mu & O_\mu^{15} &= (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \gamma \\ O_\mu^8 &= \vec{k}(p_1 + k)_\mu & & \end{aligned} \quad (2.6)$$

(note that $p_1 + k = p_2 + k_1 + k_2$)

A are analytic functions of the following six variables (*five* if all particles were on their mass-shell)

$$\begin{aligned} k^2 & \\ W^2 &= (k + p_1)^2 \\ \omega^2 &= (k_1 + k_2)^2 \\ \Delta^2 &= (p_2 - p_1)^2 \\ U^2 &= (k_2 + p_2)^2 \\ V^2 &= (k_1 - k)^2 \end{aligned} \quad (2.7)$$

Let us apply now the relation (2.1) to the process (2.2) We have:

$$\begin{aligned} \lim_{k \rightarrow 0} \langle \pi(k_1, \beta), \pi(k_2, \gamma) p_2 | J_\mu^{A, \alpha}(0) | p_1 \rangle &= \\ \lim_{k \rightarrow 0} \{ \langle \pi(k_1, \beta), \pi(k_2, \gamma), p_2 | J_\mu^{A, \alpha}(0) | p_1 \rangle^{pole} &+ \\ + \langle \pi(k, \beta), \pi(k_2, \gamma), p_2 | J_\mu^{A, \alpha}(0) | p_1 \rangle^{nonpole} \} &= 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

But evaluating the diagrams of Fig.1

$$\begin{aligned} & \lim \langle \pi(k_1, \beta), \pi(k_2, \gamma), p_2 | J_\mu^{A, \alpha}(0) | p_1 \rangle^{pole} = \\ & = -ig_A(0) N_f' N_f \bar{u}(p_2) \left[M_{\beta\gamma} \tau_\alpha \frac{(p_{1\mu} + Mv_\mu) \gamma_5}{p_1 \cdot k} + \frac{(p_{2\mu} - Mv_\mu) \gamma_5}{p_2 \cdot k} \tau_\beta M_{\alpha\gamma} \right] u(p_1) \end{aligned} \quad (2.9)$$

where $M_{\beta\gamma}$ is the amplitude for $N \rightarrow 2\pi N$ which is related to the pion-nucleon amplitude by crossing with the well known conventional decomposition [3]:

$$M_{\beta\gamma} = A_{\beta\gamma} + \frac{1}{2} (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) B_{\beta\gamma}. \quad (2.10)$$

The non-pole term of the pion production amplitude can be written [4]:

$$\begin{aligned} & \lim_{k \rightarrow 0} \langle \pi(k_1 \beta), \pi(k_2 \gamma), p_2 | J_\mu^{A, \alpha}(0) | p_1 \rangle^{nonpole} = \\ & = N_f' N_f \bar{u}(p_2) [F_{\alpha, \beta\gamma} + (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) G_{\alpha, \beta\gamma} + \\ & + \vec{k} H_{\alpha, \beta\gamma} + (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot k L_{\alpha, \beta\gamma}] \gamma_5 u(p_1) \end{aligned} \quad (2.11)$$

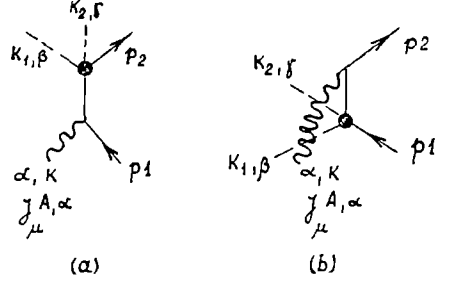


Fig 1 The pole diagrams The wavy lines represent the axial vector current.

Putting Eqs. (2.9) and (2.11) into Eq. (2.8) we get with use of Eq (2.10) for $M_{\beta\gamma}$

$$(2M/gK(0)) F_{\alpha, \beta\gamma} = A_{\beta\gamma} \tau_\alpha + \tau_\alpha A_{\beta\gamma} \quad (2.12)$$

$$(2M/gK(0)) G_{\alpha, \beta\gamma} = \frac{1}{2} [B_{\beta\gamma} \tau_\alpha - \tau_\alpha B_{\beta\gamma}] \quad (2.13)$$

We carry now out the isobaric spin decomposition of eqs. (2.12) and (2.13)

The isobaric spin projection operators $P_{\alpha, \beta\gamma}^{(2I, I')}$, where I represents the total initial (final) isobaric spin and I' the isobaric spin of the two pion subsystem in the final state, are

$$\begin{aligned} P_{\alpha, \beta\gamma}^{(1, 0)} &= \frac{1}{3} \delta_{\beta\gamma} \tau_\alpha \\ P_{\alpha, \beta\gamma}^{(1, 1)} &= \frac{1}{3\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{2} [\tau_\beta, \tau_\gamma] \tau_\alpha \\ P_{\alpha, \beta\gamma}^{(3, 1)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\delta_{\alpha\gamma} \tau_\beta - \delta_{\alpha\beta} \tau_\gamma - \frac{1}{3} [\tau_\alpha, \tau_\gamma] \tau_\alpha] \\ P_{\alpha, \beta\gamma}^{(3, 2)} &= \frac{1}{\sqrt{10}} [\delta_{\alpha\gamma} \tau_\beta + \delta_{\alpha\beta} \tau_\gamma - \frac{2}{3} \delta_{\beta\gamma} \tau_\alpha] \end{aligned} \quad (2.14)$$

Using :

$$A_{\beta\gamma} = A + \delta_{\beta\gamma} + \frac{1}{2} [\tau_\beta, \tau_\gamma] A^- \quad (2.15)$$

and a similar decomposition for $B_{\beta\gamma}$ and the projection operators given by eq. (2.14), we get :

$$A_{\beta\gamma} \cdot \tau_\alpha + \tau_\alpha A_{\beta\gamma} = 6A + P_{\alpha, \beta\gamma}^{(1, 0)} + 2\sqrt{2} A^- [P_{\alpha, \beta\gamma}^{(1, 1)} - P_{\alpha, \beta\gamma}^{(1, 3)}]. \quad (2.16)$$

and

$$\frac{1}{2} [B_{\beta\gamma}\tau_\alpha - \tau_\alpha B_{\beta\gamma}] = \sqrt{2} B^- [P_{\alpha,\beta\gamma}^{(3,1)} + 2P_{\alpha,\beta\gamma}^{(1,1)}]. \quad (2.17)$$

The constraints are finally :

$$\begin{aligned} (2M/gK(0))F^{(1,0)} &= 6A + \\ (2M/gK(0))F^{(1,1)} &= - (2M/gK(0))F^{(3,1)} = 2\sqrt{2}A^- \\ F^{(3,2)} &= 0, \quad G^{(1,0)} = 0, \quad G^{(3,2)} = 0 \\ (2M/gK(0))G^{(1,1)} &= (4M/gK(0))G^{(3,1)} = 2\sqrt{2}B^- \end{aligned} \quad (2.18)$$

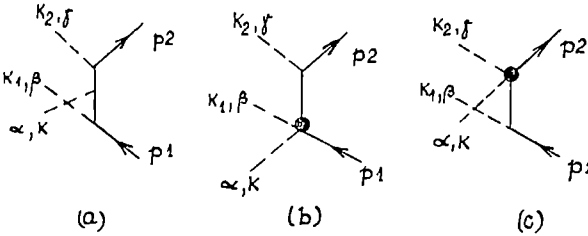


Fig 2 The nonpole diagrams for pion production amplitude. The blobs of (b) and (c) represent the complete amplitude except the direct nucleon pole which is accounted for by the pole diagram.

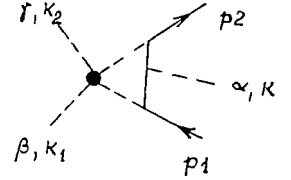


Fig 3 The one-pion exchange diagram.

The amplitudes in the above constraints are analytic function of two invariants, namely :

$$\begin{aligned} \nu &= - (1/2M)(p_1 + p_2) \cdot k_1 \\ \nu_B &= - (1/2M)(p_2 - p_1) \cdot k_1 \end{aligned} \quad (2.19)$$

It is known that $A^-(\nu, \nu_B)$ is odd under crossing ($\nu \rightarrow -\nu, \nu_B \rightarrow -\nu_B$)

$$A^-(0, 0) = 0. \quad (2.20)$$

Then eq. (2.18b) gives (at $\nu = \nu_B = 0$)

$$\begin{aligned} F^{(1,1)} &= 0 \\ F^{(3,1)} &= 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

3. Discussion. In deriving the constraints (2.12) and (2.13) we have neglected the contribution of the processes resembling those of Fig. 3. This is equivalent with the assumption that the non-pole production amplitude is dominated by the one-pion exchange process.

This assumption leads to a good agreement with the results of current algebra and PCAC.

Finally let us note that the equation (2.8) has the same content as the Adler-Dothan theorem [5] [Eq. (30) of reference [5]].

(Received March 31, 1970)

REFERENCES

1. A N Kamal and R G. Lavers, Phys Rev **162**, 1543 (1967)
2. K Nishijama Nuovo Cimento, **11**, 698 (1959), J Hamilton, Nucl Phys B1, 449 (1967);
A O Barut and B C Unal, ICTP, Trieste, preprint IC [68] 94.
3. G F. Chew, M L Goldberger, F E Low and Y Nambu, Phys. Rev. **106**, 1337 (1957).
4. P Carruthers, Ann Phys (NY), **14**, 229 (1961)
5. S Adler and, Y Dothan, Phys Rev **151**, 1267 (1966)

INVARIANTA DE ETALONARE, TEHNICA PIONILOR „MOI” ȘI DIFUZIA
INELASTICĂ PION—NUCLEON

(R e z u m a t)

Utilizându-se invarianța de etalonare și tehnica „pionilor moi” se stabilesc constrângeri între partea fără pol a amplitudinii de producere pionică și amplitudinea de difuzie elastică pion-nucleon. Se reobțin rezultatele din lucrarea [1].

КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ, ТЕХНИКА „МЯГКИХ ПИОНОВ” И НЕ-
УПРУГОЕ СТОЛКНОВЕНИЕ ПИОН-НУКЛЕОН

(Р е з ю м е)

Используя калибровочную инвариантность и технику „мягких пионов”, автор устанавливает ограничения между бесполой частью амплитуды генерирования пионов и амплитудой упругого столкновения пион-нуклеон. Вновь получаются результаты работы [1].

OBSERVAȚII DE PROPAGARE TRANSORIZONTALĂ A UNDELOR VHF ÎN ANII 1959—1961

de

T. I. LÁSZLÓ și A. BÓDI

I. Introducere. Cu toate că propagarea transorizontală (dincolo de orizontul radio) a undelor VHF în momentul actual nu aparține telecomunicațiilor în sens strict al cuvântului — datorită caracterului său aleator și nesiguranței exploatarii sale —, studiul acestei propagări prezintă totuși un interes deosebit, dată fiind intensificarea utilizării undelor VHF și sensibilitatea mereu crescîndă a receptorilor. Pe lângă *probleme de ordin științific* referitoare la mecanismul de propagare și la structura atmosferei superioare, mai rămîn de discutat și *probleme de ordin practic*. efectele de interacțiune și de perturbație reciprocă (bruiaj) dintre semnalele emise de posturile locale și îndepărtate, alegerea și repartizarea justă a frecvențelor de lucru, a puterilor maxime de emisie și a distanțelor minim tolerabile între posturile existente și planificate, proiectarea adecvată a amplasării posturilor [1, 2].

Cunoștințele actuale despre ionosferă sînt atît de avansate, încît fenomenele ce intervin la *propagarea undelor HF* ($f = 3-30$ MHz) pot fi prevăzute cu o precizie satisfăcătoare [3] și este posibil de a da o prognoză pentru condițiile medii de propagare [4, 5, 6]. Previziunile după metoda elaborată de CRPL, RRB și IPS, cea de ZfF perfecționată de SPIM, SPIN și DPI, cea dată de IZMIRAN¹ devin din ce în ce mai concludente, cu toate că mai există diferențe în ce privește valoarea frecvențelor maxim utilizabile (MUF) în urma premiselor diferite referitoare la condițiile de reflexie [7].

Propagarea undelor UHF ($f = 300-3000$ MHz) este cunoscută în măsura în care pe baza diagramelor [8] și a curbelor de propagare comunicate de CCIR și ITU² [9, 10] să se poată prevedea teoretic intensitatea cîmpului util [11, 12].

Metodele susmenționate nu sînt întocmai aplicabile la *propagarea undelor VHF* ($f = 30-300$ MHz). Rolul unui număr considerabil de factori [13, 14, 15, 16] este clarificat la propagarea pînă la orizontul radio ($d < 100-250$ km) [17, 18]

¹ CRPL = Central Radio Propagation Laboratory (U S A), RRB = Radio Research Board (Great Britain), IPS = Ionospheric Prediction Service (Australia), ZfF = Zentralstelle für Funkberatung (Österreich), SPIM = Section de Prévisions Ionosphériques Militaires, SPIN = Section de Prévisions Ionosphériques Nationales, DPI = Division de Prévisions Ionosphériques du CNET = Centre National d'Études des Télécommunications (France), IZMIRAN = Institut Zemnogo Magnetzima, Ionosferi i Rasprostraneniya Radiovoln (U R S S.).

² CCIR = Comité Consultatif International des Radiocommunications (Genève), ITU = International Telecommunication Union (Geneva)

Propagarea transorizontală, cu toate că există un număr mare de observații la diferite frecvențe, lăfimi de benzi transmise și regimuri de lucru³, este teoretic insuficient explicată (v. de ex : [19, 20, 21]), fiind rezultatul unei suprapunerii de mai multe mecanisme de propagare. *Reflexiunile* sporadice de pe straturile *E_s* asociate cu aurora (din regiunile polare), în ciuda fadingurilor rapide ("sputter"), respectiv cele de origine meteoritică de scurtă durată ("pings", "bursts"), fiind prezibile pe baza erupțiilor solare, respectiv roiurilor meteoritice sezoniere, sînt chiar utilizate pentru legături comerciale ($d < 1000$ km) în regim c.w⁴. *Superrefracția* (din regiunile tropicale) prin ghid troposferic de undă ("duct") [22, 23, 24, 25], avînd un caracter imprevizibil nu poate servi pentru scopurile telecomunicațiilor, cu toată bătaia sa mare ($d < 4000$ km). În regiunile temperate propagarea transorizontală se datorește fenomenelor de reflexie difuză ("scattering") și regulată [26, 27]. *Imprăștierea ionosferică* de pe stratul D pare a fi explicată global [28, 29] pe cînd pentru cea *troposferică* [30, 31] și *stratosferică* [26] există controverse. *Reflexia ionosferică regulată* de pe straturile *E_s* nu este încă clarificată în toate amănunțele ei.

Discrepanțele dintre teorie și practică, respectiv dintre diferitele concepții, impun necesitatea unui studiu mai sistematic și de lungă durată a condițiilor de propagare⁵, pe cît posibil într-o gamă cît mai largă de frecvențe și pe o bandă cît mai largă de transmisie⁶. Din aceste motive observațiile noastre s-au extins la studiul propagării undelor VHF modulate cu videosemnale.

2. Aparatura. Pentru a putea recepționa posturile de televiziune europene televizorul trebuie să prelucreze semnalele emise

1 în gama VHF

2. după 6 norme (norma a 7-a, cea franceză II : norma F fiind deja abandonată) : norma A vesteuropeană (CCIR), C esteuropeană (OIRT), D engleză (BBC), F franceză I (CFT), G estbelgiană I și H vîstbelgiană II (INBT)⁷

Televizoarele cu mai multe norme :

a) pentru audio- și videosemnale (comerciale) și

b) numai pentru videosemnale (experimentale) trebuie să satisfacă unui număr diferit de cerințe [35, 36].

Ca *videoreceptor* s-a utilizat un aparat de tip „Rubin” construit pentru recepția primelor 5 canale ale normei C (potrivit și pentru norma video A), avînd o sensibilitate de 200 μ V. Pentru *schimbarea polarității modulației* dioda semiconductoră

³ Regim Felul modulației A = modulație de amplitudine, F = modulație de frecvență, P = modulație de impuls, felul transmisiei O = purtătoare nemonulată, I = purtătoare manipulată (c.w = continuous waves = telegrafie nemonulată), 2 = purtătoare modulată manipulată, 3 = telefome, radiofonie (BC = broadcast), 4 = telefotografie, 5 = televiziune (TV = television)

⁴ Amatorii au recepționat și în regim A5 pînă la $d \approx 6000$ km (L O z o l s din Krustpils, R S S Letonă [21])

⁵ În țară primele diagrame de radiație a unui post de televiziune au fost ridicate în 1957 [32], primele observații nesistematice referitoare la propagarea undelor VHF în regim A5 datează din 1957—1959 [33], iar cele sistematice încep la 21 I 1959 [34]. În urma articolelor noastre de popularizare ne-au înștimțat despre recepția sporadică radioamatorii M L i s n i c (Constanța) (1957—), Gh. S t ă n c i u l e s c u (Pitești) (1958—), C B o r b    l y (Ghelar) (1959—) și M I o s i f (Brașov) (1960—)

⁶ Banda transmisă în regim 2 este de 300—3400 Hz, în regim 3 de 50—10000 Hz sau 30—15000 Hz, iar în regim 5 de 3—10,6 MHz (conform normei de la D pînă la E)

⁷ CCIR = Comit   Consultatif International des Radiocommunications, OIRT = Organisation Internationale de Radiodiffusion et Télévision, BBC = British Broadcasting Corporation, CFT = Comit   Fran  ais de Télévision, INBT = Institut National Belge de Télévision

demodulatoare a fost montată pe un comutator cu 2 poziții (fig. 1), confecționat dintr-un disc de plexiglas cu 2 contacte lamelare situate la 180° , care putea fi rotit pe un alt disc similar cu 2 contacte lamelare elastice și cu un resort opritor. Cu toate că transformatorul de ieșire a fost construit pentru baleiajul orizontal cu

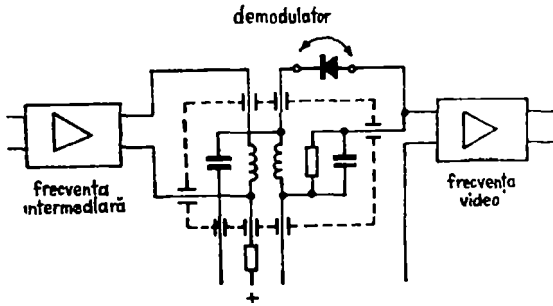


Fig. 1 Schimbarea polarității modulației

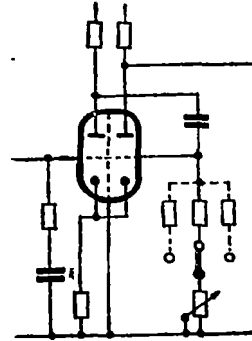


Fig. 2 Reglarea frecvenței liniilor

o durată mijlocie de revenire ($\tau = 11,5 \mu\text{s}$), modificarea noastră (mai simplă ca de exemplu [37, 38, 39]) n-a influențat comanda sigură a nivelului negru nici la durată mică ($\tau = 8 \mu\text{s}$ la norma E, H), nici la durată mare ($\tau = 17,5 \mu\text{s}$ la norma D) a revenirii spotului pe orizontală. Suprimarea eficace a impulsurilor perturbatoare a rămas invariabilă, evitând astfel formarea petelor (negre la norma A, C, D, G sau albe la norma E, H). Pentru *reglarea frecvenței liniilor* rezistorul fix din circuitul de grilă a multivibratorului (generator de linii) a fost înlocuit cu un complex de 3 rezistoare și un comutator cu 3 poziții (fig. 2). Un reglaj suplimentar al lățimii benzii de transfer la amplificatorul de înaltă frecvență (a canalului) a fost de prisos⁸. Pentru *lărgirea domeniului de frecvență*, televizorul a mai fost completat cu încă un circuit oscilant pentru recepția primului videocanal din banda I după norma A, D, G acoperind astfel *banda I* ($f = 41-68 \text{ MHz}$) de televiziune⁹ (Tabel 1).

Ca *antena* s-a folosit una de tip Yagi cu 3 elemente orizontale aranjate cu un singur etaj, proiectată pentru canalul 2 al normei C. Antena a fost cuplată cu televizor printr-un fider coaxial cu linie de simetrizare de semiundă. Pentru *rotirea antenei* în plan orizontal s-a utilizat un *sistem cu indicator de direcție* telecomandat din camera de observație [40], avînd o durată totală de rotație de 1,5 min.

3. Metoda de lucru. *Criteriul de recepție* a fost considerat cazul cînd intensitatea sincroimpulsurilor era suficientă să producă o imagine staționară sau cuasistaționară.

Pentru *identificarea posturilor* s-a recurs la următoarele posibilități:

1. identificarea directă pe baza mirelor de control ce indică localitatea (unele posturi vestgermane și daneze),

⁸ Raportul lungime/lățime a imaginii n-a pus nici-o problemă, deoarece valorile sînt apropiate pentru diferitele norme

⁹ Dat fiind lățimea mare a benzii videofrecvenței, au putut fi recepționate și posturi aparținînd canalului 2 după norma A, G, H și canalului 3 și 5 după norma D.

Tabel I

Benzile de frecvență și canalele TV recepționabile

f [MHz]	Televi- zor	Norma de televiziune					
		A	C	D	E	G	H
100	100,0						
	92,0		93,25				
90	92,0		(5)				
	84,0		85,25				
80	84,0		(4)				
	76,0		77,25				
70			(3)				
	66,0			(66,75)	65,55		
	62,25			61,75	(4)	62,25	62,25
60	58,0	(4)	59,25	(4)		(4)	(4)
	56,5		(2)	(56,75)	56,45	55,25	55,25
	55,25	(3)		(3)		(3)	(3)
	51,75			51,75	(3)		
50	48,5	(48,25)	49,75	(2)	(2)	(48,25)	(48,25)
	48,0			45,00		(2)	(2)
	42,25	(2)				42,25	42,25
40	40,0	(1)				(4)	(1)

(In cercelet : canalul recepționabil)

2. identificarea indirectă

2.1. aproximativă, pe baza mirelor de control ce indică zona sau țara;

2.2. dubioasă, pe baza mirelor de control și de reglaj fără inscripțiuni (luând în considerare că tipul american RMA este utilizat de posturile austriace, vest-germane, belgiene și poloneze, tipul BBC de cele engleze, daneze și unele norvegiene);

2.3 nesigură, pe baza programului.

În ultimele două subcazuri s-a comparat norma emisiei, direcția de recepție și canalul de emisie cu datele tabelare sau cartografice, ținând cont și de timpul local verosimil de emisie. Uneori recunoașterea emițătorului a fost îngreunată prin apariția simultană a mai multor posturi lucrând pe același canal sau pe canale apropiate, iar în anumite perioade, de paraziți de origini diferite. Din cauza dezvoltării continue a rețelelor guvernamentale de televiziune, frecvența și puterea de lucru s-au schimbat în decursul perioadei de observație. Din aceste motive reprezentarea tabelară (Tabelul II) oglindește numai o stare medie^{10, 11}.

4. Rezultatele experimentale și analiza lor.

Durata observațiilor s-a extins pe anul 1959 (exceptând lunile II, III, VIII, IX și X), 1960 (exceptând luna VIII) și 1961, făcând observații zilnice între orele locale 09^h00^{min} și 21^h00^{min} la Cluj (cu coordonate geografice: 46N45, 23E37).

Analiza rezultatelor — pe lângă identificarea dificilă a posturilor

¹⁰ O prezentare precisă a posturilor sovietice nu este posibilă. Se cunoaște doar că puterea de emisie este 10 ÷ 60 kW, iar polarizarea este orizontală.

¹¹ Pe lângă posturile cuprinse în tabelul II, s-au înregistrat recepții izolate sporadice de la posturi neidentificabile.

Posturile din banda I de televiziune din zonele de 500-2500 km
(în paranteză: puterea în kW, polarizarea, înălțimea în m) (cifrele din rîndul 3 indică poziția posturilor pe harta din figura 3)

f [MHz]	NORMA				A												C				D	E	G	H
	AG H	C A	D	E	RAI	TVE	RTP	ST	ÖR	NTS	DBR	DTV	NRK	SR	CBS	—	ČT	TVP	DFP	TSS	UK	RTF	BRT	BRT
70					1-5	6-9	10	11-13	14-15	16	17-24	25-26	27	28-34	35	36	37-40	41-42	43-44	45-53	54-60	61-67	68-69	70
60			66,75																					
				65,55																				
			62,25																					
50																								
				61,75																				
			59,25																					
40																								
				56,75																				

Inițiale	Semnificația	Baza identificării
RAI	Radiotelevisione Italiana	Wireless World, (1959) March, 109.,
TVE	Televisión Española	Radio und Fernsehen, 10 (1961) Nr. 22. III.,
RTP	Radiotelevizão Portuguesa S.A.R.L.	Wireless World, (1959) March, 109.,
ST	Schweizerische Television - - Poste Télégraphie Téléphonie, Suisse	Radio und Fernsehen, 11 (1962) Nr. 22. III.
ÖR	Österreichischer Rundfunk - Fernsehen	" " 11 (1962) Nr. 23. III.
NTS	Nederlandse Televisie Stichting	Rádiótechnika, 7 (1957) Nr. 5.140.
DBR	Deutsche Bundesrepublik - - Deutsches Fernsehen	Radio und Fernsehen, 6 (1957) Nr. 19.III.
DTV	Danmarks Television - Statsradiofonien	" " 11 (1962) Nr. 22.III.
NRK	Norsk Rikskringkasting	" " 11 (1962) Nr. 23.III.
SR	Sveriges Radio - Television	" " 11 (1962) Nr. 23.III.
CBS	Cyprus Broadcasting Service - - Governmental Broadcasting Cyprus	Rádiótechnika, 14 (1964) Nr 8, 308, Wireless World, (1959) March, 109.,
—	Technical University Istanbul	—
ČT	Československo Televisie	Rádiótechnika, 14 (1964) Nr. 8, 308., Wireless World, (1959) March, 109.,
TVP	Telewizja Polska	" " 11 (1962) Nr. 21.III.
DFP	Deutscher Fernsehfunk - - Deutscher Demokratischer Rundfunk	" " 11 (1962) Nr. 21.III. 8 (1959), 598.
TSS	Televidenie Sojuz Sovetskikh - - Sojuz Sovetskikh Socialističeskikh Respublik	Rádiótechnika, 9 (1959) Nr. 6, IV., 14 (1964) Nr. 8.308.
UK	United Kingdom - - British Broadcasting Corporation	" " 14 (1964) Nr. 8.308.
RTF	Radiodiffusion - Télévision Française	Rádiótechnika, 14 (1964) Nr. 8. 308.,
BRT	Belgische Radio Televisie - - National Institut Belge de Radiodiffusion	" " } FAURE, R.: Inicitation à l'Électronique. Dunod. Paris 1966 p. 308, 318. Wireless World, (1959) March, 109.

lor —, mai este îngreunată prin caracterul neconstant al câmpului electromagnetic de cauză în urma faptului că acesta nu este generat de un număr bine definit de surse, ca sursele nu au o distribuție uniformă pe suprafața globului pământesc și că durata emisieii variază. Orele de emisie variază nu numai după orele zonale¹², dar și după programul zilnic specific al posturilor. În plus, emițătoarele au în general câte o zi de pauză săptămânal (pentru revizii tehnice) și emisia se întrerupe uneori neprevăzut în urma defectelor tehnice. Deci poate că într-un anumit moment există condiții geofizice potrivite pentru propagare transorizontală, dar din cauza unor motive inerente ca cele enumerate mai sus nu există emisie.

Având în vedere că antena rotitoare execută o explorare omnidirecțională în planul ecuatorial (la un unghi azimutal $\varphi = 0 \div 2\pi$) și că posturile sînt dispersate

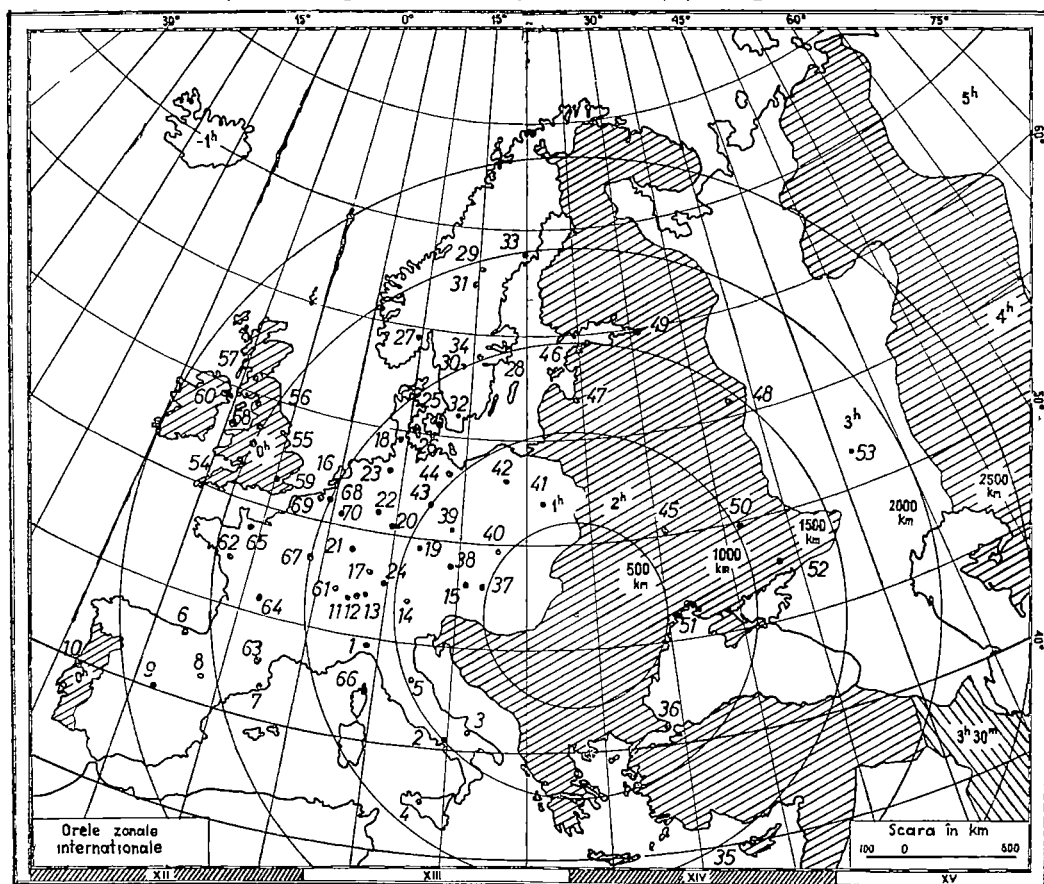


Fig. 3 Harta Europei cu posturile din banda I de televiziune situate în zonele circulare avînd ca rază distanța de la postul de recepție din Cluj.

în regiunile zonale XII—XIV (cu orele zonale între 0^h și 4^h), deci față de locul recepției emisiunile prezintă o deplasare simetrică de timp (de $\pm 1^h$, respectiv $\pm 2^h$), recepția poate fi aproximată ca fiind un fenomen statistic din punct de vedere al direcției și al timpului de recepție (fig. 3). Deoarece numărul orelor de recepție

¹² Pe teritoriul U.R.S.S. la orele zonale se mai adaugă $+1^h$.

este o funcție de timp fără însă să se bănuiască o altă legătură cauzală decât o coincidență de poziție, rezultatele observațiilor au fost reprezentate în *grafice calitative* (de clasa I-a) *cu linii în trepte*. Evaluând rezultatele cu precauțiunile de mai sus, se poate obține un aspect destul de general asupra condițiilor de propagare.

1. În mersul anual

1.1 Numărul orelor de recepție *pe zilele anului* prezintă o dispersie foarte mare în ce privește frecvența și durata recepției, și apare un maxim de vară (fig. 4.1, 4.2, 4.3).

în 1959 la 15 VI. de 7 ore
 1960 31.V. 8,5
 1961 15.VI 8,75

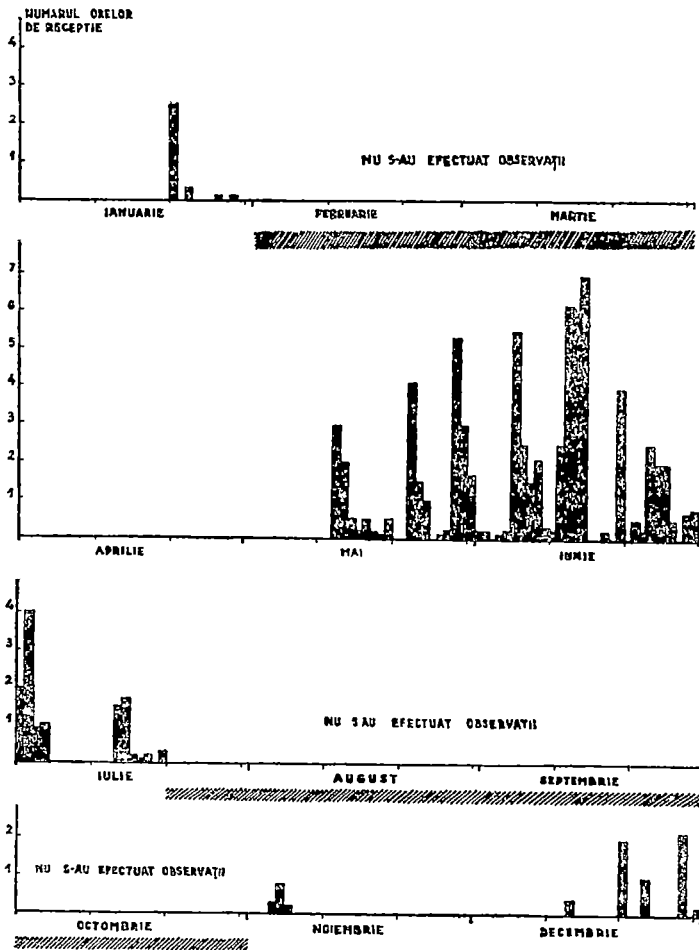
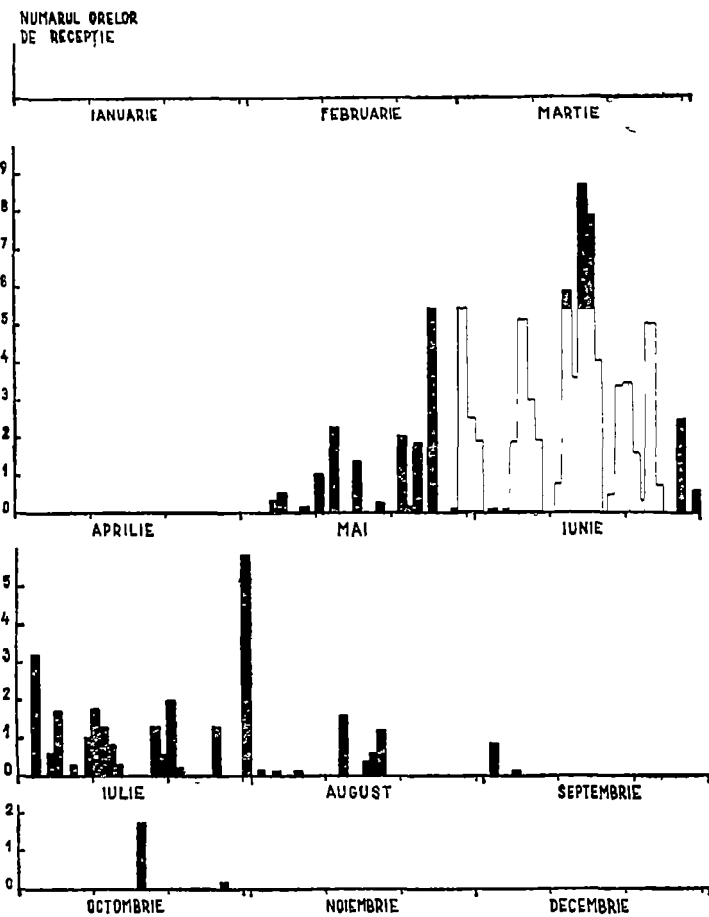
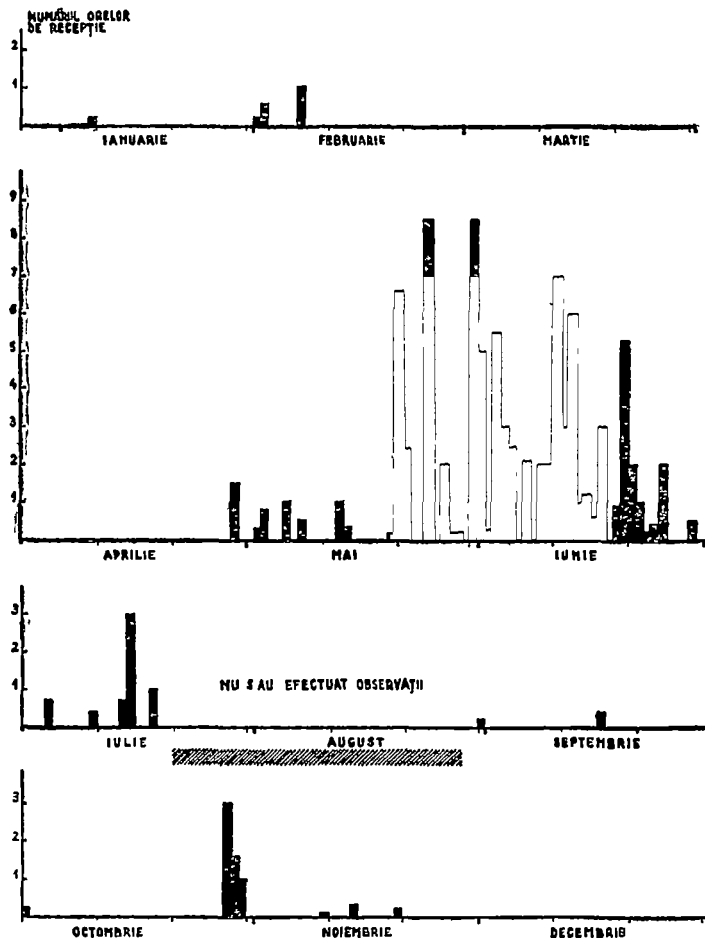


Fig. 4. Mersul anual al recepției pe zilele anului



1960

1961

Fig. 4. Mersul anual al recepției pe zilele anului

1.2 Numărul orelor de recepție *pe lunile anului* prezintă o regularitate mai mare în ce privește frecvența și durata recepției, și apare un maxim în iunie în toți anii cu aprox. 60 de ore (fig. 5 1, 5 2, 5.3). *Medria pe cei 3 ani* de observație arată net acest maxim (fig. 6). In mersul sezonier nu s-a putut descoperi nici-o corelație cu numărul relativ al petelor solare R (Zurich)¹³ nici cu erupțiile solare.

2. In mersul diurn

2.1. Numărul orelor de recepție *pe lunile anului* prezintă o regularitate bună în ce privește frecvența recepției, și apare un maxim înainte de masă și unu după masă (fig 7.1, 7 2, 7 3).

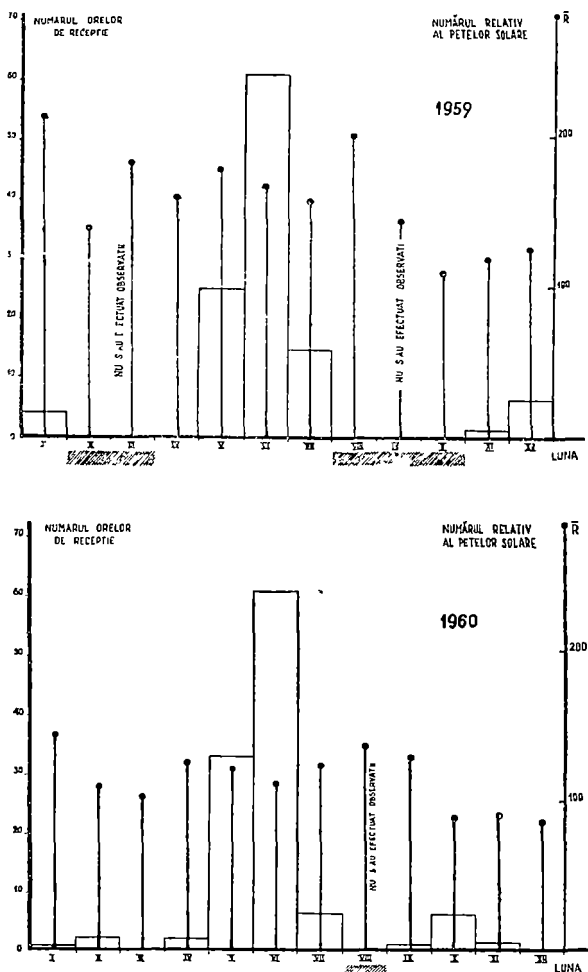


Fig 5 Mersul anual al recepției pe lunile anului și mersul numărului relativ al petelor solare

¹³ Presupunerea, că un număr relativ mic ar fi o condiție preliminară favorabilă pentru propagarea transorizentală [41], n-a fost confirmată

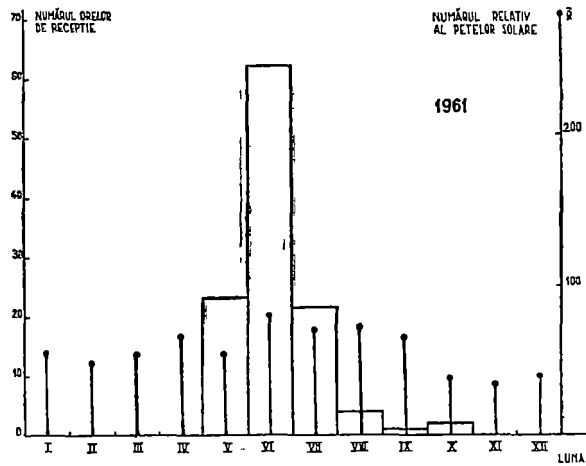


Fig 5 Mersul anual al recepției pe lunile anului și mersul numărului relativ al petelor solare.

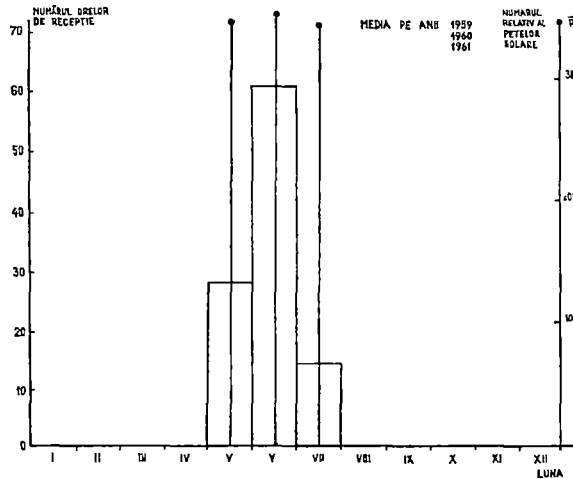


Fig 6 Mersul medru anual al recepției și mersul numărului relativ al petelor solare pe 3 ani în lunile de vară.

2.2. Numărul orelor de recepție *pe an* prezintă o regularitate netă în ce privește frecvența recepției, și apare un maxim înainte de masă și unul după masă (fig. 8.1, 8.2, 8.3) :

în 1959 între orele	11—12 și	18—19	timp local
1960	11—13	19—20	
1961	12—13	18—19	

media pe cei 3 ani de observație arătând net aceste maxime (fig. 9).

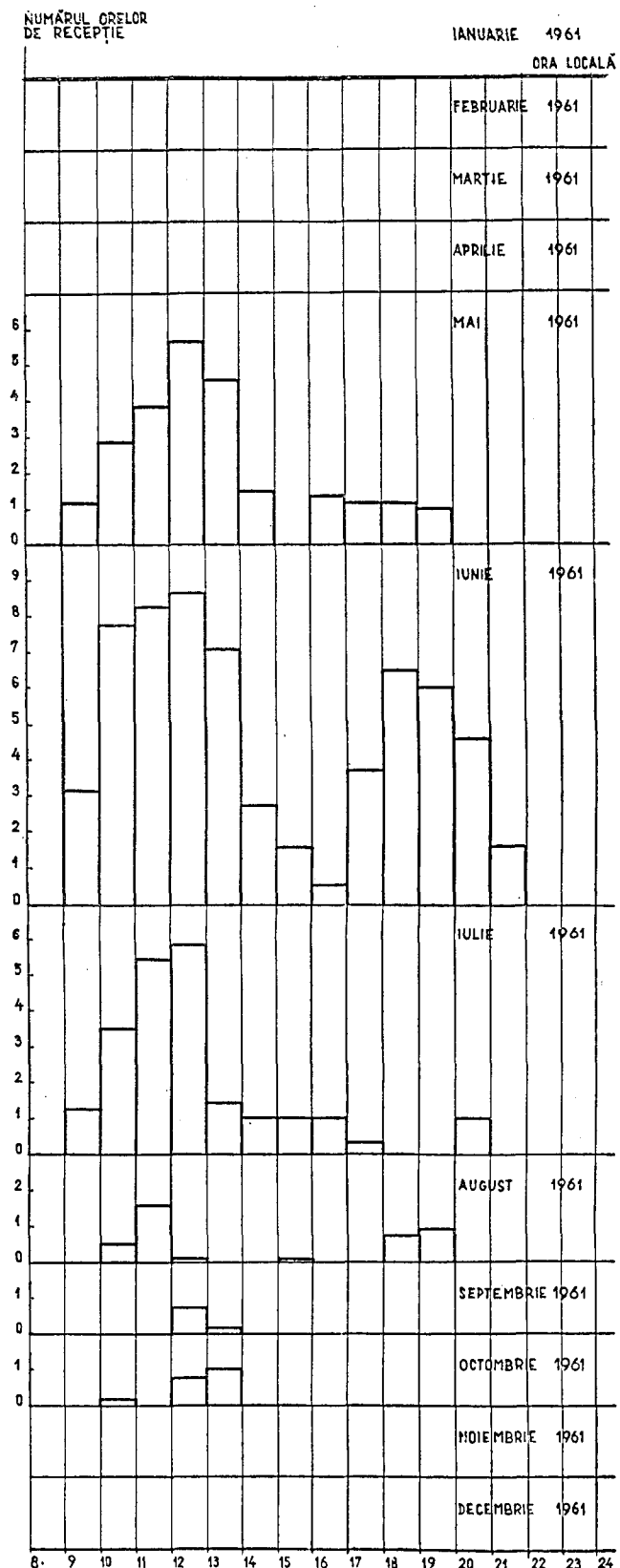
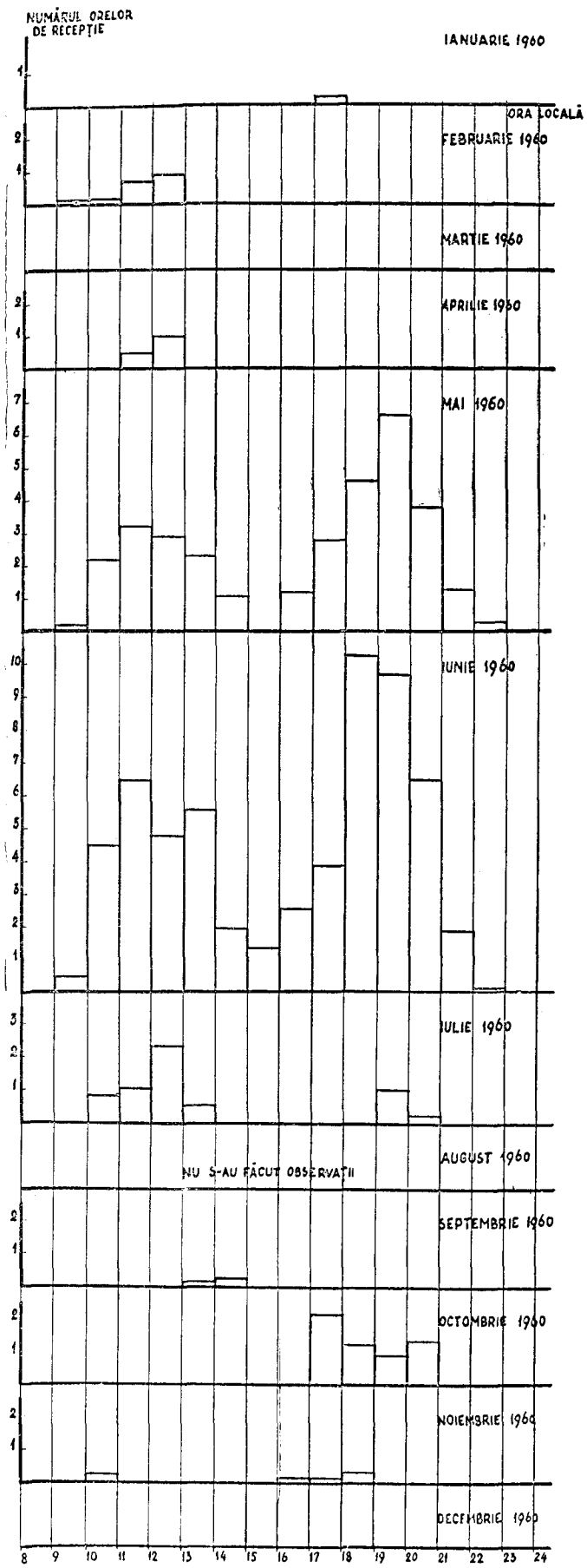
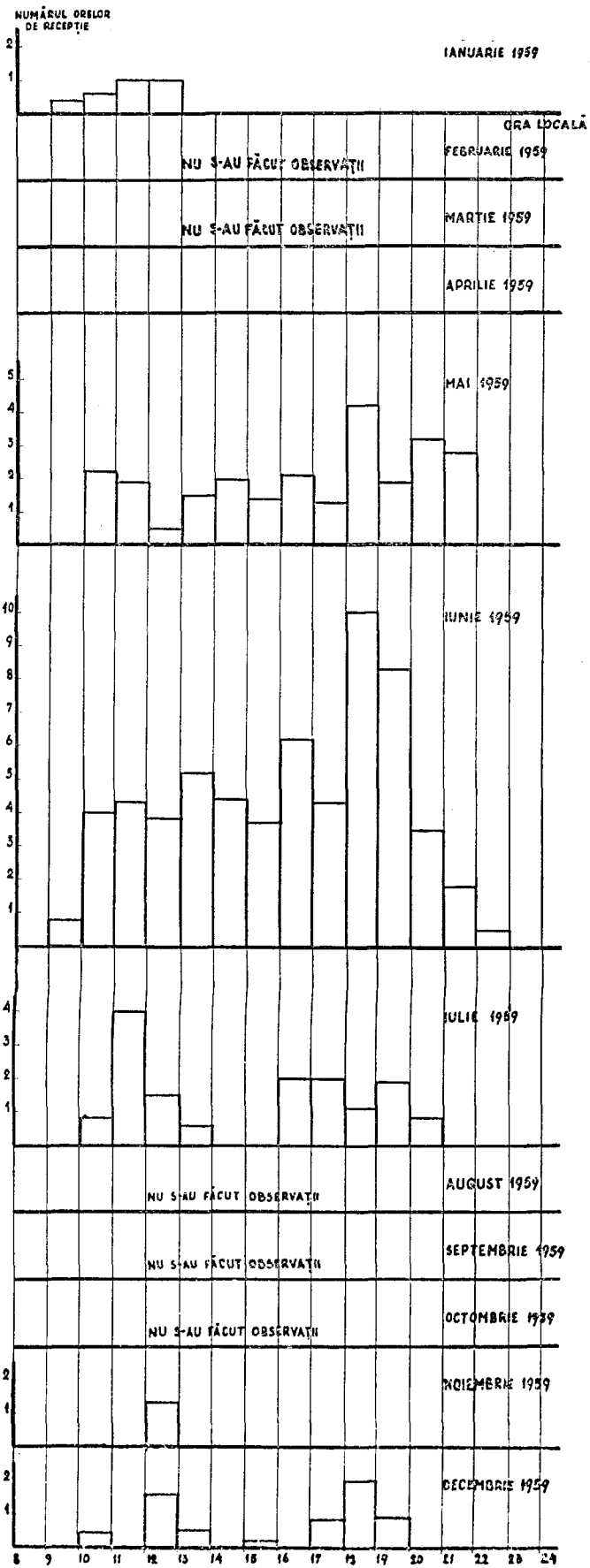


Fig. 7. Mersul diurn al recepției pe lunile anului.

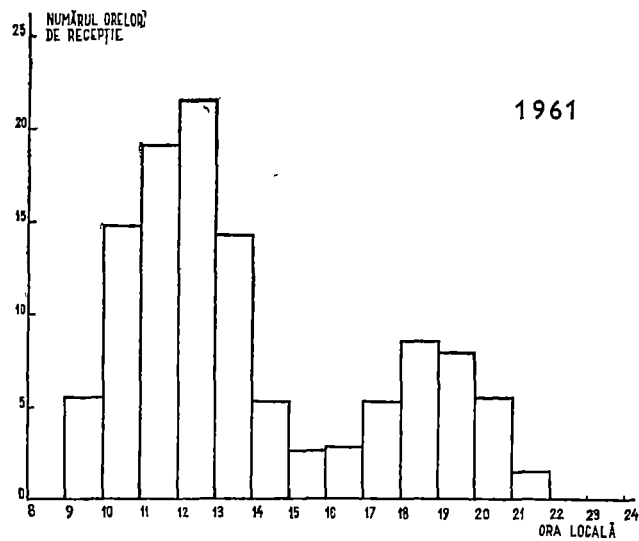
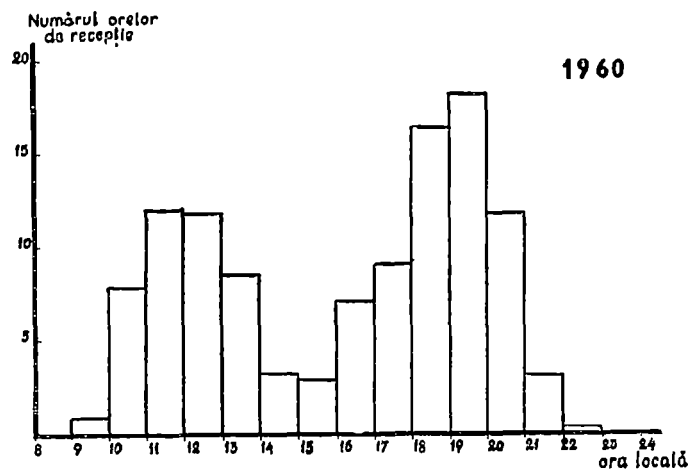
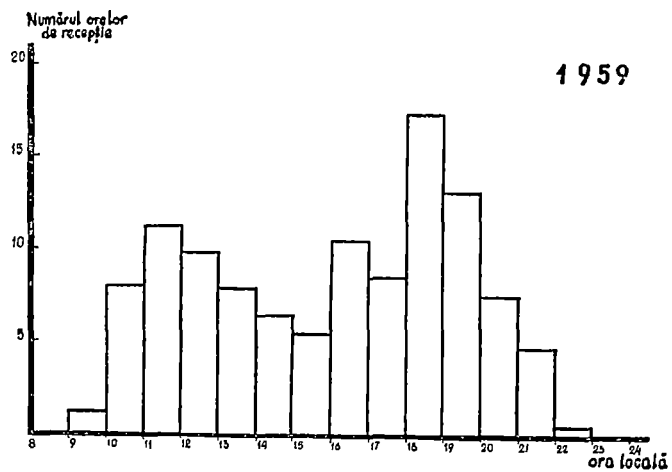


Fig. 8 Mersul diurn al recepției pe ani.

Se poate remarca că *intensitatea câmpului util* uneori a atins valori atât de ridicate, încît videosemnalele au dat naștere la imagini de bună calitate chiar cu o antenă monofilară de 1—2 m. Se poate constata că *siguranța recepției* depinde

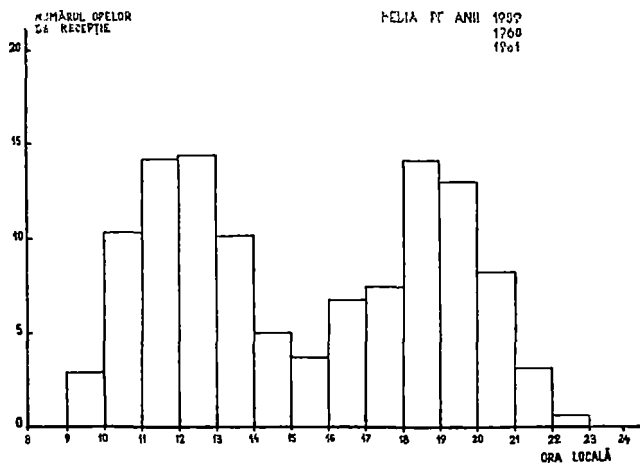


Fig. 9 Mersul mediu diurn al recepției pe 3 ani

mai mult de starea ionosferei, decît de puterea sursei (postului emițător)¹⁴. *Durata recepției* a variat între minute și ore cu fadinguri mai mult sau mai puțin pronunțate.

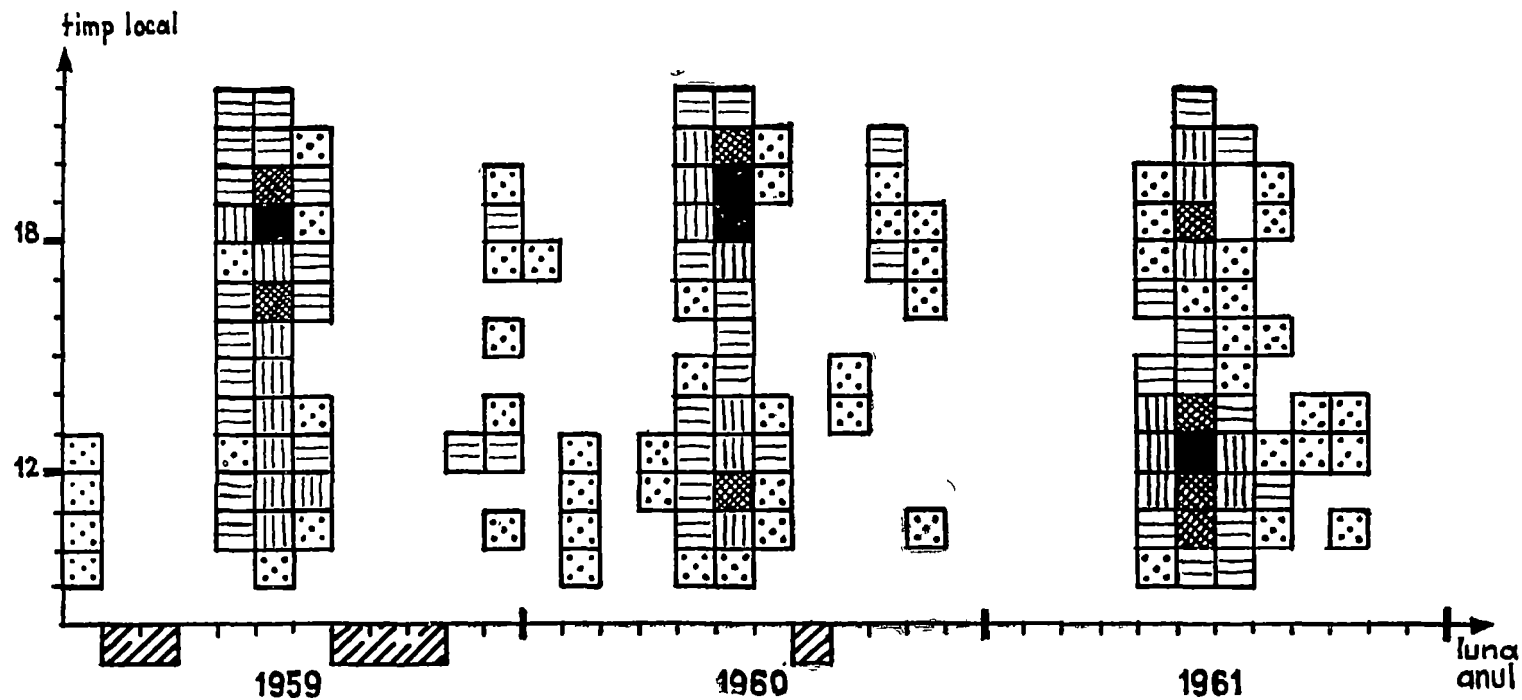
*

Incepînd cu anul 1937, cînd s-a înregistrat pentru prima oară intensitatea câmpului generat de un post de televiziune (London) pe $f = 45$ MHz la o distanță de $d = 5400$ km (Riverhead, U.S.A.), s-a constatat o reflexie F2 cu maxim de iarnă (lunile XI și XII) [42], propagarea transORIZONTALĂ a devenit obiectul unui studiu îndelungat. În ciuda tuturor eforturilor de 3 decenii, fenomenele nu sînt însă cu totul clarificate [43].

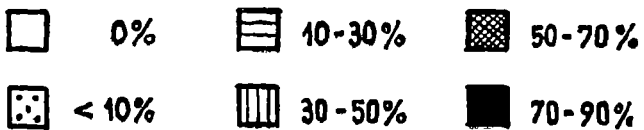
Este aproape cert că raza de acțiune a împrăștierei troposferice se limitează la $d \approx 500$ km [44, 45, 46, 47], iar cea a împrăștierei ionosferice (presupuse mai întîi la $d < 1000-2000$ km [48]) la $d \approx 800$ km [49]. În ce privește reflexia Es, teoretic se presupunea o bătaie de $d < 1000$ km [50, 51], experimental fiind găsite însă și alte valori, ca de exemplu $d = 2355$ km la $f = 30-50$ MHz [52, 53], $d = 1740$ km la $f = 37,3$ MHz [54, 55], $d < 960$ km la $f = 56$ MHz [56], iar pentru reflexia $1 \times F2$ $d < 3000$ km la $f = 10-27$ MHz [57], $d \approx 5300$ km la $f = 27-33$ MHz [58], $d = 3000$ km la $f = 50$ MHz [59].

Literatura de specialitate conține un număr extraordinar de mare de observații, în majoritatea lor însă nesistematice sau de durată scurtă, și rareori pentru o gamă largă de frecvență. Excepție fac mai ales observațiile făcute în Anglia între 1944—1957 pe 40—200 MHz [47], în S.U.A. între 1953—1954 pe 54—88 MHz (citată de: [60]) și în R.D.G. între 1958—1959 pe 28 MHz [61].

¹⁴ De exemplu Nicosia cu $P = 1,5$ kW sau Istanbul cu emisie experimentală.



Probabilitatea
de recepție de



în 12 ore de
observație

Fig 10 Mersul sezonier al probabilității de recepție

Mersul sezonier după observațiile americane prezintă un maxim plat de vară între mai și august (în concordanță cu valorile medii ale frecvențelor critice pentru stratul E_s măsurate de sondele ionosferice europene din Lindau/Harz (R.F.G.), Schwarzenberg (R.D.G.) și Ditton Park/Slough (Anglia) la $f_0 E_s < 7$ MHz. Experiențele est-germane arată un maxim de vară pentru zilele la care s-a observat o distanță minimă de salt (short-skip) pentru stratul F — luna iulie făcînd în mod curios o excepție

Mersul diurn după observațiile americane prezintă două maxime între luna mai și august: unul mai intens la 10^h, altul mai slab la 18^h, și un singur maxim între septembrie și aprilie la 12^h

Zona de acoperire după observațiile americane este cuprinsă între 900 și 1900 km cu maxim la 1600 km, iar după observațiile est-germane distanța minimă de salt prezintă un mers sezonier cu maxim de vară $d = 2275$ km (iulie) și cu minim de iarnă $d = 860$ km (decembrie). Din observații mai vechi [62] rezultă o deplasare a distanței minime de salt pentru stratul E_s cu frecvența 600 km la 30 MHz, 1500 km la 54 MHz, 2000 km la 60 MHz. Bătăia maximă se limitează în general la 2000 km [63, 64]. Constatarea [65] că în lunile de vară, la $d = 1500 \div 2400$ km probabilitatea procentuală statistică a recepționabilității scade cu frecvența, calitativ a fost confirmată și de experiențele noastre. În ce privește *recordurile mondiale* de recepție pe VHF pînă în anul 1961 [66], pare a fi dubioasă afirmația că recordul la $d = 19190$ km s-ar datora unei reflexii E_s, iar recordurile de $d = 2000$ km ar reprezenta distanța maximă de reflexie (single-hop).

Confruntînd calificativele referitoare la diferitele mecanisme de propagare (Tabelul III) cu observațiile noastre, se poate concluda la o *reflexie ionosferică de pe stratul E_s* din zona temperată. Găsirea corelației dintre propagarea trans-orizontală a undelor VHF și diferitele tipuri ale straturilor ionosferice E_s din zona temperată, rămîne însă o problemă de rezolvat.

5. Concluzii. Din analiza rezultatelor urmează că:

1. Propagarea undelor VHF din banda I de televiziune ($f = 41-68$ MHz) la bătaie mare ($d = 1000-3000$ km) în zona temperată

1.1. se datorește reflexiei regulate de pe stratul E_s;

1.2. prezintă o recepționabilitate avînd:

1.21. în mersul său sezonier un singur maxim ascuțit de vară, cu o probabilitate statistică a recepției pînă la 80-90% în luna iulie;

1.22. în mersul său diurn două maxime independente de sezon, și anume între orele 11-13 și 18-20 după timpul local,

1.3. dă naștere la o zonă de acoperire avînd:

1.31. o distanță minimă de salt (short-skip) de $d = 800 \pm 100$ km,

1.32. o distanță maximă de reflexie simplă-unică (single-hop) de $d = 2500 \pm \pm 250$ km;

2. Studiul propagării undelor VHF:

2.1. face posibil controlul existenței și urmărirea variației stratului E_s pe baza corelației,

2.2. permite să se tragă concluzii referitoare la rolul diferitelor tipuri de E_s la reflexie, comparînd condițiile de recepție cu datele ionosferice furnizate de ionosondele din apropierea punctului de reflexie.

Calificativele recepției pe VHF în funcție de mecanismul propagării

mecanism		factor activ	calificativele recepției									
reflexie	strat		bătaia [km]	semnal transmisibil		intensitatea de câmp					dependența solară	
				gamă [MHz]	bandă	caracter	mers					
				ciclic	sezonier		diurn					
difuză	troposferic	turbulența	<500	<2000	largă	slab, staționar	—	—		—		—
		reflexia parțială	< 500	<2000	largă	mediocru, staționar	—	—		—		—
	stratosferic	tropopauza	<800	<3000	medie	slab, staționar	—	—		—		—
		ionosferic	stratul D	<800 disimetric în NS și EV	<60	îngustă	slab, staționar	—	max vară și iarnă	min. echinox	max primăvară 11-13	min seară 19-22
regulată	ionosferic	stratul Es	800-2000	<80	largă	intens, puternic aleator	—	max vară	min iarnă	max primăvară și după masă 11-13 17-20	min răsărit și apus	—
		stratul F2	1 × F2 2000-4000 2 × F2 4000-7000	<60	largă	intens, slab aleator	paralelism cu R	max iarnă	min vară	max primăvară și seară 10-11 18-19	min răsărit spre E și apus spre V	erupții

Studiul propagării undelor VHF, ba chiar a celor HF la distanța medii ($d = 100-1000$ km) și mari ($d = 1000-3000$ km) în ultimele decenii a fost neglijată. Problema distanțelor mici ($d = 10-100$ km) și foarte mari ($d > 5000$ km) prezentînd dificultățile cele mai mari, a atras cea mai mare parte a eforturilor de cercetare în această direcție.

*

La lucrarea de față au mai contribuit: H. Szöcs și D. Popescu Autorii își exprimă mulțumirea lor călduroasă pentru ajutorul dat.

(Intrat în redacție la 9 aprilie 1970)

BIBLIOGRAFIE

1. Saxton, J A, Harden, B N, Proc Inst elect Engrs, **103** (1956), 757
- 2 Vickers, G A, The Marconi Review, **2**, (1963), 55
- 3 Rawer, K A E U, **5** (1951), 154
- 4 *Ionospheric Radio Propagation* Circular 462 Nat Bureau of Standards Washington, 1948
- 5 Baral, S S, Indian J Phys, **30** (1956), 189
- 6 Dieminger, W, *Ionosphere und drahtloser Westverkehr* Mitt Max-Planck-Ges, (1956), nr 2, 93
- 7 Halley, P, Lepechinsky, D, Mouches, Ph, Ann Télécom, **13** (1958), 254
- 8 Smith, F W, Electronics, **23** (1950), 110.
- 9 *UER Technical Data used by the European UHF/VHF Broadcasting Conference Stockholm 1961* ITU Geneva
- 10 *CCIR VHF and UHF Propagation Curves for the Frequency Range from 40 Mc/s to 1000 Mc/s* CCIR-Doc 2006 January, 1963
- 11 Kodolányi, Gy Rádiótechnika, **9** (1959), 234
- 12 Kuhn, U, Nachrichtentechnik, **15** (1965), 161
- 13 Braude, S Y Ukr Phys J, **3** (1958), 246.
- 14 Josephson, B, Blomquist, T A, Trans Inst Radio Engrs, **AP-6** (1958), 169
- 15 Klinker, L, *UKW Fernempfangsbeobachtungen Ihre Bedeutung fur Meteorologie und Funktechnik* Abh d. MHD der DDR, nr 35 (Bd. IV) Akademie Verlag Berlin 1956
- 16 Ikegami, F, J. Res. nat. Bur. Stand., **64-D** (1960), 239
- 17 Bullington, K, Proc. Inst Radio Engrs, **35** (1947), 1121 și **33** (1950), 27
- 18 CCIR Rapport 228, 1963 și 232, 1963
- 19 Klinker, L, Schmelovskiy, K H, Radio und Fernsehen, **6** (1957), 562, 636
- 20 Bull, G, Lange, H, Radio und Fernsehen, **9** (1960), 67
- 21 Streng, K K, Radio und Fernsehen, **11** (1962), 347
- 22 Price, R, Proc. Phys Soc, **61** (1948), 59
- 23 CCIR, Vol I Genève, 1951
- 24 Voge, J, Note préliminaire nr 167 Lab Nat. de Radioélectricité, 1953
- 25 Barsis, A P., NBS Report 2491, 1 May 1953
- 26 Booker, H G, Gordon, W E, Proc. Inst. Radio Engrs, **45** (1957), 1226
- 27 *Radio Transmission by Ionospheric and Tropospheric Scatter* Proc IRE, **1** (1960), 4
- 28 Bailey, D K, Bateman, R, Kirby, R C, Proc. Inst Radio Engrs, **43** (1955), 1,181
- 29 Bain, W C Proc Inst elect Engrs, **108** (1961), 241
- 30 Booker, H G, Gordon, W E, Proc Inst Radio Engrs, **38** (1950), 401
- 31 Du Castel, F, Misme, P, Spizzichino, A, Voge, J, *Réflexions partielles dans l'atmosphère et propagation à grande distance* Ed Revue d'Optique, Paris, 1960
- 32 Boerescu, C, Telecomunicații, **2** (1958), 56
- 33 Bucurescu, M, *Recepția emisiunilor de televiziune la mare distanță* Ed. Tehnică, București, 1959, p 13
- 34 László, T, Bódi, S, Rádiótechnika, **10** (1960), 147
- 35 Rappold, A, SEG - Nachrichten, **1** (1955), 54
- 36 Scholz, W, Funkschau, **16** (1955), 335.
- 37 Kieckbusch, H, Radio und Fernsehen, **6** (1957), 575

- 38 Kún, J, *Televízió távolsága vétel* Magy. Honv Sportszov, Budapest, 1959, p 38
 39 Kieckbusch, H, Radio und Fernsehen, **10** (1961), 10
 40 László, T, *Rádiótechnika*, **10** (1960), 210
 41 Heitler, E, *Radiotechnik*, **25** (1949), 437
 42 Goddard, DR, *Proc Inst Radio Engrs*, **27** (1939), 692
 43 Thonas, J.A, Smith, E.K, *J atmos terr Phys*, **13** (1959), 295
 44 Chisholm, J, *Comm Assemblée Gén de l'URSI*, Boulder, 1957
 45 Klinker, L, *Z Met*, **11** (1957), 339
 46 Hajime Enomoto, *Inst elect Commun Engrs Japan*, **41** (1958), 1233
 47 Jowett, J.K.S, *Suppl nr. 8 Proc Inst. elect Engrs * **105** (1958), 91, 122
 48 Bailey, DK, Bateman, R, Berkner, LV, Booker, HG, Montgomery, GF, Purcell, EM, Salisbury, WW, Wiesner JB, *Phys Rev*, **86** (1952), 141
 49 Pineo, VC, *J geophys Res*, **61** (1958), 165
 50 Villars, F, Weisskopf, VF, *Phys Rev*, **94** (1954), 232
 51 Villars, F, Weisskopf, VF, *Proc Inst Radio Engrs*, **43** (1955), 1232
 52 Chapman, JH, Kenneth Davies, Littlewood, CA, *Canad J Phys*, **33** (1955), 713
 53 Cox, JW, Kenneth Davies, *Wireless World*, **32** (1955), 35
 54 Meadows, RW, *Proc Inst elect Engrs * **105** (1958), 56
 55 Bain, WC, *Proc Inst elect Engrs * **108** (1961), 241
 56 Kazuo Aida, Teruo Koseki, Kenji Uchikura, *J Radio Res Labs Tokyo*, **8** (1961), 97
 57 Sherman, EDR, Martin, LTJ, *Wireless Eng*, **33** (1956), 190.
 58 Warren, E, Hagg, EL, *Nature (London)*, **131** (1958), 34.
 59 Ames, LA, Martin, EJ, Rogers, TF, *Proc Inst Radio Engrs* **47** (1959), 767
 60 Kuhn, U, *Radio und Fernsehen*, **6** (1957), II—III
 61 Koch, H, *Radio und Fernsehen*, **3** (1959), 606.
 62 Bray, WJ, Hopkins, HG, Kitchen, FA, Saxton, JA, *Proc Inst elect Engrs. * **102** (1955), 87
 63 Bailey, DK, Bateman, R, Kirby, RC, *Proc Inst Radio Engrs*, **43** (1955), 1181.
 64 Booker, HG, *J. geophys Res*, **61** (1956), 673
 65 Bennington, TW, *Wireless World*, **58** (1952), 5
 66 *Rádiótechnika*, **12** (1962), 369

НАБЛЮДЕНИЯ НАД РАСПРОСТРАНЕНИЕМ ЗА ГОРИЗОНТ ВОЛН СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ, ПРОВЕДЕННЫЕ В 1959—1961 ГГ

(Резюме)

В последние десятилетия частично пренебрегали исследованием распространения волн сверхвысоких частот за горизонт радио на средние и большие расстояния. За некоторыми исключениями наблюдения не были достаточно систематическими и продолжительными и часто относились лишь к ограниченному диапазону частот

Авторы провели ежедневные наблюдения в период 1959—1961 гг. между местными временами 09 и 21 в телевизионном канале-1 ($f = 41—68$ мгц) в Клуже (46 N 45, 23E37), принимая передачи телевизионных станций. В качестве видеоприемника авторы использовали обыкновенный телевизор, измененный для приема передатчиков, работающих согласно 6 существующим европейским нормам. Исследование во всех направлениях в экваториальной плоскости осуществлено с помощью вращающейся антенны с системой указания направления. Телевизионные станции были идентифицированы непосредственно или косвенно

Статистический анализ наблюдения показывает, что распространение в умеренной зоне является результатом регулярного отражения на слое Es. Способность приема в течение времени года имеет один острый летний максимум, с вероятностью приема до 70—90% в июле. В течение суток наблюдаются два максимума, независимо от времени года, а именно между 11—13 и 18—20 часами по местному времени. Зона покрытия находится между минимальным расстоянием скачка (short-skip) в 800 ± 100 км и максимальным расстоянием простого отражения (single-hop) в 2500 ± 250 км.

Авторы приходят к выводу, что изучение распространения волн сверхвысоких частот делает возможным контроль существования и наблюдения над изменением слоя Es на основе корреляции и позволяет сделать выводы о роли различных типов слоев Es в отражении, сравнивая условия приема с ионосферными данными ионосферных зондов, расположенных близ точки отражения

OBSERVATIONS SUR LA PROPAGATION TRANSHORIZONTALE DES ONDES VHF EN 1959—1961

(R é s u m é)

L'étude de la propagation des ondes VHF au-delà de l'horizon radio (transhorizontales) à de moyennes et grandes distances a été partiellement négligée dans les dernières décennies. Les observations, sauf quelques exceptions, n'étaient pas assez systématiques, d'une durée suffisante et souvent elles ne se rapportaient qu'à une gamme restreinte de fréquences.

Les auteurs ont fait des observations quotidiennes entre les années 1959 et 1961, entre les heures locales 09 et 21 dans la bande I de télévision ($f = 41-68$ MHz) à Cluj (46N45, 23E37), en réceptionnant les émissions des postes de télévision. Comme vidéorécepteur on a utilisé un téléviseur commercial modifié en vue de la réception des émetteurs travaillant d'après les 6 normes européennes existantes. L'exploration omnidirectionnelle dans le plan équatorial a été réalisée à l'aide d'une antenne tournante à système indicateur de la direction. Les postes ont été identifiés directement ou indirectement.

De l'analyse statistique des observations il résulte que la propagation dans la zone tempérée est due à la réflexion régulière sur la couche Es. La réceptivité au cours des saisons présente un seul maximum aigu en été, avec une probabilité de réception atteignant 70—90% en juillet. Dans la période diurne on observe deux maximums indépendants de la saison, à savoir entre 11—13 heures et 18—20 heures d'après le temps local. La zone de couverture est comprise entre la distance minimum de saut (short-skip) de 800 ± 100 km et la distance maximum de réflexion simple (single-hop) de 2500 ± 250 km.

Les auteurs aboutissent à la conclusion que l'étude de la propagation des ondes VHF rend possibles le contrôle de l'existence et l'étude suivie de la variation de la couche Es sur la base de la corrélation et permet de tirer des conséquences, relatives au rôle des différents types de couches Es dans la réflexion, en comparant les conditions de réception avec les données ionosphériques des sondes ionosphériques situées à proximité du point de réflexion.

PROFILUL CONCENTRAȚIEI LA SCURGEREA UNUI FLUID PESTE O PLACĂ PLANĂ ÎN MIȘCARE OSCILATORIE

de

IOAN STAN

Introducere. În multe cazuri, scurgerea unui fluid peste un corp este însoțită de unele procese chimice sau fizico-chimice, cum ar fi dizolvarea corpului de către un lichid, reacția chimică dintre un metal și un acid diluat, reacțiile chimice generate în fluid ca urmare a proprietăților catalitice ale suprafeței corpului, combustia unui carburant solid etc. Aceste procese, la care substanțele ce reacționează sînt repartizate între cele două faze, lichid sau gaz pe de o parte și corpul solid pe de altă parte, intră în categoria reacțiilor eterogene.

Aceste reacții eterogene au loc în stratul limită ce se formează la scurgerea unui fluid vîscos peste o suprafață, strat caracterizat prin variația vitezei. Problema reacțiilor eterogene în stratul limită a fost obiectul mai multor lucrări, în care se stabilește profilul concentrației substanțelor reactante [1, 2, 3]. Toate aceste lucrări neglijează efectul barodifuziei asupra concentrației, considerîndu-se că transportul de masă, datorat gradientului de presiune, poate fi neglijat în raport cu cel datorat variației concentrației.

În prezenta lucrare ne propunem să stabilim profilul concentrației, luînd în considerare efectul barodifuziei, la scurgerea unui fluid vîscos, incompresibil, peste o placă plană în mișcare oscilatorie, considerînd că concentrația în masa fluidului oscilează în jurul unei valori date.

Ecuatia difuziei convective în stratul limită. Pentru a putea calcula efectul barodifuziei asupra profilului concentrației, trebuie să deducem forma ecuației difuziei în stratul limită. Să precizăm, la început, ce efecte însoțesc o reacție eterogenă. Distingem trei etape, și anume, transportul substanțelor ce reacționează către placă, reacția propriu-zisă și difuzia produșilor de reacție în masa fluidului. Difuzia substanțelor spre și de la placă, se realizează prin difuzie moleculară. Profilul concentrației unui component se determină cu ajutorul ecuației difuziei convective, care pentru un amestec binar are forma [4, 5],

$$\frac{dc}{dt} = -\nabla \cdot \vec{i}_{dif}, \quad (1)$$

unde \vec{v} este vectorul intensității fluxului de masă, dat de relația

$$\vec{v}_{\text{dif}} = -\alpha \nabla \mu, \quad (2)$$

μ fiind potențialul chimic, funcție de concentrație c , presiune p , și temperatură T , iar $\alpha > 0$ un coeficient de proporționalitate.

Pentru scurgerea izotermă a unui fluid vâcos, incompresibil, cu caracteristici fizice constante, putem scrie [6]

$$\vec{v}_{\text{dif}} = -D \nabla c - k \nabla p, \quad (3)$$

unde D și k sînt coeficienții de difuzie moleculară, respectiv barodifuzie, care în condițiile de mai sus pot fi considerați constanți. Înlocuind (3) în (1) obținem

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)c = D \Delta c - k \Delta p, \quad (4)$$

v fiind viteza fluidului.

Ecuatia dedusă mai sus, care pentru $k = 0$ se reduce la ecuația difuziei moleculare binecunoscute, descrie transportul de masă prin difuzie moleculară, barodifuzie și convecție forțată ca urmare a scurgerii fluidului. Soluția ei se obține dîndu-se condițiile la limită ale problemei, care în cazul nostru sînt date de modul în care are loc reacția chimică pe placă. Distingem două moduri în care se pot desfășura reacțiile chimice, și anume, reacții la care placa ia parte la reacție și reacții

la care nu participă, avînd doar rol catalitic. Dacă viteza de reacție este mare în raport cu cea de difuzie, condiția la limită este [5]

$$c = 0. \quad (5)$$

La scurgerea unui fluid vâcos peste o suprafață, cu sau fără reacții chimice, se formează, în apropierea suprafeței un strat limită hidrodinamic, caracterizat prin variația vitezei de la valoarea zero pe suprafață, pînă la valoarea maximă ce corespunde scurgerii în exteriorul stratului [7].

Limitîndu-ne la cazul bidimensional, ecuațiile stratului limită, neglijîndu-se forțele de volum, sînt date de ecuația continuității

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (6a)$$

și a impulsului

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (6b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (6c)$$

unde u , v sînt componentele vitezei, ν vîscozitatea iar ρ densitatea fluidului.

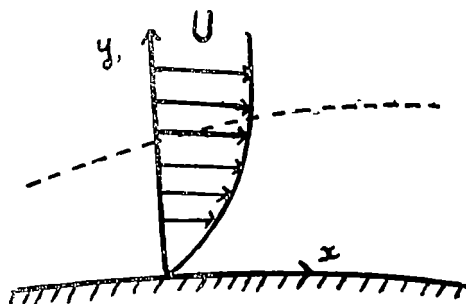


Fig. 1.

Condițiile la limită sînt date de valoarea vitezei pe suprafață și în masa fluidului

$$y = 0, u = v = 0, \tag{7a}$$

$$y = \infty, u = U. \tag{7b}$$

În afara stratului limită, unde fluidul e considerat ideal ecuația scurgerii este

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}. \tag{8}$$

Ecuația difuziei convective în stratul limită se obține din (4) analizîndu-se ordinul de mărime al diferiților termeni. Ecuația devine, prin un calcul simplu

$$\frac{\partial c}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = D \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} - k \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \tag{9a}$$

care mai poate fi scrisă, ținîndu-se cont de (8) sub forma

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = D \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + K \left[\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + U \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right], \tag{9b}$$

unde $K = k\rho$. Remarcăm că pentru scurgeri potențiale cu viteză constantă, nu apare efectul de barodifuzie, fapt ce se explică prin inexistența gradientului de presiune (8)

Ecuațiile care guvernează scurgerea unui fluid vîscos, incompresibil, peste o suprafață cu care reacționează chimic, sînt date de ecuațiile stratului limită hidrodinamic (6a, 6b, 6c), cu condițiile la limită (7a, 7b) și ecuația difuziei convective în stratul limită (9a) sau (9b), cu condiția la limită (5).

Fluctuații periodice la scurgerea peste o placă plană în mișcare oscilatorie. În cele ce urmează vom aplica cele prezentate mai înainte la scurgerea unui fluid peste o placă plană, care execută oscilații armonice de mică amplitudine, într-un fluid în repaus. Considerăm, de asemenea, că fluidul este supus unor cauze exterioare care conduc la fluctuații periodice ale concentrației. Acesta este, de exemplu, cazul unor descărcări electrice care au loc într-un gaz.

Luînd în considerare numai partea reală, vom exprima concentrația sub forma

$$c(x, \infty, t) = C_s(x) + C_m(x)e^{i\omega t}, \tag{10}$$

unde $C_m < C_s$. Alegînd sistemul de axe de coordonate legat de placă, problema se reduce la scurgerea oscilatorie a fluidului peste placa considerată în repaus, viteza scurgerii exterioare fiind

$$U = U_0(x)e^{i\omega t}. \tag{11}$$

În general, o astfel de schimbare a sistemului de referință nu modifică ecuațiile diferențiale în stratul limită, dacă fluidul este incompresibil și mișcarea de translație, chiar cu o viteză ce nu este constantă [8]

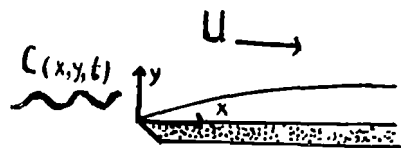


Fig. 2

Dacă este satisfăcută condiția [7]

$$\left| U \frac{\partial U}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial U}{\partial t} \right|, \quad (12)$$

care are loc pentru scurgeri a căror amplitudine este mult mai mică decât lungimea plăcii, se poate aplica metoda aproximațiilor succesive. Întrucît o condiție asemănătoare se poate da și pentru ecuația difuziei convective

$$\left| U \frac{\partial c}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial c}{\partial t} \right|, \quad (13)$$

care conduce la același rezultat, putem aplica această metodă și ecuației (9). Căutînd soluția de forma

$$c(x, y, t) = c_0(x, y, t) + c_1(x, y, t), \quad (14)$$

unde c_0 și c_1 sînt aproximațiile de ordinul zero și unu, și înlocuind-o în ecuația (9b) obținem prin identificarea termenilor de același ordin de mărime ecuațiile

$$\frac{\partial c_0}{\partial t} - D \frac{\partial^2 c_0}{\partial y^2} = K \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t^2}, \quad (15a)$$

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} - D \frac{\partial^2 c_1}{\partial y^2} = K \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + U \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right], \quad (15b)$$

cu condițiile la limită

$$y = 0, c_0 = 0; y = \infty, c_0 = C_s + C_m e^{i\omega t}, \quad (16a)$$

$$y = 0, c_1 = 0; y = \infty, c_1 = 0. \quad (16b)$$

Avînd în vedere condițiile la limită, pentru aproximația de ordinul zero căutăm o soluție de forma

$$c_0 = C_s(x)f_1(y,t) + C_m(x)f_2(y)e^{i\omega t}. \quad (17)$$

Ecuațiile (15) fiind liniare obținem final

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} - D \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} = 0, \quad (18a)$$

$$iC_m f_2 - DC_m f_2'' = i\omega KU'_0, \quad (18b)$$

cu condițiile la limită

$$y = 0, f_1 = f_2 = 0; y = \infty, f_1 = f_2 = 1. \quad (19)$$

Ecuația (18a) este ecuația difuziei, în condiții la limită bine cunoscute, soluția fiind

$$f_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{y}{2\sqrt{Dt}}} e^{-z^2} dz, \quad (20)$$

unde $z = \frac{y}{2\sqrt{Dt}}$ Făcînd substituția $\eta = \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} y$ ecuația (18b) devine

$$f_2'' - i Sc f_2 = - i k U_0' Sc \frac{1}{C_m} \tag{21}$$

unde Sc este numărul lui Schmidt. Soluția acestei ecuații cu coeficienți constanți este

$$f_2 = 1 - e^{-\sqrt{Sc}\eta}, \tag{22}$$

din condițiile la limită rezultînd $C_m = KU_0'$
Aproximația de ordin zero devine

$$c_0(x, y, t) = \frac{2Cs}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{y}{2\sqrt{Dt}}} e^{-z^2} dz + KU_0' (1 - e^{-\sqrt{Sc}\eta}) e^{i\omega t}. \tag{23}$$

Observăm că este compusă din doi termeni corespunzători difuziei convective moleculare și a barodifuziei. Dacă transportul substanței, ca urmare a gradientului de presiune, este neglijabil $K \approx 0$, (23) se reduce la soluția ecuației difuziei moleculare.

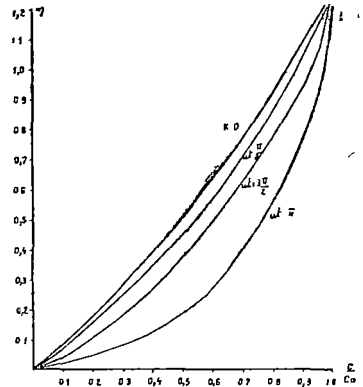


Fig 3

În fig. 3 dăm profilul concentrației la diferite momente, pentru $\frac{C_m}{C_s} = 0,2$

Pentru a scoate în evidență efectul barodifuziei am dat și profilul concentrației pentru $k = 0$. Se observă că barodifuzia atrage după sine o modificare a profilului concentrației, care este cu atât mai mare cu cât constanta barodifuziei este mai mare. De asemenea ea depinde de numărul lui Schmidt, precum și de prima derivată a modelului vitezei exterioare.

(Intrat în redacție la 24 martie 1970)

BIBLIOGRAFIE

- 1 P M Chung, The Phys of Fluids, **53**, 1 1969.
- 2 J F. Clarke, J Inst Math **347**, 3 1967.
- 3 P L. Chabre, A Acrivos, J Appl Phys, **27**, 1372, 1957
- 4 L D Landau, E M Lifschitz, *Mehanica splošnih sred*, Moskva, 1953.
5. V. G Levici, *Fiziko-himieskara gidrodinamika*, Moskva, 1959.
- 6 T W Kao, The Phys of Fluids, **6**, 1261, 1966
7. H Schlichting, *Boundary Layer Theory*, Pergamon Press, New York, 1955
- 8 M J Lighthill, Proc Roy Soc A **224**, 1, 1954

ПРОФИЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ПЛОСКУЮ ПЛАСТИНКУ, НАХОДЯЩУЮСЯ В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ

(Резюме)

Автор устанавливает профиль концентрации гетерогенной реакции двойной смеси, учитывая эффект бародиффузии при колебательном течении вязкой несжимаемой жидкости через плоскую пластинку, считая, что значение концентрации в массе жидкости колеблется около данного значения.

PROFIL DE LA CONCENTRATION LORS DE L'ÉCOULEMENT D'UN FLUIDE SUR UNE
PLAQUE PLANE EN MOUVEMENT OSCILLATOIRE

(R é s u m é)

On établit le profil de la concentration dans une réaction hétérogène de mélange binaire en prenant en considération l'effet de barodiffusion lors de l'écoulement oscillatoire d'un fluide visqueux, incompressible, sur une plaque plane, on considère en ce cas que la valeur de la concentration, dans la masse du fluide, oscille autour d'une valeur donnée

UN CALORIMETRU ADIABATIC PENTRU INTERVALUL DE TEMPERATURĂ DE LA 100 LA 450°K

de

F. KELEMEN și A. NÉDA

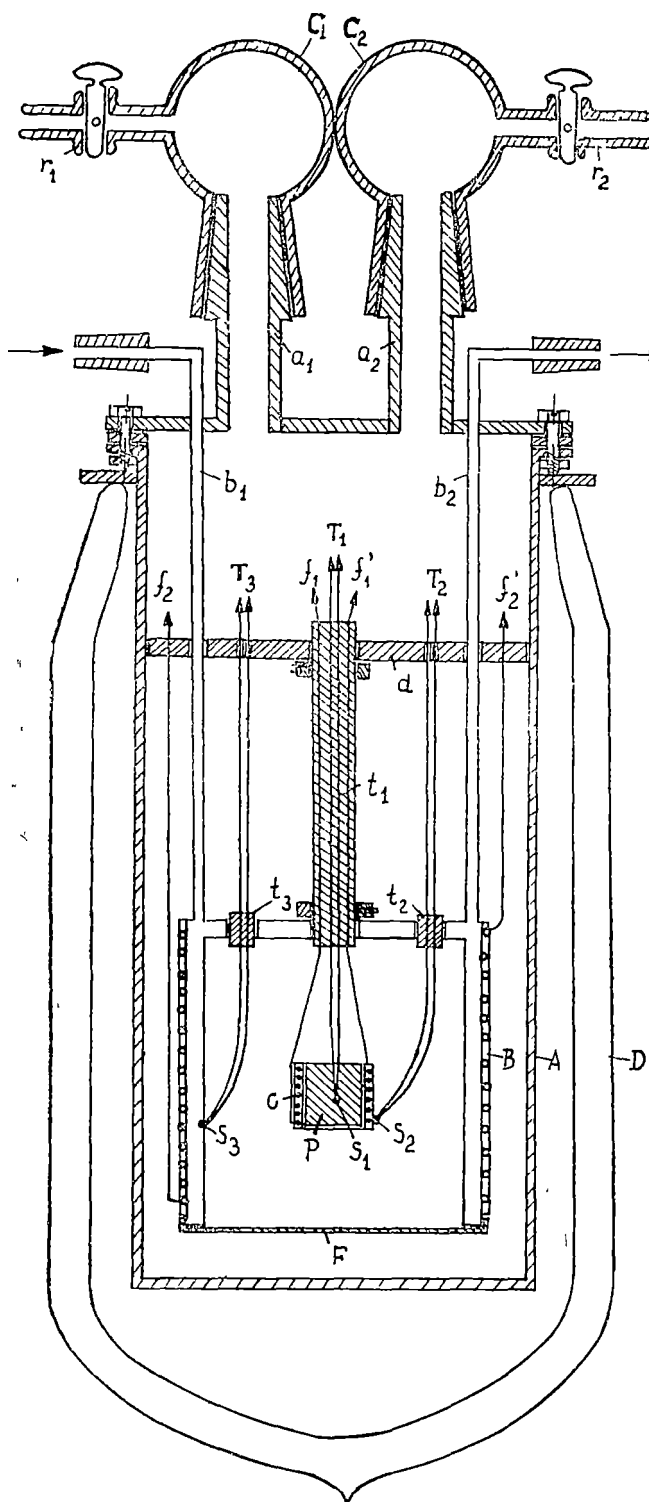
Introducere. Măsurarea precisă a capacităților termice ale corpurilor solide și lichide se face de obicei cu calorimetre adiabatic. Un calorimetru adiabatic ideal este acela care nu are schimb de căldură cu mediul înconjurător. În mod practic, la un calorimetru adiabatic, încălzirea se face numai pentru un interval de temperatură relativ mic, temperatura mediului înconjurător fiind cât mai apropiată de temperatura calorimetrului [1]. Temperatura mediului înconjurător se reglează cu o „manta adiabatică” care constă în general dintr-un vas metalic încălzit electric [2].

Cînd calorimetrul adiabatic se folosește pentru determinarea căldurii specifice a corpurilor cu masă redusă, el trebuie să aibă în mod corespunzător dimensiuni mici și capacitate termică mică. În acest caz capacitatea termică a mantalei adiabatic, din cauza dimensiunilor ei geometrice, devine mult mai mare decît capacitatea termică a calorimetrului și a probei luate împreună. Din această cauză, inerția ei termică îngreunează realizarea condițiilor adiabatic, mai ales la încălzirea rapidă a calorimetrului.

În lucrarea de față se descrie un calorimetru adiabatic realizat în laboratorul nostru, care poate fi folosit pentru măsurarea căldurii specifice a corpurilor solide cu masă redusă. Pentru a ușura realizarea condițiilor adiabatic, la reglarea temperaturii mantalei adiabatic, se folosesc simultan două procedee: a) încălzire electrică și b) un curent de vapori de azot care circulă prin ea. Măsurarea căldurii specifice cu acest calorimetru s-a făcut în intervalul de temperatură de la 100 la 450°K.

Descrierea aparatului. Secțiunea verticală a aparatului este reprezentată schematic în fig. 1. Vasul calorimetric C are forma cilindrică și este confecționat din cupru, grosimea peretelui fiind egală cu 0,20 mm. Pe suprafața lui exterioară este pus un strat subțire de mică, pe care este înfășurat un fir din kanthal, distribuit uniform pe suprafață. După bobinarea firului, suprafața exterioară a vasului calorimetric a fost acoperită cu un strat subțire de lac de bachelită și a fost supusă unui tratament termic. Astfel s-a obținut o izolare bună și s-a asigurat o distribuție omogenă a temperaturii la încălzire.

Conectarea firului încălzitor la sursa de curent se realizează prin intermediul firelor f_1 și f'_1 , care sînt trecute prin căile tubului de porțelan t_1 și servesc totodată pentru susținerea vasului calorimetric. Termocuplul T_1 se folosește pentru măsu-



rarea temperaturii probei, sudura S_1 fiind în contact cu ea. Temperatura suprafeței exterioare a vasului calorimetric se determină cu ajutorul termocuplului T_2 , sudura S_2 fiind aplicată pe această suprafață

Vasul B, care are rolul de a fi manta adiabatică, este confecționat din alamă și are pereții dubli, cu excepția fundului F, care este demontabil. Pe suprafața exterioară a acestui vas este înfășurată o plăcuță de mică, de grosime 0,2 mm, și pe aceasta este bobinat firul încălzitor, distribuit uniform pe suprafață. Vasul B este susținut de tuburile b_1 și b_2 confecționate din oțel inoxidabil, care trec prin capacul vasului A. Prin aceste tuburi se introduc și se evacuează vaporii de azot care circulă între pereții dubli ai vasului B. Temperatura peretelui interior al vasului B se determină cu termocuplul T_3 , una din suduri fiind aplicată în punctul S_3 . Firele termocuplurilor trec prin tuburile de porțelan t_2 și t_3 . Vasul A servește la vederea aparatului. Tuburile a_1 și a_2 sînt închise cu ca-

Fig 1 Secțiunea verticală a aparatului

C — vas calorimetric, P — corp de probă, B — manta adiabatică; F — fundul demontabil al vasului B; A — vas protector; D — vas Dewar; T_1, T_2, T_3 — termocupluri din fier-constantan, S_1, S_2, S_3 — suduri ale termocuplurilor, t_1 — tub de porțelan cu patru căi; t_2, t_3 — tuburi porțelan cu două căi, b_1, b_2 — tuburi metalice din oțel inoxidabil; d — perete protector din bachelită; a_1, a_2 — știfturi metalice; C_1, C_2 — capace de sticlă prin care trec conductele de curent și firele termocuplurilor

pacele de sticlă C_1 și C_2 . Firele termocuplurilor și conductele de curent sînt scoase afară din vasul A prin tuburi subțiri de covar, sudate în aceste capace. Ramificațiile laterale r_1 și r_2 servesc la legarea aparatului la pompa de vid.

Procedeu experimental. Termocuplurile T_1 , T_2 și T_3 au fost confecționate din fire de fier și constantan, cu diametrul de 0,2 mm. Tensiunea termoelectrică s-a determinat cu ajutorul unei punți de compensație cu cinci decade. Pentru verificarea termocuplurilor s-au folosit cîteva temperaturi fixe: temperatura de fierbere a azotului lichid, temperatura de solidificare a eterului etilic, a toluenului și a acetonei, precum și temperatura de fierbere a apei, luînd ca punct de referință temperatura de topire a gheții. S-a găsit o concordanță bună între tensiunile termoelectrice măsurate și cele găsite în literatură [3].

În circuitul compensatorului s-a folosit un galvanometru „Multiflex” de rezistență mică și de sensibilitate cca 10^6 div/V. Astfel temperatura s-a putut măsura cu o precizie de 0,02°C. Înregistrarea diferenței de temperatură între sudurile S_3 și S_2 s-a făcut cu ajutorul unui alt galvanometru „Multiflex” care are o rezistență mai mare, dar sensibilitatea la tensiune este de asemenea cca 10^6 div/V.

Puterea electrică folosită pentru încălzirea calorimetrului s-a determinat prin măsurarea tensiunilor care cad pe firul încălzitor și pe o rezistență, legată în serie cu el.

Încălzirea mantalei adiabactice B s-a făcut cu un curent alternativ. Intensitatea curentului s-a reglat manual, cu ajutorul unui autotransformator. Circulația vaporilor de azot printre pereții dubli ai vasului B s-a realizat cu ajutorul unei pompe de vid. Regînd cu grijă intensitatea curentului de vaporii de azot, cu ajutorul unei cleme micrometrice, s-a putut realiza ca diferența de temperatură între sudurile S_1 și S_2 să nu depășească valoarea de 0,4°C.

Măsurători. Măsurătorile de experimentare ale aparatului s-au făcut umplîndu-l cu azot, cu scopul de a observa influența transferului de căldură, cauzat de mediul gazos. S-au folosit două vase calorimetrice, amîndouă avînd forma cilindrică, dar de dimensiuni diferite. Unul are înălțimea și diametrul egal cu 20 mm, iar celălalt egal cu 10 mm. Capacitatea termică a vasului calorimetric mai mare s-a determinat prin măsurători directe, iar pentru încercarea aparatului s-au făcut măsurători de căldură specifică cu o probă de cupru. S-a găsit o concordanță bună între datele experimentale și cele din literatură [4]. Capacitatea termică a vasului calorimetric mai mic s-a determinat din măsurătorile efectuate cu un corp de probă confecționat din cupru, iar pentru verificarea datelor obținute s-au făcut măsurători și cu o probă de aluminiu.

În fig. 2, curba C_K reprezintă variația capacității termice a calorimetrului mai mic în funcție de temperatură. La curba C_{A1} linia continuă reprezintă variația capacității termice a probei de aluminiu după datele din literatură [4]. Punctele figurative ale graficului reprezintă valorile obținute de noi. Împrăștierea punctelor experimentale față de curba continuă poate să atingă 3%. Cauza acestor abateri se discută în paragraful următor.

Surse de erori. Sursa principală de erori o constituie transferul de căldură prin mediul gazos în care se află vasul calorimetric. Dacă se consideră o diferență de temperatură de 0,4 °C între vasul calorimetric C și mantaua adiabactică B , atunci eroarea produsă prin conducția termică a gazului este de cca 0,6%, la temperatura de 20°C. Din cauza convecției termice care ia naștere în gaz în urma încălzirii, această eroare poate să devină mai mare și să atingă valoarea de 3%. Acest fapt explică cerința ca distribuția temperaturii pe suprafața exterioară a vasului calorimetric și pe cea a mantalei adiabactice să fie cît mai omogenă.

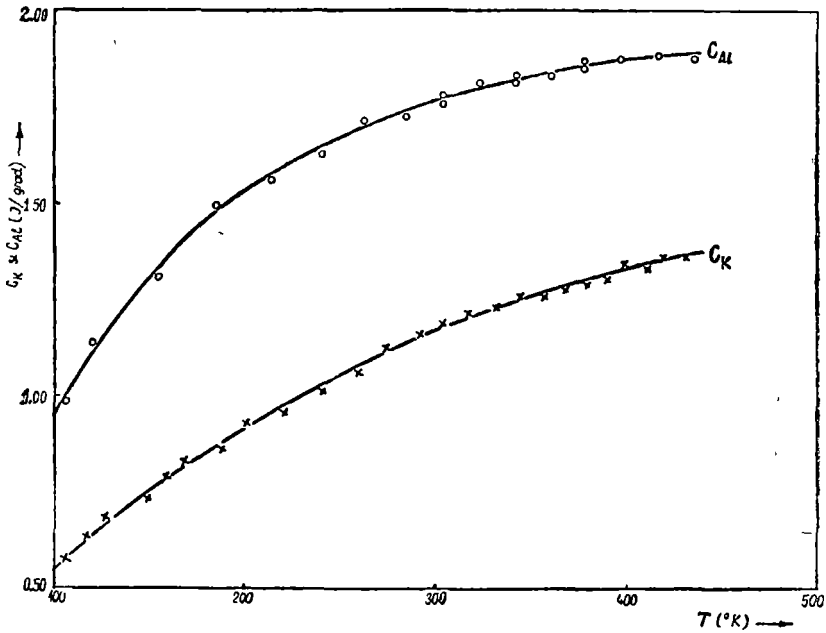


Fig. 2. Variația capacității termice a calorimetrului (C_K) și a unei probe de aluminiu (C_{Al}) în funcție de temperatură

Este cunoscut faptul că nu se poate elimina conducția termică a firelor termocupurilor și a celor care fac legătura cu sursa de curent. Pentru a evalua influența acestui transfer de căldură, se face corecție de temperatură, determinînd variația temperaturii calorimetrului în funcție de timp nu numai în perioada de încălzire, ci și înainte și după încălzire. Dacă în aceste perioade se produc abateri mari și frec-

vente de la condiția adiabatică, atunci transferul de căldură produs în mediul gazos modifică alura curbei temperatură-timp, și afectează precizia măsurătorilor.

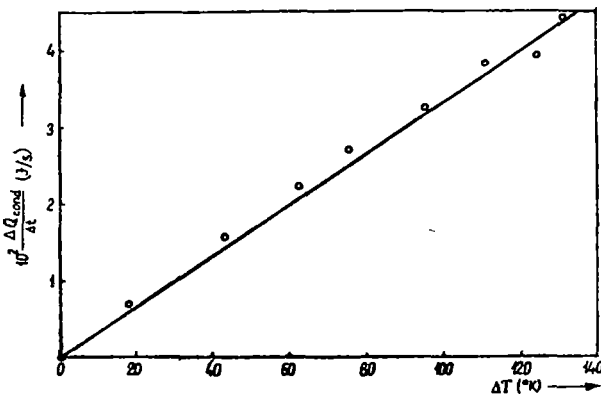


Fig. 3. Cantitatea de căldură transmisă mediului exterior prin conducția termică a conductelor de curent și a firelor termocupurilor, în funcție de diferența de temperatură ΔT

În fig. 3 este reprezentată cantitatea de căldură care se transmite mediului exterior în unitate de timp prin conducția termică a firelor de legătură, în funcție de diferența de temperatură $\Delta T = T - T_0$, unde T_0 este temperatura camerei, iar T temperatura calorimetrului. Linia dreaptă reprezintă variația după datele calculate pe baza conductibilității termice a firelor, iar punctele figurative marchează

datele experimentale, determinate din panta curbelor temperatură-timp, în perioada înainte și după încălzire. Se observă că punctele experimentale nu prezintă o abatere esențială față de dreapta trasată, ceea ce arată că alura curbei temperatură-timp nu este afectată de schimbul de căldură prin conducția termică a gazului și prin convecția termică.

(Intrat în redacție la 4 octombrie 1969)

BIBLIOGRAFIE

1. E. D. West și D. C. Ginnings, *An Adiabatic Calorimeter for the Range 30° to 500°C*, J. Research NBS, **60**, 309 (1958).
2. F. X. Eder, *Moderne Messmethoden der Physik*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956, partea 2, p. 232
3. G. W. Kaye și T. H. Laby, *Tables of Physical and Chemical Constants*, ediția rusă (G.I. Fiz. Mat. Lit), Moscova, 1962, p. 53.
4. Landolt-Börnstein, *Zahlenwerten und Funktionen*, Springer Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1961, II, partea 4, p. 483 și 497.

АДИАБАТИЧЕСКИЙ КАЛОРИМЕТР ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ИНТЕРВАЛА 100—450° К

(Резюме)

Описывается адиабатический калориметр, у которого температура адиабатической обшивки одновременно регулируется двумя способами: электрическим нагревом и потоком азотных паров, проходящих через нее. Описывается экспериментальный способ, использованный для работы калориметра и рассматриваются источники погрешностей, которые могут затронуть точность измерений.

AN ADIABATIC CALORIMETER FOR 100 TO 450°K TEMPERATURE INTERVAL

(Summary)

An adiabatic calorimeter is described, at which the adiabatic jacket temperature is simultaneously regulated by two methods: electric heating and a nitrogen vapour current circulating through it. The experimental method used for testing the calorimeter is described in this paper as well as the error sources that may affect the precision of the measurements.

STUDIUL UNOR PROPRIETĂȚI ELECTRICE ALE SISTEMELOR OXIDICE $TiO_2-La_2O_3-B_2O_3$, $TiO_2-La_2O_3$, $TiO_2-B_2O_3$

de

C. CODREANU, M. VANCEA

În lucrările [1], [2] s-a arătat că adăugarea unor mici cantități (3...5% greut) de hexaborură de lantan duce la îmbunătățirea proprietăților electrice ale ceramicii semiconductoare cu bioxid de titan (rutil) și în sistemul $ZnO-Cu_2O$, manifestată printr-o creștere a energiei de activare ΔE a conductibilității electrice la temperaturi ridicate (1000°C). Aceasta favorizează obținerea unor valori mai ridicate ale coeficientului termic α_T al rezistivității, ceea ce este avantajos pentru confecționarea termistoarelor refractare.

Prezenta lucrare își propune să aducă unele contribuții la explicarea acestor constatări experimentale.

Analiza termogravimetrică a hexaborurii de lantan (fig.1), pune în evidență începutul reacției de oxidare la temperatura de 750°C. În intervalul 750...1200°C reacția progresează, astfel încât la sfârșitul acestui interval ea devine practic totală. Acest rezultat a fost confirmat și prin fotografiere la microscopul termic (Leitz Wetzlar) a unei probe cubice, presată din LaB_6 .

Din diagrama de echilibru a sistemului $B_2O_3-La_2O_3$ [3] rezultă că din oxidarea hexaborurii de lantan la temperaturi mai mari de 1140°C se obțin numai faze lichide. Pe de altă parte, din diagrama de echilibru a sistemului $PbO-B_2O_3-TiO_2$ [4], rezultă posibilitatea dizolvării TiO_2 în B_2O_3 . Din studiul sistemului $La_2O_3-TiO_2$ se constată formarea unor compuși de forma $La_2O_3-2TiO_2$, $La_2O_3-3TiO_2$ [5].

Doparea bioxidului de titan cu borură de lantan conduce însă la formarea unui sistem tricomponent mai complicat, tocmai datorită oxidării borurii de lantan în timpul sinterizării în atmosferă oxidantă, conform reacției:

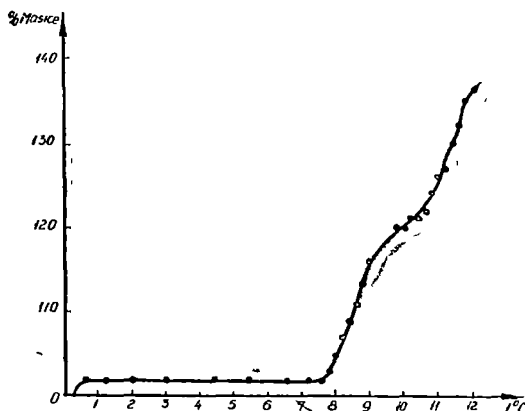
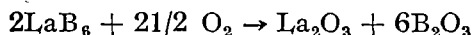
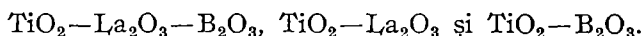


Fig 1 Termograma boruru de lantan

În aceste condiții am considerat că este necesar să studiem comparativ proprietățile electrice ale sistemelor.



Tehnologia de obținere a probelor. TiO_2 chimic pur precipitat (99,5%), marca Loba—Chemie Austria, a fost amestecat prin mojarare umedă timp de 30 min. cu pulbere de LaB_6 cu granulația de 10μ . După uscare la 150°C s-a efectuat o mojarare uscată. La presare s-a folosit liant de parafină. Pentru probele de TiO_2 cu La_2O_3 (Loba-Chemie) și TiO_2 cu B_2O_3 (obținut prin calcinarea prealabilă a acidului boric) s-a folosit aceeași tehnologie.

Din aceste amestecuri s-au pastilat două serii de pastile. Seria A, la o presiune de $71,5 \cdot 10^7 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$, cu diametrul $\varnothing 10 \text{ mm}$, sinterizate în cuptor cu bare de silită, timp de 6 ore la 1410°C Seria B, la o presiune de $196 \cdot 10^7 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$, cu diametrul $\varnothing 6 \text{ mm}$, sinterizate într-un cuptor tunel industrial cu atmosferă neutră, timp de 0,5 ore, la 1540°C .

În tabelul 1 este dat raportul molar al componentilor amestecurilor studiate.

Tabelul 1

Nr. probei / Sistemul	1	2	3	4	5	6	7	8	9
TiO_2	100	99,75	99,50	99,00	98,50	98,00	97,00	95,00	95,00
LaB_6	0	0,25	0,50	1,00	1,50	2,00	3,00	5,00	5,00
TiO_2	100	99,75	99,50	99,00	98,50	98,00	96,00	—	—
La_2O_3	0	0,25	0,50	1,00	1,50	2,00	4,00	—	—
TiO_2	100	99,25	98,50	97,00	95,05	94,00	91,00	85,00	—
B_2O_3	0	0,75	1,50	3,00	4,50	6,00	9,00	15,00	—

Aspectul microscopic al probelor Examenul microscopic al probelor sinterizate a pus în evidență dispariția completă a granulelor cristaline violetă ale borului de lantan în amândouă seriile A și B, ceea ce dovedește descompunerea acestei substanțe în La_2O_3 și B_2O_3 .

Pentru probele 1, 3, 5, 7 ale seriei A s-au executat secțiuni microscopice, care au fost examinate la microscopul metalografic. Toate seriile de probe au fost analizate și la un microscop stereoscopic.

Se constată că probele din amestecurile $\text{TiO}_2\text{—LaB}_6$ și $\text{TiO}_2\text{—La}_2\text{O}_3$ ale ambelor serii prezintă structuri foarte asemănătoare, cu o fază compactă de culoare galbenă, care virează spre o culoare galben-cenușie o dată cu creșterea conținutului de LaB_6 sau La_2O_3 , concomitent cu apariția unor pori. Se observă de asemenea o fază sticloasă peliculară între granule, atât la probele din TiO_2 , cât și la acelea cu adausuri.

Aspectul probelor din sistemul $TiO_2-B_2O_3$ se aseamănă cu acela din cazul probelor fără adausuri, indiferent de cantitatea de B_2O_3 , cu o ușoară creștere a unei porozități rare o dată cu creșterea conținutului de B_2O_3 . În tab. 2 sînt date

Tabelul 2.

Sistemul	Proprietatea fizică g/cm^3	Seria	Nr probei								
			1	2	3	4	5	6	7	8	9
TiO_2-LaB_6	Densitate aparentă	A	3,97	3,72	3,55	3,50	3,25	3,40	3,30	2,86	2,57
		B	3,86	3,80	3,30	3,43	3,12	3,40	3,02	2,92	2,98
	Microduritate H	A	601	—	179	—	341	—	104	—	—
		B	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$TiO_2-La_2O_3$	Densitate aparentă g/cm^3	A	3,97	3,68	3,67	3,51	3,41	3,29	3,54	—	—
		B	3,86	3,65	3,82	3,80	3,60	3,83	3,67	—	—
	Microduritate H	A	601	—	232	—	122	—	302	—	—
		B	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$TiO_2-B_2O_3$	Densitate aparentă g/cm^3	A	3,97	3,88	3,82	3,77	3,80	3,30	3,55	3,37	—
		B	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Microduritate H	A	601	—	573	—	511	—	257	—	—
		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

valorile densității aparente în $g \cdot cm^{-3}$ și a microdurității în H, determinate cu scopul de a caracteriza unele proprietăți mecanice ale probelor. Scăderea evidentă a microdurității, o dată cu creșterea conținutului de adaus, este caracteristică fenomenului de apariție a fazei sticloase în ceramică (datorită oxidului de bor). Variația densității aparente se poate explica atât prin diferența de densitate a compozițiilor cât și prin afinarea structurii cristaline, cu sau fără creșterea porozității.

Proprietățile electrice și termoelectrice Au fost studiate dependența $\rho = f(T)$ în intervalul 200...1300°C și variația forței termoelectromotoare în funcție de temperatură, în intervalul 600...1250°C

Pentru ridicarea curbei $\rho = f(T)$ s-a folosit un cuptor cu rezistență din bandă de Kantal. Măsurarea rezistenței electrice s-a făcut printr-o metodă în punte cu curent continuu. Temperatura s-a măsurat cu termocuplu PtRh—Pt și un potențiomtru tip METRA OLK, asigurîndu-se o precizie de $\pm 1^\circ C$. Contactele ceramică-

metal au fost realizate prin depunere de paladiu metalic, folosind o suspensie specială coloidală obținând astfel contacte stabile la temperaturi înalte.

În fig. 2, 3, 4, 5, 6 sînt prezentate funcțiile $\lg \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ pentru probele din TiO_2 fără adausuri și pentru două probe mai reprezentative cu adausuri, din ambele serii. În tab.3 sînt date valorile energiilor de activare ΔE pentru toate probele, corespunzător celor două sau trei porțiuni rectilinii ale funcției $\lg \rho = \left(\frac{1}{T}\right)$, respectiv pentru temperatură joasă (j), medie (m) și înaltă (i).

Tabelul 3.

$t^\circ\text{C} = 1410^\circ$									$t^\circ\text{C} = 1540^\circ$						Conc mol	Nr probei
$\text{TiO}_2\text{-LaB}_6$			$\text{TiO}_2\text{-La}_2\text{O}_3$			$\text{TiO}_2\text{-B}_2\text{O}_3$			$\text{TiO}_2\text{-LaB}_6$			$\text{TiO}_2\text{-La}_2\text{O}_3$				
j	m	i	j	m	i	j	m	i	j	m	i	j	m	i		
0,93	—	1,63	0,93	—	1,63	0,93	1,56	1,63	1,01	—	1,66	1,01	—	1,66	0	1
1,05	1,34	1,93	1,29	—	1,55	1,05	1,62	4,00	0,81	1,50	2,59	0,98	1,37	2,00	0,25	2
0,90	1,32	2,00	0,96	1,53	2,64	1,04	1,35	3,75	0,91	1,52	2,22	0,91	1,19	1,88	0,5	3
0,93	1,23	1,67	1,06	1,42	2,00	0,95	—	1,96	0,91	1,43	3,20	0,93	1,40	2,46	1,0	4
1,00	1,64	2,72	1,03	1,39	1,86	1,10	1,69	1,83	0,96	1,30	2,00	1,00	1,42	2,00	1,5	5
1,18	—	1,79	1,03	1,39	2,72	1,12	—	2,15	1,33	1,52	2,50	0,90	1,47	2,00	2,0	6
0,88	1,29	1,76	—	—	—	1,15	—	1,94	1,02	1,48	2,05	—	—	—	3,0	7
—	—	—	0,61	1,10	1,74	—	—	—	—	—	—	1,00	1,34	2,17	4,0	7
1,09	1,83	3,07	—	—	—	0,93	—	1,82	1,00	1,46	2,06	—	—	—	5,0	8
1,06	1,35	1,76	—	—	—	—	—	—	1,22	—	2,00	—	—	—	10,0	9

Din analiza acestor date rezultă o serie de observații.

Pentru probele din TiO_2 există două energii de activare, ale căror valori coincid cu unele date din literatură [6]. Probele cu adausuri prezintă trei energii de activare. Se constată o creștere a energiei de activare pentru toate probele o dată cu trecerea la o altă porțiune rectilinie, pentru o temperatură mai mare. Variația energiei de activare în funcție de compoziție, pentru același domeniu de temperatură, este mai puțin ordonată, deși se poate vorbi despre o tendință ca valorile maxime ale energiei de activare să corespundă probelor 3, 4, 5 al căror conținut molar de adausuri corespunde unor procente de greutate de cca. 3...4%, ceea ce este în

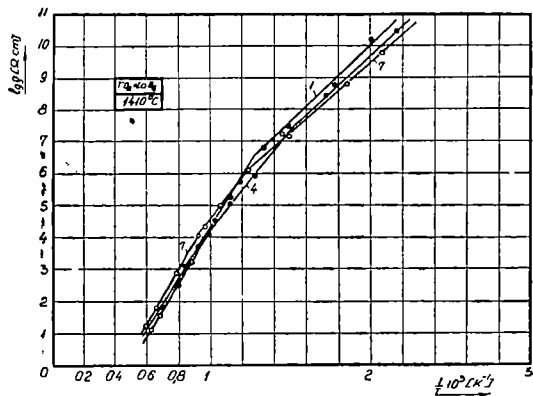


Fig 2 Reprezentarea $\lg \rho = f\left(\frac{1}{T}\right) \cdot 10^3$ pentru unele compoziții din amestecul $\text{TiO}_2 - \text{LaB}_6$ la 1410°C .

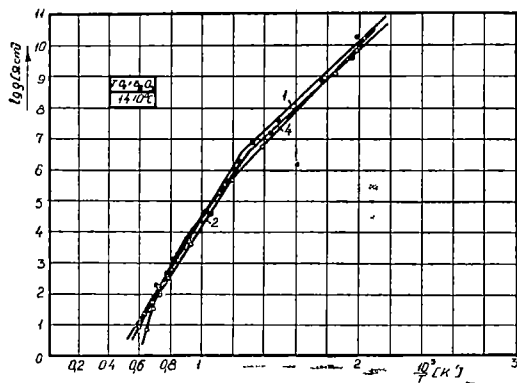


Fig 4 Reprezentarea $\lg \rho = f\left(\frac{1}{T}\right) \cdot 10^3$ pentru unele compoziții din sistemul $\text{TiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3$ sinterizate la 1410°C .

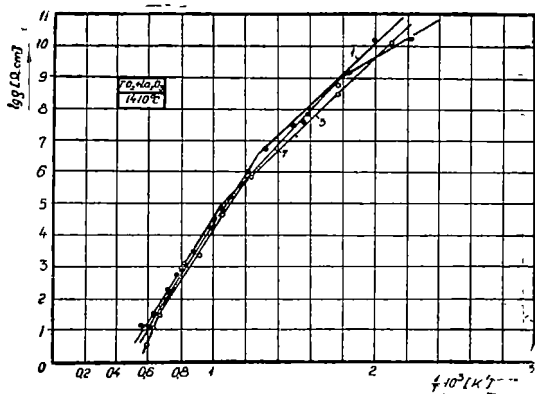


Fig 3. Reprezentarea $\lg \rho = f\left(\frac{1}{T}\right) \cdot 10^3$ pentru unele compoziții din sistemul $\text{TiO}_2 - \text{La}_2\text{O}_3$ sinterizate la 1410°C .

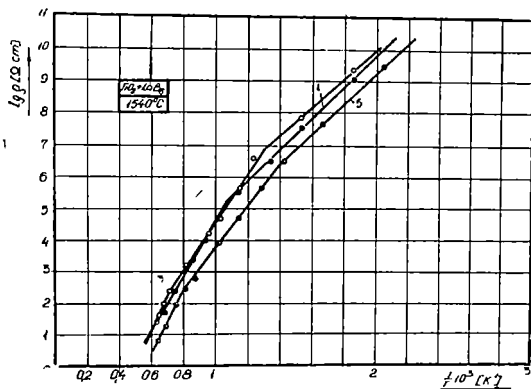


Fig 5. Reprezentarea grafică $\lg \rho = f\left(\frac{1}{T}\right) \cdot 10^3$ pentru unele compoziții din amestecul $\text{TiO}_2 - \text{LaB}_6$ sinterizate la 1510°C .

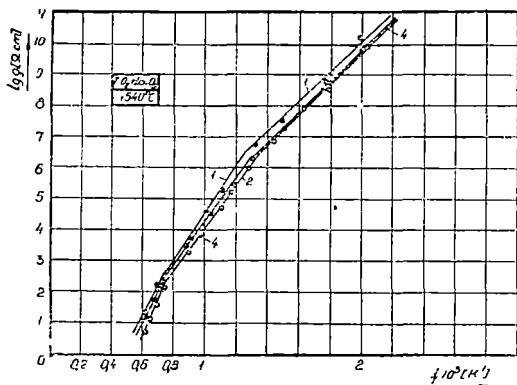


Fig. 6. Reprezentarea $\lg \rho = f\left(\frac{1}{T}\right) \cdot 10^3$ pentru unele compoziții din sistemul $\text{TiO}_2 - \text{La}_2\text{O}_3$ sinterizate la 1540°C

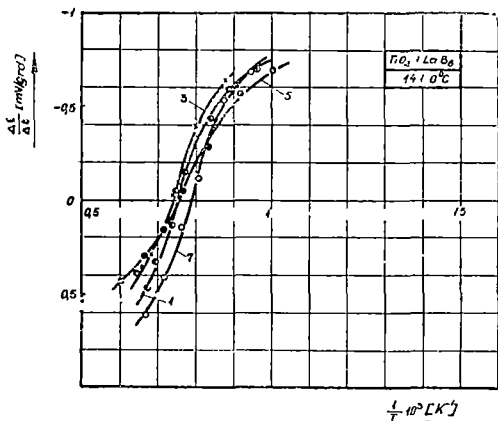


Fig. 8. Reprezentarea coeficientului forței termoelectromotoare în funcție de inversul temperaturii absolute pentru unele compoziții din amestecul $\text{TiO}_2 - \text{LaB}_6$ sinterizate la 1410°C

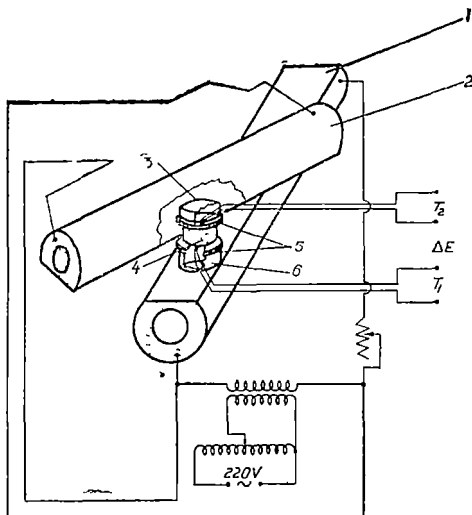


Fig 7 Schema aparatului pentru determinarea forței termoelectromotoare 1,2 bare de silită pentru încălzire, 3,6 pastile izolatoare, 4 proba de determinat (semiconductor), 5 electrozi de platină

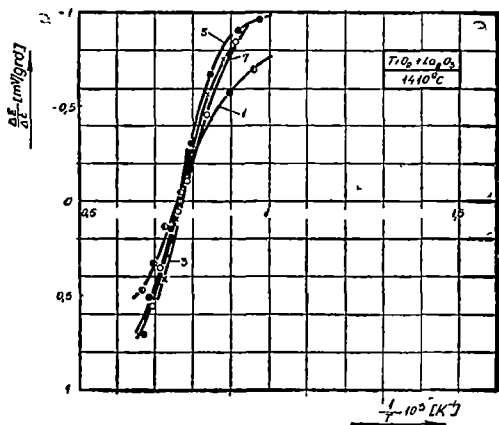


Fig 9 Reprezentarea coeficientului forței termoelectromotoare în funcție de inversul temperaturii absolute pentru unele compoziții din sistemul $TiO_2 - La_2O_3$ sinterizate la $1410^\circ C$.

concordanță cu constatările din [1], [2]. Se observă de asemenea că împrăștierea valorilor ΔE este mai mică pentru probele sinterizate la 1540°C, ceea ce denotă că a doua variantă tehnologică asigură un mai mare grad de echilibru al fazelor.

Forța termoelectromotoare a fost măsurată cu ajutorul unei instalații originale, proba fiind introdusă între două bare de silită special prelucrate, alimentate prin două circuite electrice separate, ceea ce permite realizarea rapidă a unor gradienti de temperatură stabili în timp, în domeniul larg de valori ale temperaturii, de la 50° la 1450°C. Diferența de potențial s-a măsurat cu potențiometrul tip METRA OLK la o precizie de $\pm 0,01$ mV, între aceleași ramuri ale celor două termocuple de PtRh—Pt, în contact cu electrozii de platină între care s-a montat proba (fig. 7). Instalația a fost verificată cu probe din Cr_2O_3 , Cu_2O , Fe_3O_4 , pentru care s-au obținut rezultate în bună concordanță cu datele din literatură [7], [8], [9].

În fig. 8, 9, 10, se prezintă curbele de variație ale coeficientului forței t.e.m. pentru probele studiate, în domeniul de temperatură 700...1300°C (în ordonată, polaritatea feței cu temperatură mai mare). Din analiza curbelor rezultă o serie de observații. Curba pentru proba TiO_2 indică faptul că, conductibilitatea de tip n , specifică rutilului, se manifestă începând cu temperatura de cca 1000°C. La temperaturi mai joase, curba indică o conductibilitate de tip p . Se poate trage concluzia că materialul nostru de bază conține impurități care introduc niveluri acceptoare capabile să producă un curent predominant de goluri în zona de valență

Analiza spectrală calitativă a pus în evidență prezența unor impurități de: Si, Fe, Pb, Sb, Ca.

Observații asemănătoare sînt făcute în [10], unde se arată că pînă la temperaturi ridicate, 900...1000°C, ceramica din TiO_2 are o conductibilitate de impurități, care poate fi de tip n sau p .

Interesantă este comportarea probelor 5 și 7 din sistemul $\text{TiO}_2\text{—B}_2\text{O}_3$, care indică numai o conductibilitate de tip n , pentru tot domeniul de temperatură. Se pare astfel că borul are o acțiune de dizolvare și antrenare totală a impurităților acceptoare, atunci cînd este prezent în concentrație mare (începînd cu 4,5% mol.). Această acțiune se manifestă parțial chiar și la proba 3 cu o concentrație de 1,5% mol. B_2O_3 . Această ipoteză pare a fi confirmată și de analiza comparativă a celorlalte două sisteme. Într-adevăr, în timp ce pentru sistemul $\text{TiO}_2\text{—La}_2\text{O}_3\text{—B}_2\text{O}_3$, unde se obține B_2O_3 prin descompunerea borurii, temperatura de trecere de la tipul p la tipul n prezintă o vizibilă dispersie în valori, această temperatură este aproape fără dispersie la probele din sistemul $\text{TiO}_2\text{—La}_2\text{O}_3$. La aceasta se mai adaugă și faptul că, coeficientul f.t.e.m. pentru aceeași temperatură este mai mare pentru probele fără bor, în care prezența lantanului crește concentrația impurităților

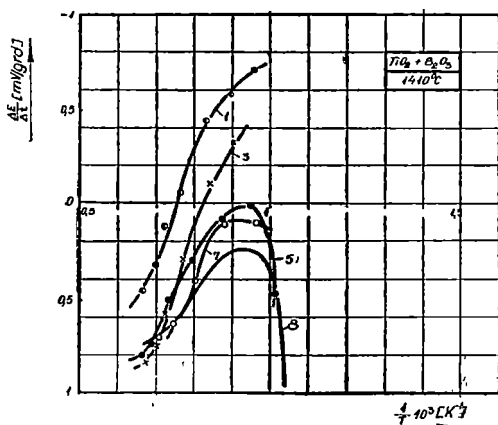


Fig 10 Reprezentarea coeficientului forței termoelectromotoare în funcție de inversul temperaturii absolute pentru unele compoziții din sistemul $\text{TiO}_2\text{—B}_2\text{O}_3$ sinterizate la 1410°C.

chimice. Se mai poate lua în considerație însă și posibilitatea formării unor compuși noi între TiO_2 și B_2O_3

Concluzii. Din studiul comparativ al proprietăților mecanice, electrice și termoelectrice ale probelor din sistemele $TiO_2-La_2O_3-B_2O_3$, $TiO_2-La_2O_3$ și $TiO_2-B_2O_3$, se pare că efectele borurii de lantan, ca adaus în ceramica de TiO_2 , sînt rezultatul suprapunerii efectelor separate produse în urma descompunerii borurii de lantan, în La_2O_3 și B_2O_3 și eventuala formare a unor compuși noi între TiO_2 și B_2O_3 .

(Intrat în redacție la 3 aprilie 1970)

BIBLIOGRAFIE

- 1 Codreanu, C., *Studiul proprietăților electrice ale unor materiale semiconductoare refractare pe bază de TiO_2 și Al_2O_3* În Bul Șt I.P.C., nr 8, 1965, p 111
- 2 Codreanu, C., *Studiul unor proprietăți electrice ale sistemului $ZnO - Cu_2O$ cu adausuri de LaB_6* Bul. Șt. I.P.C., nr 11 (1), 1961, p 95
- 3 Levin, E N, Robbins, C. R, Waring, J L, J Am Ceram Soc, **44**, 2, 89, 1961
- 4 Sholokhovich, M. L., Zhur Neorg Khim, **3**, 1215, 1958
- 5 Mac Shesney, J. B., Sauer, H. A., J Am Ceram Soc, **45**, 9, 1962
- 6 Brakenridge, R. G., Hosler, W., Phys. Rev, **91**, 4, 1953
- 7 Roche J., *Sur le mécanisme de la conduction électrique dans le sesquioxysde de chrome pur* Ann Fac Sci. Clermont Ferrand, **32**, Phys, 1966
- 8 Hannay, N. B., *Semiconductors*, tr în rusă, Moscova, 1962, p 537
- 9 G Bus, *Elektronnara provodimosti nemetallov* În UFN, **XLVII**, 2, 1952, p 314
- 10 Plașcinski N T, Dukarevici N I, *O mehanizme electroprovodnosti TiO_2* În Voprosi radio-elektronki, **8**, 1961.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОКСИДНЫХ СИСТЕМ $TiO_2 - La_2O_3 - B_2O_3$, $TiO_2 - La_2O_3$, $TiO_2 - B_2O_3$

(Резюме)

Авторы изучают некоторые электрические и механические свойства оксидных систем $TiO_2 - La_2O_3 - B_2O_3$, $TiO_2 - La_2O_3$ и $TiO_2 - B_2O_3$. Выявляется благоприятный эффект повышения энергии активации в температурной области 900—1300°C для составов, содержащих 3—5 весовых процентов примесей в основном материале. Система $TiO_2 - La_2O_3 - B_2O_3$ была получена путём прибавления гексаборида лантана к двуокиси титана, а ее свойства являются результатом наложения отдельных эффектов La_2O_3 и B_2O_3 , полученных при окислении борида лантана выше температуры 750°C

ÉTUDE DE CERTAINES PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES SYSTEMES OXYDIQUES

$TiO_2 - La_2O_3 - B_2O_3$, $TiO_2 - La_2O_3$, $TiO_2 - B_2O_3$

(Résumé)

Le présent travail étudie certaines propriétés électriques et mécaniques des systèmes oxydiques $TiO_2 - La_2O_3 - B_2O_3$, $TiO_2 - La_2O_3$ et $TiO_2 - B_2O_3$

On met en évidence l'effet favorable de l'augmentation de l'énergie d'activation dans le domaine des températures de 900—1300 degrés pour des compositions qui contiennent 3—5% (pourcentages massiques) d'impuretés dans le matériau de base

Le système $TiO_2 - La_2O_3 - B_2O_3$ a été obtenu par l'addition de LaB_6 au TiO_2 . Ses propriétés représentent le résultat de la superposition des effets séparés de La_2O_3 et B_2O_3 , substances résultant de l'oxydation du borure de lanthan au-dessus de la température de 750 degrés

THE ROLE OF WAVE PROPERTIES OF ISOTOPES IN CHEMICAL KINETICS

F. KOCH

The first part of the paper presents the speculations about the role of wave properties and isotope effects, while the second one refers to the tunnel effect and especially to the internal hindered rotation detected by NMR. The two parts have in common the wave properties, but the technique of making it evident is different. We shall deal with the physics of the elementary processes thus getting to the chemical changes.

I. The starting point for the discussion concerning this problem is the fact that the wave length associated to the particles depends on the mass Estermann and Stern [1] had already established in 1930 that a molecular beam can be associated to a wave length with the maximum intensity

$$\lambda_{max} = 19,47 \cdot 10^{-10} \frac{1}{\sqrt{TM}} \text{ [m]}$$

If in a beam there are two kinds of molecules with the mass M_1 and M_2 , we have

$$\frac{\lambda_{M_1}}{\lambda_{M_2}} = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}}$$

In certain conditions the existence of wave properties can be proved by reflection on the monocrystal. Diffraction angle is $\text{tang } \nu_0 = \frac{\lambda}{d} \frac{1}{\cos \alpha}$

d = the interplanar distance

α = angle of incidence

For two isotopes

$$\varepsilon = \frac{\text{tang } \nu_1}{\text{tang } \nu_2} = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}}$$

Fig. 1. shows that we obtain different diffraction on the LiF crystal for the hydrogen

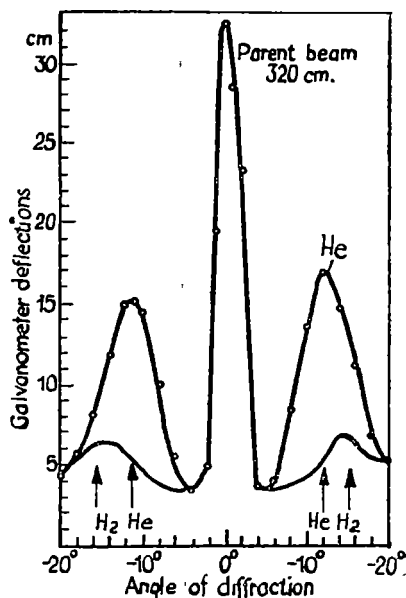


Fig 1

and helium molecules. We can suppose that in these conditions deuterium can have the role of helium [2].

The wave properties are also reflected in the phase velocity u . Isotopic differences will appear in the phase velocity, but these effects cannot be measured directly. It would be an imaginary phenomenon.

Can scattering experiences cause an isotopic effect? Rutherford's formula shows that at a classical scattering we have no isotopic effect. But in the case of small angle scattering there appear quantum effects at the scattering, thus having isotopic effects too. In the very small angles of scattering corresponding to large values of the impact parameter the nuclear coulombian field is shaded by electrons [3].

This shows us that quantum (wave) treatment, or in other words the optical model, can explain elementary processes.

II. In the chemical kinetics it was for long shown the possibility of influencing the tunnel effect [4]. The probability of leakage through a barrier may be calculated. This probability is proportional to

$$D \sim e^{-a\sqrt{M}}$$

And for two isotopes we have

$$\varepsilon = \frac{D_1}{D_2} = e^{a(\sqrt{M_1} - \sqrt{M_2})}$$

If $M_1 < M_2$ then $\varepsilon > 1$ thus the isotopes with a smaller mass have a greater probability to pass through the barrier, ε will also depend on a . For $U = 1$, eV, $x = 1 \text{ \AA}$, $M_1 = 1$, $M_2 = 2$ we have $\varepsilon = e^{17}$.

For the experimental control of the above mentioned, first let us see some potential barriers. Fig. 2. shows that certain molecules have internal barriers. Their height can be calculated by microwaves and NMR techniques.

We can find in Townes' (1955) book that $N^{14}H_3$ and $N^{15}H_3$ molecules have the frequencies of 23786 and 22705 MC thus being sensitive to isotopes.

For studying internal rotation we experimented with DMF using JNM-3 NMR installation by 60 MC. The proton NMR spectrum of N-N Dimethylformamide shows a single proton resonance and two separate three proton resonances. At 150°C the two three proton lines are found to have coalesced to a single six proton line, while the single proton line is unchanged. In this case the molecule is non rigid. The height of barrier (the temperature of putting in rotation) can be changed in chemical ways.

We tried to follow what happened when D_2O in 50% is mixed with DMF. The variation at different temperatures is shown in fig. 3. For comparison in this figure we introduced the line structure with H_2O (50%) mixing. The potential barrier is not changed, the rotation begins at 120° in both cases. At the H signal it appears very clearly the change in the chemical shifts due to the temperature under the

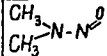
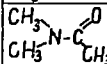
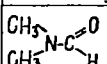
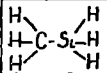
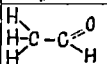
Structure	Barrier kcal/mol
	23
	42
	96
NH_3	5,8
	1,59
CH_3-Si-H_2D	1,71
	1,162
CD_3CDO	1,151
CD_3CHO	1,143
CF_3CHO	0,885
CH_3OH	1,08

Fig 2

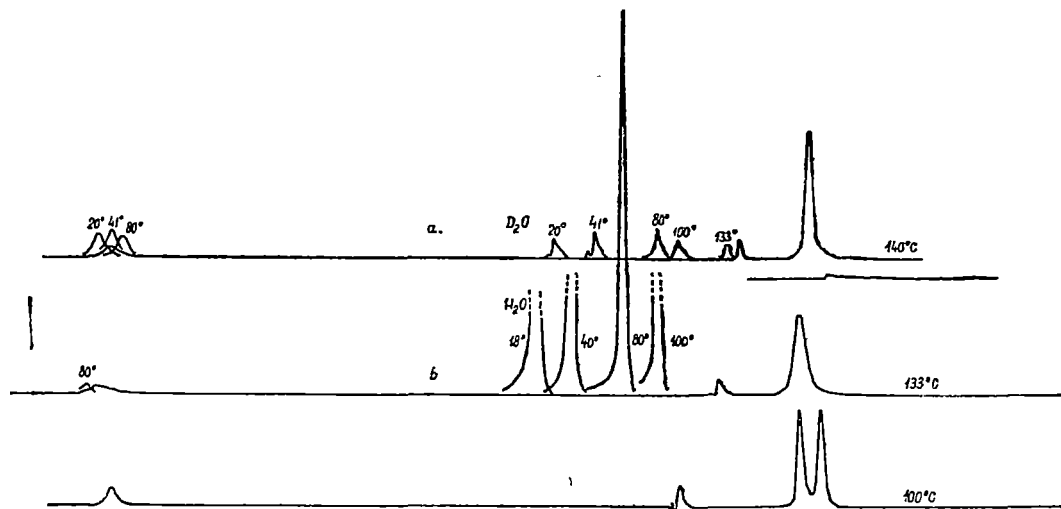


Fig 3.

influence of D_2O . This shows that at different temperatures the exchange of H and D is different and the internal rotation acts upon this change.

The analyses of lines at other concentration will give us a more detailed picture concerning isotopic changes and the role of the barriers in this situation.

(Received October 10, 1969)

REFERENCES

- 1 I Estermann, O. Stern, Z Phys, **61**, 95, (1930) .
- 2 F Koch, Kernenergie, **11**, 295 (1968).
- 3 E A. Mason, J T Vanderslice, C J G Raw, J Chem Phys., **40**, 2153 (1964).
- 4 R. P. Bell, Proc Roy. Soc A, **158**, 128 (1958)

ROLUL PROPRIETĂȚILOR ONDULATORII ALE IZOTOPILOR ÎN CINETICA CHIMICĂ

(Rezumat)

Prin considerarea aspectului ondulatoriu al particulelor reflexia fasciculelor moleculare poate arăta un efect izotopic. Trecerea prin bariera de potențial fiind tot un efect cuantic (ondulatoriu) arată de asemenea izotopie (efect izotopic colectiv). Se cercetează experimental (cu tehnica NMR) schimbul izotopic H și D la rotații interne.

РОЛЬ ВОЛНОВЫХ СВОЙСТВ ИЗОТОПОВ В ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКЕ

(Резюме)

Рассматривая волновой вид частиц, отражение молекулярных пучков может показывать изотопный эффект. Так как прохождение через потенциальный барьер является также квантовым (волновым) эффектом, и оно показывает изотопный эффект (коллективный изотопный эффект). Исследуется экспериментально (с помощью техники ЯМР) изотопный обмен H и D при внутренних вращениях.

UTILIZAREA MATERIALELOR DIELECTRICE ÎN JONȚIUNILE GHID DE UNDĂ—CABLU COAXIAL

de

AL. BÓDI, GH. LAZAR

Joncțiunile ghid de undă-cablu coaxial de bandă largă pentru unda H_{10} , în majoritatea cazurilor, sînt realizate prin plasarea unui element pur reactiv în ghidul de undă (diafragmă capacitivă sau inductivă) [1, 3, 4, 5]. În cele ce urmează va fi prezentat un nou tip de joncțiune, bazat pe folosirea unui dielectric cu profil piramidal în ghid în locul diafragmei reactive. Încercările experimentale asupra joncțiunii propuse au confirmat proprietățile sale de bandă largă prevăzute teoretic.

1. Principiul joncțiunii. În joncțiunea propusă adaptarea între gid și cablu coaxial (terminat într-o sondă capacitivă) se realizează cu ajutorul unei porțiuni de ghid numite adaptor, a cărei impedanță caracteristică variază exponențial cu lungimea sa începînd de la impedanța ghidului de bază pînă la impedanța cablului coaxial.

Adaptorul ideal poate fi realizat introducînd în ghid o piramidă de dielectric al cărei profil este descris de o funcție constituită din combinația liniară a unor termeni exponențiali (Fig. 1). În loc de piramida cu profil special am ales alta cu profil liniar deoarece, după cum s-a constatat pe cale teoretică, ea asigură o aproximare suficient de bună

$$\frac{Z_{10}^P}{Z_{10}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\beta_0^2}{\beta_{10}^2} (\epsilon_r - 1) \psi\left(\frac{z}{l}\right)}}$$

$$\psi\left(\frac{z}{l}\right) = \left(\frac{z}{l}\right)^2 \left(1 + \frac{\sin \frac{\pi z}{l}}{\frac{\pi z}{l}}\right).$$

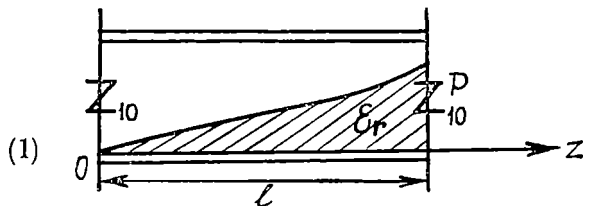


Fig. 1 Ghid de adaptare

din punct de vedere practic a ghidului cu variație exponențială a parametrilor și oferă avantajul unei posibilități de confecționare simple, dielectricul introdus avînd fețele plane (fig. 2).

Scopul nostru este realizarea unei adaptări în planul sondei (A-A) Atunci, în ipoteza că generatorul este adaptat la ghid, trebuie să îndeplinim următoarele condiții :

$$G'_{AA} = \frac{\delta(1 + \operatorname{tg}^2 \beta_{10} W)}{1 + \delta^2 \operatorname{tg}^2 \beta_{10} W} + G' = 1 \quad (2)$$

$$B'_{AA} = B' - \frac{(\delta^2 - 1) \operatorname{tg} \beta_{10} W}{1 + \delta^2 \operatorname{tg}^2 \beta_{10} W} - \operatorname{ctg} \beta_{10} l = 0 \quad (3)$$

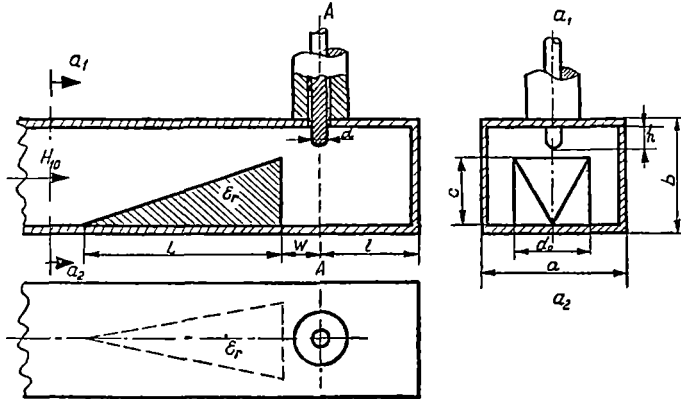


Fig. 2 Secțiunile joncțiunii

unde: — G' , B' reprezintă conductanța, respectiv susceptanța normalizată a sistemului sondă — cablu coaxial, calcularea căreia este descrisă pe larg în literatură [6]

— β_{10} este constanta de fază pentru unda H_{10}^{\square}

$$\delta = \sqrt{1 + \frac{\beta_0^2}{\beta_1^2} (\epsilon_r - 1) \psi} \quad (4)$$

reprezintă raportul de transformare a impedanței de undă datorită prezenței dielectricului în ghid

În expresia raportului de transformare (4)

$$\psi = \frac{c \left[d_0 - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi d_0}{a} \cos \frac{\pi (2d_1 + d_0)}{a} \right]}{a \cdot b}$$

este un factor de umplere, care poate lua valori cuprinse între zero și unu, valorile extreme corespunzând ghidului gol, respectiv complet umplut cu dielectric. Analizând comportarea în funcție de frecvență a conductanței G' și raportului de transformare δ , se constată că ele prezintă o comportare opusă, δ scăzând, iar

$$G' = \frac{b_1^2 g_s}{g_s^2 + (b_1 + b_2)^2}$$

(unde: b_1 este susceptanța capacitivă normalizată a sondei,
 b_2 este susceptanța normalizată a capacității sondă-fantă în ghid,
 g_s este conductanța caracteristică normalizată a cablului coaxial)

mărindu-se cu creșterea frecvenței. Acest fapt stă la baza comportării de bandă largă a joncțiunii, deoarece, după cum s-a dovedit în cursul proiectării, se poate găsi o situație optimă pentru care condiția (2) rămîne îndeplinită într-o bandă largă. Acest lucru de fapt înseamnă că variațiile cu frecvența a celor doi termeni din (2) se compensează reciproc, astfel încît suma lor rămîne aproximativ unu într-o bandă suficient de largă. De altfel în situația optimă găsită și susceptanța totală B'_{AA} satisface condiția (3) în mod acceptabil în toată banda dorită.

2. Proiectarea joncțiunii. La baza proiectării joncțiunii stau relațiile (2) și (3). În cursul dimensionării joncțiunii intervin deci următoarele cinci mărimi independente: $w, l, \delta = \delta(\epsilon_r, d_0, d_1, c), B' = B'(h, d), G' = G'(h, d)$. Deoarece între aceste mărimi există două relații (2) și (3), înseamnă că din cele cinci mărimi pot fi alese trei, de exemplu h, d și δ . Pentru găsirea situației optime în privința benzii de trecere, se fixează două dintre mărimile independente (d și δ) urmînd ca prin varierea celei de-a treia mărimi (h) să se obțină datele joncțiunii cu cea mai bună comportare în banda propusă.

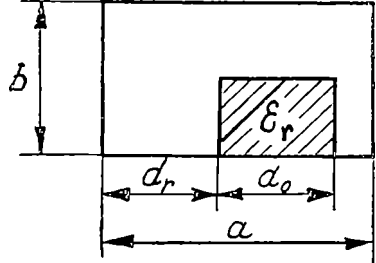


Fig. 3 Ghid cu dielectric

În consecință proiectarea va cuprinde următoarele etape:

a) alegerea dielectricului și a grosimii sondei (fixînd prin aceasta δ și d) avînd grijă ca ϵ să fie suficient de mare (atunci L nu va fi exagerat de mare, vezi (5)), și sonda să fie suficient de groasă (rigiditatea mecanică să fie asigurată),

b) calcularea pentru diferite valori particulare ale lui b , a admitanței normalizate a sistemului sondă-cablu coaxial

$$Y' = G' + jB' = \frac{b_1^2 g_s}{g_s^2 + (b_1 + b_2)^2} + j \frac{b_1 [g_s^2 - b_2(b_1 + b_2)]}{g_s^2 + (b_1 + b_2)^2}$$

la frecvența centrală precum la limitele benzii alese, susceptanța normalizată $b_1 = b_1(h)$ fiind descrisă de [1, 2, 3];

c) calcularea distanțelor w și l la frecvența centrală, folosind relațiile (2) și (3) corespunzător înălțimilor h alese;

d) găsirea înălțimii optime a sondei, prin analiza felului în care relațiile (2) și (3) sînt îndeplinite la ambele limite ale benzii propuse pentru fiecare h și prin analiza coeficientului de undă staționară σ (prin reprezentarea lui G'_{AA} și B'_{AA} pe diagrama Smith) În practică se poate accepta coeficientul de undă staționară maxim de 1,5 la limitele benzii,

e) calcularea lungimii L a liniei exponențiale de adaptare, care în cazul compensării de ordinul zero a fazei ce apare în procesul de transformare a impedanței de undă este dat de [3]

$$L = \frac{\lambda_{g\max}}{4\pi(\sqrt{\sigma_{\max}} - 1)} \ln \frac{1}{\delta} \quad (5)$$

unde $\lambda_{g\max}$ este lungimea de undă maximă în ghid, corespunzător limitei inferioare a benzii de trecere, iar σ_{\max} este coeficientul de undă staționară maxim admis în procesul de transformare (de obicei se admite $\sigma_{\max} = 1,05 - 1,1$) În cazul cel mai nefavorabil cînd reflexiile se suprapun în fază, coeficientul de undă staționară în ghid va fi produsul dintre σ_{\max} anterior și coeficientul de undă staționară produs de joncțiunea propriu-zisă.

3. Rezultatele experimentale, concluzii. Joncțiunea descrisă a fost proiectată și experimentală în banda de microunde X și trebuia să asigure trecerea de la un ghid cu dimensiunile $a = 2,3$ cm; $b = 1,05$ cm, la un cablu coaxial cu impedanța caracteristică de 75Ω . S-a ales în prealabil ca dielectric steatita ($\epsilon_r = 4,35$) și grosimea sondei $d = 2,3$ mm. În cursul procesului de proiectare s-a găsit că înălțimea optimă a sondei este $h = 0,475$ cm.

Joncțiunea are următoarele date tehnice: banda de trecere (pentru $\sigma_{\max} = 1,5$): $9,0 - 10$ GHz ($B = 1$ GHz) (fig. 4.); poziția dielectricului: $W = 0,73$ cm; poziția scurtcircuitului: $l = 0,475$ cm; înălțimea sondei: $h = 0,475$ cm; lungimea dielectricului: $L \approx 10$ cm, atenuarea de transfer la mijlocul benzii. $0,32$ dB.

În concluzie se poate observa că joncțiunea descrisă prezintă proprietăți bune atât în privința benzii de trecere cât și în privința atenuării de transfer. Din punct de vedere al realizării practice mai apare avantajul confecționării ușoare, realizarea piramidei de dielectric neridicînd probleme deosebite. Prezența joncțiune

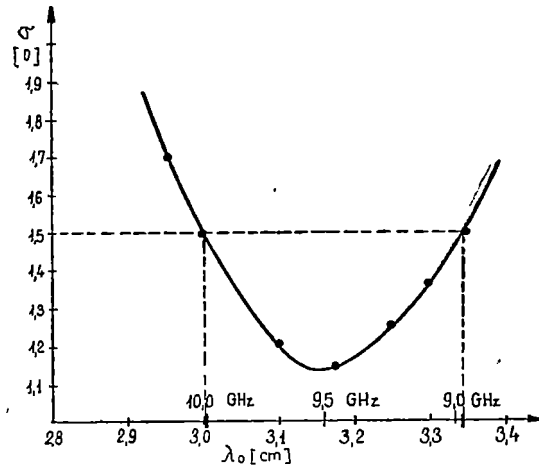


Fig. 4 Banda de trecere (pentru $\sigma = 1,5$)

se poate realiza și sub alte forme, în funcție de elementul de cuplaj ghid-cablu coaxial folosit. Astfel, de exemplu, pentru asigurarea unei rigidități electrice și mecanice mai bune, se poate schimba sonda capacitivă cu tija inductivă terminată în semisferă ("doorknob") sau cu sistemul "crossbar". În aceste cazuri în procedeul de proiectare se schimbă doar expresia lui G' și B' , în rest toate considerentele rămân valabile.

(Intrat în redacție la 13 aprilie 1970)

BIBLIOGRAFIE

1. Harvey, A F, *Microwave Engineering*, Londra, Academic Press, 1963
2. Rulea, G, *Tehnica frecvențelor foarte înalte*, București, Ed Tehnică, 1966
3. Meinke-Gundlach, *Radrotechnikar Kézikönyv*, Budapest, Muszaki könyvkiadó, 1961
4. Rogan, G L, *Microwave Transmission Circuits*, New-York, Mc Graw Hill, 1949
5. Istvánffy, E, *Mikrohullámok technika és rádiológátorok*, Budapest, Tankönyvkiadó, 1955
6. Lewin, L, *Contribution to the theory of Probes in Waveguides*, Proc I R E, New-York, 1958, p 109.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В ПЕРЕХОДАХ ВОЛНОВОД-КОАКСИАЛЬНЫЙ КАБЕЛЬ

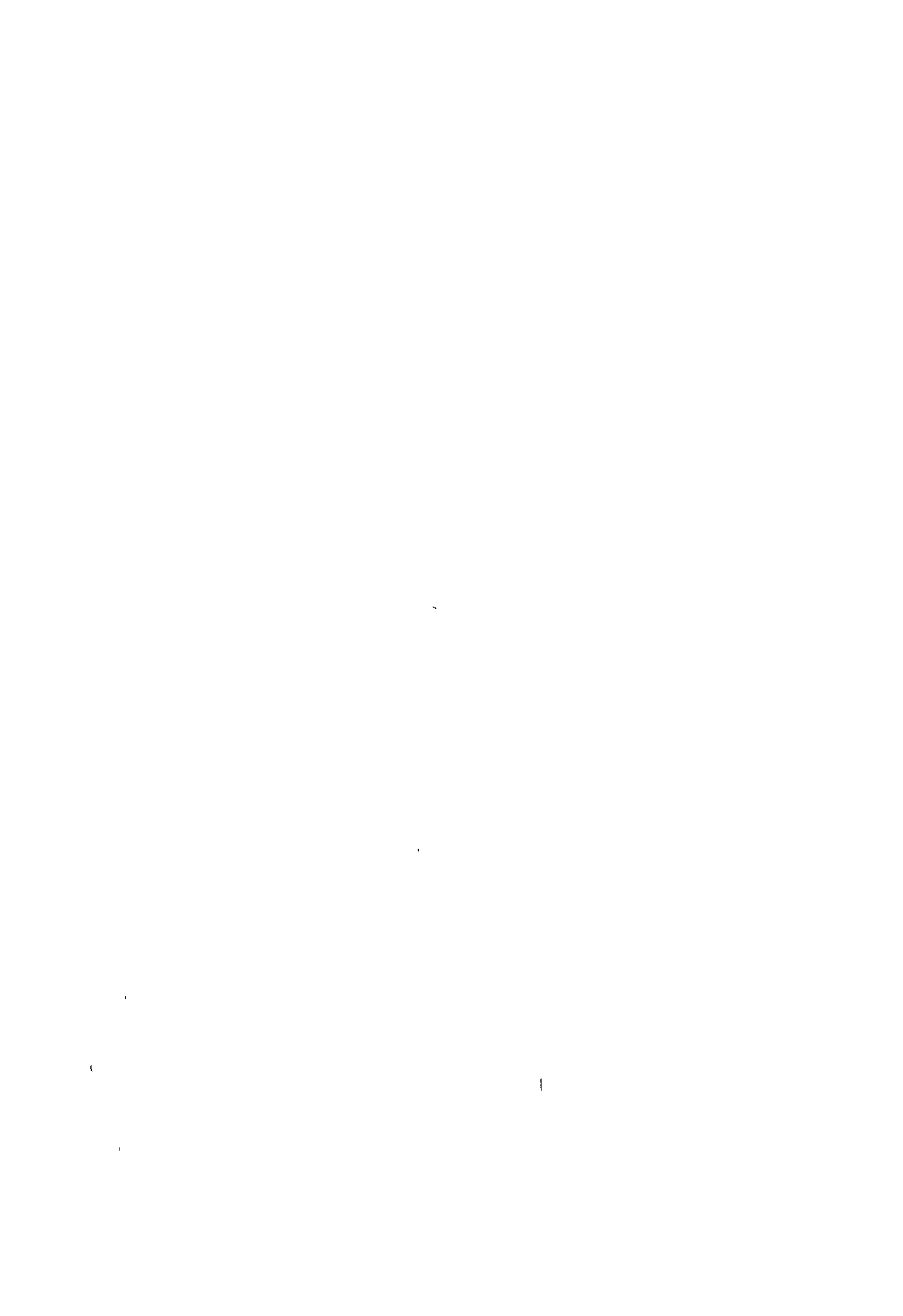
(Резюме)

Авторы предлагают новый переход согласования между прямоугольным волноводом и коаксиальным кабелем, используя диэлектрическую пирамиду. Даются формулы вычисления и проектирования, а также экспериментальные результаты, которые показывают правильное функционирование приставки.

UTILIZATION OF THE DIELECTRIC MATERIALS IN WAVE GUIDE—COAXIAL LINE
JUNCTIONS

(S u m m a r y)

A new junction is proposed for adapting the rectangular wave guide to the coaxial line, utilizing a dielectric pyramid. Formulas of calculation and design are given as well as experimental results that show the correct operating of the adaptor.



POLARIZATION EFFECTS IN LEPTONIC THREE-BODY DECAYS OF BARYONS

F. S. ULIU and Z. GÁBOS

1. Introduction. In a recent paper, Nieto [1] has given, by assuming the semileptonic decay of a baryon into a final baryon, a lepton, and an antineutrino, many expressions for the decay rate, the final particle energy spectra, and the final baryon-lepton correlations. A. A. Belavín and V. V. Solov'ev have studied the polarization of lepton [7].

Our aim in this paper is to determine the transversal and longitudinal polarizations of the final baryon.

Let us consider the semileptonic decay process

$$B \rightarrow B' + l + \tilde{\nu}, \quad (1)$$

where the masses and 4-momenta of the initial baryon, the final baryon, and final lepton are (M, p) , (M', k) and (m, q') respectively. We denote the 4-momentum of the antineutrino by q .

In our model, the decay amplitude is

$$M_{i \rightarrow f} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}(k)(F_1 \gamma^\mu + G_1 \gamma^\mu \gamma^5)u(p)] [\bar{u}(q')O^\mu v(q)], \quad (2)$$

with $O^\mu = \gamma^\mu(1 + \gamma^5)$ and $\bar{u} = u^\dagger \gamma^4$. Here F_1 and G_1 are respectively the "vector" and "axial" form factors, assumed to be functions of the momentum transfer squared $Q^2 = (p - k)^2$. We keep the form factors real, which means we assume CP -invariance. G is the weak coupling constant with the numerical value $1,162 \cdot 10^{-11} \text{ MeV}^{-2}$ [2].

From the very beginning we mention that in this work we are using the Majorana gauge for the γ matrices.

The expression (2) of the decay amplitude may be rewritten as follows

$$M_{i \rightarrow f} = u_\rho^\dagger(k) M(\rho) \quad (3)$$

where $u_\rho^\dagger(k)$ is the bispinor of the final baryon, while $M(\rho)$ refers to all the other particles implied in the decay.

By writing

$$u_\rho(k) = c_i u_{i\rho}(k), \quad i = \overline{1, 2} \quad (4)$$

and denoting

$$M_i(k) = u_{i\rho}^+(k)M(\rho), \quad i = \overline{1, 2} \tag{5}$$

from Eq (3) we obtain

$$M_{i \rightarrow f} = c_i^* M_i(k) \tag{6}$$

If the density matrix is introduced

$$\rho_{ij}^d = c_i c_j^* \tag{7}$$

it is not difficult to remark that

$$|M_{i \rightarrow f}|^2 = \rho_{ij}^d M_j(k) M_i^*(k). \tag{8}$$

By means of Eq. (3) of reference [3], the above relation becomes

$$|M_{i \rightarrow f}|^2 = (|M_1(k)|^2 + |M_2(k)|^2) Tr(\rho \rho^d). \tag{9}$$

Having in mind that

$$\rho = \frac{1}{2} (1 + \vec{\xi} \vec{\sigma}), \tag{10a}$$

$$\rho^d = \frac{1}{2} (1 + \vec{\xi}^d \vec{\sigma}), \tag{10b}$$

we finally obtain

$$|M_{i \rightarrow f}|^2 = \frac{1}{2} (|M_1(k)|^2 + |M_2(k)|^2) (1 + \vec{\xi} \vec{\xi}^d), \tag{11}$$

where $\vec{\xi}$ ($\vec{\xi}^d$) are the Stokes vectors.

The conclusion is that it is possible, by computing $|M_{i \rightarrow f}|^2$ to determine the Stokes parameters $\vec{\xi}$, of the final baryon. In our paper we use the Darwin bispinors [4] as fundamental ones. These are eigenfunctions of the operators

$$H_k = (\vec{\alpha}, \vec{k}) + M' \gamma^4 \quad \text{and} \quad \sum_k = \frac{1}{|\vec{k}|} (\vec{\Sigma}, \vec{k}).$$

Then, ξ_3 refers to the longitudinal polarization, while $\sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2}$ refers to the transversal one.

2. The squared matrix element. As it was pointed out in the Introduction it's necessary to evaluate the expression $|M_{i \rightarrow f}|^2$. To this end, as a first step, we determine $M_{i \rightarrow f}$. We have

$$M_{i \rightarrow f}^+ = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}(p)(F_1 \bar{\Gamma}^\mu + G_1 \overline{\Gamma^{\mu\delta}})u(k)] [\bar{v}(q) \bar{O}^\mu u(q')], \tag{12}$$

where $\bar{\Gamma} = \gamma^4 \Gamma + \gamma^4$

Then

$$|M_{i \rightarrow f}|^2 \propto A^{\mu\rho} B^{\mu\rho}. \tag{13}$$

In the above relation

$$A^{\mu\rho} = Tr [\Lambda_{B'}(F_1\gamma^\mu + G_1\gamma^\mu\gamma^5)\Lambda_B(F_1\gamma^\rho + G_1\gamma^\rho\gamma^5)] \tag{14a}$$

$$B^{\mu\rho} = Tr [\Lambda_l O^\mu \Lambda_{\bar{\nu}} O^\rho] \tag{14b}$$

where

$$\Lambda_{\sigma\lambda} = u(\sigma)\bar{u}(\lambda). \tag{15}$$

A long, but not difficult, trace calculation leads to the results

$$A^{\mu\rho} = \frac{F_1^2 - G_1^2}{4} \left[\delta_{\mu\rho} + \frac{p^\lambda s_B^\sigma}{M} \epsilon_{\mu\lambda\sigma\rho} - \frac{k^\lambda s_{B'}^\sigma}{M'} \epsilon_{\lambda\sigma\mu\rho} - \frac{k^\tau p^\lambda s_B^\sigma s_{B'}^\epsilon}{MM'} (\delta_{\tau\lambda} \delta_{\epsilon\mu} \delta_{\sigma\rho} + \delta_{\tau\rho} \delta_{\epsilon\sigma} \delta_{\lambda\rho} + \delta_{\tau\mu} \delta_{\epsilon\sigma} \delta_{\lambda\rho} + \delta_{\tau\lambda} \delta_{\epsilon\rho} \delta_{\mu\sigma} + \delta_{\tau\sigma} \delta_{\epsilon\lambda} \delta_{\mu\rho} - \delta_{\tau\rho} \delta_{\epsilon\lambda} \delta_{\mu\sigma} - \delta_{\tau\lambda} \delta_{\epsilon\sigma} \delta_{\mu\rho} - \delta_{\tau\mu} \delta_{\epsilon\lambda} \delta_{\sigma\rho} - \delta_{\tau\sigma} \delta_{\epsilon\mu} \delta_{\lambda\rho} - \delta_{\tau\sigma} \delta_{\epsilon\rho} \delta_{\mu\lambda}) \right] + \tag{16a}$$

$$+ \frac{F_1^2 + G_1^2}{4} \left[\frac{p^\lambda s_{B'}^\sigma}{M} \epsilon_{\sigma\mu\lambda\rho} + \frac{k^\lambda s_B^\sigma}{M'} \epsilon_{\lambda\mu\sigma\rho} - s_B^\sigma s_{B'}^\lambda (\delta_{\lambda\mu} \delta_{\sigma\rho} - \delta_{\lambda\sigma} \delta_{\mu\rho} + \delta_{\lambda\rho} \delta_{\mu\sigma}) - \frac{p^\lambda k^\sigma}{MM'} (\delta_{\sigma\mu} \delta_{\lambda\rho} - \delta_{\sigma\lambda} \delta_{\mu\rho} + \delta_{\sigma\rho} \delta_{\mu\lambda}) \right] + \tag{16a}$$

$$+ \frac{k^\lambda s_B^\sigma}{M'} (\delta_{\lambda\mu} \delta_{\sigma\rho} - \delta_{\lambda\sigma} \delta_{\mu\rho} + \delta_{\lambda\rho} \delta_{\mu\sigma}) - \frac{p^\lambda k^\sigma}{MM'} \epsilon_{\sigma\mu\lambda\rho} - s_B^\sigma s_{B'}^\lambda \epsilon_{\lambda\mu\sigma\rho} \Big],$$

and

$$B^{\mu\rho} \cong q^\lambda (q'^\tau - m s_l^\tau) (\delta_{\tau\lambda} \delta_{\mu\rho} - \delta_{\tau\mu} \delta_{\lambda\rho} - \delta_{\tau\rho} \delta_{\lambda\mu} - \epsilon_{\tau\mu\lambda\rho}) \tag{16b}$$

respectively.

In these relations the 4-vectors $s_{B, B', l}^\lambda$ describe the polarization state of $B, B',$ and l . Their expression is like [5]

$$s^i = \left(\frac{F}{m} - 1 \right) e^i \zeta_3^d + \tilde{T}^{ij} \zeta_j^d, \tag{17a}$$

$$s^4 = i \frac{|\vec{p}|}{m} \zeta_3^d, \tag{17b}$$

where

$$T^{ij} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{e_1^2}{1 + e_3} & -\frac{e_1 e_2}{1 + e_3} & -e_1 \\ -\frac{e_1 e_2}{1 + e_3} & 1 - \frac{e_2^2}{1 + e_3} & -e_2 \\ e_1 & e_2 & e_3 \end{pmatrix}, \quad \vec{e} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \tag{18}$$

In the following calculation the property $(s, p) = 0$ is of a real help.

If we are not interested in the study of the final lepton polarization, then the squared matrix element must be summed with respect to s_i , i.e. it is necessary to take the contribution of s_i and $-s_i$.

So, after some simple contractions we obtain

$$\begin{aligned}
& |M_{i \rightarrow j}|^2 \alpha q^\alpha q'^\beta \left\{ \frac{F_1^2 - G_1^2}{2} \left[\delta_{\alpha\beta} + \frac{p^\alpha s_B^\beta - p^\beta s_B^\alpha}{M} - \frac{k^\alpha s_{B'}^\beta - k^\beta s_{B'}^\alpha}{M'} - \right. \right. \\
& - \frac{1}{MM'} \left(\delta_{\alpha\beta} ((k, p)(s_B, s_{B'}) - (p, s_{B'})(k, s_B)) - (k, p)(s_B^\beta s_{B'}^\alpha + s_B^\alpha s_{B'}^\beta) - \right. \\
& - k^\alpha ((s_B, s_{B'}) p^\beta - (p, s_{B'}) s_B^\beta) - k^\beta ((s_B, s_{B'}) p^\alpha - (p, s_{B'}) s_B^\alpha) + \\
& + (k, s_B)(p^\alpha s_{B'}^\beta + p^\beta s_{B'}^\alpha) \left. \right] + \frac{F_1^2 + G_1^2}{2} \left[\frac{p^\alpha s_{B'}^\beta - p^\beta s_{B'}^\alpha}{M} - \frac{k^\alpha s_B^\beta - k^\beta s_B^\alpha}{M'} + \frac{p^\alpha k^\beta + p^\beta k^\alpha}{MM'} + \right. \\
& \left. + s_B^\alpha s_{B'}^\beta + s_B^\beta s_{B'}^\alpha \right] - F_1 G_1 \left[\frac{p^\alpha s_{B'}^\beta + p^\beta s_{B'}^\alpha}{M} + \frac{k^\alpha s_B^\beta + k^\beta s_B^\alpha}{M'} + \frac{p^\alpha k^\beta - p^\beta k^\alpha}{MM'} + s_B^\alpha s_{B'}^\beta - s_B^\beta s_{B'}^\alpha \right] \left. \right\}. \quad (19)
\end{aligned}$$

With the aid of the conservation law $Q = p - k = q + q'$, we can perform the integrations over the momenta of the lepton and the antineutrino. The result of this integration is

$$\begin{aligned}
I_{\alpha\beta}(Q) &= \int q^\alpha q'^\beta \delta(q^2) \delta(q'^2 + m^2) \theta(E) \theta(q^0) \delta(q + q' - Q) d^4 q d^4 q' = \\
&= \Phi(Q) \delta_{\alpha\beta} + \Psi(Q) Q_\alpha Q_\beta = \Phi(Q) \left[\delta_{\alpha\beta} + \frac{2f(Q)}{Q^2} Q_\alpha Q_\beta \right] \quad (20)
\end{aligned}$$

where

$$f(Q) = \frac{Q^2 - 2m^2}{Q^2 + 2m^2}. \quad (21)$$

The explicit form of the function $\Phi(Q)$ is irrelevant

Now we restrict ourselves to the rest frame of the initial baryon, i.e. $p^\alpha = iM \delta_{\alpha 4}$. If the Oz axis is taken along the unit vector $\vec{p}/|\vec{p}|$, then $(s_B, s_{B'}) = \vec{\eta}_{s_{B'}} \vec{\eta}$, $\vec{\eta}$ being the Stokes polarization vector of the baryon B . In this case, if Eqs. (17), (18), and (20) are incorporated into the integrated relation (19), some simple algebra leads to the result

$$|M_{i \rightarrow j}|^2 \alpha A + B^j (T^{1j} \xi_1^d + T^{2j} \xi_2^d) + C \xi_3^d, \quad (22)$$

where

$$\begin{aligned}
A &= (F_1^2 - G_1^2) \frac{3Q^2}{Q^2 + m^2} - \frac{F_1^2 + G_1^2}{M'} \left[E + \frac{2Q^0 f(Q)}{Q^2} (M'^2 - EM) \right] - \\
& - \frac{2F_1 G_1}{M'} \left[1 + \frac{2f(Q)}{Q^2} (EM - M'^2) \right] (\vec{\eta}, \vec{k}), \quad (23)
\end{aligned}$$

$$B^j = (F_1^2 + G_1^2) \left[\eta^j + \frac{2f(Q)}{Q^2} k^j (\vec{\eta}, \vec{k}) \right] - \frac{4F_1 G_1 Q^0 f(Q)}{Q^2} k^j - \quad (24)$$

$$- \frac{F_1^2 - G_1^2}{M'} \left\{ \frac{2Mf(Q)}{Q^2} k^j (\eta, k) + \eta^j \left[2E + \frac{2Q^0 f(Q)}{Q^2} (M'^2 - EM) - \frac{3EQ^2}{Q^2 + m^2} \right] \right\},$$

$$\begin{aligned}
C &= \frac{F_1^2 + G_1^2}{M'} \left(\frac{E}{|\vec{k}|} + \frac{2Mf(Q)}{Q^2} |\vec{k}| \right) (\vec{\eta}, \vec{k}) + \frac{2F_1 G_1}{M'} \left(1 - \frac{2MQ^0 f(Q)}{Q^2} \right) |\vec{k}| + \\
& + \frac{F_1^2 - G_1^2}{|\vec{k}|} \frac{2m^2 - Q^2}{m^2 + Q^2} (\vec{k}, \vec{\eta}). \quad (25)
\end{aligned}$$

3. Final baryon polarization. The last expression together with Eq.(11) yields

$$\xi_1 = T_{1j} \frac{B_j}{A}, \quad \xi_2 = T_{2j} \frac{B_j}{A}, \quad \xi_3 = \frac{C}{A} = P_{\text{long}} \quad (26)$$

In order to obtain the transversal polarization we must figure out $\sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2}$. Taking into account that $T_{ij} T_{jk} = \delta_{ik}$ some manipulations allow the transverse polarization to be written in the form

$$P_{tr} = \frac{1}{A} \sqrt{1 - \frac{1}{|\vec{k}|^2} (\vec{\eta}, \vec{k})^2} \left\{ F_1^2 + G_1^2 - \frac{F_1^2 - G_1^2}{M'} \left[2E + \frac{2Q^\circ f(Q)}{Q^2} (M'^2 - EM) - \frac{2EQ^2}{Q^2 + m^2} \right] \right\} \quad (27)$$

where

$$Q^2 = -M^2 - M'^2 + 2ME, \\ Q^\circ = M - E.$$

If these expressions are particularized to the case of muonic decay, with $F_1 = G_1 = 1$ we recover an earlier result [3]

(Received April 26, 1970)

REFERENCES

- 1 M M Nieto, Rev Mod Phys, **40**, 140, 1968
- 2 N Brene-L. Veje-M Ross-C Cronstrom, Phys, Rev, **149**, 1288, 1966
- 3 Z Gábos - F Ulju, St cerc fiz, **18**, 635, 1966
- 4 Z Gábos - O Gherman, Studia Univ Babeş-Bolyai, seria Math -Phys, fasc 2, p. 83, 1964
- 5 Z Gábos - É Simon, Studia Univ, Babeş-Bolyai, seria Math -Phys, fasc 1, p 115, 1964
- 6 A I Ahiezer - V B Berestetki, *Kvantovaya elektrodinamika*, izd vtoroe, Moskva, 1963, p 270-272
- 7 A A Belavin - V V Solov'ev, Iadernaia Fizika, **11**, 437, 1970

EFFECTE DE POLARIZARE LA DEZINTEGRAREA BARIONILOR ÎN TREI PARTICULE

(Rezumat)

Aplicînd pentru dezintegrarea $B \rightarrow B' + l + \tilde{\nu}$ amplitudinea de tranziție (2), se obțin expresii noi pentru polarizarea longitudinală și transversală a barionului B'

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ РАСЩЕПЛЕНИИ БАРИОНОВ НА ТРИ ЧАСТИЦЫ

(Резюме)

Применяя для расщепления $B \rightarrow B' + l + \tilde{\nu}$ переходную амплитуду (2), авторы получают новые выражения для продольной и поперечной поляризации бариона B'



OBSERVABLE ZEIT UND STREUVERZÖGERUNG

E. PAPP

1. Einführung. Jeder Streulösung $\psi(\vec{x}, t) = \psi(t)$ eines quantenmechanischen Streusystems, dessen Gesamtenergieoperator die Gestalt $H(t) = H_0 + V(t)$ besitzt, so dass $H(t) \rightarrow H_0$ bei $|t| \rightarrow \infty$, möge man zwei Lösungen $\varphi^{\text{ein}}(\vec{x}, t) = \varphi^{\text{ein}}(t)$ und $\varphi^{\text{aus}}(\vec{x}, t) = \varphi^{\text{aus}}(t)$ der freien Bewegungsgleichung zuordnen [1] so dass

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \|\psi(t) - \varphi^{\text{ein}}(t)\| = 0, \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} \|\psi(t) - \varphi^{\text{aus}}(t)\| = 0. \quad (1)$$

Die Wellenpakete $\varphi^{\text{ein}}(t)$ und $\varphi^{\text{aus}}(t)$ beschreiben die freie Bewegung des Streusystems vor bzw. nach der Wechselwirkung und sind definitionsgemäss eigentliche Zustandsfunktionen.

Bei einem vorgegebenen Zustande $\Psi(t)$, der im allgemeinen die Bewegung eines Streusystems im asymptotischen Gebiete $x \rightarrow \infty$ beschreiben soll, möge man vermittels eines Identifizierungsverfahrens, auch andere zwei freie Wellenpakete $\varphi^e(t)$ und $\varphi^a(t)$ zuordnen, die einlaufenden bzw. auslaufenden Charakter besitzen, gemäss der Beziehung

$$\Psi(t) \sim \varphi^e(t) + \varphi^a(t), \quad x \rightarrow \infty \quad (2)$$

Die freie Bewegung $\varphi^e(t)$ die zwar durch eine Superposition einlaufender ebener Wellen dargestellt wird, kann man vermittels einer Umkehrung des Vorzeichens der am Exponent vorhandenen zeitlichen Koordinate, zu einem entsprechenden auslaufenden Bewegungszustande $\varphi_+(t)$ extrapolieren lassen

Infolge einer Analyse der quantenmechanischen Zeit der freien Bewegung, werde man gemäss der kanonischen Konjugierung zwischen Zeit und Energie ein explizites operatives Abschätzungsverfahren der freien Zeit als observable Grosse angeben, die so erhaltenen Ergebnisse sind demnach benutzt um Streuverzögerungen bezüglich der Einkanalssystemen der nichtrelativistischen Quantenmechanik explizit abzuschätzen. Die Spinbewegung wird nicht berücksichtigt und man setze voraus dass der Streuvorgang von einem Potential endlicher Reichweite verursacht wird und dass er tatsächlich nur in der Umgebung einer gewissen Energie ω_0 ($\omega \in \text{vec } \omega_0$) stattfindet.

Man nehme $\hbar = 1$ und die Masse gleich 1 solange ihre Anwesenheit nicht wesentlich beiträgt. Man benutze an manchen Stellen nur die Bezeichnung der Funktion, z B Φ statt $\Phi(k)$, δ_t statt $\delta_t(k)$ u.s.w

2. Die Quantenmechanische Zeit der freien Bewegung. Wie von E. Fick und F. Engelmann [2] gezeigt wurde, ermöglicht die Beschreibung eines Systems durch bildunabhängige Bewegungsgleichungen, die Einführung einer Zeit $\tau(t)$, die als physikalische observable Grösse zu bestimmen ist. Diesbezüglich kann man die Zeit in der Heisenberg bzw. in der Schrödingerdarstellung als observable Grösse $T(t)$ bzw. T auftreten lassen, sobald der Abschätzung

$$\tau(t) = N(\varphi(\vec{x}), T(t)\varphi(\vec{x})) = N(\varphi(\vec{x}, t), T\varphi(\vec{x}, t)), \quad (3)$$

im Genauigkeitsbereich der Messapparatur reelle Werte zukommen. Hier wurden mit $\varphi(\vec{x}) = \varphi(\vec{x}, 0)$ bzw. $\varphi(\vec{x}, t)$ die entsprechenden Zustände der freien Bewegung bezeichnet und mit $N^{-1} = (\varphi(\vec{x}), \varphi(\vec{x}))$ die Normierungskonstante.

Den zwei möglichen Bewegungsrichtungen kann man in Übereinstimmung mit [3] die Zeitwerte

$$\tau_{\pm}(t) = \tau(0) \pm t \quad (4)$$

zuordnen.

Die Anwendung des obigen Verfahrens hinsichtlich der freien Zustände $\varphi^{\text{ein}}(t)$ und $\varphi^{\text{aus}}(t)$ erzeugt die Zeiten

$$\tau_{\pm}^{\text{ein}}(t^{\text{ein}}) = \tau^{\text{ein}}(0) \pm t^{\text{ein}}, \quad \tau_{\pm}^{\text{aus}}(t^{\text{aus}}) = \tau^{\text{aus}}(0) \pm t^{\text{aus}} \quad (5)$$

Man bezeichne innerhalb der Schrödingerdarstellung die entsprechenden Zeitoperatoren mit T_{\pm} ; bei einer Indexänderung muss man aber zusätzlich eine zeitliche Inversion der Zustände durchführen, beispielsweise

$$\tau_{-}^{\text{ein}}(t^{\text{ein}}) = N^{\text{ein}}(\overline{\varphi}^{\text{ein}}(t^{\text{ein}}), T_{-}\overline{\varphi}^{\text{ein}}(t^{\text{ein}})), \quad \overline{\varphi}^{\text{ein}}(t^{\text{ein}}) = \varphi^{\text{ein}*}(-t^{\text{ein}}) \quad (6)$$

Wenn man zu den makroskopischen Zeiten t^{ein} und t^{aus} Messungen der T_{+} Zeitobservablen durchführt, so erhält man die Werte $\tau_{+}^{\text{ein}}(t^{\text{aus}})$ und bzw. $\tau_{+}^{\text{aus}}(t^{\text{aus}})$. In diesem Falle bringt eine Gleichheit der Form $\tau_{+}^{\text{aus}}(t^{\text{aus}}) = \tau_{+}^{\text{ein}}(t^{\text{ein}})$ die Tatsache zum Ausdruck, dass man die entsprechenden freien Zustände, als Zustände gleicher τ -Zeit auffassen kann. In dieser Lage, in Übereinstimmung mit der makroskopischen Kausalitätsbedingung, kann man als observable Streuverzögerung den zeitlichen t -Abstand der Zustände $\tau^{\text{aus}}(t)$ und $\varphi^{\text{ein}}(t)$ definieren.

$$\Delta\tau = t^{\text{aus}} - t^{\text{ein}} = \tau^{\text{ein}}(0) - \tau^{\text{aus}}(0) \quad (7)$$

Das so erhaltene Abschätzungsverfahren werde man auch hinsichtlich der $\varphi^{\text{a}}(t)$ und $\varphi^{\text{e}}(t)$ Funktionen anwenden, sobald man die dafür entsprechende „observable“ Spektralstruktur bestimmen kann.

3. Die operative Zeitobservable. Eine freie Bewegung $\varphi(\vec{x}, t)$ sei durch die Zustandsfunktion

$$x\varphi(\vec{x}, t) = \sum_{l, m} \int_0^{\infty} Y_{lm}(\hat{x} \cdot \hat{k}) \Phi_{lm}(k) \exp(-i\omega t) \psi_l(x, k) dk \quad (8)$$

beschrieben, wo $\vec{x} = x\hat{x}$, $\vec{k} = k\hat{k}$ und $|\hat{x}| = |\hat{k}| = 1$. Die Energieeigenfunktionen $\psi_l(x, k)$ sind auf $\delta(k - k')$ normiert, und besitzen diesbezüglich ein asymptotisches

Verhalten der Form $2^{\frac{1}{2}} \pi^{-\frac{1}{2}} \sin\left(kx - \frac{1}{2} \pi l\right)$. In einem zentralymetrischen Kraftfelde ist $m = 0$ einzusetzen. Wie $\varphi(\vec{x})$ quadratintegrierbar ist, folgt

$$\|\varphi(\vec{x})\|^2 = (\varphi(\vec{x}), \varphi(\vec{x})) = \sum_{\epsilon} \int_0^{\infty} |\Phi_{l,0}(k)|^2 dk = 1, \quad (9)$$

wo man gleichzeitig auch das skalare Produkt der im Raume der Energiedarstellung angebenen Zustände $\{\Phi_{l,0}(k)\} = \{\Phi_l(k)\} = \tilde{\Phi}(k)$ eingeführt hat. Wie in diesem Raume die freie Energie H_0 als Multiplikationsoperator bestimmt ist,

$$H_0 \{\Phi_l(k)\} = \left\{ \frac{k^2}{2m} \Phi_l(k) \right\} = \{\omega \Phi_l(k)\}, \quad (10)$$

kann man die kanonische Konjugierung befriedigen sobald der Zeitoperator folgendermassen definiert wird

$$T_+ \{\Phi_l(k)\} = \left\{ i \frac{d}{d\omega} \Phi_l(k) \right\} = i \frac{d\tilde{\Phi}}{d\omega}. \quad (11)$$

Die Beziehungen (10) und (11) sind aber sinnvoll nur sobald die $\tilde{\Phi}$ Funktionen hinreichend schnell in der Umgebung des Nullpunktes und im Unendlichen verschwinden. Die Möglichkeit von Zeit und Energiemessungen wird aber rechtfertigt nur wenn auch $\omega^{\frac{1}{2}} \tilde{\Phi}$ und $\left(\tilde{\Phi}^* \frac{d\tilde{\Phi}}{d\omega}\right)^{\frac{1}{2}}$ als physikalische (quadratintegrierbare) Zustände auftreten; es ist also notwendig, dass in der Umgebung des Nullpunktes $|\Phi_l| = O(k^{1+\epsilon})$ und, dass im Unendlichen $|\Phi_l| = O(k^{-1-\epsilon})$. Als schnell verschwindende Spektralfunktionen hat sich als hinreichend erwiesen solche zu wählen, die im Unendlichen schneller als der Kehrwert eines Polynoms verschwinden; zusätzlich muss auch in Ubereinstimmung mit dem erwähnten, eine gewisse Umgebung des Nullpunktes ausgeschlossen werden, da ja nur so eine sinnvolle Zeitmessung Zustände kommen kann [5]. Die obigen Einschränkungen geben eine gewisse Bestimmung eines Existenzbereiches D des zeitlichen Operators T_+ , so dass dieser infolge, sobald nur Mittelwerte der Art (3) in Betracht gezogen werden, als zeitliche Observable auftreten kann, auch wenn im Rahmen der physikalischen Zustände das Eigenwertproblem des T Operators keine exakte sondern nur eine angenäherte Lösung finden kann. Es sei betont, dass man im Bereiche der Genauigkeit der Messapparatur die Operatoren T_+ nur in einem angenäherten Sinne als observable Grossen zulassen kann, und zwar als diejenigen Grossen die die idealisierten Grenzwerte einer Zeitmessung angeben.

Man ist nun in der Lage ein „Rezept“ für eine operative, unmittelbare Bestimmung der observablen Zeitwerte anzugeben.

Damit so eine effektiv observable Zeit hervortrete ist es hinreichend und notwendig dass $\{\Phi_l\}$ dem Unterraume

$$D^{\mathcal{O}} = \left\{ \{\Phi_l(k)\} \mid \omega^{\pm \frac{1}{2}} \Phi_l(k) \in L_2(0, \infty), \omega \Phi_l(k) \in L_2(0, \infty), \int_0^{\infty} \frac{d\omega_l}{d\omega} |\Phi_l(k)|^2 dk < \infty \right\} \quad (12)$$

angehore (und hinreichend dass $\tilde{\Phi} \in D \subseteq D^{ef}$). Da ja der Operator T_+ definitionsgemäss als observable Grosse auftreten soll, muss man auf seine formale Selbstadjungiertheit achten

$$(\tilde{\Phi}(k), T_+^{ef} \tilde{\Phi}(k)) = (T_+^{ef} \tilde{\Phi}(k), \tilde{\Phi}(k)), \quad T_+^{ef} = \frac{1}{2} (T_+ + T_+^*) \quad (13)$$

Die obige Gleichheit ist durchführbar sobald $\tilde{\Phi} \in D^{ef}$, daraus folgt, dass T_+^{ef} sich als selbstadjungierter Operator in seinem Existenzbereiche aufweist, dabei ist $\tilde{\Phi}(k) = \{|\Phi_l(k)| \exp i\alpha_l(k)\}$. Indem man jetzt (3) anwendet, folgt

$$\tau_+(t) = (\tilde{\Phi}(k,t), T_+^{ef} \tilde{\Phi}(k,t)) = t - \sum_l \int_0^\infty \frac{d\alpha_l}{d\omega} |\Phi_l(k)|^2 dk. \quad (14)$$

Bei einem festgelegten l Wert findet eine allgemeinere Zeitbestimmung statt, da ja diesbezüglich die Konvergenzbedingung der l -Addition nicht auftritt.

Die gesuchte Zeitobservable erscheint also bezüglich der Abschätzung (14) als effektiv durch einem Operator T_+^{ef} bestimmt, der nur im Phasenraume wirkt

$$T_+^{ef} \Phi_l = - \frac{d\alpha_l}{d\omega} \Phi_l, \quad \tilde{\Phi} \in D^{ef}. \quad (15)$$

Dadurch wird auch der „nichtobservable“ Beitrag zur Streuverzögerung beseitigt. Die Annahme der Existenz eines selbstadjungierten Zeitoperators der Form $\frac{d}{d\omega}$ mochte aber zu einem auf der ganzen reellen Achse stetig erweiterten Energiespektrum führen [6], dies ist jedoch mit der Gl (15) nicht der Fall, da ja mit einer reellen Zahl b

$$H_0 \exp(ibT_+^{ef}) \tilde{\Phi} = \exp(ibT_+^{ef}) \omega \tilde{\Phi}, \quad t = 0, \quad (16)$$

so, dass das stetige Energiespektrum $(0, \infty)$ durch die Existenz des Operators T_+^{ef} nicht verändert wird. Der so betrachtete Operator T_+^{ef} ist also nur in einem, dem Unterraume D^{ef} angeschlossenen Phasengebiet $P = \{\alpha_l | \tilde{\Phi} \in D^{ef}\}$ wirkend.

Wie in Folge einer Wechselwirkung eine Änderung $\tilde{\Phi} \rightarrow \tilde{\Phi}^1$ auftritt, wird die Anwendbarkeit des Operators T_+^{ef} aufbewahrt, falls auch $\tilde{\Phi}^1 \in D^{ef}$.

Die gemäss dieser ersten Methode gewonnenen Ergebnisse der Zeitabschätzung sind als eigentliche zeitliche observable Effekte anzusehen, obwohl dies nicht unmittelbar ersichtlich ist.

Sobald man im Falle der $\varphi^e(t)$ und $\varphi^a(t)$ Funktionen ein explizites Verfahren zur Bestimmung einer „observablen“ Spektralstruktur angeben kann, folgt indem man (4) entsprechend anwendet, eine Zeitabschätzung die als observable Abschätzung anzusehen ist. Diese Vermutung wird sich im folgenden als richtig erweisen.

4. Abschätzungen der Streuverzögerung. Der $\varphi^{aus}(t)$ Zustand, der dem als $\varphi^{ein}(t)$ betrachteten Zustand $\varphi(x, \vec{k}, t)$ entspricht ist

$$x\varphi^{aus}(t) = \sum_l \int_0^\infty Y_{l,0}(\hat{x} \cdot \hat{k}) \Phi_l(k) \exp i [2\delta_l(k) - \omega t] \psi_l(x, k) dk. \quad (17)$$

Wie $\Phi^{\text{aus}}(k, t) = \{\Phi_l(k) \exp i [2\delta(k) - \omega t]\}$, folgt

$$\tau_+^{\text{aus}}(t) = t - \sum_l \int_0^\infty \left(\frac{d\alpha_l}{d\omega} + 2 \frac{d\delta_l}{d\omega} \right) |\Phi_l(k)|^2 dk \quad (18)$$

Indem man (14) beachtet und (7) verwendet erhält man eine Abschätzung der Streuverzögerung, die mit dem von Kilian [7] gefundenen Werte übereinstimmt:

$$\Delta\tau = \sum_l \int_0^\infty 2 \frac{d\delta_l}{d\omega} |\Phi_l(k)|^2 dk \quad (19)$$

Diese Streuverzögerung ist bei Systemen mit beschränkten $\frac{d\delta_l}{d\omega}$ (wie dies auch sonst im allgemeinen bei $\Phi_l(k) \neq 0$ der Fall ist) observabel sobald $\tilde{\Phi} \in D^{\text{ef}}$. Wie z. B. bei einer elastischen Streuung $\frac{d\delta_l}{d\omega}$ sich im Unendlichen wie $O(k^{-3})$ verhält, ist diesbezüglich notwendig dass $\left(\frac{d\delta_l}{d\omega}\right)^{\frac{1}{2}} \Phi_l(k) \in L_2(0, \infty)$ was mit $\tilde{\Phi} \in D^{\text{ef}}$ auch mehrfach erfüllt wird. Wie bei $k \rightarrow 0$ im allgemeinen $|\exp 2i\delta_l - 1| = O(k^{2l+1})$ so folgt, dass in der Umgebung des Nullpunktes $\frac{d\delta_0}{dk} = \text{konst.}$, $\frac{d\delta_l}{dk} = 0$, ($l \neq 0$), so dass keine zusätzliche Divergenzen gegenüber dem wechselwirkungsfreien Fall bei $k \rightarrow 0$ auftreten. Die l -Addition (19) ist konvergent, da ja für $\omega \in \text{vec } \omega_0$ nur gewisse l -Glieder bedeutungsvoll beitragen

Der so erhaltene Ausdruck ist zwar ein Mittelwert der Streuverzögerung $\Delta\tau = 2 \frac{d\delta_l(k_0)}{d\omega_0}$ hinsichtlich der Menge der Drehimpulswerte.

In Anbetracht des Wellenpaketes

$$\Psi(x, t) \sim \int_0^\infty G(\omega) [\exp i \vec{k} \cdot \vec{x} + x^{-1} f(\theta, \omega) \exp i k x] \exp i [a(\omega) - \omega t] d\omega, \quad (20)$$

der den asymptotischen Zustand eines Streusystems beschreibt [8], bestimme man die Zustände $\varphi^e(t)$ und $\varphi^a(t)$:

$$\varphi^e(t) = \int_0^\infty G(\omega) \exp i [a(\omega) + kx - \omega t] d\omega, \quad t \ll 0, \quad (21)$$

$$\varphi^a(t) = \int_0^\infty G(\omega) x^{-1} f(\theta, \omega) \exp i [a(\omega) + kx - \omega t], \quad t \gg 0, \quad (\theta \neq 0). \quad (22)$$

Der Zustand $\varphi^e(t)$ überhaupt mit der aus (21) eindeutig festgelegten Fortpflanzungsrichtung ist nicht unbedingt quadratintegrierbar, da ja das skalare Produkt

$$(\varphi^e(t), \varphi^e(t)) = \sum_l \pi^2 (2l + 1) \int_0^\infty G^2(\omega) dk \quad (23)$$

nicht konvergent ist. Dasselbe Ergebnis folgt aber auch falls man als einlaufende Zustandsfunktion

$$\varphi_s^e(t) = 2\pi i \int_0^{\infty} (kx)^{-1} \delta(\hat{k} + \hat{x}) \exp i [a(\omega) + kx - \omega t] d\omega \quad (24)$$

benutzt; diesbezüglich muss man aber für die Berechnung von $(\varphi_s^e, \varphi_s^e)$ in Übereinstimmung mit $x \rightarrow \infty$ den Grenzübergang $t \rightarrow -\infty$ durchführen. Es ist bemerkenswert, dass infolge $\varphi^e(t)$ und $\varphi_s^e(t)$ bei $t \rightarrow -\infty$ übereinstimmen. Es wird sich erweisen, dass der einlaufende Beitrag zur Streuverzögerung nicht wesentlich ist und dass ihm nur eine Ergänzungsrolle zukommt, in dieser Lage wird man jedoch formalerweise auch den einlaufenden, im allgemeinen nichtphysikalischen Zustand, in Betracht ziehen. Wenn man für den einlaufenden Zustand die Spektralstruktur entweder mit (21) oder mit (24) bestimmen kann, so ist die Bestimmung der Spektralstruktur von $\varphi^a(t)$ nur dann, wenn man den Übergang $t \rightarrow +\infty$ durchführt, möglich.

Um eine eigentlich observable Zeit und Streuverzögerung zu erhalten kann man aber auch eine Stromnormierung einführen, die der Zustandsnormierung (9) völlig äquivalent ist. Die den eigentlichen Zuständen $\varphi^{\text{ein}}(t)$ und $\varphi^{\text{aus}}(t)$ entsprechenden „Stromfunktionen“ haben die Gestalt:

$$\varphi_s^{\text{ein}}(t) \sim x^{-1} 2^{-\frac{1}{2}} \pi^{-\frac{1}{2}} \sum_l \int_0^{\infty} Y_{l,0}(\hat{k} \cdot \hat{x}) i^{l+1} \exp[-i(kx + \omega t)] dk \quad (25)$$

$$\varphi_s^{\text{aus}}(t) \sim x^{-1} 2^{-\frac{1}{2}} \pi^{-\frac{1}{2}} \sum_l \int_0^{\infty} Y_{l,0}(\hat{k} \cdot \hat{x}) (-i)^{l+1} \exp[i(2\delta_l - \omega t + kx)] dk, \quad (26)$$

wo man die sonstigen Glieder bei $t \rightarrow -\infty$ bzw. $t \rightarrow +\infty$ vernachlässigen kann.

Indem man die entsprechenden Ströme $\vec{j}^{\text{ein}}(t)$ und $\vec{j}^{\text{aus}}(t)$ berechnet und die Glieder höherer Ordnung als x^{-2} vernachlässigt, folgt

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dt \phi d\vec{S} \cdot \vec{j}^{\text{ein}}(t) = - \sum_l \int_0^{\infty} |\Phi(k)|^2 dk = - \int_{-\infty}^{+\infty} dt \phi d\vec{S} \cdot \vec{j}^{\text{aus}}(t), \quad (27)$$

wo die Flächenintegration über eine hinreichend entfernte Kugeloberfläche durchzuführen ist. Diese mit der Zustandsnormierung (9) äquivalente Stromnormierung sei, um sie sogleich von anderen möglichen Stromnormierungen unterscheiden zu können, als observable Stromnormierung zu bestimmen. Mit dieser Normierung möge man jetzt zu den Funktionen (21), (24) übergehen. Indem man alle die dafür nötigen Integrationen durchführt folgt, dass

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dt \phi d\vec{S} \cdot \vec{j}^a(t) = \sum_l \int_0^{\infty} 8\pi^2 (2l+1) G^2(\omega) \sin^2 \delta_l(k) dk \quad (28)$$

und ähnlicherweise, im Einklang mit (23) das Ergebnis für den einlaufenden Zustand $\varphi_s^e(t)$. Infolgedessen

$$\tilde{\Phi}_s^a(k) = 2^{\frac{3}{2}} \pi \left\{ (2l + 1)^{\frac{1}{2}} G(\omega) \sin \delta_l(k) \exp i[\delta_l(k) + a(\omega)] \right\}, \quad (29)$$

$$\tilde{\Phi}_s^e(k) = 2^{\frac{1}{2}} \pi \left\{ (2l + 1)^{\frac{1}{2}} G(\omega) \exp i a(\omega) \right\}. \quad (30)$$

Man kann jetzt gemäss des angegebenen Verfahrens eine Streuverzögerung

$$\Delta\tau_s = N_s^a \sum_l \int_0^\infty (2l + 1) \sin^2 \delta_l(k) G^2(\omega) \left(\frac{d\delta_l}{d\omega} + \frac{da}{d\omega} \right) dk - N_s^e \int_0^\infty G^2(\omega) \frac{da}{d\omega} dk \quad (31)$$

bestimmen die bei $\frac{da}{d\omega} = \text{konst.}$ sobald l festgelegt wird, mit der von O h m u r a [8] gefundenen Abschätzung übereinstimmt. Die den Ausdruck $\frac{da}{d\omega}$ enthaltenden Glieder sind als von der Messapparatur verursachte Verzögerungen zu deuten. Wenn in (31) keine Interferenzglieder auftreten heisst das nicht, dass diese unbedingt verschwinden müssen; vielmehr, solange $\{\Phi_{s,l}^a(k)\}$ und $\{\Phi_{s,l}^e(k)\}$ nicht Systeme orthogonaler Funktionen bilden, kann man $\Phi_{s,l}^a(k)$ und $\Phi_{s,l}^e(k)$ nicht als Zustände mit bestimmtem l -Wert ansehen. Die obige erhaltenen Funktionen geben nicht eine eigentliche (orthogonalisierte) Spektralstruktur und es ist zu vermuten, dass sie dies höchstens in einem angenäherten Sinne leisten können. Diesbezüglich musste man also so eine Form des Wellenpaketes wählen, die von Anfang an die Möglichkeit der Erzeugung orthogonaler Zustände enthält.

5. Schlussfolgerungen. Die Streuverzögerung wurde als zeitlicher Abstand der Zustände $\varphi^{\text{ein}}(t)$ und $\varphi^{\text{aus}}(t)$ bestätigt; das Verfahren kann man zusätzlich auch hinsichtlich der Funktionen $\varphi^e(t)$ und $\varphi^a(t)$ erweitern sobald diese die erwähnten Bedingungen erfüllen.

Es wurde auch die Frage aufgeworfen, welche der Abschätzungen, (31) oder (19) nur von der Wechselwirkung stammen [7]. Demzufolge falls im Wechselwirkungsfreien Falle das $\frac{d\delta_l}{d\omega}$ enthaltende Glied von (19) widerrechtlich der Annahme, nicht verschwindet, so könnte man gleich behaupten, dass die nur von der Wechselwirkung hervorgerufene Streuverzögerung nicht von (19) sondern von (31) angegeben wird.

Herrn Prof. M. D r ä g a n u bin ich für das fordernde Interesse an dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.

(Eingegangen am 9 Februar 1970)

L I T E R A T U R

- 1 S S Schweb er und E C C Sudarshan, Ann of Phys, **19**, 351 (1962)
- 2 E Fick und F Engelmann, Suppl. Nuovo Cimento, **12**, 53 (1959).
- 3 E Fick und F Engelmann, Z. Physik, **175** 271 (1963).
- 4 T A. Green und O E Lanford, J Math Phys, **1**, 139 (1960).

- 5 E Fick und E Engelmann, Z Physik, **178**, 551 (1964)
6 D M Rosenbaum, J Math Phys, **10**, 1130 (1969)
7 H Killian, Ann d Physik, **21**, 244 (1968)
8 T Ohmura, Suppl Pr Th Phys, **29** (1964)

TIMP OBSERVABIL ȘI TIMP DE CIOCNIRE

(R e z u m a t)

Folosind normări echivalente ale stării și ale curentului, se definește un procedeu operativ de obținere a timpului de ciocnire ca mărime observabilă

НАБЛЮДАЕМОЕ ВРЕМЯ И ВРЕМЯ СТОЛКНОВЕНИЯ

(Р е з ю м е)

Используя эквивалентные нормирования состояния и тока, автор определяет оперативный метод получения времени столкновения как наблюдаемой величины

DESPRE VITEZA DE PROPAGARE A ULTRASUNETULUI ÎN SOLUȚIILE
APOASE ALE UNOR HALOGENURI (VI)

Iodurile metalelor alcalino-pământoase

de

CORINA ȘERBAN, D. AUSLÄNDER și IOANA DĂBALĂ

Legătura dintre viteza de propagare a ultrasunetului în soluțiile de electroliți și temperatură, respectiv concentrație, permite urmărirea influenței acestor parametri asupra unor proprietăți moleculare [1], [2]. Aprecierea măsurii în care modificările vitezei ultrasunetului rezultă din participarea unor mărimi fizice caracteristice ionilor din soluție, pretinde cercetări sistematice asupra unui număr mare de soluții de electroliți. În acest cadru, lucrarea de față se ocupă de soluțiile apoase ale iodurilor de magneziu, calciu și bariu.

Procedeeul experimental. În vederea măsurării vitezei de propagare a ultrasunetului s-a utilizat metoda difracției luminii monocromatice pe un câmp ultrasonic, sub controlul cotinuu al valorii frecvenței [3]. Instalația construită în vederea acestor măsurători, dotată cu stabilizator de frecvență, a permis obținerea unor rezultate afectate de o eroare de 0,3%.

Distanțele d dintre liniile figurilor de difracție s-au măsurat la comparatorul Zeiss, datele fiind aplicate formulei:

$$V = \frac{F\lambda\nu}{d}$$

unde $\nu = 2 \text{ MHz} \pm 2 \text{ kHz}$

$\lambda = 5460, 74 \text{ \AA}$

$F = 171,9 \text{ cm}$

Viteza a fost determinată la diferite concentrații, de la 0,2 mol/l până în apropierea saturației soluției și la opt temperaturi cuprinse între 15°C și 50°C. La aceleași temperaturi a fost măsurată viteza ultrasunetului și în apă distilată.

Rezultate și interpretare. Dependența vitezei de propagare a ultrasunetului de temperatură în soluțiile apoase ale iodurilor de magneziu, calciu și bariu este prezentată în figurile 1, 2 și 3 pentru diferite valori ale concentrației.

Efectele agitației termice asupra structurii solventului sînt modificate de către ionii din soluție în sensul micșorării gradientului de temperatură a vitezei pînă la anularea acestuia, urmată de schimbarea lui de semn.

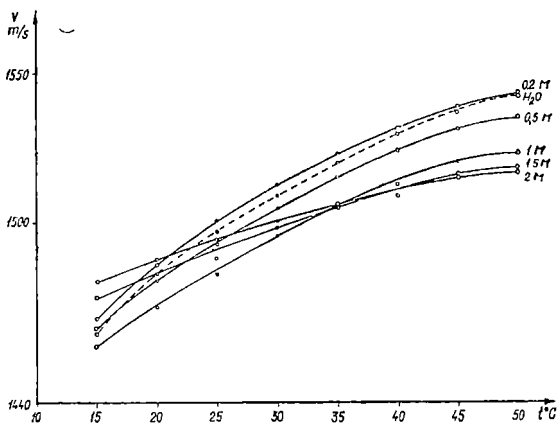


Fig 1 Variația vitezei de propagare a ultrasunetului cu temperatura, în soluția apoasă de MgI_2

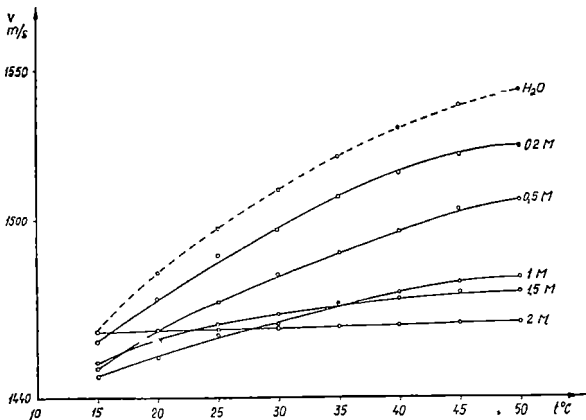


Fig 3 Variația vitezei de propagare a ultrasunetului cu temperatura, în soluția apoasă de BaI_2

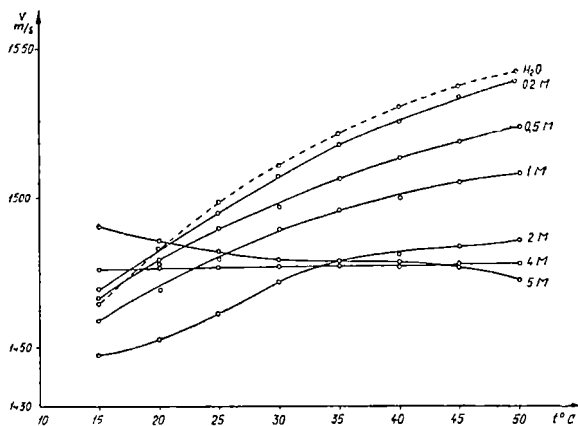


Fig 2 Variația vitezei de propagare a ultrasunetului cu temperatura, în soluția apoasă de CaI_2

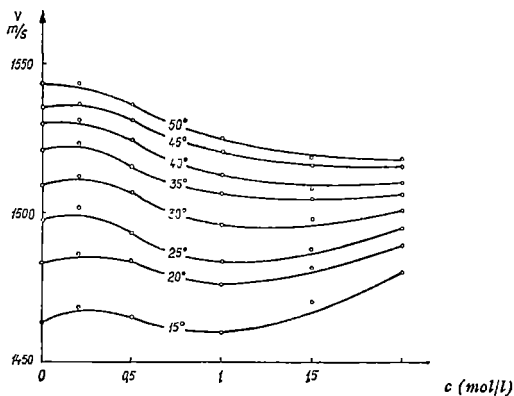


Fig 4 Variația vitezei de propagare a ultrasunetului cu concentrația, în soluția apoasă de MgI_2

Izotermele vitezei ultrasunetului, reprezentate în fig. 4, 5 și 6 pun în evidență prezența unor anomalii în comportarea soluțiilor studiate. Se știe că în general în soluții, viteza crește cu concentrația, cu excepția unor abateri semnalate în cazul sărurilor de $ZnBr_2$, ZnJ_2 și CdJ_2 [4], [5]. Soluțiile apoase de MgJ_2 , CaJ_2 și BaJ_2 prezintă abateri identice în anumite domenii de concentrație.

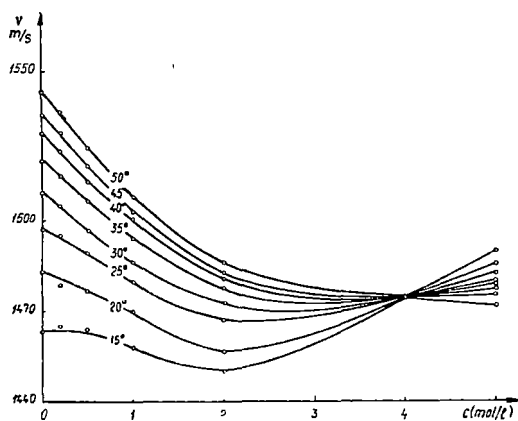


Fig 5 Variația vitezei de propagare a ultrasunetului cu concentrația, în soluția apoasă de CaI_2

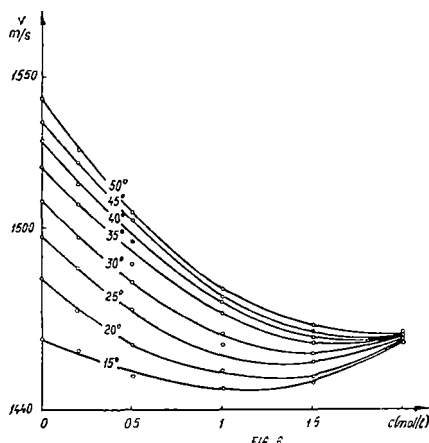


Fig 6 Variația vitezei de propagare a ultrasunetului cu concentrația, în soluția apoasă de BaI_2

Compararea vitezelor în cele 3 soluții la aceeași temperatură, redată în fig 7, demonstrează ordonarea curbelor în sensul micșorării razei cationului, respectiv a creșterii gradului de hidratare.

Considerînd modificările echilibrelor structurale și ale interacțiunilor electrice cu concentrația drept factori determinanți ai variației de viteză, aceasta va rezulta din schimbările de compresibilitate și densitate ale soluției [6], [7]. Cei doi termeni acționează în sens invers asupra valorilor vitezei ultrasunetului. Astfel, raportul gradientelor de concentrație ale celor două mărimi va determina sensul de variație a vitezei; în cazul variațiilor mai rapide ale densității decît ale compresibilității cu concentrația, va apare descreșterea vitezei care se accentuează pe măsura creșterii greutatei cationului. Peste anumite valori de concentrație fenomenul se inversează, soluțiile prezentînd comportament normal. Creșterea de temperatură favorizează procesul prin care densitatea variază mai repede, întîrziînd instalarea efectului normal la valori mai mari ale concentrației.

Concluzii. 1. Viteza de propagare a ultrasunetului în soluțiile apoase ale iodurilor de Mg, Ca și Ba prezintă variații cu temperatura și concentrația, punîndu-se în evidență un dome-

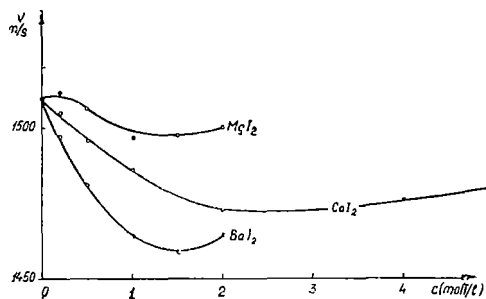


Fig 7 Variația comparativă a vitezei de propagare a ultrasunetului cu concentrația la $t = 30^\circ C$

niu de concentrație cu un comportament anormal în privința semnului funcției $v = f(c)$.

2. Proprietățile cationilor determină o creștere a vitezei de propagare a ultrasunetului în sensul micșorării razei lor.

3 Se constată existența unei concentrații caracterizate prin independența vitezei ultrasunetului de temperatură în cazul soluției de CaJ_2 și a tendinței spre o asemenea concentrație în celelalte două soluții studiate, prin stabilirea unui echilibru de compensație între variațiile de compresibilitate și de densitate cu temperatura

(Intrat în redacție la 2 octombrie 1969)

BIBLIOGRAFIE

- 1 W Schaaffs, *Molekularakustik*, Springer Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg, 1963
- 2 Warren P Mason, *Physical Acoustics*, London, Academic Press, 1965
- 3 H Țintea, Lia Onițiu, D Auslander, *Sur la vitesse de propagation des ultrasons dans des solutions des halogénures alcalins et alcalino-terreux (I)* Studia Univ Babeș-Bolyai Ser Mat-Phys, Fasc 1, 1969
- 4 S V Subrahmanya m, *Ultrasonic velocity in aqueous solutions of Zn halides*, Z Phys Chem, **219**, 1-2, 5 (1962)
- 5 S V Subrahmanya m, *Ultrasonic velocities in aqueous solutions of cadmium iodide and mercuric chloride* Nature, **185**, nr 4710, 1960, 371
- 6 K Tamm, G. Kufze, *Measurements of sound absorption in aqueous solutions of electrolytes* Acustica, **4**, nr 3, 1954, 380
- 7 I. P. Valean, *Ultrasonic absorption and velocity in concentrated aqueous SO_4H_2 solutions* J Ac. Soc Am, **38**, nr 4, 1965, 669

О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ НЕКОТОРЫХ ГАЛОГЕНОВ (VI)

Иодиды щелочно-земельных металлов

(Резюме)

Применяя метод дифракции монохроматического света в ультразвуковом поле, авторы измеряют скорость распространения ультразвука в водных растворах иодидов магния, кальция и бария. Авторы установили зависимость скорости распространения ультразвука в растворах от температуры и концентрации в данной области, а также и различия значений, соответствующих разным катионам из исследованных растворов

SUR LA VITESSE DE PROPAGATION DES ULTRASONS DANS LES SOLUTIONS AQUEUSES DE QUELQUES HALOGENES (VI)

Iodures des métaux alcalino-terreux

(Résumé)

Utilisant la méthode de diffraction de la lumière monochromatique sur un champ ultrasonique, les auteurs mesurent la vitesse de propagation des ultrasons dans les solutions aqueuses des iodures de magnésium, calcium et baryum. On met en évidence la dépendance de la vitesse de la température et de la concentration, dans un domaine donné, ainsi que les différences des valeurs correspondantes des cations différents des solutions étudiées

ASUPRA ECHIVALENȚEI METODELOR t ȘI ε LA CALCULUL COEFICIENTULUI DE CONDUCTIVITATE TERMICĂ A UNUI GAZ MODERAT DENS

de
SPERANȚA COLDEA

Introducere. În studiul gazelor de densitate medie (gaze moderat dense) s-au obținut coeficienții de transport sub forma unei dezvoltări după densitate, prin ambele metode cunoscute: metoda funcției de distribuție și metoda funcției de corelare. Pentru gaze moderat dense s-a arătat că doar primii doi termeni din dezvoltarea după densitate a oricărui coeficient de transport au o valoare finită. Datorită efectelor ciocnirilor de ordin superior dintre moleculele unui gaz moderat dens, termenii superiori din dezvoltarea coeficienților de transport în serie de puteri ale densității sînt divergenți [1–3], [9]. În literatura de specialitate studiul coeficienților de transport bazat pe calculul funcției de corelare în timp, metodă formulată de către Green, Kubo și Mori, [8], [10–12], a fost făcut în două moduri diferite. Dorfman, Cohen și Ernst [1–2], [4–5] au utilizat așa-numita metodă „ t ”, iar Zwanzig [13] a inițiat metoda „ ε ”. Este necesar să se demonstreze că cele două metode sînt echivalente și dau aceleași rezultate pentru primii doi termeni din dezvoltarea după densitate a coeficienților de transport. O astfel de analiză a mai fost făcută în literatura de specialitate [7], referitor la alți coeficienți de transport (coeficientul de difuzie și coeficientul de vîscozitate).

În această lucrare sînt comparate cele două metode „ t ” și „ ε ”. pentru cazul particular al coeficientului de conductivitate termică. Dezvoltarea unui coeficient de transport în serie de puteri ale densității pentru un gaz moderat dens, se obține după definirea funcției de corelare corespunzătoare metodei folosite, folosind și așa-numita dezvoltare „cluster”. Sînt deduse ecuațiile integrale a căror soluții sînt funcțiile de corelare corespunzătoare celor două metode utilizate. Prin comparația acestor ecuații, dezvoltate în serie de puteri după densitate, arătăm că primii doi termeni ai coeficientului de conductivitate termică, obținuți prin metoda „ t ” respectiv „ ε ”, sînt echivalenți.

1. Coeficientul de conductivitate termică în metoda funcției de corelare. Expresiile coeficienților de transport dependente de funcția de corelare au fost date de către Dorfman, Cohen și Ernst [5–6], respectiv Mori [12]. În metoda „ t ” se folosește următoarea relație pentru coeficientul λ :

$$\lambda = \lim_{V, N \rightarrow \infty} \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\beta}{3V} \int_0^\tau dt \langle J_t : S_{-t}(1 \dots N) J_t \rangle \quad (1.1)$$

unde J_i reprezintă curentul microscopic, dat de expresia :

$$J_i = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m} \cdot \frac{\vec{p}_i}{m} + \frac{1}{2} \sum_{1 \leq i < j \leq N} \left[\Phi(\vec{r}_{ij}) \frac{\vec{p}_i}{m} - \frac{\vec{p}_i}{m} \cdot \frac{\partial \Phi(\vec{r}_{ij})}{\partial q_i} \vec{r}_{ij} \right] \quad (1.2)$$

$$S\text{-a definit operatorul de curent ca : } S_{-i}(1 \dots N) = \exp(-iL) \quad (1.3)$$

Paranteza $\langle \rangle$ reprezintă o mediere statistică, considerînd ansamblul canonic

$$\langle F(x) \rangle = \int dx_1 \dots dx_N F(x) \cdot f_N \quad (1.4)$$

unde : $f_N = 1/Z_N \cdot \exp(-\beta H_N)$.

Expresia coeficientului λ în metoda ε este următoarea :

$$\lambda = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \lim_{\infty} \beta/3V \cdot \int_0^{\infty} dt e^{-\varepsilon t} \langle J_i \cdot S_{-i}(1 \dots N) J_i \rangle \quad (1.5)$$

Înlocuindu-se relația (1.2) în (1.5) și ținîndu-se cont de mediere se obține :

$$\begin{aligned} \lambda = n\beta/3 \int d\vec{p}_1 p_1^2/2m \frac{\vec{p}_1}{m} : \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Psi(\vec{p}_1, \varepsilon) + \\ + \frac{n^2\beta}{3} \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\vec{r}_{12} \left[\Phi(\vec{r}_{12}) \frac{\vec{p}_1}{m} - \frac{\vec{p}_1}{m} \cdot \frac{\partial \Phi(\vec{r}_{12})}{\partial q_1} \vec{r}_{12} \right] : \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \varepsilon) \end{aligned} \quad (1.6)$$

Funcția de corelare în timp a fost definită [5] în modul următor :

$$\Psi(12 \dots s, t) = \lim_{\infty} v^s \int dx_{s+1} \dots dx_N S_{-i}(1 \dots N) f_N J_i \quad (1.7)$$

A. Ecuația integrală pentru funcția de corelare în metoda t . Sînt folosite funcții de corelare dependente de $\Psi(1 \dots s, t)$

$$Y(1 \dots s, t) = \int_0^{\infty} d\tau \Psi(1 \dots s, t) \quad (1.8)$$

Înlocuind $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Psi(1 \dots s, \varepsilon)$ prin $\lim_{t \rightarrow \infty} Y(1 \dots s, t)$ în relația (1.6) trecem la expresia coeficientului λ , corespunzătoare metodei t :

$$\begin{aligned} \lambda = n\beta/3 \int d\vec{p}_1 \cdot \frac{\vec{p}_1^2}{2m} \frac{\vec{p}_1}{m} : \lim_{t \rightarrow \infty} Y(\vec{p}_1, t) + \\ + n^2\beta/3 \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\vec{r}_{12} \left[\Phi(\vec{r}_{12}) \frac{\vec{p}_1}{m} - \frac{\vec{p}_1}{m} \cdot \frac{\partial \Phi(\vec{r}_{12})}{\partial q_1} \vec{r}_{12} \right] : \lim_{t \rightarrow \infty} Y(\vec{p}_1, \vec{p}_2, t) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Observăm că λ este format din două părți : $\lambda = \lambda_k + \lambda_\Phi$

Vom studia în cele ce urmează partea cinetică λ_k .

Folosim următoarea expresie pentru J_i , identică cu cea dată de relația (1.2) :

$$J_i = L \sum_{i=1}^N [E_i \cdot \vec{q}_i] \quad (1.10)$$

Utilizând relația (1.7) și făcând integrarea după timp în relația (1,8) obținem :

$$Y(1,2 \dots s,t) = y(12 \dots s,t) - y(12 \dots s,0) \tag{1.11}$$

unde :

$$y(12 \dots s,t) = \lim_{\infty} V^s \int dx_{s+1} \dots dx_N S_{-t} f_N \sum_{i=1}^N [-E_i \cdot \vec{q}_i] \tag{1.12}$$

Expresia funcției de corelare $y(1,t)$ este :

$$y(1,t) = \lim_{\infty} V \int dx_1 \dots dx_N S_{-t}(1) f_N [-E_1 \cdot \vec{q}_1] \tag{1.13}$$

Operatorul de curent poate fi scris în modul următor :

$$S_{-t} = S_{-t}^0 + \int_0^t d\tau S_{-t+\tau}^0 \sum_{1 \leq i < j \leq N} o_{ij} S_{-\tau} \tag{1.14}$$

unde :

$$S_{-t}^0 = \exp(-tL_0) \quad \text{și} \quad L_0 = \sum_{i=1}^N (\vec{p}_i/m) \cdot \partial/\partial \vec{q}_i$$

Se înlocuiește relația (1.14) în relația (1.13) și se folosește teorema lui Liouville :

$$\int dx_2 \dots dx_N S_{-t}^0(12 \dots N) F(x) = S_{-t}(1) \int dx_2 \dots dx_N F(x) \tag{1.15a}$$

care reprezintă un caz particular al teoremei mai generale :

$$\int dx_1 \dots dx_j S_{-t}(12 \dots j) F(x) = \int dx_1 \dots dx_j F(x) \tag{1.15b}$$

$$\text{Se obține : } y(1,t) = S_{-t}(1) [1 + \int_0^t d\tau S_{-\tau}(1) \cdot \hat{O}(\tau)] y(1,0) \tag{1.16}$$

unde $y(1,0) = [-E_1 \cdot \vec{q}_1] \cdot \xi(1)$, iar operatorul $\hat{O}(t)$ se definește astfel :

$$\hat{O}(t) = \lim_{\infty} V \int dx_2 \dots dx_N \sum_{1 \leq i < j \leq N} \theta_{ij} S_{-t} f_N \sum_{k=1}^N P_{1k} [\xi(1)]^{-1} \tag{1.17}$$

P_{1k} este operatorul de permutare a indicilor 1 și k , iar $\xi(1)$ este funcția de distribuție Maxwell. Operatorul $\hat{O}(t)$ se dezvoltă în serie după densitate folosind așa-numiții operatori „cluster” $U(1,2/3 \dots j,t)$ definiți în modul următor :

$$\begin{cases} U(12,t) = S_{-t}(12) \\ U(12/3,t) = S_{-t}(123) - S_{-t}(12) \cdot S_{-t}(3) \\ \dots \dots \dots \end{cases} \tag{1.18}$$

sau prin relația de recursiune :

$$S_{-t}(12 \dots N) = U(12,t) S_{-t}(3 \dots N) + \sum U(12/3,t) S_{-t}(4 \dots N) \tag{1.19}$$

Dacă folosim relația (1.18) și teorema (1,15 b) obținem :

$$\hat{O}(t) = n \int dx_2 \theta_{12} U(12, t) g(12) \dagger(2) + n^2 \int dx_2 dx_3 \theta_{12} U(12|3, t) g(123) \dagger(2) \dagger(3) + \dots \quad (1.20)$$

Deci operatorul $\hat{O}(t)$ se dezvoltă în serie astfel :

$$\hat{O}(t) = \sum_{r=1}^{\infty} n^r \hat{O}_{r+1}(t) \quad (1.21)$$

Coefficienții $\hat{O}_{r+1}(t)$ se pot obține pe baza unor calcule simple pornind de la relația (1.20) :

$$\begin{aligned} \hat{O}_2(t) &= \int dx_2 \hat{\tau}(12; t) w(12) \dagger(2) \\ \hat{O}_3(t) &= \int dx_2 dx_3 [\hat{\tau}(123, t) w(123) + \hat{\tau}(12, t) g(12; 3)] \dagger(2) \dagger(3) \end{aligned} \quad (1.22)$$

Folosind dezvoltarea (1.21) se obține și dezvoltarea în serie a funcției de corelare $y(1, t)$:

$$y(1, t) = S_{-t}(1) \left[1 + \sum_{r=1}^{\infty} n^r \int_0^t d\tau \cdot S_{\tau}(1) \cdot \hat{O}_{r+1}(\tau) \right] y(1, 0) \quad (1.23)$$

În relația (1.16) se poate înlocui $\hat{S}_{\tau}(1)$ prin 1, deoarece acest operator nu are nici o influență asupra termenului $\hat{O}(\tau) \cdot y(1, 0)$. Atunci se determină

$$y(1, 0) = \left[1 + \int_0^{\tau} d\tau \hat{O}(\tau) \right]^{-1} S_t(1) y(1, t) \quad (1.24)$$

Diferențind în raport cu timpul relația (1.16) se obține

$$\frac{\partial y(1, t)}{\partial t} + [L(1)y(1, t)] = \hat{O}(t)y(1, 0) \quad (1.25)$$

înlocuim $y(1, 0)$ din relația (1.24) și ținând cont de relația (1.11) obținem ecuația integrală pentru funcția $Y(\vec{p}_1, t)$.

$$\frac{\partial Y(\vec{p}_1, t)}{\partial t} - \hat{C}(t)Y(\vec{p}_1, t) = \left[\frac{\vec{p}_1}{m} \cdot E_1 \right] \dagger(1) - \hat{C}(t)S_t(1)[E_1 \cdot \vec{q}_1] \cdot \dagger(1) \quad (1.26)$$

unde :

$$\hat{C}(t) = \hat{O}(t) \left[1 + \int_0^t d\tau \hat{O}(\tau) \right]^{-1} \quad (1.27)$$

$$\text{și } \hat{C}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} n^r \hat{C}_{r+1}(t) \quad (1.28)$$

Coeficienții $\hat{C}_r(t)$ ai dezvoltării (1,28) se exprimă în funcție de coeficienții $\hat{O}_r(t)$.

$$\begin{aligned} \hat{C}_2(t) &= \hat{O}_2(t) \\ \hat{C}_3(t) &= \hat{O}_3(t) - \hat{O}_2(t) \int_0^t dt_1 \hat{O}_2(t_1) \end{aligned} \tag{1 29}$$

B *Ecuatia integrală pentru funcția de corelare în metoda ε* Funcția de corelare $y(1, \varepsilon)$ se obține făcînd transformata Laplace a ecuației (1,16).

$$y(1, \varepsilon) = G(1, \varepsilon) [1 + \hat{O}(\varepsilon)] y(1, 0) \tag{2 1}$$

Ținînd cont de relațiile (1,8) și (1,12) se obține:

$$y(1, t) = \int_0^t d\tau \Psi(\vec{p}_1, \tau) + y(1, 0) \tag{2.2}$$

Transformata Laplace a acestei ecuații este:

$$\Psi(\vec{p}_1, \varepsilon) = \varepsilon y(1, \varepsilon) - y(1, 0) \tag{2 3}$$

Din relațiile (2.1) și (2 3) se obține ușor ecuația:

$$\varepsilon [1 - \hat{B}(\varepsilon)] \Psi(\vec{p}_1, \varepsilon) = \left[\frac{\vec{p}_1}{m} \cdot E_1 \right] \xi(1) - \hat{B}(\varepsilon) G^{-1}(1, \varepsilon) [E_1 \cdot \vec{q}_1] \xi(1) \tag{2.4}$$

unde operatorii $\hat{B}(\varepsilon)$ sînt definiți prin relația:

$$1 - \hat{B}(\varepsilon) = [1 + \hat{O}(\varepsilon)]^{-1} \tag{2.5}$$

și se pot dezvolta în serie astfel:

$$\hat{B}(\varepsilon) = \sum_{r=1}^{\infty} n^r \hat{B}_{r+1}(\varepsilon) \tag{2.6}$$

Forma coeficienților $\hat{B}(r)$ este:

$$\begin{aligned} \hat{B}_2(\varepsilon) &= \hat{O}_2(\varepsilon) \\ \hat{B}_3(\varepsilon) &= \hat{O}_3(\varepsilon) - \hat{O}_2^2(\varepsilon) \end{aligned} \tag{2 7}$$

2. Echivalența primilor doi termeni din dezvoltarea în serie a coeficientului λ_k în metodele t și ε . Am obținut în §.1. ecuațiile integrale pentru funcțiile de corelare corespunzătoare celor două metode prezentate în această lucrare. În continuare vom face o dezvoltare după densitate a ecuațiilor (1,26) și (2,4). Cunoaștem din literatură [1-3], [9] că operatorii $\hat{B}(t_r)$ și $\hat{C}_r(t)$ au o comportare divergentă pentru $r > 3$, dacă se face trecerea la lim $t \rightarrow \infty$ și respectiv lim $\varepsilon \rightarrow 0$.

Dacă considerăm dezvoltările după densitate:

$$\Psi(\vec{p}_1, 0) = \frac{1}{n} \Psi_0(\vec{p}_1, 0) + \Psi_1(\vec{p}_1, 0) + n \Psi_2(\vec{p}_1, 0) + \dots \tag{3.1}$$

$$Y(\vec{p}_1, \infty) = \frac{1}{n} Y_0(\vec{p}_1, \infty) + Y_1(\vec{p}_1, \infty) + n Y_2(\vec{p}_1, \infty) + \dots \tag{3.2}$$

Din ecuațiile (1,25) și (2,4), folosind relațiile (2,6) și (1,25) se obțin, prin egalarea coeficienților puterilor egale ale densității, următoarele ecuații:

$$\begin{cases} \hat{B}_2(\infty) \cdot \Psi_0(\vec{p}_1, 0) = [-\vec{p}_1/m \cdot E_1] \cdot \hat{\phi}(1) \\ \hat{B}_2(\infty) \cdot \Psi_1(\vec{p}_1, 0) = -\hat{B}_3(\infty) \cdot \Psi(\vec{p}_1, 0) + \\ + \lim_{t \rightarrow \infty} \left[\hat{B}_2(t) + \int_0^t d\tau \hat{B}_2(\tau) L(1) \right] [E_1 \vec{q}_1] \hat{\phi}(1) \end{cases} \quad (3.3)$$

$$\begin{cases} \hat{C}_2(\infty) Y_0(\vec{p}_1, \infty) = - \left[\frac{\vec{p}_1}{m} \cdot E_1 \right] \hat{\phi}(1) \\ \hat{C}_2(\infty) Y_1(\vec{p}_1, \infty) = -\hat{C}_3(\infty) \cdot Y_0(\vec{p}_1, \infty) + \lim_{t \rightarrow \infty} \hat{C}_2(t) S_t(1) [E_1 \vec{q}_1] \hat{\phi}(1) \end{cases} \quad (3.5)$$

Pentru a demonstra echivalența primilor doi termeni din dezvoltarea în serie a coeficientului λ , obținuți prin cele două metode descrise, este suficient să arătăm că ecuațiile (3,3) și (3,5), respectiv (3,4) și (3,6) sînt echivalente. Observăm direct că ecuațiile (3,3) și (3,5) sînt echivalente, partea dreaptă a acestor ecuații este aceeași și știind că $\hat{B}_2(t) = \hat{O}_2(t)$, observăm că:

$$\Psi_0(\vec{p}_1, 0) = Y_0(\vec{p}_1, \infty) \quad (3.7)$$

Ecuația (3,4) poate fi scrisă în modul următor

$$\begin{aligned} \hat{B}_2(\infty) \cdot Y_1(\vec{p}_1, \infty) = -\hat{B}_3(\infty) \Psi_0(\vec{p}_1, 0) + \lim_{t \rightarrow \infty} \hat{C}_2(t) \hat{\phi}(1) [E_1 \cdot \vec{q}_1] + \\ + \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^t d\tau \hat{C}_2(\tau) \hat{\phi}(1) [\vec{p}_1/m \cdot E_1] \end{aligned} \quad (3.8)$$

Transcriem și ecuația (3,6) sub forma:

$$\begin{aligned} \hat{B}_2(\infty) \cdot Y_1(\vec{p}_1, \infty) = -\hat{B}_3(\infty) \cdot \Psi_0(\vec{p}_1, 0) + \lim_{t \rightarrow \infty} \hat{C}_2(t) \hat{\phi}(1) [E_1 \cdot \vec{q}_1] + \\ + \int_0^t d\tau \hat{C}_2(\tau) \hat{\phi}(1) [\vec{p}_1/m E_1] + \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^t d\tau [\hat{C}_2(t) - \hat{C}_2(\tau)] \times \\ \times [\hat{C}_2(t - \tau) \cdot Y_0(\vec{p}_1, \infty) + \varphi(1) [\vec{p}_1/m E_1]] \end{aligned} \quad (3.9)$$

unde am folosit egalitățile:

$$\hat{C}_2(t) \cdot S_t(1) \hat{\phi}(1) [E_1 \vec{q}_1] = \hat{C}_2(t) \hat{\phi}(1) [E_1 \cdot \vec{q}_1] + \int_0^t d\tau \hat{C}_2(\tau) \hat{\phi}(1) [\vec{p}_1/m E_1] \quad (3.10)$$

$$\hat{C}_3(t) = \hat{B}_3(t) - \int_0^t d\tau [\hat{C}_2(t) - \hat{C}_2(\tau)] \hat{C}_2(t - \tau) \quad (3.11)$$

Ecuația (3,10) se poate obține folosind relația (1,12) pentru $S_t(1)$, iar ecuația (3,11) se obține eliminînd pe $\hat{O}_3(t)$ între relația ce dă pe $\hat{C}_3(t)$ și inversa transformatei Laplace a relației: $\hat{B}_3(t) = \hat{O}_3(t) - \hat{O}_2^2(t)$

Studiind comportarea coeficientului $\hat{C}_2(t)$ pentru $t \rightarrow \infty$, se poate arăta că

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^t d\tau [\hat{C}_2(t) - \hat{C}_2(\tau)] \hat{C}_2(t - \tau) Y_0(\vec{p}_1, \infty) + \frac{1}{m} \left[\frac{\vec{p}_1}{m} E_1 \right] = 0 \quad (3.12)$$

Știm că

$$\hat{C}_2(t) = \int dx_2 \theta_{12} S_{-t}(12) \frac{1}{m} W(12)$$

unde :

$$W(12) = \exp(-\beta \Phi(\vec{q}_1 - \vec{q}_2))$$

Pentru cazul considerat (gaze moderat dense) forța intermoleculară este repulsivă și de rază mică. După un timp $t \geq \tau_0$ ($\tau_0 =$ timpul de ciocnire) particulele vor fi separate, deci $\Phi(\vec{q}_1 - \vec{q}_2) = 0$ și $W(12) = 1$. La limita $t \rightarrow \infty$, $\hat{C}_2(t) \rightarrow \hat{C}_2(\infty)$ și putem înlocui operatorul $\hat{C}_2(t - \tau)$ prin $\hat{C}_2(\infty)$. Atunci dacă $\hat{C}_2(\infty) Y(\vec{p}_1, \infty) = -\frac{1}{m} \left[\frac{\vec{p}_1}{m} E_1 \right]$ relația (3,12) este îndeplinită și ecuația (3,9) este echivalentă cu (3,8)

În consecință rezultă. $\Psi_1(\vec{p}_1, 0) = -Y_1(\vec{p}_1, \infty)$. Deci primii doi termeni din dezvoltarea după densitate a coeficientului λ_k , care se calculează folosind funcția $Y(\vec{p}_1, \infty)$ sînt identici. În anexa A se studiază echivalența primilor doi termeni din dezvoltarea după densitate a termenului λ_φ în metodele t și ε .

ANEXA A

Echivalența primilor doi termeni din dezvoltarea după densitate a termenului potențial λ_φ al coeficientului de conductivitate termică

Termenul λ_φ al coeficientului de transport λ a fost găsit sub forma :

$$\lambda_\varphi = \frac{n^2 \beta}{6} \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\vec{r}_{12} d\vec{r}_{12} \left[\Phi(\vec{r}_{12}) \frac{\vec{p}_1}{m} - \frac{\vec{p}_1}{m} \cdot \frac{\partial \Phi(\vec{r}_{12})}{\partial \vec{q}_1} \cdot \vec{r}_{12} \right] : \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Psi_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2, t) \quad (A.1)$$

corespunzător metodei t . Funcția de corelare biparticolă a fost definită anterior :

$$\Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \varepsilon) = \varepsilon y(12, \varepsilon) - y(12, 0)$$

Pentru cazul $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} y(12, 0)$ nu dă nici o contribuție la termenul λ_φ . Făcînd transformata Laplace a funcției $y(12, t)$ obținem :

$$y(12, \varepsilon) = \lim_{\infty} V^2 \int dx_3 \dots dx_N G(\varepsilon) f_N \sum_{i=1}^N P_{1i} [\frac{1}{m} \varepsilon]^{-1} y(1, 0) \quad (A.2)$$

Înlocuim aici relația (1.24) pentru $y(1, 0) = [1 + \hat{0}(\varepsilon)]^{-1} \cdot G^{-1}(1, \varepsilon) Y(1, \varepsilon)$. Comportarea funcției $\Psi(12, \varepsilon)$ și deci a termenului λ_φ va depinde de comportarea produsului $\varepsilon \theta_{12} y(12, \varepsilon)$. Forma acestuia va fi :

$$\varepsilon \theta_{12} y(12, \varepsilon) = \varepsilon \theta_{12} \lim_{\infty} V^2 \int dx_3 \dots dx_N \theta_{12} G(\varepsilon) f_N \sum_{i=1}^N P_{1i} [\frac{1}{m} \varepsilon]^{-1} [1 + \hat{0}(\varepsilon)]^{-1} \cdot G^{-1} \cdot (1, \varepsilon) y(1, \varepsilon) \quad (A)$$

Înlocuim aici $\varepsilon y(1, \varepsilon)$ din relația (2.3) și avem:

$$\varepsilon \theta_{12} y(12, \varepsilon) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} V^2 \int dx_3 \dots dx_N \theta_{12} G(\varepsilon) f_N \sum_{i=1}^N P_{1i} [\Phi(1)]^{-1} [1 + \hat{O}(\varepsilon)]^{-1} \cdot \quad (A.4)$$

$$\cdot G^{-1}(1, \varepsilon) \times [\Psi(\vec{p}_1, \varepsilon) + y(1, 0)]$$

Pentru a găsi primul termen din dezvoltarea după densitate pentru λ_φ , folosim ecuația (A.4) pentru ordinul cel mai de jos în densitate. Se ține cont de dezvoltarea după densitate a operatorului $\hat{O}(\varepsilon)$, a funcției de corelare $\Psi(\vec{p}_1, \varepsilon)$ și trecându-se la $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0}$ și \lim_{∞} se obține

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \varepsilon \theta_{12} y(12, \varepsilon) = \frac{1}{n} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \hat{\tau}(12, \varepsilon) w(12) [\phi(2) \Psi(\vec{p}_1, 0) + \phi(1) \Psi(\vec{p}_2, 0) + \dots] \quad (A.5)$$

pentru că:

$$\hat{O}_2(\varepsilon) = \int dx_2 \hat{\tau}(12, t) w(12) \phi(2) \quad (A.6)$$

Trecând de la $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0}$ la $\lim_{t \rightarrow \infty}$ obținem relația corespunzătoare metodei t:

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \varepsilon \theta_{12} y(12, \varepsilon) = \frac{1}{n} \lim_{t \rightarrow \infty} \hat{\tau}(12, t) w(12) [\phi(2) Y(\vec{p}_1, \infty) + \phi(1) Y(\vec{p}_2, \infty)] + \dots \quad (A.7)$$

pentru că:

$$\hat{O}_2(t) = \int dx_2 \hat{\tau}(12, t) w(12) \phi(2) \quad (A.8)$$

Expresia pentru λ_φ în metoda t este

$$\lambda_\varphi = \frac{n^2 \beta}{6} \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\vec{r}_{12} \left[\Phi(\vec{r}_{12}) \frac{\vec{p}_1}{m} - \frac{\vec{p}_1}{m} \cdot \frac{\partial \Phi(\vec{r}_{12})}{\partial R_1} \cdot \vec{r}_{12} \right] \cdot \lim_{t \rightarrow 0} Y(\vec{p}_1, \vec{p}_2, t) \quad (A.9)$$

unde:

$$Y(\vec{p}_1, \vec{p}_2, t) = \int_0^t d\tau \Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \tau) \quad (A.10)$$

Ne interesează comportarea produsului $\theta(12) y(12, t)$ și a $\lim_{t \rightarrow \infty} \theta(12) y(12, t)$:

$$\begin{aligned} \theta_{12} \cdot y(12, t) &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} V^2 \int dx_3 \dots dx_N \theta_{12} S_{-i} f_N \times \sum_{i=1}^N P_{1i} [\phi(1)]^{-1} y(1, t) = \\ &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} V^2 \int dx_3 \dots dx_N \theta_{12} S_{-i} f_N \cdot \sum_{i=1}^N P_{1i} [\phi(1)]^{-1} \left[1 + \int_0^t d\tau \hat{O}(\tau) \right] \times \\ &\quad \times [Y(\vec{p}_1, t) + S_i(1) y(1, 0)] \end{aligned} \quad (A.11)$$

Făcând considerații analoge cu cele folosite la dezvoltarea după densitate a relației (A.5) și trecând la limită se poate obține:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \theta_{12} y(12, t) = \frac{1}{n} \lim_{t \rightarrow \infty} \hat{\tau}(12, t) w(12) [\phi(2) Y(\vec{p}_1, \infty) + \phi(1) Y(\vec{p}_2, \infty)] + \dots \quad (A.12)$$

Ecuația (A.12) arată deci analogia cu ecuația (A 7). Se demonstrează în acest mod că metodele t și ϵ sînt echivalente și în cazul termenului potențial λ_ϕ al coeficientului de transport λ , dînd aceleași rezultate pentru primii doi termeni din dezvoltarea sa după densitate.

(Intrat în redacție la 3 februarie 1970)

BIBLIOGRAFIE

- 1 E G D Cohen, *Statistical Mechanics of equilibrium and nonequilibrium* I Meixner Ed, 1965
- 2 T R Dorfman and E G D Cohen, *J Math Phys*, **8**, 282 (1967)
- 3 T. R Dorfman and E G D Cohen, *Phys Letters*, **12**, 319 (1964)
- 4 T. R Dorfman and E G D Cohen, *Phys Letters*, **16**, 124 (1965)
- 5 T R Dorfman, E G D Cohen and M H Ernst, *Physica*, **31**, 493 (1965)
- 6 M H Ernst, *Physica*, **32**, 209 (1966)
- 7 L K Haines, T R Dorfman and M H Ernst, *Phys Rev*, **144**, 207, (1965)
- 8 H S Green, *J Math Phys*, **2**, 344 (1961)
- 9 K Kawasaki and I Oppenheim, *Phys Rev*, **139** A, 1763 (1965)
10. R Kubo, M Yokota and S. Nakajima, *J Phys Soc Japan*, **12**, 570 (1957)
- 11 H Mori, *Studies in Statistical Mechanics* N.H.P Co Amsterdam (1961)
- 12 H Mori, *Progr. Theoret Phys*, **33**, 423 (1965)
- 13 R Zwanzig, *Phys Rev*, **129**, 486 (1963)
- 14 G E Uhlenbeck and G W Ford, *Studies in Statistical Mechanics* vol I N.H.P Co Amsterdam, (1961)

ОБ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ МЕТОДОВ t И ϵ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЛОТНОГО УМЕРЕННОГО ГАЗА

(Резюме)

В литературе по специальности используются два метода, основанные на вычислении корреляционной функции метод „ t ” и метод „ ϵ ”. Автор статьи доказывает эквивалентность этих методов, использованных при вычислении коэффициента транспорта, а именно коэффициента теплопроводности плотного умеренного газа. Доказывается, что первые два термина коэффициента λ разложения по плотности являются эквивалентными в двух проанализированных методах вычисления.

ON EQUIVALENCE OF THE “ t ” AND “ ϵ ” METHODS FOR THE THERMIC CONDUCTIVITY COEFFICIENT OF A MODERATELY DENSE GAS

(Summary)

Two methods based on the calculation of the correlation function are used in literature the “ t ” method and “ ϵ ” method. The equivalence of these methods utilized in the calculation of a transport coefficient, namely the thermic conductivity coefficient of a moderately dense gas is demonstrated in the present paper. The first two terms of λ coefficient, from its development in the terms of density, are demonstrated to be equivalent in the two analysed calculation methods.

REZONANȚA ELECTRONICĂ DE SPIN A IONULUI DE Co(II)
ÎN COMPLEXUL $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2\text{DYP}]$

de

D. STRUGARU

Distribuția de electroni într-un complex conținând un ion paramagnetic poate fi cercetată prin RES, în cazul când se poate măsura interacțiunea cu nucleul ligand S-au studiat detaliat complecși de Cr, Ni, Cu, Mn etc. Un mare interes s-a dat în ultimul timp studierii unor complecși de cobalt, datorită proprietăților catalitice pe care le prezintă. Astfel s-a studiat prin metoda RES complexul de $[\text{Co}(\text{CN})_5]^{3-}$, folosit drept catalizator în reacțiile de hidrogenare a anumitor molecule organice nesaturate și în reacțiile radicalilor liberi [1]. De asemenea au fost studiați complecși izonitriți de cobalt [2].

Un complex nou de cobalt folosit drept catalizator în reacția de schimb izotopic hidrogen-apă și în reacția de hidrogenare a unor hidrocarburi (butadiena) este $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2\text{dyp}]$ [3], [4], [5], [6].

În cele ce urmează ne propunem să facem câteva observații asupra spectrelor RES ale ionului de Co(II) din complexul $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2\text{dyp}]$.

Proba de studiat a fost preparată în felul următor: Se amestecă o soluție de CoCl_2 , KCN și dypiridil în rapoarte molare 1: 2: 1, într-un vas ferit de contact cu oxigenul. Soluția verde obținută conține complexul catalitic activ foarte dificil de izolat în stare solidă S-au folosit probe cu o concentrație scăzută în cobalt și anume de 0,074 M.

Spectrul de rezonanță electronică de spin a fost ridicat cu ajutorul unui spectrometru japonez de tip JES—3B în banda X, prin detectare directă, folosind un câmp magnetic modulată de 100 KHz. O descriere detaliată a acestui tip de spectrometru a fost dată într-o lucrare anterioară [7].

Forma spectrului RES obținută pentru complexul $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2\text{dyp}]$ este dată în fig. 1. Spectrul a fost ridicat la temperatura de 77° K.

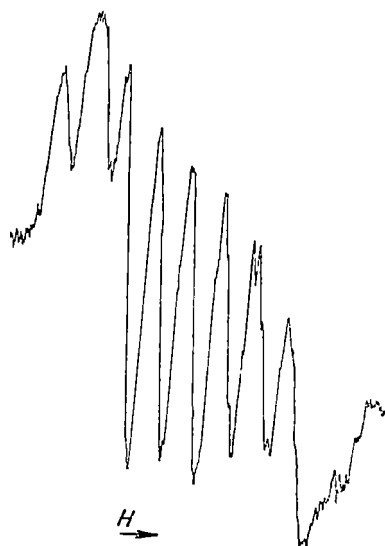


Fig. 1. Semnalul RES al ionului de Co(II) în complexul $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2\text{dyp}]$.

Se observă apariția a opt linii componente care provin din interacțiunea spinului electronului neîmperecheat cu nucleul ionului de cobalt. Ionul de cobalt⁵⁹ are spinul nuclear, $I = 7/2$

De asemenea se observă o despăcare a fiecărei linii componente. Aceasta provine probabil din interacțiunea între electronul neîmperecheat și nucleul de azot, cu spinul nuclear $I = 1$, din molecula de dypiridil.

Din spectrul RES obținut s-a determinat factorul $g = 2,3364 \pm 10^{-4}$ și constanta de structură hiperfină a interacțiunii electronului neîmperecheat cu nucleul de cobalt având valoarea $A = 70,4$ gauss

Din compararea valorii factorului g obținut de noi cu cel obținut de alți autori [1], [2] se constată că în cazul complexului $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2 \text{ dyp}]$ g are o valoare mai mare.

În continuare pentru elucidarea spectrului RES a ionului de $\text{Co}(\text{II})$ în complexul $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2 \text{ dyp}]$ se vor efectua măsurători la câmpuri magnetice mai înalte și la temperaturi mai scăzute.

(Intrat în redacție la 11 aprilie 1970)

BIBLIOGRAFIE

- 1 J J Alexander and H B Gray, J Amer Chem Soc, **89**, 3356 (1967)
- 2 J P Maher, J Chem Soc, A 1968, 2918
- 3 L Cambi, E Paglia, J Inorg Nucl. Chemistry, **8**, 249 (1958)
- 4 C M Schwabe, C Mandre, J of Catalysis, **12**, 103 (1968)
- 5 O Piringier, A Fărcaș, U Luca, Proceeding, IX ICCS Saint Moritz, sept 1967
- 6 A Fărcaș, U Luca, O Piringier, Proceeding XI, ICCS Haifa, sept 1968
- 7 I Ursu, Résonance Paramagnétique Électronique Dunod, Paris, 1968

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС ИОНА $\text{Co}(\text{II})$ В КОМПЛЕКСЕ

$[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2 \text{ dyp}]$

(Р е з ю м е)

Автор изучал спектр электронного парамагнитного резонанса иона $\text{Co}(\text{II})$ в комплексе $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2 \text{ dyp}]$ использованном в качестве катализатора в реакции изотопного обмена водород-вода и в реакциях гидрогенизации

Установлено появление восьми линий сверхтонкой структуры благодаря взаимодействию между спином неспаренного электрона и спином ядра иона кобальта⁵⁹. Также отмечается расщепление каждой составляющей линии вероятно благодаря взаимодействию между неспаренным электроном и ядром азота из молекулы дипиридила

LA RÉSONANCE ÉLECTRONIQUE DE SPIN DE L'ION DE $\text{Co}(\text{II})$ DANS LE COMPLEXE

$[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2 \text{ dyp}]$

(R é s u m é)

On a relevé le spectre de résonance électronique de spin de l'ion de $\text{Co}(\text{II})$ dans le complexe $[\text{Co}^{\text{II}}(\text{CN})_2 \text{ dyp}]$ employé comme catalyseur dans la réaction d'échange isotopique hydrogène-eau et dans les réactions d'hydrogénation

On constate l'apparition de huit lignes de structure hyperfine dues à l'interaction de l'électron non-associé avec le noyau de l'ion de cobalt⁵⁹. De même on observe une fission de chaque ligne composante, due probablement à l'interaction entre l'électron non-associé avec le noyau d'azote, de la molécule de dypiridyle

C R O N I C Ț

Participări la manifestări științifice internationale

18—24 martie 1970

Simpozionul internațional pentru atmosferă înaltă și ionosferă, Cluj, România. A participat prof. T. I. László, cu comunicare.

Participări la manifestări științifice din țară

11—12 aprilie 1970

Simpozionul național „Interacțiunea corpului solid cu radiația”, organizat de Filiala Cluj a S S F C. Au prezentat comunicări conf. A. Bódi, cercetător V. Militaru, conf. Al. Nicuța, asist. I. Barbur.

Vizite

14—15 ianuarie 1970

Michael Mc. Neil, profesor la Universitatea din Mississippi — S U A

27 ianuarie 1970

Prof. Semencenko Vladimir Xenofontovici, șeful Catedrei de fizica cristalelor a Universității din Moscova

23—24 martie 1970

Dr. Austin, Universitatea din Sheffield, Anglia, specialist în fizică teoretică și semiconductori

25 martie 1970

Oswald Harold Ganely, atașat științific al Ambasadei S U A la Roma.

27 martie 1970

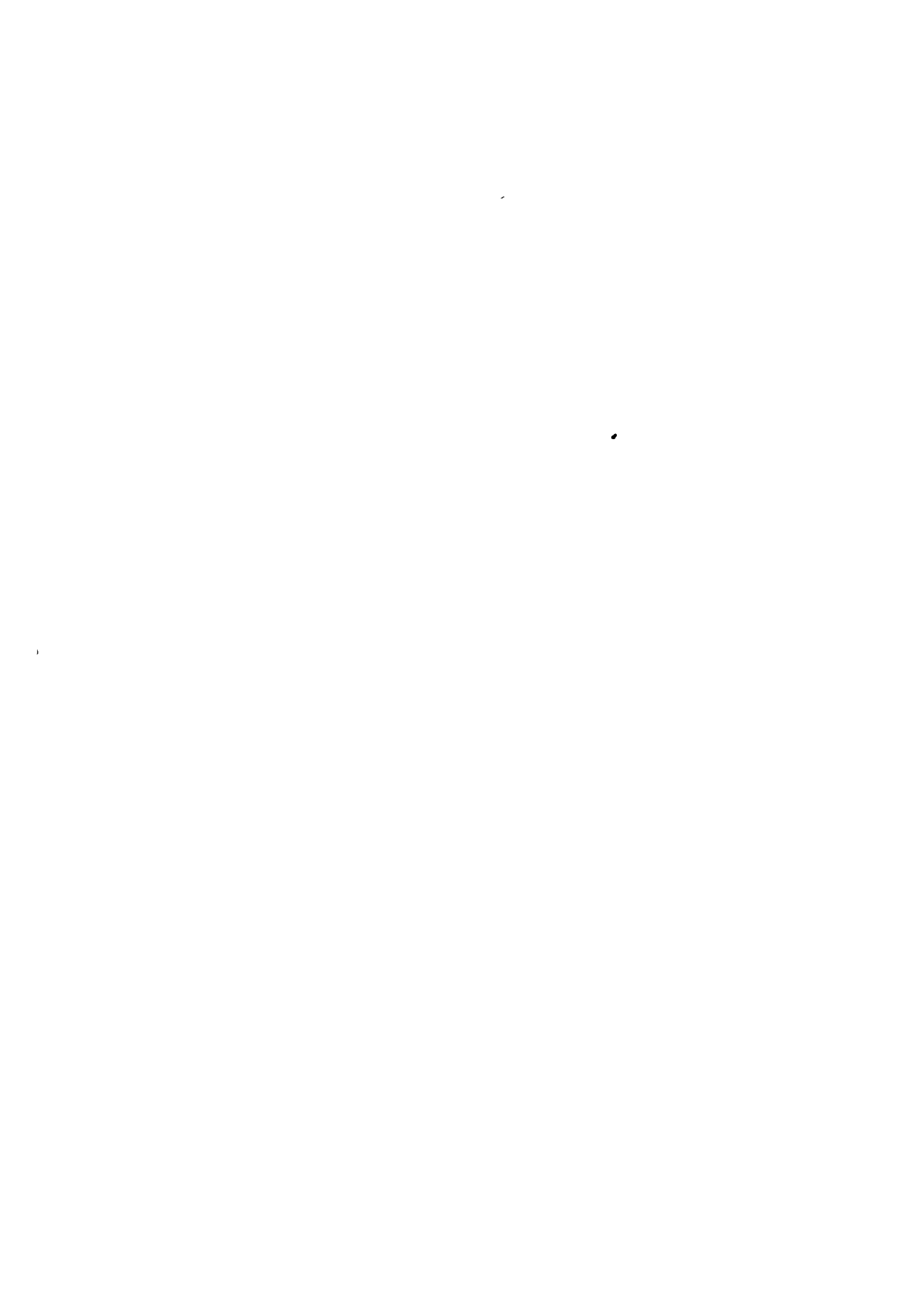
Masataka Misuhima, profesor de fizică teoretică și astrofizică de la Universitatea din Colorado, S U A

3—5 aprilie 1970

Prof. Alfred G. Meyer, directorul Centrului de studii est-europene și ruse la Universitatea Michigan, S U A

12—14 aprilie 1970

Prof. Diogenes Angelakos, directorul Laboratorului de electronică al Universității Berkeley, California, S U A



12/23

In cel de al XV-lea an de apariție (1970) *Studia Universitatis Babeş—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 XV году издания (1970) *Studia Universitatis Babeş—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 XV-me année de publication (1970) les *Studia Universitatis Babeş—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).