

ISSN 2222-5617

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАНИ

*Вісник
Харківського
Національного
Університету
імені В. Н. Каразіна*

Серія “Фізика”

Випуск 41

Серія започаткована 1998 р.

Харків 2024

Засновник і видавець
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Міністерства освіти і науки України

Наукове фахове видання України категорії «Б» в галузях наук:
10 Природничі науки за спеціальністю: 104 Фізика та астрономія
Наказ МОН України № 409 від 17.03.2020

Засновано у 1998 році
Періодичність виходу – 2 рази на рік

УДК 530.1/539.8

Вісник містить статті, присвячені сучасному стану теоретичних та експериментальних досліджень у галузі фізики, відомості з історії фізики.

Видання призначене для науковців, викладачів, аспірантів та студентів фізичних спеціальностей вищих закладів освіти та фахівців наукових установ.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна (протокол № 24 від 25 листопада 2024 р.)

Головний редактор

Вовк Р. В. – академік НАН України, академік ТАНУ, доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Заступник головного редактора

Пойда В. П. – доктор техн. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Відповідальний секретар редколегії

Коршак В. Ф. – кандидат фіз.-мат. наук, доцент, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Технічний редактор

Шурінов Р. В. – кандидат фіз.-мат. наук, доцент, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Редакційна колегія

Бойко Ю. І. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Гуревич Ю. Г. – доктор фіз.-мат. наук, професор, Дослідницький центр, Мексика

Зиман З. З. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Лазоренко О. В. – доктор фіз.-мат. наук, доцент, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Пархоменко О. О. – доктор фіз.-мат. наук, с.н.с., ННЦ ХФТІ НАНУ, Україна

Петченко О. М. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ МГ ім. О.М. Бекетова МОН України

Портной М. Ю. – доктор фізики, професор, університет Ексетеру, Великобританія

Рошко С. М. – доктор фізики, професор, Лондонський центр нанотехнологій, Великобританія

Соколенко В. І. – доктор фіз.-мат. наук, завідувач відділом, ННЦ ХФТІ НАНУ, Україна

Хронеос Олександр – доктор фізики, професор, Імперіал коледж, Великобританія

Фегер Олександр – доктор фіз.-мат. наук, професор, інститут фізики університету імені Шафарика, Кошице, Словачія

Федоров П. М. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Шкловський В. А. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Шкуратов Ю. Г. – член-кореспондент НАН України, доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Ямпольський В. О. – член-кореспондент НАН України, доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Адреса редакції:

Майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, фізичний факультет. Тел.: +38 (057)-707-56-76.

Тексти статей представлені в авторській редакції. Автори несуть повну відповідальність за зміст статей, а також добір, точність наведених фактів, цитат, власних імен та інших відомостей.

Ідентифікатор медіа у Реєстрі суб'єктів у сфері медіа: R30-04473 (Рішення № 1538 від 09.05.2024 р. Національної ради України з питань телебачення і радіомовлення. Протокол № 15)

ISSN 2222-5617

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

Journal of V. N. Karazin
Kharkiv
National
University

Series Physics

Volume 41

The series has started 1998 year

Kharkiv 2024

Founder and Publisher
V. N. Karazin Kharkiv National University
Ministry of Education and Science of Ukraine

Scientific professional publication of Ukraine, Category "B" in the fields of science:
10 Natural Sciences, specialty: 104 Physics and Astronomy
Order of the Ministry of Education and Science of Ukraine No. 409 dated March 17, 2020

Established in 1998
Publication frequency – 2 times a year

UDC 530.1/539.8

The journal contains articles dedicated to the current state of theoretical and experimental research in the field of physics, scientific and information on the history of physics.

The publication is intended for researchers, educators, postgraduate students and students of physics disciplines in higher education institutions and specialists from scientific organizations.

Approved for publication by the decision of the Academic Council of Kharkiv Karazin National University. (Minutes № 24 dated 25 November 2024.

Editor-in-Chief

Vovk R. V. – Academician of the NAS of Ukraine, Academic TAU, Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Deputy Editor-in-Chief

Poida V. P. – Doctor of Science (Tech.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Executive Managing Editor

Korshak V. F. – Doctor of Philosophy (Phys.-Math.), Associated Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Technical Editor

Shurinov R. V. – Doctor of Philosophy (Phys.-Math.), Associated Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Editorial Board

Boiko Yu. I. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Gurevich Yu. G. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, Center for Research and Advanced, Mexico

Zyman Z. Z. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Lazorenko O. V. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Associated Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Parhomenko O. O. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, NSC "Kharkiv Institute of Physics & Technology", Ukraine

Petchenko O. M. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, O.M. Beketov National University of Urban Economy, Ukraine

Portnoi M. Yu. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, University of Exeter, UK

Rozhko S. M. – Doctor of Physics (Phys.-Math.), Professor, London Centre for Nanotechnology, UK

Sokolenko V. I. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Head of the department, NSC KIPT, Ukraine

Chronos A. – Doctor of Physics (Phys.-Math.) Professor, Imperial College, UK

Feher A. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, Pavol Jozef Šafárik University in Košice, Kosice, Slovakia

Fedorov P. M. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Shklovskij V. A. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Shkuratov J. G. – Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Yampol'skii V. A. – Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Editorial address:

Svobody Sq. 4, 61022 Kharkiv, Ukraine, V. N. Karazin Kharkiv National University, Department of Physics, +38 (057)-707-56-76.

The texts of the articles are presented in the original edition. The authors are fully responsible for the content of the articles, as well as the selection and accuracy of the given facts, quotations, proper names and other information.

Media identifier in the Register of the field of Media Entities: R30-04473 (Decision № 1538 dated May 9, 2024 of the National Council of Television and Radio Broadcasting of Ukraine, Protocol № 15)

Content

<i>M. O. Azarenkov, T. V. Sukhareva, M. S. Sunhurov, Y. M. Shakhov.</i> Optimization of conditions for dissipation-free transfer of electric current using two-level granular high-temperature superconductors of various compositions	7
<i>O. Yu. Orlyansky, V. A. Kozachyna.</i> Spherically symmetric solutions of general relativity with radial motion	16
<i>E. E. Badiyan, A. G. Tonkopryad, M. R. Shurinov, R. V. Shurinov.</i> Features of the origin and development of cracks in polycrystalline aluminum samples	23
<i>A. Drozdov.</i> Casimir honeycomb drive: on the force on perfectly conducting honeycomb on a plate	29

METHODS OF TEACHING PHYSICS

<i>V. M. Horbatch, O. A. Lyukhtan, E. V. Shurinova.</i> Special laboratory practicum in the distance form of education	43
--	----

PHYSICS: EVENTS AND NAMES

<i>V. P. Poyda, K. I. Bayramova. Andriy Petrovych Shymkov – professor of Kharkiv University, outstanding organizer of physical education, teacher, popularizer of science and public figure</i>	50
---	----

Зміст

<i>М. О. Азаренков, Т. В. Сухарева, М. С. Сунгуров, Ю. М. Шахов.</i> Оптимізація умов бездисипативного транспортування електричного струму за допомогою дворівневих гранульованих високотемпературних надпровідників різного складу	7
<i>О. Ю. Орлянський, В. А. Козачина.</i> Сферично-симетричні розв'язки загальної теорії відносності з радіальним рухом	16
<i>Є. Ю. Бадіян, А. Г. Тонкопряд, М. Р. Шурінов, Р. В. Шурінов.</i> Особливості виникнення та розвитку тріщин в полікристалічних зразках алюмінію	23
<i>А. Дроздов.</i> Казимірівсий стільниковий привід: про силу на довершено провідниковий стільник на плиті	29

МЕТОДИКА ВИКЛАДАННЯ ФІЗИКИ

<i>В. М. Горбач, О. А. Люхтан, О. В. Шурінова.</i> Спеціальний лабораторний практикум за дистанційної форми навчання	43
--	----

ФІЗИКА: ПОДІЇ ТА ІМЕНА

<i>В. П. Пойда, К. І. Байрамова.</i> Андрій Петрович Шимков – професор харківського університету, видатний організатор фізичної освіти, педагог, популяризатор науки та громадський діяч	50
--	----

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-01>

UDC 537.5, 537.6/.8, 536.4

PACS numbers: 74.70.-b, 75-50.-y, 64.70.Nd

OPTIMIZATION OF CONDITIONS FOR DISSIPATION-FREE TRANSFER OF ELECTRIC CURRENT USING TWO-LEVEL GRANULAR HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS OF VARIOUS COMPOSITIONS

M. O. Azarenkov^{1,2} , T. V. Sukhareva¹ , M. S. Sunhurov¹ , Y. M. Shakhov¹

¹National scientific center “Kharkiv Institute of Physics and Technology,” National Academy of Sciences of Ukraine,
Akademichna st., 1, Kharkiv 61108, Ukraine

²V. N. Karazin Kharkiv National University, Svobody Square, 4, 61022 Kharkiv, Ukraine
E-mail: t.sukhareva.2003@gmail.com

Received on August 29, 2024. Reviewed on October 05, 2024.

Accepted for publication on October 15, 2024.

In order to optimize the conditions for dissipative-free electric current transport, the influence of chemical composition, temperature and magnetic field on phase transitions in model HTSC objects – granular high-temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – was studied. The work investigated the peculiarities of magnetic field penetration into granular high-temperature superconductors of the 1:2:3 type, depending on the presence or absence of magnetically active atoms in their crystal lattice. Large-scale measurements of specific electrical resistance were carried out under conditions of continuous temperature change and discrete change in the external perpendicular magnetic field strength at a constant value of the transport current density. The influence of the nature of filling the electron shells of the central atoms (Y or REM) in the 1:2:3 HTSC crystal lattice on the occurrence of phase transitions in superconducting granules and in the Josephson medium was investigated. It is shown that the presence of a magnetoactive Dy atom in the HTSC crystal structure has a weak effect on the critical temperatures of phase transitions in superconducting granules, but leads to a significant decrease in the critical temperatures of phase transitions in the Josephson medium. Thus, it is shown that from a wide class of granular superconductors of the 1:2:3 type, only granular superconductors based on HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ can be used as the main material for dissipative-free transfer of electric current at the boiling point of liquid nitrogen.

Keywords: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, phase transitions, two-level granular high-temperature superconductors, HTSCs, Josephson medium, external magnetic field, internal magnetic fields, magnetically active atoms, nature of filling the electron shells, dissipation processes.

In cites: M. O. Azarenkov, T. V. Sukhareva, M. S. Sunhurov, Y. M. Shakhov. Optimization of conditions for dissipation-free transfer of electric current using two-level granular high-temperature superconductors of various compositions. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 41, 2024, 7–15. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-01>

1. INTRODUCTION

For modern physics, the twentieth century was marked not only by the discovery of a qualitatively new phenomenon of superconductivity from the point of view of classical electrodynamics in 1911 [1], but also by such important milestones as the emergence and development of the concept of the existence of type II superconductors in 1934 [2, 3] and the discovery of high-temperature superconductivity in 1986 [4]. The development of new ideas and the discovery of new superconductors meant not only a *quantitative* change in the values of the critical parameters of superconductivity – critical temperatures T_c , critical fields H_c and critical currents I_c , but also a *qualitative* change in the nature of the phase T - H - I - diagrams. As is known, the phenomenon of high-temperature superconductivity was discovered in 1986 while studying the electrical properties of granular samples of the metal oxide compound $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ [4]. This discovery had two important aspects: firstly, a superconductor with a critical temperature T_c twice as high as those previously obtained on metal compounds was synthesized and studied for the first time; secondly, the existence of a previously unknown class of superconductors was discovered – the so-called two-level superconductors (see, for example, [5–8]).

As has been established [5, 6], the behavior of a new class of superconducting materials – granular high-temperature superconductors (HTSCs) – can be described within the framework of a two-level critical state model. In this model, granular HTSCs are considered as a combination of two subsystems of type II superconductors [2, 3]: three-dimensional superconducting granules (size $\sim 1 \mu\text{m}$) with strong superconductivity and two-dimensional intergranular boundaries – Josephson “weak links” (size $\sim$ several nm) with weak superconductivity. In the two-level model for superconducting granules (indices “g”) and intergranular boundaries – Josephson “weak links” (indices “J”):

$$\begin{aligned} H_{c1g}(T) &> H_{c1J}(T), \\ H_{c2g}(T) &> H_{c2J}(T), \\ I_{cg}(T, H_{ext}) &\gg I_{cJ}(T, H_{ext}), \end{aligned} \quad (1)$$

where H_{c1g} and H_{c1J} are the critical fields for starting the process of penetration of a magnetic field into the subsystems of a granular superconductor; H_{c2g} and H_{c2J} are the critical fields of complete penetration of a magnetic field into the subsystems of a granular superconductor; I_{cg} , I_{cJ} are critical currents.

System of equations (1) quite adequately describes the processes of penetration of a magnetic field into both subsystems of a two-level granular superconductor, as well as the destruction of the superconducting state.

Penetration of an external magnetic field $\mathbf{H}_{ext}$ into granular high-temperature superconductors is realized, in contrast to “classical” type II superconductors (including HTSC single crystals), due to Abrikosov vortices into granules at $H_{ext} > H_{c1g}$ and Josephson vortices into “weak links” at $H_{ext} > H_{c1J}$. Naturally, the features of the penetration of a magnetic field into granular high-temperature superconductors to a very significant extent determine the behavior of their magnetic, electrophysical (transport and galvanomagnetic), etc. properties in a wide range of temperatures, magnitude and orientation of the magnetic field $\mathbf{H}$ and other external parameters.

It should be recognized that in the 37 years that have passed since the discovery of the phenomenon of high-temperature superconductivity, two problems of paramount importance have not been fully resolved: the *fundamental* one – establishing the nature of the phenomenon, and the *applied* one – the creation of technical superconductors for high-current technology based on HTSC. And although the macroscopic theory of high-temperature superconductivity has not yet been constructed, high-temperature superconductors (HTSC) are widely used in modern technology. HTSCs are actively used in low-current technology: in microelectronics and computer technology (devices based on Josephson junctions), as detectors of weak magnetic fields for use in medicine (magnetoencephalography, MEG), in geology and geophysics (search for minerals, study of the geological structure of the earth’s crust, earthquake forecast), in materials science (non-destructive testing of materials and structures); in high-current technology: creating powerful magnetic fields by passing a strong current through a superconducting coil (this effect is used, for example, in nuclear magnetic resonance (NMR) imaging). The use of HTSC in high-current technology also includes the creation of electrical power devices and systems that generate, transmit and convert electricity on an industrial scale. This direction is based on the high current-carrying capacity of superconductors even in strong magnetic fields at temperatures below critical. On the basis of HTSC, powerful superconducting magnets and superconducting wires have been created, which are used, for example, in the Large Hadron Collider; magnetic levitation trains (electrodynamic suspension, EDS) have been actively used in Japan for quite a long time. Despite the fact that HTSCs have already found their wide application in modern technology, the search for new superconducting materials with higher critical parameters and further research into the applied and fundamental properties previously discovered of oxide HTSCs do not stop. Since the discovery of the phenomenon of high-temperature superconductivity, a large number of different high-temperature superconductors with different crystal lattices

have been synthesized: type 214 (for example, La_2CuO_4), type 123 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$), type 124 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_{8+\delta}$), type 2212 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$), type 2223 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$), as well as $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ ($n = 2, 3$), MgB_2 , etc. In terms of potential applications of such superconducting materials (such as high-capacity power cables for modern power lines, generators, superconducting magnets, low-resistance and high-efficiency transformers, electrical energy storage devices, as well as other superconducting electrical equipment operating under liquid nitrogen cooling), HTSC type Re123 ($\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$), where Re is yttrium or trivalent rare earth metal, are most actively used. Comparing with other cuprate superconductors, conductors based on ReBCO are the most promising materials due to their high superconducting current density and the ability to carry current in strong magnetic fields. On the contrary, in BSCCO ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$) the critical current drops very quickly with increasing external magnetic field strength and, despite the relative ease of manufacture, bismuth-based HTSCs with Bi-2212 and Bi-2223 structures have fairly low irreversibility fields, which imposes significant restrictions on their use in strong magnetic field at the boiling point of liquid nitrogen.

Against the backdrop of today's threats facing humanity, it is necessary to solve the problem of minimizing the use of hydrocarbons in the energy sector. One of the most important elements of energy security is the transfer of electricity from producer to consumer without loss. High-temperature superconductors can carry out just such dissipative-free transmission, which makes their use effective in high-current technology, for example, in the architecture of second-generation high-temperature superconductors (2G HTS). Therefore, the analysis of HTSC properties, which are critical for application purposes, is relevant and necessary in this context.

In fact, our work is a fundamental study, but it is aimed primarily at optimizing the conditions for non-dissipative transfer of electric current using two-level granular HTSCs of various compositions. The concept of "optimization" in this case is quite broad. This refers to both environmental protection and the simplicity and relative cheapness of manufacture and use. As for environmental protection, this is associated not only with the reducing to use hydrocarbons in the energy sector and, for example, in steel production, but also with the reduction of helium production in the world, due to the depletion of its reserves. In this regard, the most accessible, safe to use and environmentally friendly cryogenic liquid is liquid nitrogen. Large-size granular superconductors are excellent current leads and can displace blast furnaces operating on solid fuel. Polycrystalline superconducting films, which have the

same properties as bulk granular HTSCs, are much easier to manufacture than single-crystalline ones, and therefore their use in the architecture of second-generation high-temperature superconductors (2G HTS) is also an element of optimization.

In this regard, *the goal of this work is to optimize the conditions for the non-dissipative transfer of electric current from producer to consumer using two-level granular HTSCs of various compositions.*

Specifically, we are talking about establishing the influence of magnetically neutral yttrium atoms and magnetically active rare-earth atoms in the structure of 1:2:3 HTSC on the occurrence of phase transitions in two-level granular high-temperature superconductors, using the example of HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under the influence of an external magnetic field and transport current when the temperature changes. To achieve the goal of this work, large-scale studies of the influence of the chemical composition, temperature and external magnetic field strength on the crystal structure, electrophysical and magnetic properties of two-level granular high-temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ are needed.

One of the objects of study is the high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. An essential fact is that the filling of the electronic shells of the central yttrium atom ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^1$) is fundamentally different from the filling of the electronic shells of rare earth atoms, since in Y the "magnetic" $4f$ shell is vacant. This means that in the case of HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, there are no sources of internal magnetic field, $H_{\text{int}} \equiv 0$. The second object of study is $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, in which the central rare earth atom Dy has a filled $4f$ shell ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 6s^2 4f^{10}$) and $H_{\text{int}} > 0$. Note that quite numerous studies of the crystal structure and electromagnetic properties of HTSC $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ were started back in the late 80s of the twentieth century (see, for example, [9–20]), but were limited mainly to establishing the influence of the crystal structure on macroscopic superconductivity parameters. However, the question of the influence of filling the electronic shells of central atoms (Y or REM) in the 1:2:3 HTSC crystal lattice on the phase transitions in superconducting granules and in a Josephson medium has still remained open.

Obviously, the most effective way to study phase transitions (PTs) in a magnetic field is to conduct experiments in a wide range of temperatures at several fixed values of the external magnetic field strength. To establish the thermodynamic features of the phase transition caused by the interaction of the magnetic field with both subsystems of granular HTSC, electrical resistance was measured at fixed values of the magnetic field with increasing temperature.

2. METHODOLOGICAL ASPECTS OF RESEARCH

2.1 Samples for research

The objects of study were samples of granular high-temperature superconductor of the 1:2:3 type – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. The choice of research objects was determined by several circumstances. Firstly, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ is a typical representative of metal oxide granular HTSCs and is often a model object of research; secondly, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ have the same orthorhombic structure and similar crystal lattice parameters; their critical superconducting transition temperatures differ slightly; and thirdly, despite all the similarities, the objects of study have a fundamental difference: the absence of a magnetically active atom in the structure of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and its presence in $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Samples of the granular high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ were synthesized using standard “ceramic technology” [21, 22] from powders produced at the STC ISC of the NAS of Ukraine, Kharkov. The dimensions of the samples were $\approx 2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$. Current and potential contacts were made by deposition of silver vapor in a vacuum. The final annealing of the samples in an oxidizing environment at 500°C followed by slow cooling was carried out after the deposition of Ag contacts, which led to a significant decrease in the contact resistance at the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Ag}$ interface.

The synthesis of $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ samples was carried out according to the following scheme: the initial components – Dy_2O_3 , BaCO_3 and CuO taken in a stoichiometric ratio, are carefully ground in an alcoholic environment. The alcohol is then evaporated and the composition is placed in a muffle furnace for synthesis. Synthesis is carried out at a temperature of $T = 950^\circ\text{C}$. Synthesis time $t = 24$ hours from the moment the temperature is reached. Upon completion, the composition cools down with the oven to room temperature. The heating/cooling rate was $\sim 5^\circ\text{C}/\text{min}$. The resulting mixture is again ground in an alcoholic environment; then the alcohol evaporated.

Next, samples of the required shape and size are pressed from the mixture under a pressure of $650 \text{ kg}/\text{mm}^2$. The dimensions of the samples were $\approx 2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$. Current and potential contacts were made by deposition of silver vapor in a vacuum. The final annealing of the samples in an oxidizing environment at 500°C followed by slow cooling was carried out after the deposition of Ag contacts, which led to a significant decrease in the contact resistance at the $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Ag}$ interface.

To certify HTSC samples, methods of X-ray diffraction analysis, resistive and magnetic measurements of the critical temperature T_c were used. To carry out X-ray diffraction studies, the obtained samples of granular

high-temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ were crushed into powder. X-ray studies were carried out using a stationary X-ray instrument DRON UM-1 in the Bregg-Brentano focusing scheme; $\text{CuK}\alpha$ radiation was used. Diffraction patterns were recorded in the angle range $2\theta = 15\text{--}75$ degrees, with an accuracy of 10^{-1} degrees. To determine the parameters of the crystal lattice, the positions of the triplet of diffraction lines (006), (200), (020) were recorded with an accuracy of $\Delta 2\theta \sim 10\text{--}2$ deg. To resolve the triplet components, the diffraction profile components were analyzed using the Gaussian function. The accuracy of determining crystal lattice parameters is $10^{-4} \text{ \AA}$.

In the diffraction patterns of YBCO and DyBCO powder samples, characteristic systems of diffraction lines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Y-123) and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Dy-123) corresponding to the orthorhombic structure of perovskite, space group $Pmmm$, are observed. There are practically no lines of extraneous phases.

Table 1 presents the crystal lattice parameters (which are close to the data of other authors, [23, 24]), the volumes of the unit cell, and the degree of rhombicity of the samples $\Delta = 2 \times (b - a) / (b + a)$, where a , b are the lattice parameters in the basal plane. As can be seen, the parameter Δ for Dy-123 is less than for Y-123. The change in Δ can be explained by the removal of oxygen atoms from the Cu–O chains, which are located along the b axis of the orthorhombic $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ lattice [25–27].

Table 1

Lattice parameters, unit cell volume, degree of rhombicity of YBCO and DyBCO samples after annealing in an oxidizing environment

$\text{ReBCO}(\text{Re}=\text{Y}, \text{Dy})$	$a, \text{ \AA}$	$b, \text{ \AA}$	$c, \text{ \AA}$	$V, \text{ \AA}^3$	$\Delta, \text{ arb. units}$
Y-123	3.828	3.894	11.728	174.86	0.0172
D-123	3.834	3.898	11.721	175.17	0.0165

2.2. Experimental setup and determination of the critical temperature of the superconducting transition

As mentioned above, methods of resistive and magnetic measurements of the critical temperature T_c were used to certify the samples. The temperature of the middle of the superconducting transition, determined from the maximum derivative $dp/dT(T)$, was $92.6 \pm 0.01 \text{ K}$ for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $90.5 \pm 0.01 \text{ K}$ for $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. As can be seen, in the absence of an external magnetic field, the resistivity curve $[\rho(T)_{H_{\text{ext}}=0}]$ has a classical σ -type character, described with high accuracy by the Boltzmann function, widely used in the theory of phase transitions accompanied by jumps in the

corresponding physical quantities [28, 29]. For a jump in electrical resistance during a superconducting transition, the Boltzmann equation takes the form:

$$\Delta R(T) = \frac{\Delta R_N}{1 + e^{T_c - \Delta T_c}} \quad (2)$$

where ΔR is the resistance in the normal state near T_c .

To measure the temperature dependences of the electrical resistivity of granular HTSCs $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in a transverse magnetic field, we used a previously developed setup [30, 31, 32], in which a system of pairs of permanent magnets made of a high-coercivity $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ alloy was used to create a magnetic field. The FC mode of applying a magnetic field (cooling in a magnetic field) was used. This regime, as we showed earlier [30], ensures the achieving maximum equilibrium between the granular HTSC under study and an external magnetic field; the achievement of the equilibrium was also facilitated by the use of very low cooling and heating rates of the samples ($\approx 0.002\text{--}0.004$ deg/s). All measurements were carried out at a constant transport current density ($j = 2$ A/cm²), which corresponded to a transport current value of $I = 10$ mA.

3. RESULTS

3.1. Temperature dependences of the electrical resistivity of granular HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in external magnetic fields

The temperature dependencies of electrical resistivity for one of the series of measurements under heating conditions for samples of granular HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ are presented in Fig. 1.

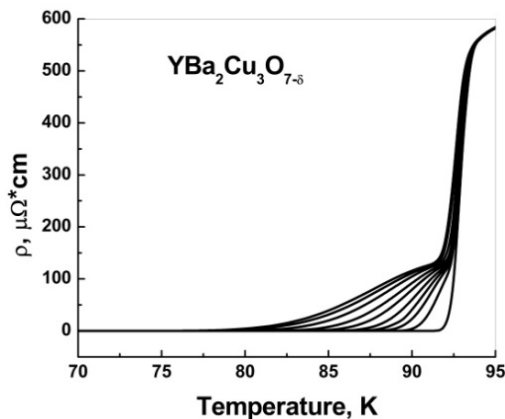


Fig. 1. Temperature dependences of electrical resistivity in external perpendicular magnetic fields H_{ext} : (from bottom to top): 0; 10; 25; 50; 100; 250; 500; 1000; 1400; 1900 Oe.

As can be seen, with increasing H_{ext} , the $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ curves regularly shift towards higher values of electrical

resistivity. In the absence of an external magnetic field, the resistivity curve has a classical σ -type character. When an external magnetic field H_{ext} is applied, the behavior of the electrical resistivity curves changes significantly: the curves “swell” towards low temperatures; the temperature of zero resistivity noticeably decreases with increasing field; at $H_{\text{ext}} > \approx 100$ Oe, a characteristic feature appears on the $\rho(T)$ curves – a “bend” containing an *inflection point* which turns into a clearly defined maximum as the field grows. As an example, Fig. 2 shows a typical temperature dependence of the electrical resistivity of a granular HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in an external magnetic field $H_{\text{ext}} = 250$ Oe; on the resistivity curve, arrows indicate special points corresponding to three phase transitions (the inset shows the $d\rho/dT(T)$ curve in the vicinity of the phase transition temperature T_{c1g}).

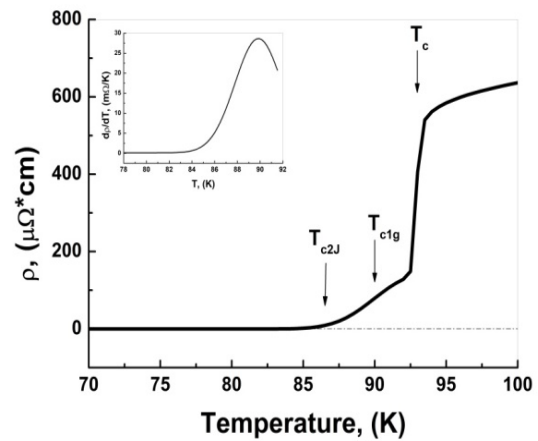


Fig. 2. Temperature dependence of electrical resistivity at $H_{\text{ext}} = 250$ Oe. The inset shows a jump in the derivative $d\rho/dT$ in the vicinity of the phase transition temperature T_{c1g} .

3.2. Temperature dependences of the electrical resistivity of granular $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in external magnetic fields

The temperature dependences of electrical resistivity for one of the series of measurements under heating conditions for samples of granular HTSC $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ are presented in Fig. 3.

First of all, attention is drawn to the noticeable expansion of the region of existence of the Josephson medium $T_{c2J}(T_{\rho=0}) - T_{c1g}$ and a noticeable shift in the temperature of appearance of resistivity $T_{\rho=0}$ to the region of lower temperatures in the granular HTSC $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ compared to $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (see Fig. 1) with a slight increasing the external magnetic field strength H_{ext} . When the field value $H_{\text{ext}} > \approx 50$ Oe, a characteristic feature appears on the $\rho(T)$ curves – a “bend” containing an inflection point, which turns into a clearly expressed

maximum as the field grows.

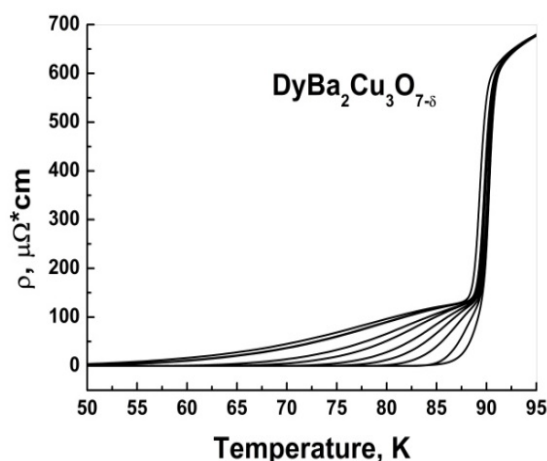


Fig. 3. Temperature dependences of electrical resistivity in external perpendicular magnetic fields H_{ext} : (from bottom to top): 0; 10; 25; 50; 100; 250; 500; 1000; 1400; 1900 Oe.

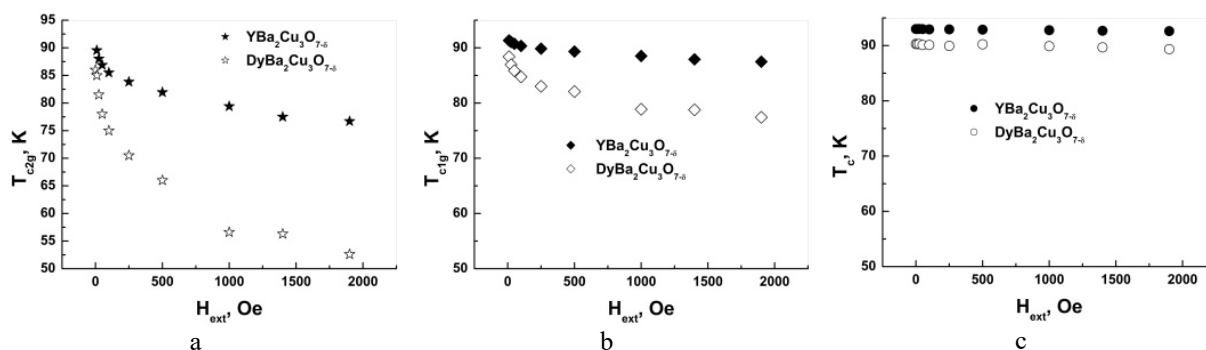


Fig. 4. Dependencies of critical temperatures of phase transitions (a) $T_{c2J}(T=0)$, (b) T_{c1g} and (c) T_c at $0 \leq H_{\text{ext}} \leq 1900$ Oe in granular HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

beginning of magnetic field penetration into the subsystem of superconducting granules. T_{c1g} slightly decreases with increasing H_{ext} .

c. T_c is the critical temperature of the superconducting transition, which is practically independent on H_{ext} .

4. DISCUSSION

As is known, (see Introduction) a description of the behavior of granular high-temperature superconductors is possible within the framework of a two-level critical state model, when granular HTSCs are considered as a combination of two subsystems of type II superconductors: three-dimensional superconducting granules with strong superconductivity and two-dimensional intergranular boundaries – Josephson “weak links” with weak superconductivity. In accordance with existing concepts, at temperatures below T_c :

3.3. Phase transitions in granular HTSC

Based on the temperature dependences of electrical resistivity in various external perpendicular magnetic fields (see Fig. 1 and Fig. 3), the field dependences of the critical temperatures of phase transitions (Fig. 4) were determined in both subsystems of two-level granular $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ HTSCs.

Critical temperatures of phase transitions (Fig. 2 and Fig. 4):

a. $T_{c2J} = T_{\rho=0}$ (the criterion – is the appearance of resistance with increasing temperature) is the critical temperature of the beginning of magnetic field penetration into the “weak links” subsystem. There is a tendency for T_{c2J} to decrease with increasing external magnetic field strength H_{ext} .

b. T_{c1g} (the criterion – is the appearance of a maximum of the derivative $d\rho/dT$) is the critical temperature of the

1. In the range of $0 < H_{\text{ext}} < H_{c1J}$, both subsystems of a two-level granular superconductor are in a superconducting state.

2. In the range of $H_{c1J} < H_{\text{ext}} < H_{c2J}$, Josephson vortices begin to penetrate into the “weak links” subsystem (in this case, the appearance of resistance is not observed [33, 34]).

3. In the range of $H_{c2J} < H_{\text{ext}} < H_{c1g}$, resistance appears. For granular HTSCs, the effect of the appearance of non-zero electrical resistance at $H_{\text{ext}} > H_{c2J}$ can be due to various mechanisms: this may be associated with the formation of an extended Josephson junction of one type in the “weak links” subsystem, i.e. at $H_{\text{ext}} \sim H_{c2J}$, there is no final transition of all “weak links” to the resistive state, but the process of breaking all percolation paths for the flow of superconducting current is completed [35–37]. The appearance of resistance is a consequence of a “classical” second-order phase transition in a system of

“weak links” at $H_{\text{ext}} = H_{c2J}$. The main argument in favor of this point of view is the appearance of a maximum in the dependence of the complex magnetic susceptibility [38] – the second derivative of thermodynamic potentials. The appearance of resistance is due to the destruction of the coherent connection between superconducting granules and thermally activated phase slip in the resulting Josephson junctions [39–41].

4. In the range of $H_{c1g} < H_{\text{ext}} < H_{c2g}$, Abrikosov vortices penetrate into the subsystem of superconducting granules.

5. At $H_{\text{ext}} > H_{c2g}$, the granular superconductor completely transforms into the normal state.

As already noted in the Introduction, the peculiarities of the penetration of a magnetic field into granular high-temperature superconductors to a very significant extent determine the behavior of their magnetic, electrophysical, galvanomagnetic and other properties in a wide range of temperatures, the magnitude and orientation of the magnetic field $\mathbf{H}$ and other external parameters. From a purely applied point of view, the influence of an external magnetic field on critical temperatures and currents comes down to a relatively weak decrease in the critical temperature T_c and a fairly strong decrease in the values of critical currents I_c with an increase in the external magnetic field strength H_{ext} (see, for example, [42]). As was shown earlier [37], the main contribution to the electrical resistance of two-level HTSCs is made by dissipation processes at Josephson “weak links”. A necessary condition for turning on the dissipation mechanism, naturally, is the presence of an external magnetic field [42].

As can be seen (Fig. 4), with an increase in the external magnetic field strength H_{ext} , the critical temperature T_{c2J} of the phase transition, when the external magnetic field begins to penetrate into the “weak links” subsystem, noticeably shifts to the region of low temperatures.

Moreover, if in the HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, the critical phase transition temperature T_{c2J} (the temperature at which the resistivity of the Josephson medium appears) is higher than the liquid nitrogen boiling point even at the maximum strength of the external magnetic field $H_{\text{ext}} = 1900$ Oe (Fig.4a), then for HTSC $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, the critical temperature T_{c2J} becomes 70.5 K, i.e. lower than the boiling point of liquid nitrogen already at $H_{\text{ext}} = 250$ Oe. That is, the presence of sources of internal magnetic field in the structure of granular HTSC $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ enhances dissipation processes and thereby leads to a significant decrease in the critical temperatures of phase transitions in the region of existence of the Josephson medium. Thus, since there are no sources of internal magnetic field in the crystal structure of granular HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, dissipation processes are caused exclusively by the influence of the *external* magnetic field. For

$\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, which has a magnetically active Dy atom as a source of internal magnetic field, the effects of a significant expansion of the “transition region” $T_{\rho=0} - T_c$ and a noticeable increase in electrical resistance with increasing H_{ext} may mean the combined influence of *external and internal* magnetic fields on dissipation processes in both subsystems.

5. CONCLUSION

Studies of phase transitions in two-level granular HTSCs with different the chemical composition in an external magnetic field with a change in temperature allowed us to conclude that the presence or absence of magnetically active atoms in the crystal structure is critically important for the practical application of HTSC in high-current technology, in particular, in the architecture of second-generation high-temperature superconductors (2G HTS) and the use of large-sized granular superconductors as current leads, which can displace solid fuel blast furnaces in the steel industry. It has been shown that the nature of filling the electron shells of central atoms in the crystal structure of 1:2:3 type HTSC has the strongest influence on the occurrence of phase transitions in the Josephson medium of granular high-temperature superconductors. It has been established that for $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, which has a magnetically active Dy atom as a source of internal magnetic field in its crystal structure, dissipation processes in both subsystems are caused by the combined influence of external and internal magnetic fields; this leads to a significant decrease in the critical temperatures of phase transitions in a Josephson medium. In contrast, there are no magnetically active atoms in granular $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; therefore, the influence of an external magnetic field on the occurrence of phase transitions in both subsystems does not lead to a significant change in the critical temperatures of phase transitions.

Based on fundamental studies of phase transitions in two-level granular high-temperature superconductors of various compositions, the main result of this work from an applied point of view is following: as the main material for the dissipation-free transfer of electricity from producer to consumer at the boiling point of liquid nitrogen, conductors *predominantly* based on HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ can be used.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. H. Kamerling Onnes. Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 122b, 13 (1911). https://doi.org/10.1007/978-94-009-2079-8_16

2. J. N. Rjabinin, L. W. Shubnikow. *Nature* 134, 286 (1934). <https://doi.org/10.1038/134286b0>
3. L. V. Shubnikov, V. I. Khotkevich, Yu. D. Shepelev, and Yu. N. Ryabinin. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 7, 221 (1935). <http://archive.ujp.btp.kiev.ua/files/journals/53/si/53SI10p.pdf>
4. J. G. Bednorz, K. A. Müller. *Z. Physik B, Condensed Matter* 64, 189 (1986). <https://doi.org/10.1007/BF01303701>
5. M. Tinkham, C. J. Lobb. *Solid State Physics* 42, 91 (1989). [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60080-6](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60080-6)
6. B. Ji, M. S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. *Phys. Rev. B* 47, 1, 470 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.470>
7. L. Ji, R. H. Sohn, G. C. Spalding, C. J. Lobb, and M. Tinkham. *Phys. Review. B*, 40, 16, 10936 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.10936>
8. T. S. Orlova, B. I. Smirnov, J. Y. Laval. *Phys. Solid State* 40, 1088 (1998). <https://doi.org/10.1134/1.1130493>
9. F. W. Fabris, J. Roa-Rojas, P. Pureur. *Physica C: Superconductivity*, 354, 1–4, 304 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(01\)00097-1](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(01)00097-1)
10. T. S. Orlova, J. Y. Laval. *Phys. Solid State* 49, 2058 (2007). <https://doi.org/10.1134/S1063783407110078>
11. Y. Setoyama, J. Shimoyama, S. Yamaki, A. Yamamoto, H. Ogino, K. Kishio and S. Awaji. *Supercond. Sci. Technol.* 28 015014 (2015). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/28/1/015014>
12. I. Hamadneh, A. M. Rosli, R. Abd-Shukor, N. R. M. Suib, S. Y. Yahya. *Journal of Physics: Conference Series* 97 (2008) 012063. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/97/1/012063>
13. J. Roa-Rojas. *Modern Physics Letters B*, 16, 27, 1061 (2002). <https://doi.org/10.1142/S021798490200472X>
14. M. Diviš, J. Hejtmánek, J. Kamarád, V. Nekvasil. *Physica B: Condensed Matter*, 223–224, 571 (1996). [https://doi.org/10.1016/0921-4526\(96\)00177-9](https://doi.org/10.1016/0921-4526(96)00177-9)
15. S. E. Brown, J. D. Thompson, J. O. Willis, R. M. Aikin, E. Zirngiebl, J. L. Smith, Z. Fisk, and R. B. Schwarz. *Phys. Rev. B* 36, 4, 2298 (1987). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.36.2298>
16. P. Boonsong, P. Wannasut, S. Buntham, A. Rachakom, C. Sriprachubwong, A. Tuantranont and A. Watcharapasorn. *Chiang Mai J. Sci.* 45, 7, 2809 (2018). <https://epg.science.cmu.ac.th/ejournal/journal-detail.php?id=9671>
17. A. Öztürk, M. Doğan, İ. Düzgün, and S. Çelebi. *J Supercond Nov Magn* 29, 1787 (2016). <https://doi.org/10.1007/s10948-016-3493-3>
18. A. N. Jannah, T. C. Lee, W. S. Chow, and R. Abd-Shukor. *J Supercond Nov Magn* 33, 1293 (2020). <https://doi.org/10.1007/s10948-019-05376-2>
19. V. A. Finkel, V. V. Toryanik. *Low Temperature Physics* 23, 618 (1997). <https://doi.org/10.1063/1.593476>
20. V. M. Arzhavitin, N. N. Efimova, M. B. Ustimenkova, and V. A. Finkel. *Phys. Solid State* 42, 1398 (2000). <https://doi.org/10.1134/1.1307041>
21. V. A. Finkel, V. M. Arzhavitin, A. A. Blinkin, V. V. Derevyanko, Yu. Yu. Razdovskii. *Physica C Superconductivity*, 235, 303 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)91375-7](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)91375-7)
22. V. V. Derevyanko, T. V. Sukhareva, V. A. Finkel. *Functional Materials* 11, 4, 710 (2004). <http://functmaterials.org.ua/contents/11-4/11.pdf>
23. A. Harabor, P. Rotaru, N. A. Harabor, P. Nozar, A. Rotaru. *Ceramics International*, 45, 2(B), 2899 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2018.07.272>
24. I. Hamadneh. *Electron. Mater. Lett.* 10, 597 (2014). <https://doi.org/10.1007/s13391-013-3250-8>
25. J. L. Gonzalez, C. K. Piumbini, W. L. Scopel, F. Deleprani, A. Gomes, A. Cunha. *Ceramics International*, 39, 3, 3001 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2012.09.078>
26. W. E. Farneth, R. K. Bordia, E. M. McCarron, M. K. Crawford, R. B. Flippen. *Solid State Communications*, 66, 9, 953 (1988). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(88\)90545-5](https://doi.org/10.1016/0038-1098(88)90545-5)
27. P. U. Muralidharan. *Physica status solidi (a)*, 123, K39, (1992). <https://doi.org/10.1002/pssa.2211230144>
28. D. A. Steyn-Ross, M. L. Steyn-Ross, L. C. Wilcocks, and J. W. Sleigh. *Physical Review E*, 64, 1, 011917 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.011918>
29. M. L. Steyn-Ross, D. A. Steyn-Ross, J. W. Sleigh, M. T. Wilson, L. C. Wilcocks. *Physical Review E*, 72, 6, 061910 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.72.061910>
31. A. M. Bovda, V. V. Derevyanko, T. V. Sukhareva, V. A. Finkel. *Functional Materials*, 21, 3, 360 (2014). <https://doi.org/10.15407/fm21.03.360>
32. V. V. Derevyanko, T. V. Sukhareva, V. A. Finkel, and Yu. N. Shahov. *Functional Materials* 22, 3, 332 (2015). <http://doi.org/10.15407/fm22.03.332>
33. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, I. Larkin, and V. M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* 66, 1125 (1994). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>
34. C. A. M. dos Santos, C. J. V. Oliveira, M. S. da Luz, A. D. Bortolozzo, M. J. R. Sandim, and A. J. S. Machado. *Phys. Rev. B* 74, 18, 184526 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.184526>
35. S. L. Ginzburg. *J. Exp. Theor. Phys.* 79, 2, 334 (1994).
36. S. L. Ginzburg, O. V. Gerashchenko, and A. I. Sibilev. *Supercond. Sci. Technol.* 10, 395 (1997). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/10/6/003>
37. T. V. Sukhareva and V. A. Finkel. *Phys. Solid State* 52, 8, 1585 (2010). <https://doi.org/10.1134/S1063783410080044>
38. V. V. Slavkin and E. A. Tishchenko. *J. Low Temp. Phys.* 40, 3, 185 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4869572>
39. V. Ambegaokar and B. I. Halperin. *Phys. Rev. Lett.* 22, 25, 1364 (1969). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.22.1364>
40. M. I. Petrov, D. A. Balaev, K. A. Shaikhutdinov, and C. G. Ovchinnikov. *Phys. Solid State* 40, 1451 (1998). <https://doi.org/10.1134/1.1130601>
41. M. I. Petrov, D. A. Balaev, K. A. Shaikhutdinov, and B. P. Khrustalev. *Phys. Solid State* 39, 1749 (1997). <https://doi.org/10.1134/1.1130163>
42. V. V. Derevyanko, T. V. Sukhareva, V. A. Finkel, and Yu. N. Shakhov. *Phys. Solid State* 56, 649 (2014). <https://doi.org/10.1134/S1063783414040076>

ОПТИМІЗАЦІЯ УМОВ БЕЗДИСИПАТИВНОГО ТРАНСПОРТУВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО СТРУМУ ЗА ДОПОМОГОЮ ДВОРІВНЕВИХ ГРАНУЛЬОВАНИХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ РІЗНОГО СКЛАДУ

М. О. Азаренков^{1,2}, Т. В. Сухарева¹, М. С. Сунгуров¹, Ю. М. Шахов¹

¹Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України,
вул. Академічна 1, 61108 Харків, Україна

²Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна
E-mail: t.sukhareva.2003@gmail.com

Надійшла до редакції 29 серпня 2024 р. Переглянуто 05 жовтня 2024 р.

Прийнято до друку 15 жовтня 2024 р.

З метою оптимізації умов бездисипативного транспортування електричного струму досліджено вплив хімічного складу, температури та магнітного поля на фазові переходи в модельних ВТНП об'єктах – гранулярних високотемпературних надпровідниках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. У роботі досліджено особливості проникнення магнітного поля в гранулярні високотемпературні надпровідники типу 1:2:3 залежно від наявності або відсутності в їх кристалічній решітці магнітно-активних атомів. Проведено масштабні вимірювання питомого електричного опору в умовах безперервної зміни температури та дискретної зміни напруженості зовнішнього перпендикулярного магнітного поля при постійному значенні густини транспортного струму. Досліджено вплив характеру заповнення електронних оболонок центральних атомів (Y або PЗМ) у кристалічній ґратці ВТСП 1:2:3 на протікання фазових переходів у надпровідних гранулах та джозефсонівському середовищі. Показано, що наявність магнітоактивного атома Dy у кристалічній структурі ВТНП слабо впливає на критичні температури фазових переходів у надпровідних гранулах, але призводить до значного зниження критичних температур фазових переходів у джозефсонівському середовищі. Таким чином, показано, що з широкого класу гранулярних надпровідників типу 1:2:3 лише гранулярні надпровідники на основі ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ можуть бути використані як основний матеріал для бездисипативного перенесення електричного струму при температурі кипіння рідкого азоту.

Ключові слова: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, фазові переходи, дворівневі гранулярні високотемпературні надпровідники, ВТНП, джозефсонівське середовище, зовнішнє магнітне поле, внутрішні магнітні поля, магнітно-активні атоми, характер заповнення електронних оболонок, процеси дисипації.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-02>

UDC 524.882+52-17+520.1

PACS numbers: 02.60.Lj, 04.20.-q, 95.35.+d

СФЕРИЧНО-СИМЕТРИЧНІ РОЗВ'ЯЗКИ ЗАГАЛЬНОЇ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ З РАДІАЛЬНИМ РУХОМ

О. Ю. Орлянський¹ , В. А. Козачина² 

¹ Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, проспект Науки, 72, 49000 Дніпро, Україна

² ТОВ «ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «МЕТІНВЕСТ ПОЛІТЕХНІКА», Південне шосе, 80, 69008 Запоріжжя, Україна
E-mail: v.kozachyna@gmail.com

Надійшла до редакції 01 жовтня 2024 р. Переглянуто 14 листопада 2024 р.

Прийнято до друку 17 листопада 2024 р.

У роботі побудована модель радіального руху пілоподібної матерії для сферично-симетричного випадку у Загальній теорії відносності (ЗТВ). Модель може бути використана, зокрема, для опису галактичних гало з темної матерії. Питання про якісний і кількісний склад темної матерії є вкрай важливим як для розуміння сучасної будови Всесвіту, так і для вибору найбільш реалістичного сценарію його еволюції. Оскільки темна матерія ефективно проявляє себе лише гравітаційно, її тиском можна знехтувати, а рівняння стану, незважаючи на її фізичну природу, вважати пілоподібним. Наявність надмасивних чорних дір у центрах галактик і масштаби явищ обумовлюють використання рівнянь ЗТВ. Сферичні форми галактичних гало обумовлюють використання сферичної симетрії. Метою роботи є моделювання радіального руху темної матерії для сферично симетричного інтервалу ЗТВ з урахуванням можливої центральної маси. Темна матерія вважається пілоподібною і такою, що рухається як до центру, так і від нього. У роботі доведено, що такому стаціонарному випадку відповідає статичний інтервал простору-часу у координатах кривизн. Система рівнянь Ейнштейна для цього випадку суттєво спрощена й розв'язана чисельно. Граничними умовами обрано умови Ліхнеровича-Дармуа зшивки простору-часу запропонованої моделі із зовнішнім сферично-симетричним простором-часом Шварцшильда. У розробленій моделі виникає горизонт подій, при наближенні до якого рух частинок немов «завмирає», аналогічно руху поблизу горизонту подій у полі Шварцшильда. Таким чином модель також враховує наявність чорної діри у центрі, яка мала утворитися внаслідок розглянутого руху матерії. Запропоновану модель можна застосовувати до сферичних галактичних скупчень і навіть до зоряних систем в просторі поза зорею, якщо припустити існування навколо них гало з частинок холодної темної матерії.

Ключові слова: загальна теорія відносності, рівняння Ейнштейна, темна матерія, чорна діра, галактичне гало.

Як цитувати: О. Ю. Орлянський, В. А. Козачина. Сферично-симетричні розв'язки загальної теорії відносності з радіальним рухом. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 41, 2024, 16–22. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-02>

In cites: O. Yu. Orlyansky, V. A. Kozachyna. Spherically symmetric solutions of general relativity with radial motion. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 41, 2024, 16–22. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-02> (in Ukrainian).

ВСТУП

У стандартній космологічній моделі Λ CDM близько 5/6 всієї матерії у Всесвіті припадає на небаріонну темну матерію [1]. Доказами існування темної матерії є значна кількість незалежних астрономічних спостережень, до яких, зокрема, відносяться: дослідження гравітаційного линзування масивними тілами, галактиками або скупченнями галактик [2]; дослідження ротаційних кривих обертання галактик [3]; дослідження анізотропії реліктового випромінювання [4] тощо.

Темна матерія є основою, на якій формуються, еволюціонують, зливаються галактики. З еволюцією Всесвіту темна матерія виступала своєрідним «каталізатором» згущення баріонної матерії, подальшого утворенням з неї зір та загалом видимої складової галактик.

Відповідно, еволюція галактик та галактичних скупчень тісно пов'язана з гравітаційним впливом та розподілом маси в гало темної матерії. З цього випливає важливість математичного моделювання галактичних гало, що може дати відповіді як на питання стосовно фізики формування галактик, так і прояснити властивості та причини існуючого розподілу темної матерії.

З'ясуванню природи темної матерії приділяється чимала увага. Однак, незважаючи на ці значні зусилля, точні властивості темної матерії залишаються значною мірою невідомими. Очікується, що гравітаційні хвилі, передбачені у загальній теорії відносності (ЗТВ) та успішно виявлені у 2015 році, дозволять пролити світло на дану проблему, зокрема, шляхом фіксування впливу щільного гало темної матерії на поведінку гравітаційних хвиль [5].

Незважаючи на те, що природа темної матерії невідома, її гравітаційний вплив та рух повністю визначаються рівняннями ЗТВ внаслідок того, що, за всіма існуючими даними, вона ефективно проявляє себе тільки у гравітаційній взаємодії.

МЕТА ТА ЗАДАЧІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Метою даної роботи є моделювання радіального руху темної матерії в сферично симетричному полі.

Оскільки ЗТВ підтверджена багатьма спостереженнями та вже й даними експериментів, а галактики містять у своїх центрах надмасивні чорні діри, для опису руху темної матерії в галактичних гало слід використовувати рівняння Ейнштейна.

Яка природа темної матерії остаточно ще не відомо, але, оскільки вона дуже слабо взаємодіє електромагнітно зі звичайною речовиною, її можна вважати пилоподібною [1].

МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Опис моделі

Вважаємо, що темна матерія має пилоподібне рівняння стану, тобто її тиском можна знехтувати. Спостереження за галактичними гало свідчать, що навіть навколо спіральних галактик гало з темної матерії мають сферичні форми [2]. При утворенні галактик звичайна матерія за рахунок електромагнітної взаємодії і наявності початкового кутового моменту, а також механізмів його передачі від центральних до периферійних областей [6] з часом змінює свій розподіл, утворюючи дископодібну складову. Оскільки для темної матерії можна знехтувати іншими типами взаємодії крім гравітаційної, її приблизно сферично-симетричний початковий розподіл зберігатиметься довгий час, а частинки рухатимуться у напрямках близьких до радіальних. Розглянемо таку стаціонарну модель, розв'язавши рівняння Ейнштейна для сферично-симетричного інтервалу простору-часу в координатах кривизн, який є загальним для випадку сферичної симетрії [7]:

$$ds^2 = e^{v(r,t)} dt^2 - e^{\lambda(r,t)} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1)$$

де швидкість світла c прийнята за одиницю.

Тензор енергії-імпульсу темної матерії як ідеальної рідини в загальному вигляді записується наступним чином:

$$T_\nu^\mu = (\varepsilon + p)U^\mu U_\nu - \delta_\nu^\mu p, \quad (2)$$

де $\varepsilon(r)$ – розподіл густини енергії, $p(r)$ – тиск, U_ν, U^μ – відповідно коваріантні та контраваріантні компоненти 4-швидкості.

Вважатимемо, що частинки рухаються радіально, їх рух направлений як до центральної маси, так і від неї, тому для зручності розділимо матерію на дві компоненти з однаковими розподілами густини енергії, яка є функцією радіуса, а рух частинок відрізнятиметься напрямком:

$$\varepsilon_{(1)}(r) = \varepsilon_{(2)}(r) = \varepsilon(r) = \varepsilon,$$

$$p_{(1)}(r) = p_{(2)}(r) = p(r) = 0,$$

$$U_{(1)}^0 = U_{(2)}^0 = U^0 = \frac{dt}{ds}, U_{(1)}^1 = -U_{(2)}^1 = U^1 = \frac{dr}{ds},$$

$$U_{(1)}^2 = U_{(2)}^2 = \frac{d\theta}{ds}, U_{(1)}^3 = U_{(2)}^3 = \frac{d\phi}{ds},$$

де в дужках вказується номер компоненти.

Оскільки рух є радіальним, θ і φ константи, тому $\dot{\theta} = \dot{\varphi} = 0$, де тут і далі точкою позначається похідна по часовій координаті t , а штрихом – похідна по радіальній координаті r . Враховуючи це, маємо наступні ненульові компоненти 4-швидкості:

$$U^0 = \frac{dt}{ds} = \frac{1}{\sqrt{e^\nu - e^\lambda \dot{r}^2}}, \quad (3)$$

$$U^1 = \frac{dr}{ds} = \frac{\dot{r}}{\sqrt{e^\nu - e^\lambda \dot{r}^2}}. \quad (4)$$

Тензор енергії-імпульсу (2) даної пілоподібної двокомпонентної матерії має вигляд:

$$T_\nu^\mu = \varepsilon(r) U_{(1)}^\mu U_{(1)\nu} + \varepsilon(r) U_{(2)}^\mu U_{(2)\nu},$$

$$\begin{aligned} T_0^0 &= \varepsilon(U_{(1)}^0 U_{(1)0} + U_{(2)}^0 U_{(2)0}) = 2\varepsilon U^0 U_0 = \\ &= 2\varepsilon \frac{e^\nu}{e^\nu - e^\lambda \dot{r}^2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_1^1 &= \varepsilon(U_{(1)}^1 U_{(1)1} + U_{(2)}^1 U_{(2)1}) = 2\varepsilon U^1 U_1 = \\ &= -2\varepsilon \frac{e^\lambda \dot{r}^2}{e^\nu - e^\lambda \dot{r}^2}. \end{aligned}$$

Для недіагональної компоненти тензора енергії-імпульсу T_1^0 маємо:

$$T_1^0 = \varepsilon(U_{(1)}^0 U_{(1)1} + U_{(2)}^0 U_{(2)1}) = \varepsilon(U^0 U_1 + U^0 (-U_1)) = 0.$$

Аналогічно $T_0^1 = 0$. Всі інші компоненти тензора енергії-імпульсу також тотожно дорівнюють нулю.

Статичність моделі

Система рівнянь Ейнштейна для центрально-симетричного інтервалу записується у наступному вигляді [7]:

$$e^{-\lambda} \left(\frac{\lambda'}{r} - \frac{1}{r^2} \right) + \frac{1}{r^2} = 8\pi\gamma T_0^0 = 16\pi\gamma \frac{e^\nu}{e^\nu - e^\lambda \dot{r}^2}, \quad (5)$$

$$-e^{-\lambda} \frac{\dot{\lambda}}{r} = 8\pi\gamma T_0^1 = 0, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} e^{-\lambda} \left(\frac{\nu'}{r} + \frac{1}{r^2} \right) - \frac{1}{r^2} &= -8\pi\gamma T_1^1 = \\ &= 16\pi\gamma \varepsilon \frac{e^\lambda \dot{r}^2}{e^\nu - e^\lambda \dot{r}^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} e^{-\lambda} \left(\nu'' + \frac{\nu'}{2} (\nu' - \lambda') + \frac{1}{r} (\nu' - \lambda') \right) &= \\ &= 8\pi\gamma T_2^2 = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

де γ – гравітаційна стала і в (8) було враховано, що згідно (6) знаходимо, що $\dot{\lambda} = 0$, тобто λ залежить лише від радіальної координати. Віднявши (7) від (5) маємо:

$$e^{-\lambda} \left(\frac{\lambda'}{r} - \frac{\nu'}{r} \right) = 16\pi\gamma \varepsilon + 2(e^{-\lambda} - 1) \frac{1}{r^2}.$$

Оскільки ε і λ залежать лише від радіальної координати r , з останнього рівняння знаходимо, що ν' має бути функцією тільки r , тобто $\nu' = g(r)$, де $g(r)$ – деяка функція радіальної координати. Проінтегрувавши, отримуємо:

$$\nu = f(t) + \int g(r) dr.$$

Інтервал (1) залишає можливість перетворення часової координати від t до τ : $d\tau = e^{f(t)} dt$. Тож, без втрати загальності, можна вважати, що ν теж є функцією лише радіальної координати і не залежить від часу. Наслідком цього є статичність сферично-симетричного інтервалу, що є проявом стаціонарності даної задачі.

Незважаючи на наявність радіального руху матерії, завдяки однаковому її переносу у протилежних напрямках, від системи рівнянь в частинних похідних вдалося перейти до залежності невідомих функцій лише від однієї координати. Радіальна швидкість матерії на відстані r від центру також не залежить від часу і є функцією лише радіальної координати: $\dot{r} = \dot{r}(r)$, що витікає з (5) або (7).

Отже маємо систему трьох рівнянь (5), (7), (8) з чотирма невідомими функціями $\lambda(r), \nu(r), \varepsilon(r), \dot{r}(r)$. Ми нічого не знаємо про темну матерію, крім того, що її частинки взаємодіють тільки гравітаційно (сферична форма галактичних гало тому опосередкований доказ). Якщо казати коректніше та точніше, іншими видами взаємодії частинок темної матерії ми можемо знехтувати, розглядаючи їх рух як рух геодезичними. Це дозволяє доповнити систему рівнянь (5), (7), (8) й отримати всі невідомі функції.

Рівняння руху

Запишемо рівняння геодезичних:

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i U^k U^l = 0.$$

Ненульові символи Кристофеля, необхідні у нашому випадку ($U^2 = U^3 = 0$) є наступними [7]:

$$\Gamma_{10}^0 = \Gamma_{01}^0 = \frac{\nu'}{2}, \Gamma_{00}^1 = \frac{\nu'}{2} e^{\nu-\lambda}, \Gamma_{11}^1 = \frac{\lambda'}{2}.$$

Рівняння геодезичних для x^2, x^3 зводяться до тотожності $\theta = 0$, а для x^0, x^1 набувають вигляду:

$$\frac{dU^0}{ds} + 2\frac{\nu'}{2} U^0 U^1 = 0, \quad (9)$$

$$\frac{dU^1}{ds} + \frac{\nu'}{2} e^{\nu-\lambda} (U^0)^2 + \frac{\lambda'}{2} (U^1)^2 = 0. \quad (10)$$

Проінтегруємо (9):

$$\frac{dU^0}{ds} + \nu' U^0 \frac{dr}{ds} = 0,$$

$$\frac{dU^0}{U^0} = -\nu' dr,$$

$$U^0 = A e^{-\nu}, \text{ де } A = \text{Const.}$$

Тоді вираз для радіальної швидкості частинок матерії з урахуванням (3) може бути записаний у вигляді:

$$\dot{r}^2 = e^{\nu-\lambda} \left(1 - \frac{e^\nu}{A^2} \right). \quad (11)$$

Таким чином, маємо такі ненульові компоненти 4-швидкості:

$$U^0 = A e^{-\nu}, \quad (12)$$

$$U^1 = \text{sgn}(\dot{r}) \sqrt{e^{-\lambda} (A^2 e^{-\nu} - 1)}, \quad (13)$$

а відповідні компоненти тензора енергії-імпульсу з урахуванням (11)–(13) спрощуються:

$$T_0^0 = 2\varepsilon g_{00} (U^0)^2 = 2A^2 e^{-\nu} \varepsilon, \quad (14)$$

$$T_1^1 = 2\varepsilon g_{11} (U^1)^2 = 2(1 - A^2 e^{-\nu}) \varepsilon. \quad (15)$$

Враховуючи (14), (15), запишемо рівняння Ейнштейна наступним чином:

$$e^{-\lambda} \left(\frac{\lambda'}{r} - \frac{1}{r^2} \right) + \frac{1}{r^2} = 16\pi\gamma A^2 e^{-\nu} \varepsilon, \quad (16)$$

$$e^{-\lambda} \left(\frac{\nu'}{r} + \frac{1}{r^2} \right) - \frac{1}{r^2} = -16\pi\gamma (1 - A^2 e^{-\nu}) \varepsilon, \quad (17)$$

$$\nu'' + \frac{\nu'}{2} (\nu' - \lambda') + \frac{1}{r} (\nu' - \lambda') = 0. \quad (18)$$

Зазначимо, що рівняння геодезичної (10) з урахуванням (12) і (13) виконується тотожно, а замість (18) можна використати закон збереження тензора енергії-імпульсу для радіальної компоненти:

$$T_{1;\mu}^\mu = T_{1,\mu}^\mu + \Gamma_{\mu\sigma}^\mu T_1^\sigma - \Gamma_{1\mu}^\sigma T_\sigma^\mu = 0,$$

який у нашого випадку, з урахуванням символів Кристофеля $\Gamma_{12}^2 = \Gamma_{13}^3 = \frac{1}{r}$ [7], набуває вигляду:

$$(T_1^1)' + \left(\frac{\nu'}{2} + \frac{2}{r} \right) T_1^1 - \frac{\nu'}{2} T_0^0 = 0. \quad (19)$$

Якщо компоненти тензора енергії-імпульсу T_0^0 і T_1^1 у загальному вигляді з (5) і (7) підставити в (19), після скорочення отримуємо (18), але на відміну від (18) рівняння (19) вже згруповано зручним для інтегрування чином. Для цього T_0^0 виразимо через T_1^1 , поділивши (14) на (15), і підставимо $T_0^0 = T_1^1 / (A^2 e^{-\nu} - 1)$ в (19). Отримуємо рівняння:

$$\frac{(T_1^1)'}{T_1^1} + \frac{\nu'}{2} + \frac{2}{r} + \frac{1}{2} \frac{\nu'}{1 - A^2 e^{-\nu}} = \frac{(T_1^1)'}{T_1^1} + \nu' + \frac{2}{r} - \frac{1}{2} \frac{(A^2 - e^\nu)'}{A^2 - e^\nu} = 0,$$

яке легко інтегрується:

$$T_1^1 = -\frac{\alpha}{r^2} e^{-\nu} \sqrt{A^2 - e^\nu}, \quad (20)$$

$$T_0^0 = \frac{\alpha A^2}{r^2} \frac{e^{-\nu}}{\sqrt{A^2 - e^\nu}}, \quad (21)$$

де α – додатна стала інтегрування, яка, на відміну від A^2 , є розмірною величиною. Густина енергії визначається через метричний коефіцієнт e^v :

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{2r^2 \sqrt{A^2 - e^v}}. \quad (22)$$

Знаходження метричних коефіцієнтів e^v і e^λ дозволить розрахувати всі інші фізичні величини. Остаточно, підставивши (20), (21) у рівняння Ейнштейна та ввівши змінну $y = e^{-\lambda}r$, отримуємо вже суттєво спрощену систему диференціальних рівнянь ЗТВ (два рівняння і дві невідомі функції, що залежать від однієї радіальної змінної):

$$\begin{cases} e^v \sqrt{A^2 - e^v} (1 - y') = 8\pi\gamma\alpha A^2, \\ y(e^v r)' = r(e^v + 8\pi\gamma\alpha \sqrt{A^2 - e^v}). \end{cases} \quad (23)$$

Незважаючи на суттєвий прогрес у спрощенні системи диференціальних рівнянь ЗТВ, система (23) є нелінійною і потребує чисельного розв'язання. Крім того метрика змодельованого радіального розподілу темної матерії в галактичному гало має переходити у зовнішній простір-час ЗТВ, який у випадку сферичної симетрії може бути описаний метрикою Шварцшильда.

Зшивка

Знаходження аналітичних розв'язків отриманої системи диференціальних рівнянь не є можливим, тому шукатимемо чисельні розв'язки. Для цього запишемо граничні умови, які отримаємо з умов Ліхнеровича-Дармуа [8, 9] зшивки двох сферично-симетричних інтервалів.

Для довільних сферично-симетричних інтервалів

$$\begin{aligned} ds_{(1)}^2 &= A_{(1)}(r)dt^2 - B_{(1)}(r)dr^2 - C_{(1)}(r)d\sigma^2, \\ ds_{(2)}^2 &= A_{(2)}(r)dt^2 - B_{(2)}(r)dr^2 - C_{(2)}(r)d\sigma^2 \end{aligned}$$

умови зшивки Ліхнеровича-Дармуа рівності першої та другої квадратичних форм для поверхні зшивки $r = R = \text{Const}$ мають вигляд:

$$\begin{aligned} A_{(1)}(R) &= A_{(2)}(R), \\ C_{(1)}(R) &= C_{(2)}(R), \\ (C'_{(1)}(R))^2 B_{(2)}(R) &= (C'_{(2)}(R))^2 B_{(1)}(R), \\ (A'_{(1)}(R))^2 B_{(2)}(R) &= (A'_{(2)}(R))^2 B_{(1)}(R). \end{aligned}$$

Запишемо аналогічні умови зшивки простору-часу нашої моделі з зовнішнім простором-часом Шварцшильда:

$$e^{v(R)} = 1 - \frac{r_g}{R}, e^{-\lambda(R)} = 1 - \frac{r_g}{R}, (e^{v(r)})' \Big|_{r=R} = \frac{r_g}{R^2},$$

звідки $v'(R) = e^{-v(R)} r_g R^{-2}$. Визначимо константу A , яка увійшла в остаточний вираз рівнянь Ейнштейна (23). Для цього підставимо отримані умови зшивки у друге рівняння (23) або (17) і на границі $r=R$:

$$e^{-\lambda(R)} \left(\frac{v'(R)}{R} + \frac{1}{R^2} \right) - \frac{1}{R^2} = -16\pi\gamma (1 - A^2 e^{-v(R)}) \varepsilon(R).$$

Ліва частина на границі зшивки дорівнює нулю тотожно:

$$\left(1 - \frac{r_g}{R} \right) \left(\frac{r_g}{R^2} \frac{1}{1 - \frac{r_g}{R}} + \frac{1}{R^2} \right) - \frac{1}{R^2} = 0.$$

Згідно (22), густина енергії на поверхні зшивки $\varepsilon(R) \neq 0$, тому остаточно отримуємо:

$$A^2 = e^{v(R)} = 1 - \frac{r_g}{R}.$$

Швидкість v та густина частинок темної матерії ρ розраховуються відповідно за формулами:

$$v = c \sqrt{e^{v-\lambda} \left(1 - \frac{e^v}{A^2} \right)}, \rho = \frac{1}{2c^2} \frac{\alpha}{r^2} \frac{1}{\sqrt{A^2 - e^v}},$$

де c – швидкість світла у вакуумі.

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Обчислення проводились у пакеті комп'ютерної алгебри MAPLE. При знаходженні розв'язків рівнянь Ейнштейна змінними параметрами були R , r_g , α . Відмітимо, що параметр α характеризує внесок пилоподібної матерії у загальну масу конфігурації, до якої може входити сферично симетричне центральне тіло. На графіках наведено залежності метричних коефіцієнтів, а також швидкості радіального руху частинок темної матерії і її густини від відстані до центру. Зазначимо також, що коефіцієнт α підбирався таким чином, щоб середня густина матерії була $\sim 10^{-27}$ кг/м³.

Результати розрахунків наведені для $R = 10^{13}$ м, $r_g = 10^8$ м, $\alpha = 10^{12}$ кг·м/с² (рис. 1-3).

Результати чисельного розрахунку показують, що в даній моделі радіального руху темної матерії за наявності масивного центру, наприклад, чорної діри в центрі галактики, виникає сингулярність, при наближенні до якої рух частинок немов «завмирає», аналогічно руху поблизу горизонту подій в полі

Шварцшильда. Особливістю розглянутої моделі є те, що всі частинки темної матерії мають однакову енергію, отже віддаляються від центру на однакову відстань.

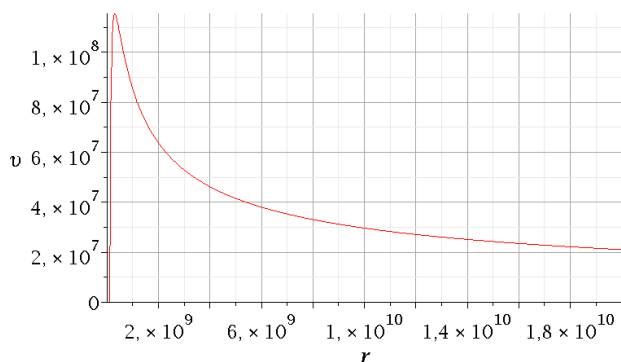


Рис. 1. Швидкості радіального руху частинок поблизу горизонту подій.

Fig. 1. Radial velocities of particles near the event horizon.

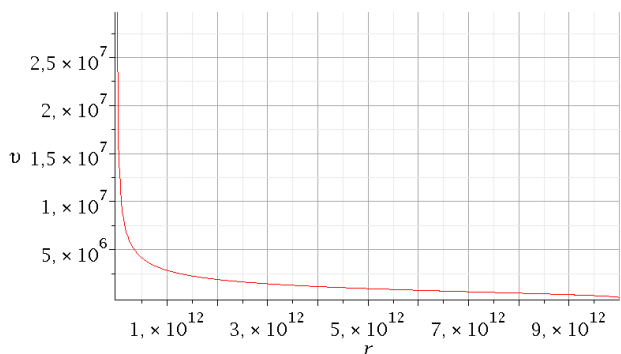


Рис. 2. Швидкості радіального руху частинок на віддаленні від центральної маси

Fig. 2. Radial velocities of particles at a distance from the central mass.

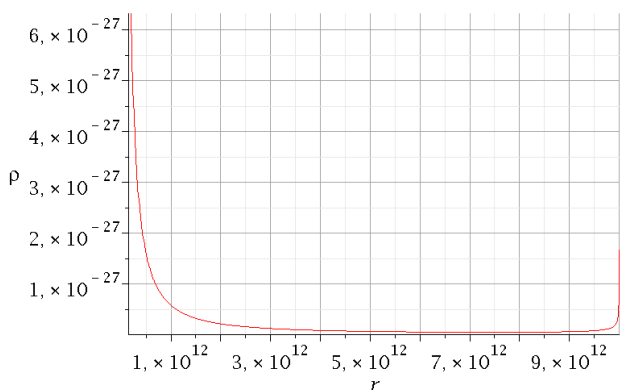


Рис. 3. Залежність густини темної матерії від радіусу.

Fig. 3. Dependence of dark matter density on radius.

Завдяки цьому на границі зшивки маємо своєрідне гало, яке нагадує сферичну оболонку з нечіткою внутрішньою границею.

ВИСНОВКИ

У роботі побудовано модель радіального руху темної матерії у сферично-симетричному просторі-часі. Отримана модель є стаціонарною і описує рух темної матерії в обох напрямках. Виходячи з того, що при наближенні до центру виникає горизонт подій, модель описує чорну діру, біля якої рухається темна матерія. Майже нульова швидкість частинок поблизу горизонту подій пояснюється тим, що з боку віддаленого спостерігача частинка досягає горизонту чорної діри за нескінченний проміжок часу.

Зазначимо, що даний підхід можна застосувати і до сферичних скупчень галактик, зоряних систем в просторі поза зорею, якщо припустити існування навколо них гало з частинок холодної темної матерії.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Planck Collaboration. Planck 2018 results. Astr. and Astroph. Special Issue, 641, A1, 1 (2020). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833880>
2. S. Vegetti, S. Birrer, G. Despali, C. D. Fassnacht, D. Gilman, Y. Hezaveh, L. Perreault Levasseur, J. P. McKean, D. M. Powell, C. M. O'Riordan, G. Vernardos. Space Sc. Rev., 220, 1 (2024). <https://doi.org/10.1007/s11214-024-01087-w>
3. W. J. G. de Blok, F. Walter, E. Brinks, C. Trachternach, S-H. Oh, R. C. Kennicutt Jr. The Astronom. J., 136, 6, 2648 (2008). <https://doi.org/10.1088/0004-6256/136/6/2648>
4. E. Komatsu, J. Dunkley, M. R. Nolta, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. Limon, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, S. S. Meyer, G. S. Tucker, J. L. Weiland. The Astroph. J. Suppl. Ser., 180, 2, 330 (2009). <https://doi.org/10.1088/0067-0049/180/2/330>
5. K. Eda, Y. Itoh, S. Kuroyanagi, J. Silk. Phys. Rev. D, 91, 4, 044045 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.044045>
6. M. López Corredoira, J. Betancort-Rijo, J. E. Beckman. Astr. and Astroph. 386, 1, 169 (2002). <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020229>
7. L. D. Landau, E. M. Lifshitz. The Classical Theory of Fields: Volume 2, 4th Revised English Edition, Butterworth-Heinemann, Oxford (1994), 444p.

8. W. B. Bonnor, P. A. Vickers. Junction Conditions in General Relativity. *Gen. Rel. Grav.*, 13 (1981). <https://doi.org/10.1007/BF00766295>
9. М. П. Коркіна. Сферичні конфігурації та умови зшивки, ДДУ, Д. (1998), 57 с.
1. Planck Collaboration. Planck 2018 results. *Astr. and Astroph. Special Issue*, 641, A1, 1 (2020). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833880>
2. S. Vegetti, S. Birrer, G. Despali, C. D. Fassnacht, D. Gilman, Y. Hezaveh, L. Perreault Levasseur, J. P. McKean, D. M. Powell, C. M. O'Riordan, G. Vernardos. *Space Sc. Rev.*, 220, 1 (2024). <https://doi.org/10.1007/s11214-024-01087-w>
3. W. J. G. de Blok, F. Walter, E. Brinks, C. Trachternach, S-H. Oh, R. C. Kennicutt Jr. *The Astronom. J.*, 136, 6, 2648 (2008). <https://doi.org/10.1088/0004-6256/136/6/2648>
4. E. Komatsu, J. Dunkley, M. R. Nolte, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. Limon, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, S. S. Meyer, G. S. Tucker, J. L. Weiland. *The Astroph. J. Suppl. Ser.*, 180, 2, 330 (2009). <https://doi.org/10.1088/0067-0049/180/2/330>
5. K. Eda, Y. Itoh, S. Kuroyanagi, J. Silk. *Phys. Rev. D*, 91, 4, 044045 (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.044045>
6. M. López Corredoira, J. Betancort-Rijo, J. E. Beckman. *Astr. and Astroph.*, 386, 1, 169 (2002). <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020229>
7. L. D. Landau, E. M. Lifshitz. *The Classical Theory of Fields: Volume 2, 4th Revised English Edition*, Butterworth-Heinemann, Oxford (1994), 444p.
8. W. B. Bonnor, P. A. Vickers. Junction Conditions in General Relativity. *Gen. Rel. Grav.*, 13 (1981). <https://doi.org/10.1007/BF00766295>
9. М. П. Коркіна. Spherical configurations and junction conditions, DSU, D. (1998), 57 p. (In Ukrainian).

REFERENCES

SPHERICALLY SYMMETRIC SOLUTIONS OF GENERAL RELATIVITY WITH RADIAL MOTION

O. Yu. Orlyansky¹, V. A. Kozachyna²

¹*Oles Honchar Dnipro National University, 72 Nauky Ave., 49000 Dnipro, Ukraine*

²*LLC "TECHNICAL UNIVERSITY "METINVEST POLYTECHNIC", 80 Southern Highway, 69008 Zaporizhzhia, Ukraine*

E-mail: v.kozachyna@gmail.com

Received on October 01, 2024. Reviewed on November 14, 2024.

Accepted for publication on November 17, 2024.

In this paper, the model of radial motion of dusty matter for the spherically symmetric case in General Relativity (GR) was developed. The model can be used, in particular, to describe galactic halos of dark matter. The question of the qualitative and quantitative composition of dark matter is of great importance both for understanding the current structure of the Universe and for choosing the most realistic scenario of its evolution. Since dark matter effectively manifests itself only gravitationally, its pressure can be neglected, and the equation of state, despite its physical nature, can be considered dusty. The presence of supermassive black holes in the centers of galaxies and the scale of the phenomena necessitate the use of GR equations. The spherical shapes of galactic halos require the use of spherical symmetry. The aim of this work is to model the radial motion of dark matter for a spherically symmetric GR interval, taking into account a possible central mass. Dark matter is assumed to be dusty and moving both toward and away from the center. It is proved that such a stationary case corresponds to a static interval of spacetime in the coordinates of curvatures. The system of Einstein's equations for this case is significantly simplified and solved numerically. The Lichnerowicz-Darmois conditions of crosslinking the spacetime of the proposed model with the external spherically symmetric Schwarzschild spacetime are chosen as boundary conditions. In the proposed model, there is an event horizon, approaching which the motion of particles seems to "freeze", similar to the motion near the event horizon in the Schwarzschild field. Thus, the model also takes into account the presence of a black hole in the center, which should have been formed as a result of the considered motion of matter. The proposed model can be applied to spherical galaxy clusters and even to stellar systems in space beyond the star, assuming the existence of a halo of cold dark matter particles around them.

Keywords: *general relativity, Einstein's equations, dark matter, black hole, galactic halo.*

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-03>

UDC: 539.4, 539.219.2, 669.715

PACS numbers: 81.05.Bx, 62.20.Mk, 81.40.Np

FEATURES OF THE ORIGIN AND DEVELOPMENT OF CRACKS IN POLYCRYSTALLINE ALUMINUM SAMPLES

E. E. Badiyan , A. G. Tonkopryad , M. R. Shurinov , R. V. Shurinov 

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine

E-mail: Evgeny.E.Badiyan@karazin.ua

Received on September 20, 2024. Reviewed on November 04, 2024.

Accepted for publication on November 15, 2024.

The study investigates the patterns of crack initiation and propagation during the plastic deformation of two-dimensional aluminum polycrystals with different grain sizes. The high-purity (99.96%) research objects are aluminum polycrystals containing only through grain boundaries. The samples were subjected to uniaxial tension at a constant strain rate of $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ at room temperature. An original method based on light diffraction on a quasi-periodic surface structure was used, allowing real-time tracking of crystallographic orientation changes in any region of the sample during plastic deformation and simultaneously recording the initiation and propagation of cracks leading to the destruction of the sample.

Experimental results showed that cracks most often originate at the sample edge due to stress concentration and structural features of the material. Their subsequent development can occur both within the grains and along their boundaries, depending on local deformation conditions, the type, and structure of the grain boundaries. It was found that before a crack forms in a specific region of the sample, significant crystallographic orientation changes occur, which may play a crucial role in the initiation of fracture.

In some cases, the formation of a "torch" of orientation changes – a zone into which the crack propagates, leading to accelerated sample destruction was experimentally recorded. This effect may be related to the redistribution of internal tensions and the activation of plastic deformation in the zone ahead of the crack. The study also documented a rare case of "recrystallization" during deformation, where two adjacent grains "merged into" one due to a change in the crystallographic orientation of one of the grains as a whole during plastic deformation. The ability of entire grains to reorient in two-dimensional samples under plastic deformation was experimentally confirmed in previous studies.

Keywords: polycrystalline aluminum samples, plastic deformation, destruction, mechanical properties.

In cites: E. E. Badiyan, A. G. Tonkopryad, M. R. Shurinov, R. V. Shurinov. Features of the origin and development of cracks in polycrystalline aluminum samples. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 41, 2024, 23–28. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-03>

INTRODUCTION

It is well known that fracture is a multi-stage and multi-scale process, and in this regard, fracture mechanisms should be considered within an approach that accounts for the interaction of various deformation processes at different levels. When polycrystalline samples are subjected to loading, structural and substructural heterogeneity leads to a complex stress state, which can relax in different ways, either sequentially or simultaneously. These processes include the development of crystallographic slip in specific regions of the polycrystal with high Schmid factor values; the formation and evolution of rotational structures that differ in shape, type, and mode of initiation and development; and the initiation and propagation of one or multiple cracks in different regions of the polycrystal (within the grain body or along grain boundaries).

The nature and sequence of crack initiation and propagation during plastic deformation remain insufficiently studied. The aim of this work is to investigate the patterns of crack initiation and propagation during the plastic deformation of two-dimensional aluminum polycrystals with different grain sizes using a highly sensitive, original method for obtaining color orientation maps (COM).

SAMPLES AND EXPERIMENTAL METHODS

The objects of study were two-dimensional aluminum polycrystals (containing only through grain boundaries) with a purity of 99.96%. As experimental results show [1], in such objects, due to the absence of constraints in the direction perpendicular to the sample surface, rotational processes are most prominently manifested.

Samples with working part dimensions of $100 \times 20 \times 0.15 \text{ mm}^3$ were cut from aluminum foil. The required average grain size, ranging from 5 mm to 20 mm, was achieved by selecting an appropriate thermomechanical treatment regime. Grain boundaries were revealed using the chemical etching method with the well-known Keller's reagent [2]. All samples were deformed under tensile loading conditions at a constant strain rate of $\dot{\varepsilon} = 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

The absence of constraints during the plastic deformation of two-dimensional aluminum polycrystals in the direction perpendicular to the sample surface allowed for the identification of specific features of crack initiation and propagation, as well as the influence of orientation changes on this process.

An original method [3–10], based on the effect of light diffraction on the quasi-periodic surface structure of the sample, was used. This structure arises as a result of chemical etching and produces a color image of different regions of the sample surface depending on their crystallographic orientation. This approach makes it

possible to continuously track any orientation changes and the patterns of crack initiation and propagation across the entire sample surface in real-time during deformation.

RESEARCH RESULTS

The main research results are presented in Figures (1 – 5) as color orientation maps (COM), continuously obtained during the deformation process from the entire sample surface. The figures show only fragments of the sample surface areas where cracks initiate and propagate, ultimately leading to destruction. Each COM is labeled with the total sample strain ε (in percentage) and the elapsed time Δt from the start of deformation. It should be emphasized once again that any color changes in the sample surface regions during deformation indicate changes in the crystallographic orientation of that region [2].

Of particular interest are the results obtained for Sample № 1, shown in Figure 1. When the sample reaches a relative strain of approximately 10%, it appears that the strain in one of the grains has exceeded 20%. A detailed examination of the COM reveals that this grain elongation occurs due to the incorporation of an adjacent grain and the disappearance of the grain boundary. Based on these observations, "recrystallization" occurs during sample deformation – two grains merge into one (Figure 1b). This effect is clearly visible in an enlarged fragment of this sample region (Figure 1f). Thus, it can be confidently stated that during the plastic deformation of a two-dimensional aluminum polycrystal, "recrystallization" takes place, leading to grain coarsening. The mechanism of this recrystallization is the orientation change of one of the neighboring grains, which occurs due to the absence of constraints on rotations in the direction perpendicular to the sample surface.

With further deformation, a well-developed rotational structure emerges between the boundary of this grain and the sample edge, within which a crack forms. The crack then propagates within the recrystallized grain, changing its propagation direction and affecting the rate of sample destruction. From the moment of crack initiation to complete sample destruction, approximately 4 minutes elapse.

For the polycrystalline aluminum sample whose COM is shown in Figure 2, crack initiation also occurs at the sample edge. As the crack develops within the grain, this process is preceded by orientation changes. Subsequently, the crack propagates along the boundary of a neighboring grain, altering its direction. The time required for this sample to fail from the moment of crack initiation does not exceed 2 minutes.

In Figure 3, the crack, similar to the previously described samples, initiates in one of the grains at the

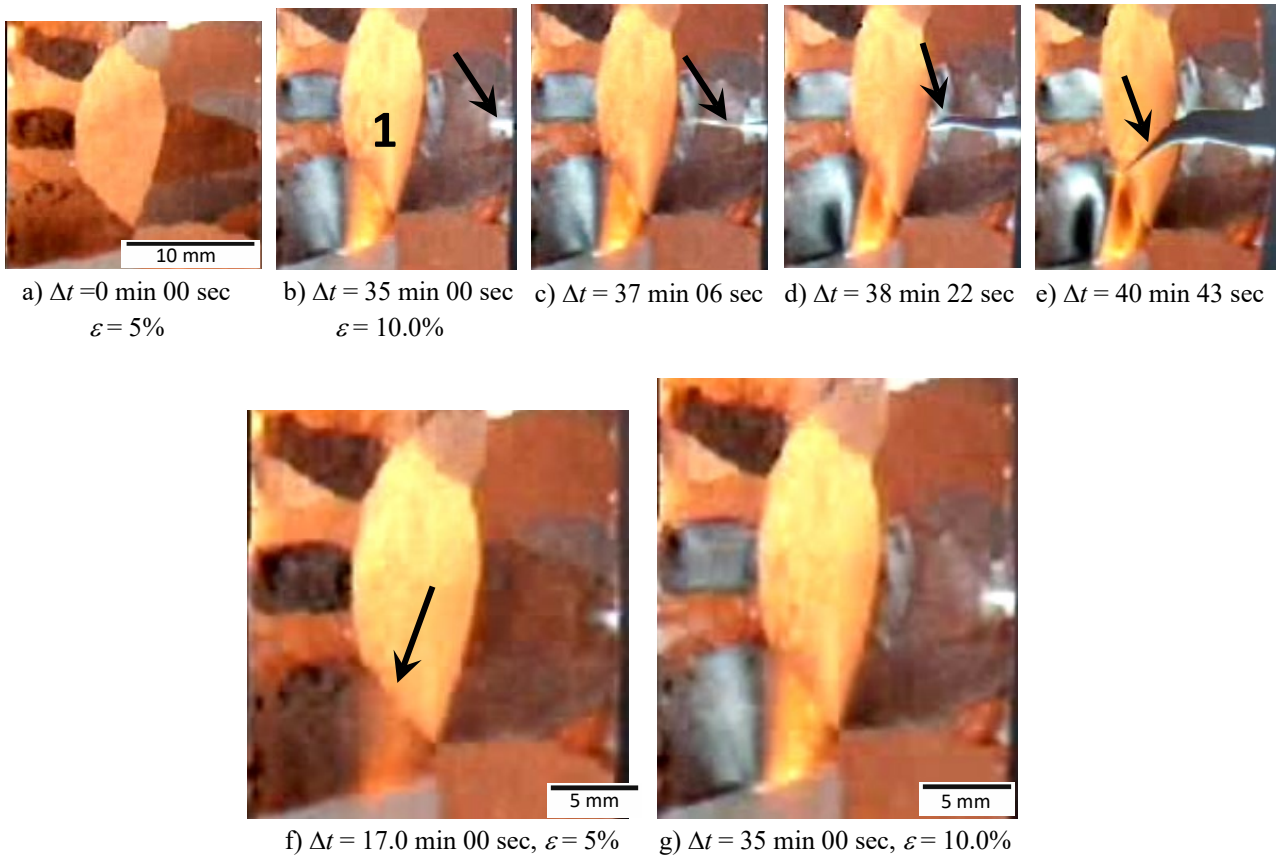


Fig. 1. Fragments of COM obtained from the entire surface of polycrystalline sample № 1 during its deformation at different levels of plastic strain ε and elapsed time Δt .

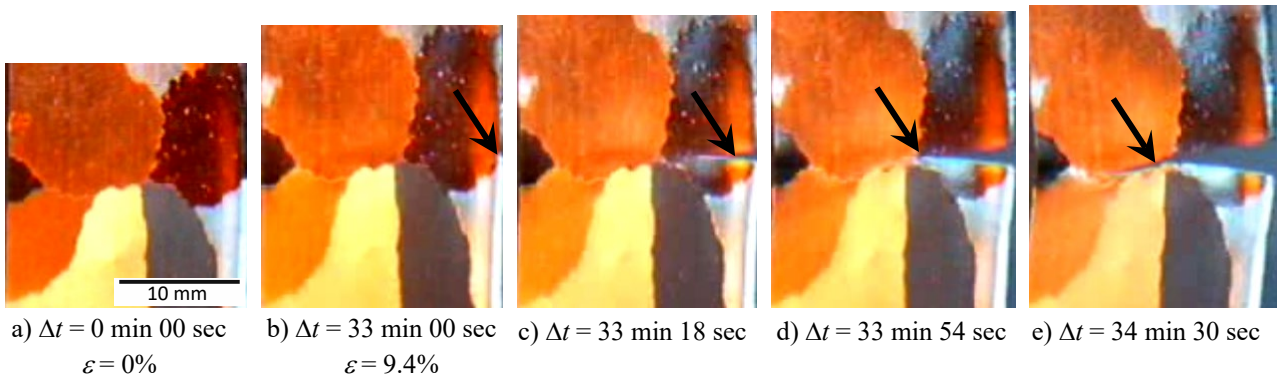


Fig. 2. Fragments of COM obtained from the entire surface of polycrystalline sample № 2 during its deformation at different levels of plastic strain ε and elapsed time Δt .

sample edge. During its propagation, it crosses two grains and their boundary without changing direction. At a considerable distance from the crack, orientation changes manifest themselves in the form of a “torch”, the sharp end of which is directed in the direction opposite to the crack. When the specimen is deformed, this “torch” expands and the crack moves into the area of the “torch”, which leads to rapid fracture of the specimen. In this case, the time from crack initiation to complete fracture is about 2 minutes. In the next (fine-grained) sample (Fig. 4), the crack initiates at the edge of the sample. As it propagates, it moves into a

grain where orientation changes occur. Despite the fine-grained structure of the sample, crack propagation occurs only within the grains. At a certain stage of crack development, orientation changes appear in a narrow region on the opposite edge of the sample, causing the crack to shift into this region, ultimately leading to sample failure. The time from crack initiation to failure is approximately 2 minutes.

Of particular interest are the results of studying crack initiation and propagation in polycrystalline aluminum sample № 5.

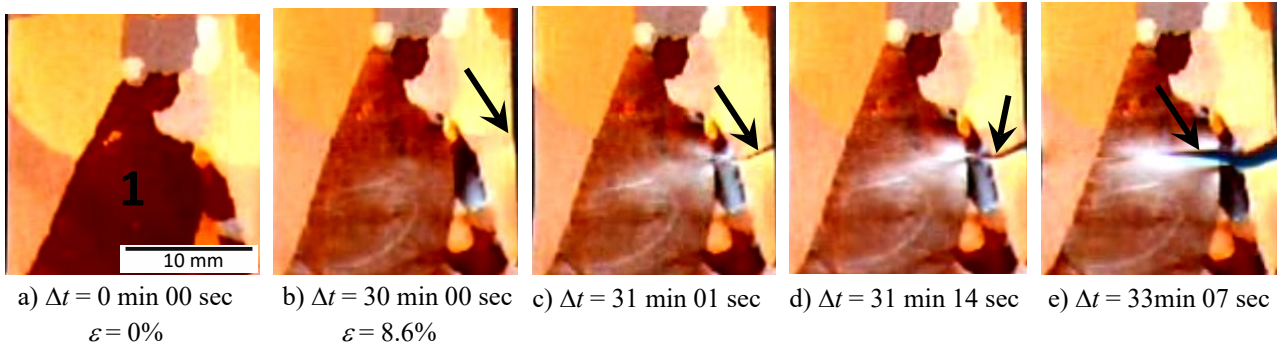


Fig. 3. Fragments of COM obtained from the entire surface of polycrystalline sample № 3 during its deformation at different levels of plastic strain ε and elapsed time Δt .

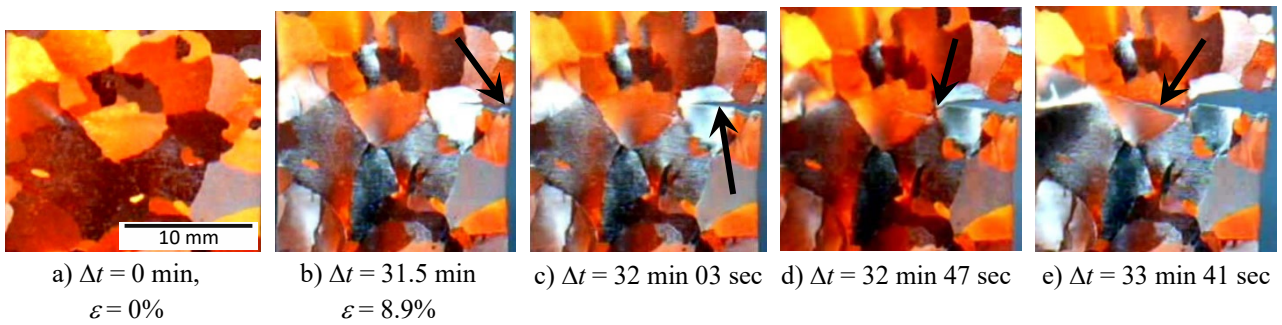


Fig. 4. Fragments of COM obtained from the entire surface of polycrystalline sample № 4 during its deformation at different levels of plastic strain ε and elapsed time Δt .

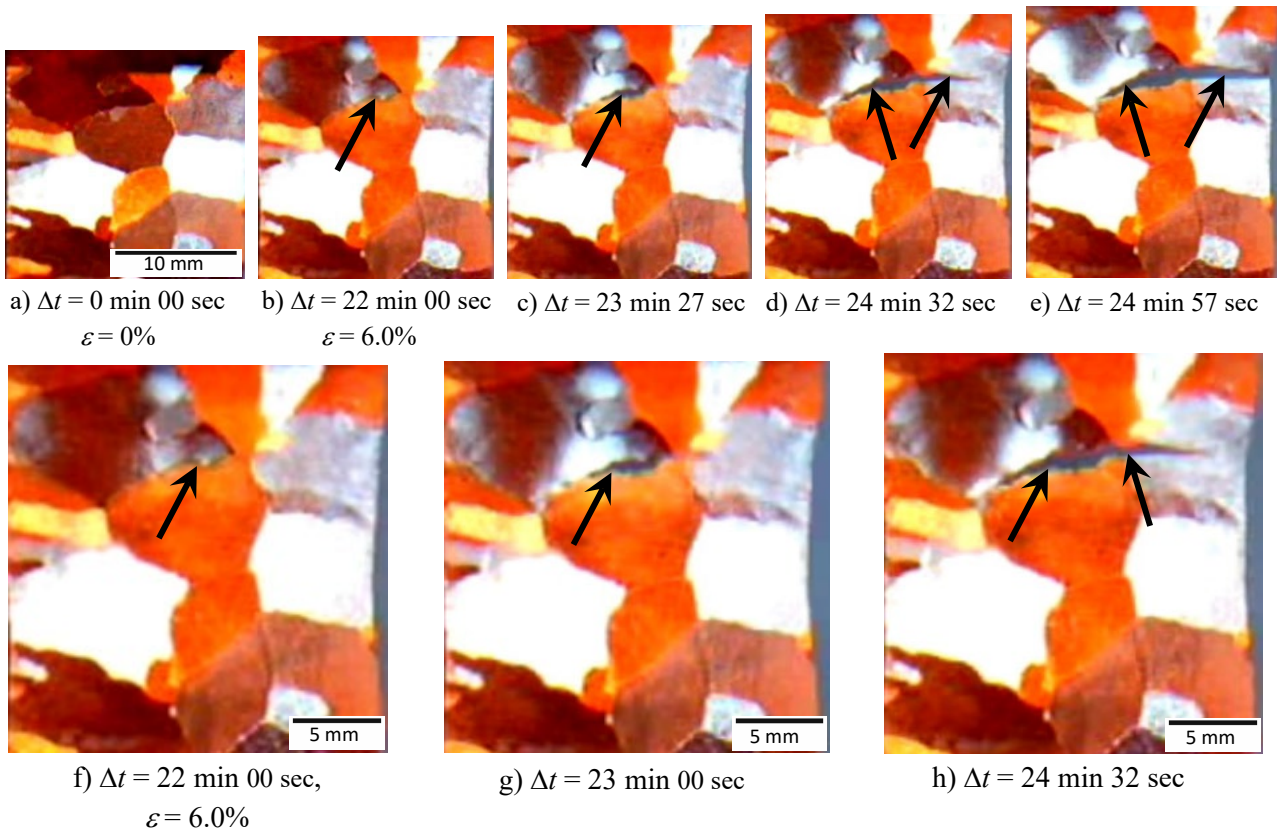


Fig. 5. Fragments of COM obtained from the entire surface of polycrystalline sample № 5 during its deformation at different levels of plastic strain ε and elapsed time Δt .

The unique feature of this sample is that the crack initiates and propagates in the central region of the sample along a grain boundary. As it progresses along the boundary, the crack eventually stops. Its further development occurs in the opposite direction. Moving along the boundary, the crack exits it, crosses the grain body, the boundary, and the body of a second grain. This ultimately leads to sample failure. Thus, in this sample, the failure mechanism exhibits a mixed nature, with crack initiation occurring in the central part of the sample.

CONCLUSIONS

1. Experimental studies were conducted to investigate the patterns of crack initiation and propagation during deformation of two-dimensional polycrystalline aluminum specimens using the original technique of obtaining color orientation maps for the entire specimen surface. This approach allowed us to identify a number of features of the fracture process of the specimens and to establish a relationship between the initiation and development of cracks with orientational changes in the specimens.

2. It was shown that in most samples, cracks initiate at the sample edge; however, their subsequent propagation behavior is unpredictable. Crack development can occur both within the grain body and along grain boundaries, and this propagation pattern may change during the deformation process.

3. Crack formation is almost always preceded by orientation changes in the corresponding region of the sample. Such changes can also develop over a sufficiently large area around the crack as it propagates. Experimentally, during sample deformation, the formation of a "torch" of orientation changes was observed at significant distances from the crack. As the crack develops, it always moves into the "torch" region, which expands during the deformation process, ultimately leading to the failure of the sample.

4. In certain cases, a crack may initiate in the middle of the sample, most often along a grain boundary. This is typically preceded by orientation changes near the boundary. During sample deformation, the crack may reverse its propagation direction, leading to failure. This reversal is also driven by orientation changes occurring in the newly affected region.

5. An unusual type of "recrystallization" was discovered in polycrystalline aluminum samples, which involves a change in the crystallographic orientation of one of the neighboring grains, leading to the disappearance of the boundary between them.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. E. E. Badiyan, A. G. Tonkopyrad, O. V. Shekhovtsov, R. V. Shurinov, T. R. Zetova. *Inorganic Materials*, 15, 1663 (2011). <http://doi.org/10.1134/S0020168511150039>
2. M. Beckert, H. Klemm. *Handbuch der Metallographischen Ätzverfahren*, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, (1976), 409 p.
3. Patent Ukraine 89743 (2010).
4. Patent Ukraine 93021 (2010).
5. Patent Ukraine 104249 (2014).
6. E. E. Badiyan, A. G. Tonkopyrad, O. V. Shekhovtsov, R. V. Shurinov. *Functional Materials*, 13, 3, 411 (2006). <http://functmaterials.org.ua/contents/13-3/FM133-38.pdf>
7. E. E. Badiyan, A. G. Tonkopyrad, O. V. Shekhovtsov, R. V. Shurinov. *Functional Materials*, 14, 2, 249 (2007). <http://functmaterials.org.ua/contents/14-2/fm142-21.pdf>
8. E. E. Badiyan, A. G. Tonkopyrad, O. V. Shekhovtsov, R. V. Shurinov, T. R. Zetova, K. S. Kazachkova. *Functional Materials*, 21, 3, 307 (2014). <https://doi.org/10.15407/fm21.03.307>
9. E. E. Badiyan, A. G. Tonkopyrad, T. R. Zetova, R. V. Shurinov, S. V. Talakh, A. V. Dergacheva. *ISSN 1562-6016. Problems of Atomic Science and Technology*, 1(101), 88 (2016) <https://doi.org/10.15407/fm23.04.387>
10. E. E. Badiyan, A. G. Tonkopyrad, O. V. Shekhovtsov, R. V. Shurinov. *Functional Materials*, 26, 1, 88 (2019). <https://doi.org/10.15407/FM26.01.88>

ОСОБЛИВОСТІ ВИНИКНЕННЯ ТА РОЗВИТКУ ТРІЩИН В ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ЗРАЗКАХ АЛЮМІНІЮ

Є. Ю. Бадіян, А. Г. Тонкопряд, М. Р. Шурінов, Р. В. Шурінов

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна

E-mail: Evgeny.E.Badiyan@karazin.ua

Надійшла до редакції 20 вересня 2024 р. Переглянуто 04 листопада 2024 р.

Прийнято до друку 15 листопада 2024 р.

В роботі досліджено закономірності зародження та розвитку тріщин під час пластичної деформації двовимірних полікристалів алюмінію з різними розмірами зерен. Об'єктами дослідження були високочисті (99.96%) полікристали алюмінію, що містять лише наскрізні границі зерен. Зразки піддавали одновісному розтягуванню з постійною швидкістю деформації $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{-5} \text{с}^{-1}$ за кімнатної температури. Використано оригінальну методику, засновану на дифракції світла на квазіперіодичній структурі поверхні, що дозволяє в реальному часі відстежувати зміни кристалографічної орієнтації в будь-якій ділянці зразка під час пластичної деформації та одночасно реєструвати зародження і поширення тріщин при руйнуванні зразка.

Експериментальні результати показали, що тріщини найчастіше зароджуються на краю зразка, що пов'язано з концентрацією напружень і структурними особливостями матеріалу. Подальший їх розвиток може відбуватися як всередині зерен, так і вздовж їх границь, залежно від локальних умов деформування, типу та структури границь зерен. Встановлено, що перед утворенням тріщини у відповідній області зразка відбуваються значні зміни кристалографічної орієнтації, які можуть відігравати вирішальну роль в ініціюванні руйнування.

У деяких випадках експериментально зафіксовано формування «факела» орієнтаційних змін - зони, в яку поширюється тріщина, що призводить до прискореного руйнування зразка. Цей ефект може бути пов'язаний з перерозподілом внутрішніх напружень і активізацією пластичної деформації в зоні перед тріщиною. В роботі експериментально зафіксовано рідкісний випадок «рекристалізації» під час деформації, коли два сусідніх зерна «зливаються» в одне внаслідок зміни кристалографічної орієнтації одного із сусідніх зерен як цілого в процесі пластичного деформування зразка. Можливість переорієнтації зерен як цілого в двовимірних зразках при пластичному деформуванні було встановлено експериментально в попередніх дослідженнях.

Ключові слова: полікристалічного зразки алюмінію, пластична деформація, руйнування, механічні властивості.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-04>

UDC 53.09, 621.3, 629.7

PACS numbers: 11.10.Ef, 03.70.+k, 42.50.Lc

CASIMIR HONEYCOMB DRIVE: ON THE FORCE ON PERFECTLY CONDUCTING HONEYCOMB ON A PLATE

A. Drozdov 

V. N. Karazin Kharkiv National University, Svobody Square, 4, 61022 Kharkiv, Ukraine
E-mail: alexey.drozdov.07@gmail.com

Received on October 18, 2023. Reviewed on June 16, 2024.

Accepted for publication on June 18, 2024.

In this paper, the two-dimensional one-body Casimir effect is analyzed on the example of square-shaped nanocells. In the classical one-dimensional two-body Casimir effect a Casimir force appears between two plates as a difference of electromagnetic pressures of zero- point quantum-vacuum oscillation on different sides of each of the plates. The plates are pushed forwards each other by external quantum-vacuum oscillation fields, which in classical configuration exceed internal quantum-vacuum oscillation fields. It is possible to try to create a difference of electromagnetic pressures of quantum-vacuum oscillation on different sides of a single plate due to the difference of the geometry of vacuum resonators on different sides of the plate. For this purpose, it is necessary to grow nanocells on one of surfaces of a smooth metallic plate. As a result, it has been found that the formula for the force per unit area is very similar to the formula of the classical Casimir effect, except for the value of the proportionality coefficient.

The force applied to perfectly conducting honeycombs on a plate as a result of the difference in specific energy density on its different sides can be interpreted as the pressure of the zero-point electromagnetic oscillations. According to the formula presented in this work, for the gold nano-honeycomb with a size of about 2 microns the force should be equal to 8.55 dynes per square meter of the panel, which is quite an acceptable value for the practical use of the expected effect for satellite orbits correction.

Although the effect is small, an experimental confirmation could serve as a critical proof for the existence of Casimir's virtual quantum photons.

Keywords: *Two dimensional one body Casimir effect, nanocells, nanohoneycomb, Casimir thrust.*

In cites: A. Drozdov. *Casimir honeycomb drive: on the force on perfectly conducting honeycomb on a plate.* The Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series "Physics" Iss. 41, 29–42 (2024). <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-04>

INTRODUCTION

The introduction of half-quanta in the context of black-body radiation by Planck in 1911 was fundamental for discovering the Casimir effect presented by Casimir in his seminal paper [1]. This is one of the most direct manifestations of a quantum and relativistic phenomenon caused by the zero-point oscillation of quantized fields.

The Casimir effect in its simplest form is the force between a pair of neutral, parallel conducting plates resulting from the modification of the electromagnetic vacuum properties caused by the change in boundary conditions.

The calculation of the Casimir force is a particularly complicated theoretical problem. Remarkably, for closed configurations, i.e., when the Casimir effect manifests for one body instead of two, the Casimir force can be not only attractive but repulsive as well. As it has been shown by Boyer [2], the latter is true for an ideal metal spherical shell.

Antipin A. V. [3] expects the appearance of the driving force/thrust (due to the Casimir effect on one body), as a result of the difference in the impact of virtual particles (photons) on external and internal reflecting surfaces of pyramidal, conical or V-shaped objects.

This work is dedicated to one-body Casimir effect for open configuration of perfectly conducting nanohoneycomb.

TWO DIMENSIONAL CASIMIR'S APPROACH

Let us consider a cubic cavity of volume L^3 bounded by perfectly conducting walls where perfectly conducting square plate with side L is placed in this cavity parallel to the xy face, and let the distance between the plate and the xy face be sufficiently large, $L/2$, for example. One side of this perfectly conducting square plate is a smooth plane and another is covered with perfectly conducting square-shaped honeycombs with a square side a .

On both sides of the plate the expressions $\sum \hbar\omega/2$ where the summation extends over all possible resonance frequencies of the cavity $L/2 \times L \times L$ (a large cavity: between smooth plane and xy face) and the cavity $L/2 \times a \times a$ (a small cavity, one honeycomb cell: between the bottom of the honeycomb and the opposite xy face) are divergent and devoid of physical meaning but the difference between these sums on the opposite sides of the plate, $(\sum \hbar\omega)_I/(2V_I) - (\sum \hbar\omega)_{II}/(2V_{II})$, will be shown to have a well-defined value and this value will be interpreted as the interaction between the plate and the both remote xy faces.

The possible oscillations inside cavities defined by $0 \leq x \leq L$, $0 \leq y \leq L$, $0 \leq z \leq L/2$ (a large cavity between smooth plane and xy face) and $0 \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq a$, $0 \leq z \leq L/2$ (a small cavity, one honeycomb cell) have wave vectors $k_x = \frac{\pi}{L}n_x$, $k_y = \frac{\pi}{L}n_y$, $k_z = \frac{\pi}{L/2}n_z$ (a large cavity between smooth plane and xy face), and $k_x = \frac{\pi}{a}n_x$, $k_y = \frac{\pi}{a}n_y$, $k_z = \frac{\pi}{L/2}n_z$ (a small cavity,

one honeycomb cell), where n_x , n_y , n_z are positive integers;

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \sqrt{\kappa^2 + k_z^2}.$$

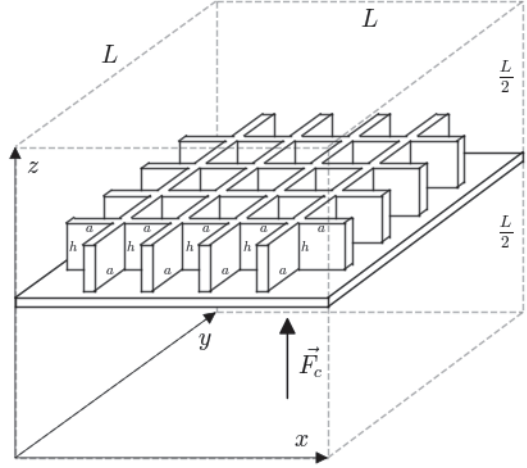


Fig.1. Cubic cavity with a plate covered by honeycomb.

Let us write the expression for the sum of zero-point energy in general form

$$E = \frac{1}{2} \sum \hbar\omega = \hbar c \frac{1}{2} \sum_{n_x} \sum_{n_y} \sum_{n_z} k. \quad (1)$$

Two standing waves correspond to every k_x , k_y , k_z but in case when one of the n_i is zero, there is only one wave.

That is of no importance in case of one honeycomb cell cavity for k_z , since for very large $L/2$ we may regard k_z as continuous variable, replacing summation over n_z with integration. Thus, for a small cavity consisting of one honeycomb, we find

$$E = \frac{\hbar c}{2} \int_0^\infty \left[\sqrt{k_z^2} + 2 \sum_{n_x=1}^\infty \sum_{n_y=1}^\infty \sqrt{\frac{n_x^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n_y^2 \pi^2}{a^2} + k_z^2} \right] dn_z.$$

Considering $dn_z = \frac{L/2}{\pi} dk_z$ we can find the specific energy density E/V , where $V = V_{small} = a^2 L/2$:

$$\frac{E}{V} = \frac{\hbar c}{a^2 \pi} \int_0^\infty \left[\frac{\sqrt{k_z^2}}{2} + \sum_{n_x=1}^\infty \sum_{n_y=1}^\infty \sqrt{\frac{n_x^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n_y^2 \pi^2}{a^2} + k_z^2} \right] dk_z,$$

$$\frac{E}{V} = \frac{\hbar c}{a^2 \pi} \int_0^\infty \left[\sum_{n_x=(0)1}^\infty \sum_{n_y=(0)1}^\infty \sqrt{n_x^2 \frac{\pi^2}{a^2} + n_y^2 \frac{\pi^2}{a^2} + k_z^2} \right] dk_z,$$

where the notation $(0)1$ is meant to indicate that the term with $n_x = 0$ and $n_y = 0$ has to be multiplied by $1/2$. Thus, for a small cavity consisting of one honeycomb, we have

$$\frac{E}{V} = \frac{\hbar c}{a^2 \pi} \sum_{n_x=(0)1}^\infty \sum_{n_y=(0)1}^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{n_x^2 \frac{\pi^2}{a^2} + n_y^2 \frac{\pi^2}{a^2} + k_z^2} dk_z \right].$$

That is of no importance in case of a large cavity for k_x , k_y since for very large L we may regard k_x , k_y as continuous variables. Thus, for large cavity between smooth plane and xy face we find

$$\Sigma \frac{\hbar\omega}{2} = \frac{\hbar c}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\sqrt{k_x^2 + k_y^2} + 2 \sum_{n_z=1}^\infty \sqrt{\frac{n_z^2 \pi^2}{(L/2)^2} + k_x^2 + k_y^2} \right] dn_x dn_y.$$

For very large $L/2$ the last summation may also be replaced by an integral and, therefore, it can be seen that energy of a large cavity is given by

$$\frac{1}{2} \Sigma \hbar\omega = \hbar c \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \sqrt{k_z^2 + k_x^2 + k_y^2} dn_x dn_y dn_z,$$

$$dn_x = \frac{L}{\pi} dk_x, dn_y = \frac{L}{\pi} dk_y, dn_z = \frac{L/2}{\pi} dk_z,$$

Now for the specific energy density E/V for a large cavity, where $V = V_{large} = L^3/2$ we can write the following sequence of transformations:

$$\delta \frac{E}{V} = \frac{\hbar c}{a^2 \pi} \left\{ \sum_{n_x=(0)1}^\infty \sum_{n_y=(0)1}^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{\frac{n_x^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n_y^2 \pi^2}{a^2} + k_z^2} dk_z \right] - \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} dk_z \right] dn_x dn_y \right\}. \quad (2)$$

This expression is clearly infinite, and to proceed with the calculation, it is convenient to introduce a regulator.

In order to receive a finite result, it is necessary to multiply the integrands by a regularization function $f(k/k_m)$ which is unity for $k \ll k_m$ but tends to zero sufficiently rapidly for $(k/k_m) \rightarrow \infty$. Where k_m may be defined by $f(1) = 1/2$. The physical meaning is obvious: our plate is hardly an obstacle for very short waves (X-rays e.g.) and, therefore, the zero-

$$\frac{E}{V} = \frac{\hbar c}{L^3/2} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \sqrt{k_z^2 + k_x^2 + k_y^2} dn_x dn_y \frac{L/2}{\pi} dk_z,$$

$$\frac{E}{V} = \frac{\hbar c}{L^2 \pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} dk_z \right] \left(\frac{L}{\pi} dk_x \right) \left(\frac{L}{\pi} dk_y \right),$$

$$\frac{E}{V} = \frac{\hbar c}{L^2 \pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} dk_z \right] \left(\frac{a}{\pi} dk_x \right) \left(\frac{a}{\pi} dk_y \right).$$

And finally for a large cavity between smooth plane and xy face we can formulate the energy density as following

$$\Sigma \frac{\hbar\omega}{2V} = \frac{\hbar c}{a^2 \pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} dk_z \right] dn_x dn_y,$$

but for a small cavity, one honeycomb cell we have $\Sigma \frac{\hbar\omega}{2V} =$

$$\frac{\hbar c}{a^2 \pi} \sum_{n_x=(0)1}^\infty \sum_{n_y=(0)1}^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{n_x^2 \frac{\pi^2}{a^2} + n_y^2 \frac{\pi^2}{a^2} + k_z^2} dk_z \right].$$

Therefore, it is obvious that the interaction energy is determined by the following energy density difference:

$$\delta \frac{E}{V} = \frac{\hbar c \pi}{a^4} \left\{ \sum_{n_x=(0)1}^\infty \sum_{n_y=(0)1}^\infty \int_0^\infty \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2} f\left(\frac{\pi \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2}}{a k_m}\right) du - \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2} f\left(\frac{\pi \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2}}{a k_m}\right) du dn_x dn_y \right\}. \quad (3)$$

If $\omega_{n_x, n_y} = c \sqrt{n_x^2 \frac{\pi^2}{a^2} + n_y^2 \frac{\pi^2}{a^2} + k_z^2}$ and $k_z^2 = u^2 \frac{\pi^2}{a^2}$ we have $\omega_{n_x, n_y} = c \frac{\pi}{a} \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2}$ so $f\left(\frac{\pi \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2}}{a k_m}\right) = f\left(\frac{\omega_{n_x, n_y}}{c k_m}\right)$, where the cutting frequency is $\omega_m = c k_m$. Introducing function

$$F = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2} f\left(\frac{\pi \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2}}{a k_m}\right) \quad (4)$$

we can write

$$\delta \frac{E}{V} = \frac{\hbar c \pi}{a^4} \left\{ \sum_{n_x=(0)1}^\infty \sum_{n_y=(0)1}^\infty \left(\int_0^\infty F(u, n_x, n_y) du \right) - \int_0^\infty \int_0^\infty \left(\int_0^\infty F(u, n_x, n_y) du \right) dn_x dn_y \right\}.$$

And at least, introducing

$$G(n_x, n_y) = \int_0^\infty F(u, n_x, n_y) du \quad (5)$$

point energy of these waves will not be influenced by the position of this plate.

The purpose of regulator is to make the expression finite, and influence of its specific type will be removed by a limit transition in the end.

Introducing the variable $u^2 = a^2 k_z^2 / \pi^2$, $du = a / \pi dk_z$, we have:

we have

$$\delta \frac{E}{V} = \frac{\hbar c \pi}{a^4} \left\{ \sum_{n_x=(0)1}^\infty \sum_{n_y=(0)1}^\infty G(n_x, n_y) - \int_0^\infty \int_0^\infty G(n_x, n_y) dn_x dn_y \right\}. \quad (6)$$

Integration of $G(n_x, n_y)$ with example of regulator function is presented in Appendix A.

To receive a way of calculating $\delta(E/V)$, the Euler-Maclaurin 2D formula could be considered.

EULER-MACLAURIN 2D FORMULA

According to A.Bikyals [4] we apply Euler-Maclaurin formula twice on n_x and on n_y . Starting from the following

form of this formula

$$\sum_{i=a}^b f(i) = \int_a^b f(x) dx + \frac{f(a) + f(b)}{2} + \sum_{k=1}^{\lfloor p/2 \rfloor} \frac{B_{2k}}{(2k)!} \left(f^{(2k-1)}(b) - f^{(2k-1)}(a) \right) + R_p, \quad (7)$$

$$P_k(x) = B_k(x - \lfloor x \rfloor), \quad (8)$$

$$R_p = (-1)^{p+1} \int_a^b f^{(p)}(x) \frac{P_p(x)}{p!} dx, \quad (9)$$

since we are dealing with a very complex mathematical problem of integrating the function, which often oscillates and suffers discontinuities at the points of each integer value of the argument due to the presence of the multiplier $(x - \lfloor x \rfloor)$, hereafter, we will use the fact that the remainder can also be expressed in the form

$$R_p = (-1)^{p+1} \sum_{j=a}^{b-1} \int_0^1 f^{(p)}(v+j) \frac{B_p(v)}{p!} dv. \quad (10)$$

We can see that it consists of 4 parts:

the integral $\int_x^{x_b} f(x) dx$,

the half sum $H_\Sigma = (f(x_a) + f(x_b)) / 2$,

the sum of Bernoulli polynomials

$$\sum_x^B = \sum_{k=1}^{\lfloor p/2 \rfloor} \frac{B_{2k}}{(2k)!} \left(f^{(2k-1)}(x_b) - f^{(2k-1)}(x_a) \right),$$

and the remainder

$$R_p = (-1)^{p+1} \sum_{j=x_a}^{x_b-1} \int_0^1 f^{(p)}(v_x + j_x) \frac{B_p(v_x)}{p!} dv_x.$$

When applying it to G twice on n_x and on n_y we should have the following summands which can be represented as the table:

$$\begin{array}{cccc} \int_{n_y} \int_{n_x} G & \int_{n_y} H_\Sigma G & \int_{n_y} \sum_{n_x}^B G & \int_{n_y} R_p G \\ H_\Sigma \int_{n_y} G & H_\Sigma H_\Sigma G & H_\Sigma \sum_{n_y}^B G & H_\Sigma R_p G \\ \sum_{n_y}^B \int_{n_x} G & \sum_{n_y}^B H_\Sigma G & \sum_{n_y}^B \sum_{n_x}^B G & \sum_{n_y}^B R_p G \\ R_p \int_{n_y} G & R_p H_\Sigma G & R_p \sum_{n_y}^B G & R_p R_p G. \end{array} \quad (11)$$

Taking into account that the function G is symmetric on its n_x and n_y arguments, so the two-dimensional Euler-Maclaurin matrix presented above is symmetric too.

SUMMARY OF EULER-MACLAURIN 2D

Taking value of parameter $p = 1$ we have:

$$\begin{aligned} \int_{n_y} \int_{n_x} G &= \int_{a_y}^{b_y} \int_{a_x}^{b_x} G(n_x, n_y) dn_x dn_y \\ \int_{n_y} H_\Sigma G &= \frac{1}{2} \int_{a_y}^{b_y} G(a_x, n_y) dn_y \\ \int_{n_y} \sum_{n_x}^B G &= 0 \\ \int_{n_y} R_p G &= \sum_{j_x=a_x}^{b_x-1} \int_{a_y}^{b_y} \frac{1}{2} (2v_{n_x} - 1) G'(\widehat{j_x + v_{n_x}}, n_y) dv_{n_x} dn_y \end{aligned}$$

$$H_\Sigma \int_{n_y} G = \frac{1}{2} \int_{a_x}^{b_x} G(n_x, a_y) dn_x$$

$$H_\Sigma H_\Sigma G = \frac{1}{4} G(a_x, a_y)$$

$$H_\Sigma \sum_{n_y}^B G = 0$$

$$H_\Sigma R_p G = \sum_{j_{n_x}=a_x}^{b_x-1} \frac{1}{4} \int_0^1 (2v_{n_x} - 1) G'(\widehat{j_{n_x} + v_{n_x}}, a_y) dv_{n_x}$$

$$\sum_{n_y}^B \int_{n_x} G = 0$$

$$\sum_{n_y}^B H_\Sigma G = 0$$

$$\sum_{n_y}^B \sum_{n_x}^B G = 0$$

$$\sum_{n_y}^B R_p G = 0$$

$$R_p \int_{n_y} G = \sum_{j_x=a_x}^{b_x-1} \int_{a_y}^{b_y} \frac{1}{2} (2v_{n_x} - 1) G'(\widehat{j_x + v_{n_x}}, n_y) dv_{n_x} dn_y$$

$$R_p H_\Sigma G = \sum_{j_{n_y}=a_y}^{b_y-1} \int_{a_x}^{b_x} \frac{1}{4} (2v_{n_y} - 1) G'(\widehat{a_x, j_{n_y} + v_{n_y}}) dv_{n_y}$$

$$R_p \sum_{n_y}^B G = 0$$

$$\begin{aligned} R_p R_p G &= \sum_{j_y=a_y}^{b_y-1} \sum_{j_x=a_x}^{b_x-1} \int_0^1 \int_0^1 \frac{1}{4} (2v_y - 1) (2v_x - 1) \cdot \\ &\quad G''(\widehat{j_x + v_x, j_y + v_y}) dv_x dv_y \end{aligned}$$

A WAY OF CALCULATING $\delta(E/V)$

Let us consider the expression

$$\sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} G - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G dn_x dn_y \quad (12)$$

Firstly, we can see, that

$$\begin{aligned} \sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} G(n_x, n_y) &= \\ \frac{1}{4} G(0, 0) - \frac{1}{2} \sum_{n_y=0}^{\infty} G(0, n_y) - \\ \frac{1}{2} \sum_{n_x=0}^{\infty} G(n_x, 0) + \sum_{n_x=0}^{\infty} \sum_{n_y=0}^{\infty} G(n_x, n_y). \end{aligned} \quad (13)$$

Therefore, we have

$$\sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} G(n_x, n_y) - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G(n_x, n_y) dn_x dn_y = \frac{1}{4} G(0, 0) - \frac{1}{2} \sum_{n_y=0}^{\infty} G(0, n_y) - \frac{1}{2} \sum_{n_x=0}^{\infty} G(n_x, 0) + \sum_{n_x=0}^{\infty} \sum_{n_y=0}^{\infty} G(n_x, n_y) - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G(n_x, n_y) dn_x dn_y.$$

On the other hand, we have found that

$$\sum_{n_x=0}^{\infty} \sum_{n_y=0}^{\infty} G(n_x, n_y) - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G(n_x, n_y) dn_x dn_y = \int_{n_y} H_{\Sigma} G + \int_{n_y} \sum_{n_x}^B G + \int_{n_y} R_p G + H_{\Sigma} \int_{n_x} G + H_{\Sigma} H_{\Sigma} G + H_{\Sigma} \sum_{n_x}^B G + H_{\Sigma} R_p G + \sum_{n_y}^B \int_{n_x} G + \sum_{n_y}^B H_{\Sigma} G + \sum_{n_y}^B \sum_{n_x}^B G + \sum_{n_y}^B R_p G + R_p \int_{n_x} G + R_p H_{\Sigma} G + R_p \sum_{n_x}^B G + R_p R_p G,$$

where $H_{\Sigma} H_{\Sigma} G$, $\int_{n_y} H_{\Sigma} G$ and $H_{\Sigma} \int_{n_x} G$ are:

$$\frac{1}{4} G(a_x, a_y), \frac{1}{2} \int_{a_y}^{b_y} G(a_x, n_y) dn_y, \frac{1}{2} \int_{a_x}^{b_x} G(n_x, a_y) dn_x.$$

Now using 1D Euler-Maclaurin formula in the form (7) we can see that

$$\frac{1}{4} G(0, 0) - \frac{1}{2} \sum_{n_y=0}^{\infty} G(0, n_y) - \frac{1}{2} \sum_{n_x=0}^{\infty} G(n_x, 0)$$

will be equal to

$$H_{\Sigma} H_{\Sigma} G - \int_{n_y} H_{\Sigma} G - H_{\Sigma} H_{\Sigma} G - \frac{1}{2} \sum_{n_y}^B G - \frac{1}{2} R_p G/2 - H_{\Sigma} \int_{n_x} G - H_{\Sigma} H_{\Sigma} G - \frac{1}{2} \sum_{n_x}^B G - \frac{1}{2} R_p G/2.$$

Now we can find expression (12) by using the following summation

$$\begin{aligned} & + \int_{n_y} \sum_{n_x}^B G + \int_{n_y} R_p G \\ & + H_{\Sigma} \sum_{n_x}^B G + H_{\Sigma} R_p G \\ & + \sum_{n_y}^B \int_{n_x} G + \sum_{n_y}^B H_{\Sigma} G + \sum_{n_y}^B \sum_{n_x}^B G + \sum_{n_y}^B R_p G \\ & + R_p \int_{n_x} G + R_p H_{\Sigma} G + R_p \sum_{n_x}^B G + R_p R_p G \\ & - \frac{1}{2} \sum_{n_y}^B G - \frac{1}{2} R_p G \\ & - \frac{1}{2} \sum_{n_x}^B G - \frac{1}{2} R_p G. \end{aligned}$$

It is easy to see that the sum of all summands without remainder

$$\begin{aligned} & + \int_{n_y} \sum_{n_x}^B G \\ & + H_{\Sigma} \sum_{n_x}^B G \\ & + \sum_{n_y}^B \int_{n_x} G + \sum_{n_y}^B H_{\Sigma} G + \sum_{n_y}^B \sum_{n_x}^B G \\ & - \frac{1}{2} \sum_{n_y}^B G \\ & - \frac{1}{2} \sum_{n_x}^B G \end{aligned}$$

is 0. And, therefore, any possible non zero result of expression (12) should be attributed to the remainder

$$\begin{aligned} & \sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} G(n_x, n_y) - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G(n_x, n_y) dn_x dn_y = \\ & + \int_{n_y} R_p G \\ & + H_{\Sigma} \sum_{n_x}^B G \\ & + \sum_{n_y}^B R_p G \\ & + R_p \int_{n_x} G + R_p H_{\Sigma} G + R_p \sum_{n_x}^B G + R_p R_p G \\ & - \frac{1}{2} R_p G \\ & - \frac{1}{2} R_p G. \end{aligned}$$

Or using symmetric properties of G , we can rewrite the resulting formula

$$\begin{aligned} & \sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} G(n_x, n_y) - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G(n_x, n_y) dn_x dn_y = \\ & + 2 \cdot R_p \int_{n_y} G + 2 \cdot R_p H_{\Sigma} G + 2 \cdot R_p \sum_{n_y}^B G + \\ & + R_p R_p G - R_p G \end{aligned}$$

with the following summands:

$$\begin{aligned} 2R_p \int_{n_y} G &= \sum_{j_x=a_x}^{b_x-1} \int_{a_y}^{b_y-1} (2v_{n_x} - 1) G'(\widehat{j_x + v_{n_x}}, n_y) dv_{n_x} dn_y; \\ 2R_p H_{\Sigma} G &= \sum_{j_{ny}=a_y}^{b_y-1} \int_0^1 (v_{n_y} - \frac{1}{2}) G'(\widehat{a_x, j_{ny} + v_{n_y}}) dv_{n_y}; \\ 2R_p \sum_{n_y}^B G &= 2 \sum_{j_{ny}=a_y}^{b_y-1} \int_0^1 0 dv_{n_y} = 0; \\ R_p R_p G &= \sum_{j_y=a_y}^{b_y-1} \sum_{j_x=a_x}^{b_x-1} \int_0^1 \int_0^1 (v_y - \frac{1}{2}) (v_x - \frac{1}{2}) \cdot G''(\widehat{j_x + v_x, j_y + v_y}) dv_x dv_y; \\ -R_p G &= - \sum_{j_{ny}=a_y}^{b_y-1} \int_0^1 (v_{n_y} - \frac{1}{2}) G'(\widehat{n_x, j_{ny} + v_{n_y}}) dv_{n_y}. \end{aligned}$$

Considering that $R_p \sum_{n_y}^B G$ should be 0 because derivative with respect to n_x , for $n_x = 0$ is 0, and $2 \cdot R_p H_{\Sigma} G - R_p G$ gives 0 in summation, we can simplify the result in the form

$$\sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} G(n_x, n_y) - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G(n_x, n_y) dn_x dn_y = 2 \cdot R_p \int_{n_y} G + R_p R_p G \quad (14)$$

or in detailed form

$$\begin{aligned} \sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} G - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G dn_x dn_y &= \sum_{j_x=0}^{\infty} \int_{n_y=0}^{\infty} \int_{v_x=0}^1 (2v_{n_x} - 1) G'(\widehat{j_x + v_{n_x}}, n_y) dv_{n_x} dn_y + \\ &+ \sum_{j_y=0}^{\infty} \sum_{j_x=0}^{\infty} \int_0^1 \int_0^1 (v_y - \frac{1}{2})(v_x - \frac{1}{2}) G''(\widehat{j_x + v_x}, \widehat{j_y + v_y}) dv_x dv_y. \end{aligned} \quad (15)$$

HOW $\delta(E/V)$ DEPENDS ON ak_m ?

Casimir in his original work [1] has provided his formula in assumption that $ak_m \gg 1$. But now we can investigate how the expression (12) depends on ak_m .

Thus, for the energy density difference per cm^2 we find

$$\delta \frac{E}{V} = \frac{\hbar c \pi}{a^4} \int_0^{\infty} \left\{ \sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} F(n_x, n_y) - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} F(n_x, n_y) dn_x dn_y \right\} du. \quad (16)$$

Table 1.

The result of evaluating the expression (12).

$a \cdot k_m$	$\sum_{(0)1}^{\infty} \sum_{(0)1}^{\infty} - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G$	ε	j_{max}
0.25	0.00108989	4.99669e-07	2
0.5	0.00322377	7.99836e-07	6
0.75	0.00440392	8.72173e-07	11
1.0	0.00304837	8.49556e-07	17
1.25	-0.00148115	1.77116e-06	18
1.5	-0.00870823	3.67271e-06	18
1.75	-0.0172279	6.80405e-06	18
2.0	-0.0251746	9.98944e-06	19
2.25	-0.0308341	9.37033e-06	23
2.5	-0.0332867	1.42819e-05	23
2.75	-0.0324363	2.09102e-05	23
3.0	-0.0289864	2.96151e-05	23
3.25	-0.02404795	4.07897e-05	23
3.5	-0.0183092	8.56118e-06	45
3.75	-0.0135918	2.185368e-05	36
4	-0.00973151	1.46105e-05	45
4.5	-0.00634270	1.93298e-05	48
5	-0.00732334	2.32423e-05	52
6	-0.0124360	2.37328e-05	66
7	-0.0142094	3.85332e-05	69
8	-0.0136610	3.29375e-05	87
9	-0.0137827	3.58598e-05	99

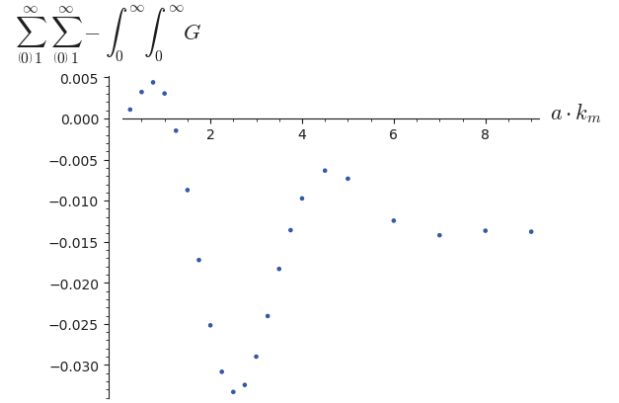


Fig.2. How $\sum_{(0)1}^{\infty} \sum_{(0)1}^{\infty} - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} G$ depends on $a \cdot k_m$.

According to our calculation we can see that

$$\int_0^{\infty} \left\{ \sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} F(n_x, n_y) - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} F(n_x, n_y) dn_x dn_y \right\} du \approx R(ak_m), \quad (17)$$

where $R(ak_m)$ is a function depended on material properties with well defined limit at $ak_m \sim 1$. So

$$\delta \frac{E}{V} = R(ak_m) \frac{\hbar c \pi}{a^4}. \quad (18)$$

For the energy density difference per cm^2 (in the limit at $ak_m \rightarrow 10$) we find that

$$\delta \frac{E}{V} = \hbar c \pi \frac{R}{a^4} = 0.0136 \frac{1}{a_\mu^4} \text{ dyne/cm}^2$$

where a_μ is a square side of honeycombs measured in microns.

Can this difference of specific energy density $\delta(E/V)$ be interpreted as the cause of the force F applied to perfectly conducting honeycomb on a plate? For example, my investigations of the configuration used by Casimir have shown that for the geometric configuration of two perfectly conducting plates $F/S = -3 \cdot \delta(E/V)$. But what can be said about honeycomb configuration? Research of this question presented in appendixes B and C shows that $F/S \approx \delta(E/V)$.

CONCLUSION

Therefore, the following conclusions can be drawn: there is a force applied to perfectly conducting honeycombs on a plate as a result of the difference in specific energy density on its different sides. This force depends on the material of the plate. This force depends on the cutoff frequency ω_m of the honeycomb plate material at least. This force can be interpreted as the pressure of the zero-point electromagnetic oscillations.

Although the effect is small, an experimental confirmation seems not unfeasible and might be of a certain interest.

Tuo Qu, Fang Liu, Yuechai Lin, Yidong Huang [5] have reported the production of gold nano-honeycomb with a size of about 2 microns. According to the formula presented in this work that honeycomb should have Casimir energy density difference about $\delta(E/V) = 0.0136/(2^4) = 0.0008555 \text{ dyne/cm}^2 = 0.0008555 \cdot 10^4 = 8.55 \text{ dyne/m}^2$, that is 8.55 dynes per square meter of the panel, which is quite an acceptable value for the practical use of the expected effect for satellite orbits correction.

It is important to point out, that according to the proposed method, the $\delta(E/V)$ is calculated not for the total surface area of the honeycombs, but for a part of the panel occupied by cavities (minus the area of the honeycomb walls).

That does not mean, the honeycomb walls should be made as thin as possible, because with a decrease in the wall thickness, the value of k_m will also decrease.

For simplicity of calculations, square-shaped nanocells

have been analyzed, but the obtained result can be used, with some correction unknown so far, to estimate the Casimir effect in honeycombs of a different shape (hexagonal, cylindrical, etc.). Such honeycombs are simpler to be manufactured, but require much more complex calculations to estimate the Casimir effect exactly. In addition, the bottom of the honeycomb is not necessarily flat, but spherically concave, for example, which does not fundamentally affect the magnitude of the thrust.

In addition, the appearance of Casimir thrust is expected not only in metal honeycombs, but in dielectric honeycombs as well, because the Casimir effect in dielectrics is well known.

It has been assumed that the height of the the walls of the honeycombs is $L/2$, while the real height of the walls h will be much smaller (say about a).

At the same time, by using the Antipin approach (see Appendix D) it can be shown that the effect should be observed at a smaller height of the ribs, although the dependence of the effect on the height may be the subject of further research.

To answer Hrvoje [6] who considers the Casimir effect as not a consequence of the existence of virtual quantum photons, but as manifestation of the London-Van der Waals dispersion forces, I would like to note that setting up an experiment to measure the thrust produced by nanocells grown on metal plate could serve as a critical experiment to find out which points of view on the nature of the Casimir force corresponds to reality.

APPENDIX A. INTEGRATION DETAILS

Let us use the regularization function in the form

$$f\left(\frac{k}{k_m}\right) = \frac{1}{\frac{k^4}{k_m^4} + 1}. \quad (\text{A.1})$$

Starting from (4) and by introducing a variable $n_{xy} = \sqrt{n_x^2 + n_y^2}$ and $n = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + u^2} = \sqrt{n_{xy}^2 + u^2}$, we have

$$F(u, n_{xy}, ak_m) = \frac{\sqrt{n_{xy}^2 + u^2}}{\frac{\pi^4 (n_{xy}^2 + u^2)^2}{ak_m^4} + 1}. \quad (\text{A.2})$$

And using this variable, we can make the following substitution

$$u = \sqrt{n^2 - n_x^2 - n_y^2} = \sqrt{n^2 - n_{xy}^2}, \quad \frac{du}{dn} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - n_{xy}^2}}, \quad du = \frac{ndn}{\sqrt{n^2 - n_{xy}^2}}.$$

And now we can rewrite integral (5) in form

$$G = \int_0^\infty \sqrt{n_{xy}^2 + u^2} f\left(\frac{\pi \sqrt{n_{xy}^2 + u^2}}{ak_m}\right) du, \quad (\text{A.3})$$

changing the integration variable from u to n

$$G = \int_{n_{xy}}^\infty \sqrt{n_{xy}^2 + u^2} f\left(\frac{\pi \sqrt{n_{xy}^2 + u^2}}{ak_m}\right) dn \frac{n}{\sqrt{n^2 - n_{xy}^2}}$$

$$G(n_x, n_y) = \int_{n_{xy}}^\infty n f\left(\frac{\pi n}{ak_m}\right) dn \frac{n}{\sqrt{n^2 - n_{xy}^2}}, \quad (\text{A.4})$$

because in this form integral can be taken analytically. So, we have the following integrand

$$F(n, n_{xy}, ak_m) = \frac{n^2}{\left(\frac{\pi^4 n^4}{ak_m^4} + 1\right) \sqrt{n^2 - n_{xy}^2}} \quad (\text{A.5})$$

and the following limits of integration by n : $n_a = n_{xy}$, $n_b = \infty$.

Let us use the Abel substitution:

$$t = \left(\sqrt{n^2 - n_{xy}^2} \right)', \quad t = \frac{n}{\sqrt{n^2 - n_{xy}^2}} \quad (\text{A.6})$$

and the following limits of integration by t : $t_a = +\infty$, $t_b = +1$.

Let us denote dependency of n from t

$$n^2 = \frac{n_{xy}^2 t^2}{t^2 - 1}, \quad n = n_{xy} \sqrt{\frac{t^2}{t^2 - 1}} \quad (\text{A.7})$$

and derivatives

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dn} &= \frac{d}{dn} \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - n_{xy}^2}} \right) = -\frac{n^2}{(n^2 - n_{xy}^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{\sqrt{n^2 - n_{xy}^2}}, \\ \frac{dn}{dt} &= -\frac{n^4 - 2n^2 n_{xy}^2 + n_{xy}^4}{\sqrt{n^2 - n_{xy}^2} n_{xy}^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Now we can rewrite the integrand, making it depending on t

$$F(t, n_{xy}, ak_m) = F(n, n_{xy}, ak_m) \cdot \frac{dn}{dt} \Big|_{n=n_{xy} \sqrt{\frac{t^2}{t^2-1}}}$$

$$F(n, n_{xy}, ak_m) \cdot \frac{dn}{dt} = -\frac{(n^4 - 2n^2 n_{xy}^2 + n_{xy}^4) n^2}{\left(\frac{\pi^4 n_{xy}^4}{ak_m^4} + 1 \right) (n^2 - n_{xy}^2) n_{xy}^2}$$

$$F(t, n_{xy}, ak_m) = -\frac{\left(\frac{n_{xy}^4 t^4}{(t^2-1)^2} - \frac{2n_{xy}^4 t^2}{t^2-1} + n_{xy}^4 \right) t^2}{\left(\frac{\pi^4 n_{xy}^4 t^4}{(t^2-1)^2 ak_m^4} + 1 \right) \left(\frac{n_{xy}^2 t^2}{t^2-1} - n_{xy}^2 \right) (t^2-1)}$$

$$F(t, n_{xy}, ak_m) = \frac{ak_m^4 n_{xy}^2 t^2}{2ak_m^4 t^2 - (\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4) t^4 - ak_m^4}$$

Let us extract coefficient near t^4 from the denominator.

Now let us move the above coefficient up to the numerator. So, the new numerator will be

$$-\frac{ak_m^4 n_{xy}^2 t^2}{\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4}.$$

Accordingly, the new denominator will be

$$-\frac{2ak_m^4 t^2}{\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4} + t^4 + \frac{ak_m^4}{\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4}.$$

Now we should convert this denominator to the following form

$$-(\alpha_1 t + t^2 + \beta_1)(\alpha_1 t - t^2 - \beta_1),$$

$$t^4 - (\alpha_1^2 - 2\beta_1)t^2 + \beta_1^2.$$

So, we have the following equation

$$-\frac{2ak_m^4 t^2}{\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4} + t^4 + \frac{ak_m^4}{\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4} = t^4 - (\alpha_1^2 - 2\beta_1)t^2 + \beta_1^2$$

and its solution

$$\beta_1 = \frac{ak_m^2}{\sqrt{\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4}}, \quad (\text{A.9})$$

$$\alpha_1 = \sqrt{2}ak_m \sqrt{\frac{ak_m^2 + \sqrt{\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4}}{\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4}}. \quad (\text{A.10})$$

After the conversion determined above, the integrand can be presented as

$$\frac{ak_m^4 n_{xy}^2 t^2}{(\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4)(\alpha_1 t + t^2 + \beta_1)(\alpha_1 t - t^2 - \beta_1)}.$$

Let us check determinant $\alpha_1^2 - 4\beta_1$ by using the expression of α_1 and β_1 found above.

The determinant is negative and the integral can be easily calculated:

$$\begin{aligned} \int F(t, n_{xy}, ak_m) dt &= -\frac{ak_m^4 n_{xy}^2}{4(\pi^4 n_{xy}^4 + ak_m^4)} \left(\frac{2 \arctan\left(\frac{\alpha_1 + 2t}{\sqrt{-\alpha_1^2 + 4\beta_1}}\right)}{\sqrt{-\alpha_1^2 + 4\beta_1}} + \right. \\ &\quad \left. \frac{2 \arctan\left(-\frac{\alpha_1 - 2t}{\sqrt{-\alpha_1^2 + 4\beta_1}}\right)}{\sqrt{-\alpha_1^2 + 4\beta_1}} - \frac{\log(\alpha_1 t + t^2 + \beta_1)}{\alpha_1} + \frac{\log(-\alpha_1 t + t^2 + \beta_1)}{\alpha_1} \right). \end{aligned}$$

APPENDIX B. ELECTROMAGNETIC PRESSURE CALCULATION

Let us consider a rectangular resonator with size $a \times b \times h$.

For the electric mode

$$\nabla \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = 0, \quad (\text{B.1})$$

we have the following solution

$$E_x = A_x \cos\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \sin(k_z z)$$

$$E_y = A_y \cos\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \sin\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \sin(k_z z)$$

$$E_z = A_z \cos(k_z z) \sin\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right)$$

and

$$H_x = \frac{i(A_y b k_z - \pi A_z n_y) c \cos\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \cos(k_z z) \sin\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right)}{b \mu \omega}$$

$$H_y = -\frac{i\left(A_x k_z - \frac{\pi A_z n_x}{a}\right) c \cos\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \cos(k_z z) \sin\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right)}{\mu \omega}$$

$$\frac{f_z}{S} = -\frac{2\pi A_x A_z a b^2 k_z n_x - \pi^2 A_z^2 b^2 n_x^2 + 2\pi A_y A_z a^2 b k_z n_y - \pi^2 A_z^2 a^2 n_y^2 - (A_x^2 + A_y^2) a^2 b^2 k_z^2}{32(\pi a^2 b^2 k_z^2 + \pi^3 b^2 n_x^2 + \pi^3 a^2 n_y^2)}. \quad (6)$$

Their relation $\frac{f_z/S}{E/V}$ is

$$\frac{f_z/S}{E/V} = \frac{A_x^2 a^2 b^2 k_z^2 + A_y^2 a^2 b^2 k_z^2 - 2\pi A_x A_z a b^2 k_z n_x + \pi^2 A_z^2 b^2 n_x^2 - 2\pi A_y A_z a^2 b k_z n_y + \pi^2 A_z^2 a^2 n_y^2}{(a^2 b^2 k_z^2 + \pi^2 b^2 n_x^2 + \pi^2 a^2 n_y^2)(A_x^2 + A_y^2 + A_z^2)}. \quad (7)$$

Considering solution with wave propagation in z -direction we have $H_z = 0$ which gives

$$\pi A_y b n_x - \pi A_x a n_y = 0$$

and

$$A_x = -\frac{A_z a b^2 k_z n_x}{\pi b^2 n_x^2 + \pi a^2 n_y^2}, A_y = -\frac{A_z a^2 b k_z n_y}{\pi b^2 n_x^2 + \pi a^2 n_y^2}.$$

In this case the relation of electromagnetic pressure per field energy density is equal to 1,

$$\frac{f_z/S}{E/V} = 1. \quad (8)$$

Considering solution with wave propagation in x -direction we have $H_x = 0$ which gives

$$A_y = -\frac{\pi^2 A_x b n_x n_y}{a b^2 k_z^2 + \pi^2 a n_y^2}, A_z = -\frac{\pi A_x b^2 k_z n_x}{a b^2 k_z^2 + \pi^2 a n_y^2}.$$

$$H_z = -\frac{i\left(\frac{\pi A_y n_x}{a} - \frac{\pi A_x n_y}{b}\right) c \cos\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \sin(k_z z)}{\mu \omega}$$

with

$$k_z^2 + \frac{\pi^2 n_x^2}{a^2} + \frac{\pi^2 n_y^2}{b^2} - \frac{\omega^2}{c^2} = 0, \quad (\text{B.2})$$

by using $\text{div} \vec{E} = 0$, we have

$$A_z k_z + \frac{\pi A_x n_x}{a} + \frac{\pi A_y n_y}{b} = 0. \quad (\text{B.3})$$

Field energy density $\left(\int \frac{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}{8\pi} dV\right)/V$ is

$$\frac{E}{V} = \frac{A_x^2 + A_y^2 + A_z^2}{64\pi}. \quad (\text{B.4})$$

Full energy density $\left(\int \frac{|\vec{E}|^2}{8\pi} dV + \int \frac{|\vec{H}|^2}{8\pi} dV\right)/V$ is

$$\frac{E}{V} = \frac{A_x^2 + A_y^2 + A_z^2}{32\pi}. \quad (\text{B.5})$$

Electromagnetic pressure $\left(\int \frac{H_x^2 + H_y^2}{8\pi} dS\right)/S$ on xy plate is

In this case the relation of electromagnetic pressure per field energy density is

$$\frac{f_z/S}{E/V} = \frac{b^2 k_z^2}{b^2 k_z^2 + \pi^2 n_y^2}. \quad (9)$$

Considering solution with wave propagation in y -direction, $H_y = 0$, as in x -direction

$$A_x = -\frac{\pi^2 A_y a n_x n_y}{a^2 b k_z^2 + \pi^2 b n_x^2}, A_z = -\frac{\pi A_y a^2 k_z n_y}{a^2 b k_z^2 + \pi^2 b n_x^2},$$

$$\frac{f_z/S}{E/V} = \frac{a^2 k_z^2}{a^2 k_z^2 + \pi^2 n_x^2}. \quad (10)$$

For the magnetic mode

$$\nabla \vec{H} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} = 0 \quad (11)$$

, we have the following solution

$$\begin{aligned} H_x &= B_1 \cos\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \cos(k_z z) \sin\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \\ H_y &= B_2 \cos\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \cos(k_z z) \sin\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \\ H_z &= B_3 \cos\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \sin(k_z z) \end{aligned}$$

and

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{i\left(B_2 k_z - \frac{\pi B_3 n_y}{b}\right) c \cos\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \sin(k_z z)}{\mu \omega} \\ E_y &= -\frac{i\left(B_1 k_z - \frac{\pi B_3 n_x}{a}\right) c \cos\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right) \sin\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \sin(k_z z)}{\mu \omega} \\ E_z &= -\frac{i\left(\frac{\pi B_2 n_x}{a} - \frac{\pi B_1 n_y}{b}\right) c \cos(k_z z) \sin\left(\frac{\pi n_x x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi n_y y}{b}\right)}{\mu \omega} \end{aligned}$$

with

$$k_z^2 + \frac{\pi^2 n_x^2}{a^2} + \frac{\pi^2 n_y^2}{b^2} - \frac{\omega^2}{c^2} = 0, \quad (12)$$

by using $\text{div} \vec{H} = 0$, we have

$$B_3 k_z + \frac{\pi B_1 n_x}{a} + \frac{\pi B_2 n_y}{b} = 0. \quad (13)$$

Magnetic field energy density $\left(\int \frac{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}{8\pi} dV\right) / V$ is

$$\frac{E}{V} = \frac{B_1^2 + B_2^2 + B_3^2}{64\pi}. \quad (14)$$

Full energy density $\left(\int \frac{|\vec{E}|^2}{8\pi} dV + \int \frac{|\vec{H}|^2}{8\pi} dV\right) / V$ is

$$\frac{E}{V} = \frac{B_1^2 + B_2^2 + B_3^2}{32\pi}. \quad (15)$$

Electromagnetic pressure $\left(\int \frac{H_x^2 + H_y^2}{8\pi} dS\right) / S$ on xy plate is

$$\frac{f_z}{S} = \frac{B_1^2 + B_2^2}{32\pi}. \quad (16)$$

Their relation $\frac{f_z/S}{E/V}$ is

$$\frac{f_z/S}{E/V} = \frac{B_1^2 + B_2^2}{B_1^2 + B_2^2 + B_3^2}. \quad (17)$$

Considering solution with wave propagation in z -direction, we have $E_z = 0$ which gives

$$\frac{\pi B_2 n_x}{a} - \frac{\pi B_1 n_y}{b} = 0$$

and

$$B_1 = -\frac{B_3 a k_z n_x}{\pi n_x^2 + \pi n_y^2}, B_2 = -\frac{B_3 a k_z n_y}{\pi n_x^2 + \pi n_y^2}.$$

In this case the relation of electromagnetic pressure per field energy density is

$$\frac{f_z/S}{E/V} = \frac{a^2 k_z^2}{a^2 k_z^2 + \pi^2 n_x^2 + \pi^2 n_y^2}. \quad (18)$$

Considering solution with wave propagation in x -direction, we have $E_x = 0$ which gives

$$B_2 = -\frac{\pi^2 B_1 n_x n_y}{a^2 k_z^2 + \pi^2 n_y^2}, B_3 = -\frac{\pi B_1 a k_z n_x}{a^2 k_z^2 + \pi^2 n_y^2}.$$

In this case the relation of electromagnetic pressure per field energy density is

$$\frac{f_z/S}{E/V} = \frac{a^2 b^4 k_z^4 + 2\pi^2 a^2 b^2 k_z^2 n_y^2 + \pi^4 b^2 n_x^2 n_y^2 + \pi^4 a^2 n_y^4}{(a^2 b^2 k_z^2 + \pi^2 b^2 n_x^2 + \pi^2 a^2 n_y^2)(b^2 k_z^2 + \pi^2 n_y^2)}.$$

Considering solution with wave propagation in y -direction $E_y = 0$ as in x -direction

$$B_1 = -\frac{\pi^2 B_2 n_x n_y}{a^2 k_z^2 + \pi^2 n_x^2}, B_3 = -\frac{\pi B_2 a k_z n_y}{a^2 k_z^2 + \pi^2 n_x^2},$$

$$\frac{f_z/S}{E/V} = \frac{a^4 b^2 k_z^4 + 2\pi^2 a^2 b^2 k_z^2 n_x^2 + \pi^4 b^2 n_x^4 + \pi^4 a^2 n_x^2 n_y^2}{(a^2 b^2 k_z^2 + \pi^2 b^2 n_x^2 + \pi^2 a^2 n_y^2)(a^2 k_z^2 + \pi^2 n_x^2)}.$$

So, we can see that task of electromagnetic force calculation in the nanohoneycomb configuration is quit easy, because

$$\lim_{k_z \rightarrow \infty} \frac{f_z/S}{E/V} = 1. \quad (19)$$

We can see that if we decrease a then $\frac{f_z/S}{E/V}$ also decreases and that leads to

$$\frac{F}{S} \geq \delta \frac{E}{V} = \hbar c \pi \frac{R}{a^4}. \quad (20)$$

On the other hand, the same result can be shown by using Hamiltonian mechanics approach.

APPENDIX C. HAMILTONIAN MECHANICS APPROACH

Let us consider a cubic cavity of volume L^3 bounded by perfectly conducting walls where perfectly conducting square plate with side L is placed in this cavity parallel to the xy face, and let the distance between the plate and xy face be sufficiently large, say $l = L/2$, for example.

One side of this perfectly conducting square plate is a smooth plane and another is covered by perfectly conducting square-shaped honeycomb a square side a .

On both sides of the plate the expressions $1/2 \sum \hbar \omega$ where the summation extends over all possible resonance frequencies of the cavity $(L-l) \times L \times L$ (a large cavity between smooth plane and xy face) and the cavity $l \times a \times a$ (a small cavity, one honeycomb cell) are divergent and devoid of physical meaning, but it will be shown that for the both opposite sides the derivative $d\langle 0|\hat{\mathcal{H}}|0\rangle/dl$ of the vacuum Hamiltonian of the whole system for these sums $\langle 0|\hat{\mathcal{H}}|0\rangle = 1/2 (\sum \hbar \omega)_I + 1/2 (\sum \hbar \omega)_{II}$, has a well-defined value and this value will be interpreted as the interaction between the plate and the both xy faces.

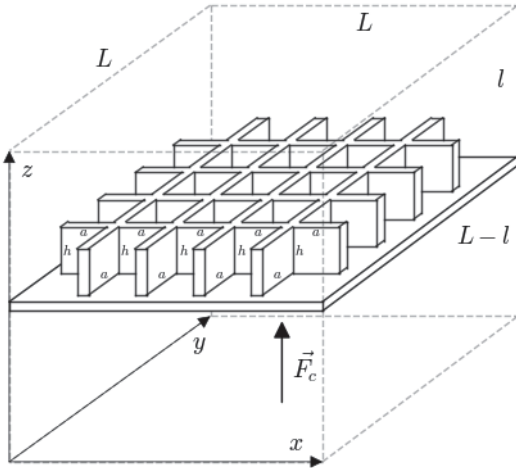


Fig.3. Cubic cavity with a plate covered by honeycomb.

The possible oscillations of the cavities defined by $0 \leq x \leq L$, $0 \leq y \leq L$, $0 \geq z \geq -(L-l)$ (a large cavity between smooth plane and xy face) and $0 \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq a$, $0 \leq z \leq l$ (a small cavity, one honeycomb cell) have the wave vectors $k_x = \frac{\pi}{L} n_x$, $k_y = \frac{\pi}{L} n_y$, $k_z = \frac{\pi}{L-l} n_z$ (a large cavity between smooth plane and xy face), and $k_x = \frac{\pi}{a} n_x$, $k_y = \frac{\pi}{a} n_y$, $k_z = \frac{\pi}{l} n_z$ (a small cavity, one honeycomb cell), where n_x, n_y, n_z are positive integers; $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \sqrt{\kappa^2 + k_z^2}$.

Let us write the expression for the sum of zero-point

energy in general form

$$E = \frac{1}{2} \sum \hbar \omega = \hbar c \frac{1}{2} \sum_{n_x} \sum_{n_y} \sum_{n_z} k. \quad (C.1)$$

Two standing waves correspond to every k_x, k_y, k_z , but in case when one of the n_i is zero, there is only one wave. That is of no importance in case of one honeycomb cell cavity for k_z , since for very large l we may regard k_z as continuous variable, replacing summation over n_z with integration. Thus, for a small cavity consisting of one honeycomb, we find

$$E = \frac{\hbar c}{2} \int_0^\infty \left[\sqrt{k_z^2} + 2 \sum_{n_x=1}^\infty \sum_{n_y=1}^\infty \sqrt{\frac{n_x^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n_y^2 \pi^2}{a^2} + k_z^2} \right] dn_z.$$

Considering $dn_z = \frac{l}{\pi} dk_z$ we can find the specific energy density E/S , where $S = S_{small} = a^2$:

$$\frac{E}{S} = \frac{\hbar c}{a^2} \int_0^\infty \left[\frac{\sqrt{k_z^2}}{2} + \sum_{n_x=1}^\infty \sum_{n_y=1}^\infty \sqrt{\frac{n_x^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n_y^2 \pi^2}{a^2} + k_z^2} \right] \frac{l}{\pi} dk_z,$$

$$\frac{E}{S} = \frac{\hbar c l}{a^2 \pi} \sum_{n_x=(0)1}^\infty \sum_{n_y=(0)1}^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{\frac{n_x^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n_y^2 \pi^2}{a^2} + k_z^2} dk_z \right].$$

That is of no importance in case of a large cavity for k_x, k_y since for very large L we may regard k_x, k_y as continuous variables. Thus, for large cavity between smooth plane and xy face we find

$$\begin{aligned} \sum \frac{\hbar \omega}{2} &= \frac{\hbar c}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\sqrt{k_x^2 + k_y^2} + \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{n_z=1}^\infty \sqrt{\frac{n_z^2 \pi^2}{(L-l)^2} + k_x^2 + k_y^2} \right] dn_x dn_y. \end{aligned} \quad (C.2)$$

For very large $L-l$ the last summation may be replaced by an integral and, therefore, it can be seen that energy of a large cavity is given by

$$\sum \frac{\hbar \omega}{2} = \hbar c \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \sqrt{k_z^2 + k_x^2 + k_y^2} dn_x dn_y dn_z, \quad (C.3)$$

where $dn_x = \frac{l}{\pi} dk_x$, $dn_y = \frac{l}{\pi} dk_y$, $dn_z = \frac{L-l}{\pi} dk_z$.

Now for the specific (per area) energy density E/S for a large cavity, where $S = S_{large} = L^2$ we can write the following sequence of transformations:

$$\frac{\sum \hbar \omega}{2S} = \frac{\hbar c}{L^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \sqrt{k_z^2 + k_x^2 + k_y^2} dn_x dn_y \frac{L-l}{\pi} dk_z,$$

$$\frac{E}{S} = \frac{L-l}{L^2} \hbar c \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} dk_z \right] \left(\frac{l}{\pi} dk_x \right) \left(\frac{l}{\pi} dk_y \right),$$

$$\frac{E}{S} = \frac{L-l}{a^2 \pi} \hbar c \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\int_0^\infty \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} dk_z \right] \left(\frac{a}{\pi} dk_x \right) \left(\frac{a}{\pi} dk_y \right).$$

Therefore, it can be seen that specific (per area) vacuum Hamiltonian $\frac{\langle 0|\hat{\mathcal{H}}|0\rangle}{S}$ of the whole system is given by

$$\frac{\langle 0|\hat{\mathcal{H}}|0\rangle}{S} = \frac{\hbar c}{a^2 \pi} \cdot \left\{ l \sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \sqrt{n_x^2 \frac{\pi^2}{a^2} + n_y^2 \frac{\pi^2}{a^2} + k_z^2} dk_z \right] + (L-l) \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} dk_z \right] \left(\frac{a}{\pi} dk_x \right) \left(\frac{a}{\pi} dk_y \right) \right\}$$

and interaction $\frac{F}{S} = -\frac{\partial}{\partial z} \frac{\langle 0|\hat{\mathcal{H}}|0\rangle}{S} = \frac{\partial}{\partial l} \frac{\langle 0|\hat{\mathcal{H}}|0\rangle}{S}$ is

$$\frac{F}{S} = \frac{\hbar c}{a^2 \pi} \left\{ \sum_{n_x=(0)1}^{\infty} \sum_{n_y=(0)1}^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \sqrt{n_x^2 \frac{\pi^2}{a^2} + n_y^2 \frac{\pi^2}{a^2} + k_z^2} dk_z \right] - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} dk_z \right] dn_x dn_y \right\} \quad (4)$$

Then, the formula for the force acting on a perfectly conducting honeycomb on a plate F/S obtained by using Hamiltonian mechanics approach is the same as formula (2)

received for the difference of specific energy density on its different sides $\delta(E/V)$.

APPENDIX D. THE DERIVATION OF THE THRUST FORMULA FOR THE HONEYCOMB BASING ON THE ANTIPIN'S FORMULA FOR THE METAL ANGLE

Antipin [3] gives an estimated calculation of the thrust of the V-shaped angle by using the Casimir formula, "with the most general and natural approximations known as PFA (Proximity Force Approximation) or PAA (Pairwise Additive Approximation) calculation method [7], [8]".

Thrust of the metal V-shaped angle is

$$F_{thrust} = 2 \int F_c \sin \alpha dS, \quad dS = b dz \quad (D.3)$$

$$F_{thrust} = 2 \frac{-3 \pi^2 \hbar c b}{4} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \left\{ \frac{-4}{24 \times 30} \right\} \frac{\sin \alpha dz}{(a(z))^4}. \quad (D.4)$$

Let us make a substitution

$$a(z) = 2 z \operatorname{tg} \alpha,$$

$$F_{thrust} = 2 \frac{-3 \pi^2 \hbar c b}{4} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \left\{ \frac{-4}{24 \times 30} \right\} \frac{\sin \alpha dz}{(2 z \operatorname{tg} \alpha)^4},$$

$$F_{thrust} = 2 \frac{-3 \pi^2 \hbar c b}{4} \frac{\sin \alpha}{(2 \operatorname{tg} \alpha)^4} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \left\{ \frac{-4}{24 \times 30} \right\} \frac{dz}{z^4},$$

$$F_{thrust} = -2 \cdot 3 \frac{\pi^2 \hbar c b}{240} \frac{\sin \alpha}{(2 \operatorname{tg} \alpha)^4} \left(\frac{1}{z^3} \right) \Big|_{z_{min}}^{z_{max}}.$$

The following substitution can be made:

$$z = l \cos \alpha,$$

$$F_{thrust} = -2 \cdot 3 \frac{\pi^2 \hbar c b}{240} \frac{\sin \alpha}{2^4 (\operatorname{tg} \alpha)^4 (\cos \alpha)^3} \left(\frac{1}{l^3} \right) \Big|_{l_{min}}^{l_{max}},$$

$$F_{thrust} = -2 \cdot 3 \frac{\pi^2 \hbar c b}{240} \frac{\cos \alpha}{2^4 (\sin \alpha)^4} \left(\frac{1}{l^3} \right) \Big|_{l_{min}}^{l_{max}},$$

$$F_{thrust} = \frac{\pi^2 \hbar c b}{640} \frac{\cos \alpha}{(\sin \alpha)^4} \left(\frac{1}{l_{min}^3} - \frac{1}{l_{max}^3} \right). \quad (D.5)$$

Thus, the formula for the thrust for the V-shaped angle is derived basing on the length of its wings.

Antipin indicates that the value of l_{min} is limited from below by the „cutoff“ level, which is determined technologically:

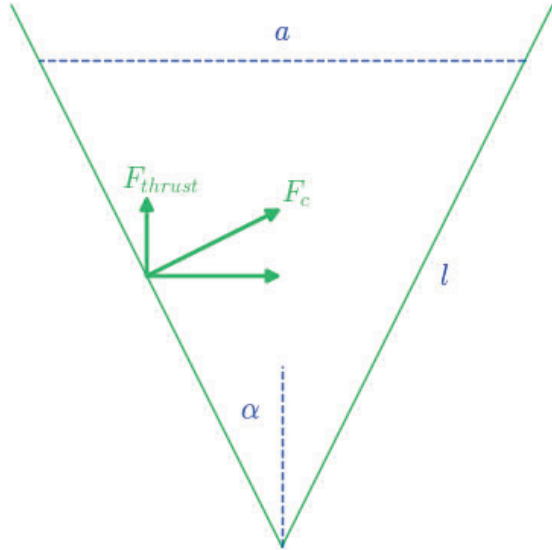


Fig.4. Antipin's angle.

Casimir's interaction energy is given by

$$\delta E/L^2 = \hbar c \frac{\pi^2}{4 a^3} \left\{ \frac{-4}{24 \times 30} \right\}. \quad (D.1)$$

Casimir's force is

$$F_c = \hbar c \frac{-3 \pi^2}{4 a^4} \left\{ \frac{-4}{24 \times 30} \right\}. \quad (D.2)$$

- by the accuracy of plate manufacturing (their roughness, degree of flatness), as well as
- by the the minimum wavelength of photons that can effectively reflect the substance from which the V-shaped angle is made (by k_m value).

Investigating the dependence of the coefficient in the angle thrust formula, which depends on the half angle α , it can be seen that for a given length of the V-shape sides, it is more efficient to make the angle as small as possible. However, for the purposes of this work (studying the possibility of obtaining thrust by using nanocells), it is important to note that for a L-shaped angle with a right angle $\alpha = \pi/4$, the coefficient $(\cos \alpha) / ((\sin \alpha)^4) = 2\sqrt{2}$. Thus, by composing a honeycomb structure from many rectangular L-shaped angles, it can be shown that the thrust of the panel consisting of rectangular honeycombs is not zero.

Indeed, a rectangular honeycomb with a cell size of $b \times b$ and with the same edge height equal to $b = l_{max}$ can be imagined as a combination of four L-shaped angles where a half-angle is equal to $\alpha = \pi/4$. The thrust of the every L-shaped angle

$$F_{thrust} = -\frac{\pi^2 \hbar c l_{max}}{640} 2\sqrt{2} \left(\frac{1}{l_{min}^3} - \frac{1}{l_{max}^3} \right) \quad (D.6)$$

directed along the bisector of each angle must be multiplied by $\sin(\pi/4) = \sqrt{2}/2$ and, when multiplied by 4, the thrust of such a honeycomb cell will be equal to

$$F_{thrust} = -\frac{\pi^2 \hbar c b}{80} \left(\frac{1}{l_{min}^3} - \frac{1}{b^3} \right). \quad (D.7)$$

So, the formula for the specific thrust of cells obtained by using the PFA (Proximity Force Approximation) method or PAA (Pairwise Additive Approximation) method

$$\frac{F_{thrust}}{S} = -\frac{\pi^2 \hbar c}{80b} \left(\frac{1}{l_{min}^3} - \frac{1}{b^3} \right) \quad (D.8)$$

is to some extent similar to the formula for the magnitude of the two-dimensional Casimir effect on honeycombs presented in the first part of this work. At least the value of the exponent in the denominator is the same

$$\delta \frac{E}{V} \approx R(b \cdot k_m) \frac{\hbar c \pi}{b^4}. \quad (D.9)$$

It should be noted, that this formula is received without taking into account the finiteness of the cell edge height (i.e., in the approximation of the infinite edge height), in contrast to the PFA version of the formula for which the edge height is assumed to be equal to the cell width.

The approximate agreement of these formulas indicates that the effect should also be observed at finite height of the ribs, although the dependence of the effect on this height may be the object of further research.

Theoretically it is possible to achieve a greater value of thrust with a panel produced from acute-angled V-shaped angles, but producing panels from honeycombs seems to be technologically simpler than from V-shaped angles.

REFERENCES

1. H. B. G. Casimir, Proc. K. Ned. Akad. Wet., B 51, p. 793 (1948).
<https://www.dwc.knaw.nl/DL/publications/PU00018547.pdf>
2. T.H. Boyer, Phys. Rev., 174, p. 1764 (Oct 1968).
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.174.1764>
3. A.V. Antipin, RU 2 610 018 C2. (2012)
4. A. Bikelis, Lietuvos matematikos rinkinys, p. 681 (1968).
<https://doi.org/10.15388/LMJ.1968.20600>
5. Tuo Qu, Fang Liu, Yuechai Lin, Yidong Huang, Proc. SPIE 10841, 9th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Meta-Surface-Wave and Planar Optics, 10841 (30 January 2019).
<https://doi.org/10.1117/12.2508593>
6. Hrvoje Nikolić, Physics Letters B, 761, p. 197 (2016).
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.08.036>
7. F. Intravaia, Nature Communications, 2515, 4, p. 1 (Sep 2013). <https://doi.org/10.1038/ncomms3515>
8. A.W. Rodriguez, F. Capasso, S.G. Johnson, Nature Photonics, V.5, p. 211 (Apr 2011).
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.39>

СТІЛЬНИКОВИЙ РУШІЙ КАЗИМИРА: ПРО СИЛУ, ЩО ДІЄ НА СОТИ НА ПЛАСТИНІ, ЯКІ ІДЕАЛЬНО ПРОВОДЯТЬ

О. Дроздов

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна

E-mail: alexey.drozdov.07@gmail.com

Надійшла до редакції 18 жовтня 2023 р. Переглянуто 16 червня 2024.

Прийнято до друку 18 червня 2024 р.

У цій статті проаналізовано двовимірний ефект Казимира одного тіла на прикладі наносот квадратної форми. У класичному одновимірному ефекті Казимира двох тіл сила Казимира між двома пластинами виникає як різниця електромагнітних тисків квантово-вакуумних флуктуацій нульової точки по різні боки кожної з пластин. Пластини штовхаються одна до одної зовнішніми полями квантово-вакуумних осциляцій, щільність яких в класичній конфігурації перевищує щільність внутрішніх. Можна спробувати створити різницю електромагнітних тисків квантово-вакуумних осциляцій по різні боки однієї пластини за рахунок різниці геометрії вакуумних резонаторів на різних сторонах пластини. Для цього необхідно виростити нанокірки на одній з поверхонь гладкої металевої пластини. В результаті було виявлено, що формула для сили на одиницю площі дуже схожа на формулу класичного ефекту Казимира, за винятком значення коефіцієнта пропорційності.

Силу, прикладену до ідеально провідних сот на пластині в результаті різниці питомої густини енергії на різних її сторонах, можна інтерпретувати як тиск електромагнітних флуктуацій нульової точки. Згідно з формулою, представленою в цій роботі, для золотих наносот розміром близько 2 мкм сила має дорівнювати 8,55 дин на квадратний метр панелі, що є цілком прийнятним значенням для практичного використання очікуваного ефекту для корекції орбіт супутників.

Хоча ефект невеликий, експериментальне підтвердження могло б слугувати вирішальним доказом існування віртуальних квантових фотонів Казимира.

Ключові слова: Двовимірний ефект Казимира одного тіла, нанокірки, наносоти, тяга Казимира.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-05>

UDC: 537.6, 378.147, 004.738.5

PACS numbers: 01.40.На, 01.50.Лс, 75.30.Кз

СПЕЦІАЛЬНИЙ ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ ЗА ДИСТАНЦІЙНОЇ ФОРМИ НАВЧАННЯ

В. М. Горбач , О. А. Люхтан , О. В. Шурінова 

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна

E-mail: v-gorbatch@ukr.net

Надійшла до редакції 2 жовтня 2024 р. Переглянуто 15 листопада 2024 р.

Прийнято до друку 20 листопада 2024 р.

У статті запропоновано методику проведення лабораторної роботи спецпрактикуму 4 курсу за дистанційної форми навчання на прикладі лабораторної роботи «Визначення температури Кюрі з температурної залежності теплоємності феромагнетиків». За дистанційної форми навчання відсутня можливість проведення фізичного експерименту, тому пропонується розширити коло розрахунково-графічних завдань до лабораторної роботи. Студентам видається вже готова таблиця експериментальних даних, у даному випадку, таблиця теплоємності нікелю для інтервалу температур 1÷1500 К.

Під час виконання роботи, студенти, використовуючи отримані експериментальні дані теплоємності нікелю, повинні побудувати графік залежності C_V від температури, розрахувати гратчастий внесок у сумарну теплоємність за моделлю Дебая, обчислити електронну і магнітну складові теплоємності. Необхідні для розрахунку температуру Дебая θ_D і коефіцієнт електронної теплоємності γ студенти знаходять з умови, що за дуже низьких температур магнітною складовою теплоємності можна нехтувати, а граткова складова теплоємності апроксимується кубічною залежністю від температури.

Точка Кюрі є точкою фазового переходу другого роду, в околі якої спостерігаються специфічні аномалії. Згідно з теорією подібності сингулярна частина теплоємності характеризується такими співвідношеннями: $C(t) = (A^\pm/\alpha^\pm)(t^{-\alpha^\pm} - 1) + B^\pm$, де A^- , B^- , A^+ , B^+ – константи, α^- і α^+ – критичні індекси, $t = (T - T_k)/T_k$. Диференціюючи і логарифмуючи ці співвідношення, можна отримати рівняння, що дозволяють визначити критичні індекси $(\log|(dC_m)/dT| = -(\alpha^\pm + 1) \log|T - T_c| + D)$. Оскільки експериментальне значення температури Кюрі було дано з точністю ± 1 К, то студенти мають побудувати серію графіків $\log |(dC_m)/dT|$ від $\log|T - T_c|$ для різних T_c (від 624.4 К до 628 К через 0.4 К). З тангенса нахилу отриманих прямих визначається критичний індекс для даної температури Кюрі. За теорією подібності критичні індекси мають бути рівними. Тому з перетину кривих $\alpha^-(T)$ і $\alpha^+(T)$ можна визначити справжні значення критичного індексу і температури Кюрі.

Ключові слова: фазовий перехід, магнітна теплоємність, температура Кюрі, критичні індекси, нікель.

Як цитувати: В. М. Горбач, О. А. Люхтан, О. В. Шурінова. Спеціальний лабораторний практикум за дистанційної форми навчання. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 41, 2024, 43–49. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-05>

In cites: V. M. Horbatch, O. A. Lyukhtan, E. V. Shurinova. Special laboratory practicum in the distance form of education. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 41, 2024, 43–49. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-05> (in Ukrainian).

ВСТУП

Друга половина XX століття і початок XXI століття пов'язані зі значними досягненнями науково-технічного прогресу, насамперед у сфері інформаційних технологій і нанотехнологій. Найбільший прогрес стався в інформаційній сфері, тобто в зберіганні, опрацюванні, збиранні, передаванні та використанні інформації за допомогою засобів обчислювальної техніки. Прогрес у царині інформаційних технологій, своєю чергою, призвів до нових видів і форм освітнього процесу, зокрема дистанційної освіти.

У міру свого розвитку дистанційна освіта виявила як позитивні, так і негативні сторони, які сильно впливають на якість освіти. Події, які відбуваються в Україні останніми роками (пандемія коронавірусної інфекції, війна в Україні, еміграція частини населення, віялові відключення світла тощо), змушують перевести навчальний процес на дистанційну форму навчання. Тому пошук і впровадження в навчальну практику нових віддалених форм організації навчального та дослідницького експерименту сьогодні особливо актуальні.

Проблема адаптації лабораторного практикуму до дистанційної форми навчання виникла практично відразу, щойно з'явилися відповідні технології. Якщо теоретичні дисципліни та контрольні-оцінювальну складову навчального процесу можна доволі успішно пристосувати до дистанційної форми навчання, то практикум, який потребує безпосередньої взаємодії з приладами та обладнанням, не може бути повноцінно проведений без присутності студента на робочому місці в лабораторії. Якоюсь мірою реальний фізичний експеримент при дистанційній формі навчання можна замінити віртуальними лабораторними установками та програмами-тренажерами, що імітують процес проведення реального експерименту.

У тих випадках, коли віртуальна установка не повністю відповідає реальному експерименту або немає можливості замінити реальний експеримент віртуальним аналогом, можливий варіант розширення кола завдань під час аналізу експериментальних даних, отриманих під час реального експерименту. У даній статті розглянуто такий підхід на прикладі лабораторної роботи «Визначення температури Кюрі з температурної залежності теплоємності феромагнетиків», що входить до переліку робіт спецпрактикуму 4 курсу фізичного факультету «Фізичні властивості магнітовпорядкованих речовин».

У реальній лабораторній роботі досліджується температурна залежність теплоємності нікелю в температурному інтервалі від 300 К до 800 К, що включає точку Кюрі, методом адіабатичного калориметра [1]. Для отримання необхідної точності та

дискретності температурної залежності, особливо в районі температури Кюрі, процес вимірювання проводять досить повільно, тривалістю не менше двох-трьох годин. Після отримання експериментальних даних студенти проводять обробку даних, здійснюють розрахунки і будують графік температурної залежності теплоємності нікелю.

За дистанційної форми навчання студентам видається вже готова таблиця даних теплоємності нікелю в інтервалі температур $1 \div 1500$ К. У цьому випадку, під час виконання роботи, студент має побудувати графік залежності теплоємності від температури, розрахувати внесок ґратки у сумарну теплоємність за моделлю Дебая, обчислити електронну та магнітну складові теплоємності. Крім того, окремо розглянути область низьких температур ($1 \div 10$ К) і переконатися, що ґраткова складова теплоємності добре апроксимується кубічною залежністю. Для області температур у районі температури Кюрі уточнити температуру Кюрі та розрахувати критичні індекси.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДАНІ

Використані нами значення теплоємності нікелю для інтервалу температур від 1 до 1500 К були взяті з роботи [2]. У цій роботі наведені результати критичної оцінки та аналізу понад 50 робіт з вимірювання теплоємності нікелю, виконаних у провідних лабораторіях і наукових установах різних країн. Автор статті є співробітником Центру інформаційного та чисельного аналізу і синтезу даних (CINDAS), США. Виконана робота дозволила автору статті створити рекомендовану таблицю значень теплоємності нікелю для інтервалу температур $1 \div 2000$ К.

ВИЗНАЧЕННЯ TEMПЕРАТУРИ ДЕБАЯ θ_D
ТА КОЕФІЦІЄНТА ЕЛЕКТРОННОЇ
ТЕПЛОЄМНОСТІ γ

За дуже низьких температур величини ґраткової, електронної та магнітної складових теплоємності нікелю можуть бути наближено обчислені відповідно до таких рівнянь:

1. ґраткова складова теплоємності [3]:

$$C_L = \frac{12\pi^4 R}{5\theta_D^3} T^3 = \beta T^3, \quad (1)$$

де R – газова стала, θ_D – температура Дебая,

2. Електронна складова теплоємності [4]:

$$C_e = \frac{\pi^2 R k_B T}{2 E_F} = \gamma T, \quad (2)$$

де k_B – стала Больцмана, E_F – енергія Фермі,

3. Магнітна складова теплоємності [5]:

$$C_m = 0.113k_B \left(\frac{k_B T}{2SJa^2} \right)^{3/2} = \alpha T^{3/2} \quad (3)$$

де J – обмінний інтеграл, S – спінове квантове число, a – стала кристалічної ґратки.

В області дуже низьких температур (1÷4 К) величина магнітної складової теплоємності зневажливо мала порівняно з величинами ґраткової та електронної складових теплоємності [3]. У цьому випадку теплоємність нікелю можна представити як суму тільки двох складових: ґраткової та електронної:

$$C = C_e + C_L = \gamma T + \beta T^3. \quad (4)$$

З'являється можливість розділити ґраткову та електронну складові теплоємності. Це можна зробити наступним чином. Розділимо обидві частини рівняння на T . Отримаємо:

$$\frac{C}{T} = \gamma + \beta T^2. \quad (5)$$

Це рівняння прямої лінії виду $y = kx + b$, де $y = C/T$, $x = T^2$, $b = \gamma$, $k = \beta$.

На рис. 1 наведено отриману залежність C/T від T^2 . Там же наведено рівняння тренда, з якого випливає, що $\beta = 22.07 \times 10^{-6}$, $\gamma = 7.018 \cdot 10^{-3}$. Знання величини β дає змогу обчислити температуру Дебая.

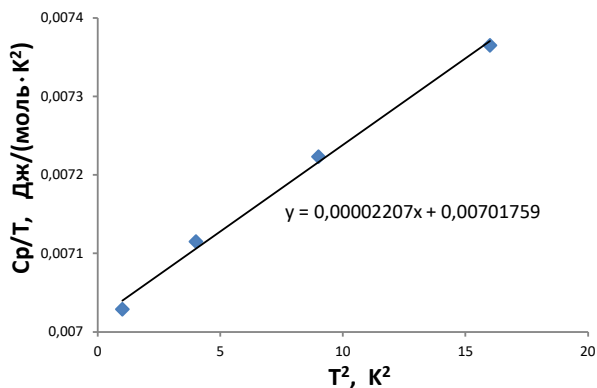


Рис. 1. Експериментальне визначення температури Дебая θ_D та коефіцієнта γ , що характеризує електронну теплоємність металу.

Fig. 1. Experimental determination of the Debye temperature θ_D and the coefficient γ characterising the electron heat capacity of a metal.

$$\theta_D = \sqrt[3]{\frac{12\pi^4 R}{5\beta}} = 444.9 \text{ K} \quad (6)$$

ТЕПЛОЄМНІСТЬ НІКЕЛЮ ТА ЇЇ СКЛАДОВІ В ОБЛАСТІ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР

У цій частині лабораторної роботи студентам пропонується розрахувати й побудувати для області температур 1÷30 К графіки температурних залежностей фононної та електронної складових теплоємності нікелю, сумарної теплоємності (фононної плюс електронної) нікелю та порівняти їх з експериментальними даними (рис. 2). Основним завданням для цієї частини лабораторної роботи є з'ясування області температур для нікелю, в якій виконується закон $C_p = \beta T^3$

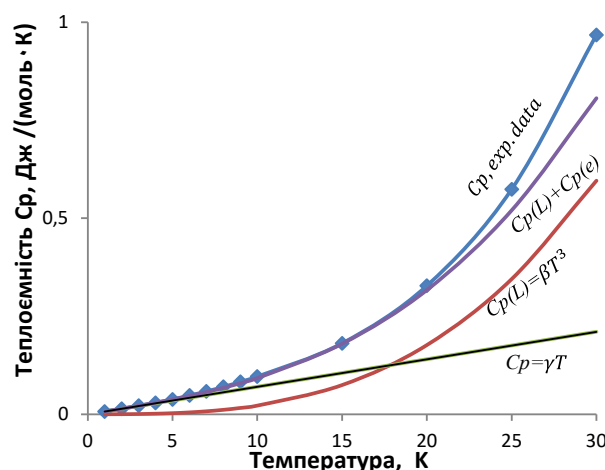


Рис. 2. Температурні залежності теплоємності нікелю та її складових в області низьких температур. ґраткова складова теплоємності побудована в припущенні виконання закону $C_p = \beta T^3$. Ромбами показано експериментальні дані [2].

Fig. 2. Temperature dependences of the heat capacity of nickel and its components in the low temperature region. The lattice component of the heat capacity is plotted assuming fulfilment of the law $C_p = \beta T^3$. The rhombuses show experimental data [2].

Порівняння температурного ходу сумарної теплоємності з експериментальними даними свідчить про те, що до 18 К ґраткова теплоємність для нікелю добре апроксимується законом $C_p = \beta T^3$.

ОБЧИСЛЕННЯ ҐРАТКОВОЇ ТЕПЛОЄМНОСТІ

Фононну теплоємність розраховували в наближенні Дебая. Інтерполяційна формула для теплоємності в цьому наближенні має вигляд [6]:

$$C_{\text{реш}} = 3R \left[12 \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} - \frac{3 \left(\frac{\theta}{T} \right)}{e^x - 1} \right] \quad (7)$$

Для обчислення інтеграла зручно використовувати математичні пакети типу Maple, Mathcad, Matlab, Mathematica. Пакет MS Office Excel застосовують рідше і не на повну силу. Проте, цей додаток має великі можливості для інженерних і наукових розрахунків [7]. Одним із пунктів протоколу оформлення лабораторних робіт на даному спецпрактикумі 4 курсу є обов'язкове використання пакета Excel для розрахунків і графічних побудов.

В Excel не передбачено стандартних засобів для обчислення інтегралів. У подібних випадках застосовують різні методи наближеного (чисельного) інтегрування [8]. У цьому випадку було застосовано метод трапецій. Наближена формула методу має вигляд:

$$\int_a^b f(x)dx \approx \frac{h}{2} \cdot \left(f(a) + f(b) + 2 \sum_{i=1}^{n-1} f(x_i) \right) \quad (8)$$

Точність будь-якого наближеного методу інтегрування залежить від числа точок розбивки, їх має бути багато. Завдяки функції «автозаповнення», розрахунок матриць точок розбивки і підінтегральних виразів не займає багато часу. Граткова теплоємність, обчислена даним методом із числом точок розбиття 25, непогано відповідає експериментально отриманій. Але оскільки при цьому все-таки доводиться заповнювати досить об'ємні аркуші таблиці, студентам було рекомендовано брати число точок розбивки рівним 10. На рис. 4 порівнюються розраховані температурні залежності для нікелю граткової, електронної, сумарної теплоємностей з експериментальними значеннями.

Як видно з рис 3, теплоємність нікелю містить ще одну складову, пов'язану з наявністю впорядкованої магнітної структури.

Аномальна поведінка теплоємності нікелю в околиці температури 625 К пов'язана з руйнуванням магнітного порядку, з температурою Кюрі. Студентам у цій частині лабораторної роботи пропонується розрахувати і побудувати графік температурної залежності магнітної складової теплоємності. Магнітна складова теплоємності розраховується шляхом віднімання з експериментальної температурної залежності теплоємності граткової та електронної складових ($C_L + C_e$). Отриману таким чином температурну залежність магнітної складової теплоємності наведено на рис. 4.

Екстремальне значення магнітної теплоємності відповідає точці Кюрі. З рисунка видно, що температура Кюрі відповідає 625 К. Слід звернути увагу, що магнітний порядок у точці Кюрі руйнується не стрибком, а спостерігається досить протяжна

область існування областей із залишковим магнітним порядком.

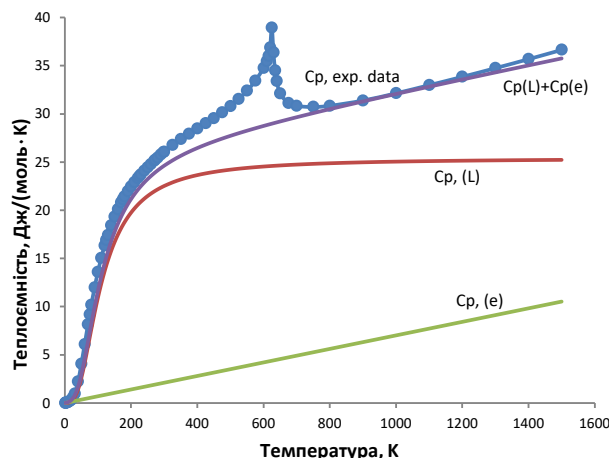


Рис. 3. Температурні залежності теплоємності нікелю та її складових для інтервалу температур 1÷1500 К. Граткова складова побудована на основі теорії Дебая. Колами показано експериментальні дані [2].

Fig. 3. Temperature dependences of the heat capacity of nickel and its components for the temperature range 1 ÷ 1500 K. The lattice component is constructed on the basis of Debye theory. The circles show experimental data [2].

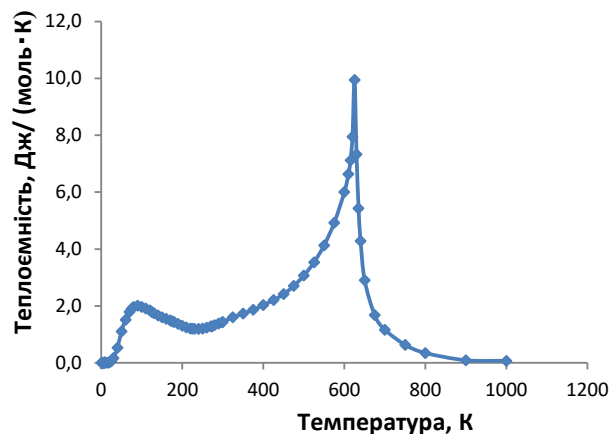


Рис. 4. Температурна залежність магнітної складової теплоємності нікелю. Кругами показано експериментальні дані [2].

Fig. 4. Temperature dependence of the magnetic component of the heat capacity of nickel. The circles show experimental data [2].

ТОЧКА КЮРІ І КРИТИЧНІ ІНДЕКСИ

При нагріванні та досягненні температури Кюрі феромагнетик переходить у парамагнітний стан. Цей перехід є фазовим переходом 2-го роду. В околі фазових переходів другого роду різних речовин

спостерігаються специфічні аномалії, критичні явища. Зокрема, у феромагнетиках в околі точки Кюрі спостерігаються зростання магнітної сприйнятливості, аномальна поведінка теплоємності тощо. Ці аномалії виникають за рахунок сильних флуктуацій різних фізичних величин з нескінченним радіусом кореляції.

Подібність критичних явищ в об'єктах різної фізичної природи дає змогу розглядати їх з єдиної точки зору (теорія масштабних перетворень (скейлінг-теорія) або теорія подібності) [9]. У всіх об'єктів різної фізичної природи поблизу точок фазових переходів другого роду спостерігається однакова або майже однакова температурна залежність низки фізичних властивостей. Для отримання такої залежності фізичну величину виражають у вигляді степеневі функції від приведеної температури $t = (T - T_c)/T_c$. Для сингулярної частини теплоємності за постійного об'єму в околі точки Кюрі зазвичай використовують такі співвідношення [9]:

$$\begin{aligned} C(t) &= (A^-/\alpha^-)(t^{-\alpha^-} - 1) + B^- & (T < T_c) \\ C(t) &= (A^+/\alpha^+)(t^{-\alpha^+}) + B^+ & (T > T_c), \end{aligned} \quad (9)$$

де константи α^- і α^+ є критичними індексами, A^- , B^- , A^+ , B^+ – константи. Ці співвідношення фактично описують внесок магнітної складової теплоємності в загальну теплоємність.

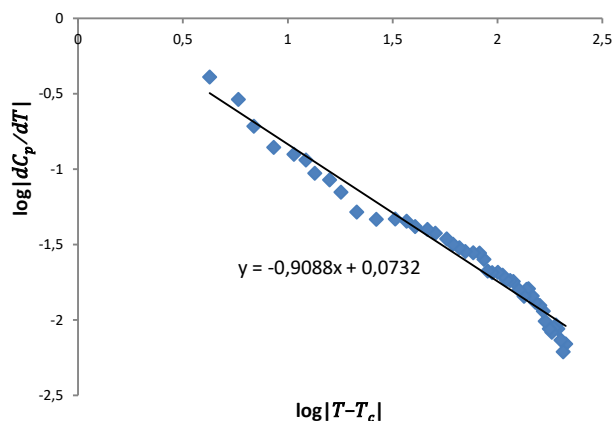


Рис. 5. Приклад залежності $|log|dC_p/dT||$ від $log|T - T_c|$ у припущенні, що значення температури Кюрі $T_c = 626$ К, для інтервалу температур $T < T_c$.

Fig. 5. Example of the dependence of $log|dC_p/dT|$ on $log|T - T_c|$ assuming that the Curie temperature value $T_c = 626$ K, for the temperature range $T < T_c$.

У цій роботі критичні показники визначалися зі співвідношення [10]:

$$log \left| \frac{dC_m}{dT} \right| = -(\alpha^\pm + 1) log|T - T_c| + D, \quad (10)$$

яке виходило з попередніх степеневих рівнянь після диференціювання і логарифмування (D – константа). Оскільки експериментальне значення температури Кюрі визначалося з точністю ± 1 К, то було побудовано серію графіків $log|(dC_m)/dT|$ від $log|T - T_c|$ для різних T_c (від 624.4 К до 628 К через 0.4 К). Графіки являли собою прямі лінії, тангенс нахилу яких дорівнював $-(\alpha^\pm + 1)$. Приклад такого графіка наведено на рис. 5. Критичні індекси α^- визначалися для інтервалу температур $T < T_c$, а критичні індекси α^+ – для інтервалу температур $T > T_c$. З теорії подібності випливає, що обидва критичні індекси мають бути рівними. Тому з перетину кривих $\alpha^-(T)$ і $\alpha^+(T)$ (рис. 6) можна визначити справжнє значення критичного індексу і температури Кюрі.

Як видно з рис. 6, точка Кюрі дорівнює $T_c = 25.6$ К, критичний індекс $\alpha = 0.102$.

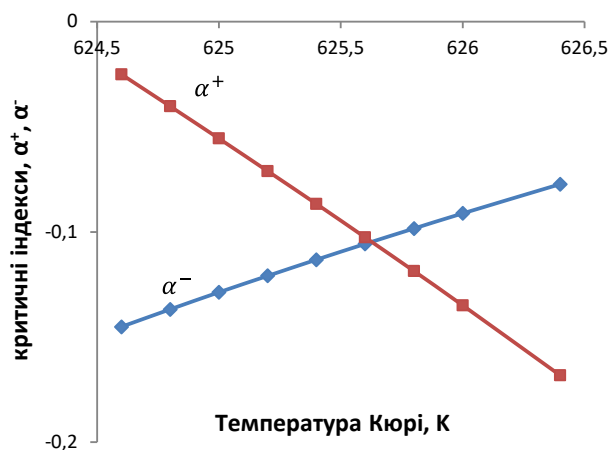


Рис. 6. Залежність критичних індексів α^- і α^+ , розрахованих для інтервалів температур по різні боки точки фазового переходу, від обраної температури Кюрі.

Fig. 6. Dependence of the critical indices α^- and α^+ calculated for the temperature intervals on the different sides of the phase transition point on the selected Curie temperature.

ВИСНОВКИ

Розроблено та відпрацьовано пакет завдань до лабораторної роботи «Дослідження температурної залежності теплоємності феромагнетиків» спецпрактикуму 4 курсу фізичного факультету кафедри загальної фізики за дистанційної форми навчання. Пакет містить у собі взяті з літературних джерел таблицю даних теплоємності нікелю в інтервалі температур 1÷500 К і перелік наступних завдань.

1. Визначення температури Дебая θ_D і коефіцієнта електронної теплоємності γ .

2. Обчислення граткової, електронної та магнітної складових теплоємності нікелю.

3. Уточнення температури Кюрі та обчислення критичних індексів.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ю. А. Попков, Ю. А. Мамалуй, В. Н. Горбач и др.. Методические указания к выполнению лабораторных работ по спецкурсу «Физические свойства магнитоупорядоченных веществ», Ч. 2, Харьковский государственный университет, Харьков (1983), 60 с.
2. P. D. Desai. Int. J. Thermophys. 8, 6, 769 (1987).
<https://doi.org/10.1007/BF00500793>
3. C. Kittel. Introduction to Solid State Physics, John Wiley & Sons, New York (1976), 600 p.
4. N. W. Ashcroft, N. D. Mermin. Solid State Physics, Saunders Collage Publishing, New York (1976), 848 p.
5. C. Kittel. Quantum Theory of Solids, John Wiley & Sons, New York (1987), 528 p.
6. L. D. Landau, E. M. Lifschitz. Statistical Physics, V.5, P.1, Elsvier, Oxford (1967), 562 p.
7. W. J. Orvis. Excel for scientists and engineers, San Francisco, California, Sybex (1998), 547 p.
8. Г. Г. Цегелик. Чисельні методи, Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів (2004), 408 с.
9. H. E. Stanley. Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena, Oxford university press, Oxford (1971), 344 p.
10. T. G. Kollic. Phys. Rev., B16, 4872 (1977).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.16.4872>

REFERENCES

1. Y. A. Popkov, Y. A. Mamaluy, V. N. Horbach etc.. Methodological instructions for laboratory works on the special course «Physical properties of magnetically ordered substances», P. 2, Harkovskiy gosudarstvenniy universitet, Kharkov (1983), 60 p. (In Russian).
2. P. D. Desai. Int. J. Thermophys., 8, 6, 769 (1987).
<https://doi.org/10.1007/BF00500793>
3. C. Kittel. Introduction to Solid State Physics, John Wiley & Sons, New York (1976), 600 p.

4. N. W. Ashcroft, N. D. Mermin. Solid State Physics, Saunders Collage Publishing, New York (1976), 848 p.
5. C. Kittel. Quantum Theory of Solids, John Wiley & Sons, New York (1987), 528 p.
6. L. D. Landau, E. M. Lifschitz. Statistical Physics, V.5, P.1, Elsvier, Oxford (1967), 562 p.
7. W. J. Orvis. Excel for scientists and engineers, San Francisco, California, Sybex (1998), 547 p.
8. G. G. Tsegelyk. Numerical Methods, Ivan Franko Lviv National University, Lviv (2004), 408 p. (in Ukrainian).
9. H. E. Stanley. Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena, Oxford university press, Oxford (1971), 344 p.
10. T. G. Kollic. Phys. Rev., B16, 4872 (1977).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.16.4872>

SPECIAL LABORATORY PRACTICUM IN THE DISTANCE FORM OF EDUCATION

V. M. Horbatch, O. A. Lyukhtan, E. V. Shurinova

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine

E-mail: v-gorbatch@ukr.net

Received on October 02, 2024. Reviewed on November 15, 2024.

Accepted for publication on November 20, 2024.

The article proposes the methodology of laboratory work of the special workshop of the 4th year at the distance form of education on the example of laboratory work 'Determination of Curie temperature from the temperature dependence of heat capacity of ferromagnets'. At the distance form of education there is no possibility to carry out a physical experiment, so it is proposed to expand the range of calculation-graphic tasks for the laboratory work. Students are given a ready-made table of experimental data, in this case, the table of heat capacity of nickel for the temperature range 1÷1500 K.

In the course of the work, students, using the experimental data obtained for the heat capacity of nickel, should plot the dependence of C_V on temperature, calculate the lattice contribution to the total heat capacity using the Debye model, and calculate the electronic and magnetic components of the heat capacity. Students find the Debye temperature θ_D and the electronic heat capacity coefficient γ necessary for the calculation from the condition that at very low temperatures the magnetic component of the heat capacity can be neglected and the lattice component of the heat capacity is approximated by a cubic dependence on temperature.

The Curie point is the point of phase transition of the second kind, in the vicinity of which specific anomalies are observed. According to the similarity theory, the singular part of the heat capacity is characterized by the following relations:

$C(t) = (A^\pm/\alpha^\pm)(t^{-\alpha^\pm} - 1) + B^\pm(\pm)$, where A^- , B^- , A^+ , B^+ are constants, α^- and α^+ are critical indices, $t = (T - T_k)/T_k$. Differentiating and logarithmising these relations, we can obtain equations that allow us to determine the critical indices $(\log|(dC_m)/dT| = -(\alpha^\pm + 1) \log|T - T_c| + D)$. Since the experimental value of the Curie temperature was given to an accuracy of ± 1 K, students should plot a series of graphs $\log |(dC_m)/dT|$ from $\log|T - T_c|$ for different T_c (from 624.4 K to 628 K through 0.4 K). From the tangent of the slope of the obtained straight lines, the critical exponent for a given Curie temperature is determined. According to the theory of similarity, the critical indexes should be equal. Therefore, from the intersection of the curves $\alpha^-(T)$ and $\alpha^+(T)$, the true values of the critical index and the Curie temperature can be determined.

Keywords: phase transition, magnetic heat capacity, Curie temperature, critical indices, nickel.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-06>

UDC: 929, 378, 530.01

PACS numbers: 01.60. + q, 01.65 + q, 01.40 – d

АНДРІЙ ПЕТРОВИЧ ШИМКОВ – ПРОФЕСОР ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ, ВИДАТНИЙ ОРГАНІЗАТОР ФІЗИЧНОЇ ОСВІТИ, ПЕДАГОГ, ПОПУЛЯРИЗАТОР НАУКИ ТА ГРОМАДСЬКИЙ ДІЯЧ

В. П. Пойда , К. І. Байрамова 

*Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна
E-mail: volodymyr.poyda@karazin.ua*

Надійшла до редакції 12 жовтня 2024 р. Переглянуто 15 листопада 2024 р.

Прийнято до друку 17 листопада 2024 р.

У статті узагальнені відомості про життєвий шлях, наукову, педагогічну та громадську діяльність відомого фізика А. П. Шимкова, заслуженого професора Харківського університету. Під час навчання у Харківському університеті А. П. Шимков входив до таємного студентського демократично-революційного товариства. Був заарештований і тимчасово ув'язнений в Олексіївському рavelіні Петропавлівської фортеці. Закінчив екстерном Харківський університет у 1860 році. У 1864 році захистив магістерську, а у 1868 році – докторську дисертацію. У 1866 – 1867 роках успішно пройшов наукове стажування в університетах Німеччини, Швейцарії Франції. 32 роки (з 1867 року до 1899 року) очолював кафедру фізики та керував фізичним кабінетом у Харківському університеті. За сумісництвом працював у Харківському технологічному інституті та у Харківському ветеринарному інституті. Опублікував «Курс дослідної фізики», який тривалий час використовувався як основний підручник з фізики в університетах Російської імперії, а також уклав підручник «Теоретична фізика», який був першим підручником із теоретичної фізики, опублікованим у Харківському університеті. Постійно працював над поповненням колекції приладів фізичного кабінету. Запровадив на фізико-математичному факультеті Харківського університету прогресивну систему підготовки фізиків, яка ґрунтувалась на поєднанні теоретичної, експериментальної та науково-методичної підготовки фахівців. Був одним із засновників Товариства дослідних наук при Харківському університеті. Найбільш здібними учнями А. П. Шимкова були О. К. Погорілко та М. Д. Пильчиков, яких після закінчення Харківського університету за рекомендацією А. П. Шимкова залишили на кафедрі фізики як стипендіатів для підготовки до викладацької роботи. Переклав і видав кілька наукових та науково-популярних книг, написаних видатними зарубіжними вченими. Редагував журнали «Світ» та «Хуторянин». Проживаючи в Харкові та в Полтаві активно займався громадською, просвітительською і благодійною діяльністю. Був членом Харківського і Президентом Полтавського сільськогосподарського товариства.

Ключові слова: історія фізики в Харківському університеті, система фізичної освіти, підручники з дослідної фізики, фізичний кабінет, популяризація науки, наукова, педагогічна та громадська діяльність, благодійність.

Як цитувати: В. П. Пойда, К. І. Байрамова. Андрій Петрович Шимков – професор Харківського університету, видатний організатор фізичної освіти, педагог, популяризатор науки та громадський діяч. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 41, 2024, 50–60. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-06>

In cites: V. P. Poyda, K. I. Bayramova. Andriy Petrovych Shymkov – professor of Kharkiv University, outstanding organizer of physical education, teacher, popularizer of science and public figure. Series Physics. Iss. 41, 2024, 50–60. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-06> (in Ukrainian).

ВСТУП

Серед фізиків, які працювали в Харківському університеті в другій половині XIX століття, особливе місце належить заслуженому професору Андрію Петровичу Шимкову (рис. 1), який був видатним організатором фізичної освіти, майстерним лектором, талановитим педагогом, популяризатором науки та відомим громадським діячем [1 – 5]. Метою досліджень, результати яких викладені у цій статті, є узагальнення наявних даних про життєвий шлях, наукову, педагогічну та громадську діяльність А. П. Шимкова, 185 річниця з Дня народження якого нещодавно відзначалась громадськістю.

ПРЕДМЕТИ, ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Предметами досліджень, результати яких викладені у цій статті, були: етапи життєвого шляху, наукова, навчально-методична, педагогічна та громадська діяльність А. П. Шимкова, а також його внесок в організацію навчального процесу, методику викладання фізичних дисциплін та систему підготовки фізиків у Харківському університеті в другій половині XIX століття.

Об'єктом досліджень була джерельна база, яка складалась із наукових, навчально-методичних та науково-популярних праць, опублікованих А. П. Шимковим, що зберігаються в Центральній науковій бібліотеці Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, а також біографічних видань про нього та про його учнів, статей за тематикою досліджень, опублікованих у наукових журналах, у періодичних виданнях і в мережі Інтернет, Праць фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук при Харківському Імператорському університеті, матеріалів наукових конференцій, біографічних книг і мемуарів вчених.

Ілюстративний матеріал, був взятий із досліджених літературних джерел та отриманий завдяки сканування книг та фотографування об'єктів дослідження, виконаних авторами статті з використанням цифрової фотокамери Canon PowerShot S5 IS.

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

А. П. Шимков належав до старовинного українського козацько-старшинського роду. Він народився 21 листопада 1839 року в селі Михнівка Кобеляцького повіту Полтавської губернії у родинному маєтку, який належав його діду, статському раднику Ф. А. Шимкову. Його батько П. Ф. Шимков був гвардії поручиком, а мати Є. А. Шимкова, була з родини Марковичів. Село Михнівка було засноване до 1804 року. Земля і люди, які в ньому проживали, були власністю поміщика Ф. А. Шимкова. Син

Ф. А. Шимкова, дядько А. П. Шимкова, прапорщик Саратовського піхотного полку І. Ф. Шимков, був декабристом. Він помер під час заслання, яке відбував у Батуринській слободі Верхньоудинського округу Іркутської губернії [1, 4, 5]. Відомо про те, що Тарас Шевченко під час свого другого приїзду в Україну на початку липня 1845 року проживав у маєтку поміщика О. А. Лук'яновича, який був зятем Ф. А. Шимкова. Тарас Шевченко в один із днів завітав до Михнівки та провідав батька декабриста. У родині Шимкових завжди панували ідеї національної свідомості, які базувалися на шанобливому ставленні до особи Тараса Шевченка [4, 5].

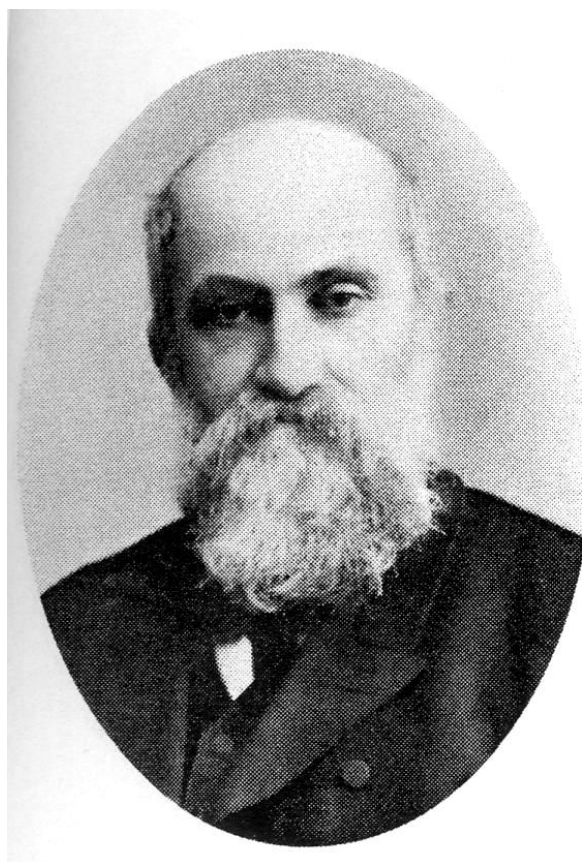


Рис. 1. Фотопортрет А. П. Шимкова роботи О. М. Іваніцького (не пізніше 1905 року) [1].

Fig. 1. Photo portrait of A. P. Shymkov by O. M. Ivanitsky (not later than 1905) [1].

А. П. Шимков у 1856 році закінчив Полтавську чоловічу гімназію. У 1856 році він вступив до Харківського Імператорського університету (нині Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна) [1]. Під час навчання в університеті студент А. П. Шимков захопився революційною діяльністю. Входив до таємного студентського

демократично-революційного товариства, заснованого в Харківському університеті в 1856 році М. Я. Бекманом, із яким А. П. Шимков був знайомий ще під час навчання у Полтавській чоловічій гімназії, а також М. Д. Муравським та П. В. Завадським. Члени цього таємного товариства поширювали серед студентства ідеї Герцена, Чернишевського і Шевченка, виступали за насильницьке повалення самодержавства у Росії та надання Україні автономії, а також критикували діяльність університетської адміністрації. 9 березня 1860 року А. П. Шимков був заарештований і тимчасово ув'язнений в Олексіївському рavelіні Петропавлівської фортеці. 24 червня 1860 року справу А. П. Шимкова було передано до «Третього відділення» імператорської канцелярії, створеного з метою боротьби проти революційних і опозиційних рухів та організацій. За розпорядженням Імператора Олександра II А. П. Шимков був звільнений від покарання та переданий під постійний нагляд жандармів і поліції [6].

У 1860 р. А. П. Шимков закінчив Харківський університет (екстерном), у якому був залишений стипендіатом для підготовки до професорської посади на кафедрі фізики [1].

У 1864 році А. П. Шимков захистив магістерську дисертацію на тему «Про стискуваність газів у зв'язку з механічною теорією теплоти та гіпотезою про внутрішню будову тіл» і був удостоєний ступеня магістра фізики. Титульна сторінка його магістерської дисертації наведена на рис. 2. У 1865 році він був обраний та призначений на посаду доцента кафедри фізики Харківського університету [1].

У 1865 році А. П. Шимков одружився. Його дружина Марія Антонівна Шимкова отримала освіту в приватних пансіонах. Майстерно грала на піаніно та займалася живописом. Проживаючи в Харкові, вона цілком присвятила себе педагогічній та громадській діяльності. За її ініціативою у 90-х роках у Харкові було створене благодійне Товариство допомоги вчителькам та гувернанткам. За її участю було також організоване Товариство жінок-трудівниць, при якому вона влаштувала їдальню, майстерню суконь, шевську, капелюшну тощо. Для добування коштів на благодійні витрати М. А. Шимкова влаштовувала публічні лекції, піклувалася про субсидії, писала картини на продаж. Її сучасники відзначали, що М. А. Шимкова була сердечною і чуйною до чужого горя і не знала втоми, коли треба було підтримати чи допомогти нужденному, згуртувати людей [4, 5]. Сім'я Шимкових мала двох дітей. Сина – Сергія Андрійовича та доньку – Анну Андріївну. А. П. Шимков із сім'єю проживав у м. Харкові на вулиці Конторській в будинку під № 11, який у перебудованому вигляді зберігся і до цього часу.

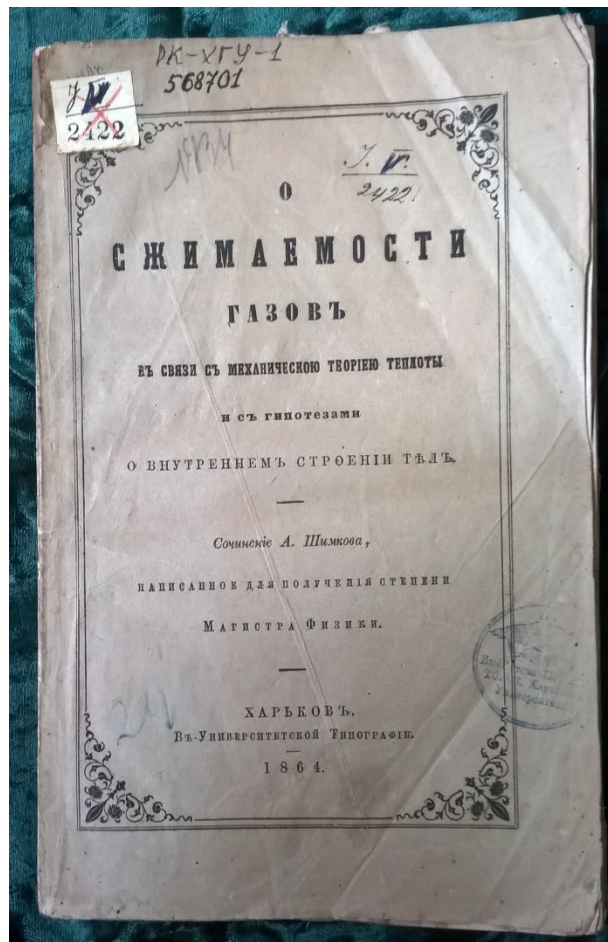


Рис. 2. Титульна сторінка магістерської дисертації А. П. Шимкова.

Fig. 2. Title page of A.P. Shymkov's master's thesis.

У 1866 році А. П. Шимков був направлений у відрядження за кордон на 2 роки і 8 місяців [1]. Працював у лабораторіях та слухав лекційні курси таких видатних вчених і викладачів фізики: Генріха Густава Магнуса і Еміля Дюбуа-Реймона (у Берліні); Рудольфа Юліуса Емануеля Клаузіуса (у Цюріху); Густава Роберта Кірхгофа і Германа Людвіга Фердинанда фон Гельмгольца (у Гейдельберзі); Жуля Селістена Жамена, Шарля Огюста Альбера Брію, Антуана Анрі Беккереля (у Парижі) [1]. У 1866 році А. П. Шимков у журналі «Annalen Physik und Chemi» опублікував статтю «Über das Spectrum des elektriscen Buschel-und Glimmlichtes in der Luft» [7], у якій виклав результати досліджень, проведених ним під час закордонного стажування. Після повернення А. П. Шимкова у 1867 році із зарубіжного відрядження його було обрано на посаду завідувача кафедри фізики Харківського університету [1].

У 1868 році за дисертацію «Спроба фізичного пояснення співвідношення між електрикою та

теплотою», у якій А. П. Шимков описав результати власних експериментальних досліджень спектра електричної іскри та електричних розрядів у атмосфері, був удостоєний ступеня доктора фізики. Титульна сторінка докторської дисертації А. П. Шимкова наведена на рис. 3. У 1868 році А. П. Шимков був удостоєний звання ординарного, а в 1891 році – заслуженого професора [1].

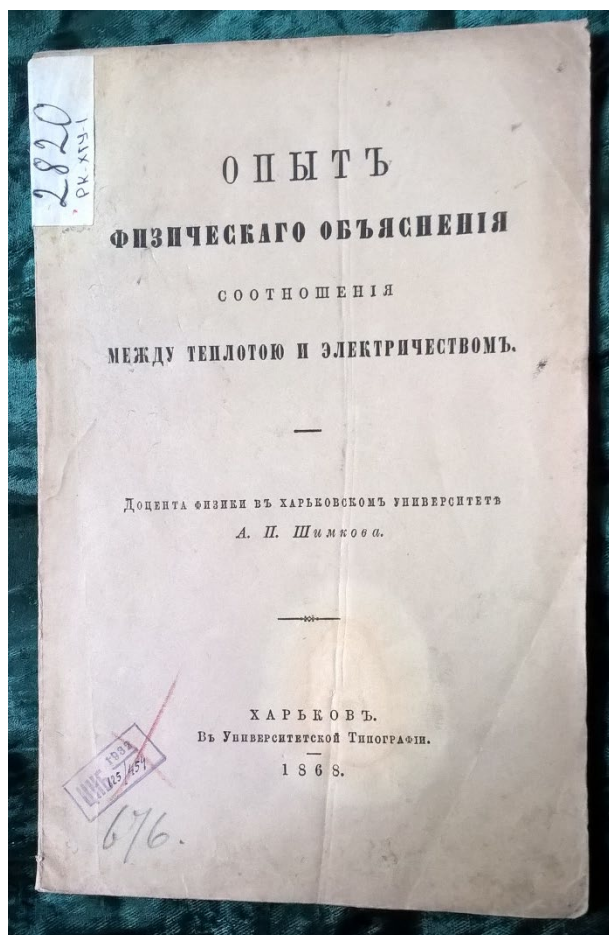


Рис. 3. Титульна сторінка докторської дисертації А. П. Шимкова.

Fig. 3. Title page of the doctoral dissertation of A. P. Shymkov.

Прагнення розвивати та популяризувати природничі науки надихнуло професорів М. М. Бекетова та А. П. Шимкова створити при Харківському університеті Товариство дослідних наук із секціями фізико-хімічною та медичною. Перше засідання фізико-хімічної секції товариства відбулося 19 грудня 1872 року. У 1872 – 1887 роках А. П. Шимков був заступником голови, а в 1887 – 1890 роках – головою фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук [1, 3, 8].

На засіданнях фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук А. П. Шимков зробив 12 доповідей за такими темами: «Про винайдений А. П. Шимковим металевий електричний термометр», «Замітка про «негативну густину» Карпінського» (реферат), «Досліди з котушкою Румкорфа» (демонстрація), «Гідроелектрична машина Армстронга» (демонстрація), «Робота Ліпмана на електрокапілярних явищах» (реферат), «Дослідження Тіндалля: оптичні властивості повітря щодо явищ гниття і зараження» (реферат), «Теорія газових двигунів» (реферат із демонстрацією газового двигуна), «Прилад Плато для вивчення явищ із двома рідинами, що не змішуються, однакової густини при рівновазі в русі», «Елементарне доведення основних властивостей електричних потенціалів», «Пам'яті Ценковського Л. С.», «Загальні умови існування електричних течій», «Відповідь М. Д. Пильчикову з приводу його повідомлення «Про елементарні докази закону паралелограма сил» [8, 9].

У 1879 році А. П. Шимков пожертвував власні кошти на видання «Праць фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук». Титульна сторінка одного із випусків цих Праць наведена на рис. 4.

Під час керівництва А. П. Шимковим кафедрою фізики на фізико-математичному факультеті Харківського університету, яке тривало 32 роки (1867 – 1906 рр.), розпочались систематичні експериментальні дослідження, було розширено навчальну базу та створено колектив викладачів, що працювали над впровадженням нової системи підготовки студентів-фізиків. Система навчання студентів-фізиків, яку запровадив А. П. Шимков, ґрунтувалась на поєднанні теоретичної, експериментальної та науково-методичної підготовки фахівців [2, 3, 10]. Була збільшена кількість годин, відведених на практичні та лабораторні заняття. Зросла загальна кількість загальноосвітніх і фахових предметів, які вивчалися студентами. Крім фізичних дисциплін студенти ґрунтовно вивчали вищу математику та хімію. Їм читали лекції із дослідної та теоретичної фізики, а також різноманітні спецкурси. Як вказано в [2, 3, 10], на першому курсі фізико-математичного факультету студенти-фізики слухали лекції з таких розділів дослідної фізики: механіка, властивості твердих тіл, рідин та газів, акустика, геометрична оптика. На практичних заняттях із фізики вони під керівництвом викладачів розв'язували фізичні задачі, ознайомлювались із будовою, принципом дії та призначенням низки вимірювальних і демонстраційних фізичних приладів, які були у фізичному кабінеті. Вони також виконували лабораторні роботи з тематики вивчених розділів загальної фізики та вивчали методику показу

найпростіших лекційних демонстрацій. На другому курсі студенти вивчали фізичну оптику, теплоту, магнетизм і електрику, виконували лабораторні роботи за цими розділами, а також брали участь у підготовці до показу нових лекційних демонстрацій і в постановці нових лабораторних робіт, зокрема встановлювали і освоювали разом із викладачами нові прилади, які були придбані для фізичного кабінету.

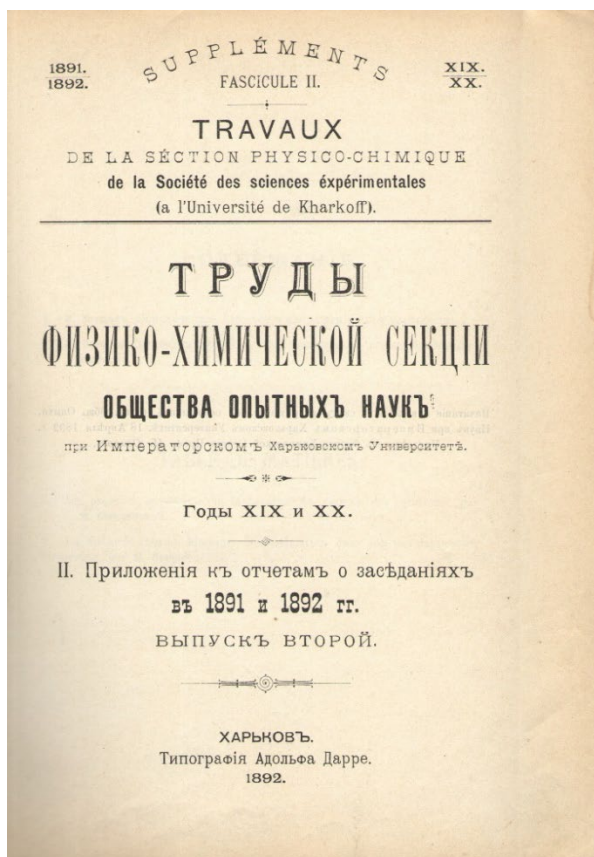


Рис. 4. Титульна сторінка «Праць фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук», в яких друкувалися повідомлення про зміст доповідей А. П. Шимкова.

Fig. 4. Title page of the “Proceedings of the Physical and Chemical Section of the Society for Research Sciences”, which published reports on the content of reports by A.P. Shymkov.

На старших курсах студенти вивчали теоретичну фізику, яка тоді називалась математичною. У курсі теоретичної фізики вивчалась оптика, механічна теорія теплоти, теорія пружності, гідродинаміка, всесвітнє тяжіння, теорія потенціалу та її застосування до дії сили тяжіння, явища електрики та магнетизму. Із ними також проводили факультативні заняття, на яких більш детально розглядали відомості про окремі нові відкриття та досягнення в галузі фізики та споріднених

природничих і технічних наук. Крім цього студенти старших курсів вивчали курс земного магнетизму та історію фізики. Вони також проходили практикум із метеорології та магнітних вимірювань. Найбільш здібних з них залучали до участі в засіданнях фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук [3, 8, 9].

Випускні роботи студентів і, зокрема, так звані роботи «на медаль», містили опис результатів експериментальних та теоретичних досліджень, самостійно виконаних студентами [2].

У другій половині XIX століття студенти-фізики молодших курсів фізико-математичного факультету Харківського університету вивчали дослідну фізику переважно за застарілим підручником професора Петербурзького університету Ф. Ф. Петрушевського «Курс спостережної фізики» та підручниками професорів Жамена і Буті (французькою мовою), а студенти старших курсів – за посібниками професора Вітца (французькою мовою) і Кольрауша (німецькою мовою) [2, 3]. Це потребувало дуже високого рівня підготовки студентів із вказаних вище іноземних мов і утруднювало їх самостійну роботу з вивчення теоретичного матеріалу.

У зв'язку із необхідністю оновлення змісту курсів дослідної і теоретичної фізики, а також видання вітчизняної навчальної літератури для підготовки фізиків на кафедрі фізики Харківського університету А. П. Шимковим були написані та видані підручники і літографовані конспекти лекцій із дослідної та теоретичної фізики. Особливе місце серед них займає його знаменитий підручник «Курс дослідної фізики». На рис. 5 наведена титульна сторінка першої частини цього курсу.

Перше видання цього підручника було видане в 1878 – 1881 роках у трьох частинах, а друге, вже в чотирьох частинах, було видане в 1884 – 1888 роках. Чотиритомне видання складалось із таких розділів: 1. Загальна фізика і акустика; 2. Про світло; 3. Про теплоту; 4. Магнетизм і електрика. Як вказано в [2], цей підручник на той час був єдиним підручником із загальної та експериментальної фізики, придатним для використання у вищих навчальних закладах Російської імперії. Він використовувався при підготовці фізиків аж до того часу, коли у 1897 – 1900 роках вийшло з друку перше видання знаменитого «Курсу фізики», написаного професором О. Д. Хвольсоном.

Однією з переваг «Курсу дослідної фізики» було те, що він був написаний в дусі матеріалізму [2]. Пояснення фізичної суті багатьох розглянутих у ньому явищ і процесів було виконане в ньому на основі атомістичної теорії.

У вступній лекції до свого курсу фізики, яка відбулася в Харківському університеті в 1867 році, А. П. Шимков говорив так: «На наукові істини ми

можемо дивитись, як на точну науку про природу. Недостатньо знати закон. Потрібно, проникаючи глибше, знати причинний зв'язок між явищами. Чи стоять фізичні теорії на межі знань? Звичайно, що ні. Знання прагнуть охопити світ, пояснити усе те, що в ньому відбувається» [2].

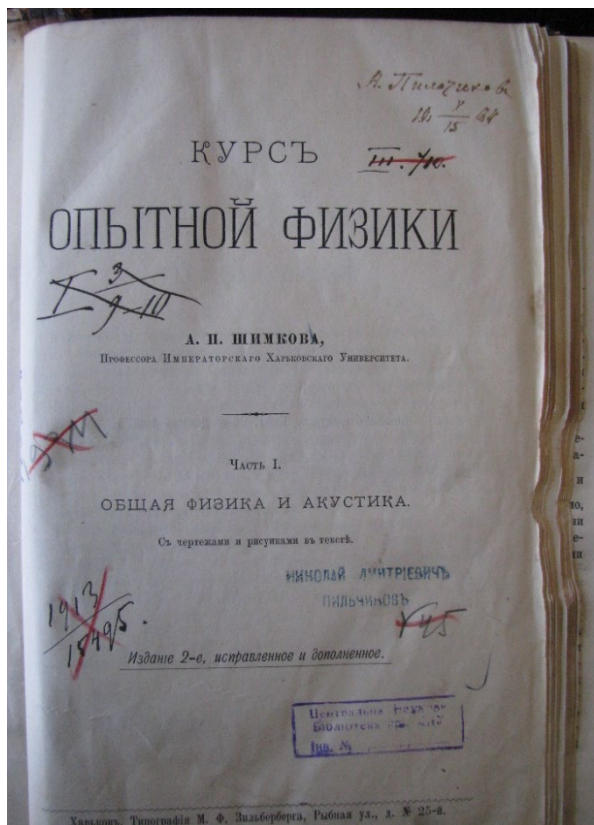


Рис. 5. Титульна сторінка підручника «Курс дослідної фізики. Частина 1. Загальна фізика і акустика» із печаткою та автографом М. Д. Пильчикова.

Fig. 5. Title page of the textbook “Course of Experimental Physics. Part 1. General Physics and Acoustics” with the seal and autograph of M. D. Pylchikov.

У 1875 році А. П. Шимковим був виданий літографічним способом підручник «Теоретична фізика», який був першим підручником із теоретичної фізики, написаним і виданим у Харківському університеті. Він також видав навчальний посібник з теоретичної фізики «Теорія потенціалу і електромагнетизм» [2].

У вступі до цієї книги автор дає визначення теоретичної фізики та вказує на те, що дослідна фізика надає основні дані, на яких теоретична фізика будує свої висновки. У першому розділі цієї книги, який називається «Сила тяжіння», детально розглядаються

такі теми: математичний маятник, фізичний маятник, теорема про момент інерції твердого тіла, закони Кеплера, теорія потенціалів. У другому розділі «Електростатика» розглядаються: закон Кулона, рівняння Пуассона і Лапласа, задачі про розподіл зарядів на металевих провідниках різної форми, теорія постійних струмів. У третьому розділі «Електромагнетизм» та в четвертому розділі, який має назву «Електродинаміка» А. П. Шимков розглядає деякі задачі, які стосуються взаємодії провідників зі струмом, а також явища електромагнітної індукції. У п'ятому розділі «Механічна теорія теплоти» А. П. Шимковим сформульовано закон збереження енергії, розглянуті колові процеси і другий закон термодинаміки, теорія ідеальних газів, а також еквівалентність механічної роботи та теплоти. Всі доведення важливих формул здійснені з використанням різноманітних методів математичного аналізу. Математичним перетворенням передусє фізичний розгляд питань.

Зрозуміло, що підручники і посібники з дослідної та теоретичної фізики, написані А. П. Шимковим, мали певні недоліки. Вони містили застарілі уявлення про низку фізичних процесів, а також деякі помилкові твердження. Зокрема, у першій частині «Курсу дослідної фізики» А. П. Шимков помилково виклав питання про паралелограм сил. Наведене в книзі доведення викликало зауваження в М. Д. Пильчикова та в інших вчених і було причиною тривалої полеміки між М. Д. Пильчиковим та А. П. Шимковим, яка відбулася на засіданні фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук [3, 8, 9].

Видатною рисою А. П. Шимкова, як педагога, було його прагнення підготувати нове покоління викладачів для кафедри фізики Харківського університету та інших вищих навчальних закладів. Працюючи зі студентами на лекціях, лабораторних і практичних заняттях, він вмів визначити серед них найбільш талановитих, а також постійно опікувався їх професійним зростанням та турбувався про їх наукову та викладацьку кар'єру. Найбільш здібними учнями А. П. Шимкова були О. К. Погорілко та М. Д. Пильчиков. Їх обох після успішного закінчення Харківського університету за рекомендацією А. П. Шимкова залишили на кафедрі фізики як стипендіатів для підготовки до викладацької роботи [1–3].

Олександр Костянтинович Погорілко закінчив фізико-математичний університет Харківського університету в 1870 році. Як приват-доцент кафедри фізики Харківського університету він читав студентам фізико-математичного факультету лекції з фізичної оптики. Мав ступінь магістра фізики. У 1878 році перебував у відрядженні в Німеччині, де працював під

керівництвом Германа Людвіга фон Гельмгольца і Георга Германа Квінке. Із 1885 року працював на посаді ад'юнкт-професора в Харківському технологічному інституті (ХТІ). Читав лекції із загальної фізики, механічної теорії теплоти, термодинаміки, викладав теорію динамо-електричних машин, теорію електрики, електротехніку. Заснував і обладнав у ХТІ фізичний кабінет і метеорологічну станцію. У 1897 році вперше був обраний гласним Харківської міської думи. 15 вересня 1900 року Харківська міська дума обрала О. К. Погорілка міським головою. На цю посаду він обирався ще тричі – в 1902, в 1906 і в 1910 роках [1 – 3].

Микола Дмитрович Пильчиков – геніальний вчений світового рівня, майстерний лектор і педагог. У його творчому доробку десятки відкриттів та винаходів. Працював на кафедрі фізики Харківського університету з 1880 року до 1894 року (з 1889 року – професор). У 1894–1902 роках – професор Новоросійського університету, а в 1902 – 1908 роках – професор ХТІ. Дійсний член наукових товариств Росії, Франції, Австрії, Бельгії, Німеччини [1 – 3, 11].

М. Д. Пильчиков, працюючи у фізичному кабінеті Харківського університету під керівництвом А. П. Шимкова, здійснював підготовку лекційних демонстрацій і впроваджував нові лабораторні роботи зі студентами двох старших курсів. Самостійно сконструював низку нових приладів та вдосконалив кілька наявних приладів. Допомігав А. П. Шимкову у відборі нових фізичних приладів для поповнення їх колекції. Завдяки тому, що М. Д. Пильчиков вільно володів багатьма мовами, він досконало вивчив характеристики обладнання та фізичних приладів, які були внесені в каталоги відомих європейських виробників. Це дало йому можливість активно листуватись із представниками різних фірм та з їх керівниками і цілеспрямовано здійснювати закупки приладів для фізичного кабінету Харківського університету [3, 11].

А. П. Шимков також надавав підтримку О. П. Грузинцеву, який працював на кафедрі фізики під його керівництвом [1, 2].

Професор А. П. Шимков завідував фізичним кабінетом Харківського університету протягом 1865 – 1900 років [1, 2]. Він приділяв велику увагу поповненню колекції фізичного кабінету новими приладами та домогся збільшення штатних асигнувань на фізичний кабінет. У цей час були придбані такі коштовні прилади: газовий двигун «Отто» та електродинамічна машина Сіменса (1878 р.), машина Лінде (1895 р.), спектроскоп, комплект оптичних приладів Жуля Дюбоска, електровимірювальні прилади компанії Hartmann & Braun. Загальна кількість приладів у фізичному кабінеті до 1874 року

досягла 600 штук [1 – 3]. Найбільш укомплектованими в колекції фізичного кабінету були відділи оптики та електрики. На рис. 6 наведені зображення кількох приладів, які були придбані для фізичного кабінету А. П. Шимковим.



Рис. 6. Спектроскоп (1), полярископ Жуля Дюбоска (2) і проєкційний ліхтар Жуля Дюбоска (3), оснащений дуговою лампою.

Fig. 6. Spectroscope (1), Jules Dubosc Polarimeter (2) and Jules Dubosc Projection Lantern (3), equipped with an arc lamp.

У 1881 – 1982 роках у Харкові виходив журнал «Світ», редактором якого був А. П. Шимков. У цьому журналі він опублікував низку науково-популярних статей [1, 2].

У 1887 – 1888 навчальному році до штатного розкладу Харківського технологічного інституту було введено додаткову посаду професора фізики. Її за сумісництвом обійняв А. П. Шимков. Із цього часу і до 1894 року він читав лекції із навчальної дисципліни «Механічна теорія теплоти». У 1878 – 1902 роках А. П. Шимков за сумісництвом працював у Харківському ветеринарному інституті. Він викладав загальну фізику [1, 2].

А. П. Шимков брав участь у ІІІ (20 – 30 серпня 1871 року, м. Київ) та в VIII (28 грудня 1889 – 4 січня 1890 року, м. Санкт-Петербург) з'їздах російських природодослідників та лікарів. Виступав із доповідями, які були опубліковані в працях з'їздів. Був також членом Харківського відділення Імператорського Російського технічного товариства. У 1891 році він входив у комісію з відновлення видання «Записок Імператорського Харківського університету» [1 – 3].

А. П. Шимков переклав та видав кілька наукових та науково-популярних книг, написаних видатними зарубіжними вченими: Майклом Фарадеем («Сили природи та їх взаємозв'язок»); Джоном Тіндалем («Про світло і електрику» та «Теплота, що розглядається як вид руху»; «Фізика в простих уроках», а також Річарда Уетлі («Основи логіки»), доповнивши їх власними додатками та примітками [1, 2]. Титульні сторінки деяких із цих книг наведені на рис. 7.

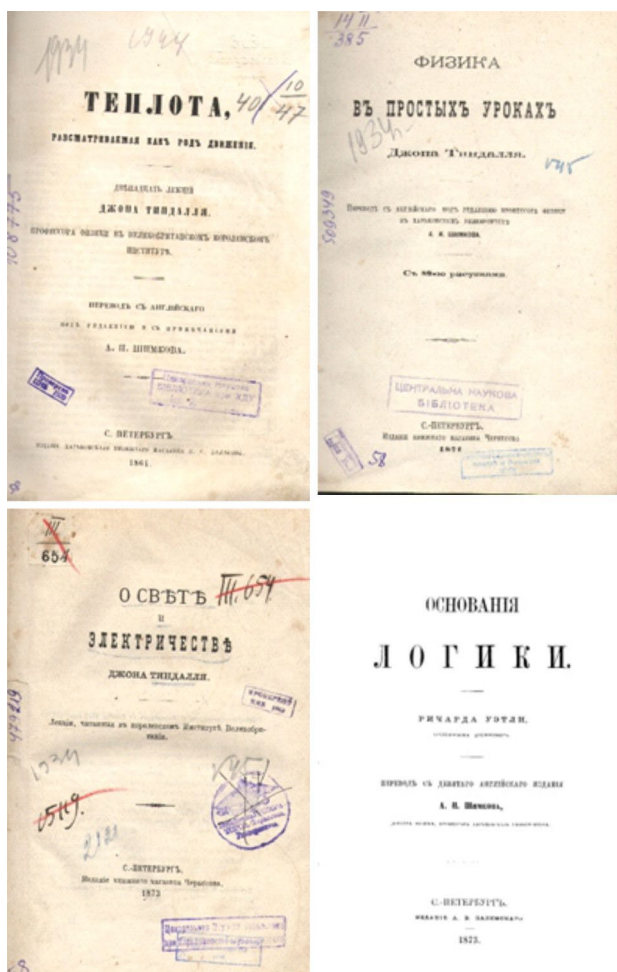


Рис. 7. Титульні сторінки книг Джона Тіндала та Річарда Уетлі, перекладених з англійської мови А. П. Шимковим.

Fig. 7. Title pages of books by John Tyndale and Richard Whately, translated from English by A. P. Shymkov.

Багато часу А. П. Шимков приділяв популяризації фізики та інших природничих наук. Він був одним із організаторів серії «Публічних курсів при Харківському університеті з природознавства та його застосування». Читав публічні лекції із загального курсу фізики та лекції на підтримку «Товариства допомоги незаможним студентам». Протягом 10 років

він був Головою правління «Харківського товариства поширення грамотності в народі», заснованого в 1869 році М. М. Бекетовим. Він також був членом піклувальної Ради «Харківського товариства підтримки безпритульних малолітніх сиріт». Для цих знедолених дітей А. П. Шимков організував початкову сільськогосподарську школу. У своєму будинку на вулиці Конторській він, як секретар Харківського відділення Товариства сприяння жіночій сільськогосподарській освіті, разом із іншими видатними фахівцями аграрної науки відкрив сільськогосподарські курси для жінок, які прагнули отримати початкову фахову освіту за цим напрямком [1 – 5].

Під час проживання в Харкові А. П. Шимков був почесним мировим суддею Харківського повіту, а також земським гласним Харківського повіту і гласним Харківської Думи. Був членом санітарної ради міста Харкова. Піднімав питання щодо покращення його благоустрою. Завдяки публічним виступам А. П. Шимкова та опублікування ним низки статей в газеті «Південний край» у місті було досягнуто вагомих зрушень у будівництві міського водогону, в ремонті доріг і тротуарів, а також у прокладанні бруківок [1, 4, 5].

У 1895 році після закінчення 30 літньої служби на посаді професора А. П. Шимков був залишений працювати на кафедрі фізики ще на 5 років. У серпні 1898 року він звільнився з Харківського університету і перейшов на роботу в Міністерство землеробства і державного майна. Був призначений на посаду уповноваженого (інспектора) по сільськогосподарській частині у Харківській губернії, яку займав до весни 1904 року. Був Членом Ради Харківського сільськогосподарського товариства (з 1903 року) [1, 4, 5].

У 1904 році А. П. Шимков був призначений Директором Московського сільськогосподарського інституту. В квітні 1907 року він звільнився з цієї посади [1, 4, 5].

За відмінну службу А. П. Шимкова було нагороджено Орденами Святої Анни 2-го, Володимира 3-го ступенів, Станіслава 1-го та 2-го ступеня з імператорською короною [4, 5].

У 1907 році А. П. Шимков разом із родиною переїхав до Полтави. Проживаючи в Полтаві, А. П. Шимков долучився до роботи Полтавського сільськогосподарського товариства, членом якого був із 1895 року. 6 грудня 1909 року А. П. Шимкова було обрано Президентом Полтавського сільськогосподарського товариства. Цю посаду він обіймав до липня 1918 року. За великі заслуги в розвитку Полтавського сільськогосподарського

товариства 19 грудня 1912 року А. П. Шимкова було обрано його Почесним президентом [4, 5, 12, 13].

А. П. Шимков (рис. 8) був головним редактором журналу «Хуторянин» (1911 – 1917 рр.), який виходив у Полтаві у 1896 – 1917 роках як орган Полтавського сільськогосподарського товариства.



Рис. 8. Фотопортрет А. П. Шимкова (не пізніше 1914 року) [4] та його автограф.

Fig. 8. Photographic portrait of A.P. Shymkov (no later than 1914) [4] and his autograph.

Титульна сторінка одного з цих журналів наведена на рис. 9.

Він очолював цей журнал аж до його закриття (у 1917 році). На сторінках «Хуторянина» А. П. Шимков часто друкував статті, перекладені ним із французьких аграрних видань. Він також активно друкувався у популярній на той час газеті «Полтавський День» [4, 5, 12 – 14].

У Полтаві А. П. Шимков проявив себе і як благодійник-меценат. Разом із родиною він брав участь у зборі коштів на допомогу переселенцям, а також для шпиталю поранених військових, відкритого в будівлі музею Полтавської сільськогосподарської дослідної станції. А. П. Шимков обіймав посаду директора цієї наукової установи (із січня по квітень 1915 року, а згодом – із листопада 1915 року до кінця 1916 року) [4, 5, 12, 13].



Рис. 9. Титульна сторінка журналу «Хуторянин» [13].

Fig. 9. Title page of the magazine “Khutoryanin” [13].

Проживаючи у Полтаві, А. П. Шимков, як уродженець цього краю, був обраний земським гласним від Кобеляцького повіту, а також гласним Полтавського губернського земства [4, 5, 12, 13].

У 1909 році за ініціативою відомого художника-передвижника Г. Г. М'ясоєдова в Полтаві був створений музичний аматорський гурток. До нього, крім Г. Г. М'ясоєдова, входили піаністка М. А. Шимкова та скрипаль Ф. Ф. Климентов. Того ж року Г. Г. М'ясоєдов відвідав садибу професора А. П. Шимкова «Маринці» Кобеляцького повіту [4, 5, 15].

А. П. Шимков та М. А. Шимкова часто відвідували Г. Г. М'ясоєдова. М. А. Шимкова була головною піаністкою ансамблю музикантів, які разом з Г. Г. М'ясоєдовим, що майстерно грав на скрипці, давали домашні концерти в садибі художника в полтавському передмісті Павленках та ставили благодійні любительські вистави, так звані «живі картини», в міському театрі [4, 15].

У 1919 році А. П. Шимков помер. Причина і точна дата його смерті, а також обставини, за яких відбулося його захоронення, невідомі. Його могила до нашого часу не збереглася [5].

ВИСНОВКИ

1. Узагальнено дані про життєвий шлях та службову кар'єру А. П. Шимкова.

2. Розглянутий науковий доробок А. П. Шимкова і стисло проаналізований зміст його підручників із дослідної та теоретичної фізики.

3. Проаналізовані особливості системи фізичної освіти, яка була введена А. П. Шимковим у Харківському університеті в другій половині XIX століття.

4. Розглянута громадська, просвітницька та благодійна діяльність А. П. Шимкова.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

ЛІТЕРАТУРА

1. Кафедра фізики. В Физико-математический факультет Харьковского университета за первые сто лет его существования (1805 – 1905), под ред. И. И. Осипова, Д. И. Багаляя, Издание Харьковского университета, Харьков (1908), с. 74.
2. Н. Л. Полякова. Ученые записки Харьковского университета, 5, 5 (1955).
3. В. П. Плачинда. Микола Дмитрович Пильчиков, Наукова думка, Київ (1983), 198 с.
4. И. Ф. Павловский. Полтавцы: Иерархи, государственные и общественные деятели и благотворители: Опыт краткого биогр. словаря Полтав. губ. с половины XVIII в. Полт. учен. архивная комис., Полтава (1914), 294 с.
5. В. М. Самородов, О. О. Шиян. У Матеріали X Всеукраїнської конференції молодих учених та спеціалістів «Історія освіти, науки і техніки в Україні» 26 травня 2015 р., Вінниця, 53 (2015).
6. Докладная записка Председателя Петербургской следственной комиссии Анненкова В. А. Долгорукову по делу Харьковского и Киевского тайных обществ. В Общественно-политическое движение на Украине в 1856–1862 г., сборник документов, Издавництво Академії наук Української РСР, Київ (1963), с. 63.
7. A. Shimkov. Annalen der Physik und Chemie, XXIX, 12, 508 (1886).
8. Л. М. Андреасов. Из истории отечественной химии. Роль ученых Харьковского университета в развитии химической науки, сборник статей, Изд-во ХГУ, Харьков (1952), с. 225.
9. Отчеты о заседаниях за 1890 г., В XVII, Издание Харьковского университета, Харьков (1891), 73 с.
10. Ю. В. Дятлов. У Вісник Чернігівського державного педагогічного університету імені Т. Г. Шевченка, 36 (2), 158, ЧДПУ, Чернігів (2006).
11. В. П. Пойда, В. І. Білецький, В. В. Нерубенко, К. І. Байрамова, М. І. Боброва, К. О. Мінакова, О. В. Семенов, О. П. Сук, Е. С. Юнаш, О. М. Меньшова. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, серія «Фізика», 26, 64 (2017).

12. С. Л. Кигим. У Історія освіти, науки і техніки в Україні. Збірка доповідей на пленарному засіданні та виступів переможців X Всеукраїнської конференції молодих учених та спеціалістів, присвяченій 150 - річчю з часу заснування Полтавського товариства сільського господарства. Київ, 28 травня 2015 р., ФОП Корзун Д. Ю., Вінниця (2015), с. 57.
13. В. В. Гангур. У Історія освіти, науки і техніки в Україні. Збірка доповідей на пленарному засіданні та виступів переможців X Всеукраїнської конференції молодих учених та спеціалістів, присвяченій 150 - річчю з часу заснування Полтавського товариства сільського господарства. Київ, 28 травня 2015 р., ФОП Корзун Д. Ю., Вінниця (2015), с. 46.
14. В. О. Крот. Історіографічні дослідження в Україні, 16 (2005).
15. Григорий Григорьевич Мясоедов. Письма, документы и воспоминания. Составитель В. С. Оголевец, Изобразительное искусство, М. (1972), 326 с.

REFERENCES

1. Kafedra fiziki. In Fiziko-matematicheskii fakul'tet Khar'kovskogo universiteta za pervyye sto let yego sushchestvovaniya (1805 – 1905) / Pod red. I. I. Osipova, D. I. Bagaley. Izdaniye Khar'kovskogo universiteta, Khar'kov (1908), p. 74. (In Russian).
2. N. L. Polyakova. Uchenyye zapiski Khar'kovskogo universiteta. 5, 5 (1955). (In Russian).
3. V. P. Plachynda. Mykola Dmitrievich Pylchikov. Naukova Dumka, K. (1983), 198 p. (In Ukrainian).
4. I. F. Pavlovskiy. Poltavtsy: Iyerarkhi, gosudarstvennyye i obshchestvennyye deyateli i blagotvoriteli: Opyt kratkogo biogr. slovary Poltav. gub. s poloviny XVIII v. Polt. uchen. arkhivnaya komis., Poltava (1914), 294 p. (In Russian).
5. V. M. Samorodov, O. O. Shyyan. In Materialy X Vseukrayins'koyi konferentsiyi molodykh uchenykh ta spetsialistiv «Istoriya osvity, nauky i tekhniki v Ukrayini» 26 travnya 2015 r. Vinnytsya, 53 (2015). (In Ukrainian).
6. Dokladnaya zapiska Predsedatelya Peterburgskoy sledstvennoy komissii Annenkov V. A. Dolgorukovu po delu Khar'kovskogo i Kiyevskogo taynykh obshchestv. In Obshchestvenno-politicheskoye dvizheniye na Ukraine v 1856-1862 g., sbornik dokumentov, Vidavnistvo Akademii nauk Ukrains'koi RSR, Kiiiv (1963), s. 63. (In Russian).
7. A. Shimkov. Annalen der Physik und Chemie, XXIX, 12, 508 (1886).
8. L. M. Andreasov. Iz istorii otechestvennoy khimii. Rol' uchenykh Khar'kovskogo universiteta v razvitii khimicheskoy nauki, sbornik statey, Izd-vo KHGU, Khar'kov (1952), s. 225. (In Russian).
9. Reports of meetings for 1890, Vol. XVII, Kharkov University Publication, Kharkov (1891), 73 p. (In Russian).
10. Yu. V. Dyatlov. In Visnyk Chernihivs'koho derzhavnoho pedahohichnoho universytetu imeni T. H. Shevchenka, 36 (2), 158, CHDPU, Chernihiv (2006). (In Ukrainian).
11. V. P. Poyda, V. I. Bilets'kyi, V. V. Nerubenko, K. I. Bayramova, M. I. Bobrova, K. O. Minakova, O. V. Semenov, O. P. Suk, E. S. Yunash, O. M. Men'shova. Visnyk Kharkivs'koho natsional'noho universytetu imeni V. N. Karazina, seriya «Fizyka». 26, 64 (2017). (In Ukrainian).

12. S. L. Kigim. In *Istoriya osvity, nauky i tekhniki v Ukraini*. Zbirka dopovidey na plenarnomu zasidanni ta vystupiv peremozhtsiv X Vseukrayins'koyi konferentsiyi molodykh uchenykh ta spetsialistiv, prysvyacheniy 150 - richchyu z chasu zasnuvannya Poltavskoho tovarystva sil'skoho hospodarstva. Kyiv, 28 travnya 2015 r., FOP Korzun D. Yu., Vinnytsya (2015), s. 57. (In Ukrainian).
13. V. V. Gangur. In *Istoriya osvity, nauky i tekhniki v Ukraini*. Zbirka dopovidey na plenarnomu zasidanni ta vystupiv peremozhtsiv X Vseukrayins'koyi konferentsiyi molodykh uchenykh ta spetsialistiv, prysvyacheniy 150 - richchyu z chasu zasnuvannya Poltavskoho tovarystva sil'skoho hospodarstva. Kyiv, 28 travnya 2015 r., FOP Korzun D. Yu., Vinnytsya (2015), s. 46. (In Ukrainian).
14. V. O. Krot. *Istoriografni doslidzhennya v Ukraini*, 16 (2005). (In Ukrainian).
15. Grigory Grigorievich Myasoedov. *Letters, documents and memoirs*. Compiled by V.S. Ogolevets. Fine art. Moscow (1972) 326 p. (In Russian).

ANDRIY PETROVYCH SHYMKOV – PROFESSOR OF KHARKIV UNIVERSITY, OUTSTANDING ORGANIZER OF PHYSICAL EDUCATION, TEACHER, POPULARIZER OF SCIENCE AND PUBLIC FIGURE

V. P. Poyda, K. I. Bayramova

*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine
E-mail: volodymyr.poyda@karazin.ua*

Received on October 12, 2024. Reviewed on November 15, 2024.

Accepted for publication on November 17, 2024.

The article summarizes information about the life path, scientific, pedagogical and public activities of the famous physicist A.P. Shymkov, Honored Professor of Kharkiv University. While studying at Kharkiv University, he was a member of a secret student democratic-revolutionary society. He was arrested and temporarily imprisoned in the Alekseevsky ravelin of the Peter and Paul Fortress. He graduated from Kharkiv University as an external student in 1860. In 1864 he defended his master's thesis, and in 1868 - his doctoral thesis. In 1866–1867, he successfully completed a scientific internship at universities in Germany, Switzerland, and France. For 32 years (from 1867 to 1899), he headed the Department of Physics and managed the Lab of Physics at Kharkiv University. He worked part-time at the Kharkiv Institute of Technology and the Kharkiv Veterinary Institute. He published “Course of Experimental Physics”, which was used for a long time as the main physics textbook in universities of the Russian Empire, and also compiled the textbook “Theoretical Physics”, which was the first textbook on theoretical physics published at Kharkiv University. He constantly worked on replenishing the collection of physics lab instruments. He introduced a progressive system of training physicists at the Faculty of Physics and Mathematics of Kharkiv University, which was based on a combination of theoretical, experimental, and scientific and methodological training of specialists. He was one of the founders of the Society of Research Sciences at Kharkiv University. The most capable students of A. P. Shymkov were O. K. Pohorilko and M. D. Pylchikov, who, after graduating from Kharkiv University, on the recommendation of A. P. Shymkov, were left at the Department of Physics as fellows to prepare for teaching work. He translated and published several scientific and popular science books written by prominent foreign scientists. He edited the magazines “Svit” and “Khutoryanin”. While living in Kharkiv and Poltava, he was actively involved in public, educational, and charitable activities. He was a member of the Kharkiv and President of the Poltava Agricultural Society.

Keywords: *history of physics at Kharkiv University, system of physical education, textbooks on experimental physics, physics lab, popularization of science, scientific, pedagogical and public activities, charity*

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ СТАТЕЙ

журналу "Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Фізика"

У журналі друкуються статті та стислі за змістом повідомлення, в яких наведені оригінальні результати теоретичних та експериментальних досліджень, а також аналітичні огляди літературних джерел з різноманітних актуальних проблем фізики за тематикою видання.

Мова статей – українська та англійська.

ТЕМАТИКА ЖУРНАЛУ

1. Теоретична фізика.
2. Фізика твердого тіла.
3. Фізика низьких температур.
4. Фізика магнітних явищ.
5. Оптика та спектроскопія.
6. Загальні питання фізики і серед них: методологія та історія фізики, математичні методи фізичних досліджень, методика викладання фізики у вищій школі, техніка та методика фізичного експерименту тощо.

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ РУКОПИСІВ СТАТЕЙ

Загальний обсяг тексту рукопису статті повинен займати не більше ніж 15 сторінок.

Рукопис статті складається з титульної сторінки, на якій вказані: назва статті, ініціали, прізвища, ORCID, авторів, поштова адреса установи, в якій була виконана робота, класифікаційні індекси за системами PACS та УДК, електронна адреса одного з авторів; анотацій з ключовими словами, викладених українською та англійською мовами (анотація мовою статті розміщується на титульній сторінці, анотація разом з назвою статті, ініціалами та прізвищами авторів, поштовою адресою установи та ключовими словами, викладеними другою мовою, – в кінці рукопису); основного тексту статті, який має бути структурованим; списку літератури з посиланнями на DOI, якщо вони присвоєні; підписів під рисунками; таблиць; рисунків: графіків, фотознімків.

Висновки не повинні повторювати анотацію. Анотація має бути за обсягом не менш ніж 1800 символів. В ній мають бути відображені постановка задачі, методи дослідження, основні наукові результати та висновки.

В україномовних статтях підписи до рисунків і таблиць дублюються англійською мовою. За наявності в тексті кирилических або неангломовних цитувань надаються список літератури і розділ REFERENCES. За їх відсутності – тільки розділ REFERENCES.

При оформленні у REFERENCES кирилических та неангломовних цитувань вказується авторський (офіційний) англійський варіант назви роботи та імен авторів. За його відсутності наводиться переклад англійською мовою (загальноживаний у літературі, якщо він існує). Наприкінці посилання необхідно вказати мову першоджерела, з якого зроблено переклад – наприклад, (In Ukrainian).

ВИМОГИ ДО ЕЛЕКТРОННОГО ВАРІАНТУ РУКОПISY СТАТТІ

Текст рукопису статті має бути набраний у форматі MicrosoftWord, починаючи з версії 2013 у форматі *.docx.

Формат аркуша – А4. Поля: зліва та справа – 2 см, верхнє – 2.5 см, нижнє – 3 см. Шрифти Times New Roman (Сур) та Arial, міжрядковий інтервал – значення множнику 1.1.

Назва та підзаголовки статті набираються великими літерами, крапка в кінці заголовка не ставиться.

Назва статті, автори, назва організації та анотація розташовуються в одну колонку. Основний текст статті розташовується у дві колонки, ширина колонки – 8.25 см, відстань між колонками – 0.5 см. Допускається розташування тексту в одну колонку, якщо в статті великі рисунки, таблиці та багато великих формул.

Рисунки та фотографії мають бути відскановані з досить високою роздільною здатністю (300 DPI – 600 DPI) та вставлені в текст статті. Наявні на рисунках і фотографіях цифри і написи повинні зазначитися мовою основного тексту статті та добре читатися. Усі фізичні величини подаються в одиницях системи СІ і мовою основного тексту статті. Літерні позначення фізичних величин подаються курсивом.

Для запису формул і рівнянь слід використовувати вбудований редактор рівнянь.

Матеріал статті розташовується в наступному порядку:

Номер умовної десяткової класифікації (УДК) та (PACS): розмір шрифту 10 пт, накреслення звичайне,

відступів немає, розташування зліва.

Назва статті: шрифт Arial, розмір 14 пт, накреслення жирне, відступів немає, розташування центроване.

Автори (ініціали, прізвища): шрифт Arial, розмір 13 пт, накреслення звичайне, відступів немає, розташування центроване.

Назви організацій (повна назва організації, місто, країна, електронна адреса Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 9 пт, накреслення курсивний напис, відступів немає, розташування центроване.

Анотація (мовою основного тексту статті): Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 9 пт, накреслення звичайне, відступ першого рядку абзацу 0.75 см, розташування по ширині.

Ключові слова: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 9 пт, накреслення курсивний напис, відступ рядку абзацу 0.75 см, розташування по ширині.

Текст статті: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 10 пт, накреслення звичайне, відступ першого рядку абзацу 0.75 см, розташування по ширині. Слова повинні розділятися тільки одним пропуском. Неприпустимий пропуск після слова перед розділовими знаками. Текст набирається з вживанням тільки знака м'якого переносу (знак переносу в поєднанні з клавішею Ctrl). Між значенням величини та одиницею її виміру ставиться жорсткий пропуск (Ctrl+Shift+пробіл).

Найменування підзаголовків: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 10 пт, накреслення жирне, відступів немає, розташування центроване.

Підпис під рисунком: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 10 пт, накреслення звичайне курсивне, відступи першого та подальших рядків абзацу 0.75 см, розташування центроване.

Формули: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 10 пт, накреслення звичайне, розташування по ширині. Нумерація формул у круглих дужках з правого краю рядка.

Література: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 9 пт, накреслення звичайне, відступів немає, розташування по ширині. Не допускаються посилання на неопубліковані матеріали. Посилання наводяться мовою оригіналу.

ПРИКЛАД ОФОРМЛЕННЯ СПИСКУ ЛІТЕРАТУРИ:

1. І.П. Пінкевич, В.Й. Сугаков. Теорія твердого тіла, ВПЦ "Київський університет", К. (2006), 333 с.
2. М.В. Гнатенко. УФЖ, 60, 5, 390 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
3. K. Janakiraman, S. Swamiappan. Materials Letters, 357, 135731 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
4. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
5. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>

ДО РЕДАКЦІЇ НАДАЮТЬСЯ

1. Два роздруковані примірники рукопису статті, які підписані її авторами.
2. Електронна версія рукопису та дані щодо контактів для спілкування з її авторами. Матеріали слід надіслати електронною поштою на адресу physics.journal@karazin.ua.
3. Направлення від установи, де була виконана робота, і акти експертизи у двох примірниках; адреса, прізвище, повне ім'я та по-батькові авторів; номери телефонів, E-mail. Необхідно також зазначити автора рукопису, відповідального за спілкування з редакцією журналу.

Матеріали рукопису статті потрібно направляти за адресою: Редакція журналу «Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика», Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, фізичний факультет, майдан Свободи, 4, Харків.

INFORMATION FOR THE AUTHORS OF THE ARTICLES
in Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University, Series “Physics”

Journal of V.N.Karazin Kharkiv National University Series Physics publishes articles and concise messages that contain original results of theoretical and experimental studies, as well as analytical reviews of literary sources on various topical issues of physics on the subject of the publication.

The language of the articles is Ukrainian and English.

TOPICS OF THE JOURNAL

1. Theoretical physics.
2. Solid state physics.
3. Physics of low temperatures.
4. Physics of magnetic phenomena.
5. Optics and spectroscopy.
6. General issues of physics and among them: methodology and history of physics, mathematical methods of physical research, methods of teaching physics in high school, technique and methods of physical experiment, etc.

REQUIREMENTS FOR ARTICLE MANUSCRIPTS

The total volume of the manuscript should be no more than 15 pages.

The manuscript of the article consists of a title page, which contains title of the article, initials, surnames, ORCID, authors, postal address of the institution where the work was performed, classification indices according to PACS and UDC systems, e-mail address of one of the authors; abstracts with keywords in Ukrainian and English (the abstract in the language of the article is placed on the title page, the abstract together with the title of the article, initials and surnames of the authors, postal address of the institution and keywords in the second language - at the end of the manuscript); the main text of the article, which should be structured; a list of references with links to DOI, if assigned; captions under figures; tables; figures: graphs, photographs.

Conclusions should not repeat the abstract. The abstract should be at least 1800 characters long. It should reflect the problem statement, research methods, main scientific results and conclusions.

In Ukrainian-language articles, captions for figures and tables are duplicated in English. If the text contains Cyrillic or non-English-language citations, a list of references and a REFERENCES section are provided. In their absence – only the REFERENCES section.

When citing Cyrillic or non-English-language references in REFERENCES, the author's (official) English version of the title of the work and the names of the authors should be given. If it is not available, an English translation (commonly used in the literature, if any) is given. At the end of the reference, the language of the original source from which the translation was made should be indicated – for example, (In Ukrainian).

REQUIREMENTS FOR THE ELECTRONIC VERSION OF THE MANUSCRIPT

The text of the manuscript should be typed in MicrosoftWord format, starting from version 2013 in *.docx format.

The sheet size is A4. Margins: left and right – 2 cm, top – 2.5 cm, bottom – 3 cm. Fonts: Times New Roman (Cyr) and Arial, line spacing: 1.1.

The title and subheadings of the article are typed in capital letters, no period at the end of the title.

The title of the article, authors, organization, and abstract are placed in one column. The main text of the article is arranged in two columns, column width – 8.25 cm, distance between columns – 0.5 cm. It is allowed to arrange the text in one column if the article contains large figures, tables and many large formulas.

Figures and photographs should be scanned with a sufficiently high resolution (300 DPI – 600 DPI) and inserted into the text of the article. Numbers and labels in figures and photographs should be indicated in the language of the main text of the article and should be readable. All physical quantities are given in SI units and in the language of the main text of the article. Letter designations of physical quantities are given in italics.

To write formulas and equations, use the built-in equation editor.

The material of the article is arranged in the following order:

The number of the conditional decimal classification (UDC) and (PACS): font size 10 pt, normal font, no indentation, left margin.

Title of the article: Arial font, size 14 pt, bold, no indentation, centered.

Authors (initials, surnames): Arial font, size 13 pt, normal font, no indents, centered.

Names of organizations (full name of the organization, city, country, e-mail address Times New Roman (Cyr) font, size 9 pt, italicized, no indents, centered.

Abstract (in the language of the main text of the article): Times New Roman (Cyr) font, size 9 pt, normal font, indentation of the first line of the paragraph 0.75 cm, centered.

Keywords: Times New Roman (Cyr) font, size 9 pt, italicized typeface, paragraph line indentation 0.75 cm, width arrangement.

Text of the article: Times New Roman (Cyr) font, size 10 pt, normal font, first line indentation 0.75 cm, width. Words should be separated by only one space. A space after a word before punctuation is not allowed. The text is typed using only soft hyphenation (hyphenation combined with the Ctrl key). A hard space (Ctrl+Shift+space) is placed between the value of a quantity and its unit of measurement.

Subheading names: Times New Roman (Cyr) font, size 10 pt, bold, no indentation, centered.

Caption under the figure: Times New Roman (Cyr) font, size 10 pt, normal italics, indentation of the first and subsequent lines of the paragraph 0.75 cm, centered.

Formulas: Times New Roman (Cyr) font, size 10 pt, normal font, width-wise. Numbering of formulas in parentheses on the right edge of the line.

References: Times New Roman (Cyr) font, size 9 pt, normal font, no indents, width. References to unpublished materials are not allowed. References are given in the original language.

EXAMPLE OF THE REFERENCES

1. I.P. Pinkevich, V.Y. Sugakov. Theory of solids, PPC "Kiev University", K. (2006), 333 p. (In Ukrainian).
2. M.V. Gnatenko. Ukr. J. Phys., 60, 5, 390 (2015). (In Ukrainian). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
3. K. Janakiraman, S. Swamiappan. Materials Letters, 357, 135731 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
4. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
5. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>

MATERIALS PROVIDED TO THE EDITOR

1. Two printed copies of the manuscript signed by authors.
2. Electronic version of the manuscript and contact information for communication with authors sent to physics.journal@karazin.ua.
3. A referral from the institution where the work was performed and expert acts in two copies; the name, full name and patronymic of the author; telephone numbers, E-mail, with indication of the author of the manuscript responsible for communicating with the journal.

The materials of the manuscript should be sent to the following address: Editorial of Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University, Series "Physics", V. N. Karazin Kharkiv National University, Faculty of Physics, 4 Svobody Square, Kharkiv.

Наукове видання

Вісник Харківського національного університету

імені В. Н. Каразіна

Серія “Фізика”

випуск 41'2024

Збірник наукових праць

Українською та англійською мовами

Комп'ютерне верстання Р. В. Шурінов

Підписано до друку 25.11.2024. Формат 60х84 1/8.

Папір офсетний. Друк цифровий.

Ум. друк. арк. 5,64. Обл.-вид. арк. 7,05.

Наклад 100 пр. Зам. № 57/24

Надруковано: ХНУ імені В. Н. Каразіна

61022, Харків, майдан Свободи, 4.

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09