

Vol. 45, No. 10
October 2023

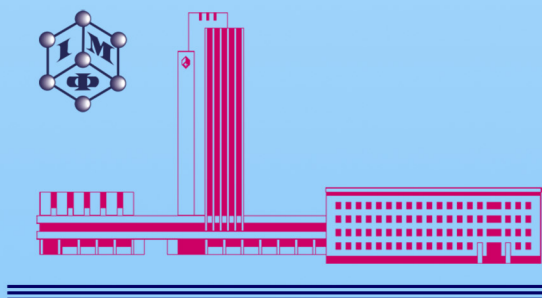
ISSN 1024-1809

METALLOPHYSICS and ADVANCED TECHNOLOGIES

МЕТАЛОФІЗИКА ТА НОВІТНІ ТЕХНОЛОГІЇ

METALLOFIZIKA I NOVEISHIE TEKHNologii

Том 45, № 10 (2023)



**G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics
National Academy of Sciences of Ukraine**
<https://mfint.imp.kiev.ua>

Засновник: НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ, ІНСТИТУТ МЕТАЛОФІЗИКИ ІМ. Г. В. КУРДЮМОВА НАН УКРАЇНИ
Видавець: ВД «Академперіодика» НАН України

«МЕТАЛОФІЗИКА ТА НОВІТНІ ТЕХНОЛОГІЇ» • METALLOPHYSICS AND ADVANCED TECHNOLOGIES

Щомісячний науковий журнал • A Monthly Research Journal

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ

В. А. ТАТАРЕНКО *головний редактор, чл. кор. НАН України (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

С. В. АХОНІН *акад. НАН України (Інститут електроварування ім. С. О. Патона НАН України, Київ)*

М. О. БЕЛОГОЛОВСЬКИЙ *проф. (Київський академічний університет НАН та МОН України, Київ)*

Т. М. БРИК *д-р фіз.-мат. наук (Інститут фізики конденсованих систем НАН України, Львів)*

М. О. ВАСИЛЬЄВ *проф. (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

В. Г. ГАВРИЛЮК *проф. (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

О. С. ГАЦЕНКО *канд. фіз.-мат. наук (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

Г. С. ГРЕЧНЕВ *проф. (Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна НАН України, Харків)*

Т. В. ЗАПОРОЖЕЦЬ *проф. (Черкаський національний університет імені Богдана Хмельницького МОН України, Черкаси)*

О. М. ІВАСИШІН *акад. НАН України (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

Ю. М. КОВАЛЬ *чл. кор. НАН України (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

О. А. КОРДЮК *акад. НАН України (Київський академічний університет НАН та МОН України, Київ)*

С. О. КОТРЕЧКО *заступник головного редактора, чл. кор. НАН України (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

Ю. В. КУДРЯВЦЕВ *проф. (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

Є. Г. ЛЕНЬ *заступник головного редактора, проф. (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

В. В. ЛІЗУНОВ *проф. (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

В. Ф. ЛОСЬ *проф. (Інститут магнетизму НАН та МОН України, Київ)*

П. Є. МАРКОВСЬКИЙ *д-р техн. наук (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

Б. М. МОРДЮК *д-р фіз.-мат. наук (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

В. М. НЕСТЕРЕНКОВ *чл. кор. НАН України (Інститут електроварування ім. С. О. Патона НАН України, Київ)*

О. Д. ПОГРЕБНЯК *проф. (Сумський державний університет, МОН України, Суми)*

Ю. М. ПОДРЕЗОВ *д-р фіз.-мат. наук (Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України, Київ)*

Т. М. РАДЧЕНКО *д-р фіз.-мат. наук (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

О. Д. РУДЬ *проф. (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

В. М. УВАРОВ *чл. кор. НАН України (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

А. І. УСТИНОВ *проф. (Інститут електроварування ім. С. О. Патона НАН України, Київ)*

О. В. ФІЛАТОВ *д-р фіз.-мат. наук (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

С. О. ФІРСТОВ *акад. НАН України (Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України, Київ)*

Т. С. ЧЕРЕПОВА *д-р техн. наук (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ)*

EDITORIAL BOARD

V. A. TATARENKO *Editor-in-Chief, Corresponding Member of the N.A.S.Ukr., G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

S. V. AKHONIN *Member of the N.A.S.Ukr., E. O. Paton Electric Welding Institute, N.A.S.Ukr., Kyiv*

M. O. BELOGOLOVSKII *Professor, Kyiv Academic University, N.A.S.Ukr. & M.E.S.Ukr., Kyiv*

T. M. BRYK *Dr. Sc. (Phys.-Math.), Institute for Condensed Matter Physics, N.A.S.Ukr., Lviv*

M. O. VASILIEV *Professor, G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

V. G. GAVRILJUK *Professor, G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

O. S. GATSENKO *Executive Managing Editor, Ph.D. (Phys.-Math.), G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

G. E. GRECHNEV *Professor, B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, N.A.S.Ukr., Kharkiv*

T. V. ZAPOROZHETS *Professor, Bohdan Khmelnytsky National University of Cherkasy, M.E.S.Ukr., Cherkasy*

O. M. IVASHIN *Member of the N.A.S.Ukr., G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

YU. M. KOVAL' *Corresponding Member of the N.A.S.Ukr., G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

O. A. KORDYUK *Member of the N.A.S.Ukr., Kyiv Academic University, N.A.S.Ukr. & M.E.S.Ukr., Kyiv*

S. O. KOTRECHKO *Deputy Editor-in-Chief, Corresponding Member of the N.A.S.Ukr., G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

YU. V. KUDRYAVTSEV *Professor, G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

E. G. LEN *Deputy Editor-in-Chief, Professor, G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

V. V. LIZUNOV *Professor, G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

V. F. LOS *Professor, Institute of Magnetism, N.A.S.Ukr. & M.E.S.Ukr., Kyiv*

P. E. MARKOVSKY *Dr. Sc. (Tech.), G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

B. M. MORDYUK *Dr. Sc. (Phys.-Math.), G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

V. M. NESTERENKOV *Corresponding Member of the N.A.S.Ukr., E. O. Paton Electric Welding Institute, N.A.S.Ukr., Kyiv*

O. D. POGREBNJAK *Professor, Sumy State University, M.E.S.Ukr., Sumy*

YU. M. PODREZOV *Dr. Sc. (Phys.-Math.), I. M. Frantsevych Institute for Problems of Materials Science, N.A.S.Ukr., Kyiv*

T. M. RADCHENKO *Dr. Sc. (Phys.-Math.), G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

O. D. RUD' *Professor, G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

V. M. UVAROV *Corresponding Member of the N.A.S.Ukr., G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

A. I. USTINOV *Professor, E. O. Paton Electric Welding Institute, N.A.S.Ukr., Kyiv*

O. V. FILATOV *Dr. Sc. (Phys.-Math.), G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

S. O. FIRSTOV *Member of the N.A.S.Ukr., I. M. Frantsevych Institute for Problems of Materials Science, N.A.S.Ukr., Kyiv*

T. S. CHEREPOVA *Dr. Sc. (Tech.), G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.Ukr., Kyiv*

EDITORIAL ADVISORY BOARD MEMBERS AND REGIONAL EDITORS

Professor Ing. Ivo DLOUHÝ
Institute of Physics of Materials, Czech Academy of Sciences, Brno, Czech Republic

Professor Han DONG
School of Materials Science and Engineering, Shanghai University, Shanghai, P.R. China

Professor Janusz DUBOWIK
Institute of Molecular Physics, Polish Academy of Sciences, Poznań, Poland

Professor Leszek B. MAGALAS
AGH University of Science and Technology, Faculty of Metals Engineering and Industrial Computer Science, Kraków, Poland

Professor Elena V. PERELOMA
University of Wollongong, School of Mechanical, Materials and Mechatronic Engineering, Wollongong, Sydney Area, Australia

Dr. Patrice E. A. TURCHI
Lawrence Livermore National Laboratory, Condensed Matter and Materials Division, Livermore, CA, U.S.A.

AN INTERNATIONAL RESEARCH JOURNAL

METALLOPHYSICS AND ADVANCED TECHNOLOGIES

(Metallofizika i Noveishie Tekhnologii)

FOUNDED IN SEPTEMBER, 1979

Volume 45, No. 10; October 2023

CONTENTS

Editorial Announcements	Information for Foreign Subscribers	V
	Information for Contributors	VII
Electronic Structure and Properties	Proximity Effect between a Two-Band Superconductor and a Ferromagnet <i>I. MARTYNENKO, O. KALENYUK, A. SHAPOVALOV, H. KONDAKOVA, V. SHAMAEV, O. BOLIASOVA, and O. ZHITLUKHINA</i>	1141
Amorphous and Liquid States	Equation of State and Thermal Properties of Bulk Metallic Glass under High Compressions <i>S. GAURAV, S. SHANKAR, Arvind MISHRA, and S. P. SINGH</i>	1151
Phase Transformations	Single-Step Pressureless Synthesis of the High-Purity Ti_3AlC_2 MAX-Phase by Fast Heating <i>I. M. KIRIAN, A. M. LAKHNIK, O. Yu. KHYZHUN, I. V. ZAGORULKO, A. S. NIKOLENKO, and O. D. RUD'</i>	1165
	Characterization of a Shape-Memory Alloy Using Acoustic Techniques and Modelling of the Acoustic Signature $V(z)$ <i>C. LARBAOUI, R. BENLACHEMI, A. BOUDOURE, and Y. BOUMAIZA</i>	1179
Physics of Strength and Plasticity	Regularities of Plasticity Reserve Restoration and Method of Its Calculation for Deformation by Intermediate Heat Treatment <i>O. L. HAYDAMAK</i>	1189
	Multifactor Empirical Models of Energy of Low-Frequency and Toothed Oscillations of the Dynamic Component of Torque on the Bit	

Scientific Editors of Issue—*O. S. Gatsenko, V. A. Tatarenko*

Executive Managing Editor—*O. S. Gatsenko*

Editors—*L. I. Makarenko, M. V. Manilo, I. V. Zagorulko*

The artwork for direct reproduction is made by computer group of EPD of the G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine

Editorial Office Address:

G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine, EPD—'MNT',
36 Academician Vernadsky Boulevard, UA-03142 Kyiv, Ukraine

Telephone: +380 44 4249042. Fax: +380 44 4242561. E-mail: mfint@imp.kiev.ua

Registration Certificate of the Publishing Subject: ДК № 5875 on 13.12.2017

State Registration Certificate of the Printed Mass Medium: KB № 23232-13072 ПП on 23.02.2018.

Approved for publication by the Academic Council of the G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine

Published in English or Ukrainian languages according to resolution of Editorial Board of the journal

Printed by Publishing House 'Akademperiodyka', of the NAS of Ukraine

4 Tereshchenkivs'ka Str., UA-01024 Kyiv, Ukraine

Registration Certificate of Publishing Subject: ДК № 544 on 27.07.2001

Journal website: <http://mfint.imp.kiev.ua>

Journal DOI: <https://doi.org/10.15407/mfint>

Issue DOI: <https://doi.org/10.15407/mfint.45.10>

МЕТАЛОФІЗИКА ТА НОВІТНІ ТЕХНОЛОГІЇ

МІЖНАРОДНИЙ НАУКОВИЙ ЖУРНАЛ
ЗАСНОВАНИЙ У ВЕРЕСНІ 1979 р.

Том 45, № 10; жовтень, 2023

ЗМІСТ

Редакційні оголошення	Інформація для закордонних передплатників	V
	Інформація для авторів	VII
Електронні структура та властивості	Ефект наближення між двозонним надпровідником і феромагнетиком <i>І. МАРТИНЕНКО, О. КАЛЕНЮК, А. ШАПОВАЛОВ, Г. КОНДАКОВА, В. ШАМАЄВ, О. БОЛЯСОВА, О. ЖИТЛУХІНА</i>	1141
Аморфний і рідкий стани	Рівняння стану та теплових властивостей масивного металевого скла за високих стиснень <i>С. ГОРАВ, С. ШЕНКАР, Арвінд МІШРА, С. П. СІНХ</i>	1151
Фазові перетворення	Одностадійна синтеза високочистої МАХ-фази Ti_3AlC_2 без тиску шляхом швидкого нагрівання <i>І. М. КІР'ЯН, А. М. ЛАХНІК, О. Ю. ХИЖУН, І. В. ЗАГОРУЛЬКО, А. С. НІКОЛЕНКО, О. Д. РУДЬ</i>	1165
	Визначення характеристик стопу з пам'яттю форми за допомогою акустичних методів і моделювання акустичної сигнатури $V(z)$ <i>К. ЛАРБАУІ, Р. БЕНЛАШМІ, А. БУДУР, Ю. БУМЕЗА</i>	1179
Фізика міцності та пластичності	Закономірності відновлення запасу пластичності та методика його розрахунку за деформування проміжним термообробленням <i>О. Л. ГАЙДАМАК</i>	1189
	Багатофакторні емпіричні моделі енергії низькочастотних і зубцевих коливань динамічного складника обертового моменту на долоті <i>В. М. МОЙСИШИН, А. П. ІВАСЮТИН, Л. В. БОРИСЕВИЧ, О. М. ВИТВИЦЬКА</i>	1205

Наукові редактори випуску: *О. С. Гаценко, В. А. Татаренко*
Відповідальний секретар редакційної колегії *О. С. Гаценко*
Редактор-коректор *О. С. Гаценко*
Технічні редактори *І. В. Загорулько, Л. І. Макаренко, М. В. Маніло*
Художні редактори *І. В. Загорулько, Л. І. Макаренко, М. В. Маніло*
Оригінал-макет для прямого репродукування виготовлено комп'ютерною групою РВВ Інституту металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України

Адреса редакції:
Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, РВВ—Редакція «МНТ»
бульв. Акад. Вернадського, 36; 03142 Київ, Україна
Тел.: +380 44 4249042; факс: +380 44 4242561
Ел. пошта: mfint@imp.kiev.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи: ДК № 5875 від 13.12.2017 р.
Свідоцтво про державну реєстрацію друкованого засобу масової інформації: КВ № 23232-13072 ПР від 23.02.2018 р.

Затверджено до друку вченою радою Інституту металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України
Друкується за постановою редакційної колегії журналу англійською, або українською мовами

Підписано до друку 26.10.2023 р. Формат 70 × 100/16.
Ум. друк. арк. 8,45. Обл.-вид. арк. 7,77.
Тираж 50 пр. Зам. № 0000 від 26.10.2023 р.

Віддруковано ВД «Академперіодика» НАН України
вул. Терещенківська, 4; 01024 Київ, Україна
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 544 від 27.07.2001 р.

Сайт журналу: <http://mfint.imp.kiev.ua>
DOI (журналу): <https://doi.org/10.15407/mfint>

DOI (випуску): <https://doi.org/10.15407/mfint.45.10>

INFORMATION (GUIDELINES) FOR CONTRIBUTORS

Submission of Manuscripts: Manuscripts should be sent by e-mail (mfint@imp.kiev.ua). Additionally, they can be sent by regular mail to Executive Managing Editor, Editorial Office, G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine, 36 Academician Vernadsky Boulevard, UA-03142 Kyiv, Ukraine. Manuscripts may also be submitted to a member of the Editorial Advisory Board or to the appropriate Regional Editor who is familiar with the research presented.

Submission of a paper to '*Metallophysics and Advanced Technologies*' (transliteration: '*Metallofizika i Noveishie Tekhnologii*', i.e., '*MfNT*') will be taken to imply that it represents original work not previously published, that it is not being considered for publication elsewhere, and that, if accepted for publication, it will not be republished without the consent of the Editors and Publisher. It is a condition of acceptance by the Editor of a manuscript for publication that the Publishers acquire automatically the copyright in the manuscript throughout the world. Journal '*MfNT*' supports the generally accepted principles described in documents on publication ethics and unacceptable practices, which are presented on the [journal website](#).

Scope of the Journal: *Electronic Structure and Properties, Crystal-Lattice Defects, Phase Transformations, Physics of Strength and Plasticity, Metallic Surfaces and Films, Structure and Properties of Nanoscale and Mesoscopic Materials, Amorphous and Liquid States, Interactions of Radiation and Particles with Condensed Matter, Materials in Extremal Conditions, Reactor and Aerospace Metals Science, Medical Metals Science, New Metallic Materials and Synthetic Metals, Metal-Containing Smart Materials, Physical and Technical Basis of Experiment and Diagnostics, Articles under Discussion.*

Language: The language of publication may be English (preferably) or Ukrainian.

Abstract: Each paper requires an abstract of 200–250 words summarizing the significant coverage and findings (the use of mathematical symbols and expressions in abstract is not recommended).

Keywords and PACS numbers: 5–7 keywords and PACS numbers reflecting the content of the contribution should be supplied (see '[Physics and Astronomy Classification Scheme 2010](#)').

Manuscript Preparation: Papers should be formatted according to the [template](#), which can be downloaded from the Journal's website. The length of **research papers** should not in general exceed 5000 words and 10 figures; **review articles** should not exceed 10000 words and 30 figures, including tables and diagrams. Authors are urged to arrange the subject matter clearly under headings such as: 1. Introduction, 2. Experimental/Theoretical Details, 3. Results, 4. Discussion, 5. Conclusion, References. Subsections should be identified with section and subsection numbers (such as 6.1. Second-Value Subheading).

References and Notes: Notes are indicated in the text by consecutive superior Arabic numbers (without parentheses). References should be numbered consecutively (in square brackets) throughout the text. The full list should be collected and typed at the end of the paper in numerical order. Listed references should be completed in all details including DOI (if available) but excluding article titles in journals. **All authors'** initials should precede their names. Examples of references preparation:

1. S. O. Firstov and T. G. Rogul, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **44**, No. 1: 127 (2022) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/mfint.44.01.0127>
2. V. B. Tarelynyk, O. P. Gaponova, and Ye. V. Konoplianchenko, *Prog. Phys. Met.*, **23**, No. 1: 27 (2022). <https://doi.org/10.15407/ufm.23.01.027>
3. A. Meisel, G. Leonhardt, and R. Szargan, *Röntgenspektren und Chemische Bindung* [X-Ray Spectra and Chemical Bond] (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G.: 1977) (in German).
4. J. M. Ziman, *Printsipy Teorii Tverdogo Tela* [Principles of the Theory of Solids] (Moscow: Mir: 1974) (Russian translation).
5. M. A. Stucke, D. M. Dimiduk, and D. M. Hazzledine, *High Temperature Ordered Intermetallic Alloys. V* (Eds. I. Baker and R. Darolia) (Pittsburgh, PA, USA: MRS: 1993), p. 471.
6. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables* (Eds. M. Abramowitz and I. A. Stegun), Nat'l Bureau of Standards. Appl. Math. Ser. Vol. **55** (Washington, D.C.: U.S. Govt. Printing Office: 1964).
7. B. B. Karpovych and O. B. Borovkoff, *Proc. of Symp. 'Micromaterials Engineering' (Dec. 25–31, 1999)* (Kyiv: RVV IMF: 2000), vol. **2**, p. 113 (in Russian).
8. A. E. Krug, *Abstr. Int. Conf. Phys. Phenomena (Dec. 25–31, 1991, Alushta)* (Kharkiv: 1991), p. 12.
9. T. M. Radchenko, *Vplyv Uporyadkuvannya Defektnoyi Struktury na Transportni Vlastyvosti Zmishanykh Krystaliv* [Influence of Ordering of the Defect Structure on Transport Properties of the Mixed Crystals] (Thesis of Disser. for the Degree of Dr. Phys.-Math. Sci.) (Kyiv: G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.U.: 2015) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.35430.22089>

ІНФОРМАЦІЯ ДЛІЯ АВТОРІВ

10. E. M. Gololobov, V. B. Shipilo, N. I. Sedrenok, and A. I. Dudyak, *Sposob Polucheniya Karbonitridov Metallov* [Production Method of Metal Carbonitrides], Authors' Certificate 722341 SSSR (Publ. November 21, 1979) (in Russian).

11. V. G. Trubachev, K. V. Chuistov, V. N. Gorshkov, and A. E. Perekos, *Sposob Polucheniya Metallicheskih Poroshkov* [The Technology of Metallic Powder Production]: Patent 1639892 SU. MKI, B22 F9/02, 9/14 (Otkrytiya i Izobreteniya, 34, No. 13: 11) (1991) (in Russian).

12. Yu. M. Koval' and V. V. Nemoshkalenko, *O Prirode Martensitnykh Prevrashcheniy* [On the Nature of Martensitic Transformations] (Kyiv: 1998) (Prepr./N.A.S. of Ukraine. Inst. for Metal Physics. No. 1, 1998) (in Russian).

Journal title abbreviations should conform to generally accepted styles:

<https://www.cas.org/support/documentation/references/corejournals>;

<https://cdn.journals.aps.org/files/rmpguapb.pdf>;

https://images.webofknowledge.com/WOK46P9/help/WOS/A_abrvjt.html;

<https://mathscinet.ams.org/msnhtml/serials.pdf>.

Equations and Formulae: Formulas in the text should be inserted by **MathType**, fully compatible with MS Office. Vectors should be typed in bold without arrows above. Note that complicated formulae, mathematical expressions or (de)notations are not recommended in the title, abstract, and keywords.

Tables: Number tables consecutively with Arabic numerals and give a clear descriptive caption at the top.

Figures: All figures should be numbered with consecutive Arabic numbers, have descriptive captions and be mentioned in the text. Keep figures separate at the end of the text and clearly label each figure with author's name and figure number. The labels at axis should contain the designation (or notation) of quantities and their units.

Preparation: Figures submitted must be of a high enough standard for reproduction with 300–600 dpi resolution (including half-tone illustrations). Redrawing or retouching of unusable figures will be charged to the authors.

Colour Plates: Whenever, the use of colour is an integral part of the research, or where the work is generated in colour, the Journal will publish (in paper version) the colour illustrations with charge to the author. Reprints in colour will carry a surcharge. Please write to the Publisher for details.

Submission of Electronic Text: Authors should submit the electronic version of their paper by e-mail to the Editorial Office. The text file should be saved in the native formats of the MS Word with a name consisting the name of the first author, for example, Hotovchenko.docx. The electronic form of figures (in TIF, EPS, JPG, PNG formats preferably and with name consisting the name of the first author also, for example, Hotovchenko_fig2a.jpg) should be planned so that they reduce to 12.7 cm column width (or less), and keep them separated from the text file. It is desirable to submit additionally all the figures within the format of the program, in which they were created.

Proofs: Contributors will receive page proofs for correction by e-mail as a PDF document. These must be returned to Kyiv office (mfint@imp.kiev.ua with subject beginning by word 'mfint') within 5 days of receipt.

Page Charges: There are no page charges to individuals or institutions.

Reprints: Authors can freely download a PDF version of their published article from journal website: <https://mfint.imp.kiev.ua>. The printed issues may be ordered by completing the appropriate form sent with proofs and prepaid by authors under the terms as for subscription.

Further Information: All questions arising during the **peer review** or after acceptance of manuscripts, especially those relating to reprints, should be directed to G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine, Executive Managing Editor, Editorial Office, 36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine;

Fax: +380 44 4242561, e-mail: mfint@imp.kiev.ua (with subject beginning by word 'mfint').

We ask the authors to apply with their manuscript Copyright Transfer Agreement form.

Copyright Transfer Agreement

We, the undersigned authors of the manuscript '_____', transfer to the Founders, Publisher, and Editorial Board of the Journal 'Metallophysics and Advanced Technologies' (according to agreements between them) the right to publish this manuscript in original language or in translation to the other languages. We confirm that publication of this manuscript **will not** infringe a copyright of other persons or organizations and publication ethics.

Author(s): _____
(Last Name, First Name, Affiliation)

Correspondence Address: _____

Phone and e-mail: _____

(Signature)

(Date)

ІНФОРМАЦІЯ (ПРАВИЛА) ДЛЯ АВТОРІВ

Науковий журнал «Металофізика та новітні технології» (МФНТ) щомісяця публікує статті, які раніше ще не публікувалися та не перебувають на розгляді для опублікування в інших виданнях. Статті мають містити результати експериментальних і теоретичних досліджень в області фізики та технологій металів, сполук і сполук з металічними властивостями; рецензії на монографії; інформацію про конференції, семінари; відомості з історії металофізики; рекламу нових технологій, матеріалів, приладів. Журнал дотримується загальноприйнятих принципів, зазначених на його сайті в документах з публікаційної етики та щодо неприйнятних практик.

Тематика журналу: *Електронні структура та властивості, Дефекти кристалічної ґратниці, Фазові перетворення, Фізика міцності та пластичності, Металічні поверхні та плівки, Будова та властивості наномасштабних і мезоскопічних матеріалів, Аморфний і рідкий стани, Взаємодії випромінювання та частинок із конденсованою речовиною, Матеріали в екстремальних умовах, Реакторне й авіакосмічне металознавство, Медичне металознавство, Нові металеві матеріали та синтетичні метали, Металовмісні смарт-матеріали, Фізико-технічні основи експерименту та діагностики, Дискусійні повідомлення.*

Статті публікуються однією з двох мов: англійською (відається перевага) або українською.

Статті, в оформленні яких не дотримано наступних правил для опублікування в МФНТ, повертаються авторам без розгляду по суті. (Датою надходження вважається день повторного надання статті після дотримання зазначених нижче правил.)

1. Стаття має бути підписаною всіма авторами (із зазначенням їхніх адрес електронної пошти); слід вказати прізвище, ім'я та по батькові автора, з яким редакція буде вести листування, його поштову адресу, номери телефону та факсу й адресу електронної пошти.

2. Виклад матеріалу має бути чітким, структурованим (розділами, наприклад, «1. Вступ», «2. Експериментальна/Теоретична методика», «3. Результати та їх обговорення», «4. Висновки», «Цитована література»), стислим, без довгих преамбул, відхилень і повторів, а також без дублювання в тексті даних таблиць, рисунків і підписів до них. Анотація та розділ «Висновки» мають не дублювати один одного. Числові дані слід наводити в загальноприйнятих одиницях.

3. Об'єм оригінальної (неоглядової) статті має бути не більше 5000 слів (з урахуванням основного тексту, таблиць, підписів до рисунків, списку використаних джерел) і 10 рисунків. **Об'єм оглядової статті** — до 10000 слів та 30 рисунків.

4. За потреби до редакції може надаватися друкований (A4, подвійний інтервал) примірник рукопису з ілюстраціями.

5. До редакції обов'язково надається (по e-mail) файл статті, набраний у текстовому редакторі Microsoft Word, з назвою, що складається з прізвища першого автора (латиницею), наприклад, Hotovchenko.docx.

6. Електронна версія рукопису та його друкований варіант (в разі його надання) мають бути ідентичними. Вони мають оформлюватися за **шаблоном**, який можна завантажити з сайту журналу, і містити 5–7 **індексів PACS** в редакції 'Physics and Astronomy Classification Scheme 2010'. Тексти статей мають також містити **назву статті, список авторів, повні назви та поштові адреси установ**, в яких вони працюють, **анотацію статті** (200–250 слів), **5–7 ключових слів** двома мовами (англійською та українською), а заголовки таблиць і підписи до рисунків мають подаватися як **мовою рукопису, так і англійською мовою**; англійська анотація може бути представленою в більш розгорнутому варіанті (до 500 слів). Назва статті, її анотація та ключові слова мають не містити складні формули, математичні вирази чи позначення.

7. Електронні версії рисунків мають бути представленими у вигляді окремих файлів (у форматах TIF, EPS, JPG, PNG з розрізненням у 300–600 dpi) з назвами, що складаються з прізвища першого автора (латиницею) та номера рисунка, наприклад, Hotovchenko_fig2a.jpg. Додатково рисунки надаються у форматі програми, в якій вони створювалися.

8. Написи на рисунках (особливо на півтонових) слід по можливості замінити літерними позначеннями (набраними на контрастному фоні), а криві позначити цифрами або різними типами ліній/маркерів, які мають бути роз'ясненими в підписах до рисунків або в тексті. На графіках усі лінії/маркери мають бути достатньої товщини/розміру для якісного відтворення їх у зменшеному в 2–3 рази вигляді (рекомендована початкова ширина рисунка — 12,7 см). Світлинні мають бути чіткими та контрастними, а написи та позначення мають не закривати істотні деталі (для чого можна використовувати стрілки). Замість зазначення в підтекстовці збільшення під час зйомки бажано проставити масштаб (на контрастному фоні) на одній з ідентичних світлин. На графіках підписи до осей, **виконані мовою статті**, мають містити позначення (або найменування) величин, що відкладаються вздовж осей, і відділені комою їхні одиниці вимірювання.

9. Формули в текст треба вставляти за допомогою редактора формул **MathType**, сумісного з MS Office. **Вектори** слід набирати напівтовстим шрифтом без стрілок зверху.

10. Рисунки, таблиці, формули, а також підрядкові примітки (виноски) мають нумеруватися послідовно по всій статті.

11. Посилання на літературні джерела слід давати у вигляді порядкового номера, надрукованого в рядок у квадратних дужках. Список цитованої літератури складається по чергові за першою згадкою джерела. Приклади оформлення посилань наведено нижче (просимо звернути увагу на порядок розташування ініціалів і прізвищ авторів, бібліографічних відомостей і на розділові знаки, а також на необхідність зазначення **всіх** співавторів цитованої роботи та її ідентифікатора **DOI**, якщо він є):

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ

1. S. O. Firstov and T. G. Rogul, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **44**, No. 1: 127 (2022) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/mfint.44.01.0127>
2. V. B. Tarel'nyk, O. P. Gaponova, and Ye. V. Konoplianchenko, *Prog. Phys. Met.*, **23**, No. 1: 27 (2022). <https://doi.org/10.15407/ufm.23.01.027>
3. A. Meisel, G. Leonhardt, and R. Szargan, *Röntgenspektren und Chemische Bindung* [X-Ray Spectra and Chemical Bond] (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G.: 1977) (in German).
4. J. M. Ziman, *Printsipy Teorii Tverdogo Tela* [Principles of the Theory of Solids] (Moscow: Mir: 1974) (Russian translation).
5. M. A. Stucke, D. M. Dimiduk, and D. M. Hazzledine, *High Temperature Ordered Intermetallic Alloys. V* (Eds. I. Baker and R. Darolia) (Pittsburgh, PA, USA: MRS: 1993), p. 471.
6. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables* (Eds. M. Abramowitz and I. A. Stegun), Nat'l Bureau of Standards. Appl. Math. Ser. Vol. 55 (Washington, D.C.: U.S. Govt. Printing Office: 1964).
7. B. B. Karpovych and O. B. Borovkoff, *Proc. of Symp. 'Micromaterials Engineering' (Dec. 25–31, 1999)* (Kyiv: RVV IMF: 2000), vol. 2, p. 113 (in Russian).
8. A. Eh. Krug, *Abstr. Int. Conf. Phys. Phenomena (Dec. 25–31, 1991, Alushta)* (Kharkiv: 1991), p. 12.
9. T. M. Radchenko, *Vplyv Uporyadkuvannya Defektnoyi Struktury na Transportni Vlastyivosti Zmishanykh Krystaliv* [Influence of Ordering of the Defect Structure on Transport Properties of the Mixed Crystals] (Thesis of Dissert. for the Degree of Dr. Phys.-Math. Sci.) (Kyiv: G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.U.: 2015) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.35430.22089>
10. E. M. Gololobov, V. B. Shipilo, N. I. Sedrenok, and A. I. Dudyak, *Sposob Polucheniya Karbonitridov Metallov* [Production Method of Metal Carbonitrides], Authors' Certificate 722341 SSSR (Publ. November 21, 1979) (in Russian).
11. V. G. Trubachev, K. V. Chuistov, V. N. Gorshkov, and A. E. Perekos, *Sposob Polucheniya Metallicheskikh Poroshkov* [The Technology of Metallic Powder Production]: Patent 1639892 SU. MKI, B22 F9/02, 9/14 (Otkrytiya i Izobreteniya, **34**, No. 13: 11) (1991) (in Russian).
12. Yu. M. Koval' and V. V. Nemoshkalenko, *O Prirode Martensitnykh Prevrashcheniy* [On the Nature of Martensitic Transformations] (Kyiv: 1998) (Prepr./N.A.S. of Ukraine. Inst. for Metal Physics. No. 1, 1998) (in Russian).

Слід використовувати загальноприйняті скорочення назв журналів:

- <https://www.cas.org/support/documentation/references/corejournals>;
<https://cdn.journals.aps.org/files/rmpguapb.pdf>;
https://images.webofknowledge.com/WOK46P9/help/WOS/A_abrvjt.html;
<https://mathscinet.ams.org/msnhtml/serials.pdf>.

Необхідною вимогою є також надання авторами додаткового списку цитованої літератури (**References**) в латинській транслітерації (система BGN/PCGN; рекомендовані транслітератори: <http://www.slovyuk.ua/services/translit.php>; <http://ru.translit.net/?account=bgn>).

Після транслітерованих назв книг, дисертацій, патентів та ін. слід у квадратних дужках наводити їхній англomовний переклад (див. приклади вище). При транслітерації статей з МФНТ слід використовувати написання П.І.Б. авторів, наведені лише в англomовному змісті відповідного випуску, і офіційну транслітеровану назву журналу (див. також першу сторінку кожної статті та сайт).

12. Коректура авторам надсилається електронною поштою у вигляді pdf-файлу після завершення етапу рецензування. На перевірку коректури авторам відводяться 5 робочих днів. Після закінчення зазначеного терміну стаття автоматично направляється до друку. Виправлення слід відмітити та прокоментувати в самому pdf-файлі або оформити у вигляді переліку виправлень (підписаного уповноваженим представником колективу авторів) і переслати електронною поштою на адресу редакції.

Електронний варіант статті надсилається на e-mail: mfint@imp.kiev.ua (з темою, що починається словом 'mfint'). Друкована версія рукопису (якщо у ній є потреба) надсилається за адресою: Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, редакція МФНТ; бульвар Акад. Вернадського, 36; 03142 Київ, Україна або відповідному регіональному редактору (див. сайт).

Автори можуть вільно завантажити pdf-файли опублікованих статей з сайту журналу (<https://mfint.imp.kiev.ua>), а також замовити друковані примірники випуску журналу зі своєю статтею, надіславши до редакції журналу разом з коректурою відповідну заявку та квитанцію про оплату друку необхідної кількості примірників випуску на умовах, аналогічних передплатним.

Відповідно до угод між редакцією МФНТ, засновниками та видавцем журналу, редакція вважає, що автори, надсилаючи їй рукопис статті, передають засновникам, видавцю та редколегії право опублікувати цей рукопис мовою оригіналу та в перекладі іншими мовами, і просить авторів відразу прикладати до рукопису «Угоду про передачу авторського права».

Угода про передачу авторського права

Ми, що нижче підписалися, автори рукопису «_____», передаємо засновникам, видавцю та редколегії журналу «Металофізика та новітні технології» (згідно з угодами між ними) право опублікувати цей рукопис мовою оригіналу та в перекладі іншими мовами. Ми підтверджуємо, що ця публікація не порушує авторського права інших осіб або організацій і принципів наукової етики. При цьому за авторами зберігаються всі інші права як власників цього рукопису.

Підписи авторів: _____ (П.І.Б., дата, адреса, тел., e-mail)

PACS numbers: 74.45.+c, 74.55.+v, 74.70.Ad, 75.50.Cc, 75.70.Cn

Proximity Effect between a Two-Band Superconductor and a Ferromagnet

I. Martynenko^{*}, O. Kalenyuk^{**}, A. Shapovalov^{**}, H. Kondakova^{**},
V. Shamaev^{***}, O. Boliasova^{**}, and O. Zhitlukhina^{**}

^{*}*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine*

^{**}*Kyiv Academic University, N.A.S. and M.E.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine*

^{***}*Donetsk National Technical University,
2 Shybankov Sqr.,
UA-85300 Pokrovs'k, Ukraine*

^{****}*Donetsk Institute for Physics and Engineering.
Named after O. O. Galkin, N.A.S. of Ukraine,
46 Nauky Ave.,
UA-03028 Kyiv, Ukraine*

The proximity effect in heterostructures formed by the superconducting and ferromagnetic metals is one of the central problems of fundamental metal physics, the solution of which will make it possible to obtain new non-reciprocal electronic components and detectors of electromagnetic radiation. In this work, we create and study point contacts between the two-band superconductor Mo–Re alloy and the strong ferromagnet Ni. We confirm theoretical conclusions about the significant impact of relatively small changes in interface resistance on the current–voltage characteristics of the hybrid contact and discover different degrees of the ferromagnetic electrode effect on two fundamentally distinct superconducting subsystems. The obtained results are useful for developing new hybrid devices based on multiband superconductors.

Corresponding author: Andriy Petrovych Shapovalov
E-mail: shapovalovap@gmail.com

Citation: I. Martynenko, O. Kalenyuk, A. Shapovalov, H. Kondakova, V. Shamaev, O. Boliasova, and O. Zhitlukhina, Proximity Effect between a Two-Band Superconductor and a Ferromagnet, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 45, No. 10: 1141–1150 (2023). DOI: [10.15407/mfint.45.10.1141](https://doi.org/10.15407/mfint.45.10.1141)

Key words: hybrid heterostructures, two-band superconductor, strong ferromagnet, proximity effect.

Ефект близькості у гетероструктурах, утворених надпровідними та ферромагнетними металами, є однією з центральних проблем фундаментальної металофізики, вирішення якої уможливить одержати нові невзаємні електронні компоненти та детектори електромагнетного випромінення. У цій роботі ми створили та дослідили точкові контакти між двозонним надпровідним стопом Mo–Re і сильним ферромагнетиком Ni. Підтверджено теоретичні висновки про істотний вплив відносно невеликих змін опору роздільної межі на вольт-амперні характеристики гібридного контакту та виявлено різного ступеня дію ферромагнетної електроди на дві принципово відмінні надпровідні підсистеми. Одержані результати стануть корисними для розробки нових гібридних пристроїв на основі багатозонних надпровідників.

Ключові слова: гібридні гетероструктури, двозонний надпровідник, сильний ферромагнетик, ефект близькості.

(Received 2 October, 2023; in final version, 20 October, 2023)

1. INTRODUCTION

The presence of several electronic bands at the Fermi level is a feature of most superconductors, but, due to the fairly strong interband interaction, the energy gap extends over a narrow range of magnitudes and, therefore, can be characterized by a single value Δ . In conventional BCS superconductors, the tunnelling conductance G vs. voltage V spectra reach a maximum at $V = \Delta/e$, while the corresponding point contact characteristics have a plateau at bias voltages $V < \Delta/e$, the value of which is equal to twice the normal-state conductance $G_N = 1/R_N$ where R_N is the contact resistance at large voltages $V \gg \Delta/e$. In 2001, it became evident that a two-band–two-gap model proposed earlier in 1959 [1] may be directly applied to magnesium diboride MgB_2 , a superconductor with a nearly twice critical temperature compared to the traditional Nb-based superconductors and high upper critical fields. The specific of this compound is associated with a fundamentally distinct character of the bands opening on Fermi-surface parts and their linking via comparatively weak interband coupling. It is just the case of the system where, as was shown in Ref. [1], the critical temperature T_c should be higher than the corresponding values for individual bands. Even more, an increased number of degrees of freedom may generate novel phenomena relating the responses to external perturbations absent in single-band superconductors, for example, collective excitations predicted by Leggett [2], which are corresponding to the motion of the relative phase of two superfluid components with the Josephson interband coupling between them.

The presence of two gaps has been experimentally confirmed in several other superconducting materials, such as Nb-doped SrTiO₃ [3], pnictide superconductors [4, 5], and Mo–Re alloy [6–8]. Despite the relatively large number of publications devoted to the unusual properties of systems based on two-gap superconductors, a number of experimental issues, including the proximity effect between dirty two-band superconductors (*S*) and ferromagnets (*F*), remain unclear. As was shown theoretically [9], intensive interband scattering in the *F* layer creates lot of differences from the single-band results. The condensate functions penetrating the *F* layer continue to be coupled although the coupling strength is suppressed by the exchange field and modulated by the diffusion coefficients of the two bands. It relates also the superconductor where two subsystems are now coupled through the proximity effect as well. When the exchange field is inhomogeneous, odd-frequency triplet superconductivity is arising. The triplet superconducting correlations with nonzero projection in the direction of the exchange field can penetrate into the *F* layer over large distances without any oscillations. This type of triplet superconductivity was studied in composites of MgB₂ granules with grains of manganites, half-metallic ferromagnets [10–12], while, in Ref. [13], the influence of nanoparticle geometrical and percolation effects on the electrical transport through such nanocomposites was revealed and, in Ref. [14], the role of inelastic scatterings across the contacts with manganites was emphasized.

In the present work, Andreev spectra of point contacts between superconductors and strongly spin-polarized ferromagnets with two-band properties were studied. Following the work [15], we will pay attention to the properties of the interface region and emphasize the importance of spin mixing caused by interface scattering, crucial for the creation of exotic pairing correlations in such structures. The main conclusion of Ref. [15] is that the shape of the interfacial potential has a very strong influence on the magnitude of the spin-mixing effect.

The analysis of the measured curves is based on the oversimplified Blonder–Tinkham–Klapwijk (BTK) approach [7, 8] employed to fit experimental data of *S/F* point-contact spectra with the interface being described by a single parameter $Z = U_0 / (\hbar v_F)$ related to its transparency, where $U_0\delta(x)$ is the effective potential localized at the interface, and v_F is the Fermi velocity. The second important fitting quantity is the so-called Dynes parameter Γ determined by the conditions of sample preparation and the temperature of the experiment [7, 8]. When the normal counter-electrode is ferromagnetic, it should be noticed that its spin polarization is not a bulk property, as was often assumed, but at least partially an interface characteristic [16].

In the next section, we discuss the main properties of the conductors forming the point contact, namely, ferromagnetic nickel and Mo–Re

alloy with approximately equal concentrations of molybdenum and rhenium as well as their characterization. Next, we describe the creation of point contacts between them, the results of electrical measurements and compare the differential conductance spectrum with the theoretically expected one. The paper ends with a discussion of the findings and conclusions.

2. POINT-CONTACT MATERIALS

The Mo–Re alloy is known to be a type II superconductor with a high upper critical field of 8 T at 4 K and a critical temperature T_c up to 15 K. Mo–Re thin films are relatively easy to produce by magnetron sputtering, have little oxidation under ambient conditions, and are suitable for electron beam lithography. For this reason, this alloy is increasingly used in superconducting devices.

From the fundamental point of view, Mo–Re alloys is an excellent example of the statement that in alloys with high concentrations of scattering centres small variations in the density of electronic states can introduce pronounced effects. Indeed, the addition of Re impurities to pure Mo led to a growth in the electron concentration, thereby bringing the Fermi level of the system closer to the critical energies of the electronic spectrum of molybdenum [17]. As a result, a transformation of the electron spectrum takes place, namely, the appearance of a new Fermi-surface cavity of $\cong 10$ at. % of a Re concentration and then partial localization of electrons belonging to the new d group. It leads to softening of the phonon spectrum in Mo–Re alloys and an enhancement of the electron–phonon interaction detected by the point-contact spectroscopy study [18]. Most probably, it is the main source of the T_c increase to about 15 K and the appearance of a second energy gap in the spectrum of quasi-particle states in a Mo–Re superconductor. In our paper [6], we demonstrated the presence of two gaps in the $\text{Mo}_{0.65}\text{Re}_{0.35}$ alloy by tunnelling spectroscopy. The values $\Delta_l = 2.5$ meV and $\Delta_s = 0.5$ meV found by us in Ref. [6] were in good agreement with 2.3 meV and 0.7 meV as well as with 1.9 meV and 0.5 meV for a $\text{Mo}_{0.6}\text{Re}_{0.4}$ alloy obtained by other authors [19]. In the next publication [7], we presented point-contact evidences of the presence of two significantly distinct energy gaps $\Delta_l = 1.65$ meV and $\Delta_s = 0.55$ meV with the dominant contribution of the band with a smaller gap in a Mo–Re alloy with approximately equal component concentrations. In the paper [8], the presence of the two gaps was confirmed by revealing bosonic, undamped collective modes and their harmonics, which were identified as manifestation of a Leggett mode arising due to relative phase fluctuations between two superconducting order parameters. In all previous point-contact experiments, we were dealing with contacts formed by a silver tip and a Mo–Re alloy film. In the new work, we fundamentally

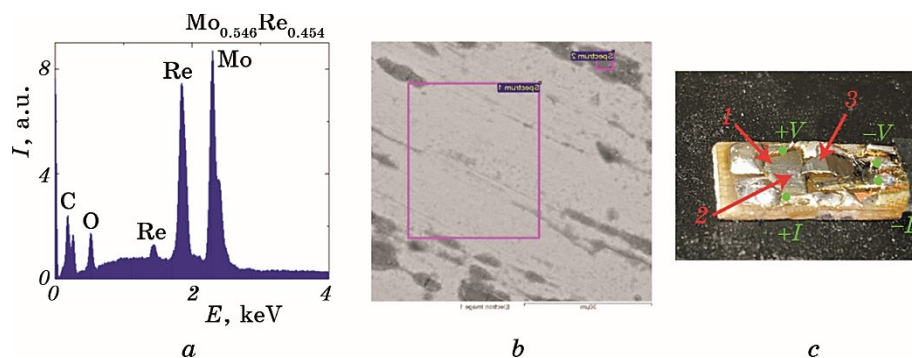


Fig. 1. Energy spectrum with signatures of specific chemicals elements for superconductor alloys MoRe (*a*), surface of the scanned area in MoRe alloy, dark areas correspond to an oxidized surface (*b*), *S-N* type (MoRe–Ni) point contact: 1—Ni plate, 2—a point contact between Ni plate and MoRe tip, 3—MoRe tip (*c*).

changed the configuration of the heterostructure under study, using the Mo–Re alloy tip as a counter-electrode for a Ni plate (Fig. 1, *c*). The created contact configuration made it possible to carry out true 4-point measurements for temperatures below the critical temperature of the Mo–Re alloy. The partial composition of the $\text{Mo}_{0.546}\text{Re}_{0.454}$ alloy was determined using the energy spectrum (Fig. 1, *a*). The SEM image has shown the dark areas oxidized surface of Mo–Re alloy (Fig. 1, *b*).

In strong ferromagnets such as Ni, the exchange energy E_{ex} is of the order of several hundreds of meV (see, for example, the band structure calculations for ferromagnetic Ni in [20], which revealed exchange splitting of the *d* band between 0.22 and 0.36 eV that results in the spin polarization efficiency about 35%). The relative energy shift of the subbands with different electron spins strongly reduces pairing correlations entering the *F* layer from the *S* side. Related estimates performed in Ref. [21] have found that the penetration length ξ_F of the superconducting condensate into the ferromagnetic Ni is extremely short and does not exceed 1 nm.

3. FABRICATION OF Mo–Re/Ni CONTACTS AND THEIR MEASUREMENTS

Extremely low oxidability of the molybdenum–rhenium alloy is well established and caused great problems in creating tunnel barriers on the surface of Mo–Re samples in a natural way [22, 23]. However, for the point-contact spectroscopy, this restriction is extremely useful since it makes it possible to study the spectrum of quasi-particle excitations directly in the near-contact region that is especially important for hetero-

structures formed by the Mo–Re alloy with ferromagnets with $\xi_F < 1$ nm.

The contacts between the Mo–Re tip and the Ni plate were created in the following way. A thin Mo–Re alloy plate with a tip at the end was pressed to a Ni thick plate. Two contacts were connected to the Mo–Re alloy plate with the tip. Two independent contacts were also connected to the Ni plate. A 4-point measurement scheme was implemented (Fig. 1, c). The clamping force determined the contact resistance. Thus, we have measured current–voltage characteristics $I(V)$ and the differential conductance spectra $G_S(V) = dI(V)/dV$ using the conventional four-probe configuration [24] (see the inset in Fig. 3).

Simultaneous measurements of the direct and differential current–voltage characteristics of point contacts was carried out using a digital Lock-in Amplifier SR830, which also set the alternating component of the sinusoidal current through an I Source (Fig. 2). The same converter, receiving bias voltage from a digital-to-analog converter (DAC), generated a stable direct current component. Thus, there was a step-wise change in the DC component of the current with constant amplitude of the AC component ($I_{\text{bias}} + I_{\text{ac}}$). The measurements were made at a frequency of 9.777 KHz. AC current amplitude was $I_{\text{ac}} = 20$ μA . Low-pass filters separate the DC component of the signal. In this way, the direct and differential current–voltage characteristics were measured simultaneously. A similar measurement scheme has proven itself to be effective in detecting terahertz radiation [25, 26], Fraunhofer modulation [27], detecting subharmonic Shapiro steps [28] in low-resistance Josephson junctions, to obtain the first and second derivatives of tunnel current–voltage characteristics [23], precision resistance measure

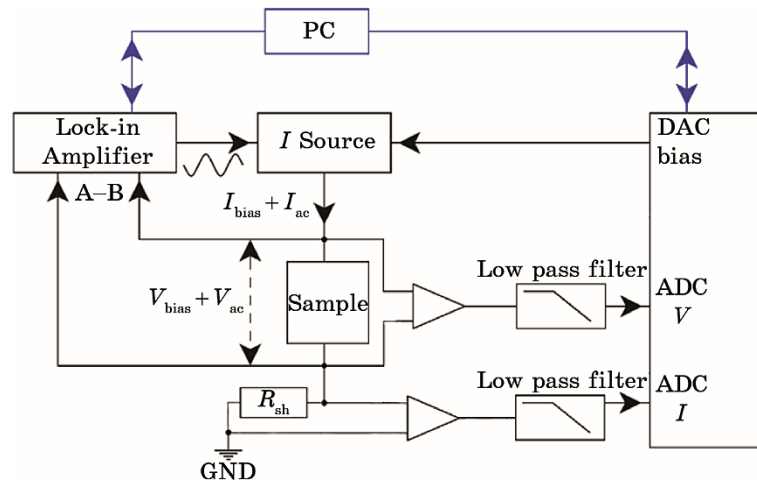


Fig. 2. Scheme for measuring the direct and differential current–voltage characteristics.

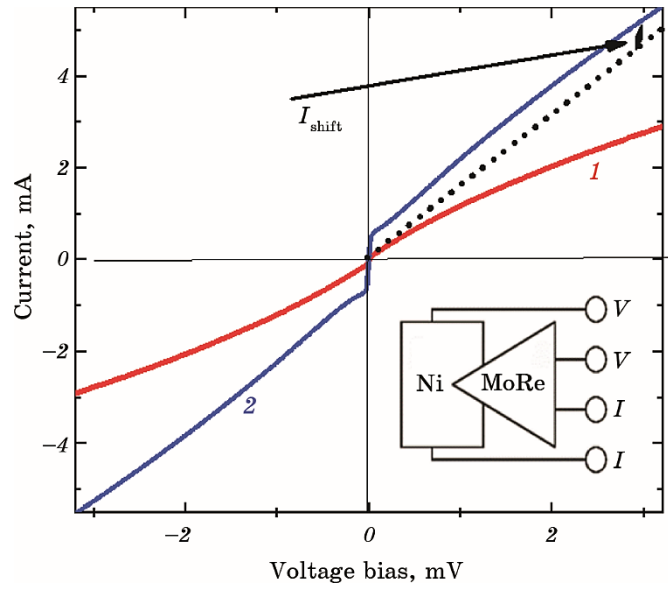


Fig. 3. Relatively small variations in the pressing of the Mo–Re alloy tip into the Ni film lead to small changes in the contact resistance from 1.42Ω (dashed line) to 0.70Ω (solid line), but radical alterations in the current–voltage curves. The dotted line demonstrates the presence of the excess current I_{exc} in the latter characteristic. The inset shows a 4-point measurement scheme.

[29], when the analysis of current–voltage characteristics is directly complicated by the presence of large noise in relation to small changes in the signal.

In the case of a single-band superconductor, the general formula for calculating the ratio of differential conductance in superconducting and normal states reads as [30]:

$$\frac{G_S(V)}{G_N} = 1 + \frac{1 + D_N |\gamma(E)|^2 - R_N |\gamma^2(E)|^2 - |1 - R_N \gamma^2(E)|^2}{|1 - R_N \gamma^2(E)|^2}. \quad (1)$$

Here, the parameter Z determines the probability of electron transmission through the interface $D_N = 1/(1 + Z^2)$ in the normal state as well as the reflection probability $R_N = 1 - D_N = Z^2/(1 + Z^2)$, $E = eV$, $\gamma(E) = \Delta(E) / (E + (E^2 - \Delta^2(E))^{1/2})$, the normal conductivity G_N is proportional to the D_N magnitude. It is convenient to introduce a constant imaginary part in the electronic energy $E \rightarrow E + i\Gamma$ with the Dynes parameter Γ that takes into account the effects of inelastic-scattering processes and temperature.

Hence, in a single-band superconductor, we have three adjustable parameters: the energy gap Δ , the interface scattering efficiency Z ,

and the parameter Γ . When we are dealing with a two-band superconductor, their number doubles and a seventh parameter is added, which specifies the relative contribution of the two bands to the final result: $\Delta_l, \Delta_s, Z_l, Z_s, \Gamma_l, \Gamma_s$ and the weighting factor $w_l < 1$ ($w_s = 1 - w_l$):

$$G(V) = w_l G_l(V) + w_s G_s(V). \quad (2)$$

4. MAIN RESULTS AND DISCUSSION

We started by proving a high sensitivity of the contacts between the two-gap superconductor and a strong ferromagnet to the interface properties is shown in the representative Fig. 3.

Let us analyse the curve 2 in Fig. 3 using the expression for the excess current $I_{\text{exc}} = 4\Delta/3eR_N$ obtained in the paper [31] we get the value $\Delta = 0.55$ meV that can be considered as an average value of the energy gap after the two-band Mo–Re superconductor approaches the ferromagnetic Ni. Let us check this conclusion by comparing the experimentally measured dependence of the differential resistance $dV/dI_S(V)$ on the applied bias voltage V with the theoretically expected formula (1). The obtained parameters are given in the caption to Fig. 4. Obviously, there is a suppression of two energy gaps, which affects the smaller gap more strongly. Apparently, this is a consequence of the discrepancy between the band parameters of the ferromagnetic Ni elec-

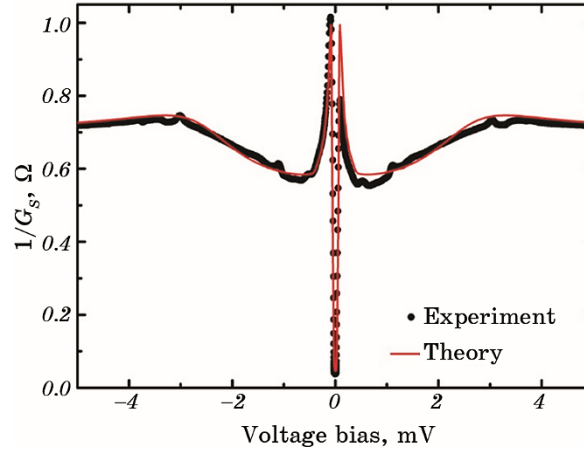


Fig. 4. Differential resistance $1/G_s(V) = dV/dI_S(V)$ for the sample whose I – V curve is shown in Fig. 3 as line 2. In the normal state, $G_N = 1.43S$. The contact parameters Z and Γ for two electron bands differ significantly from each other: $Z_s = 1.9$, $Z_l = 1.4$, $\Gamma_s = 0.015$, $\Gamma_l = 1.1$ as well as the energy gaps $\Delta_s = 0.08$ meV and $\Delta_l = 0.65$ meV, partial contributions of the bands $w_s = 0.4$ and $w_l = 0.6$, the measurement temperature was of 4.2 K.

trode and the corresponding electron band in the Mo–Re alloy, which is responsible for the larger gap Δl . The asymmetry of the peaks in Fig. 4 can be associated with the dependence of the positive and negative critical current on the contact’s own field, which is induced by the transport current, as well as with the magnetic flux trapped nearby [28].

5. SUMMARY

For the first time, we have created and studied electrical characteristics of a point contact between the two-band/two-gap superconductor, the Mo–Re alloy, and the strong ferromagnet, Ni. In agreement with the theory [15], we have found that small variations in the contact resistance caused by pressing the Mo–Re tip against the Ni film led to radical changes in the current–voltage characteristics. Unexpectedly, the proximity effect of Ni noticeably differs for the two bands in the Mo–Re alloy while the small gap opened at the main band is strongly suppressed by the presence of a nearby ferromagnetic, the large gap experiences not so big changes. We believe that it is emerging at a new small band that opens at low Re concentrations and strong discrepancy between the corresponding momenta in the Mo–Re alloy and ferromagnetic Ni prevents intensive exchange of electrons between them, see also the work [9]. In our opinion, additional experiments aimed to study quantum noise in such systems [32] may shed light on this issue.

This work was carried out within the framework of the project 2020.02/0408 funded by the National Research Foundation of Ukraine.

REFERENCES

1. H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, *Phys. Rev. Lett.*, **3**: 552 (1959).
2. A. J. Leggett, *Prog. Theor. Phys.*, **36**: 901 (1966).
3. G. Binnig, A. Baratoff, H. E. Hoenig, and J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.*, **45**: 1352 (1980).
4. C. Ren, Z. S. Wang, H. Q. Luo, H. Yang, L. Shan, and H. H. Wen, *Phys. Rev. Lett.*, **101**: 257006 (2008).
5. V. Cvetkovic and Z. Tesanovic, *Europhys. Lett.*, **85**: 37002 (2009).
6. V. Tarenkov, A. Dyachenko, V. Krivoruchko, A. Shapovalov, and M. Belogolovskii, *J. Supercond. Nov. Magn.*, **33**: 569 (2020).
7. V. Tarenkov, A. Shapovalov, O. Boliashova, M. Belogolovskii, and A. Kordyuk, *Low Temp. Phys.*, **47**: 101 (2021).
8. V. Tarenkov, A. Shapovalov, E. Zhitlukhina, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *Low Temp. Phys.*, **49**: 103 (2023).
9. H. Zhang, Q. Yang, Q. Dai, K. Linghu, R. Nie, and F. Wang, *Supercond. Sci. Technol.*, **27**: 055020 (2014).
10. V. N. Krivoruchko and V. Yu. Tarenkov, *Phys. Rev. B*, **75**: 214508 (2007).

11. V. N. Krivoruchko and V. Yu. Tarenkov, *Phys. Rev. B*, **78**: 054522 (2008).
12. V. Krivoruchko and V. Tarenkov, *Phys Rev B*, **86**: 104502 (2012).
13. X. Liu, R. P. Panguluri, R. Mukherjee, D. Mishra, S. Pokhrel, D. P. Shoemaker, Z.-F. Huang, and B. Nadgorny, *Phys. Rev. B*, **106**: 224417 (2022).
14. M. A. Belogolovskii, Yu. F. Revenko, A. Yu. Gerasimenko, V. M. Svistunov, E. Hatta, G. Plitnik, V. E. Shaternik, and E. M. Rudenko, *Low Temp. Phys.*, **28**: 391 (2002).
15. R. Grein, T. Löfwander, G. Metalidis, and M. Eschrig, *Phys. Rev. B*, **81**: 094508 (2010).
16. F. Pérez-Willard, J. C. Cuevas, C. Sürgers, P. Pfundstein, J. Kopu, M. Eschrig, and H. V. Löhneysen, *Phys. Rev. B*, **69**: 140502(R) (2004).
17. L. S. Sharath Chandra, S. Sundar, S. Banik, S. K. Ramjan, M. K. Chattopadhyay, N. Jha, and S. B. Roy, *J. Appl. Phys.*, **127**: 163906 (2020).
18. N. A. Tulina and S. V. Zaitsev, *Solid State Commun.*, **86**: 55 (1993).
19. S. Sundar, L. S. S. Chandra, M. K. Chattopadhyay, and S. B. Roy, *J. Phys.: Condensed Matter*, **27**: 045701 (2015).
20. W. Nolting, W. Borgiel, V. Dose, and Th. Fauster, *Phys. Rev. B*, **40**: 5015 (1989).
21. I. P. Nevirkovets and M. A. Belogolovskii, *Supercond. Sci. Technol.*, **24**: 024009 (2011).
22. J. Talvacchio, M. A. Janocko, and J. Gregg, *J. Low Temp. Phys.*, **64**: 395 (1986).
23. A. D'yachenko, A. Kalenyuk, V. Tarenkov, A. Shapovalov, O. Boliashova, and D. Menesenko, *Low Temp. Phys.*, **49**: 209 (2023).
24. M. Poláčková, E. Zhitlukhina, M. Belogolovskii, M. Gregor, T. Plecenik, and P. Seidel, *Eur. Phys. J. Plus*, **138**: 486 (2023).
25. R. Cattaneo, E. A. Borodianskyi, A. A. Kalenyuk, and V. M. Krasnov, *Phys. Rev. Applied*, **16**: L061001 (2021).
26. M. M. Krasnov, N. D. Novikova, R. Cattaneo, A. A. Kalenyuk, and V. M. Krasnov, *Beilstein J. Nanotechnol.*, **12**: 1392 (2021).
27. A. A. Kalenyuk, A. Pagliero, E. A. Borodianskyi, A. A. Kordyuk, and V. M. Krasnov, *Phys. Rev. Lett.*, **120**: 067001 (2018).
28. A. A. Kalenyuk, E. A. Borodianskyi, A. A. Kordyuk, and V. M. Krasnov, *Phys. Rev. B*, **103**: 214507 (2021).
29. A. A. Kalenyuk, A. Pagliero, E. A. Borodianskyi, S. Aswartham, S. Wurmehl, B. Büchner, D. A. Chareev, A. A. Kordyuk, and V. M. Krasnov, *Phys. Rev. B*, **96**: 134512 (2017).
30. D. Daghero and R. S. Gonnelli, *Supercond. Sci. Technol.*, **23**: 043001 (2010).
31. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**: 4515 (1982).
32. E. Zhitlukhina, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *Appl. Nanosci.*, **10**: 5121 (2020).

PACS numbers: 61.50.Ks, 62.20.D-, 62.50.-p, 64.30.-t, 65.60.+a, 81.40.Jj, 81.70.Bt

Equation of State and Thermal Properties of Bulk Metallic Glass under High Compressions

S. Gaurav, S. Shankar*, Arvind Mishra**, and S. P. Singh

*Department of Applied Physics, Amity University,
Amity Road, Sector 125,
122413 Noida, India*

**Experimental Research Laboratory, Department of Applied Physics,
ARSD College, University of Delhi,
Dhaura Kuan Enclave I,
110021 New Delhi, India*

***Department of Applied Science and Humanities,
G. L. Bajaj Institute of Technology and Management,
201303 Noida, India*

Studies on the equation of state (EOS) for solids are highly valuable in the field of condensed matter physics and geophysics. The analyses of the equation of state under high compressions for solids are already performed. In the proposed study, we have considered the four different approaches (finite strain and interionic potential) to study P – V – T relationship for amorphous glasses. The theoretically obtained results are compared with available experimental data to compare and verify the best suitable equation of state for amorphous solids like glass, which can be used in the future to find the thermodynamic parameters of bulk metallic glass, which is also an amorphous solid in total. The results obtained from Shanker EOS and higher-order Shanker EOS are found to be more consistent with the experimental results. We calculate the Grüneisen parameter and thermal conductivity for the bulk metallic glasses (window and water white glasses) under high compressions.

Key words: bulk metallic glass, equation of state, finite strain theory, Lagrangian strain, Eulerian strain, Debye temperature, thermal conductivity.

Дослідження рівнянь стану твердих тіл є важливим для фізики конденсо-

Corresponding author: Sharma Gaurav
E-mail: gsharma6@amity.edu

Citation: S. Gaurav, S. Shankar, Arvind Mishra, and S. P. Singh, Equation of State and Thermal Properties of Bulk Metallic Glass under High Compressions, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 45, No. 10: 1151–1164 (2023). DOI: [10.15407/mfint.45.10.1151](https://doi.org/10.15407/mfint.45.10.1151)

ваних середовищ і геофізики. Аналізу рівняння стану за високих стиснень для твердих тіл вже виконано. В даній роботі розглянуто чотири різні підходи (скінченної деформації та міжйонного потенціалу) задля дослідження P - V - T -співвідношення для аморфного скла. Теоретично одержані результати порівнюються з наявними експериментальними даними для знаходження найбільш підходящого рівняння стану для аморфних твердих речовин, яке можна використовувати для визначення термодинамічних параметрів масивного металевго скла, яке також є аморфним твердим тілом. Результати, одержані за допомогою Шенкерового рівняння та Шенкерового рівняння з врахуванням вищих порядків, виявилися найбільш узгодженими з експериментальними результатами. Було обчислено Грюнайзенів параметер і теплопровідність для об'ємного металевго скла (віконного та водяного білого скла) за високих тисків.

Ключові слова: масивне металеве скло, рівняння стану, теорія скінченної деформації, Лягранжева деформація, Ойлерова деформація, Дебайова температура, теплопровідність.

(Received 17 December, 2022; in final version, 12 January, 2023)

1. INTRODUCTION

Several investigations previously expressed different approaches for developing various forms of the equation of states (EOS) in order to study the behaviour of solids under high pressure [1–8]. The present investigation is an extension to the applicability and validity of existing equations of state for solids that are up to extremely high pressure, additionally, the purpose is also to search for an equation of state that is truly universal, *i.e.*, validating for both crystalline and amorphous solids. Once knowing the EOS correctly, we can use it to study the geophysical details [8–10, 20], thermoelastic properties of solids [9], and can calculate the Gibbs free energy. Nucleation of metallic glasses can be controlled and effected with powerful effects [11, 12]. Our purpose in this work is to analyse some of the important parameters of amorphous glass by applying four equations of state. The equations are derived from finite strain theory [3, 8], volume dependence of the short-range force constant derived from inters ionic potentials and pressure dependence of the bulk force constant [13, 15, 21, 22]. Bulk metallic glass possesses better properties than ordinary crystalline glass, for instance, it is twice as strong as titanium together with displaying properties of elasticity and hardness over ceramic. Due to the absence of crystallization defects, it is resistant to corrosion and wear yet can be moulded and changed even in a net. As far as the structure of bulk metallic glass (BMG) is concerned, the atoms of metallic glass are randomly frozen [23], disordered and amorphous in nature whereas the atoms of metals arrange themselves in a repeated pattern, *i.e.*, follow-

ing crystallization property. Thereafter, verifying and finding the best equation of state for amorphous solids being compatible with the experimental data, the same equation will be used to find the thermodynamic parameters for BMG.

Present work aims to assess the applicability and validity of EOS in amorphous glasses, for which the two different glasses, *i.e.*, window glass $(\text{SiO}_2)_{1-x}(\text{Na}_2\text{O})_x$ ($x=0.2$), and water white glass $(\text{Na}_2\text{SiO}_3)$ have been considered for study on the basis of availability of input data and the results are computed at high compressions using four different EOSs based on different approaches (finite strain and interionic potential). In Section 3, the results derived from these equations of state for glasses are compared with available experimental data. The behaviour of the compressibility with pressures of bulk metallic glasses is described in Sec. 4. The study based on the anharmonic behaviour and thermal conductivity for window glass and water white glass is given in Sec. 5.

2. DIFFERENT FORMS OF EQUATION OF STATE

The equation of state was derived by employing various approaches [1, 9, 11, 14]. Here, we are considering the following methods.

2.1. Equation of State Based on the Eulerian Strain

The Eulerian strain [10] is

$$\varepsilon(\eta) = \frac{1 - \eta^{-2/3}}{2} \left[1 - \left(\frac{V_0}{V} \right)^{-2/3} \right].$$

Using Eulerian strain, the pressure relation is

$$P(\varepsilon, 0) = -3K_{T_0}(1 - 2\varepsilon)^{-5/2} \varepsilon [1 - 3(K'_0 - 4)\varepsilon / 2]. \quad (1)$$

2.2. Equation of State Based on Lagrangian Strain

The Lagrangian strain [10] is given by

$$\varepsilon(\eta) = \frac{\eta^{2/3} - 1}{2} \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{2/3} - 1 \right].$$

The pressure expression obtained using Lagrangian strain is given by

$$P(\eta, 0) = -\frac{3}{2} K_{T_0} (\eta^{-1/3} - \eta^{-1/3}) \left[1 - \frac{3}{4} K'_0 (\eta^{2/3} - 1) \right]. \quad (2)$$

2.3. B–M Third Order Equation of State

The original derivations of Birch are derived from Murnaghan's theory of finite elasticity [1, 2, 8]. Birch's EOS based on ε parameter. To the third order, the isothermal B–M equation of state is

$$P(\eta, 0) = -\frac{3}{2}K_{T_0}(\eta^{-5/3} - \eta^{-7/3})[1 - 3(K'_0 - 4)(1 - \eta^{-2/3}) / 4]. \quad (3)$$

2.4. Equation Based on Volume Dependence of Force Constant from Interionic Potential

Shanker EOS depicting the relationship between P and V/V_0 can also be calculated using the volume dependence. To determine volume dependence of A (force constant) [15], we take

$$A = A_0 f, \quad (4)$$

where A_0 is independent on volume and f is a function of volume or compression V/V_0 .

Now, using Shanker *et al.* approach [15], the expression of P is given by

$$P = K_0(V / V_0)^{-4/3} \left[\left(1 - \frac{1}{t} + \frac{2}{t^2} \right) (\exp(ty) - 1) + y \left(1 + y - \frac{2}{t} \right) \exp(ty) \right], \quad (5)$$

where

$$t = K'_0 - \frac{8}{3}, \quad y = 1 - \frac{V}{V_0}.$$

The modified form of Shanker EOS is Higher Order EOS (HOS) (taking higher order terms) is given by

$$P = K_0(V / V_0)^{-4/3} \left[\left(1 - \frac{1}{t} + \frac{2}{t^2} - \frac{6}{t^3} \right) (\exp(ty) - 1) + y \left(1 + y - \frac{2}{t} + y^2 - \frac{3y}{t} + \frac{6}{t^2} \right) \exp(ty) \right]. \quad (6)$$

3. RESULTS AND DISCUSSIONS

Values of K_0 and K'_0 used in the present calculations are shown in Table 1, which have been reported by A. K. Pandey *et al.* [16]. The results for the value of P as a function of V/V_0 down to 0.40 are given in Tables

TABLE 1. Input values of isothermal bulk modulus (K_0) and its first pressure derivative at zero pressure.

No.	Glass	K_0 , GPa	K'_0 , GPa	γ_0
1	Window glass	38.70	2.88	1.27
2	Water white glass	45.70	1.78	0.71

TABLE 2. Variation of P vs. V/V_0 for window glass.

V/V_0	P , GPa (Eq. (3))	P , GPa (Eq. (5))	P , GPa (Eq. (6))	P , GPa (Eq. (2))	P , GPa (Eq. (1))	Ref. [16, 17]
1	0	0	0	0	0	0
0.9	4.727	4.742	4.744	4.68	3.33	4.74
0.8	11.686	11.863	11.885	11.22	5.55	11.86
0.7	21.87	22.802	22.935	20.16	6.66	22.8
0.6	36.374	40.146	40.673	32.25	6.63	40.15
0.5	54.841	68.943	70.609	48.70	5.44	68.95
0.4	65.885	120.2	124.928	71.57	3.11	120.21

TABLE 3. Variation of P vs. V/V_0 for water white glass.

V/V_0	P , GPa (Eq. (3))	P , GPa (Eq. (5))	P , GPa (Eq. (6))	P , GPa (Eq. (2))	P , GPa (Eq. (1))	Ref. [16, 17]
1	0	0	0	0	0	0
0.9	5.225	5.297	5.298	3.68	5.25	5.3
0.8	11.689	12.516	12.537	5.56	12.09	12.51
0.7	18.441	22.688	22.808	5.62	20.95	22.68
0.6	21.143	37.615	38.051	3.85	32.50	37.6
0.5	2.81	60.734	60.62	0.28	47.75	60.7
0.4	-106.841	99.418	102.713	-5.04	68.48	99.34

2, 3. It has been claimed by experimental results [16, 17].

4. VARIATION OF COMPRESSIBILITY UNDER HIGH PRESSURES

Researchers have developed a new method for controlling and influencing the nucleation and growth of metal glasses using high pressure (HP) [17, 18] causing large changes in Gibbs free energy, atomic distance and chemical bonding. For instance, molecular rearrangements can occur at high pressure, suppressing long distance nuclear diffusion in the state of super-cold liquid. Under high pressure, BMG can be crystallized into very fine-grained nanostructured materials. For

nanostructured materials derived from BMG [19], nanoparticle aggregation may be avoided by reducing frequent contamination and grain growth. Crystallization in BMG is very complex due to the primary crystallization in the super-cold liquid state and the possible phase separation before the complex diffusion flow. In addition, metal glasses respond to pressure in a complex way. In various glasses, high pressure is found to stimulate or suppress crystallization [20, 21] indicating extended scattering peaks depicting that samples (> 6 GPa) can achieve a completely amorphous phase with applied pressure using experimental techniques.

Although, when subdued at low pressure (4.5 GPa), crystalline peaks are weak but sharp and suggest a broad hump implying that a complete assessment is not possible at this pressure. However, more intense crystalline peaks superpose on broad peaks in which the volume fraction of the crystalline phases is more than 15% [24], when cooled at very low pressures (2.5 GPa).

The equation of solid state plays a vital role in applications of geophysics and condensed matter physics [11, 22, 35]. However, little is known about the EOS. As for metallic glasses, EOS measurements are primarily hampered by the inability to prepare bulk metallic glass specimens, as in the present study, we investigated the behaviour of bulk metallic glass using EOSs. It becomes possible to study various properties at high temperatures and pressures owing to the large volume and high thermal stability of the device.

In order to study the elastic wave propagation within the solid, the ultrasonic method is the governing tool and the structural and vibrational characteristics of the material can be analysed, giving important information about its sound detection capabilities. An ideal solution to studying the equation of state would be to measure the pressure-based acoustic properties. In this work, we have studied EOS for bulk metallic glasses and predicted suitability for it. We have used Eq. (1) to Eq. (3), Eq. (5), and Eq. (6), and the results are shown in Table 2. Few findings are the next.

The compressibility of solids is determined by the nature of the interatomic potential and atomic configurations, and therefore, the findings above suggest that BMG's short-distance order structure is correlated with their metal components atomic configuration (Table 2). A correlation is found between the BMG curves and their metallic components, which indicate a different average result for each element. Shankar EOS and high order Shankar EOS, derived from the atomic potential approach, are more reliable and closer to the results of experiments [16, 17, 23] shown in Tables 2 and 3.

The behaviour of bulk metallic glasses of more than 6 GPa is examined in Figs. 1, 2. At low pressures, the window glass shows a full crystalline phase but with increasing pressure it loses its crystalline phase,

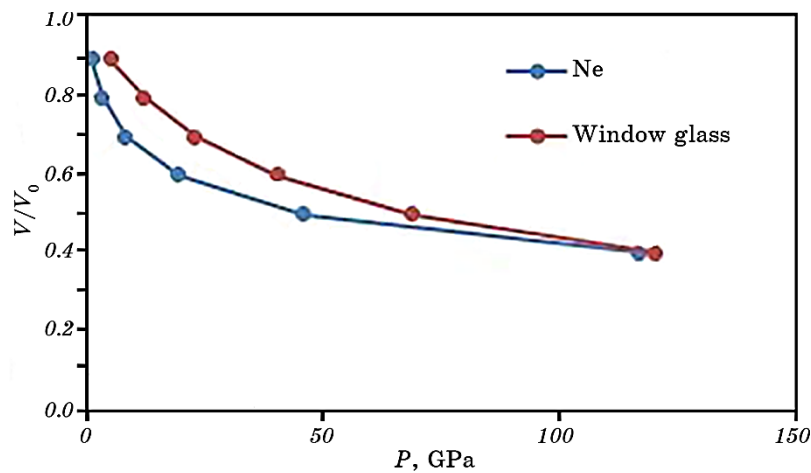


Fig. 1. Variation of P versus V/V_0 for window glass and Ne.

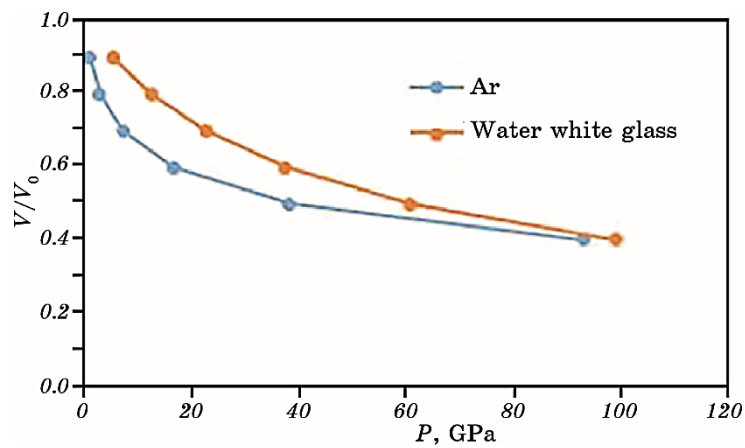


Fig. 2. Variation of P versus V/V_0 for water white glass and Ar.

close to Ne (at low pressures, the window glass shows a complete crystalline phase, but loses its crystalline phase with increasing pressure, close to Ne) [12, 24]. At the same time, the water white glass is similar to Ar [12, 24].

5. ANHARMONICITY AND THERMAL CONDUCTIVITY OF BMG

The ratio of γ is a vital quantity in condensed matter physics as well as Shockwaves and the field of geophysics. At high Grüneisen pressure and temperature, it is known to exhibit thermodynamic behaviour. The

anharmonicity of solids is directly linked to the Grüneisen parameter. The greater the value of γ , the greater is its anharmonic nature.

The knowledge of the Grüneisen ratio is also required to obtain the thermal EOS. In geophysics, the value of the Grüneisen ratio is used to constrain geographically.

Essential parameters like pressure as well as temperature of the metal and core [8, 25]. Shock wave measurements are also a major problem while determining the functional dependence of the material on the Grüneisen ratio on volume in physics. The outcomes of shock-wave experiments provide us uninterrupted data on the compressive and thermal behaviour of metals, rocks, minerals and ceramics at high pressures and temperature. Unfortunately, data points are often rarely deployed and distributed randomly. Therefore, it is a challenge to have a perfect EOS for solid from their feedback of shock-wave loading. That is, their thermodynamic properties can easily be obtained by any simple difference. Thus, it is not only possible to obtain a reliable interpolation measurement but to predict the compressive and thermal properties of solids at high-pressure high-temperature throughout the field, obtained by shock-wave loading on a sound physical basis.

One way to get the perfect EOS for a solid from their response to shock-wave loading is to use a specific form of this dependence in conjunction with shock Hugoniot. That is why it is important to achieve an independent form of shock Hugoniot or isotherm. The Grüneisen ratio used in shock physics has not been done so far. Therefore, the purpose of the present work is to apply similar approaches to predict anharmonic behaviour of BMGs (window and water white glass).

The expressions of γ based on different approaches are given by Anderson [26]:

$$\gamma\rho = \gamma_0\rho_0 = \text{const}, \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right) = \left(\frac{V}{V_0}\right), \quad (7)$$

Bennett *et al.* [27]:

$$\gamma = \gamma_0\rho_0 / \rho + (2 / 3)(1 - \rho_0 / \rho), \quad (8)$$

Thomson and Lauson [28]:

$$\gamma = \gamma_0\rho_0 / \rho + (2 / 3)(1 - \rho_0 / \rho)^2, \quad (9)$$

Srivastava and Sinha [29]:

$$\gamma = \gamma_0 \exp \left[\ln(2\gamma_0) \left\{ \left(\frac{V}{V_0} \right)^q - 1 \right\} \right], \quad (10)$$

where third-order Grüneisen ratio

$$q' = q_0 / \ln(2\gamma_0),$$

Rice [30]:

$$\frac{\gamma}{V} = \frac{\gamma_0}{V_0} \left[1 + \gamma_0 \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \right]^{-1}. \tag{11}$$

When ambient conditions are met, all expressions predict splendid accuracy values. The $\gamma\rho = \gamma_0\rho_0 = \text{const}$ higher compression causes approximation to fail. It is equivalent to the expression proposed by Bennet *et al.* [27] and Rice [30]. Considering that there are physical assumptions involved, the author prefers Srivastava and Sinha's [29] model. Given, by using the response of solids to shock-wave loads, EOS could be derived for solids, author prefer Eq. (10) rather than Eq. (9) for the reason that it γ_∞ is used instead of q_0 , which is not commonly used in shock physics. The variation of γ versus pressure using above-mentioned approaches for window glass and water white glass is shown in Figs. 3 and 4.

The capacity of solids to transfer heat is one of their most basic features. The thermal conductivity coefficient χ , which is described by the macroscopic equation for the rate of heat energy flow per unit area Q normal to the gradient ∇T , $Q = -\chi\nabla T$, is commonly used to quantify this attribute.

In order to design power-dissipating devices, it is crucial to understand and manage semiconductor thermal conductivity. Examples of such devices include power transistors, solar cells in bright sunlight, diodes, transistors, and semiconductor lasers all have a lot of internal

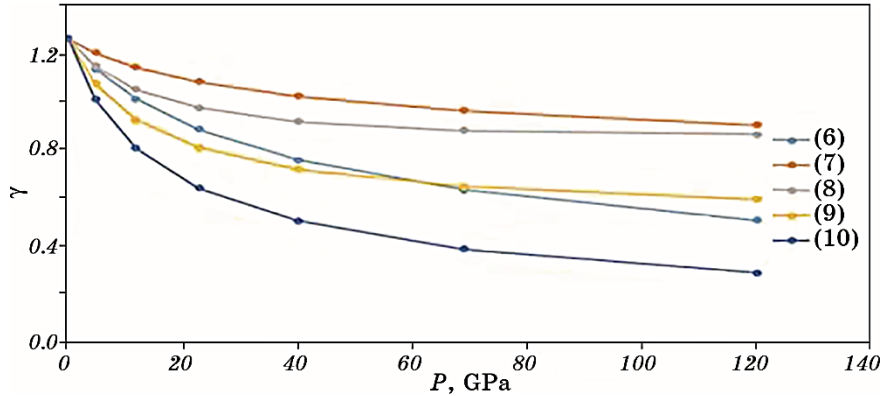


Fig. 3. Variation of γ versus pressure for window glass.

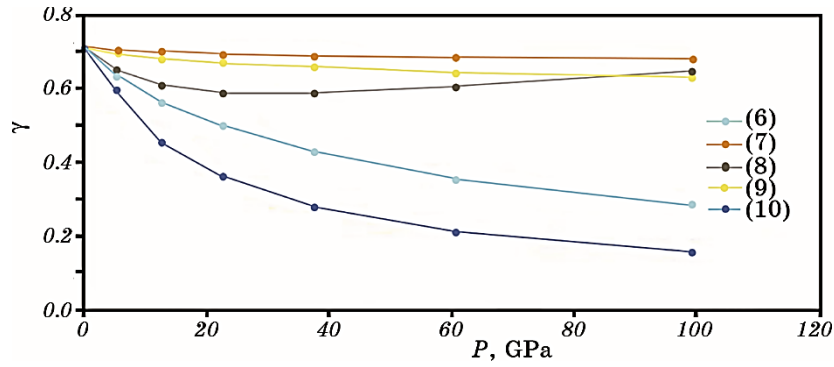


Fig. 4. Variation of γ versus pressure for water white glass.

power dissipation, and the device materials' high thermal conductivity can help transport that energy to a heat sink. Low heat conductivity of semiconductor alloys, on the other hand, in thermoelectric devices can be made more efficient by increasing their figure of merit.

Several types of crystalline solids are investigated for their thermal conductivity, with a focus on materials with $\kappa > 0.5 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. The lattice thermal conductivity of a solid in this domain has been examined by Slack [32] and Berman [33] using several early estimates. The values of the thermal conductivity for solids at temperatures in the vicinity of their Debye temperature can be used as approximate values for our purposes as displayed in Figs. 5 and 6.

We can now enumerate the essential parameters that make an electrically insulating substance thermally conductive using equation of Slack [32]: low n (simple crystal structure), small Grüneisen parameter, and high Debye temperature.

To determine the effects of pressure P and temperature T on thermal conductivity, we need to know how the Debye temperature parameter varies. For this, we used the following relationship:

$$\theta(P) = \theta_0 \left(1 + \frac{\gamma_0}{K_0} P \right). \quad (12)$$

Tang [34] established the following empirical relationship by using the predicted data for thermal conductivity variations with pressure:

$$\chi = A_1 + B_1 P, \quad (13)$$

where $A_1 = K_0$ and $B_1 = \chi_0/K_0(5/3 + 3\gamma_0)$, or in rewritten form:

$$\frac{\chi}{\chi_0} = \left[1 + \frac{1}{K_0} \left(\frac{5}{3} + 3\gamma_0 \right) P \right]. \quad (14)$$

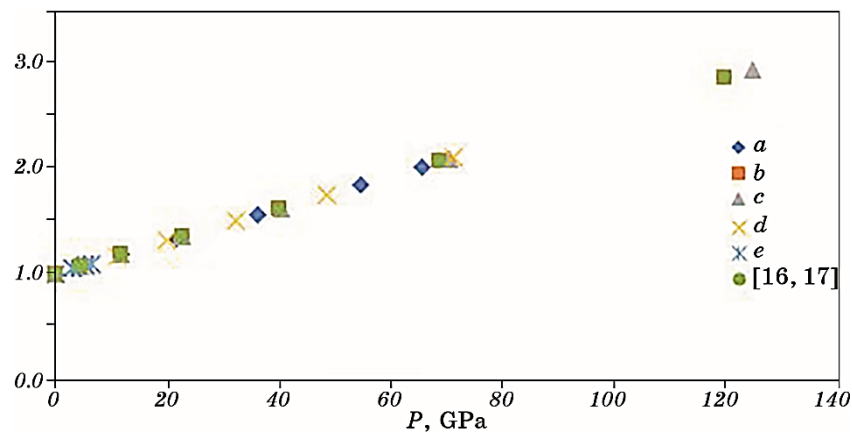


Fig. 5. Pressure dependence of Debye temperature ratio for window glass. The points predicted through the empirical relationship (12) taking pressure values from Eq. (1) (*a*), Eq. (2) (*b*), Eq. (3) (*c*), Eq. (5) (*d*), Eq. (6) (*e*) and available data [16, 17].

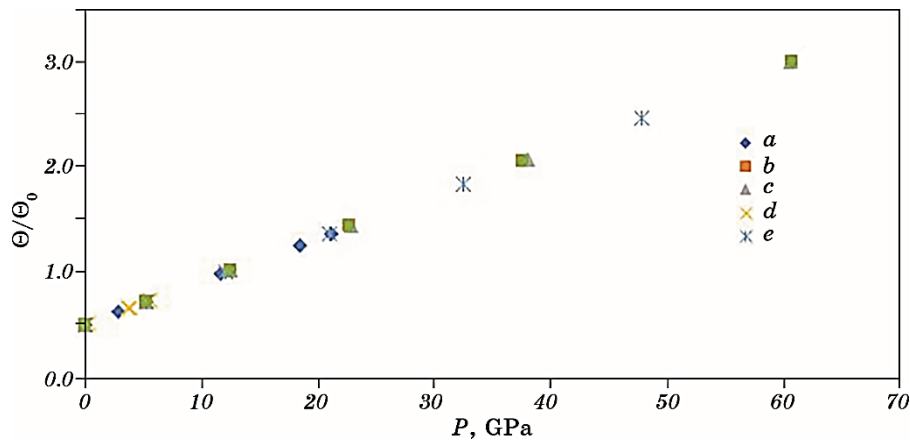


Fig. 6. Pressure dependence of Debye temperature ratio for water white glass. The points predicted through the empirical relationship (12) taking pressure values from Eq. (1) (*a*), Eq. (2) (*b*), Eq. (3) (*c*), Eq. (5) (*d*), Eq. (6) (*e*) and available data [16, 17].

The anticipated values for χ/χ_0 from Eq. (14) are shown in Figs. 7 and 8. The thermal conductivity rises with increasing pressure at constant temperature due to polar opposite type the thermal conductivity of isobaric and isothermal are changes significantly. At concurrently increased pressures and temperatures, the materials beneath consideration turn into modest due to adjustment of thermal conductivity.

Due to the lack of experimental data at high temperatures and pres-

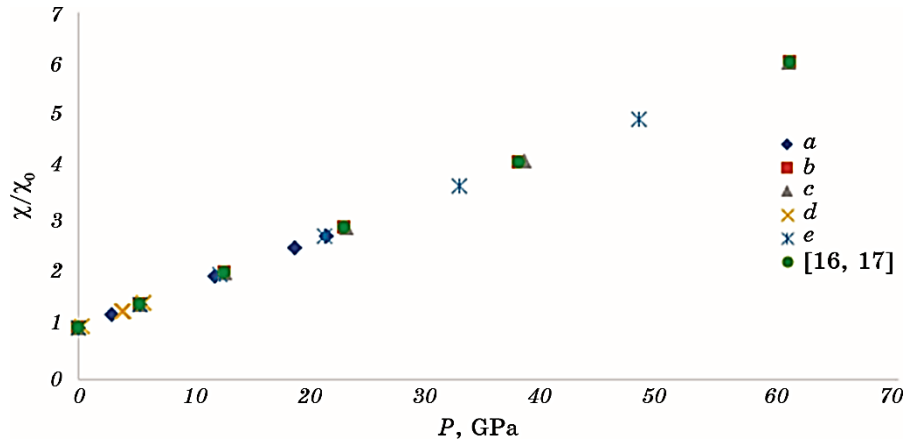


Fig. 7. Pressure dependence of thermal conductivity for water white glass at $T = 300$ K. The points predicted through the empirical relationship (13) taking pressure values from Eq. (1) (a), Eq. (2) (b), Eq. (3) (c), Eq. (5) (d), Eq. (6) (e) and available data [16, 17].

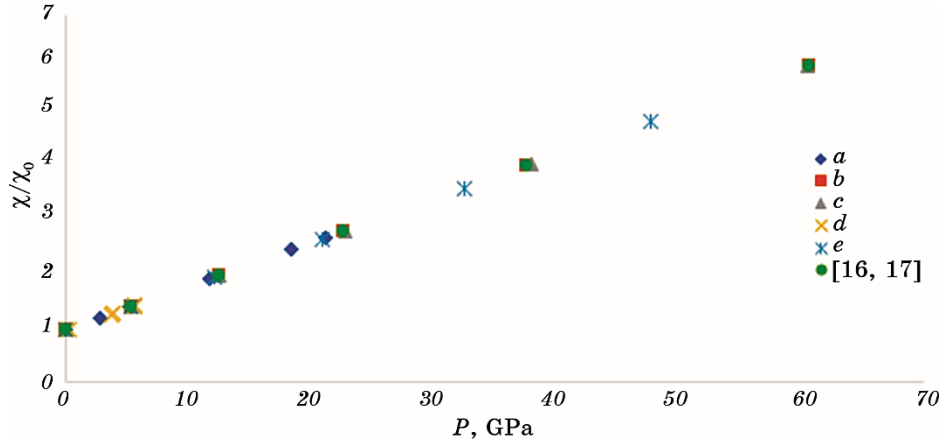


Fig. 8. Pressure dependence of thermal conductivity for window glass at $T = 300$ K. The points predicted through the empirical relationship (14) taking pressure values from Eq. (1) (a), Eq. (2) (b), Eq. (3) (c), Eq. (5) (d), Eq. (6) (e) and available data [16, 17].

tures, the empirical Eq. (14) is assumed to hold at these temperatures and pressures. In this work, we evaluated thermal pressure using the most trustworthy EOSs created recently by various methodologies (Eqs. (1)–(3), (5), (6), and accessible data). As a result, the data is generated by Eq. (14) and the results are achieved in this study under various pressure ranges.

Thermal conductivity, Grüneisen parameter, and Debye temperature must be connected. The analysis indicates that lower Grüneisen parameter, high Debye temperature, and high thermal conductivity closely match. Using EOS fit software [31], compute the thermal expansion values of window ($\alpha_0 = 77.91 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ at 300 K) and water white glass ($\alpha_0 = 35.33 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ at 300 K). Figure 8 shows a larger value of thermal expansion and a lower value of thermal conductivity of water white glass.

6. CONCLUSION

When glass materials are subjected to high compressions, P values obtained from Shanker EOS are in good agreement with those obtained from third-order B–M EOS. We have also obtained the results from higher-order Shanker EOS, which are quite related to the experimental results. The analysis shows the consistency of Shanker and higher-order Shanker EOS with experimental results. The present study concludes that the Shanker EOS and higher Shanker EOS are more consistent than the other EOSs and can be used to study the thermodynamic parameter and existing hardness of metallic glasses.

The window and water white glasses are predicted to be having anharmonicity. Because of the phase shift in the proximity of argon and neon gases, it will decrease at greater pressures. High-temperature and high-pressure thermal conductivity data are not accessible from experiment. The findings acquired as a result of the relation, which accurately reproduced available experimental data at low pressures.

REFERENCES

1. F. D. Stacey, B. J. Brennan, and R. D. Irvine, *Geophys. Surveys*, **4**, No. 3: 189 (1981).
2. F. Birch, *J. Geophys. Research*, **57**, No. 2: 227 (1952).
3. A. Keane, *Australian J. Phys.*, **7**, No. 2: 322 (1954).
4. C. A. Swenson, *J. Phys. Chem. Solids*, **29**, No. 8: 1337 (1968).
5. O. L. Anderson, *Equations of State of Solids for Geophysics and Ceramic Science* (Oxford: Oxford University Press: 1995).
6. D. Q. Zhao, M. X. Pan, W. H. Wang, B. C. Wei, T. Okada, and W. Utsumi, *J. Phys. Cond. Matter*, **15**, No. 50: L749 (2003).
7. W. K. Wang, H. Iwasaki, and K. Fukamichi, *J. Mater. Sci.*, **15**, No. 11: 2701 (1980).
8. F. D. Murnaghan, *Proc. National Academy of Sciences*, **30**, No. 9: 244 (1944).
9. X. Sha and R. E. Cohen, *J. Phys.: Cond. Matter*, **23**, No. 7: 075401 (2011).
10. S. S. Kushwah and J. Shanker, *Physica B: Cond. Matter*, **253**, Nos. 1–2: 90 (1998).
11. P. Vinet, J. Ferrante, J. R. Smith, and J. H. Rose, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **19**, No. 20: L467 (1986).

12. S. Gaurav, B. S. Sharma, S. B. Sharma, and S. C. Upadhyaya, *Physica B: Cond. Matter*, **322**, Nos. 3–4: 328 (2002).
13. B. Rao, *Bulk Metallic Glasses: Materials of Future* (2009).
14. M. Born and K. Huang, *Dynamical Theory of Crystal Lattices* (Oxford: Oxford University Press: 1954).
15. S. S. Kushwah and J. Shanker, *Physica B: Cond. Matter*, **253**, Nos. 1–2: 90 (1998).
16. A. K. Pandey, B. K. Pandey, and Rahul, *J. Alloys Comp.*, **509**, No. 11: 4191 (2011).
17. W. H. Wang, P. Wen, L. M. Wang, Y. Zhang, M. X. Pan, D. Q. Zhao, and R. J. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, No. 24: 3947 (2001).
18. S. Zhongyi, C. Guiyu, Z. Yun, and Y. Xiujun, *Phys. Rev. B*, **39**, No. 4: 2714 (1989).
19. W. H. Wang, D. W. He, D. Q. Zhao, Y. S. Yao, and M. He, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, No. 18: 2770 (1999).
20. W. K. Wang, H. Iwasaki, C. Suryanarayana, and T. Masumoto, *J. Mater. Sci.*, **18**, No. 12: 3765 (1983).
21. F. Ye and K. Lu, *Acta Mater.*, **47**, No. 8: 2449 (1999).
22. P. W. Bridgman, *Rev. Modern Phys.*, **18**, No. 1: 1 (1946).
23. W. H. Wang, C. Dong, and C. H. Shek, *Mater. Sci. Eng. R: Reports*, **44**, Nos. 2–3: 45 (2004).
24. J. Hama and K. Suito, *J. Phys.: Cond. Matter*, **8**, No. 1: 67 (1996).
25. F. D. Stacey, *Phys. Earth Planetary Interiors*, **89**, Nos. 3–4: 219 (1995).
26. *Thermodynamics of Deep Geophysical Media*.
27. *LA-UR-92-3407 Sesame: the Los Alamos National Laboratory Equation of State Database Contents*.
28. V. Gospodinov, *Int. J. Mod. Phys.*, **28**: 1450196 (2014).
29. S. K. Srivastava and P. Sinha, *Phys. B: Cond. Matter*, **404**, No. 21: 4316 (2009).
30. M. H. Rice, *J. Phys. Chem. Solids*, **26**, No. 3: 483 (1965).
31. Ross J. Angel, Javier Gonzalez-Platas, and Matteo Alvaro, *Z. Kristallogr.*, **229**, Iss. 5: 405 (2014).
32. G. A. Slack, *Solid State Phys.*, **34**: 1 (1979); G. A. Slack, *J. Phys. Chem. Solids*, **34**, Iss. 2: 321 (1973).
33. R. Berman, *Thermal Conduction in Solids* (Oxford: Clarendon Press: 1976).
34. W. Tang, *J. Phys. Chem. Solids*, **62**, Iss. 11: 1943 (2001).
35. S. Gaurav, S. Shankar, R. Anamika, K. Pratibha, and S. Manish, *Rus. J. Earth Sci.*, **22**, No. 3: 5 (2022).

PACS numbers: 61.05.cp, 77.84.Bw, 78.30.Hv, 81.05.Je, 81.20.Ev, 81.20.Wk, 82.80.Pv

Single-Step Pressureless Synthesis of the High-Purity Ti_3AlC_2 MAX-Phase by Fast Heating

I. M. Kirian, A. M. Lakhnik, O. Yu. Khyzhun*, I. V. Zagorulko,
A. S. Nikolenko**, and O. D. Rud'

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine*

**I. M. Frantsevych Institute for Problems in Materials Science, N.A.S. of Ukraine,
3 Omeljan Pritsak Str.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine*

***V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, N.A.S. of Ukraine,
41 Nauky Ave.,
UA-03028 Kyiv, Ukraine*

A simple approach is presented to synthesise the high-purity MAX phase by the pressureless method. This method is featured by the short time in duration. The process is executed with a high heating rate (up to $\cong 10^2$ K/min) that inhibits the formation of the objectionable phases and limits elemental loss due to the short-time process. The samples containing $\cong 96\%$ wt. of the MAX phase Ti_3AlC_2 are successfully synthesised using the proposed technique.

Key words: MAX phase, pressureless synthesis, fast heating, ball milling.

Представлено простий підхід щодо синтезу МАХ-фази високої чистоти методом швидкісного нагріву без застосування тиску під час спікання. Процес здійснюється за високої швидкості нагрівання (до $\cong 10^2$ К/хв.), що перешкоджає утворенню небажаних фаз і обмежує втрати елементів завдяки короткій тривалості процесу. За запропонованою методикою синтезовано зразки, що містять $\cong 96\%$ ваг. МАХ-фази Ti_3AlC_2 .

Ключові слова: МАХ-фаза, безконтактна синтеза (без тиску), швидкий нагрів, кульове розмелювання.

Corresponding author: Oleksandr Dmytrovych Rud'
E-mail: rud@imp.kiev.ua

Citation: I. M. Kirian, A. M. Lakhnik, O. Yu. Khyzhun, I. V. Zagorulko, A. S. Nikolenko, and O. D. Rud', Single-Step Pressureless Synthesis of the High-Purity Ti_3AlC_2 MAX-Phase by Fast Heating, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **45**, No. 10: 1165–1177 (2023). DOI: [10.15407/mfint.45.10.1165](https://doi.org/10.15407/mfint.45.10.1165)

(Received 3 July, 2023; in final version, 19 September, 2023)

1. INTRODUCTION

Materials featured by an unusual combination of physical and mechanical properties always attract particular attention. Such class of materials include recently discovered layered ternary nitrides/carbides—MAX phases, which are described by the generally accepted formula $M_{n+1}AX_n$ ($n = 1, 2$ and 3), where M is a transition metal, A is the elements of the A-subgroup of the Mendeleev table and X is C or N [1–3] and having a crystalline hexagonal structure with a space group $P6_3/mmc$ [4]. The MAX phases integrate the properties of both metals and ceramics. They are characterized by low density, high thermal and electrical conductivity, high strength, low elastic modulus, high corrosion resistance, high melting point, resistance to oxidation and heat shock. So, unusual combination of properties in MAX phases is summoned by its crystal lattice structure, which can be described as a set of alternated planes formed by M and A atoms. The carbon (or nitrogen) atoms in this crystal lattice occupy the octahedral pores formed by the M atoms [4]. Among the wide variety of MAX phases, the particular interest of researchers is attracted to the titanium based MAX phases Ti_2AlC , Ti_2AlN , Ti_3AlC_2 and Ti_3SiC_2 . The MAX phases Ti–Si–C are the most studied. Unfortunately, the Ti–Al–C(N) MAX phases have been investigated notably less. The MAX phases of Ti_3SiC_2 , Ti_3AlC_2 and Ti_4AlN_3 have higher mechanical properties than α -Ti, β -Ti and Mo but are inferior than titanium carbide TiC [5]. The Ti_3AlC_2 phase has better mechanical characteristics than Ti_2AlC phase [6]. The MAX phase Ti_3AlC_2 is a promising material for widespread industrial application. Several different synthesis methods are applied to fabricate MAX phases. Pressureless sintering is the simplest way to synthesize the MAX phases [7]. Mechanical alloying is another convenient and effective method of producing MAX phase powders [8]. However, the mechanically milled Ti–Al–C elemental powder mixtures yield enough small fraction of the MAX phase. The self-propagating high-temperature synthesis (SHS) is the most promising method. Unlike other energy-intensive and time-durable methods, the SHS process occurs within a few seconds. However, under the SHS sintering, in addition to the MAX phase, other ones always additionally formed. These phases significantly degrade the properties of the sintered compact [9]. For example, under the synthesis process of the Ti_3AlC_2 MAX phase, the titanium carbide TiC and the Al_3Ti , TiAl and Ti_3Al intermetallics can be formed. The hot isostatic pressing method (HIP) also enables the manufacture of almost pure MAX phases [10]. However, it is a complicated technological process, which increases the expenses of the fabri-

cated material. The hot pressing method is technologically more straightforward than the HIP one [11, 12]. The spark plasma sintering method is also widely involved in the synthesis of MAX phases [12–14].

There is one essential complex ion that should be noted: the synthesis temperature of the MAX phase (1300–1500°C [15]) is remarkably higher than the aluminium melting temperature (660°C). Therefore, partial evaporation of aluminium happens during the heating of the powder mixture to the synthesis temperature. It results in a significant stoichiometric ratio violation of the elements in the sintered compact in contrast to the initial powder mixture. This is a crucial challenge in the synthesis of the Ti_3AlC_2 MAX phase.

There are several ways to overcome this drawback. The first and easiest way is an expanding of the aluminium percentage in the initial powder blend. Another way is the employ of fusible dopants to inhibit the aluminium evaporation and prevent thermal explosion between components under the sintering process. It has been proposed to use boron oxide (B_2O_3) and Sn as low-temperature additives [16, 17]. The authors of these works claim that the addition of B_2O_3 and Sn prevents a thermal explosive reaction in a mixture of elemental Ti, Al, and carbon powders and, thereby, contributes to the synthesis of the MAX phase of Ti_3AlC_2 high purity. However, the impact of these dopants on the synthesis process of MAX phases and their structural state was not cleared in detail yet.

In this paper, we focused on the study of the action of the boron oxide B_2O_3 and heating rates on the structural and phase state and electronic structure of the MAX phase Ti_3AlC_2 .

2. MATERIALS AND METHODS

Two powder blends were prepared for investigation. In the first case, the elemental powders of Ti, Al, and spectrally pure graphite were mixed in an atomic ratio of 3:1.1:2. Since the partial loss of aluminium occurs due to its evaporation at high temperatures, the aluminium proportion in this sample was taken more than a stoichiometric value—1.1 instead 1. The second sample (in addition to Ti, Al and C mixed in a same ratio of 3:1.1:2, also) additionally contained with 5% wt. boron oxide (B_2O_3) as additive. The powder mixture homogenization was performed on a high-energy laboratory planetary mill (Fritsch Pulverisette P-6) at room temperature for 1 hour. The rotational speed of the grinding container was 200 rpm, and the balls-to-powder mass ratio was 20:1. Homogenized powder blends were compacted as cylindrical pellets of 14 mm in diameter at a pressure of $\cong 200$ MPa. Then, compressed pellets were sintered at different temperatures and heating rates in an argon atmosphere.

X-ray diffraction patterns were recorded using a powder diffrac-

tometer (HZG-4) in the Bragg–Brentano geometry with radiation CoK_α . The XRD patterns were processed by the Rietveld refinement technique using the MAUD software [18]. Raman scattering experiments were performed at room temperature in backscattering geometry using a T-64000 Horiba Jobin-Yvon spectrometer equipped with a thermo-electrically cooled CCD detector and an Olympus BX41 confocal microscope. The Raman spectra were excited with by cyan line of the Ar–Kr laser (wavelength $\lambda = 488 \text{ nm}$). The laser beam was focused on the sample surface through the $\times 50/\text{NA } 0.75$ lens in a spot $\cong 1 \mu\text{m}$. The laser radiation power at the sample surface was in the range of 2.5–10 mW. The XPS spectra were acquired with the UHV-Analysis-System (SPECS Surface Nano Analysis Company, Berlin, Germany) supplied with a hemispherical PHOIBOS 150 analyser. The XPS spectra were excited by the MgK_α source of x-ray radiation ($h\nu = 1253.6 \text{ eV}$) and were recorded at a residual pressure of about $5 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}$ in an ion-pumped chamber of the UHV-Analysis-System. The measurements were executed at constant pass energy of 30 eV. The present XPS measurements were performed with the use of a flood gun supplied with the UHV-Analysis-System. To remove hydrocarbons and oxygen-contained species adsorbed on the sample surface due to its contact with laboratory air, we treated the sample under study with 3 kV Ar^+ ions (6 min duration, 16 mA/cm^2 ion current density). DSC curves were recorded using a Netzsch 404 F1 Pegasus® calorimeter in the temperature range from 25 to 1500°C at a heating/cooling rate of 40 K/min under a dynamic high-purity helium flow. Yttrium oxide Y_2O_3 crucibles were used. Estimation of critical temperatures was done with Netzsch Proteus Thermal Analysis software.

3. RESULTS AND DISCUSSION

Figure 1 shows DSC thermograms for the powder blends $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2$ and $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\% \text{ wt. B}_2\text{O}_3$ after homogenization in a ball mill for 1 hour. The endothermic peaks formed at temperatures around 662.5 and 656.3°C in both DSC curves correspond to the melting of Al.

Further temperature increase facilitates active interaction between titanium and aluminium. This process is issued by the formation of the Ti_3Al intermetallic. Two exothermic peaks are observed on the DSC curves at 728.4 (Fig. 1, *a*) and 760.5°C (Fig. 1, *b*), respectively. These peaks are attributed to the Al_3Ti phase formation [19]. Thus the DSC curves (Fig. 1) clearly shows the formation temperature of the Ti_3Al intermetallic in the sample containing boron oxide is shifted towards higher values. On the DSC curve of the $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2$ mixture at 929.1°C , a weak exothermic peak is observed (Fig. 1, *a*). It indicates the formation of the TiC phase according to the literature [20].

In contrary, on the DSC curve of the mixture $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\% \text{ wt.}$

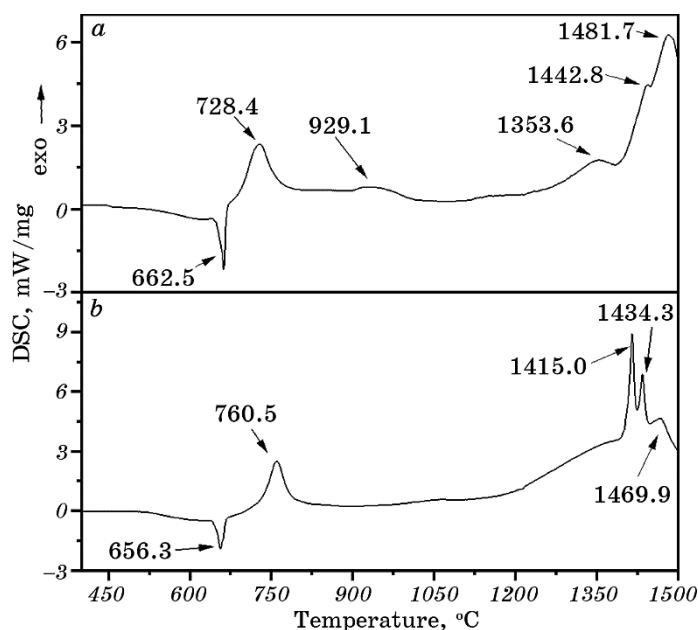


Fig. 1. DSC for the as-prepared powder blends homogenized: $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2$ (a), $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\% \text{ wt. B}_2\text{O}_3$ (b).

B_2O_3 , the peak at this temperature typical of TiC is not observed (Fig. 1, b). In addition, there are exothermic peaks on the DSC curves for both samples in the temperature ranges of $\cong 1350\text{--}1485^\circ\text{C}$ and $\cong 1400\text{--}1475^\circ\text{C}$, respectively.

Further, the research was focused on determining the nature of the origin of the maxima on the DSC curves in the range of the indicated temperatures. The simple sintering method was used to obtain composites at these temperatures. Pressed pellets were heated to the indicated temperatures at a rate of 40 K/min and quickly cooled down to room temperature. XRD patterns for the powder mixture $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2$ sintered at the temperatures 1353°C , 1442°C , and 1481°C are shown in Fig. 2.

Obviously, the $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2$ mixture sintered at a temperature of 1353°C contains several phases (Fig. 2, a). The most intense peaks on the XRD pattern belong to the titanium carbide (TiC), Ti_3AlC phase, and Ti_2AlC MAX phase, respectively. The percentage of the TiC, Ti_3AlC and Ti_2AlC in the sample estimated by full-profile analysis is about $\cong 35$, $\cong 11$, and $\cong 24\%$ wt., respectively. Moreover, there are peaks related to graphite and titanium are in the XRD pattern (Fig. 2, a), as well. Thus, the reaction is not fully completed at 1353°C between Ti, Al, and graphite. The amount of unreacted graphite and titanium in the sample are $\cong 23$ and $\cong 7\%$ wt., respectively. When the temperature rises to 1442°C , the peaks related to titanium and graphite on the

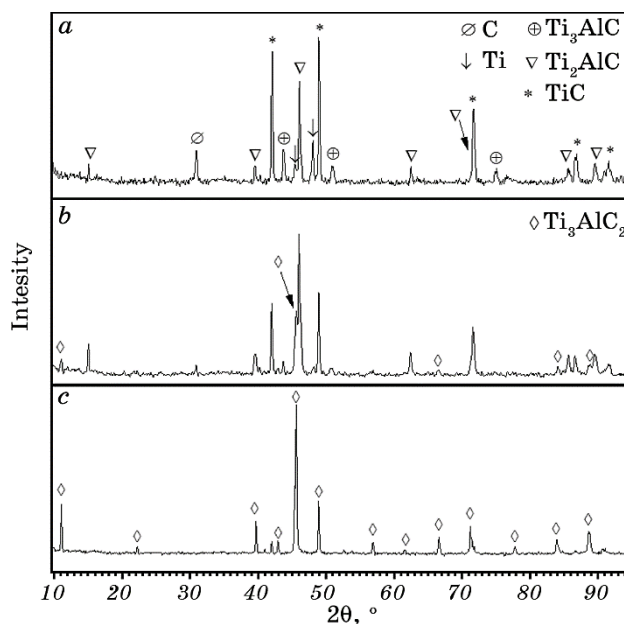


Fig. 2. XRD patterns of the sample synthesized by sintering of the $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2$ powder mixture for 1353°C (a), 1442°C (b), 1481°C (c) at the heating rate of 40 K/min.

XRD pattern entirely disappear (Fig. 2, b).

However, along with other phases, peaks related to the Ti_3AlC_2 MAX phase appear on the x-ray diffraction pattern. The content of this phase in the sintered sample is $\cong 27\%$ wt. There are graphite $\cong 6\%$ wt., TiC $\cong 22\%$ wt., $\text{Ti}_2\text{AlC} \cong 41\%$ wt. and $\text{Ti}_3\text{AlC} \cong 4\%$ wt. in this sample, too. When the sample is heated to 1481°C, mainly Ti_3AlC_2 MAX phase is formed ($\cong 96\%$ wt.) (Fig. 2, c). The rest $\cong 4\%$ wt. is the undesired TiC impure phase. The lattice parameters values for MAX phase Ti_3AlC_2 and TiC, acquired from the XRD full-profile refinement, are $a = 0.3072$ nm, $b = 1.8560$ nm, and $a = 0.3060$ nm, $b = 1.4855$ nm, respectively.

Three peaks are clearly distinguished on the DSC thermogram for $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\%$ wt. B_2O_3 blend at temperatures 1415, 1430 and 1470°C, respectively. As for the previous sample, heating was performed at a rate of 40 K/min to the indicated temperatures, followed by cooling. The XRD patterns of the sintered samples are shown in Fig. 3.

There is a marked distinction in the phase formation in the sample containing boron oxide from the previous one. As follows from the full-profile refinement of the XRD diffraction pattern, there are only two phases in the sintered sample at 1415°C—TiC and Ti_3AlC_2 (Fig. 3, a). The most intensive peaks are related to TiC. Titanium carbide TiC dominates in this sample at $\cong 90\%$ wt. The percentage of the MAX phase in the sample is low $\cong 10\%$ wt.

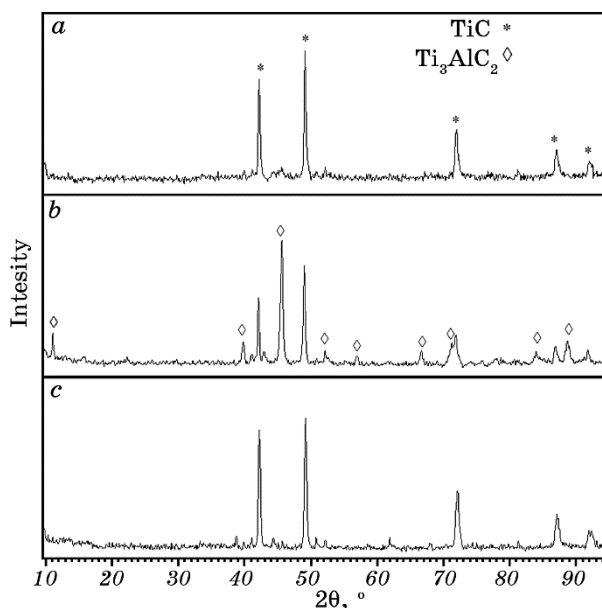


Fig. 3. XRD patterns of the $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\%$ wt. B_2O_3 powder blend sintered at 1415°C (a), 1435°C (b), 1470°C (c), respectively, at the heating rate of 40 K/min.

The peak intensity ratio for TiC and the MAX phase (Fig. 3, b) changes noticeably on the XRD pattern. The intensity of the peaks related to the MAX phase rises. On the contrary, the intensity of the peaks associated with the TiC decreases. It evidences the percentage of the TiC and MAX phase is altered in the sample after heating to a temperature of 1435°C . There are $\cong 70\%$ wt. of the MAX phase Ti_3AlC_2 and $\cong 30\%$ wt. of the TiC in this sample (Fig. 3, b). The lattice parameters for both Ti_3AlC_2 and TiC phases are $a = 0.3075$ nm, $b = 1.8571$ nm, and $a = 0.3051$ nm, $b = 1.4983$ nm, respectively.

A further temperature sintering increase up to 1470°C causes a significant change in the phase composition of the sample. The titanium carbide TiC prevails in the sintered sample at the temperature of 1470°C (Fig. 3, c) again. It has seen sharp reflexes related to TiC, but the peaks of the Ti_3AlC_2 phase almost disappear on the XRD. The percentage of Ti_3AlC_2 and TiC phases are $\cong 3\%$ wt. and $\cong 97\%$ wt., respectively.

It has been pointed out above, the maximum around the 1435°C on the DSC thermogram for the $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\%$ wt. B_2O_3 sample is caused by the Ti_3AlC_2 MAX phase formation (see Fig. 3, b). However, the MAX phase amount in the sample heated at a rate of 40 K/min is not above 70% wt. To elucidate the influence of the heating rate on the formation of the MAX phase, the four samples were sintered during heating to 1435°C with rates of 40, 100, 120, and 150 K/min, respec-

tively (Fig. 4). The amount of the Ti_3AlC_2 phase in the sample heated at a rate of 100 K/min is increased up to $\cong 88\%$ wt. Around 12% wt., the TiC is in this sample too (Fig. 4, *b*).

Future increasing the heating rate up to 120 K/min changes the phase composition of the sample. As a result, the synthesized sample contains $\cong 94\%$ wt. of the MAX phase Ti_3AlC_2 and $\cong 6\%$ wt. of the TiC phase (Fig. 4, *c*). The lattice parameters for Ti_3AlC_2 and TiC acquired by full-profile XRD refinement are $a = 0.3074$ nm, $b = 1.8575$ nm, and $a = 0.3059$ nm, $b = 1.490$ nm, respectively. Thus, fast heating of the $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\%$ wt. B_2O_3 blend provides a more yield of the Ti_3AlC_2 MAX phase in the sintered sample within a short time in contrast to lower heating rates. It needs more time to synthesize the same amount of the MAX phase in the sintered sample from the boron oxide B_2O_3 -free $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2$ blend.

For the sample sintered at a heating rate of 150 K/min, a significant reduction in the content of the MAX phase in the composite to 85% wt. is observed (Fig. 4, *d*). At the same time, the content of the TiC phase increases to $\cong 15\%$ wt.

The Raman spectra were recorded for the sample sintered under the heating of the $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\%$ wt. B_2O_3 powder blend to the temperature of 1435°C at the rate of 120 K/min (Fig. 5). The Raman spectra

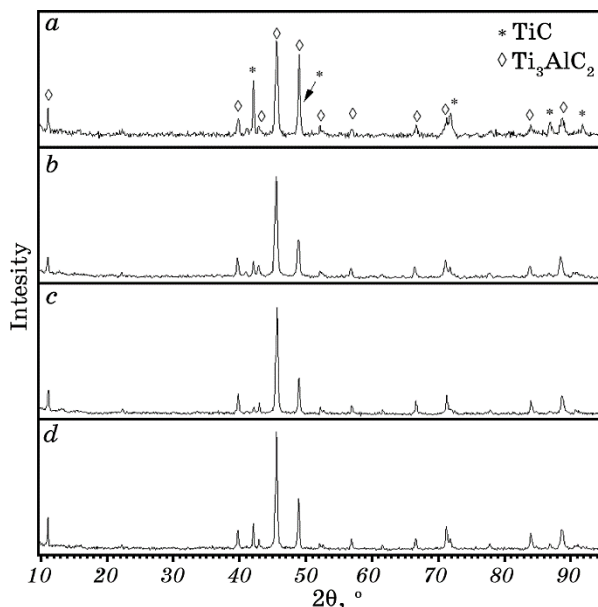


Fig. 4. XRD diffraction patterns for the $\text{Ti}_3\text{Al}_{1.1}\text{C}_2 + 5\%$ wt. B_2O_3 powder blend sintered at 1435°C at the heating rates: 40 K/min (*a*), 100 K/min (*b*), 120 K/min (*c*), 150 K/min (*d*).

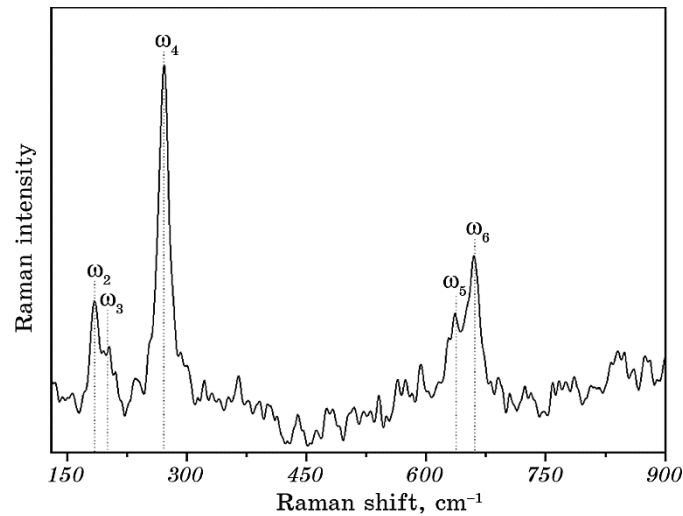


Fig. 5. Raman spectra of the MAX phase Ti_3AlC_2 .

were registered in the various locations on the sample surface in the range of 150–900 cm^{-1} . The bands with frequencies of $\cong 183$, 201, 270, 632 and 663 cm^{-1} specified to the Ti_3AlC_2 MAX phase are clearly distinguished on the spectra. These bands are symbolised as ω_2 – ω_6 (Fig. 5) as in the papers [21, 22]. However, there are no bands in the Raman spectrum, which could be featured to boron oxide and titanium carbide.

To test elemental presence, peculiarities of the chemical bonding and energy distribution of the valence electronic states in MAX phase [23] synthesized by simple sintering ($\text{Ti}_3\text{AlC}_2 + 5\%$ wt. B_2O_3) mixture used x-ray photoelectron spectroscopy (XPS). Before studying, the sample surface was treated with Ar^+ ions. In many cases, such a surface treatment provides nearly complete removal of hydrocarbons and oxygen-contained species adsorbed on the sample surface. Figure 6 shows XPS core-level Ti 2*p*, Al 2*p*, C 1*s*, and O 1*s* spectra of the Ar^+ ion-irradiated surface of the Ti_3AlC_2 . The background was approximated by Shirley's function and subtracted from the XPS spectra.

The binding energy values computed by the asymmetric Gaussian–Lorentzian fitting of XPS spectra for the core-level Ti 2*p*, Al 2*p*, C 1*s*, and O 1*s* states are summarized in Table 1.

The XPS core-level Ti 2*p* spectra consist of three components with binding energy located at about 454.8, 458.7, and 464.2 eV (Fig. 6, *a*), respectively. The Ti 2*p*_{3/2} core-level electrons yield binding energy at about 454.8 eV. This value is close to the binding energies of those electrons in TiC [23]. However, the Ti 2*p* spectrum of the surface also features Ti 2*p*_{3/2} (458.7 eV) and Ti 2*p*_{1/2} (464.2 eV) core-level peaks associat-

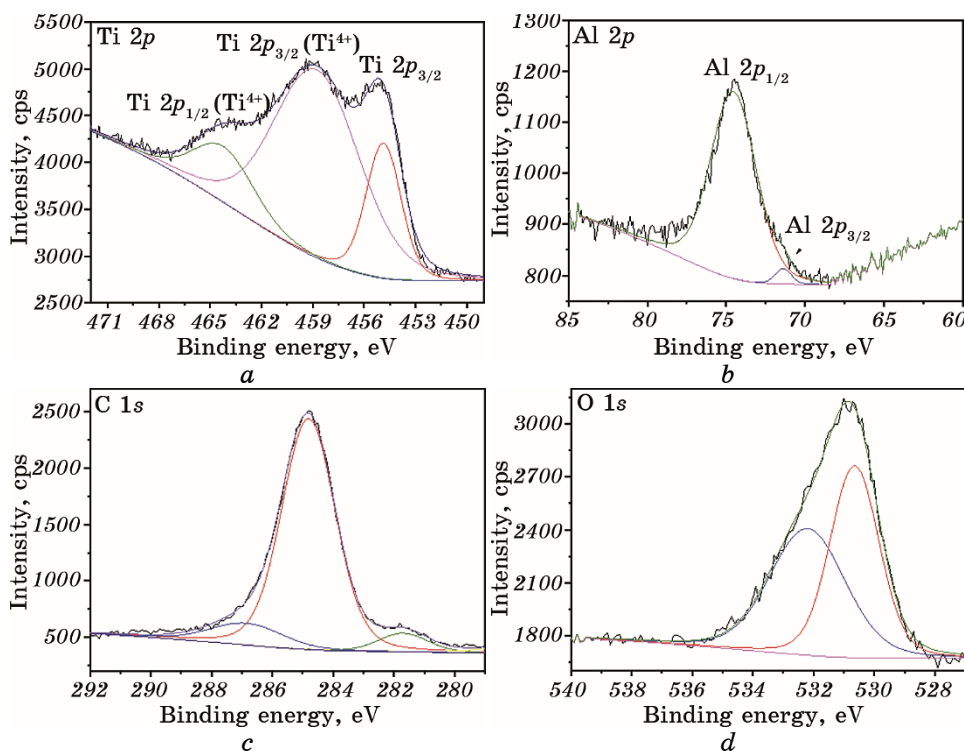


Fig. 6. XPS core-level Ti 2*p* (a), Al 2*p* (b), C 1*s* (c), O 1*s* (d) spectra of the Ti₃AlC₂ MAX phase radiated by 3 kV Ar⁺ ion beam.

ed with Ti⁴⁺ due to surface oxidation by TiO₂ [24]. The XPS Al 2*p* spectra are presented in (Fig. 6, b). The spectrum of the surface is characterized by the existence of two 2*p*_{3/2} and 2*p*_{1/2} spin-orbit splits. The first component (74.5 eV) corresponds to aluminium in Al₂O₃, while the binding energy of the second one (71.9 eV) is close to that of metallic Al [23].

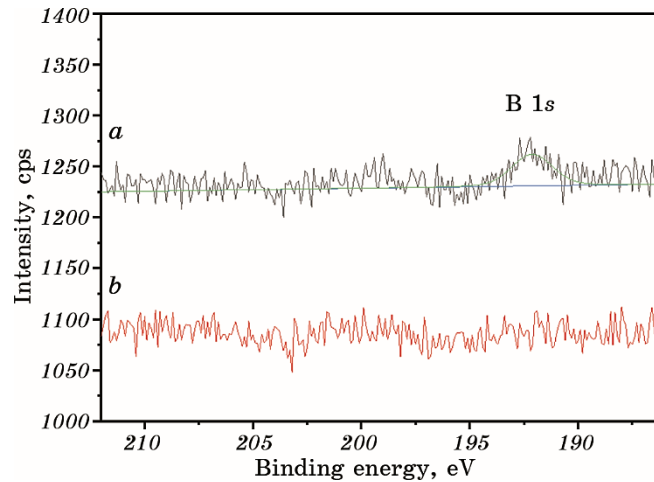
Figure 6, c presents the C 1*s* XPS spectrum of MAX phase Ti₃AlC₂ consisting of three components. The peak of the spectrum with its binding energy position at about 281.6 eV corresponds to carbon forming the C-Ti (Al) bonds. Its binding energy is close to that of carbon forming C-Ti bonds in titanium carbide TiC [23]. Other two peaks correspond to non-carbide components C-C + CH₂ at about 285.1 eV and C-OH ≅ 286.7 eV [25]. The O 1*s* XPS spectrum has asymmetric form (Fig. 6, d). It was fit by two components corresponding to TiO₂ and Al₂O₃ located at position 530.6 and 532.3 eV, respectively.

The B 1*s* XPS spectra of the pristine and Ar⁺ ion-irradiated surfaces of MAX phase Ti₃AlC₂ are represented in Fig. 7.

The spectrum for the untreated surface has a maximum centred at ≅ 192.1 eV (Fig. 7, a). This binding energy corresponds to that of boron

TABLE 1. The binding energy values for the core-level Ti 2*p*, Al 2*p*, C 1*s*, O 1*s* states of the Ti_3AlC_2 .

MAX phase	Components	Ti		Al		C	O
		2 <i>p</i> _{1/2} , eV	2 <i>p</i> _{3/2} , eV	2 <i>p</i> _{1/2} , eV	2 <i>p</i> _{3/2} , eV	1 <i>s</i> , eV	1 <i>s</i> , eV
Ti_3AlC_2	Ti-C		454.8			281.6	
	TiO ₂	464.2	458.7				530.6
	Al ₂ O ₃			74.5			532.3
	Al				71.9		
	C-C + CH ₂					285.1	
	C-OH					286.7	

**Fig. 7.** XPS core-level B 1*s* spectra of the studied Ti_3AlC_2 MAX phase: pristine surface (*a*), irradiated with 3 kV Ar^+ ions (*b*).

atoms in B_2O_3 [23]. However, a surface treatment by Ar^+ ions causes the complete etching of boron atoms from the topmost surface layers (Fig. 7, *b*). So, boron oxide avoids both challenges: the Al evaporative loss and the thermal explosion simultaneously and does not remain as impurities in the produced Ti_3AlC_2 phase.

It should be noted two main results. First of all, it follows from the data presented above the fast heating rate enables completely inhibits the formation or minimizes the amount of titanium carbide, which is formed at a lower temperature than the MAX phase one in the Ti-Al-C system. The narrow domain for the Ti_3AlC_2 phase in the Ti-Al-C phase diagram [26] can be quickly reached by applying this way. Secondly, the boron oxide low melted dopant has been a crucial effect on the phase formation in the Ti-Al-C system. The boron oxide is uniformly

distributed over the surface of Ti, Al and graphite particles during the mechanical homogenizing of the powders. Due to the low melting temperature, boron oxide forms a liquid coat on the powders' particle surface at temperatures lower than the Al melting point. This liquid boron oxide dissolved aluminium oxide on the Al particle surface and promoted the solid-state reaction between aluminium and titanium even at relatively low temperatures. It obviously follows from the data presented for the boron oxide doped sample. Moreover, the low-melting boron oxide facilitates to overcome of both challenges as the aluminium loss due to vaporization and the thermal explosion caused by the reaction. The beneficial impact of the low-melting dopants as B_2O_3 , Si and Sn was pointed out by many authors [17, 27–29].

Conventionally, various hot-pressing methods are applied to fabricate low-pored compacts. However, the MAX phases are not used entirely as solid porousless densified compacts, but as powder, too. The ternary carbides are widely used likewise as a reinforced component to fabricate metal-matrix composites with improved mechanical properties [30]. The pressureless fast heating/cooling method without durable exposure at high-temperature enables the fabrication of the MAX phase over a short time. The proposed approach could be adopted for systems, where target-sintering needs to achieve mainly single-phase materials and porosity is not crucial.

4. CONCLUSION

The MAX-phase of Ti_3AlC_2 was synthesized for the first time by fast heating sintering method.

It has investigated the impact of temperature, heating rate, and chemical composition of the initial powder blends on the phase formation under the sintering. It was found that mainly monophasic sample ($\cong 96\%$ wt. of the Ti_3AlC_2 and $\cong 4\%$ wt. TiC) is formed from the $Ti_3Al_{1.1}C_2$ powder blend sintered by continuous heating at the rate of 40 K/min to the temperature of 1481°C.

The impact of the low melting additive (boron oxide) on the MAX phase synthesis under sintering has been investigated. However, at a heating rate of 40 K/min to the specified temperature, the maximum output of the Ti_3AlC_2 phase in the synthesized material is only 70% wt.; the remaining 30% wt. is TiC. Heating the mixture ($Ti_3Al_{1.1}C_2 + 5\%$ wt. B_2O_3) at a rate of 120 K/min to 1435°C results in an increase in the content of the MAX phase in the sample to $\cong 96\%$ wt.

It is shown that, by varying the powder mixture chemical composition and the heating rate, it is possible to synthesize predominantly single-phase Ti_3AlC_2 carbide in a short time with minimum expenses.

This work was partially supported by the project No. 056/23 of the G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine.

REFERENCES

1. M. Naguib, M. Kurtoglu, V. Presser, J. Lu, J. Niu, M. Heon, L. Hultman, Y. Gogotsi, and M. W. Barsoum, *Adv. Mater.*, **23**: 4248 (2011).
2. M. Sokol, V. Natu, S. Kota, and M. W. Barsoum, *Trends. Chem.*, **1**: 210 (2019).
3. C. Anirudh, A. V. Vaibhav Koushik, and U. N. Kempaiah, *Int. J. Emerging Technol. Adv. Eng.*, **4**, Iss. 8: 624 (2014).
4. I. M. Low, *Advances in Science and Technology of M_{n+1}AX_n Phases* (Elsevier: 2012).
5. A. A. Smetkin and Iu. K. Maiorova, *Bulletin PNRPU Mech. Eng., Mater. Sci.*, **17**: 120 (2015) (in Russian).
6. X. H. Wang and Y. C. Zhou, *J. Mater. Sci. Technol.*, **26**: 385 (2010).
7. C. Peng, C.-A. Wang, Y. Song, and Y. Huang, *Mater. Sci. Eng. A*, **428**: 54 (2006).
8. J. F. Li, T. Matsuki, and R. Watanabe, *J. Am. Ceram. Soc.*, **85**, Iss. 4: 1004 (2004).
9. A. G. Zhou, C. A. Wang, Z. B. Ge, and L. Wu, *J. Mater. Sci. Lett.*, **20**: 1971 (2001).
10. T. El-Raghy and M. W. Barsoum, *J. Am. Ceram. Soc.*, **82**, Iss. 10: 2849 (2004).
11. C. Yanga, S. Z. Jin, B. Y. Liang, and S. S. Jia, *J. European Ceram. Soc.*, **29**: 181 (2009).
12. W. B. Zhou, B. C. Mei, J. Q. Zhu, and X. L. Hong, *Mater. Lett.*, **59**: 131 (2005).
13. O. Syzonenko, M. Prystash, A. Zaichenko, A. Torpakov, Ye. Lypian, A. Rud, I. Kirian, A. Lakhnik, E. Shregii, S. Prokhorenko, R. Wojnarowska-Nowak, and J. Kandrotaitė, *Machines. Technologies. Materials*, **12**: 395 (2018).
14. A. D. Rud, A. M. Lakhnik, I. M. Kirian, O. N. Sizonenko, A. D. Zaychenko, N. S. Pristash, and N. D. Rud, *Mater. Today: Proc.*, **5**: 26084 (2018).
15. T. Ai, F. Wang, Y. Zhang, P. Jiang, and X. Yuan, *Adv. Appl. Ceram.*, **112**: 424 (2013).
16. C. Peng, C. Wang, and Y. Huang, *Key Eng. Mater.*, **280–283**: 1369 (2005).
17. A. Mingxing, Z. Hongxiang, Z. Yang, T. Zhaoyun, H. Zhenying, Z. Zhili, and L. Shibo, *J. Am. Ceram. Soc.*, **89**, Iss. 3: 1114 (2006).
18. L. Luterotti and S. Gialanella, *Acta Mater.*, **46**, Iss. 1: 101 (1998).
19. G. Zhang, J. Niu, and H. Xu, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1507**: 042007 (2020).
20. Y. Ma, T. Chen, L. Gou, and W. Ding, *Mater.*, **14**: 6739 (2021).
21. V. Presser, M. Naguib, L. Chaput, A. Togo, G. Hug, and M. W. Barsoum, *J. Raman Spectrosc.*, **43**: 168 (2012).
22. M. W. Barsoum, *MAX Phases: Properties of Machinable Ternary Carbides and Nitrides* (Weinheim: Wiley-VCH Verlag: 2013).
23. C. D. Wagner, W. M. Riggs, L. E. Davis, J. F. Moulder, and G. E. Muilenberg, *Handbook of X-Ray Photoelectron Spectroscopy* (Perkin-Elmer Corp.: 1979).
24. J. Halim, K. M. Cook, M. Naguib, P. Eklund, Y. Gogotsi, J. Rosenand, and M. W. Barsoum, *Appl. Surf. Sci.*, **362**: 406 (2016).
25. L. A. Näslund, O. E. Persson Per, and J. Rosen, *J. Phys. Chem. C*, **124**: 27732 (2020).
26. D. Bandyopadhyay, R. C. Sharma, and N. Chakraborti, *J. Phase Equilibria*, **21**: 195 (2000).
27. W. Zhou, B. Mei, J. Zhu, and X. Hong, *J. Mater. Sci.*, **40**: 2099 (2005).
28. S. Li, W. Xiang, H. Zhai, Y. Zhou, C. Li, and Z. Zhang, *Mater. Res. Bull.*, **43**: 2092 (2008).
29. Z. Y. Zhong, H. Saka, T. H. Kim, E. A. Holm, Y. F. Han, and X. S. Xie, *Mater. Sci. Forum*, **475–479**: 1247 (2005).
30. D. Zhao, S. Xia, Y. Wang, and M. Wang, *Appl. Phys. A*, **126**: 69 (2020).

PACS numbers: 43.35.Zc, 62.20.D-, 62.20.fg, 62.30.+d, 62.65.+k, 81.40.Jj, 81.70.Cv

Characterization of a Shape-Memory Alloy Using Acoustic Techniques and Modelling of the Acoustic Signature $V(z)$

C. Larbaoui, R. Benlachemi, A. Boudour, and Y. Boumaiza

*Materials Development and Analysis Laboratory, Department of Physics,
Faculty of Science, Badji Mokhtar University,
B.P. 12, Sidi Amar,
CP 23000 Annaba, Algeria*

This work focuses on the characterization of CuZnAl shape-memory alloy in its 3 states (austenitic, mixed, and martensitic) by a non-destructive technique to determine its elastic properties. This technique is based on the principle of acoustic microultrasound. It allows measuring the propagation velocities of the longitudinal, transverse, and Rayleigh acoustic waves, from which the elastic constants of the material (Young's modulus E , shear modulus G) are calculated. Thus, the obtained results of the measurements allow the modelling of the acoustic signature $V(z)$ and the reflection coefficient $R(\theta)$ to compare the resulting Rayleigh velocities, which were modelled and measured experimentally in the different phases.

Key words: shape-memory alloy (CuZnAl), velocity (longitudinal, transverse, and Rayleigh), Young's modulus, shear modulus, acoustic signature $V(z)$, reflection coefficient.

Роботу присвячено характеристиці стопу з пам'яттю форми CuZnAl у 3 станах (аустенітному, змішаному та мартенситному) за допомогою неруйнівної методики для визначення його пружних властивостей. Цю методику засновано на використанні мікроультразвуку. Вона уможливорює вимірювати швидкості поширення поздовжніх, поперечних і Релейових акустичних хвиль, з яких розраховуються пружні константи матеріялу (модуль Юнга E , модуль зсуву G). Таким чином, одержані результати мірянь уможливають змоделювати акустичну сигнатуру $V(z)$ і коефіцієнт

Corresponding author: Chaima Larbaoui
E-mail: boumaizayoucef@gmail.com

Citation: C. Larbaoui, R. Benlachemi, A. Boudour, and Y. Boumaiza, Characterization of a Shape-Memory Alloy Using Acoustic Techniques and Modelling of the Acoustic Signature $V(z)$, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **45**, No. 10: 1179–1187 (2023). DOI: [10.15407/mfint.45.10.1179](https://doi.org/10.15407/mfint.45.10.1179)

відбиття $R(\theta)$, щоб порівняти одержані Релейові швидкості, яких було змодельовано та виміряно експериментально для різних фаз.

Ключові слова: стоп з пам'яттю форми (CuZnAl), швидкість (поздовжня, поперечна та Релейова), модуль Юнга, модуль зсуву, акустична сигнатура $V(z)$, коефіцієнт відбиття.

(Received 14 June, 2023; in final version, 25 August, 2023)

1. INTRODUCTION

Developments in non-destructive testing (NDT) techniques have greatly contributed to the progress of new materials manufacturing methods. In this study, the acoustic microultrasound technique is used to characterize a so-called shape-memory material. There are several alloy families, the best-known ones are copper-based [1, 4], iron-based [2] and Ti–Ni-based [3]. This study is established on the latter. Shape-memory alloys (SMA) are materials widely used in many industrial applications due to their particular thermodynamic properties, namely: shape-memory effect and pseudo-elasticity (superelastic effect), *etc.*

In order to demonstrate the effects of treatments on the elastic properties of this alloy, a non-destructive technique (acoustic microultrasound) is used to measure the propagation velocities of the longitudinal, transverse, and Rayleigh waves. This allows determining the elastic properties, the acoustic signature $V(z)$ and the reflection coefficient $R(\theta)$. To verify the effects of these treatments, DSC measurement and microscopic observation are carried out to determine the transformation points and the coexistent phases in this sample.

In this study, we attempt to show the influence of the treatments that the material undergoes according to the elastic parameters and to make a comparative study between the experimental and modelled Rayleigh velocities.

2. MATERIALS AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES

The principle of the ultrasound consists of a transducer that emits an ultrasonic wave into a fluid [5] using the following device (see Fig. 1).

Part of the wave will penetrate the material, and the other part will be reflected by the surface; then, it will be received by the transducer. The latter thus serves as both transmitter and receiver. The first echo received by the transducer is called interface echo (see Fig. 2).

Thus, the received echo corresponds to a round trip of the sound wave in the material. This allows determining the longitudinal and transverse velocities according to the travel time ' Δt ' of the wave and the thickness e of the material. These parameters are related by the following equations:

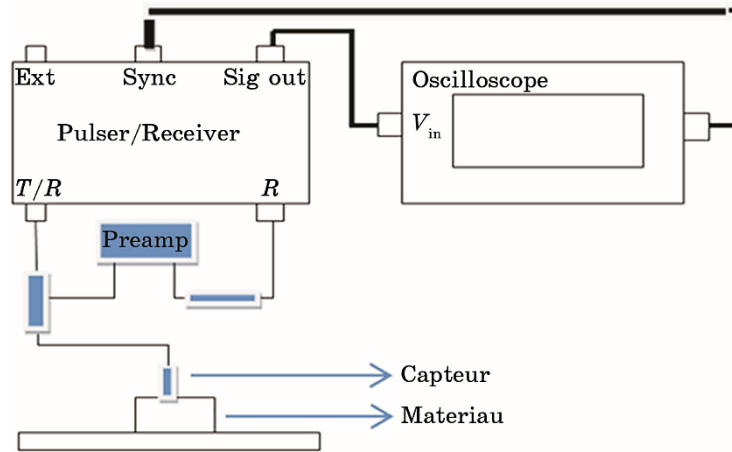


Fig. 1. Block diagram of the ultrasound scanner in reflection mode.



Fig. 2. Principle of microultrasound.

longitudinal velocity [6] is given by the following relation:

$$V_L = \frac{2e}{\Delta t}; \tag{1}$$

transverse velocity is measured similarly using the displacement sensor [7], which allows showing the signal attributed to the transverse waves.

We notice that the longitudinal velocity is higher than the transverse velocity:

$$V_T \leq \frac{V_L}{\sqrt{2}}. \tag{2}$$

The resulting measurements of these velocities allow calculating the elastic parameters (Young’s modulus E , shear modulus G) [6]:

$$E = \rho V_L^2, \tag{3}$$

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)}. \tag{4}$$

It is clear that, for any material considered and whatever it is belonging, Young’s modulus E is higher than shear modulus G .

Rayleigh wave velocity is an intrinsic parameter of the material. It can be calculated according to the law of Viktorov [8, 9]:

$$V_R = V_T \frac{0.718 - (V_T / V_L)^2}{0.750 - (V_T / V_L)^2}. \tag{5}$$

The use of the reflection coefficient $R(\theta)$ and the acoustic signature $V(z)$ also give the value of Rayleigh velocity.

The expression $R(\theta)$ is calculated by using the mechanical balance and the continuity of stress and displacement at the surface. It was developed by Brekhovskikh [6, 8].

The reflection coefficient for massive materials is given by the following expression [9]:

$$R(\theta) = \frac{\frac{V_{\rho_{sol}} \cos^2(2\theta)}{\cos \theta} \frac{2\rho_{sol} V_T}{\cos \theta_L} \sin^2(2\theta) - \frac{\rho_{liq} V_{liq}}{\cos \theta}}{\frac{V_{\rho_{sol}} \cos^2(2\theta)}{\cos \theta} \frac{2\rho_{sol} V_T}{\cos \theta_L} \sin^2(2\theta) + \frac{\rho_{liq} V_{liq}}{\cos \theta}}. \tag{6}$$

The acoustic signature $V(z)$, which is necessary for the microcharacterization of a material, is determined from the reflection coefficient. It is obtained from defocusing (distance z between the focal plane and the interface (solid–liquid)). Its expression is given by the following relation [10]:

$$V(z) = \int_0^{\theta_{max}} P^2(\theta)R(\theta)e^{2jk_0 \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta, \tag{7}$$

where $j = (-1)^{1/2}$, θ_{max} is opening of the lens, $P^2(\theta)$ is pupil function, K_0 is wave vector in liquid. From this relation, we can determine the different propagation velocities of the waves according to the different treatments of the acoustic signature $V(z)$. In this case, the Fourier Transform (FT) is used to access these different speeds:

$$V_R = \frac{V_{liq}}{[1 - (1 - V_{liq} / (2f\Delta z))]^{1/2}}. \tag{8}$$

3. RESULTS AND DISCUSSIONS

A CuZnAl sample is used. The sample condition is defined by the use of DSC and the optical microscope. It undergoes homogenization treatments at 850°C for 15 minutes (Table 1).

The sample is immersed in the experimental ultrasound device with a coupling medium (water) at $T < M_F$, and it is left to heat gradually to $T > A_F$.

Then, the influence of these thermic treatments (with their different states) is studied on the longitudinal velocity.

For the three sample states (austenitic, mixed, and martensitic ones), several measurements are made at different points on the shape-memory sample. The results obtained are provided in Table 2.

We note for these three states that the propagation velocities of the waves are different that implies that the elastic properties differ from one state to another.

Another study is conducted by using the micro-ultrasound technique to determine the different points (M_F , M_S , A_S , A_F) from the experimental velocities according to ($V_L = f(T)$) heating (see Fig. 3). This confirms the DSC results for different points.

3.1. Acoustic Observation of the Austenitic and Martensitic Structures

The structures of the CuZnAl samples are studied with an optical microscope to display the different metallurgical phases and their spatial distribution on the surface of this alloy.

The samples are prepared for microstructural analysis by polishing the surface using sandpaper followed by felt paper and alumina paste to obtain a highly polished surface. Then, the samples are etched using the $\text{FeC}_{13} \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ etching solution. The microstructural analysis of the

TABLE 1. Transformation points of the CuZnAl sample.

CuZnAl sample	M_S	M_F	A_S	A_F
	2	-5	4	12

TABLE 2. Elastic parameters of the CuZnAl sample.

Studied CuZnAl alloy	V_L , m/s	V_T , m/s	ρ	E , GPa	G , GPa
Austenitic state (A)	5240.96	2830.12	7400	203.26	78.78
Mixed state (A + M)	4390.7	2370.98	7400	142.65	55.29
Martensitic state (M)	3722.66	2010.24	7400	102.55	39.74

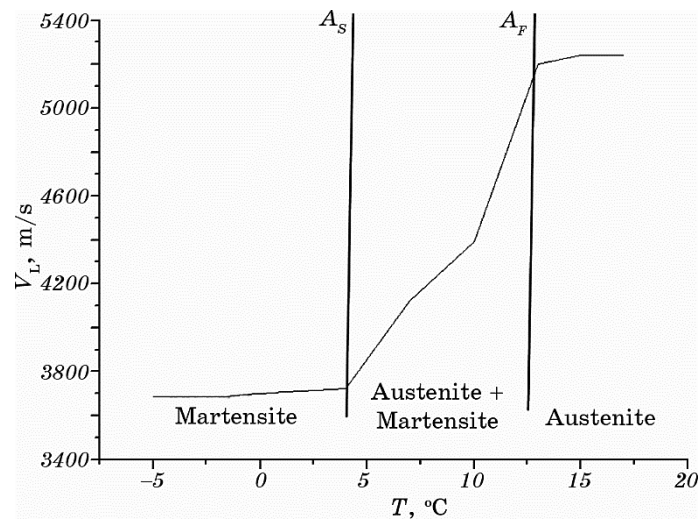


Fig. 3. Longitudinal velocity as function of temperature.

samples is carried out with the help of the AXIO Imager.A2m optical microscope.

Figure 4 shows the austenite micrograph at room temperature and the martensite micrograph.

Figures 4, *a* and *b* show the austenitic microstructure as cast and the formation of the martensite variants during the quenching. We can observe that a complete transformation from austenite to martensite occurs in Fig. 4, *c*.

Table 2 shows the values of the measured velocities of the three states studied. It can be noticed that in the case of the martensitic state, the velocity is inferior to that of the austenitic state. This is in good agreement with the bibliographical references.

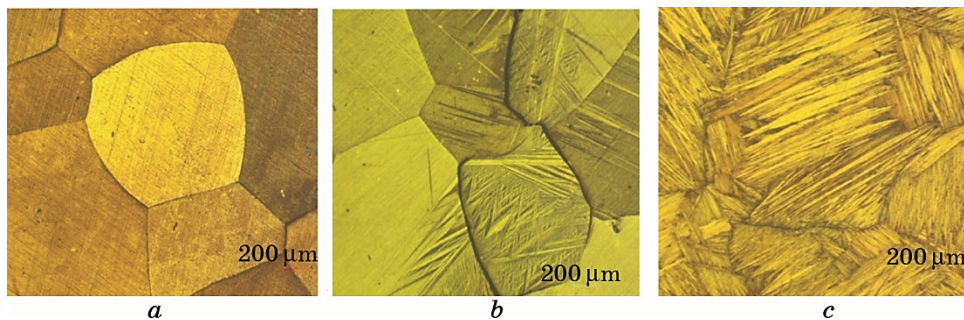


Fig. 4. Austenitic structure (*a*), mixed structure (A + M) (*b*), martensitic (*c*).

3.2. Study of Phase and Amplitude Variations According to the Austenitic, Mixed and Martensitic States

This part is dedicated to the modelling of the reflection coefficient $R(\theta)$ and the acoustic signature $V(z)$ based on the experimental results obtained from the longitudinal and transverse velocities according to the different states (austenitic–mixed–martensitic). Figure 5 shows the change in the phase and the amplitude of the reflection coefficient $R(\theta)$ of the Cu–Zn–Al samples at a frequency $f = 50$ MHz. We can quantify the effect of the states on the CuZnAl shape-memory alloy sample. In the martensitic state (phase 3), the sample is at a temperature of -5°C ($T < M_F$) for 15 seconds. Then, it is heated at $M_S < T < A_S$ (phase 2 (mixed)). For the final state, the temperature is raised to $T > A_S$ (phase 1 (austenitic)).

3.3. Study of the Acoustic Signature $V(z)$

We note that all acoustic signatures $V(z)$ obtained are pseudo-periodic regardless of the state of the sample. However, the pseudo-period ‘ Δz ’ vary from one state to another, thus giving different Rayleigh velocity results.

We also note from these curves that the difference of the sample states affects the variation of the phase, the amplitude and the acoustic signature $V(z)$.

3.4. Rayleigh Velocity Obtained from the Reflection Coefficient $R(\theta)$

This part is dedicated to the modelling of the reflection $R(\theta)$ and the

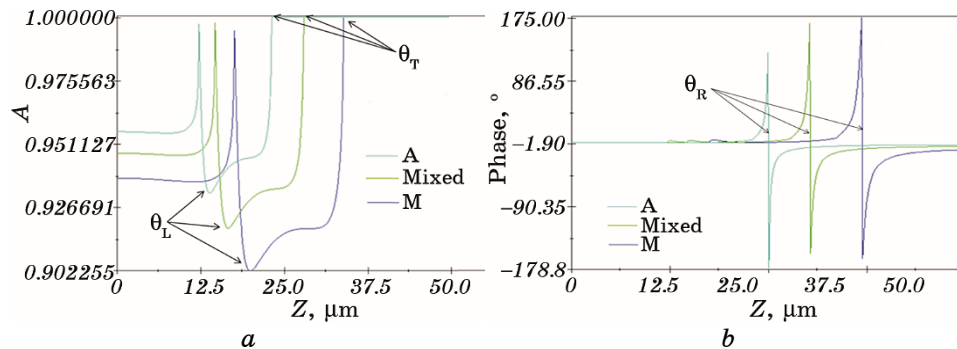


Fig. 5. Phase variations of the CuZnAl alloy at different thermic states (a), amplitude variations of the reflection coefficient $R(\theta)$ of the CuZnAl alloy at different thermic states (b).

TABLE 3. Rayleigh velocity of CuZnAl sample.

Studied CuZnAl alloy	Critical angle, °	Rayleigh velocity, m/s	
		Viktorov (experimental)	Snell–Descartes (theoretical)
Austenitic state (A)	25	2633.24	2609.29
Mixed state (A + M)	30.11	2206.04	2198.69
Martensitic state (M)	36.93	1870.79	1835.76

acoustic signature $V(z)$ from the experimental results obtained. Table 3 recapitulates the Rayleigh velocity results obtained using two different approaches.

Figure 6 shows the acoustic signature $V(z)$ of three states (martensitic, mixed, and austenitic states) of the Cu–Zn–Al sample at a frequency $f = 50$ MHz.

4. CONCLUSION

Velocities of the acoustic waves (longitudinal, transverse and Rayleigh ones) are determined experimentally at different states of the CuZnAl shape-memory alloy. Table 2, where the results are listed, shows that the velocities and the elastic parameters are different in the three states. Surface wave propagation velocities (Rayleigh) are determined accord-

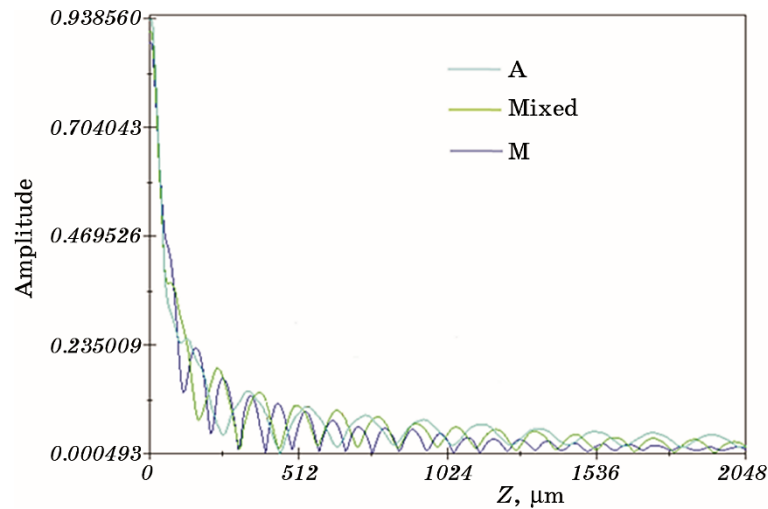


Fig. 6. Acoustic signature $V(z)$ of the CuZnAl sample at different states (austenitic, mixed, and martensitic), $f = 50$ MHz, $e = 1$ mm.

ing to Viktorov approximate formula (experimentally) and the phase change (function of reflection) for different states. We notice that the values of the velocities are very close yet different from one state to another. This study attempts to show the influence of the structural states on the elastic parameters of the sample at different phases.

REFERENCES

1. M. T. Cao-Rial, C. Moreno, and P. Quintela, *Applied Mathematical Modelling* **77**, Pt. 1: 439 (2020).
2. K. K. Alaneme and E. A. Okotete, *Eng. Sci. Technol.*, **19**, Iss. 3: 1582 (2016).
3. S. Chouf, M. Morin, S. Belkahla, and G. Guénin, *Mater. Sci. Eng. A*, **438–440**: 671 (2006).
4. M. Benchiheub, S. Belkahla, and G. Guénin, *La Revue de Métallurgie*, 1471 (2000).
5. R. Dasgupta, A. K. Jain, P. Kumar, S. Hussein, and A. Pandey, *Mater. Res. Technol.*, **3**, Iss. 3: 264 (2014).
6. Z. Wang and A. M. Korsunsky, *Encyclopedia of Smart Materials* (Elsevier: 2022), p. 239.
7. J. David and N. Cheeke, *Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves* (Boca Raton: CRC Press: 2002).
8. L. M. Brekhovskikh and O. A. Godin, *Acoustic of Layered Media I: Plane and Quasi-Plane Waves* (Berlin: Springer-Verlag: 1990).
9. I. A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb Waves. Physical Theory and Application* (New York: Springer: 1967).
10. T. Tahraoui, Y. Boumaiza, and A. Boudour, *Optoelectronics and Advanced Materials*, **4**, No. 11: 1771 (2010).
11. A. Benbelghit, D. Boutassouna, B. Helifa, and I. K. Lefkaier, *NDT E International*, **39**: 76 (2006).

PACS numbers: 46.35.+z, 62.20.fq, 81.40.Ef, 81.40.Gh, 81.40.Lm, 81.70.Bt, 83.60.-a

Закономірності відновлення запасу пластичності та методика його розрахунку за деформування проміжним термообробленням

О. Л. Гайдамак

*Вінницький національний аграрний університет,
вул. Сонячна, 3,
21008 Вінниця, Україна*

Холодна пластична деформація металів приводить до зростання твердості, міцності, а також пониження пластичності та в'язкості. Для розширення можливостей холодного деформування металів застосовують деформування за декілька переходів з проміжними відпалами. В статті досліджено відновлення використаного ресурсу пластичності через відпалювання після холодної пластичної деформації інструментальної криці Р6М5 для різних шляхів деформування. Встановлено закономірності відновлення використаного ресурсу пластичності через відпалювання для простих і складних шляхів деформування криці Р6М5. Показано, що історія деформування не має істотного впливу на закономірності відновлення запасу пластичності проміжним термічним обробленням. Запропоновано нову методику розрахунку граничного ступеня деформації для деформування за декілька переходів з проміжними термічними обробленнями (відпалами), що уможлиблює враховувати вплив історії деформування, яка передувала кожному переходу, та відновлення ресурсу пластичності проміжним термічним обробленням, що більш повно відображає сутність процесів, що відбуваються під час холодної деформації з проміжними відпалами. Цю методику засновано на аналізі результатів проведених експериментальних досліджень холодного пластичного деформування зразків у процесі їх осаджування, розтягування, кручення та

Corresponding author: Oleh Leonidovych Haydamak
E-mail: vntu111@gmail.com

*Vinnitsia National Agrarian University,
3 Soniachna Str., UA-21008 Vinnitsia, Ukraine*

Citation: O. L. Haydamak, Regularities of Plasticity Reserve Restoration and Method of Its Calculation for Deformation by Intermediate Heat Treatment, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 45, No. 10: 1189–1204 (2023) (in Ukrainian).
DOI: [10.15407/mfint.45.10.1189](https://doi.org/10.15407/mfint.45.10.1189)

розтягування з одночасним крученням за два етапи з проміжним відпалом, який проводився за температури у 760°C , та витримкою в 1 годину із подальшим охолодженням з піччю. Запропоновано два методи розрахунку граничної деформації матеріалу заготовки після відпалу. Перший передбачає побудову нової діаграми пластичності, що враховує відновлення запасу пластичності проміжним відпалом за рахунок геометричної побудови нової діаграми пластичності на основі одержаних експериментальних результатів для різних шляхів деформування. Другий метод передбачає використання залежності відновлення використаного ресурсу пластичності деформованого матеріалу відпалом від ступеня деформації до відпалу, що уможливорює розрахувати нову діаграму пластичності, яка дає змогу прогнозувати можливості деформування матеріалу заготовки після відпалу без його руйнування.

Ключові слова: пластичність, фазові перетворення, шлях деформування, відпал.

Cold plastic deformation of tool steel P6M5 for different ways of deformation is investigated. The regularities of recovery of the used plasticity resource during annealing for the simple and complex ways of deformation of P6M5 steel are established. As shown, the history of deformation does not have a significant effect on the patterns of restoration of the plasticity reserve by intermediate heat treatment. A new method of calculating the ultimate degree of deformation during deformation for several transitions with intermediate heat treatments (annealing) is proposed that allows taking into account the influence of the deformation history, which preceded each transition, and the restoration of the plasticity resource by intermediate heat treatment that more fully reflects the essence of the processes taking place during cold deformation with intermediate annealing. This technique is based on the analysis of the results of experimental studies of cold plastic deformation of samples in the process of their deposition, stretching, twisting, and stretching with simultaneous twisting in two stages with intermediate annealing, which was carried out at a temperature of 760°C and held for 1 hour with subsequent cooling with a furnace. Two methods of calculating the ultimate deformation of the workpiece material after annealing are proposed. The first one involves the construction of a new plasticity diagram, which takes into account the restoration of the plasticity reserve by intermediate annealing due to the geometrical construction of a new plasticity diagram based on the obtained experimental results for different deformation paths. The second technique involves the use of the dependence of the restoration of the used plasticity resource of the deformed material by annealing on the degree of deformation before annealing, which allows to calculate a new plasticity diagram that takes into account the restoration of the reserve of plasticity by heat treatment and allows to predict the possibility of deformation of the workpiece material after annealing without destroying it.

Key words: plasticity, phase transformations, deformation path, annealing.

(Отримано 15 червня 2023 р.; остаточн. варіант — 5 вересня 2023 р.)

1. ВСТУП

Відомо, що холодна пластична деформація металу характеризується зростанням твердості, міцності, а також пониженням пластичності та в'язкості [1]. В процесі деформування на його початковій стадії відбувається інтенсивне зміцнення, зростають такі характеристики як межа міцності σ_B та межа плинності $\sigma_{0,2}$. Межа плинності зростає швидше, ніж межа міцності, а за великих деформацій межа міцності та межа плинності зрівнюються між собою, а пластичність металу падає до нуля. Такий стан матеріялу, що деформується, називається граничним, і подальше його деформування призводить до його руйнування. Ефект зміцнення металу під впливом холодної деформації названо наклепом або нагартуванням. Холодна пластична деформація завдяки наклепу може підвищити твердість і міцність деформованого металу в 1,5–3 рази. В той же час наклеп значно зменшує пластичні властивості металу, що унеможливує в багатьох випадках досягти бажаного ступеня деформування металу, не перевищуючи його межу міцності, тобто без руйнування. Водночас холодна пластична деформація металу переводить його у термодинамічний нестійкий стан, який зберігається необмежено довго за кімнатної температури. Переведення металу у більш стійкий стан можливе лише із застосуванням термічного впливу на деформовану заготовку. Такий термічний вплив називається відпалом, за якого відбувається процес рекристалізації деформованого металу. Через нагрівання деформованої заготовки із зростанням температури відбувається підвищення пластичності та пониження міцності, тобто зникає ефект наклепу у деформованій заготовці. В процесі рекристалізації відбувається утворення та збільшення нових зерен з меншою кількістю дефектів будови та з рівновісною формою.

Для того щоб відбулася рекристалізація потрібно мати певні умови, а саме, ступінь деформації має бути не менше 2% для алюмінію, 5% — для заліза та міді, 6% — для нікелю, і для кожного з вказаних матеріялів є своя мінімальна температура початку процесу рекристалізації $T_{рек}$, і залежить вона від температури топлення $T_{топ}$ та розраховується за формулою $T_{рек} = \alpha T_{топ}$, де коефіцієнт пропорційності $\alpha = 0,2$ для хемічно чистих металів, $\alpha = 0,4$ для технічно чистих стопів і металів, $\alpha = 0,8$ для складних стопів.

Процес рекристалізації zdeформованих зерен металу показано схематично на рис. 1 [1].

Із збільшенням ступеня попередньої деформації, перед термообробленням, зростає кількість центрів рекристалізації (рис. 1, б), виникає так звана первинна рекристалізація, яка приводить до утворення дрібних рівновісних зерен (рис. 1, в). В результаті утворення нових зерен зникає наклеп і зростає пластичність деформованого металу. В цьому випадку властивості металу наближаються

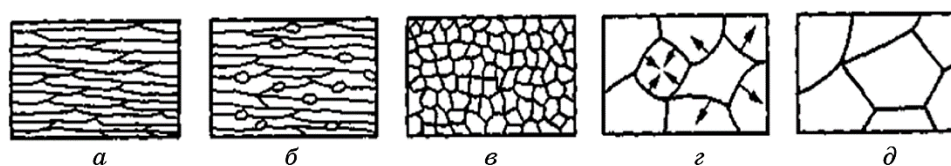


Рис. 1. Схематичне зображення змін мікроструктури здеформованого металу в процесі рекристалізації: зерна після холодної деформації (*a*), початкові зародки рекристалізації на межах зерен (*б*), первинна рекристалізація з утворенням дрібних рівновісних зерен (*в*), зростання зерен (*г*), нова крупнозерниста структура (*д*).

Fig. 1. Schematic representation of changes in the microstructure of the deformed metal during the recrystallization process: grains after cold deformation (*a*), initial nuclei of recrystallization at grain boundaries (*б*), primary recrystallization with the formation of small equiaxed grains (*в*), growth of grains (*г*), new coarse-grained structure (*д*).

до тих, що були до деформації цього матеріалу. З подальшим нагріванням сусідні зерна об'єднуються (рис. 1, *г*), і може виникнути нова крупнозерниста структура (рис. 1, *д*), яка погіршує механічні властивості, особливо ударну в'язкість.

Рекристалізаційний відпал, як правило, застосовують для міжопераційного пом'якшення металу під час холодного волочіння, прокатки та інших формоутворювальних операцій холодного оброблення тиском. На підприємствах для скорочення часу термооброблення температуру рекристалізаційного відпалу призначають на 100–200°C вище за температуру рекристалізації.

Деформування заготовок за кілька переходів з відпалом між переходами може істотно розширити технологічні можливості таких процесів, як видавлювання радіальним обтисканням з одержанням три- і чотиригранних порожнин, пресування, волочіння, та багатьох інших процесів.

Термооброблення лікує мікродофекти, що виникають під час холодного деформування, усуває наклеп, який утворюється за пластичної формозміни. Це уможливорює досягати більших ступенів деформацій. Однак, незважаючи на велику увагу дослідників [5] до вивчення впливу проміжного термооброблення на пластичність, у відомій нам літературі відсутні дані про відновлення запасу пластичності інструментальних криць під час відпалу та дані про вплив історії деформування на закономірності відновлення запасу пластичності. Методика розрахунку граничних деформацій за деформування із проміжним термообробленням є недостатньо обґрунтованою. Для вирішення зазначених завдань провели експериментальні дослідження процесів холодного пластичного деформування заготовок з інструментальної криці марки Р6М5 із проміжним тер-

мообробленням.

Важливим питанням методики дослідження впливу історії деформування на відновлення запасу пластичності заготовок під час холодного деформування з проміжним відпалом є вибір програм випробувань. Оскільки йдеться про пластичність за складного навантаження, необхідно реалізувати різні шляхи деформування. Згідно з лінійною теорією накопичення пошкоджень [2, 3], швидкість накопичення пошкоджень під час пластичного деформування в даний момент часу визначається величиною граничної деформації e_p . Швидкість накопичення пошкоджень за складного деформування залежить не тільки від граничної деформації, а й від «напрямку деформування», що визначається похідною dh/de_u , де η — показник напруженого стану, а e_u — ступінь деформації [4].

З метою виявлення зазначеної залежності на закономірності відновлення запасу пластичності за холодного деформування з проміжним термообробленням основну серію експериментів проводили за програмами, що відповідають променям, які виходять з точок $\eta = 0$, $e_u = 0$, $\eta = -1$, $e_u = 0$. У просторі вектора деформацій у цьому випадку шлях деформування зображується траєкторіями малої кривини.

У дослідженні впливу історії деформування на відновлення запасу пластичності заготовок, що деформуються з проміжним відпалом, проводили зіставлення результатів досліджень за простого та складного деформування.

Надалі під простим розуміється деформування, за якого показник напруженого стану залишається незмінним упродовж усього деформування $\eta = \text{const}$. Під складним розуміється деформування, за якого показник напруженого стану змінюється зі зростанням ступеня деформації e_u . Водночас співвідношення головних напружень і деформацій змінюється. Деформування є активним (деформування без проміжних розвантажень).

Усі зразки виготовляли із криці Р6М6. Заготовки для зразків бралися із однієї партії металу. Зразки доводилися до різних стадій попередньої деформації (по три зразки на кожну стадію), потім відпалювали в електропечі за температури у 760°C з витримкою в 1 годину (охолодження з піччю) і надалі деформували до руйнування.

Для реалізації простого деформування застосовували зразки на осаджування, кручення та розтягування.

Зразки для випробувань на осаджування мали діаметер у 10 мм і висоту у 16 мм (див. рис. 2, *в*). На екваторі циліндричної поверхні зразків наносили твердоміром координатну сітку. Розмір сітки за екватором — 1 мм, а за висотою — 2 мм. Деформування робили на пресі ПММ-125. Під торці зразків підкладали олив'яну фольгу разом із графітовим мастилом. Зміну розмірів координатної сітки міряли на інструментальному мікроскопі з точністю у $\pm 0,005$ мм. Мо-

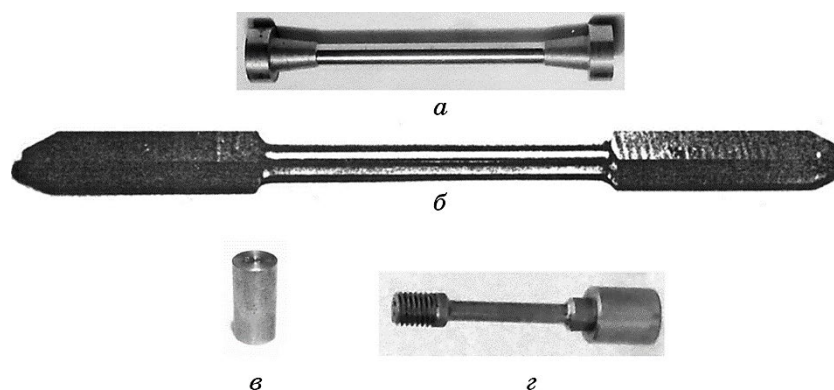


Рис. 2. Загальний вид зразків для випробувань на: розтяг (*a*), кручення (*б*), осаджування (*в*), кручення з розтягом (*г*).

Fig. 2. General view of samples for tests on: tension (*a*), torsion (*б*), deposition (*в*), torsion with tension (*г*).

мент руйнування фіксували з появою першої тріщини шириною у 0,05–0,1 мм. Показник напруженого стану цього виду випробувань — $\eta = -1$. Усього було випробувано 12 зразків.

Зразки, призначені для випробувань в умовах кручення, мали довжину робочої частини $b = 100$ мм і діаметер $d = 10$ мм (рис. 2, б). На робочій частині зразків зробили подряпину паралельно твірній циліндра робочої частини. Після руйнування міряли на інструментальному мікроскопі кут нахилу цієї подряпини щодо її вихідного положення. Випробування на кручення проводили на випробувальній машині КМ-50. Показник напруженого стану для цього виду випробувань — $\eta = 0$. Усього було випробувано 25 зразків.

Зразки, призначені для випробувань в умовах розтягування, мали довжину робочої частини $L = 100$ мм і діаметер $d = 10$ мм (див. рис. 2, а). Випробування на розтягування проводили на випробувальній машині Р-20. Після руйнування зразка міряли подовження та діаметер робочої частини. Показник напруженого стану цього виду випробувань — $\eta = \text{const} = 1$. Усього було випробувано 22 зразки.

В умовах складного деформування застосовували зразки на осаджування заввишки $H = 16$ мм і діаметром $d = 10,6$ мм (див. рис. 2, в). Деформування здійснювали без змащування торців; на бічній поверхні зразок мав опуклу форму, що викликало зміну показника напруженого стану зі зростанням ступеня деформації. Методика випробувань на осаджування без змащування торців є аналогічною випробуванням на осаджування зі змащенням торців, як описано вище. Усього було випробувано 16 зразків. Крім зазначених випробувань, деформували зразки в умовах спільного розтягування та кручення; вони мали довжину робочої частини у 30 мм і діаметер у

6 мм. Деформування зразків здійснювали відповідно до заданої програми на випробувальній машині ZDMU-30 шляхом плавного збільшення кутів закручування й осьових подовжень. Водночас необхідні подовження контролювали мікрометром, а кут закручування — за допомогою лімба, встановленого на випробувальній машині.

Шляхи деформування під час розтягування з крученням задавали прямими лініями у вигляді $\eta = Ke_u$. Згідно з [5], для цих шляхів розраховували програму деформування за співвідношенням

$$\operatorname{tg}\alpha = z^{-1,5} \int_1^z \sqrt{\frac{3z}{K^2} \left(\frac{2}{K} \ln z \right)^{-1} - 1} dz, \quad (1)$$

де z — безрозмірний параметер зразка, $\ln z = \ln(l/l_0)$, де l та l_0 — поточна та вихідна довжини зразка, α — кут закручування вихідної твірної на поверхні циліндра робочої частини зразка. Кут повороту одного кінця зразка відносно іншого становитиме

$$\varphi = \frac{2l \operatorname{tg}\alpha}{d} \frac{180^\circ}{\pi}. \quad (2)$$

Для шляхів деформування, де $K = 0,4, 0,65, 1,1, 1,3$, використовували зразки на одночасні розтяг і кручення (рис. 2, з), що мали довжину робочої частини $L = 60$ мм і діаметер $d = 6$ мм. На робочій частині зразків зробили подряпину паралельно твірній циліндра робочої частини. Після руйнування міряли на інструментальному мікроскопі кут нахилу цієї подряпини щодо її вихідного положення та подовження зразка. Для цих зразків розраховано програми випробувань, яких у вигляді графіків представлено на рис. 3. Усього було випробувано 55 зразків.

Для оцінки використаного ресурсу пластичності необхідно мати діаграму пластичності. Діаграму пластичності будували за одержаними результатами за допомогою апроксимувального виразу, запропонованого Г. Д. Делем та ін. [6], в яке у вигляді коефіцієнтів входять значення граничних деформацій за кручення $e_{p(\eta=0)}$ і стискання $e_{p(\eta=-1)}$:

$$e_p = \frac{e_{p(\eta=-1)} e_{p(\eta=0)} \exp(-\eta)}{e_{p(\eta=-1)} + \eta(e_{p(\eta=-1)} - e^* e_{p(\eta=0)})}, \quad (3)$$

де e^* — основа натурального логаритму.

Аналогічно цим випробуванням провели випробування для відпаленого матеріалу за режимом, що відповідає проміжному термообробленню. Таким чином, ми одержали дві діаграми пластичності: це діаграми для матеріалу в стані постачання і того самого матеріалу, але відпаленого за режимами, що відповідають режимам проміжного термооброблення.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Обробку одержаних експериментальних результатів проводили за методикою, викладеною в роботі [4]. Для осаджування зразків ступінь деформації розраховували за формулою

$$e_u = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{e_z^2 + e_z e_\varphi + e_\varphi^2}, \quad (4)$$

а показник напруженого стану визначали за співвідношенням

$$\eta = \sqrt{3} \frac{e_z + e_\varphi}{\sqrt{e_z^2 + e_z e_\varphi + e_\varphi^2}}, \quad (5)$$

де $e_z = \ln(z/z_0)$, $e_\varphi = \ln(\varphi/\varphi_0)$, z_0 і φ_0 — віддалі між маркерами у середній зоні вихідного зразка (рис. 2, в) по вертикалі та горизонталі відповідно, z і φ — віддалі між тими самими маркерами zdeформованого зразка по вертикалі та горизонталі відповідно.

Шлях деформування, розрахований за цими співвідношеннями, наведено на рис. 3, де знаком (○) позначено місце проведення відпапу, а знаком (●) — місце руйнування зразка. Шлях деформування,

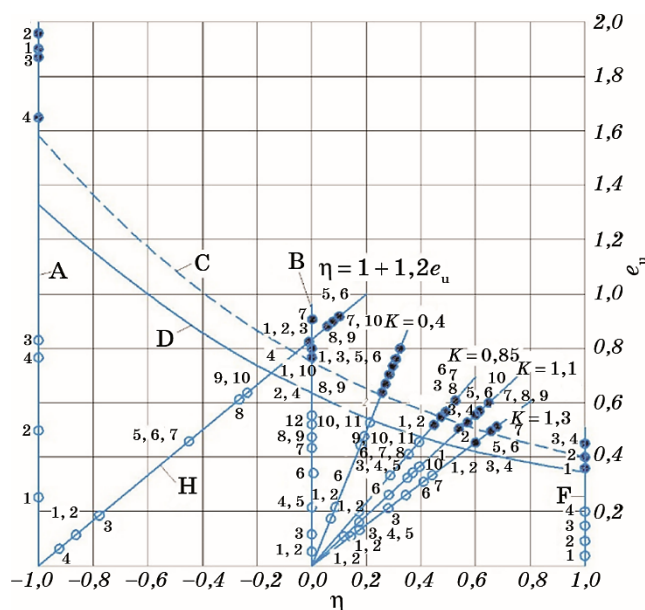


Рис. 3. Шляхи деформування зразків за формозміни з проміжним відпапом.

Fig. 3. Ways of deformation of blanks during shape change with intermediate annealing.

якому відповідає лінія А, одержано за осаджування зразків із інтенсивним змащуванням торців зразків. Шлях деформування, якому відповідає лінія Н, одержано за осаджування зразків без змащування торців зразків і описується рівнянням $\eta = -1 + 1,2e_u$.

Ступінь деформації зразка (рис. 2, б) за кручення розраховували за кутом нахилу α подряпини на твірній циліндричній поверхні до її вихідного положення, яке є паралельним до осі зразка, за співвідношенням

$$e_{u(\eta=0)} = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\sqrt{3}}. \quad (6)$$

Шлях деформування наведено на рис. 3 (лінія В).

Ступінь деформації для розтягування визначали за співвідношенням

$$e_{p(\eta=1)} = 2 \ln \frac{d_0}{d}, \quad (7)$$

де d_0, d — діаметри зразка до та після деформування. Цей шлях деформування наведено на рис. 3 (лінія F).

Для кручення з розтягуванням будували шляхи деформування за співвідношенням (1) для різних значень $K = 0,4, 0,85, 1,1, 1,3$.

Для оцінки впливу історії деформування на відновлення ресурсу пластичності під час відпалювання необхідно розрахувати використаний ресурс пластичності до та після відпалювання. Так, наприклад, за кручення, розтягування й осаджування зі змащуванням торців використаний ресурс до відпалу $\psi_1 = e_{u1}/e_{p1}$, а після відпалювання — $\psi_2 = e_{u2}/e_{p2}$, де e_{p1} — ступінь деформації, що відповідає руйнуванню за деформування зразка у стані постачання, e_{p2} — те саме, але відпаленого зразка за тими ж режимами, що й у проміжному відпалюванні.

Якщо зразки в початковому стані постачання не мають наклепу, то $e_{p1} = e_{p2}$. Таким чином, були одержані точки для простих видів деформування. Їх нанесли на діаграму $\psi_2 = f(\psi_1)$ (рис. 4). Одержані дані апроксимували методом найменших квадратів та одержали апроксимацію, показану на рис. 4 суцільною лінією:

$$\psi_2 = 0,97269 - 0,29\psi_1 - 0,428\psi_1^2. \quad (8)$$

У розрахунку ψ_1, ψ_2 для складних шляхів деформування (на рис. 3 позначені літерами Н і К) ці величини визначали за формулою [6]

$$\psi = \int_0^{e_u} \left(1 + 0,2 \operatorname{arctg} \frac{d\eta}{de_u} \right) \frac{e_u^{0,2 \operatorname{arctg}(d\eta/de_u)}}{[e_p^*(e_u)]^{1+0,2 \operatorname{arctg}(d\eta/de_u)}} de_u. \quad (9)$$

Цей розрахунок проводили аналогічно наведеному для простих

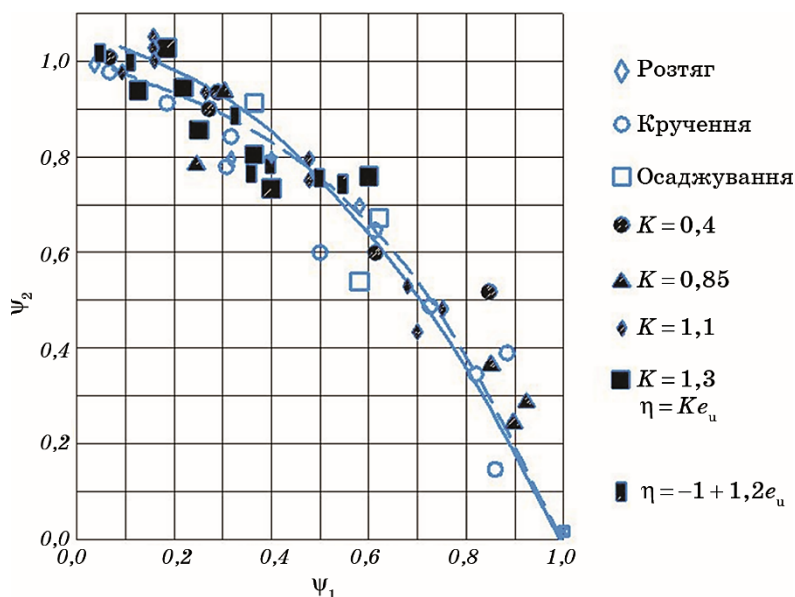


Рис. 4. Експериментальні дані залежності $\psi_2 = f(\psi_1)$ для різних шляхів деформування.

Fig. 4. Experimental data of the dependence $\psi_2 = f(\psi_1)$ for the different ways of deformation.

шляхів деформування; ψ_1 розраховували по відношенню до діаграми пластичності матеріалу в стані постачання (крива D на рис. 3), а ψ_2 — по відношенню до діаграми пластичності відпаленого матеріалу (крива C на рис. 3).

Одержані результати нанесли на графік залежності використаного ресурсу пластичності до та після відпалу $\psi_2 = f(\psi_1)$ (рис. 4). Обробивши результати за допомогою методу найменших квадратів, одержали вираз, що апроксимує залежність $\psi_2 = f(\psi_1)$, показану на рис. 4 штриховою лінією:

$$\psi_2 = 0,9858 - 0,1169\psi_1 - 0,8366\psi_1^2. \quad (10)$$

Як видно з одержаних апроксимацій для простих і складних шляхів деформування, мають місце незначні розбіжності відновлення ресурсу пластичності ψ_2 у діапазоні $0 \leq \psi_1 \leq 0,4$ в межах 5%. В той же час в діапазоні $0,4 \leq \psi_1 \leq 1$ результати майже збігаються. Таким чином, можна зробити висновок, що історія деформування не має істотного впливу на закономірності відновлення ресурсу пластичності за деформування з проміжним відпалом для простих і складних шляхів деформування.

3. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ ГРАНИЧНО ДОПУСТИМИХ ДЕФОРМАЦІЙ ЗА ДЕФОРМУВАННЯ З ПРОМІЖНИМ ТЕРМООБРОБЛЕННЯМ

Для проєктування технологічного процесу оброблення металу тиском з проміжним термообробленням необхідно знати, на якому етапі деформування доцільно провести відпалювання для того щоб досягти бажаного ступеня деформації без руйнування. У зв'язку з цим ми пропонуємо методику розрахунку гранично допустимих деформацій за деформування з проміжним термообробленням.

Відомо, що ступінь деформації, яка відповідає руйнуванню матеріалу заготовки для різних шляхів деформування, є різним, а використаний ресурс пластичності в момент руйнування для будь-яких шляхів деформування буде однаковим і становитиме $\psi = 1$.

Виходячи з цих уявлень, з'ясовуємо можливість побудувати нову діаграму пластичності, що враховує відновлення пластичності залежно від попередньої деформації та відпалу. Для ліпшого уявлення про метод побудови нової діаграми пластичності скористаємося тривимірною діаграмою, яку наведено на рис. 5, де: по осі X відкладено ступінь деформації перед відпалом e_{u1} ; по осі Y — ступінь деформації, що відповідає руйнуванню за деформування після від-

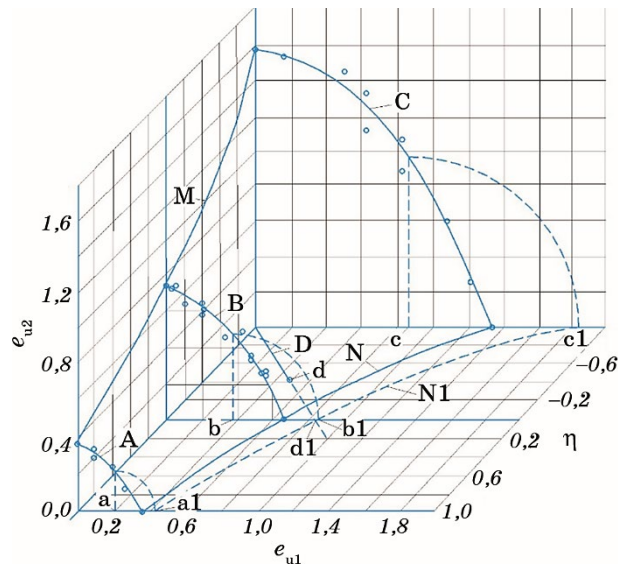


Рис. 5. До розрахунку гранично допустимої деформації за деформування з проміжним термообробленням.

Fig. 5. Calculation of the maximum allowable deformation during deformation with intermediate heat treatment.

палу e_{u2} ; по осі Z — показник напруженого стану η . На цій діаграмі нанесено експериментальні значення, одержані за розтягування, стискання та кручення, через які проведено їхні апроксимувальні лінії А, В, С. У площині (e_{u1}, η) проведено діаграму пластичності N вихідного матеріалу в стані постачання. У площині (e_{u2}, η) проведено діаграму пластичності M вихідного матеріалу, відпаленого за режимами проміжного відпалу.

Методику побудови нової діаграми пластичності пояснимо на прикладі. Проведемо з точки $\eta = -1$ шлях деформування D, що відповідає складному виду навантаження. Розрахуємо щодо діаграми пластичності матеріалу у вихідному стані постачання використаний ресурс пластичності до відпалу. Припустимо, він становитиме $\psi_1 = 0,6$ (точка d). Визначимо, який ступінь деформації за найпростіших видів навантаження відповідає використаному ресурсу 0,6: для розтягування ($\eta = 1$)

$$e_{u1} = 0,6e_{p(\eta=1)} = 0,6 \cdot 0,33 = 0,2 \text{ (точка a),}$$

для кручення ($\eta = 0$)

$$e_{u1} = 0,6e_{p(\eta=0)} = 0,6 \cdot 0,64 = 0,384 \text{ (точка b),} \quad (11)$$

для стискання ($\eta = -1$)

$$e_{u1} = 0,6e_{p(\eta=-1)} = 0,6 \cdot 1,38 = 0,828 \text{ (точка c).}$$

З відповідних точок (a, b, c) на діаграмі проведемо вертикальні промені до перетину з лініями (А, В, С), що апроксимують експериментальні значення. Точка перетину визначає ступінь деформації, яку матеріал може витримати після відпалу; вона становитиме:

$$\begin{aligned} \text{для розтягування } e_{u2} &= 0,25, \\ \text{для кручення } e_{u2} &= 0,46, \\ \text{для стискання } e_{u2} &= 0,98. \end{aligned} \quad (12)$$

Таким чином, загальний ступінь деформації e_{P3} , який може витримати матеріал за деформування після першого відпалу, складе:

$$\begin{aligned} \text{для розтягування } e_{P3(\eta=1)} &= e_{u1} + e_{u2} = 0,45 \text{ (точка a1),} \\ \text{для кручення } e_{P3(\eta=0)} &= e_{u1} + e_{u2} = 0,844 \text{ (точка b1),} \\ \text{для стискання } e_{P3(\eta=-1)} &= e_{u1} + e_{u2} = 1,81 \text{ (точка c1).} \end{aligned} \quad (13)$$

Підставивши одержані значення у вираз (3), побудуємо нову діаграму пластичності (пунктирна лінія N1 на рис. 5), на якій точка d1 свідчить про відновлення пластичності матеріалу заготовки в

результаті відпалу для даного шляху деформування D.

Побудувати нову діаграму пластичності або знайти нові коефіцієнти, що входять до апроксимації діаграми пластичності (3), можна і більш простим шляхом. Для цього скористаємося графіком залежності $\psi_2 = f(\psi_1)$ (див. рис. 4), що є загальною для всіх видів випробувань.

Знаючи використаний ресурс пластичності на першому етапі $\psi_1 = 0,6$ можна з графіка на рис. 4 визначити $\psi_2 = 0,68$. Нові коефіцієнти діаграми пластичності визначаємо з рівняння

$$e_{P3(\eta=i)} = \psi_1 e_{p1(\eta=i)} + \psi_2 e_{p2(\eta=i)}; \quad (14)$$

для нашого прикладу будуть наступні значення:

$$\begin{aligned} e_{P3(\eta=1)} &= 0,6 \cdot 0,33 + 0,68 \cdot 0,38 = 0,441, \\ e_{P3(\eta=0)} &= 0,6 \cdot 0,64 + 0,68 \cdot 0,74 = 0,887, \\ e_{P3(\eta=-1)} &= 0,6 \cdot 1,33 + 0,68 \cdot 1,58 = 1,872. \end{aligned} \quad (15)$$

Розбіжність результатів розрахунку за розглянутими методиками не перевищує 5%.

Після першого етапу деформування незалікована частина використаного ресурсу пластичності становитиме

$$\Delta\psi_1 = 1 - \psi_2 = 1 - 0,68 = 0,32. \quad (16)$$

Для подальшого деформування розрахунок використаного ресурсу пластичності необхідно проводити за новою діаграмою пластичності N1, яка відображає підвищення пластичності в результаті відпалу після холодної деформації, тобто за діаграмою, побудованою за коефіцієнтами (15). Припустимо, що на другому етапі деформування, після відпалу, використаний ресурс пластичності становитиме $\psi'_1 = 0,7$, з графіка на рис. 4 знайдемо $\psi'_2 = 0,55$.

Нові коефіцієнти діаграми пластичності визначаємо з рівняння

$$\begin{aligned} e_{P4(\eta=i)} &= e_{p2(\eta=i)}\psi'_1 + e_{p3(\eta=i)}\psi'_2; \\ e_{P4(\eta=1)} &= 0,38 \cdot 0,7 + 0,441 \cdot 0,55 = 0,508, \\ e_{P4(\eta=0)} &= 0,74 \cdot 0,7 + 0,887 \cdot 0,55 = 1,005, \\ e_{P4(\eta=-1)} &= 1,58 \cdot 0,7 + 1,872 \cdot 0,55 = 2,135. \end{aligned} \quad (17)$$

На рисунку 6 представлено схему розрахунку гранично допустимого ступеня деформації за декілька переходів з проміжними відпалами. Ця схема передбачає можливість деформування за декілька переходів, доки сумарний використаний ресурс пластичності не сягне 1 та перевищить це значення.

Відмінною особливістю даної методики по відношенню до мето-



Рис. 6. Схема розрахунку гранично допустимого ступеня деформації за деформування з проміжним термообробленням.

Fig. 6. Scheme for calculating the maximum allowable degree of deformation during deformation with intermediate heat treatment.

дики, викладеної в роботі [5], є те, що розрахунок використаного ресурсу пластичності проводиться з урахуванням історії деформування, яка передує відпалюванню; водночас ступінь відновлення використаного ресурсу пластичності за відпалювання враховано підйомом діаграми пластичності у відповідності із запропонованою методикою розрахунку. Водночас розрахунок використаного ресурсу пластичності, наведений у роботі [5], проводиться без врахування історії деформування, що передувала відпалу, тому що ступінь деформації на кожному етапі деформування розраховується від нуля і до значення, що передує черговому відпалу.

4. ВИСНОВКИ

1. Таким чином, проведено експериментальне дослідження відновлення використаного ресурсу пластичності за відпалювання після холодної пластичної деформації інструментальної криці Р6М5, результати якого добре узгоджуються з [2, 5, 7].
2. Встановлено закономірності відновлення використаного ресурсу пластичності за відпалювання для простих і складних шляхів де-

формування інструментальної криці.

3. Встановлено, що вид шляхів деформування в дослідженій області не має істотного впливу на закономірності відновлення запасу пластичності за проміжного відпалювання.

4. Розроблено методику розрахунку граничного ступеня деформації для деформування за багато переходів з проміжними відпалами, що уможливило враховувати вплив історії деформування, яка передувала кожному переходу.

5. Використаний ресурс пластичності за даною методикою визначався з урахуванням граничних значень пластичності деформованого металу, які постійно змінюються в результаті деформацій і відпалювань, що більш повно відображає сутність процесів, які відбуваються.

6. Результати даних досліджень можуть бути застосовані для розробки різних технологічних процесів, таких як видавлювання три-і чотиригранних порожнин радіальним обтисканням, осьове відкриття та закриття видавлювання, напівзакрите видавлювання, волочіння, та інших процесів, під час яких деформування за один перехід унеможливило одержувати деформації необхідної величини за один перехід без руйнування заготовки.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. О. В. Афанасьєва, *Матеріалознавство та конструкційні матеріали* (Харків: ХНУРЕ: 2016).
2. В. Л. Колмогоров, *Напряжения, деформации, разрушения* (Москва: Металлургия: 1970).
3. Л. Д. Соколов, *Доклады АН СССР*, **87**, № 952: 141 (1976).
4. В. А. Огородников, *Оценка деформируемости металлов во время обработки давлением* (Київ: Вища школа: 1983).
5. А. А. Богатов, С. В. Колмогоров, С. В. Смирнов, *Известия вузов. Чёрная металлургия*, **36**, № 2: 62 (1978).
6. Г. Д. Дель, В. А. Огородников, В. Г. Нахайчук, *Известия вузов. Машиностроение*, **32**, № 12: 22 (1974).
7. Е. П. Унксов, У. Джонсон, В. Л. Колмогоров и др., *Теория пластических деформаций металлов* (Москва: Машиностроение: 1983).

REFERENCES

1. O. V. Afanas'yeva, *Materialoznavstvo ta Konstruktsiyni Materialy* [Materials Science and Structural Materials] (Kharkiv: KhNURE: 2016) (in Ukrainian).
2. V. L. Kolmogorov, *Napryazheniya, Deformatsii, Razrusheniya* [Stresses, Deformations, Failures] (Moskva: Metallurgiya: 1970) (in Russian).
3. L. D. Sokolov, *Doklady AN SSSR*, **87**, No. 952: 141 (1976) (in Russian).
4. V. A. Ogorodnikov, *Otsenka Deformiruemosti Metallov vo Vremya Obrabotki Davleniem* [Assessment of the Deformability of Metals during Pressure Treat-

- ment] (Kiev: Vishcha Shkola: 1983) (in Russian).
5. A. A. Bogatov, S. V. Kolmogorov, and S. V. Smirnov, *Izvestiya Vuzov. Chernaya Metallurgiya*, **36**, No. 2: 62 (1978) (in Russian).
 6. G. D. Del', V. A. Ogorodnikov, and V. G. Nakhaychuk, *Izvestiya Vuzov. Mashinostroenie*, **32**, No. 12: 22 (1974) (in Russian).
 7. E. P. Unksov, U. Johnson, V. L. Kolmogorov et al., *Teoriya Plasticheskikh Deformatsiy Metallov* [Theory of Plastic Deformations of Metals] (Moskva: Mashinostroenie: 1983) (in Russian).

PACS numbers: 07.10.-h, 46.40.-f, 46.50.+a, 62.20.M-, 62.20.Qp, 81.40.Np, 81.70.Bt

Багатофакторні емпіричні моделі енергії низькочастотних та зубцевих коливань динамічного складника обертового моменту на долоті

В. М. Мойсишин, А. П. Івасютин, Л. В. Борисевич*, О. М. Витвицька

*Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,
вул. Карпатська, 15,
76019 Івано-Франківськ, Україна*
**Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул. Шевченка, 57,
76018 Івано-Франківськ, Україна*

З метою встановлення багатофакторних емпіричних моделей енергії низькочастотних ($E_{\text{нчк}}$) і зубцевих ($E_{\text{зк}}$) коливань динамічного складника обертового моменту на долоті за методом раціонального планування експериментів на стенді Івано-Франківського національного державного університету нафти і газу проведено експериментальні дослідження. Згідно з цим методом комбінація змінних чинників, до яких відносяться осьове статичне навантаження $F_{\text{ст}}$, частота обертання долота n , цупкість C та коефіцієнт демпфування β бурильного інструмента, зустрічається тільки один раз. За досліджуваній параметер вибрано амплітудне значення дисперсії (енергії) на локальних максимумах, які фіксуються на низькочастотних і зубцевих коливаннях спектральної густини (енергетичного спектра) внутрішньої структури динамічного складника. Загальні багатовимірні функції подано добутком окремих залежностей від змінних факторів — $E_{\text{нчк}} = B_{\text{ср}} f(n) f(F_{\text{ст}}) f(C) f(\beta)$ і $E_{\text{зк}} = B_{\text{ср}} f(n) f(F_{\text{ст}}) f(C) f(\beta)$, де $B_{\text{ср}}$ — середнє значення числового коефіцієнта для множини усіх дослідів. Постійними фак-

Corresponding author: Vasyly' Mykhaylovych Moysyshyn
E-mail: math@nung.edu.ua

*Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas,
15 Karpatska Str., UA-76019 Ivano-Frankivsk, Ukraine*
**Vasyl Stefanyk Precarpathian National University,
57 Shevchenko Str., UA-76018 Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Citation: V. M. Moysyshyn, A. P. Ivasyutyn, L. V. Borysevych, and O. M. Vytvyts'ka, Multifactor Empirical Models of Energy of Low-Frequency and Toothed Oscillations of the Dynamic Component of Torque on the Bit, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **45**, No. 10: 1205–1235 (2023) (in Ukrainian). DOI: [10.15407/mfint.45.10.1205](https://doi.org/10.15407/mfint.45.10.1205)

торами під час проведення планованого експерименту були тип і діаметер тришарового долота та витрата промивальної рідини (води). Планований факторний експеримент було проведено в блоках пісковика Городищенської світи твердістю у 1440 МПа. За результатами експерименту побудовано рівняння багатофакторних емпіричних моделей енергії $E_{\text{НЧК}}$ і $E_{\text{ЗК}}$ коливань динамічного складника обертового моменту на долоті та проведено аналізу впливу на цю енергію зовнішніх незалежних чинників.

Ключові слова: сталеве долото, емпіричний модель, енергія випадкового процесу, спектральна густина, енергія низькочастотних коливань динамічного складника обертового моменту на долоті, енергія зубцевих коливань динамічного складника обертового моменту на долоті, змінний чинник.

In order to establish multifactorial empirical energy models of low-frequency ($E_{\text{НЧК}}$) and toothed ($E_{\text{ЗК}}$) oscillations of the dynamic component of the torque on the bit, experimental studies are conducted at the stand of the Ivano-Frankivsk National State University of Oil and Gas, using the method of rational planning of experiments. According to this method, the combination of variable factors, which include the axial static load $F_{\text{ст}}$, bit rotation frequency n , stiffness C , and damping coefficient β of the drilling tool, occurs only once. The studied parameter is the amplitude value of the dispersion (energy) at local maxima, which are fixed on the low-frequency and jagged fluctuations of the spectral density (energy spectrum) of the internal structure of the dynamic component. General multidimensional functions are represented by the product of individual dependences on variable factors: $E_{\text{НЧК}} = B_{\text{ср}} f(n) f(F_{\text{ст}}) f(C) f(\beta)$ and $E_{\text{ЗК}} = B_{\text{ср}} f(n) f(F_{\text{ст}}) f(C) f(\beta)$, where $B_{\text{ср}}$ is the average value of the numerical coefficient for the set of all experiments. Constant factors during the planned experiment are both the type and the diameter of the three-layer bit and the consumption of flushing fluid (water). The planned factorial experiment is carried out in blocks of sandstone of the Horodyshche strata with a stamp hardness of 1440 MPa. According to the results of the experiment, the equations of multifactor empirical models of energy $E_{\text{НЧК}}$ and $E_{\text{ЗК}}$ fluctuations of the dynamic component of the torque on the bit are constructed, and the influence of external independent factors on this energy is analysed.

Key words: steel bit, empirical model, energy of a random process, spectral density, energy of low-frequency oscillations of the torque dynamic component on the bit, energy of toothed oscillations of the dynamic component of the torque on the bit, variable factor.

(Отримано 6 квітня 2023 р.; остаточн. варіант — 13 квітня 2023 р.)

1. ВСТУП

До якості металевого інструменту ставляться підвищені вимоги, оскільки буріння є ключовим процесом у низці прикладних галузей, які мають стратегічне значення для забезпечення економічної стабільності країни. Зокрема, це — розвідка та видобуток вуглево-

днів, геотермальних і мінеральних ресурсів, екологічний моніторинг і наукові дослідження надр, підземні розкопки та розвиток інфраструктури населених пунктів тощо. Коефіцієнт корисної дії процесу буріння, який забезпечується нині широкоживаними технологіями, є не надто високим. Наприклад, кількість енергії, яка затрачається власне на поглиблення вибивання нафтогазових свердловин становить від близько 30% до 40% від загальної кількості енергії, підведеної до бурильної колони [1, 2]. Один з основних чинників, який обмежує продуктивність та ефективність глибокого буріння, — це неконтрольований динамічний режим роботи бурильного інструмента [3–5]. Динамічні навантаження провокують передчасне спрацювання доліт та інших елементів бурильної колони, шкідливо впливають на роботу вибійних двигунів і наземного устаткування, а також ускладнюють проведення свердловин і погіршують умови роботи персоналу бурових бригад [6–9].

На податливість металевої бурильної колони та на динамічний режим роботи бурового долота впливає вибір компонування бурильного інструмента та матеріалу бурильних труб [10–12]. Найбільш уживаним у світовій практиці буріння є використання в складі компонування довгомірних колон труб із таких матеріалів: сталеві стопи різних груп міцності, алюмінієві стопи та дюралюміній, титанові стопи, а також магнієві стопи та композиційні вуглецеві матеріали [13, 14]. Щодо вибору породоруйнівального інструменту, то нині найпопулярнішими є долота різально-стиральної дії, армовані полікристалічними синтетичними діамантами (PDC). Їхня основна перевага над конкурентами — відсутність рухомих елементів у конструкції; крім того, різці PDC мають високу міцність під час різання гірської породи [15, 16]. Однак діаманти в тій формі, яка використовується в PDC, характеризуються високою крихкістю та можуть руйнуватися під час ударних або значних динамічних навантажень. В такому разі слід віддати перевагу шарошковим долотам, оскільки твердостопні карбід-вольфрамові вставки є стійкішими щодо ударного навантаження, ніж діамантові; тому в деяких випадках це буде ліпший вибір [17]. Крім того, роботу шарошкового долота слід контролювати в складних експлуатаційних ситуаціях, адже є більше можливостей регулювання крутного моменту та навантаження на долото. Більшість провідних фірм-виробників шарошкових доліт використовують для виготовлення лап крицю AISI 4815H (аналог — криця 15H3MA) або AISI 8720 (аналог — криця 19HMA); для виготовлення фрезерованих шарошок — крицю AISI4815H, а для штирових шарошок — крицю AISI 9315H (аналог — криця 14XH3MA) [18]. Для виготовлення тіл кочення застосовується криця AISI S2 (аналог — 55CM5ФА). Важливим матеріалом у виробництві високоякісних шарошкових доліт є вольфрамкобальтові тверді стопи, які застосовуються для виготов-

лення твердостопних зубців і армування зубів фрезерованих шарошок, козирків лап та інших частин долота, що піддаються в процесі роботи абразивному зносу [19, 20]. Зазвичай твердостопні зубці виготовляють зі стопів марок ВК4-В, ВК8-ВК і ВК11-ВК. Слід зазначити, що провідні фірми-виробники доліт мають власні твердостопні виробництва та ширший вибір марок твердих стопів. Часто вони використовують низку марок стопів з однаковим хемічним, але різним ґранулометричним складом, що дає змогу забезпечити потрібні фізико-механічні властивості зубців тієї чи іншої форми для ефективного руйнування конкретних гірських порід.

У більшості випадків бурильний інструмент працює в агресивних та абразивних середовищах під дією інтенсивних динамічних і тривалих циклічних навантажень [21, 22]. Зростання глибин буріння та спорудження свердловин складної просторової конфігурації потребує застосування сучасних матеріалів, інтелектуальних конструкцій і прогресивних технологій виготовлення бурильного інструмента [23–25]. Для підвищення ресурсу роботи породоруйнівального інструменту застосовують низку підходів і методів. До конструкторських методів відносять раціональне кріплення твердостопних зубців у тілі крицевої шарошки чи різців у тілі лопаті, оптимізацію схем опор доліт з різними типами підшипників [26, 27] та підвищення їхньої зносостійкості [28–31], систем охолодження та мащення [32, 33] таких підшипникових опор [34–36], удосконалення профілю конічної різьби на ніпелях і муфтах бурового інструмента з різних матеріалів [37–39], забезпечення точності профілю нарізів [40–42] і запобігання самовідгвинчуванню різьбових кріплень [43]. Також важливими є раціональний вибір матеріалів шляхом проведення корозійних досліджень і вивчення структурних змін металів [44–46], застосування методів оцінки змін напружень внаслідок корозії та появи дефектів [47–50], параметрична оптимізація озброєння, опор і вузлів промивання доліт [51, 52].

З-поміж технологічних методів заслуговують на увагу застосування антиабразивних покриттів, оброблення поверхонь і раціональне армування крицевих деталей [53, 54]; особливо це стосується захисту козирків лап і тильних частин шарошок доліт [55–57]. Використовуючи теоретичні підходи на стадії розробки складів матеріалів і покриттів та зміцнювальних технологій [58–60] і враховуючи технологічну спадковість та якість оброблення металевих поверхонь під час виготовлення [61–63], можна забезпечити надійне функціонування бурових інструментів упродовж життєвого циклу [64]. У цьому напрямі перспективним є використання композитних [65], спеціалізованих гнучких [66], металевих [67] і функціонально ґradientних [68, 69] покриттів.

Експлуатаційні методи подовження ресурсу роботи бурового інструмента передбачають наукове обґрунтування раціональних ре-

жимів експлуатації з урахуванням силового та температурного взаємочину [70–73], забезпечення ретельної очистки вибивачки свердловини [74]. Позитивний вплив на ефективність бурових робіт мають: використання віброзахисних компоновок трубних колон із різних матеріалів [75, 76], встановлення спеціалізованих демпферів і наддолотових амортизаторів [77–80] та балансування [81], а також застосування ефективних способів профілактики та ліквідації ускладнень під час буріння [82–84].

Особливості контактної взаємодії бурильного інструмента з гірською породою є важливим чинником, який визначає енергоємність процесу буріння. Тут залишаються актуальними проблеми уточнених оцінок динаміки стрижнів стосовно задач ліквідації прихоплень бурильної колони [85–87]. Розробка та верифікація моделей взаємодії довгомірних стрижнів з пружним середовищем та оцінка їхньої тріщиностійкості потрібні задля безпечної експлуатації трубопроводів [88–90], підвищення довговічності бурильних колон і забезпечення якісного центрування обсадних труб [91–93].

Під час обертання крицевого шарошкового долота зубці під дією осевого навантаження заглиблюються в гірську породу та руйнують поверхню вибивачки свердловини. За такої взаємодії долота з породою генеруються вертикальні переміщення та виникає динамічна складова осевого навантаження, яку називають осевою динамічною силою $F_{\text{дин}}$. Загальне осеве навантаження на долото $F_{\text{ос}}$ можна подати сумою двох складників: статичного $F_{\text{ст}}$ і динамічного $F_{\text{дин}}$, який в процесі буріння може набувати як додатніх, так і негативних значень, тобто $F_{\text{ос}} = F_{\text{ст}} \pm |F_{\text{дин}}|$ [94, 95].

У працях [96–98] дано експериментальну оцінку впливу конструктивних і режимних чинників на динаміку бурильного інструмента. Виявлено, що збільшення осевого статичного навантаження $F_{\text{ст}}$ і частоти обертання n сталевого тришарошкового долота приводить до зростання енергії вібропришвидження, а зростання коефіцієнта демпфування β — до її зменшення. З'ясовано, що залежність величини вібропришвидження від цупкості C бурильного інструмента має локальний максимум, який зі збільшенням твердості гірської породи зміщується в область більших значень цупкості. Аналіза одержаних результатів дослідження уможливила надати практичні рекомендації щодо зменшення енергоємності процесу руйнування гірської породи шарошковим долотом і пониження вартості будівництва нафтових і газових свердловин.

Під час обертання долота внаслідок опору поверхні вибивачки переміщенню зубців шарошок виникає реактивний момент і для його подолання до долота прикладають зовнішній обертовий момент, який є другим основним параметром, що характеризує процес взаємодії долота з вибивачкою. Величина моменту залежить від величини осевого навантаження, а процес його зміни в часі відпо-

відає такій же зміні $F_{ос}$, тобто зміна миттєвих значень обертового моменту на долоті в часі $T_{ді}$ представляє собою такий же випадковий процес, як і процес зміни осьового зусилля на долоті [99]. Значення $T_{ді}$ можна подати у вигляді $T_{ді} = \bar{T}_d \pm T_{д.дин.і}$, де \bar{T}_d — середнє значення моменту на долоті, $T_{д.дин.і}$ — динамічний складник моменту на долоті, який виникає в результаті зміни осьового навантаження на долото, різної комбінації фаз роботи елементів озброєння і нерівномірності руйнування вибивачки свердловини.

Основні стендові й експериментальні дослідження впливу параметрів режиму буріння та характеристик гірської породи на обертовий момент на долоті вивчали тільки їхній вплив на процес зміни середнього значення моменту [100, 101]. Дослідження процесу зміни обертового моменту в часі з фіксацією цієї зміни проводилися низкою дослідників [102–105]. Внутрішня структура процесу зміни обертового моменту на долоті не досліджувалась і характер зміни його динамічного складника не вивчався.

Нормальний закон розподілу миттєвих значень крутного моменту є двопараметричним; основні параметри — математичне сподівання (середнє значення) та дисперсія вибірки. Для центрованого випадкового нормального закону математичне сподівання дорівнює нулю, а тому основним параметром є дисперсія вибірок миттєвих значень крутного моменту. Відомо, що зв'язок між дисперсією вибірок центрованих миттєвих значень крутного моменту D_T та середнім значенням потужності (питомої енергії, тобто енергії віднесеної до одиниці часу; далі по тексту — енергії) процесу зміни крутного моменту на долоті \bar{p}^u описується рівністю $D_T = Z^2 n R \bar{p}^u / (\tilde{n} - 1)$, де Z — коефіцієнт переходу, який визначається за результатами тарування давача, \tilde{n} — об'єм вибірки, R — вхідний опір вимірювального тракту [Ом]. Оскільки $Z^2 n R / (\tilde{n} - 1) = \text{const}$, то закономірності зміни потужності (питомої енергії) процесу відповідають закономірностям зміни дисперсії.

Енергетичний спектер динамічного складника обертового моменту, за аналогією зі спектром осьової динамічної сили, є двокомпонентним і містить низькочастотний і зубцевий складники [106]. Низькочастотні коливання збурюються під час перекочування шарошок як гладких конічних конусів вибивачкою свердловини, а зубцеві виникають внаслідок перекочування зубців шарошок поверхнею вибивачки.

Значний інтерес представляють собою дослідження, за результатами яких можна встановити залежності між енергією цих коливань і режимними та конструктивними чинниками процесу руйнування гірської породи на вибивачці свердловини. До конструктивних чинників віднесено цупкість C та коефіцієнт демпфування β бурильного інструмента, а до режимних чинників — осьове статичне навантаження $F_{ст}$ та частоту обертання долота n . Одним із методів встанов-

лення таких залежностей є стендові експериментальні дослідження.

Метою даної роботи є встановлення багатофакторних емпіричних моделей енергії низькочастотних і зубцевих коливань динамічного складника обертового моменту на крицевому долоті та з'ясування на основі цих моделей ступеня впливу зовнішніх чинників на енергію цих коливань.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Для встановлення математичних моделей на буровому стенді Івано-Франківського національного державного університету нафти і газу [107] проведено експериментальні дослідження з використанням методики раціонального планування експерименту. За цією методикою комбінація значень незалежних зовнішніх чинників зустрічалася тільки один раз. Кожний з чинників змінювався на чотирьох рівнях. Під час проведення досліджень для зміни параметрів бурильного інструмента використовувалися пристрої, конструкція яких давала змогу змінювати значення цупкості та коефіцієнта демпфування бурильного інструмента незалежно одне від одного. Зміна цупкості в інтервалі 400–2500 кН/м здійснювалася шляхом використання витих пружин натискання різних розмірів у пружному елементі пристрою. Коефіцієнт демпфування під час використання цих пружин є практично незмінним. Для зміни коефіцієнта демпфування компонування бурильного інструмента було використано гідравлічні поглиначі коливань КВЗ-ЛПЖТ. Використання таких поглиначів з різною кількістю клапанних дросельних отворів змінювало коефіцієнт демпфування в інтервалі від 40 (кН·с)/м до 90 (кН·с)/м.

Дослідження проводили у блоках пісковіку Воротищенської світи, твердість яких за штампом рш складала 1440 МПа. Загальна кількість дослідів — 16. Буріння вели крицевим долотом ПІ-93Т-ЦА за постійної витрати промивальної рідини (води), що становила 7 л/с і забезпечувала повне очищення вибивачки від шламу зруйнованої гірської породи.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На основі аналізу розмірностей моментоемність (середнє значення обертового моменту на долоті) можна подати [107] функціональною залежністю

$$\begin{aligned} \bar{T}_d &= 0,0753k_3 \left(\frac{F_{ст}}{1440 \cdot 10^6} \right)^{\alpha_9} \left(\frac{\omega_d}{8,7026} \right)^{-\alpha_{10}} \left(\frac{C}{1,3392 \cdot 10^8} \right)^{-\alpha_{11}} (a_1 - b_1\beta) = \\ &= 1,26 \cdot 10^{17} k_3 F_{ст}^{\alpha_9} \omega_d^{-\alpha_{10}} C^{-\alpha_{11}} (a_1 - b_1\beta), \end{aligned}$$

де $\omega_d = \pi n / 30$ — кутова швидкість обертання долота [с^{-1}], k_3 , α_9 , α_{10} , α_{11} , a_1 , b_1 — емпіричні коефіцієнти, які підлягають визначенню за результатами експериментальних досліджень, проведених за планованим експериментом.

Аналогічно, багатофакторні емпіричні моделі енергії низькочастотних і зубцевих коливань обертового моменту також подано у вигляді добутку елементарних частинних залежностей для кожного зовнішнього незалежного чинника.

Матрицю планованого експерименту зі значеннями енергії (дисперсії) низькочастотних ($E_{\text{нчк}}$) і зубцевих ($E_{\text{зк}}$) коливань процесу зміни динамічного складника моменту на долоті подано в табл. 1.

3.1. Багатофакторний емпіричний модель множинної нелінійної кореляції енергії низькочастотних коливань динамічного складника обертового моменту на долоті

Емпіричний модель енергії низькочастотних коливань будемо шукати у вигляді добутку окремих залежностей від змінних чинників n , $F_{\text{ст}}$, C , β , тобто

$$E_{\text{нчк}} = B_{\text{ср}} f(n) f(F_{\text{ст}}) f(C) f(\beta) [\text{Н}^2 \cdot \text{м}^2].$$

У таблицях 2, 3 подано результати визначення енергії $E_{\text{нчк}}$, усереднені відповідно за режимними параметрами n , $F_{\text{ст}}$ та параметрами бурильного інструмента C і β .

Результати підбору частинних емпіричних залежностей (за усередненими експериментальними значеннями) енергії низькочастотних коливань $E_{\text{нчк}}$ процесу зміни динамічного складника обертового моменту від змінних чинників і перевірку умов задовільної апроксимації цими залежностями експериментальних даних наведено у табл. 4. У цій таблиці введено наступні позначення: $P = 1 - \alpha$ — ймовірність існування кореляційної залежності між змінними факторами та величиною $E_{\text{нчк}}$, α — рівень значущості (зона ухвалення рішення двостороння), σ_0 — величина основної похибки через заміну експериментальних даних відповідними емпіричними залежностями, визначеними за програмою підбору коефіцієнтів апроксимувальних частинних емпіричних рівнянь регресії [108, 109] та програмою апроксимації даних поліномами другого та третього степенів.

Для зменшення значення степеня полінома, який використовувався для апроксимації експериментальних даних залежності $E_{\text{нчк}} = f(C)$, застосовувалася методика нейтралізації осьового навантаження та частоти обертання [108]. Результат апроксимації усереднених, скоригованих за цією методикою експериментальних даних поліномом 2-го степеня, є незадовільним; умова $\sigma_0 < 0,1 \bar{E}_{\text{нчк}}$ не

ТАБЛИЦЯ 1. План чотирофакторного експерименту зі значеннями енергії (дисперсії) низькочастотних ($E_{\text{нчк}}$) і зубцевих ($E_{\text{зк}}$) коливань.**TABLE 1.** Plan of a four-factor experiment with values of energy (dispersion) of low-frequency ($E_{\text{нчк}}$) and ($E_{\text{зк}}$) toothed oscillations.

№	n , хв. ⁻¹	$F_{\text{ст}}$, кН	C , кН/м	β , кН·с/м	$E_{\text{нчк}}$, Н ² ·м ²	$E_{\text{зк}}$, Н ² ·м ²
1	82	10	400	0,1	63,879	5,9711
2	82	15	2500	40	39,524	8,4178
3	82	20	800	70	40,275	4,868
4	82	25	1700	90	81,764	9,5207
5	133	10	800	90	19,112	1,5665
6	133	15	1700	70	35,826	6,0765
7	133	20	400	40	77,378	8,3547
8	133	25	2500	0,1	60,119	14,4342
9	188	10	1700	40	15,877	4,8208
10	188	15	800	0,1	32,382	10,8289
11	188	20	2500	90	38,621	13,5633
12	188	25	400	70	89,693	7,9125
13	285	10	2500	70	8,5435	2,1259
14	285	15	400	90	19,331	1,4984
15	285	20	1700	0,1	45,281	20,6741
16	285	25	800	40	60,386	22,7872

виконується.

Згідно з даними таблиці 4, ймовірність існування частинних емпіричних залежностей між $E_{\text{нчк}}$ і зовнішніми незалежними змінними факторами (чинниками) більша за 0,98. Умова існування таких залежностей, — $\sigma_0 < 0,1E_{\text{нчк}}$, — також виконується. Залежності $E_{\text{нчк}} = f(F_{\text{ст}})$, $E_{\text{нчк}} = f(n)$ і $E_{\text{нчк}} = f(\beta)$ задовільно описуються елементарними гладкими «розумними» кривими. Для апроксимації залежності $E_{\text{нчк}} = f(C)$ використано поліном 3-го степеня, який характеризується наявністю мінімаксів.

У таблиці 5 подано усереднені експериментальні значення енергії $E_{\text{нчк}}$ процесу зміни динамічного складника обертового моменту на долоті та значення, знайдені за рівняннями регресії частинних емпіричних залежностей.

Отже, на основі експериментальних даних одержуємо наступний емпіричний модель множинної нелінійної кореляції між енергією $E_{\text{нчк}}$ процесу зміни обертового моменту та змінними чинниками експерименту:

ТАБЛИЦЯ 2. Результати експерименту з визначення енергії $E_{\text{нчк}}$, усереднені за режимними параметрами.**TABLE 2.** Results of the energy determination experiment $E_{\text{нчк}}$ averaged by regime parameters.

$F_{\text{ст}}, \text{кН}$ \ / $n, \text{хв.}^{-1}$	82	133	188	285	Сума	Середнє
10	63,879	19,112	15,877	8,5435	107,4115	26,85
15	39,524	35,826	32,382	19,331	127,063	31,77
20	40,275	77,378	38,621	45,281	201,555	50,39
25	81,764	60,119	89,693	60,386	291,962	72,99
Сума	225,442	192,435	176,573	133,542	727,992	182
Середнє	56,36	48,11	44,14	33,39	182	45,5

$$\begin{aligned}
 E_{\text{нчк}} &= \\
 &= B_{\text{ср}} f(n_d) f(F_{\text{ст}}) f(C) f(\beta) = B_{\text{ср}} (68,8778 \cdot 0,9975^n) (12,5312 e^{0,0962 F_{\text{ст}}}) \times \\
 &\times (120,3544567 - 0,1956411C + 0,00014C^2 - 3,00373 \cdot 10^{-8} C^3) \times \\
 &\times (51,6509 e^{-0,00262\beta}) [\text{Н}^2 \cdot \text{м}^2].
 \end{aligned} \quad (1)$$

У таблиці 6 наведено значення коефіцієнта B_i , визначені за формулою

$$B_i = \frac{E_{\text{нчк } i}}{f(F_{\text{ст } i}) f(n_i) f(C_i) f(\beta_i)}, \quad (2)$$

ТАБЛИЦЯ 3. Результати експерименту з визначення енергії $E_{\text{нчк}}$, усереднені за параметрами бурильного інструмента.**TABLE 3.** The results of the experiment with the assignment of energy $E_{\text{нчк}}$ averaged over the parameters of the drilling tool.

$C, \text{кН/м}$ \ / $\beta, \text{кН}\cdot\text{с/м}$	400	800	1700	2500	Сума	Середнє
0,1	63,879	32,382	45,281	60,119	201,661	50,42
40	77,378	60,386	15,877	39,524	193,165	48,29
70	89,693	40,275	35,826	8,5435	174,338	43,58
90	19,331	19,112	81,764	38,621	158,828	39,71
Сума	250,281	152,155	178,748	146,8075	727,992	182
Середнє	62,57	38,04	44,69	36,70	182	45,5

ТАБЛИЦЯ 4. Результати підбору частинних емпіричних залежностей і перевірка умов задовільної апроксимації експериментальних даних (для $E_{\text{нчк}}$).

TABLE 4. The results of the selection of partial empirical dependences and the reverification of the predetermined approximation conditions of experimental data (for $E_{\text{нчк}}$).

Змінний фактор	Частинні емпіричні залежності				Вибіркове значення коефіцієнта кореляції	Перевірка умови $\sigma_0 < 0,1\bar{E}_{\text{нчк}}$
	82	133	188	285		
$n, \text{хв.}^{-1}$	56,36	48,11	44,14	33,39	0,995 $0,99 < P < 0,998$	1,0 < 4,55
	$E_{\text{нчк}} = 68,8778 \cdot 0,9975^n$					
$F_{\text{ст}}, \text{кН}$	10	15	20	25	0,9956 $0,98 < P < 0,99$	2,69 < 4,55
	$E_{\text{нчк}} = 12,5312 \exp(0,0692 F_{\text{ст}})$					
$C, \text{кН/м}$	400	800	1700	2500	0,9998 $0,999 < P < 1,0$	0,14 < 4,55
	$E_{\text{нчк}} = 120,3544567 - 0,1956411C + 0,00014C^2 - 3,00373 \cdot 10^{-8}C^3$					
$\beta, \text{кН}\cdot\text{с/м}$	0,1	40	70	90	0,9842 $0,98 < P < 0,99$	2,11 < 4,55
	$E_{\text{нчк}} = 51,6509 \exp(-0,00262\beta)$					

де $E_{\text{нчк} i}$ — експериментальні значення загальної енергії за даними табл. 1, яка відповідає i -му досліді, $f(F_{\text{ст} i})f(n_i)f(C_i)f(\beta_i)$ — добуток частинних емпіричних залежностей, які відповідають умовам i -го досліді та виділені у табл. 5.

У таблиці 7 наведено статистичні характеристики сукупності значень B_i та результати визначення артефактів (різко відмінних значень коефіцієнта B).

Артефакти знаходяться за межами інтервалу ($B_{\text{ср}} - \Delta, B_{\text{ср}} + \Delta$), причому

$$\Delta = t_{\text{кр}} \sigma \sqrt{\frac{N+1}{N}} = 1,75 \cdot 0,2445 \cdot 10^{-5} \sqrt{17/16} = 0,4410 \cdot 10^{-5}. \quad (3)$$

У формулі (3) $t_{\text{кр}}$ — критична точка Стьюдентового розподілу, визначена за рівнем значущості $\alpha = 0,1$ та числом ступенів вільності $k = N - 1$ (N — об'єм сукупності значень коефіцієнта B). Отже, інтервал виділення артефактів ($0,6013 \cdot 10^{-5}, 1,4833 \cdot 10^{-5}$). Як бачимо, статистична сукупність не містить артефактів.

Величина коефіцієнта варіації

ТАБЛИЦЯ 5. Усереднені експериментальні значення енергії $E_{\text{нчк}}$ процесу зміни динамічного складника обертового моменту на долоті та значення, знайдені за рівняннями регресії частинних емпіричних залежностей.

TABLE 5. Average experimental energy values $E_{\text{нчк}}$ of the process of changing the dynamic storage wrapping moment on the bit and the value found in the regression of partial empirical deposits.

$n, \text{хв.}^{-1}$	82	133	188	285
Усереднені експериментальні значення $E_{\text{нчк}}$	56,36	48,11	44,14	33,39
$E_{\text{нчк}} = 68,8778 \cdot 0,9975^n$	56,10	49,37	43,03	33,75
$F_{\text{ст}}, \text{кН}$	10	15	20	25
Усереднені експериментальні значення $E_{\text{нчк}}$	26,85	31,77	50,39	72,99
$E_{\text{нчк}} = 12,5312 \exp(0,0692 F_{\text{ст}})$	25,03	35,38	50,01	70,68
$C, \text{кН/м}$	400	800	1700	2500
Усереднені експериментальні значення $E_{\text{нчк}}$	62,57	38,04	44,69	36,7
$E_{\text{нчк}} = 120,3544567 - 0,1956411C + 0,00014C^2 - 3,00373 \cdot 10^{-8}C^3$	62,58	38,06	44,79	36,92
$\beta, \text{кН} \cdot \text{с/м}$	0,1	40	70	90
Усереднені експериментальні значення $E_{\text{нчк}}$	50,42	48,29	43,58	39,71
$E_{\text{нчк}} = 51,6509 \exp(-0,00262\beta)$	51,64	46,51	43,0	40,80

$$K_{\text{вар}} = \frac{\sigma_{\text{в}}}{R_{\text{ср}}} \cdot 100\% = \frac{0,2445}{1,0423} \cdot 100\% = 23,5\% . \quad (4)$$

Це значення знаходиться в інтервалі від 10% до 33%, тобто сукупність є однорідною середньої мінливості, а середнє значення $1,0423 \cdot 10^{-5}$ є типовим рівнем ознаки цієї сукупності.

Отже, шукане рівняння багатофакторного емпіричного моделю множинної кореляції, визначене за експериментальними даними, буде мати вигляд:

$$\begin{aligned} E_{\text{нчк}} = & 1,0423 \cdot 10^{-5} \cdot (68,8778 \cdot 0,9975^n)(12,5312 e^{0,0962 F_{\text{ст}}}) \times \\ & \times (120,3544567 - 0,1956411C + 0,00014C^2 - 3,00373 \cdot 10^{-8}C^3) \times \\ & \times (51,6509 e^{-0,00262\beta}) [\text{Н}^2 \cdot \text{м}^2]. \end{aligned} \quad (5)$$

У таблиці 8 наведено значення енергії $E_{\text{нчк м}}$, визначені за рівнянням багатофакторного моделю, та величини відносної похибки

ТАБЛИЦЯ 6. Значення коефіцієнта B_i для всіх дослідів планованого експерименту (для $E_{\text{НЧК}}$).

TABLE 6. The value of the coefficient B_i for all the results of the planned experiment (for $E_{\text{НЧК}}$).

№	1	2	3	4	5	6
B_i	$1,4033 \cdot 10^{-5}$	$1,3232 \cdot 10^{-5}$	$0,8816 \cdot 10^{-5}$	$1,1386 \cdot 10^{-5}$	$0,9928 \cdot 10^{-5}$	$1,0658 \cdot 10^{-5}$
№	7	8	9	10	11	12
B_i	$1,0822 \cdot 10^{-5}$	$0,9118 \cdot 10^{-5}$	$0,7054 \cdot 10^{-5}$	$1,0832 \cdot 10^{-5}$	$1,1044 \cdot 10^{-5}$	$1,1058 \cdot 10^{-5}$
№	13	14	15	16		
B_i	$0,6350 \cdot 10^{-5}$	$0,6346 \cdot 10^{-5}$	$1,1657 \cdot 10^{-5}$	$1,4429 \cdot 10^{-5}$		

(ВП) між цими значеннями й експериментальними значеннями планованого експерименту $E_{\text{НЧК}}$ з табл. 1, знайдені за формулою

$$\text{ВП (\%)} = \frac{E_{\text{НЧК}} - E_{\text{НЧК м}}}{E_{\text{НЧК}}} \cdot 100\%. \quad (6)$$

На рисунку 1 зображено графіки частинних залежностей $E_{\text{НЧК}} = f(F_{\text{ст}})$, $E_{\text{НЧК}} = f(n)$, $E_{\text{НЧК}} = f(\beta)$ і $E_{\text{НЧК}} = f(C)$, побудовані за значеннями емпіричних рівнянь регресії, наведеними в табл. 5.

3.2. Багатофакторний емпіричний модель множинної нелінійної кореляції енергії зубцевих коливань динамічного складника обертового моменту на долоті

Так само, як і в попередньому випадку, емпіричний модель зубцевих коливань будемо шукати у вигляді

$$E_{\text{ЗК}} = B_{\text{сп}} f(n_d) f(F_{\text{ст}}) f(\beta) f(C) [\text{Н}^2 \cdot \text{м}^2].$$

У таблицях 9, 10 наведено результати визначення енергії $E_{\text{ЗК}}$,

ТАБЛИЦЯ 7. Статистичні характеристики вибірки та результати відбракування артефактів (для $E_{\text{НЧК}}$). $B'_{\text{сп}}, D'_B, \sigma'_B$ — статистичні характеристики вибірки значень коефіцієнта B_i без артефактів.

TABLE 7. Statistical characteristics of the selection and the results of the rejection of artefacts (for $E_{\text{НЧК}}$). $B'_{\text{сп}}, D'_B, \sigma'_B$ — statistical characteristics of a sample of values of the B_i coefficient without artefacts.

$B_{\text{сп}}$	D_B	σ_B	$K_{\text{ст}}$	Артефакти	$B'_{\text{сп}}$	D'_B	σ'_B
$1,0423 \cdot 10^{-5}$	$5,9780 \cdot 10^{-12}$	$0,2445 \cdot 10^{-5}$	1,75 ($\alpha = 0,1$)	—	—	—	—

ТАБЛИЦЯ 8. Експериментальні значення енергії $E_{\text{нчк}}$ процесу зміни динамічного складника обертового моменту на долоті та значення, визначені за емпіричним моделем множинної нелінійної кореляції. Середнє значення відносної похибки $\text{ВП}_{\text{cp}} = 21,1\%$.

TABLE 8. Experimental energy values $E_{\text{нчк}}$ of the process of changing the dynamic storage of the torque on the bit and the value, which is the value for the empirical model of the multiple non-linear correlation. The average value of the relative error $\text{ВП}_{\text{cp}} = 21.1\%$.

№	$n, \text{хв.}^{-1}$	$F_{\text{ст}}, \text{кН}$	$C, \text{кН/м}$	$\beta, \text{кН}\cdot\text{с/м}$	$E_{\text{нчк}}, \text{Н}^2\cdot\text{м}^2$	$E_{\text{нчк м}}, \text{Н}^2\cdot\text{м}^2$	ВП, %
1	82	10	400	0,1	63,879	47,45	25,7
2	82	15	2500	40	39,524	31,13	21,4
3	82	20	800	70	40,275	47,616	-18,2
4	82	25	1700	90	81,764	74,848	8,5
5	133	10	800	90	19,112	20,065	-5,0
6	133	15	1700	70	35,826	35,034	2,2
7	133	20	400	40	77,378	74,528	3,7
8	133	25	2500	0,1	60,119	68,725	-14,3
9	188	10	1700	40	15,877	23,461	-47,8
10	188	15	800	0,1	32,382	31,608	2,4
11	188	20	2500	90	38,621	33,618	13
12	188	25	400	70	89,693	84,543	5,7
13	285	10	2500	70	8,5435	14,231	-66,6
14	285	15	400	90	19,331	31,751	-64,2
15	285	20	1700	0,1	45,281	40,487	10,6
16	285	25	800	40	60,386	43,620	27,8

усереднені відповідно за режимними параметрами n , $F_{\text{ст}}$ та параметрами бурильного інструмента C і β .

Результати підбору частинних емпіричних залежностей (за усередненими експериментальними значеннями) енергії $E_{\text{зк}}$ процесу зміни динамічного складника обертового моменту від змінних чинників і перевірку умов задовільної апроксимації цими залежностями експериментальних даних наведено у табл. 11. Позначення в цій таблиці такі ж, як і в табл. 4. Видно, що ймовірність існування частинних емпіричних залежностей між $E_{\text{нчк}}$ та зовнішніми незалежними змінними чинниками більша за 0,95. Умова існування таких залежностей $\sigma_0 < 0,1\bar{E}_{\text{зк}}$ також виконується. Залежності $E_{\text{зк}} = f(F_{\text{ст}})$, $E_{\text{зк}} = f(n)$ і $E_{\text{зк}} = f(\beta)$ задовільно описуються елементарними гладкими «розумними» кривими. Для апроксимації залежності $E_{\text{зк}} = f(C)$ використано поліном другого степеня, який характеризується ная-

вністю локального максимуму. У таблиці 12 подано усереднені експериментальні значення енергії $E_{зк}$ процесу зміни динамічного складника обертового моменту на долоті та значення, знайдені за рівняннями регресії частинних емпіричних залежностей.

Отже, на основі експериментальних даних одержуємо емпіричний модель множинної нелінійної кореляції між енергією $E_{зк}$ процесу зміни обертового моменту та змінними чинниками експерименту:

$$E_{зк} = B_{ср} f(n_d) f(F_{ст}) f(\beta) f(C) = B_{ср} (5,6786 \cdot 1,0025^n) \times \\ \times (11,5006 \ln F_{ст} - 23,31175)(3,437581 + 0,008865C - \\ - 2,59269 \cdot 10^{-6} C^2)(13,059 - 1,121909 \cdot 10^{-3} \beta^2) [\text{Н}^2 \cdot \text{м}^2]. \quad (7)$$

У таблиці 13 наведено значення коефіцієнта B_i , визначені за формулою

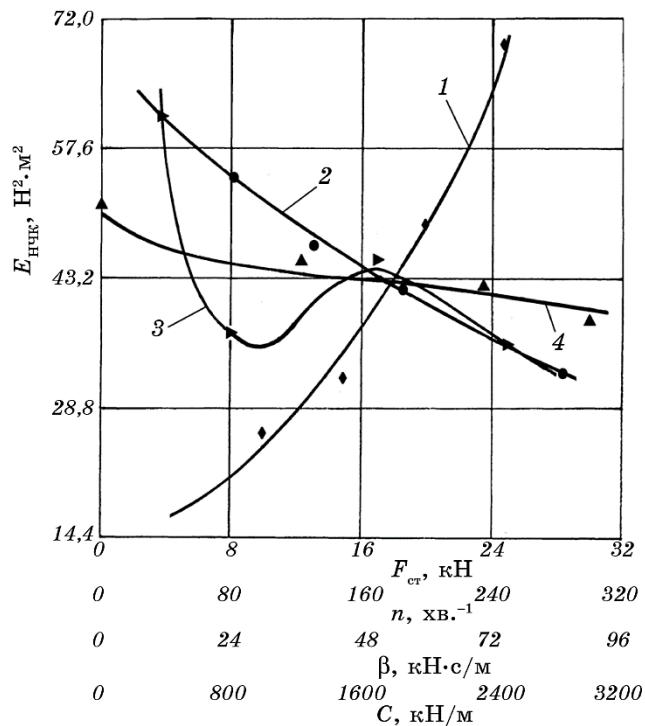


Рис. 1. Графіки частинних залежностей, одержаних методом планованого експерименту: 1 (♦) — $E_{нчк} = f(F_{ст})$, 2 (●) — $E_{нчк} = f(n)$, 3 (▴) — $E_{нчк} = f(C)$, 4 (▲) — $E_{нчк} = f(\beta)$.

Fig. 1. Graphs of partial dependences obtained by the method of a planned experiment: 1 (♦) — $E_{нчк} = f(F_{ст})$, 2 (●) — $E_{нчк} = f(n)$, 3 (▴) — $E_{нчк} = f(C)$, 4 (▲) — $E_{нчк} = f(\beta)$.

ТАБЛИЦЯ 9. Результати експерименту з визначення енергії $E_{зк}$, усереднені за значеннями режимних параметрів.

TABLE 9. The results of the experiment with the assignment of energy $E_{зк}$ averaged over the values of the regime parameters.

$n, \text{хв.}^{-1}$ $F_{ст}, \text{кН}$	82	133	188	285	Сума	Середнє
10	5,9711	1,5665	4,8208	2,1259	14,4843	3,62
15	8,4178	6,0765	10,8289	1,4984	26,8216	6,71
20	4,868	8,3547	13,5633	20,6741	47,4601	11,86
25	9,5207	14,4342	7,9125	22,7872	54,6546	13,66
Сума	28,7776	30,4319	37,1255	47,0856	143,4206	35,85
Середнє	7,19	7,61	9,28	11,77	35,85	8,9625

$$B_i = \frac{E_{зк i}}{f(F_{ст i})f(n_i)f(C_i)f(\beta_i)}, \quad (8)$$

де $E_{зк i}$ — експериментальні значення енергії зубцевих коливань за даними табл. 1, яка відповідає i -му досліді, $f(F_{ст i})f(n_i)f(C_i)f(\beta_i)$ — добуток частинних емпіричних залежностей, які відповідають умовам i -го досліді та виділені у табл. 12.

У таблиці 14 наведено статистичні характеристики сукупності значень B_i та результати визначення артефактів, які знаходяться за межами інтервалу $(B_{ср} - \Delta, B_{ср} + \Delta)$.

Оскільки

ТАБЛИЦЯ 10. Результати експерименту з визначення енергії $E_{зк}$, усереднені за значеннями параметрів бурильного інструмента.

TABLE 10. The results of the experiment with the designation of energy $E_{зк}$ averaged over the values of the parameters of the drilling tool.

$C, \text{кН/м}$ $\beta, \text{кН}\cdot\text{с/м}$	400	800	1700	2500	Сума	Середнє
0,1	5,9711	10,8289	20,6741	14,4342	51,9083	12,98
40	8,3547	22,7872	4,8208	8,4178	44,3805	11,10
70	7,9125	4,868	6,0765	13,5633	32,4203	8,10
90	1,4984	1,5665	9,5207	2,1259	14,7115	3,68
Сума	23,7367	40,0506	41,0921	38,5412	143,4206	
Середнє	5,93	10,01	10,27	9,64		

ТАБЛИЦЯ 11. Результати підбору частинних емпіричних залежностей і перевірка умов задовільної апроксимації експериментальних даних (для $E_{зк}$).

TABLE 11. The results of the selection of partial empirical dependences and the reverification of the predetermined approximation conditions of experimental data (for $E_{зк}$).

Змінний фактор	Частинні емпіричні залежності				Вибіркове значення коефіцієнта кореляції	Перевірка умови $\sigma_0 < 0,1\bar{E}_{зк}$
$n, \text{хв.}^{-1}$	82	133	188	285	0,9899 $0,98 < P < 0,99$	0,25 < 0,896
	7,19	7,61	9,28	11,77		
$E_{зк} = 5,6786 \cdot 1,0025^n$						
$F_{ст}, \text{кН}$	10	15	20	25	0,9844 $0,98 < P < 0,99$	0,813 < 0,896
	3,62	6,71	11,86	13,66		
$E_{зк} = 11,5006 \ln F_{ст} - 23,31175$						
$C, \text{кН/м}$	400	800	1700	2500	0,95 $0,95 < P < 0,98$	0,88 < 0,896
	5,93	10,01	10,27	9,64		
$E_{зк} = 3,437581 + 0,008865C - 2,59269C^2$						
$\beta, \text{кН}\cdot\text{с/м}$	0,1	40	70	90	0,996 $0,99 < P < 0,998$	0,369 < 0,896
	12,98	11,1	8,1	3,68		
$E_{зк} = 13,059 - 1,121909 \cdot 10^{-3} \beta^2$						

$$\Delta = t_{кр} \sigma \sqrt{(N + 1)/N} = 1,75 \cdot 0,8115 \cdot 10^{-3} \sqrt{17 / 16} = 1,4638 \cdot 10^{-3}, \quad (9)$$

то інтервал виділення артефактів — $(0,0781 \cdot 10^{-3}, 3,0057 \cdot 10^{-3})$.

Коефіцієнт варіації складає:

$$K_{вар} = \frac{\sigma_B}{B_{ср}} 100\% = \frac{0,4046}{1,2805} \cdot 100\% = 31,6\%. \quad (10)$$

Оскільки знайдене значення $K_{вар}$ знаходиться в інтервалі від 10% до 33%, то сукупність є однорідною середньою мінливості, а середнє значення $1,2805 \cdot 10^{-3}$ є типовим рівнем ознаки цієї сукупності.

Отже, рівняння багатофакторного емпіричного моделю множинної кореляції, визначене за даними експерименту, матиме вигляд:

$$E_{зк} = 1,2805 \cdot 10^{-3} \cdot (5,6786 \cdot 1,0025^n) (11,5006 \ln F_{ст} - 23,31175) \times \\ \times (3,437581 + 0,008865C - 2,59269 \cdot 10^{-6} C^2) \times \\ \times (13,059 - 1,121909 \cdot 10^{-3} \beta^2) [\text{Н}^2 \cdot \text{м}^2]. \quad (11)$$

ТАБЛИЦЯ 12. Усереднені експериментальні значення енергії $E_{\text{зк}}$ процесу зміни динамічного складника обертового моменту на долоті та значення, знайдені за рівняннями регресії частинних емпіричних залежностей.

TABLE 12. Average experimental energy values $E_{\text{зк}}$ the process of changing the dynamic storage of the torque on the bit and the value found in the regression of partial empirical deposits.

$n, \text{хв.}^{-1}$	82	133	188	285
Усереднені експериментальні значення $E_{\text{зк}}$	7,19	7,61	9,28	11,77
$E_{\text{зк}} = 5,6786 \cdot 1,0025^n$	6,97	7,92	9,08	11,57
$F_{\text{ст}}, \text{кН}$	10	15	20	25
Усереднені експериментальні значення $E_{\text{зк}}$	3,62	6,71	11,86	13,66
$E_{\text{зк}} = 11,5006 \ln F_{\text{ст}} - 23,31175$	3,17	7,83	11,14	13,71
$C, \text{кН/м}$	400	800	1700	2500
Усереднені експериментальні значення $E_{\text{зк}}$	5,93	10,01	10,27	9,64
$E_{\text{зк}} = 3,437581 + 0,008865C - 2,59269C^2$	6,57	8,87	11,02	9,4
$\beta, \text{кН}\cdot\text{с/м}$	0,1	40	70	90
Усереднені експериментальні значення $E_{\text{зк}}$	12,98	11,1	8,1	3,68
$E_{\text{зк}} = 13,059 - 1,121909 \cdot 10^{-3} \beta^2$	13,06	11,26	7,56	3,97

В таблиці 15 наведено значення енергії $E_{\text{зк м}}$, визначені за рівнянням багатофакторного моделю, та величини ВП між цими значеннями й експериментальними значеннями планованого експерименту $E_{\text{зк}}$ з табл. 1, знайдені за формулою

$$\text{ВП} [\%] = \frac{E_{\text{зк}} - E_{\text{зк м}}}{E_{\text{зк}}} \cdot 100\%. \quad (6)$$

На рисунку 2 зображено графіки частинних залежностей $E_{\text{зк}} = f(F_{\text{ст}})$, $E_{\text{зк}} = f(n)$, $E_{\text{зк}} = f(\beta)$ і $E_{\text{зк}} = f(C)$, побудовані за значеннями емпіричних рівнянь регресії, наведеними в табл. 11.

3.3. Аналіза частинних залежностей, одержаних за емпіричними рівняннями регресії

На рисунках 3–6 зображено графіки частинних емпіричних залежностей енергії низькочастотних і зубцевих коливань від кожного

ТАБЛИЦЯ 13. Значення коефіцієнта B_i для всіх дослідів планованого експерименту (для $E_{зк}$).

TABLE 13. The value of the coefficient B_i for all the results of the planned experiment (for $E_{зк}$).

№	1	2	3	4	5	6
B_i	$3,14959 \cdot 10^{-3}$	$1,45726 \cdot 10^{-3}$	$0,93495 \cdot 10^{-3}$	$2,27733 \cdot 10^{-3}$	$1,77187 \cdot 10^{-3}$	$1,17615 \cdot 10^{-3}$
№	7	8	9	10	11	12
B_i	$1,28002 \cdot 10^{-3}$	$1,08283 \cdot 10^{-3}$	$1,34975 \cdot 10^{-3}$	$1,31483 \cdot 10^{-3}$	$3,59316 \cdot 10^{-3}$	$1,27968 \cdot 10^{-3}$
№	13	14	15	16		
B_i	$0,81564 \cdot 10^{-3}$	$0,63413 \cdot 10^{-3}$	$1,11451 \cdot 10^{-3}$	$1,43833 \cdot 10^{-3}$		

зовнішнього чинника окремо.

Частинні емпіричні залежності $E_{нчк} = f(F_{ст})$ і $E_{зк} = f(F_{ст})$ (див. рис. 3) є монотонно зростаючими, тобто зі збільшенням статичного осевого навантаження на долото енергія процесу зміни динамічного складника обертового моменту на частотах «ґрунтових» і зубцевих коливань збільшується. Величина енергії низькочастотних коливань значно більша за енергію зубцевих коливань. Так, для осевого навантаження у 25 кН відношення $E_{нчк}/E_{зк}$ складає 5,3. Екстремуми енергії на графіках цих залежностей не спостерігаються.

Як свідчить рис. 4, характер зміни енергії динамічного складника для низькочастотних і зубцевих коливань її спектру є діаметрально протилежним. Зі збільшенням частоти обертання енергія низькочастотних коливань зменшується, а енергія зубцевих — навпаки, збільшується. Це пояснюється різною природою утворення цих коливань. Низькочастотні коливання виникають під час перекочування шарошок долота як гладких конусів по нерівній поверхні вибивачки та зі зменшенням часу контакту долота з вибивачкою, відповідно, зменшується й енергія цих коливань. Зубцеві ж коливання виникають під час ударів зубців шарошок долота об поверхню

ТАБЛИЦЯ 14. Статистичні характеристики вибірки та результати відбракування артефактів (для $E_{зк}$). B'_{cp}, D'_B, σ'_B — статистичні характеристики вибірки значень коефіцієнта B_i без артефактів.

TABLE 14. Statistical characteristics of the selection and the results of the rejection of artefacts (for $E_{зк}$). B'_{cp}, D'_B, σ'_B — statistical characteristics of a sample of values of the B_i coefficient without artefacts.

B_{cp}	D_B	σ_B	$K_{ст}$	Артефакти	B'_{cp}	D'_B	σ'_B
$1,5419 \cdot 10^{-3}$	$0,6585 \cdot 10^{-6}$	$0,8115 \cdot 10^{-3}$	1,75	$3,14959 \cdot 10^{-3}$	$1,2805 \cdot 10^{-3}$	$0,1637 \cdot 10^{-6}$	$0,4046 \cdot 10^{-3}$
				$(\alpha = 0,1)$	$3,59316 \cdot 10^{-3}$		

ТАБЛИЦЯ 15. Експериментальні значення енергії $E_{зк}$ процесу зміни динамічного складника обертового моменту на долоті та значення, знайдені за емпіричним моделем множинної нелінійної кореляції. Середнє значення відносної похибки без відбракованих результатів першого й одинадцятого дослідів $ВП_{ср} = 18,2\%$.

TABLE 15. Experimental energy values $E_{зк}$ of the process of changing the dynamic storage of the torque on the bit and the values found for the empirical model of the multiple non-linear correlation. The average value of the relative error without rejected results of the first and eleventh experiments $ВП_{ср} = 18.2\%$.

№	$n, \text{хв.}^{-1}$	$F_{ст}, \text{кН}$	$C, \text{кН/м}$	$\beta, \text{кН}\cdot\text{с/м}$	$E_{зк}, \text{Н}^2\cdot\text{м}^2$	$E_{зк м}, \text{Н}^2\cdot\text{м}^2$	ВП, %
1	82	10	400	0,1	5,9711	не визначено	–
2	82	15	2500	40	8,4178	7,3968	12,1
3	82	20	800	70	4,868	6,667	–37
4	82	25	1700	90	9,5207	5,3533	43,8
5	133	10	800	90	1,5665	1,1422	27,1
6	133	15	1700	70	6,0765	6,6156	–8,9
7	133	20	400	40	8,3547	8,3579	–0,04
8	133	25	2500	0,1	14,4342	17,0692	–18,3
9	188	10	1700	40	4,8208	4,5735	5,1
10	188	15	800	0,1	10,8289	10,5462	2,6
11	188	20	2500	90	13,5633	не визначено	–
12	188	25	400	70	7,9125	7,9176	–0,06
13	285	10	2500	70	2,1259	3,3375	–57
14	285	15	400	90	1,4984	3,0257	–101,9
15	285	20	1700	0,1	20,6741	23,7534	–14,9
16	285	25	800	40	22,7872	20,2868	11

вибивачки свердловини в процесі її (поверхні) руйнування. Зі збільшенням частоти обертання долота число цих ударів зростає та, відповідно, збільшується енергія зубцевих коливань. Частинні емпіричні залежності $E_{нчк} = f(n)$ і $E_{зк} = f(n)$, графіки яких подано на рис. 3, є монотонними, тобто мінімами та максимумами енергії не спостерігаються.

Графіки залежностей $E_{нчк} = f(\beta)$ і $E_{зк} = f(\beta)$, зображені на рис. 5, є монотонно спадними, тобто мінімами та максимумами енергії в розглядуваному діапазоні значень β не спостерігаються. Вплив зміни коефіцієнта демпфування на ці коливання є практично однаковим. Зі збільшенням величини β енергія коливань значно зменшується. Так, для $\beta = 90 \text{ кН}\cdot\text{с/м}$ величина $E_{нчк}$ зменшилася в 1,27 рази, а $E_{зк}$

— в 3,29 рази. Частинні емпіричні залежності $E_{нчк} = f(C)$ і $E_{зк} = f(C)$, графіки яких подано на рис. 6, представлено поліномами третього та другого степенів, які характеризуються наявністю мінімаксів. Максимальні значення енергії $E_{нчк}$ і $E_{зк}$ зафіксовано практично за однакового значення цупкості C . Для $E_{нчк}$ воно складає 1722 кН/м, а для $E_{зк}$ — 1710 кН/м.

Найліпшим варіантом підбору емпіричної частинної елементарної залежності за [108] є залежність $E_{нчк} = C / (0,28C - 4,31424)$. Ймовірність існування такої залежності знаходиться (за емпіричним значенням коефіцієнта парної нелінійної кореляції у 0,9899) в межах 0,98–0,99. За цією залежністю енергія низькочастотних коливань монотонно зменшується зі збільшенням цупкості бурильного інструмента. Недоліком підбору такої залежності є значна основна похибка апроксимації, за якої не виконується умова

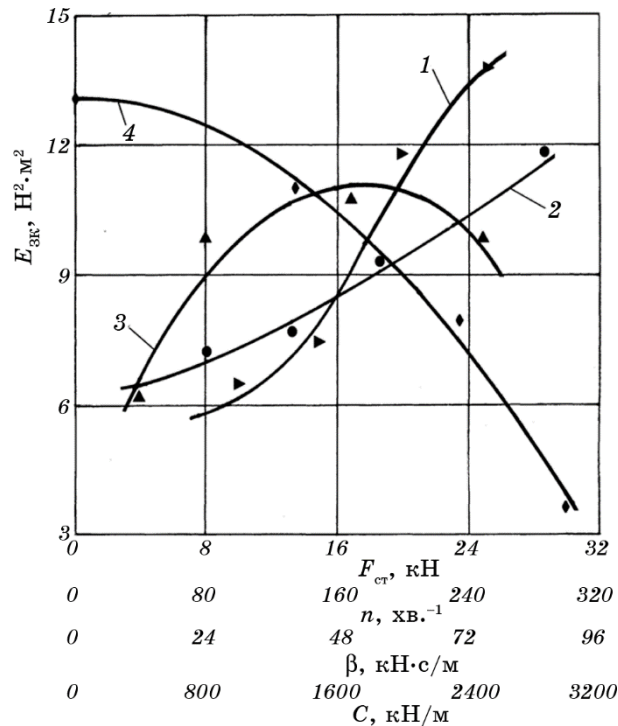


Рис. 2. Графіки частинних залежностей, одержаних методом планованого експерименту: 1 (▶) — $E_{зк} = f(F_{ст})$, 2 (•) — $E_{зк} = f(n)$, 3 (▲) — $E_{зк} = f(C)$, 4 (◆) — $E_{зк} = f(\beta)$.

Fig. 2. Graphs of partial dependences obtained by the method of planned experiment: 1 (▶)— $E_{зк} = f(F_{ст})$, 2 (•)— $E_{зк} = f(n)$, 3 (▲)— $E_{зк} = f(C)$, 4 (◆)— $E_{зк} = f(\beta)$.

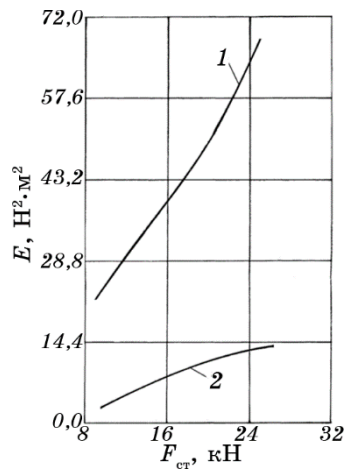


Рис. 3. Графіки частинних залежностей, одержаних за емпіричними рівняннями регресії: 1 — $E_{нчк} = f(F_{ст})$, 2 — $E_{зк} = f(F_{ст})$.

Fig. 3. Graphs of partial dependences obtained by empirical regression equations: 1 — $E_{нчк} = f(F_{ст})$, 2 — $E_{зк} = f(F_{ст})$.

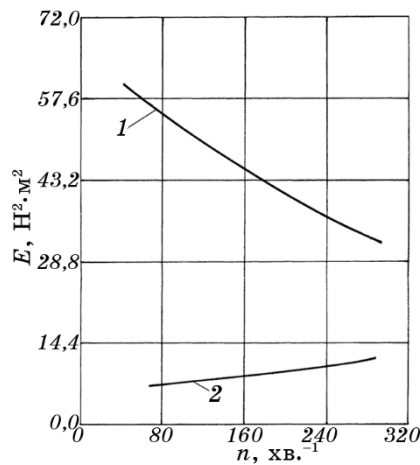


Рис. 4. Графіки частинних залежностей, одержаних за емпіричними рівняннями регресії: 1 — $E_{нчк} = f(n)$, 2 — $E_{зк} = f(n)$.

Fig. 4. Graphs of partial dependences obtained by empirical regression equations: 1 — $E_{нчк} = f(n)$, 2 — $E_{зк} = f(n)$.

$\sigma_0 < 0,1\bar{E}_{нчк}$ ($5,42 > 0,1 \cdot 45,5$). Невиконання цієї умови і було причиною апроксимації експериментальних даних поліномом 3-го степеня.

На рисунку 6 зображено графік залежності енергоємності \bar{W}_{II}

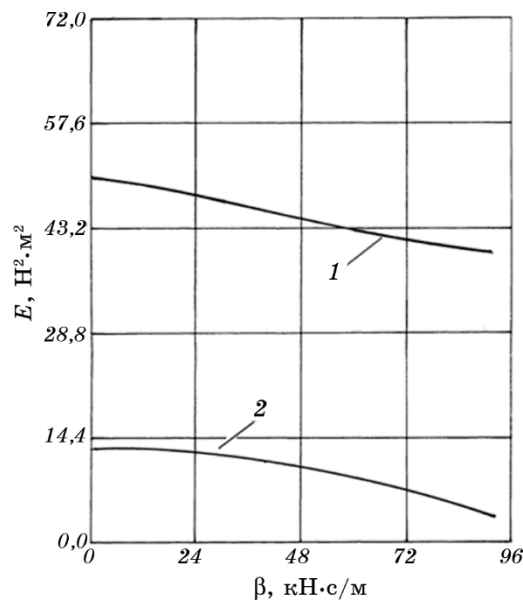


Рис. 5. Графіки частинних залежностей одержаних, за емпіричними рівняннями регресії: 1 — $E_{\text{НЧК}} = f(\beta)$, 2 — $E_{\text{ЗК}} = f(\beta)$.

Fig. 5. Graphs of partial dependences obtained by empirical regression equations: 1 — $E_{\text{НЧК}} = f(\beta)$, 2 — $E_{\text{ЗК}} = f(\beta)$.

процесу руйнування гірської породи від цупкості бурильного інструмента, значення якої наведено в [107]. Цю залежність представлено поліномом другого степеня. Локальний мінімум енергоємності одержано за значення $C = 1375$ кН/м. Згідно з рисунком 6, мінімум енергоємності не збігається з максимумами енергії низькочастотних і зубцевих коливань, тобто їх одержано за різних значень цупкості бурильного інструмента, щоправда, ця різниця є незначною та складає $1710 - 1375 = 335$ кН/м.

Для більш детальної аналізи пропонуємо ввести критерій K_v оцінки інтенсивності впливу зовнішнього чинника на енергію коливного процесу, який представляє собою відношення значення енергії за певного рівня чинника до мінімального значення енергії в досліджуваному діапазоні значень зовнішнього чинника.

Наприклад, для значення $C = 400$ кН/м коефіцієнт K_v складає $C_{400}/C_{\text{мін}} = 62,58/36,92 = 1,695$. Значення енергії беремо за емпіричним частинним рівнянням регресії. В таблиці 16 наведено значення критерію для всіх рівнів зовнішніх чинників.

Згідно з даними таблиці 16, найвагоміший вплив на енергію низькочастотних і зубцевих коливань має осьове навантаження на долото. Зі збільшенням навантаження $F_{\text{ст}}$ від 10 кН до 25 кН енергія ни-

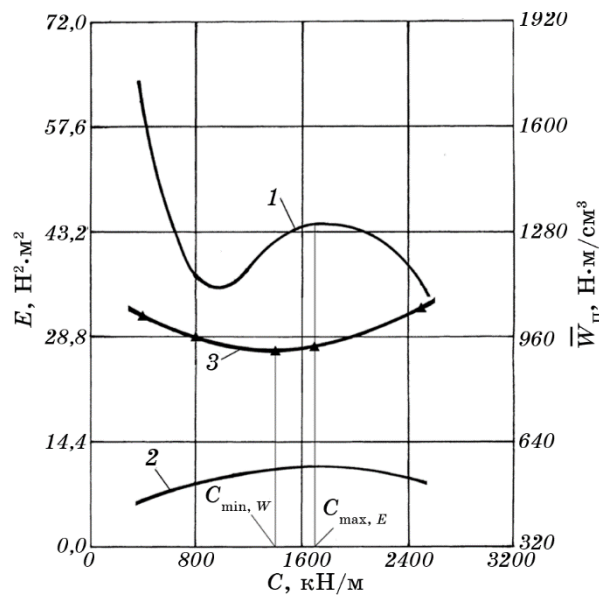


Рис. 6. Графіки частинних залежностей, одержаних за емпіричними рівняннями регресії: 1 — $E_{\text{HЧК}} = f(C)$, 2 — $E_{\text{ЗК}} = f(C)$, 3 — $\bar{W}_{\text{П}} = f(C)$.

Fig. 6. Graphs of partial dependences obtained by empirical regression equations: 1 — $E_{\text{HЧК}} = f(C)$, 2 — $E_{\text{ЗК}} = f(C)$, 3 — $\bar{W}_{\text{П}} = f(C)$.

з'являються частотних коливань збільшується в 2,79 рази, а зубцевих — в 4,325 рази.

Для всіх інших зовнішніх чинників, а саме, частоти обертання, коефіцієнта демпфування та цупкості бурильного інструмента, енергія низькочастотних коливань зменшується. Зі зміною частоти обертання від 82 хв.⁻¹ до 285 хв.⁻¹ $E_{\text{HЧК}}$ зменшується в 1,662 рази, зі зміною коефіцієнта демпфування від 0,1 до 90 кН·с/м — в 1,266 рази, а зі зміною цупкості від 400 до 2500 кН/м — в 1,695 рази.

Зі зміною частоти обертання від 82 до 285 хв.⁻¹ енергія зубцевих коливань збільшилася в 1,66 рази, а зі зміною коефіцієнта демпфування від 0,1 до 90 кН·с/м — зменшилася в 3,29 рази.

Зміна цупкості неоднозначно впливає на енергію зубцевих коливань. Зі зміною цупкості від 400 кН/м до 1700 кН/м енергія збільшується в 1,677 рази; з подальшим збільшенням цупкості до 2500 кН/м відбувається її зменшення в 1,172 рази.

4. ВИСНОВКИ

1. Як свідчать графіки залежностей $E_{\text{HЧК}} = f(F_{\text{ст}})$ і $E_{\text{ЗК}} = f(F_{\text{ст}})$, енергія як низькочастотних, так і зубцевих коливань динамічного складни-

ка обертового моменту на крицевому долоті з ростом осьового навантаження $F_{ст}$ збільшується. Збільшення енергії цих коливань неоднозначно впливає на процес буріння. Зі збільшенням $E_{нчк}$ зростає ймовірність пришвидшеного зношування опор долота й елементів бурильної колони. З іншого боку, збільшення $E_{зк}$ збільшує силу ударів зубців шарошок об поверхню вибивачки, інтенсифікуючи таким чином процес руйнування породи. Вищесказане вказує на необхідність раціонального вибору величини осьового навантаження на долото.

2. Згідно з графіками $E_{нчк} = f(n)$ і $E_{зк} = f(n)$, зі збільшенням частоти обертання долота енергія $E_{нчк}$ зменшується, а енергія $E_{зк}$ зростає. Загалом можна констатувати, що збільшення частоти обертання n позитивно впливає на процес взаємодії долота з вибивачкою. З одного боку, зменшується вплив низькочастотних коливань на зношування долота й елементів бурильної колони, а з іншого боку, підсилюється інтенсивність процесу руйнування породи.

3. Графіки залежностей $E_{нчк} = f(\beta)$ і $E_{зк} = f(\beta)$ свідчать, що зі збільшенням коефіцієнта демпфування β енергія коливань динамічного складника обертового моменту зменшується. Причиною цього є незворотні втрати частини енергії внаслідок дисипації в демпфувальному вузлі пристрою. Віброзахист бурового обладнання поліпшується, проте механічна швидкість буріння, яка є одним з основних техніко-економічних показників процесу руйнування гірської породи, зменшується.

4. Графік залежності $E_{нчк} = f(C)$, незважаючи на наявність локальних мінімумів, уможливорює стверджувати, що загалом зі збільшенням цупкості C енергія низькочастотних коливань динамічного складника обертового моменту на долоті зменшується. А от графік залежності $E_{зк} = f(C)$ має чітко виражений локальний максимум. Значення цупкості, за яким зафіксовано цей максимум, не збігається зі значенням, за яким зафіксовано мінімум енергоємності процесу руйнування гірської породи (див. рис. 6). Щоправда різниця між ними є незначною і складає 335 кН/м.

5. Таким чином, одержані результати свідчать про можливість вибору цупкості бурильного інструмента, за якої енергоємність процесу руйнування гірської породи буде мінімальною. Практична реалізація цього твердження вимагає наступних кроків.

– Зафіксувати процес зміни обертового моменту на столі ротора бурової під час буріння декількома (не менше трьох) компоновками низу бурильної колони, до складу яких входять пристрої зміни цупкості різної конструкції. Одночасно фіксувати значення механічної швидкості буріння. Визначити енергоємність процесу руйнування породи.

– За наявності мінімуму енергоємності зафіксувати найближче до його величини значення цупкості компоновання низу бурильної колони (КНБК), за якого енергія зубцевих коливань досягає лока-

ТАБЛИЦЯ 16. Значення критерію K_b оцінки інтенсивності впливу зовнішніх чинників на енергію низькочастотних і зубцевих коливань динамічного складника процесу зміни обертового моменту на долоті.

TABLE 16. The value of the impact intensity evaluation criterion K_b of external factors on the energy of the low-frequency and tooth oscillations of dynamic storage process of changing the torque on the bit.

$F_{ст}, \text{кН}$	10	15	20	25
$E_{НЧК} = 12,6703 \exp(0,0684 F_{ст})$	25,11	35,35	49,76	70,05
K_b	1,0	1,408	1,982	2,79
$n, \text{хв.}^{-1}$	82	133	188	285
$E_{НЧК} = 68,8778 \cdot 0,9975^n$	56,097	49,37	43,03	33,75
K_b	1,662	1,463	1,275	1,0
$\beta, \text{кН} \cdot \text{с/м}$	0,1	40	70	90
$E_{НЧК} = 51,6509 \exp(-0,00262\beta)$	51,64	46,51	43,0	40,80
K_b	1,266	1,140	1,054	1,0
$C, \text{кН/м}$	400	800	1700	2500
$E_{НЧК} = 120,3544567 - 0,1956411C + 0,00014C^2 - 3,00373 \cdot 10^{-8}C^3$	62,58	38,06	44,79	36,9
K_b	1,695	1,031	1,213	1
$F_{ст}, \text{кН}$	10	15	20	25
$E_{ЗК} = 11,5006 \ln F_{ст} - 23,31175$	3,17	7,83	11,14	13,71
K_b	1,0	2,47	3,514	4,325
$n, \text{хв.}^{-1}$	82	133	188	285
$E_{ЗК} = 5,6786 \cdot 1,0025^n$	6,97	7,92	9,08	11,57
K_b	1,0	1,136	1,303	1,660
$\beta, \text{кН} \cdot \text{с/м}$	0,1	40	70	90
$E_{ЗК} = 13,059 - 1,121909 \cdot 10^{-3}\beta^2$	13,06	11,26	7,56	3,97
K_b	3,290	2,836	1,904	1,0
$C, \text{кН/м}$	400	800	1700	2500
$E_{ЗК} = 3,437581 + 0,008865C - 2,59269C^2$	6,57	8,87	11,02	9,4
K_b	1,0	1,35	1,677	1,431

льного максимуму. Проводити подальший процес поглиблення свердловини тільки цією КНБК.

– Оцінити ефективність використання КНБК із пристроєм зміни цупкості, порівнюючи затрати потужності під час буріння з КНБК без пристрою зміни цупкості та за його використання.

Одержані результати у подальшому плануємо використати для

дослідження енергії низькочастотних і зубцевих коливань динамічного складника обертового моменту на долоті під час компонування бурильної колони із труб з різних матеріалів.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. S. Lashari, A. Takbiri-Borujeni, and E. Fathi, *J. Petrol. Explor. Prod. Technol.*, **9**: 2747 (2019).
2. C. Sridharan and G. Suresh Kumar, *Int. J. Math. Eng. Management Sci.*, **5**: 381 (2020).
3. Y. Xu, H. Zhang, and Z. Guan, *Energies*, **14**: 229 (2021).
4. V. M. Moisyshyn, M. V. Lyskanych, L. V. Borysevych, N. B. Kolych, and R. A. Zhovnuruk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **41**, No. 8: 1087 (2019) (in Ukrainian).
5. A. S. Velichkovich and T. M. Dalyak, *Chem. Petroleum Eng.*, **51**: 188 (2015).
6. A. I. Riznychuk, Ya. M. Famyak, V. V. Fedoriv, V. M. Charkovskyi, R. O. Deineha, and R. B. Stetsiuk, *15th Int. Conf. Monitoring of Geological Processes and Ecological Condition of the Environment (Nov. 17–19, 2021)* (Kyiv: 2021).
7. I. Kessai, S. Benammar, M. Z. Doghmane, and K. F. Tee, *Appl. Sci.*, **10**: 6523 (2020).
8. V. M. Moisyshyn and O. O. Slabyi, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 4: 541 (2018) (in Ukrainian).
9. A. S. Velichkovich, I. I. Popadyuk, and V. M. Shopa, *Chem. Petroleum Eng.*, **46**, Nos. 9–10: 518 (2011).
10. K. G. Levchuk, V. M. Moisyshyn, and I. V. Tsidylo, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 12: 1655 (2016) (in Ukrainian).
11. H. Tong and Y. Shao, *Appl. Sci.*, **12**, No. 6: 3145 (2022).
12. O. Vlasiy, V. Mazurenko, L. Ropyak, and A. Rogal, *Eastern-European J. Enterprise Technol.*, **1**, No. 7 (85): 25 (2017).
13. J. Grydzhuk, I. Chudyk, A. Velychkovych, and A. Andrusyak, *Eastern-European J. Enterprise Technol.*, **1**, No. 7 (97): 6 (2019).
14. O. Bazaluk, A. Velychkovych, L. Ropyak, M. Pashechko, T. Pryhorovska, and V. Lozynskyi, *Energies*, **14**, No. 14: 4198 (2021).
15. Wei Liu and Deli Gao, *Int. J. Refractory Metals Hard Mater.*, **98**: 105537 (2021).
16. L. Ya. Ropyak, T. O. Pryhorovska, and K. H. Levchuk, *Prog. Phys. Met.*, **21**, No. 2: 274 (2020).
17. R. K. Abbas, *Eng. Failure Analysis*, **90**: 554 (2018).
18. A. Slipchuk, R. Jakym, V. Lebedev, and E. Kurkchi, *Advanced Manufacturing Processes II* (Eds. V. Tonkonogyi, V. Ivanov, J. Trojanowska, G. Oborskyi, A. Grabchenko, I. Pavlenko, M. Edl, I. Kuric, and P. Dasic) (Springer: 2021), p. 443.
19. R. S. Yakym and D. Yu. Petryna, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **42**, No. 5: 731 (2020).
20. L. Ropyak, I. Schuliar, and O. Bohachenko, *Eastern-European J. Enterprise Technol.*, **1**, No. 5 (59): 53 (2016) (in Ukrainian).
21. C. Wang, X. Li, Y. Li, W. Xu, and W. Liao, *Shock and Vibration*, **2021**:

- 6666767 (2021).
22. O. Bazaluk, O. Slabyi, V. Vekeryk, A. Velychkovych, L. Ropyak, and V. Lozynskiy, *Energies*, **14**, No. 12: 3514 (2021).
 23. C. Teodoriu and O. Bello, *Energies*, **14**: 4499 (2021).
 24. L. Ropyak, T. Shihab, A. Velychkovych, V. Bilinskiy, V. Malinin, and M. Romaniv, *Ceramics*, **6**: 146 (2023).
 25. M. Bembenek, P. Prisyazhnyuk, T. Shihab, R. Machnik, O. Ivanov, and L. Ropyak, *Materials*, **15**, No. 14: 5074 (2022).
 26. V. I. Dzyuba and Yu. M. Danil'chenko, *Sov. Eng. Research*, **6**, No. 12: 30 (1986).
 27. V. Martsinkovsky, V. Yurko, V. Tarelnik, and Y. Filonenko, *Procedia Eng.*, **39**: 148 (2012).
 28. P. Prisyazhnyuk, M. Molenda, T. Romanyshyn, L. Ropyak, L. Romanyshyn, and V. Vytvytskyi, *Acta Montanistica Slovaca*, **27**, No. 3: 685 (2022).
 29. V. B. Tarelnyk, O. P. Gaponova, Ye. V. Konoplyanchenko, N. S. Yevtushenko, and V. O. Herasymenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 6: 795 (2018).
 30. V. M. Holubets, M. I. Pashechko, K. Dzedzic, J. Borc, and A. V. Tisov, *J. Friction Wear*, **41**, No. 5: 443 (2020).
 31. M. Zeng, Y. Zhou, and Y. Ma, *Adv. Mech. Eng.*, **10**, No. 5: 1 (2018).
 32. V. Kotsyubynsky, L. Shyyko, T. Shihab, P. Prisyazhnyuk, V. Aulin, and V. Boichuk, *Mater. Today: Proc.*, **35**: 538 (2019).
 33. V. Kosarchuk, M. Chausov, A. Pylypenko, V. Tverdomed, P. Maruschak, and V. Vasylykiv, *Lubricants*, **10**, No. 4: 64 (2022).
 34. Yu. M. Danil'chenko, *Sov. Eng. Research*, **7**, No. 7: 61 (1987).
 35. A. Krivosheya, J. Danilchenko, M. Storchak, and S. Pasternak, *Mechanisms Machine Sci.*, **34**: 425 (2016).
 36. D. Wheeler, *Lubricants*, **6**, No. 3: 84 (2018).
 37. Y. Wang, C. Qian, L. Kong, Q. Zhou, and J. Gong, *Appl. Sci.*, **10**, No. 8: 2669 (2020).
 38. O. Onysko, L. Borushchak, V. Kopei, T. Lukan, I. Medvid, and V. Vryukalo, *New Technologies, Development and Applications III* (Ed. I. Karabegović) (Springer: 2020), p. 720.
 39. T. Pryhorovska and L. Ropyak, *Proc. Int. Conf. Adv. Optoelectronics Lasers (Sept. 6–8, 2019, Sozopol)*, p. 493.
 40. O. Onysko, V. Panchuk, V. Kopei, Y. Havryliv, and I. Schuliar, *J. Phys.: Conf. Series*, **1781**: 012028 (2021).
 41. L. Ropyak, V. Vytvytskyi, A. Velychkovych, T. Pryhorovska, and M. Shovkopljas, *IOP Conf. Series: Mater. Sci. Eng.*, **1018**: 012014 (2021).
 42. V. Kopei, O. Onysko, C. Barz, P. Dašić, and V. Panchuk, *Machines*, **11**, No. 2: 263 (2023).
 43. I. Shatskiy, L. Ropyak, and A. Velychkovych, *Eng. Solid Mechan.*, **8**, No. 4: 301 (2020).
 44. Y. Y. Striletskyi, S. I. Melnychuk, V. M. Gryga, and O. P. Pashkevych, *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*, No. 3: 19 (2020).
 45. L. S. Saakiyan, A. P. Efremov, L. Ya. Ropyak, and A. V. Gorbatskii, *Sov. Mater. Sci.*, **23**, No. 3: 267 (1987).
 46. L. S. Saakiyan, A. P. Efremov, and L. Ya. Ropyak, *Protection of Metals*, **25**, No. 2: 185 (1989).
 47. Y. L. Ivanytskyj, T. M. Lenkovskiy, Y. V. Molkov, V. V. Kulyk, and Z. A. Duriagina, *Archives Mater. Sci. Eng.*, **82**, No. 2: 49 (2016).

48. V. Tyrlych and V. Moisyshyn, *Mining of Mineral Deposits*, **13**, No. 3: 127 (2019).
49. M. Bembenek, T. Mandziy, I. Ivasenko, O. Berehulyak, R. Vorobel, Z. Slobodyan, and L. Ropyak, *Sensors*, **22**, No. 19: 7600 (2022).
50. I. P. Shatskii, *J. Appl. Mech. Technol. Phys.*, **30**, No. 5: 828 (1989).
51. T. O. Pryhorovska, *Machining Sci. Technol.*, **21**, No. 1: 37 (2017).
52. D. A. Panevnik and A. S. Velichkovich, *Neftyanoye Khozyaystvo*, **2017**, No. 1: 70 (2017) (in Russian).
53. O. Bazaluk, O. Dubei, L. Ropyak, M. Shovkopljas, T. Pryhorovska, and V. Lozynskiy, *Energies*, **15**: 83 (2022).
54. V. B. Tarelnyk, O. P. Gaponova, Ye. V. Konoplyanchenko, N. S. Yevtushenko, and V. O. Herasymenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 6: 795 (2018).
55. S. Prakash and A. Mukhopadhyay, *Int. J. Mining, Reclamation and Environment*, **34**, No. 2: 101 (2020).
56. S. I. Kryshchtopa, D. Yu. Petryna, I. M. Bogatchuk, I. B. Prun'ko, and V. M. Mel'nyk, *Alloying Mater. Sci.*, **53**, No. 3: 351 (2017).
57. O. Ivanov, P. Prysyzhnyuk, D. Lutsak, O. Matviienkiv, and V. Aulin, *Management Systems in Production Eng.*, **28**, No. 3: 178 (2020).
58. T. M. Radchenko, O. S. Gatsenko, V. V. Lizunov, and V. A. Tatarenko, *Prog. Phys. Met.*, **21**, No. 4: 580 (2020).
59. P. Prysyzhnyuk, R. Bishchak, S. Korniy, M. Panchuk, and V. Kaspruk, *CEUR Workshop Proc.*, **3039**: 300 (2021).
60. K. H. Levchuk, T. M. Radchenko, and V. A. Tatarenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **43**, No. 1: 1 (2021) (in Ukrainian).
61. Ya. Kusyi, V. Stupnytskyy, O. Onysko, E. Dragašius, S. Baskutis, and R. Chatys, *Eksploatacja i Niezawodność*, **24**, No. 4: 655 (2022).
62. Y. M. Kusyi and A. M. Kuk, *J. Phys.: Conf. Series*, **1426**, No. 1: 012034 (2020).
63. V. I. Lavrinenko, G. D. Il'nyts'ka, and V. V. Smokvyna, *J. Superhard Mater.*, **33**, No. 4: 261 (2011).
64. V. B. Kopei, O. R. Onysko, and V. G. Panchuk, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1426**, No. 1: 012033 (2020).
65. P. Prysyzhnyuk, D. Lutsak, L. Shlapak, V. Aulin, L. Lutsak, L. Borushchak, and T. Shihab, *Eastern-European J. Enterprise Technol.*, **6**, No. 12: 43 (2018).
66. I. P. Shatskyi, M. V. Makoviichuk, and A. B. Shcherbii, *Shell Structures: Theory and Applications* (Eds. W. Pietraszkiwicz and W. Witkowski) (London: CRC Press: 2017), vol. 4, p. 594.
67. L. Ropyak and V. Ostapovych, *Eastern-European J. Enterprise Technol.*, **2**, No. 5 (80): 50 (2016) (in Ukrainian).
68. I. P. Shatskyi, L. Ya. Ropyak, and M. V. Makoviichuk, *Strength Mater.*, **48**, No. 5: 726 (2016).
69. I. P. Shatskyi, V. V. Perepichka, and L. Y. Ropyak, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **42**, No. 1: 69 (2020) (in Ukrainian).
70. T. O. Pryhorovska, S. S. Chaplinskiy, and I. O. Kudriavtsev, *Petroleum Exploration and Development*, **42**, No. 6: 812 (2015).
71. K. G. Levchuk, *SOCAR Proc.*, No. 2: 23 (2017).
72. V. Moisyshyn, I. Voyevydko, and V. Tokaruk, *Mining of Mineral Deposits*, **14**, No. 3: 128 (2020).
73. R. M. Tatsiy, O. Y. Pazen, S. Y. Vovk, L. Y. Ropyak, and T. O. Pryhorovska, *J. Serbian Society for Computational Mechanics*, **13**, No. 2: 36 (2019).

74. O. Vytyaz, I. Chudyk, and V. Mykhailiuk, *New Developments in Mining Engineering 2015: Theoretical and Practical Solutions of Mineral Resources Mining* (Eds. P. Kharlashin, R. Kuzemko, and V. Sinelnikov) (CRC Press: 2015), p. 591.
75. M. Dutkiewicz, A. Velychkovych, I. Shatskyi, and V. Shopa, *Materials*, **15**, No. 13: 4671 (2022).
76. A. S. Velichkovich, *Chem. Petrol. Eng.*, **41**: 544 (2005).
77. A. A. Bedzir, I. P. Shatskii, and V. M. Shopa, *Int. Appl. Mech.*, **31**, No. 5: 351 (1995).
78. I. Yo. Popadyuk, I. P. Shats'kyi, V. M. Shopa, and A. S. Velychkovych, *J. Math. Sci.*, **215**, No. 2: 243 (2016).
79. V. M. Shopa, I. P. Shatskii, and I. I. Popadyuk, *Sov. Eng. Research*, **9**, No. 3: 42 (1989).
80. I. P. Shats'kyi, V. M. Shopa, and A. S. Velychkovych, *Strength Mater.*, **53**: 277 (2021).
81. V. Royzman, I. Drach, and A. Bubulis, *21st Int. Sci. Conf.: Mechanika* (2016), p. 222.
82. V. Moisyshyn and K. Levchuk, *Mining of Mineral Deposits*, **10**, No. 3: 65 (2016).
83. K. G. Levchuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 5: 701 (2018) (in Ukrainian).
84. V. Moisyshyn and K. Levchuk, *Oil Gas Sci. Technol.*, **72**, No. 5: 27 (2017).
85. I. P. Shatskii and V. V. Perepichka, *J. Appl. Mech. Techn. Phys.*, **54**, No. 6: 1016 (2013).
86. I. Shatskyi and V. Perepichka, *Dynamical Systems in Applications* (Ed. J. Awrejcewicz) (Springer: 2017), p. 335.
87. I. Shatskyi, V. Perepichka, and M. Vaskovskiy, *Theor. Appl. Mech.*, **48**, No. 1: 29 (2021).
88. M. Dutkiewicz, T. Dalyak, I. Shatskyi, T. Venhrynyuk, and A. Velychkovych, *Appl. Sci.*, **11**, No. 22: 10676 (2021).
89. I. P. Shats'kyi and A. B. Struk, *Strength Mater.*, **41**, No. 5: 548 (2009).
90. A. S. Velychkovych, A. V. Andrusyak, T. O. Pryhorovska, and L. Y. Ropyak, *Oil Gas Sci. Technol.*, **74**: 2019039 (2019).
91. I. I. Vytvytskyi, M. V. Seniushkovych, and I. P. Shatskyi, *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*, **28**, No. 5: 29 (2017).
92. I. Shatskyi, I. Vytvytskyi, M. Seniushkovych, and A. Velychkovych, *IOP Conf. Series: Mater. Sci. Eng.*, **564**: 012073 (2019).
93. I. Shatskyi, A. Velychkovych, I. Vytvytskyi, and M. Seniushkovych, *Eng. Solid Mechanics*, **7**, No. 4: 355 (2019).
94. C. Liao, B. Balachandran, M. Karkoub, and Y. L. Abdel-Magid, *J. Vibration Acoustic*, **133**, No. 4: 041008 (2011).
95. Sunit K. Gupta and Pankaj Wahi, *J. Sound Vibration*, **375**: 332 (2016).
96. M. Moisyshyn, B. Borysevych, and R. Shcherbiy, *Mining of Mineral Deposits* (Eds. G. Pivnyak, V. Bondarenko, I. Kovalevs'ka, and M. Illiashov) (CRC Press: 2013), p. 359.
97. V. M. Moisyshyn, M. V. Lyskanych, L. V. Borysevych, and R. A. Zhovnuruk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **42**, No. 12: 1729 (2020).
98. V. M. Moisyshyn, M. V. Lyskanych, L. V. Borysevych, O. Yu. Vytyaz, and I. I. Voznyi, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **43**, No. 5: 689 (2021) (in Ukrainian).

- an).
99. V. M. Mojsyshyn, O. M. Lyskanych, and A. I. Mas'ovs'kyj, *Precarpathian Bulletin of the Shevchenko Scientific Society*, No. 1 (29): 228 (2015) (in Ukrainian).
 100. Guangjian Dong and Ping Chen, *Shock and Vibration*, **2016**: 7418635 (2016).
 101. D. A. Castello and T. G. Ritto, *J. Sound Vibration*, **547**: 117537 (2023).
 102. F. F. Real, D. M. Lobo, T. G. Ritto, and F. A. Pinto, *J. Petroleum Sci. Eng.*, **170**: 755 (2018).
 103. V. I. Gulyaev, S. N. Khudolii, and O. V. Glushakova, *Strength Mater.*, **41**: 613 (2009).
 104. M. Kapitaniak, V. Vaziri, J. P. Chávez, and M. Wiercigroch, *Mechanical Systems and Signal Processing*, **100**: 454 (2018).
 105. Guangjian Dong and Ping Chen, *Shock and Vibration*, **2016**: 7418635 (2016).
 106. V. M. Mojsyshyn, M. V. Lyskanych, R. A. Zhovnuruk, and Ye. P. Majkovich, *Precarpathian Bulletin of the Shevchenko Scientific Society*, No. 1 (53): 81 (2019) (in Ukrainian).
 107. V. M. Mojsyshyn, B. D. Borysevych, Yu. L. Havryliv, and S. A. Zinchenko, *Stiykist' i Kolyvannya Buryl'noyi Kolony* (Ivano-Frankivsk: Lileya-NV: 2013) (in Ukrainian).
 108. V. M. Mojsyshyn, A. P. Ivasjutyn, V. R. Procjuk, and I. I. Voznyj, *Precarpathian Bulletin of the Shevchenko Scientific Society*, No. 1 (62): 75 (2022) (in Ukrainian).
 109. V. M. Mojsyshyn and A. P. Ivasjutyn, *Komp'yuterna Programa 'Vyznachennya Empirychnykh Rivnyan' Regresiy (Programa 'App. 1')*, Svidotstvo pro Reyestratsiyu Avtors'kogo Prava na Tvir No. 115868 (January 17, 2023) (in Ukrainian).

**Інформація для передплатників журналу
«МЕТАЛОФІЗИКА ТА НОВІТНІ ТЕХНОЛОГІЇ»**

Редакція журналу МНТ повідомляє читачів про передплату (що починається з будь-якого місяця випуску). Журнал МНТ входить за індексом **74312** до «Каталогу видань України». Рекомендуємо оформити передплату

1) у відділеннях поштового зв'язку через централізоване агентство ДПРПВ «ПРЕСА» (вул. Георгія Кирпи, буд. 2^а, 03999 Київ, Україна; телефакси: +380 44 2890774 / 2480377 / 2480384 / 2487802 / 2480406); e-mail: pod_ukr@presa.ua, rozn@presa.ua, info@presa.ua) або

2) через Internet:

http://presa.ua/metallofizika-i-novejshe-tehnologii.html?__SID=U

(передплатний індекс МНТ: 74312) або ж

3) безпосереднім перерахуванням від **170 грн.** за один випуск до **2040 грн.** за один том (12 випусків на рік):

«ОТРИМУВАЧ»: Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України

на розрахунковий рахунок № UA058201720313291001201001901 в банку ГУДКСУ в м. Києві

Код банку: 820172

Код єдиного державного реєстру підприємств і організацій України (ЄДРПОУ): 05417331

Для «ПОСТАЧАЛЬНИКА» — Інституту металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України

Свідоцтво платника податку на додану вартість (ПДВ) № 36283185, індивідуальний податковий номер (ПН) 054173326066

Код призначення платежу: 25010100

ПРИЗНАЧЕННЯ ПЛАТЕЖУ: за журнал «Металофізика та новітні технології» (том(и), номер(и), рік(роки)) для РВВ ІМФ НАНУ

ПІДСТАВА: передплата 100%.

INFORMATION FOR FOREIGN SUBSCRIBERS

Editorial Board of a Monthly Research Journal 'Metallophysics and Advanced Technologies' (transliteration: 'Metallofizika i Noveishie Tekhnologii') (CODEN: MNTEEU; ISSN: 1024-1809) advertises the subscription on an annual basis. Orders should be placed through one of the methods described below. Besides the subscription *via* the centralized service by State Enterprise 'PRESA' (2^а Georgiy Kyrpa Str., UA-03999 Kyiv, Ukraine; faxes: +380 44 2890774 / 2480377 / 2480384 / 2487802 / 2480406 / 2487809; e-mail: pod_ukr@presa.ua, rozn@presa.ua, info@presa.ua) or *via* Internet:

http://presa.ua/metallofizika-i-novejshe-tehnologii.html?__SID=U

the Editorial Board will take orders sent directly to the Editorial Board. To obtain our journal, the persons and institutions, interested in this title, should made the definite payment sent, according to the order, to the account of the Publisher—G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics of the N.A.S. of Ukraine.

The journal frequency is 12 issues per year. The annual subscription rate for 'Metallophysics and Advanced Technologies' is 156 USD (or 132 EUR), including airmail postage, packing and handling charges. All other-currency payments should be made using the current conversion rate set by the Publisher (subscribers should contact the Editorial Board).

Subscription is valid after obtaining by the Editorial Board of banker's order. Banker's order should be sent to the address:

G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,

currency account No. UA603223130000025308000000067, MFO 322313,

in the Kyiv's Branch of JSC 'The State Export-Import Bank of Ukraine' (Public Joint Stock Company 'Ukreximbank') (11^б Bulvarno-Kudryavska Str., UA-04053 Kyiv, Ukraine)

simultaneously with written notice providing the Editorial Board with a copy of banker's order for subscription and detailed address for mailing.

Prepayment is 100%.

Address of the Editorial Board: G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine, 36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine.

E-mail: mfint@imp.kiev.ua (with subject beginning by word 'mfint')

Fax: +380 44 4242561. Phone: +380 44 4249042.

After receiving of banker's order, the Editorial Board will send the guarantee letter to the subscriber's address for mailing the journal for a corresponding term.

The Editorial Board of this journal hopes for effective co-operation with its present and future readers and requests to promote the maximum information about its contents to persons and organizations concerned.