Uzbek Journal of Physics
Volume 20 2018 Number 3

СОДЕРЖАНИЕ

Ш.А. ЭГАМБЕРДИЕВ, А.С. ХОДЖАЕВ, ГАНГ ЖАО, ЖОУ ФАН, ХЯОЖУН ЖАНГ, О. БУРХАНОВ, ВЕУ ВАНГ, Ю.-КВИН ЧЕН, Ю.-ЖУАН ЛИ, ЖИНГ-КУН ЖАО, ЖИ ЖЕНГ, КЕ-ФЕНГ ТАН, ВЕЙ ХИ, ХАЙ-НИНГ ЛИ, ЙИ-ХАН СОНГ, ЖАНГ-ФЕНГ ВАНГ, ХЯО-МИНГ ЖАНГ, ЛЯНГ ГЕ, ХЯН-КУН ЗЕНГ, ЖИ-ГАНГ ХОУ, ЖИН-ХУ ВАНГ, ЛУ МА, АЛИ ЕСАМДИН, ЖИНЖОНГ ЛЮ, РИЧАРД ГРИН, ГУО-МИН ВАНГ, ЖИ-ЙОНГ ЖАНГ, ЖИН ХУ, ЛЯНГ ЧЕН, Д. МИРЗАКУЛОВ, Р. КАРИМОВ, К. ЮЛДАШЕВ. Усовершенствованный 1-метровый телескоп и научные проекты …… 137

Р.Я. РАСУЛОВ, В.Р. РАСУЛОВ, И. ЭШБОЛТАЕВ, Н.С. МАМАДАЛИЕВ. Поглощение линейно поляризованного излучения в размерно-квантованной яме …… 147

С.З. ЗАЙНАБИДИНОВ, Н.А. ТУРГУНОВ. Влияние термической обработки на электрофизические свойства кремния, легированного никелем …… 153

Б.М. АБДУРАХМАНОВ, М.Х. АШУРОВ, Х.Б. АШУРОВ, М.У. КАЛАНОВ, Ш.К. КУЧКАНОВ, Б.Р. КУТЛИМУРОТОВ, С.Е. МАКСИМОВ, С.Ж. НИМАТОВ. Некоторые характеристики кремниевых плёночных структур, полученных вакуумным осаждением …….. 158

А.С. РЫСБАЕВ, М.Т. НОРМУРОДОВ, И.Р. БЕКПУЛАТОВ, А.М. РАХИМОВ, Б.Д. ИГАМОВ. О поверхностных структурных превращениях, наблюдаемых в Si(111) и Si(100) в процессе формирования силицидных пленок …… 165

Г. АБДУРАХМАНОВ, Г.С. ВАХИДОВА, С.А. МАМАТКУЛОВА. Некоторые физические аспекты преобразования солнечной энергии …….. 173

Ш.П. ГОФУРОВ, О.Б. ИСМАИЛОВА, А.М. КОХХАРОВ, С.А. БАХРАМОВ, У.К. МАХМАНОВ. Временная зависимость образования гетеромолекулярных структур в водных растворах некоторых органических растворителей …… 184

В.Н. АРУСТАМОВ, Х.Б. АШУРОВ, И.Х. ХУДАЙКУЛОВ, Б.Р. КАХРАМОНОВ. К вопросу о генерации плазменного потока вакуумным дуговым разрядом и осаждения покрытий …… 192

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Ш.Д. ПАЙЗИЕВ, С.А. БАХРАМОВ, Х. МАХМУДОВ, А.ФАЙЗИЕВ. Высокоэффективный Nd:Cr:GSGG лазер с поперечной накачкой солнечным излучением …… 197

У.Ю. ЮЛДАШЕВ, С.А. САТТАРОВ, Н.А. ТАЙЛАНОВ, М.Х. САМАДОВ. Расчет энергетических параметров автономной солнечной электростанции в Арнасайском районе …….. 200

Uzbek Journal of Physics

Volume 20 2018 Number 3

CONTENTS

SH.A. EHGAMBERDIEV, A.S. HOJAEV, GANG ZHAO, ZHOU FAN, XIAOJUN JIANG, O. BURKHANOV, WEI WANG, YU-QIN CHEN, YU-JUAN LIU, JING-KUN ZHAO, JIE ZHENG, KE-FENG TAN, WEI HE, HAI-NING LI, YI-HAN SONG, JIANG-FENG WANG, XIAO-MING ZHANG, LIANG GE, XIAN-QUN ZENG, ZHI-GANG HOU, JIN-HU WANG, LU MA, ALI ESAMDIN, JINZHONG LIU, RICHARD GREEN, GUO-MIN WANG, ZHI-YONG ZHANG, JIN XU, LIANG CHEN, D. MIRZAKULOV, R. KARIMOV, Q. YULDOSHEV. Upgraded 1 meter telescope and science projects …….. 137

R.YA. RASULOV, V.R. RASULOV, I. ESHBOLTAEV, N.S. MAMADALIEV. Absorption of linearly polarized radiation in dimension-quantized well …… 147

S.Z. ZAYNABIDINOV, N.A. TURGUNOV. Influence of thermal treatment on electrophysical properties of silicon doped by nickel …….. 153

B.M. ABDURAKHMANOV, M.KH. ASHUROV, KH.B. ASHUROV, M.U. KALANOV, SH.K. KUCHKANOV, B.R. KUTLIMUROTOV, S.E. MAKSIMOV, S.ZH. NIMATOV. Some characteristics of silicon film structures received by vacuum precipitation ……. 158

A.S. RYSBAEV, M.T. NORMURODOV, I.R. BEKPULATOV, A.M. RAKHIMOV, B.D. IGAMOV. On surface structural transformations of Si(111) and Si(100) during formation of silicide films …… 165

G. ABDURAKHMANOV, G.S. VAKHIDOVA, S.A. MAMATKULOVA. Some physical problems of conversion of solar radiation energy …… 173

SH.P. GOFUROV, O.B. ISMAILOVA, A.M. KOKHKHAROV, S.A. BAKHRAMOV, U.K. MAKHMANOV. Time dependence of forming the heteromolecular structures in aqueous solutions of some organic solvent …..... 184

V.N. ARUSTAMOV, KH.B. ASHUROV, I.KH. KHUDAIKULOV, B.R. KAKHRAMONOV. On generation of a plasma flux by a vacuum-arc discharge and precipitation of cavering …..... 192

LETTERS TO EDITOR

SH. PAYZIYEV, S. BAKHRAMOV, KH. MAKHMUDOV, A. FAYZIEV. Highly efficient Nd:Cr:GSGG laser with side-pumping by solar radiation …… 197

Y.U. YULDASHEV, S.A. SATTAROV, N.A. TAILANOV, M.X. SAMADOV. Calculation of energetic parameters of the independent solar power station in Arnasay region …….. 200

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№3) 2018 PP.137-146

UPGRADED 1 METER TELESCOPE AND SCIENCE PROJECTS

Shuhrat A. Ehgamberdiev[1], Alisher S. Hojaev[1], Gang Zhao[2,3] , Zhou Fan[2], Xiaojun Jiang[2,3], O. Burkhanov[1], Wei Wang[2,7], Yu-Qin Chen[2,3], Yu-Juan Liu[2], Jing-Kun Zhao[2], Jie Zheng[2,3], Ke-Feng Tan[2], Wei He[2,3], Hai-Ning Li[2], Yi-Han Song[2], Jiang-Feng Wang[2], Xiao-Ming Zhang[2], Liang Ge[2], Xian-Qun Zeng[2], Zhi-Gang Hou[2], Jin-Hu Wang[2], Lu Ma[4], Ali Esamdin[4], Jinzhong Liu[4] , Richard Green[5], Guo-Min Wang[6], Zhi-Yong Zhang[6], Jin Xu[6], Liang Chen[6], D. Mirzakulov[1], R. Karimov[1], Q. Yuldoshev[1]

[1]Ulughbeg Astronomical Institute, Uzbek Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan
[2]National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, China
[3]School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, China
[4]Xinjiang Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, China
[5]Steward Observatory, University of Arizona, USA
[6]Nanjing Institute of Astronomical Optics & Technology, Chinese Academy of Sciences, China
[7]Chinese Academy of Sciences South America Center for Astronomy, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, China
(Received 18.05.2018)

Мақолада ЎзР ФА Астрономия институти Майданак обсерваториясининг 1 м телескопи ва асбоб-ускуналарининг ҳозирги ҳолати, шунингдек обсерваторияда бажарилаётган илмий лойиҳаларнинг тавсифи келтирилган. Обсерваториянинг 1 м Карл Цейсс (Германия) телескопи реконструкция қилинди. Телескопнинг барча тизимлари замонавий андозалар асосида тўлиқ модернизация қилинди ва модернизациянинг асосий натижалари ушбу мақолада ёритилди. Модернизация бўйича ишлар, шунингдек мазкур лойиҳа бўйича бажарилган илмий тадқиқотлар ЎзР ФА Астрономия институти билан ХХР фанлар академияси Миллий астрономик обсерваторияси ҳамкорлигида ушбу ташкилотлар ўртасидаги битим доирасида амалга оширилган. Телескопнинг кўриш майдони кенгайтирилди ва янги ЗАҚ камераси ўрнатилди. Кузатишларни такомиллаштириш учун телескоп билан боғланган кузатув жараёнини мониторинг қилиш тизими ва фотогальваник станция каби қўшимча асбоб-ускуналар яратилди. Телескоп ва янги камера 1 м телескопнинг илмий лойиҳаси учун текширилади ва фойдаланилади. Ҳамкорлик тўғрисидаги битимга мувофиқ, махсус фотометрик тизимдаги (юлдузларнинг кимёвий таркиби ва Галактика эволюцияси (SAGE) шимолий осмоннинг тўлиқ обзори бўйича кенг қамровли илмий лойиҳа модернизация қилинган 1 м телескоп ёрдамида бажарилади. Лойиҳанинг асосий мақсади шундан иборатки, 500 миллиондан ортиқ FGK юлдузларнинг атмосферасини параметрлари ўлчанади. GRB, SNe ва ўзгарувчан юлдузлар каби тайм-домейн тадқиқотлар ҳам қўшимча лойиҳалар сифатида бажарилади.

В статье представлены современное состояние 1 м телескопа Майданакской обсерватории Астрономического института АН РУз, связанных с ним инструментов и оборудования, а также выполняемые на нём научные проекты. Проведена реконструкция 1 м телескопа Карла Цейсса (Германия). Все системы телескопа полностью модернизированы на основе современных стандартов, и основные результаты модернизации описаны в статье. Все работы по модернизации и научные исследования по этому проекту выполнены в тесном сотрудничестве АИ АН РУз с Национальными астрономическими обсерваториями АН КНР в рамках соглашения по сотрудничеству. Поле зрения телескопа увеличено и установлена новая ПЗС-камера. Для поддержки наблюдений создано дополнительное оборудование, связанное с телескопом, такое как система мониторинга процесса наблюдения и фотогальваническая станция. Телескоп и новая камера будут проверяться и использоваться для научных проектов 1 м телескопа. Согласно

соглашению о сотрудничестве, крупномасштабный научный проект по полному обзору северного неба в специальной фотометрической системе – обзор по звездному химсоставу и галактической эволюции (SAGE), будет выполнен с модернизированным 1 м телескопом. Главная цель проекта состоит в том, чтобы измерить параметры звездных атмосфер для более 500 миллионов FGK звезд. Тайм-домейн исследования, а именно GRB, поиск SNe, переменные звезды, будут выполнены в качестве дополнительных проектов.

The article presents the latest status of the Maidanak 1 m telescope, instruments and the related facilities of the Observatory as well as the science projects. The renovation of the 1 m telescope of Carl Zeiss (Germany) at the Maidanak observatory of the Ulug Bek Astronomical Institute (UBAI) AS of Uzbekistan has been made. All systems of the telescope were completely modernized based on modern standards, the main results of modernization are also described. All modernization works, as well as scientific research on this project are carried out in close cooperation of UBAI with the National Astronomical Observatories of the Academy of Sciences of the PRC in framework of the Agreement on cooperation between these organizations. The FOV has been enlarged and new CCD camera is mounted. The related facilities, like the observing circumstance monitoring system and the photovoltaic station, are also built for the observing support. The telescope and new camera will be tested and used for the science projects of the 1 m telescope. According to the collaboration agreement, a large-scale scientific project on a full survey of the northern sky in special photometric system - Stellar Abundance and Galactic Evolution (SAGE) survey will be carried out with the upgraded 1 m telescope. The main goal of the project is to measure the stellar atmospheric parameters for more than 500 million FGK stars. As other projects, the time domain science, like GRB, SNe searching, variable stars, also will be performed.

I. INTRODUCTION

Multi-band all-sky surveys, especially in intermediate and narrow band systems, are among worthwhile projects of observational astronomy and astrophysics. A few years ago, such a survey has been started by the National Astronomical Observatories of the Chinese Academy of Sciences (NAOC) in the special photometric system similar to the Strömgren-Crawford, SDSS, DDO systems. The idea to involve Zeiss-1000 telescope of Maidanak Observatory of Astronomical Institute named after Ulugh Beg of Uzbek Academy of Sciences (UBAI) was arisen in the frame of the Agreement between the People's Republic of China and the Republic of Uzbekistan on "Development of cooperation in fundamental and applied research in astronomy between the Academies of Sciences of the two countries".

The Maidanak Observatory is a unique scientific astronomical observatory in terms of its geographical location and astro-climatic indicators, which were explored during more than forty years. The observatory, with over 2000 clear night hours per year and excellent stability and quality of the resulting images of stars with an average of about 0.7 seconds of arc (the last measurements were summarized in [1]), can confidently compete with the observatories of ESO in Chile and with observatories in the Hawaiian and Canary Islands.

The second telescope of the observatory by main mirror diameter is 1 m Zeiss-1000 telescope observations on which started in 1981. Its location within area of the observatory is shown in Fig. 1. In summer and autumn (June–November) the stellar photometry, mainly in the medium-band Vilnius photometric system, was conducted and in the winter some spectroscopy and radial velocity measurements were made (see, e.g., [2-5]). Some photometric observations of close binary stars, especially the contact ones and binaries in star forming regions were made in UBVRI system. Moreover, during the impact of S-L/9 comet with Jupiter in 1994 the speckle-imaging observations were carried out as well [6].

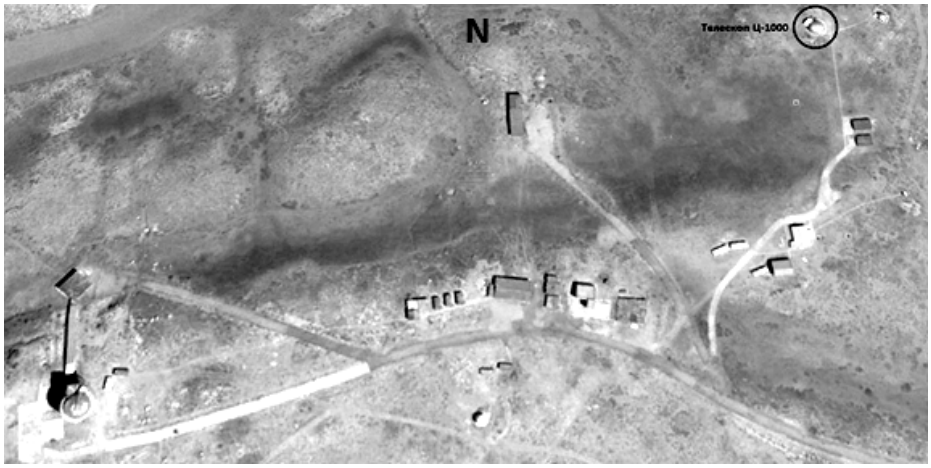


Fig. 1. Aerial view of the Maidanak Observatory: the Zeiss-1000 telescope is in black circle at the N-E part (top right).

Naturally, the telescope electronics, mechanics, optics, dome became old and outdated during this time thus making observing inefficient. In 2001-2005 the first renovation of Zeiss-1000 telescope was made funded by Taiwan-Baltic collaboration [7-9], however it has been able to cover only the computer control system and synchronizing the dome. The project of full large-scale renovation of the telescope has been realized recently jointly by NAOC and UBAI in the frame of aforesaid agreement.

II. LARGE-SCALE RENOVATION OF 1 METER ZEISS TELESCOPE

Works on the total modernization of the Zeiss-1000 telescope and the launch of the photovoltaic station (PVS) were carried out in cooperation with the National Astronomical Observatories of the Chinese Academy of Sciences (NAOC). This cooperation is carried out within the framework of the Strategic Partnership Development Program between the Republic of Uzbekistan and the People's Republic of China, which stipulates "Development of cooperation in fundamental and applied research in astronomy between the Academies of Sciences of the two countries".

II.1. Major Overhaul and Modernization of Mechanics and Electronics of Zeiss-1000 Telescope

The large-scale modernization was carried out on all parts of the telescope ansamble, including its optics, mechanics, control system, dome (tower), etc. Because of modernization, obsolete mechanics, electronics and telescope control engines were replaced, and remote telescope control via a personal computer become available. The view of the renovated Zeiss-1000 telescope and its dome is presented in Fig. 2.

It is important to note that remote control of equipment from a PC without the need for a person in the building, makes it possible to significantly reduce energy consumption for heating and ventilation. The lack of heat generation in the telescope building as a result of heating itself, as well as the economical operation of new electronic equipment and engines, leads to a decrease in thermal turbulence and better astronomical images on the telescope.

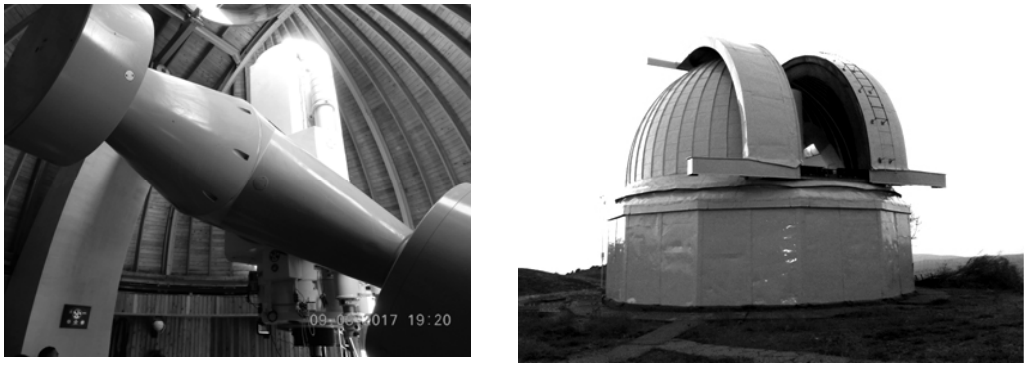


Fig. 2. The common view the Zeiss-1000 telescope (left panel) and the dome (right panel) after the renovation completed.

The astronomical optical telescope usually includes three main components that require certain energy consumption. The first is the telescope itself with two-axis rotation motors, an hourly drive engine and an electronic control unit. The second is the telescope tower with the dome rotation motor, the valve opening engine, the dome ventilation motors and the heated observer room. The third is a telescope attachment with control electronics such as a CCD camera, a spectrograph and computers for obtaining observational data.

The astronomical optical telescopes of the Maidanak Observatory being as equipment which is balanced and mobile in two axes, theoretically require minimal power for their movement, and have a great potential for energy-efficient modernization with the possibility of autonomous minimum energy consumption. With a good balance of the telescope, the main energy is spent on overcoming the inertia of the mass, for moving the mount and pointing the telescope tube to a certain area of the sky. We should also note that the power consumption and power of the engines of telescopes designed in 1970-1980 was determined by the level of technology at that time and technical requirements for high speed with acceptable accuracy of guidance (for observations of rapidly moving celestial bodies, comets, artificial satellites, etc.). For example, 1.5 m AZT-22 telescope and 1.0 m Zeiss-1000 telescope are belonging to such energy-intensive telescopes.

If the telescope is using for scientific observations in a calm mode according to predetermined programs and the targeted objects are stable on the celestial sphere, with a total number of 15–25 objects per night, then there is possible to significantly reduce of the telescope energy consumption by replacing obsolete engines with more economical, servo-motors with digital control.

Such a modernization also has a great potential for further remote control of the telescope at a remote distance without the direct observation of the observer under the telescope dome or in the observer's room near the telescope tower and, thus, not creating local heating deteriorating the quality of observations. So, for example, for the Zeiss-1000 telescope for only one axis of Right Ascension, the manufacturer installed 4 different engines with a complex system of mechanics and gearboxes, which are now replaced by a modern digital servo drive.

The very nature of obtaining high-quality and stable images from optical telescopes requires a minimum, or zero, heat generation created and accumulated by the telescope, dome, equipment and observer, i.e., ideally the whole telescope during the observations

should be "cold", and not differ from the ambient air temperature outside the dome thereby not creating thermal turbulence for the deteriorating images of the observing stars. Since the Maidanak Observatory has good astro-climatic parameters with minimal turbulence of the atmosphere above the observatory, telescopes and equipment should not significantly degrade these stability indicators by generating heat pullutions and turbulence from engines, equipment and the observer's room, as well as heating the dome in the daytime.

Let us consider the main possibilities of energy efficient modernization of astronomical telescopes given in continuous numbering mode. For the telescope mechanics they are following:

– replacement of old and installation of new more economical engines on the axes of Right Ascension (α axis) and Declination (δ axis) of the telescope with external control electronics to provide only the medium and low telescope guidance speed with speed values in range of 5–15° per minute. The possible reduction of energy consumption might reach up to 70–80%.

– replacement of the telescope hour angle movement engine for an engine with a lower operating voltage or the use of a newly installed direct-axis motor for this purpose in the case of its smooth running sufficient for celestial body guidance with the possible reduction in energy consumption by 5–10%.

For the tower and dome of the telescope they are following:

– replacement of engines for the dome rotation and opening of dome flaps to low-power engines with additional gears. The possible reduction in energy consumption is estimated of 40–50%.

– the paint coating of the tower and dome outer area using an atmosphere-resistant, ultra-white color with maximum reflection of solar thermal radiation to reduce energy for conditioning and cooling the dome inner space leading to the possible reduction in energy consumption by 40–50%.

For the observer room and telescope control they are following:

– the isolation of observer's room with heating systems and locate it apart of the dome inner space and providing the remote control of several telescopes simultaneously from one room. The possible reduction in energy consumption estimated up to 50–80%.

– the ensuring of the telescope operation in an autonomous, robotic mode without human intervention. We estimate a possible reduction in energy consumption by 80–90%.

– the effective observation planning with sequential observation of closely located objects of various observing programs could lead to the possible reduction of energy consumption by 10–20%.

We note once more that the main advantage for carrying out astronomical observations in the Maidanak Observatory is the high quality of the obtained images at seeing < 1.0 seconds of arc, which makes it possible to compete with the leading foreign optical observatories worlwide. Therefore, for this purpose, the use of additional modern systems for improving of the image stability and creation of conditions for ensuring its high quality should be justified on such telescopes. For these purposes the increase of additional ventilation power and establishment of automatic control of natural and forced ventilation of the dome inner space, as well as the use of digital and optical image stabilization systems such as adaptive optics (AO), autofocusing (AF), auto-hydration system (AG) and others.

In turn, these procedures may lead to an increase in energy consumption up to 10−30% on the contrary to the measures of energy-efficient modernization. But this is quite justifiable, if it is possible to significantly improve the quality of astronomical images obtained at the Maidanak Observatory and increasing the possibility of participating in the leading international monitoring projects.

II.2. Creation and Instalation of Photovoltaic Station

During the installation of the PVS, the engineering and technical work has been carried out to install the photovoltaic panels of YEG-72 CELL model from the manufacturer YINGLISOLAR (China), the electronic transformation and control system as well as the bank of 6-GFMJ-200 type (12 V, 200 Ah) helium batteries with the total working capacity of 43 kWh. The entire PVS system was also connected, configured and started in a test mode of 10 kW with solar power supplied by the PVS to the upgraded Zeiss-1000 telescope (Fig. 3).

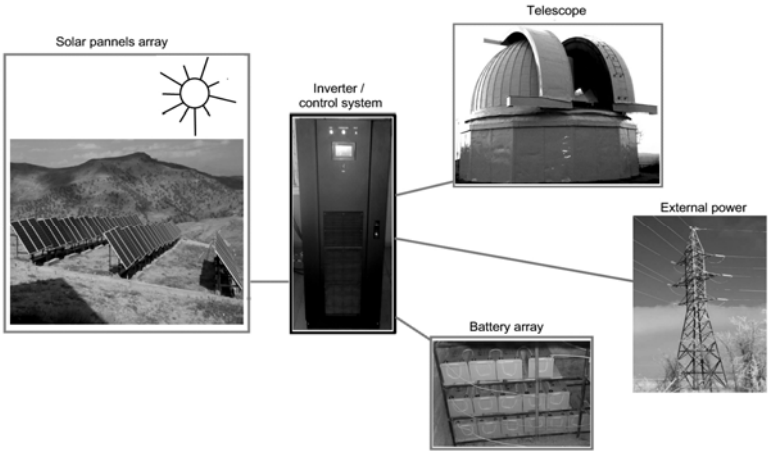


Fig. 3. Scheme for connecting of the PVS at the Maidanak Observatory.

The central connection node is the intelligent control unit of the inverter-controller ETS-30KVA, which performs the function of controlling the charge of batteries and monitoring the point of maximum power on the current-voltage characteristics of the solar cells. The array of solar panels, energy accumulators, the Zeiss-1000 telescope and an external power network are connected to the inverter-controller ETS-30KVA.

The array of solar panels has been installed taking into account the meteorological features of the Maidanak Observatory. In particular, this refers to the reserves of strength of construction against the wind loads. To fix groups of solar panels (3 pieces each), a special design was developed with elements to counteract bending and twisting of solar panels. To increase the resistance to tipping forces that occur during strong gusts of the wind, the mass of the frame structures of the array of solar panels has been increased by pouring reinforced concrete elements at the points of penetration of the frames into the ground. Before pouring concrete, the frames were rigidly connected to each other and between the rows by corners of the size 75 mm.

To exclude the loads arising in the process of thermal expansion, as well as the expansion of the water interlayer during freezing, a special method of solar panels fixing has been applied.

This PVS at the Maidanak Observatory was launched on September 22, 2016 and continues to operate in a test mode with a small, permanently connected electrical load in the form of the ETS-30KVA inverter controller itself and 36 helium batteries used in the charging mode, as well as the periodically activated Zeiss-1000 telescope for debugging and testing purposes.

The daily outcome from the PVS is given in Fig. 4. As the analysis of the data of daily electricity production shows, in the winter season, the days both with maximum solar insolation and with a complete absence of receipt on the solar radiation panel are possible. The periods of time with maximum insolation, on some winter days, can be explained by the maximum cleanness of the sky from dust, aerosols and negative temperature with freezing and precipitation of all water from the atmosphere above the Maidanak Observatory. The dates with absence and minimum of insolation could be explained by heavy snowfall in previous dates and the accumulation of a dense layer of snow on photovoltaic panels, as well as by absolute windlessness these days and continuing precipitation.

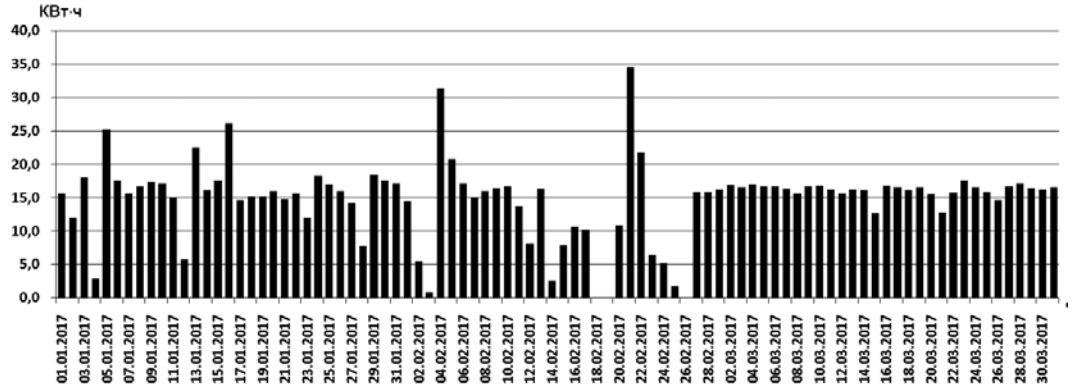


Fig. 4. The graph of daily electricity production of Maidanak PVS from January to March 2017, which also reflects the weather conditions and incoming radiation from the Sun during these periods at the Maidanak Observatory.

The winds in the winter months at the Maidanak Observatory do not allow for the accumulation of loose and crumbly snow on the planes of photovoltaic panels, although they can lead to sweeping snow volumes behind the solar panels.

PVS at the Maidanak Observatory is continuing its uninterrupted work from September 22, 2016 in the test mode. The total PVS generated electrical energy until May 31, 2017 was 3692 kWh. Thus, the creation of an alternative PVS energy source at the Maidanak Observatory will allow for continuous and stable observations on astronomical telescopes and will also serve as a long-term operational capacity for expensive astronomical equipment.

III. THE SCIENCES AND PROJECTS

The SAGE (Stellar Abundance and Galactic Evolution) survey (PI: Gang Zhao, http://sage.bao.ac.cn/~sagesurvey/), adopts a new photometric system (the SAGE system, u_{SC} /v_{SAGE} /g/r/i/$H\alpha_n$/$H\alpha_w$/DDO51 bands, defined by the SAGE team), it is extremely powerful and sensitive to stellar atmosphere parameters ($T_{\rm eff}$, log g, and z) of FGK types

of stars. The SAGE photometric system is the combination of the advantages of Stromgren-Crawford u_{SC} (sensitive to the log g), a self-defined $v_{\rm SAGE}$ (covering the CaII H&K lines, which is a good indicator of metallicity), gri bands (sensitive to T_{eff}), $H\alpha_n/H\alpha_w$ (for constraining the interstellar extinction) and DDO51 (which is helpful to separate the dwarf and giant stars) [10-13]. The filter parameters of the SAGE system or the central wavelengths and bandwidths of the system are given in Table (for details see Fan et al. 2018 [14], Zheng et al. 2018 [15]).

Table. The filter parameters of the SAGE photometric system, where u_{SC} is the Strömgren-Crawford (SC) system defined; $v_{\rm SAGE}$/ $H\alpha_n$/ $H\alpha_w$ are our own design; gri is from the SDSS system, and the definition of DDO51 is the DDO system.

Band	u_{SC}	$v_{\rm SAGE}$	g	r	i	$H\alpha_n$	$H\alpha_w$	DDO51
Central wavelength, Å	3425	3950	4686	6166	7480	6563	6563	5130
Band width, Å	300	290	776	687	766	29	136	154

The SAGE survey area is as shown in Fig. 5, and the declination is from Dec=− 5 deg to +90 deg and the Galactic latitude $|b|$ > 10 deg, avoiding the Galactic plane, and the total area is ~12000 square degrees.

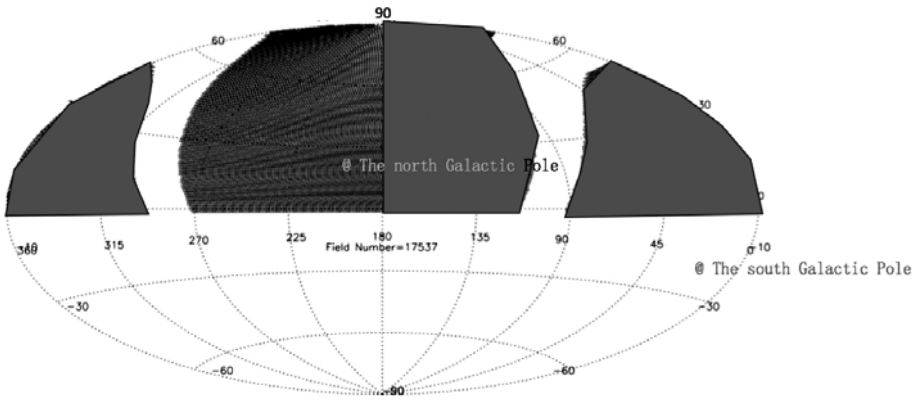


Fig. 5. The SAGE sky survey area. The declination is from Dec= − 5 degree to +90 degree, with $|b|$ > 10 degree and the total survey area is ~12000 square degrees.

Since the SAGE survey focuses on the FGK late type stars, the limiting magnitudes of the system are matched for all bands. Therefore, we require u_{SC} and $v_{\rm SAGE}$ reach $17^{\rm th}$ mag, and gri band reach $15^{\rm th}$ mag, with the signal-to-noise ratio of 50–100 sigma (corresponds to photometric errors of 0.01–0.02 mag), which can meet our requirements of study on stellar parameters.

All the observations, flux calibrations, astrometry and obtain a homogenous 8-band photometry will be carried out in 3–4 years. For the $u_{SC}/v_{\rm SAGE}$ band observations: 90 inches (~2.3 meter) Bok telescope of Steward observatory, University of Arizona for the observations of $u_{SC}/v_{\rm SAGE}$ bands is used. The telescope has a larger field of view (1 deg×1 deg) and equipped with blue-sensitive CCD mosaic (four 4k×4k CCD array). For the SDSS's gri-band observations: the 1-meter wide-filed-of-field telescope of Xinjiang Observatory of CAS, is located at the Nanshan observatory, with a large field of

view (1.5 deg×1.5 deg) and equipped with a whole set of SDSS filters. For $H\alpha_w/H\alpha_n$/DDO51 observations: 1 m Zeiss-1000 telescope of Maidanak Astrophysical Observatory (MAO) will be used for the observations in $H\alpha_w/H\alpha_n$/DDO51 bands. In 2014, Ulugh Beg Astronomical Institute (UBAI) of Uzbekistan, National Astronomical Observatories, CAS (NAOC) of China, have signed an agreement on cooperation for the MAO 1 m Zeiss-1000 telescope renovation work. The upgraded telescope will have an enlarged field of view 32.9'×32.9', with the focal reducer. Due to the agreement, the NAOC will obtain 70% of the observation time on the upgraded telescope in the first 5 years. The site has an excellent transparency and seeing condition (for 80% of time, seeing <0.8"), is preferable for the survey

The main scientific directions and research tasks which should be considered and solved during the SAGE project realisation could be expressed as following items.

1. Determination of the foreground extinction, the evolutionary stage, and the stellar atmosphere parameters (T_{eff}, [Fe/H], log g) of all stars in the field of our survey area. The high accuracy for stellar atmosphere parameters of 1 million stars and an average accuracy (moderate and low precision) of 500 million stars are expected.

2. Distribution of the metallicity index [Fe/H] for the Milky Way Galaxy. The distribution of the metallicity index for the Galaxy will be obtained in the study of thick disk and in a vertical direction, which can provide the key to understanding the formation and evolution of the Milky Way Galaxy.

3. Search for stars extremely depleted in metals (stars with extremaly poor with metal content or “extremely metal-poor stars”). Having a color band sensitive to the metallicity index [Fe/H], we will be able to detect candidates for extremely metal-poor stars on a two-color diagram.

4. Search for and study of exoplanets: since the Maidanak Observatory has the excellent conditions for observations, such as good image quality (seeing) and high transparency of the atmosphere above, we will be able to perform high-precision photometry of these objects and obtain their parameters.

5. Investigation of variable stars (young stars, eclipsing binary stars or binaries as well as close, contact and detached binary stars): discovery of new ones and research of them and known variables in the field of the SAGE survey.

The time-domain astronomy studies, such as GRB follow-up observations, search for SNe, time-series for variable stars and so forth, are among perspective scientific tasks for the 1 m telescope.

In order to understand the chemical evolution and formation of the Galaxy we intend to measure and carefully study the metallicity distribution and age-metallicity relationship. Another important aim of the project is to discover and classify blue stars in the solar vicinity, including WDs, sdBs and HBs, which were not optimized in the blue in the previous surveys. The search and comprehensive study of metal-poor and, especially, the extremely metal-poor stars would give us a clue to understand the physics of such unique stars and clarify the situation with star-formation at the early stage, nucleosynthesis and stellar evolution in such special cases.

IV. CONCLUSION

The 1 m telescope of Carl Zeiss (Germany) at the Maidanak Observatory of the Ulugh Beg Astronomical Institute of the Academy of Sciences of Uzbekistan including all systems of the telescope have been completely renovated and upgraded based on the

modern standards the main results of which were described in this article. All modernization works, as well as scientific research on this project are carried out in close cooperation of the Ulugh Beg Astronomical Institute of the Academy of Sciences of Uzbekistan with the National Astronomical Observatories of the Academy of Sciences of the PRC within the framework of the Agreement on cooperation between these organizations. According to the NAOC-UBAI collaboration agreement, a large-scale scientific project on a full survey of the northern sky photometric system − Stellar Abundance and Galactic Evolution (SAGE) survey will be carried out with the upgraded 1 m telescope and the main goal is to measure the stellar atmospheric parameters (T_{eff}, log g, and [Fe/H]) of FGK types for more than 500 million stars using 70% of the observation time in the first five years. In addition, the interstellar extinction also will be measured. As for other scientific projects, such as the time domain science, the GRB observations, SNe searching, variable stars investigations and so on will also be performed.

V. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are very grateful to Governments of People Republic of China and Republic of Uzbekistan for great support of the project and providing possibilities for full scale renovation of the Zeiss-1000 telescope atop of the Maidanak. The uzbek team also thanks the Agency for Science and Technology of the Republic of Uzbekistan for supporting the project within the research grant BA-ФA-Ф-2-006.

REFERENCES

1. S.A. Ehgamberdiev, A.K. Baijumanov, S.P. Ilyasov, M. Sarazin, Y.A. Tillayev, A.A. Tokovinin, A. Ziad, Astronomy and Astrophysics Supplement **145**, 293 (2000).
2. A. Kazlauskas, V. Jasevicius, Vilnius Astronomijos Observatorijos Biuletenis **75**, 18 (1986).
3. E.G. Meiˇstas, Baltic Astronomy **2**, 479 (1993).
4. A. Bartkevičius, J. Sperauskas, Baltic Astronomy **3**, No.1/2, 49 (1994).
5. V.N. Dudinov, V.G. Vakulik, A.P. Zheleznyak, V.V. Konichek, V.S. Tsvetkova, A.S. Hodzhayev, ESO Conference and Workshop Proceedings **52**, 323 (1995).
6. A.S. Hojaev, W.P. Chen, H.T. Lee, W.H. Yeh, Proceedings of the IAU 8-th Asian-Pacific Regional Meeting **II**, Astronomical Society of Japan, p.143 (2002).
7. A.S. Hojaev, W.P. Chen, H.T. Lee, Astronomical and Astrophysical Transactions **22**, No.4-5, 799 (2003).
8. A.S. Hojaev, Journal of Astrophysics and Astronomy **26**, No.2-3, 311 (2005).
9. B. Strömgren, Vistas in Astronomy **2**, 1336 (1956).
10. D.L. Crawford, Astrophysical Journal **128**, 185 (1958).
11. B. Strömgren, Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society **4**, 8 (1963).
12. C. Liu, C.A.L. Bailer-Jones, R. Sordo, et al., Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **426**, 2463 (2012).
13. Z. Fan, G. Zhao, W. Wang, et al., Progress in Astronomy. Accepted (2018).
14. J. Zheng, G. Zhao, W. Wang, et al., Astronomical Research & Technology. Accepted (2018).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№3) 2018 PP.147-152

ПОГЛОЩЕНИЕ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАЗМЕРНО КВАНТОВАННОЙ ЯМЕ

Р.Я. Расулов, В.Р. Расулов, И. Эшболтаев, Н.С. Мамадалиев

Ферганский государственный университет, Фергана, Узбекистан
r_rasulov51@mail.ru
(Получена 06.03.2018)

Оғир ва енгил кавакларнинг одатдаги ҳамда уларнинг ўлчамли квантлашган тармоқлариаро оптик ўтишларни эътиборга олган ҳолда яримўтказгичли ўлчамли квантлашган ўрада чизиқли қутбланган ёруғликнинг ютилиши назарий тадқиқ этилган. Чексиз чуқур ўлчамли квантлашган потенциал ўранинг яримўтказгич валент зонасида, ўлчамли квантлашиш ҳисобига ҳосил бўлган тармоқлариаро тўғри оптик ўтишлар билан тавсифланувчи, қутбланган ёруғлик ютилишининг асосий хусусиятлари таҳлил қилинган.

Теоретически исследованно поглощение линейно поляризованного излучения в полупроводниковой размерно-квантованной яме, связанное как с оптическими переходами между ветвями легких и тяжелых дырок, так и между размерно-квантованными подзонами. Анализированы основные черты поглощения поляризованного света в бесконечно глубокой размерно-квантованной яме, характеризуемые внутризонным поглощением света, связанным с прямыми оптическими переходами дырок между подзонами валентной зоны полупроводника, которые формируются за счет размерного квантования.

The absorption of linearly polarized light in a semiconductor dimension-quantized well related both to optical transitions between branches of light and heavy holes and between dimension-quantized subbands has been theoretically investigated. The main features of the absorption of polarized light in infinitely deep dimensional-quantized well are analyzed, which are characterized by intraband light absorption associated with direct optical transitions of holes between the valence band subbands, which are formed due to the dimensional quantization.

В настоящее время как теоретически, так и экспериментально подробно изучено поглощение света свободными электронами в полупроводниковых размерно-квантованных гетероструктурах электронной проводимости, обусловленное междузонными оптическими переходами между размерно-квантованными подзонами зоны проводимости [1].

Работ, посвященных изучению оптических явлений при оптических переходах между подзонами легких и тяжелых дырок валентной зоны, сравнительно мало (см., н-р, [2-10]). По-видимому, это связано с тем, что энергетический спектр дырок в размерно-квантованных полупроводниках *p*-типа намного сложнее, чем в *n*-типе. Эта сложность связана со смешиванием состояний легких и тяжелых дырок и антипереселением дырочных размерно-квантованных уровней.

В работах [7-10] экспериментально изучено внутризонное поглощение света в структурах с квантовыми ямами, а в [4, 6] теоретически рассмотрено поглощение света в квантовой яме полупроводника *p*-типа, обусловленное участием третьего тела (фононов, примесей и т.п.).

В настоящей работе рассмотрено поглощение линейно поляризованного излучения в полупроводниковой размерно-квантованной яме, связанное как с

оптическими переходами между ветвями легких и тяжелых дырок, так и между размерно-квантованными подзонами. Учтены вклады в поглощения, обусловленные когерентным насыщением дырок в конечном состоянии [11], а также зависимость эффективной массы и энергии Ферми дырок от номера размерного квантования, которые не были учтены в [12, 13].

Чтобы выяснить основные свойства поглощения света, рассмотрим простейший (изотропный) случай бесконечно глубокой симметричной ямы. Учтем, что в квантовой яме появляется дополнительный механизм внутризонного поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами свободных носителей между подзонами, которые формируются за счет размерного квантования. При расчете вклада этих переходов в коэффициент поглощения света в формуле для коэффициента поглощения в объемных кристаллах нужно учесть частичное заполнение состояний.

В дальнейшем считаем, что четыре блоховских состояния тяжелых и легких дырок описываются базисом Латтинжера-Кона [14, 15], умноженным на $\exp(ik_z z)$, и ось z совпадает с направлением [001], т.е. нормальна к поверхности стенки. Нетрудно показать, что расчет коэффициента поглощения света в структуре с квантовыми ямами отличается от расчета для объемного образца заменой объема нормирования V на площадь S, а также переходом от суммирования по трехмерному волновому вектору $\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ к суммированию по двумерному волновому вектору носителей $\vec{k}_\perp = \{k_x, k_y\}$ и по индексам уровней размерного квантования.

Уместно заметить, что поглощение как линейного, так и нелинейного по интенсивности поляризованного излучения в структурах с квантовыми ямами сильно отличается от поглощения света в объемном полупроводнике. В структурах с квантованными ямами поглощение света протекает как в пространстве двумерного волнового вектора $\vec{k}_\perp$ (аналогично в объемном полупроводнике), так и между состояниями размерного квантования. Именно вторая ступень поглощения света видоизменяет правила отбора оптических переходов при нелинейном поглощении света. Таким образом, в квантовой яме появляется дополнительный механизм поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами свободных носителей между состояниями, которые формируются за счет размерного квантования. При расчете вклада этих переходов в коэффициент поглощения света в формуле для коэффициента поглощения света нужно учесть частичное заполнение как двумерных подзон, так и размерно-квантованных состояний.

Известно [2, 3, 11], что в периодических размерно-квантованных структурах, таких как периодически расположенные квантовые ямы или сверхрешетки, коэффициент поглощения света определяется мнимой частью тензора диэлектрической проницаемости, который определяется соотношением:

$$\chi_{\alpha\beta} = \chi_{\alpha\beta}^{(0)} + \frac{4\pi e^2}{\omega^2 aF} \sum_{l\vec{k}_\perp;\nu S,\nu' n' S'} \frac{v^{\alpha}_{\ln' S,l'\nu' S'}(\vec{k}_\perp)\, v^{\beta}_{l\nu' S',l\nu S}(\vec{k}_\perp)\left[f_{l\nu S\vec{k}_\perp} - f_{l'n' S\vec{k}_\perp} \right]}{E_{\ln S\vec{k}_\perp} - E_{\ln' S\vec{k}_\perp} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{nn'}}, \qquad (1)$$

где $\chi_{\alpha\beta}^{(0)}$ – нерезонансный вклад в $\chi_{\alpha\beta}$, слабо зависящий от частоты света ω, F – площадь стенки (xy) и a – длина квантовой ямы, e – заряд электрона, S и S' –-

спиновые индексы дырок, $\vec{v}$ – оператор скорости, $f_{\ln S\vec{k}_\perp}$ – функция распределения, $\Gamma_{nn'}$ – затухание, $l = hh$ – для тяжелых, $l = lh$ – для легких дырок, n – номера подзон размерного квантования.

Тогда для симметричной квантовой ямы выражение для коэффициента однофотонного поглощения света в размерно-квантованной яме шириной d можно написать в виде

$$K^{(1)} = \frac{2\pi\omega}{\mathrm{I}} \sum_{\substack{\vec{k}_\perp; mm'=\pm 3/2, \\ l,l',nn'}} |M^{(1)}_{l'm'n',lmn}|^2 \, \Delta_{l'l} \delta(E_{l'n'\vec{k}_\perp} - \hbar\omega - E_{ln\vec{k}_\perp}), \qquad (2)$$

где $\Delta_{l'l} = \dfrac{f^{(0)}_{\ln\vec{k}_\perp} - f^{(0)}_{l'n'\vec{k}_\perp}}{[1 + 4\hbar^{-2} T_l T_{l'} |M^{(1)}_{l'n'm',lmn}|]^{1/2}}$, $M^{(1)}_{l'n'm',lmn}$ – матричный элемент однофотонного оптического перехода $|l'n'm'\rangle \to |l\, n\, m\rangle$, T_l – время выхода из резонансной области дырок ветви l, $f^{(0)}_{\ln\vec{k}_\perp}$ – равновесная функция распределения дырок (с учетом размерного квантования), δ-функция описывает закон сохранения энергии для рассматриваемого оптического перехода[1]. Выше учли, что состояния носителей тока размерно квантованны по оси z, а по остальным направлениям они остаются блоховскими.

Известно, что ограничение поперечного движения электрона в квантовой яме приводит к размерному квантованию поперечного компонента квазиимпульса (k_z) (см., н-р, [16-19]). Это квантование приводит к расщеплению каждой энергетической ветви валентной зоны на двумерные подзоны. В этом случае состояния свободных дырок характеризуются двумерным волновым вектором $\vec{k}_\perp = \{k_x, k_y\}$ и номером подзоны n.

В приближении $k_\perp a \langle\langle \sqrt{\pi n}$ энергетический спектр дырок можно представить в виде

$$E_{\ln\vec{k}_\perp} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_l^{(n)}} + \varepsilon_l n^2, \qquad (3)$$

где $\varepsilon_l = \dfrac{\hbar^2\pi^2}{2m_l a^2}$, n=1, 2, 3,..., $\dfrac{1}{m_l^{(n)}} = \dfrac{1}{m_l}\left[1 + \dfrac{3\tilde{\beta}}{\pi n} \dfrac{\cos(\pi n\tilde{\beta}) - (-1)^n}{\sin(\pi n\tilde{\beta})}\right]$ – эффективная масса легких дырок ($l = lh$) в полупроводниковой квантовой яме, $\tilde{\beta}^2 = m_{lh}/m_{hh}$, a – ширина ямы. Эффективная масса для тяжелых дырок $(l = hh)$ получается из последнего соотношения заменой в ней $\tilde{\beta}$ на $1/\tilde{\beta}$ и m_{lh} на m_{hh}, где m_{lh} (m_{hh}) – объемная эффективная масса легких (тяжелых) дырок (см. табл. 1). Из (3) видно, что при $\vec{k}_\perp = 0$ состояния тяжелых дырок с проекцией момента $m = \pm 3/2$ на

[1] Ради простоты, в дальнейшем не будем учитывать влияние размерного квантования на величину T_l и вклад эффекта Раби в коэффициент поглощения света. Так можно поступить в области малых интенсивностей. Учет этих вкладов требует отдельного рассмотрения.

главную ось структуры z и легких дырок и m= ±1/2 не смешиваются, и им отвечают две независимые серии с энергией

$$\varepsilon_{lh} = \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 \frac{\hbar^2}{2m_{lh}}, \quad \varepsilon_{hh} = \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 \frac{\hbar^2}{2m_{hh}}. \tag{4}$$

Из табл. 1 видно, что в зависимости от физической природы структуры, например, от ширины ямы, эффективные массы в приближении $k_\perp a \langle\langle \sqrt{\pi n}$ имеют как отрицательные, так и положительные значения. Это означает, что из-за сложной функциональной зависимости энергии дырок от квазиимпульса кривизна энергетической дисперсии изменяет свою геометрическую форму в зависимости от выбора модели, н-р, от конечности высоты потенциальной ямы, и от выбора образца, н-р, от симметрии полупроводника, из которого выращена квантовая яма.

Таблица 1. Значения эффективных масс легких и тяжелых дырок в полупроводниковой квантовой яме для двух значений объемных эффективных масс (m_0 – масса свободного электрона).

a) m_{lh} = 0.082m_0 и m_{hh} =0.51m_0			b) m_{lh} = 0.083m_0 и m_{hh} =0.605m_0		
№	$m_{lh}^{(n)} / m_0$	$m_{hh}^{(n)} / m_0$	№	$m_{lh}^{(n)} / m_0$	$m_{hh}^{(n)} / m_0$
1	0.059	0.119	1	0.070	0.109
2	0.019	–0.186	2	0.067	–0.371
3	0.096	0.693	3	0.047	0.641
4	0.083	0.356	4	0.077	0.303
5	0.078	0.008	5	0.085	–0.261

Сразу заметим, что δ-функция Дирака в (2), которая описывает закон сохранения энергии для рассматриваемого оптического перехода, разделяет область значений квазиимпульса дырок как на разрешенные, так и на запрещенные. Для прямых оптических переходов удовлетворяется условие

$$\hbar k_\perp = \frac{1}{\hbar}\left[2\mu_{ll'}^{n'n}\left(\hbar\omega - \varepsilon_{l'}n'^2 + \varepsilon_l n^2\right)\right]^{1/2}. \tag{5}$$

В последнем соотношении энергетическая разность $\varepsilon_{l'}n'^2 - \varepsilon_l n^2$ играет роль энергетической щели между подзонами сложной зоны (или между ветвями одной зоны) в полупроводниковой квантовой яме. Это и есть правила отбора как внутризонных (с различными номерами размерно-квантованных состояний), так и межзонных (как с различными, так и с одинаковыми номерами размерно-квантованных состояний) оптических переходов.

Химический потенциал дырок при этом определяется соотношением

$$\exp\left[E_F / k_B T\right] = \sum_{l=lh,\ hh;n=1,2,3,} \frac{\hbar^2 p}{k_B T m_l^{(n)}} \exp\left[-\frac{\varepsilon_l}{k_B T} n^2\right], \tag{6}$$

где p – двумерная концентрация дырок.

Тогда в пределе бесконечно высоких барьеров матричный элемент оператора скорости для межподзонных оптических переходов $(l,n,m) \to (l',n',m')$ в структуре с z || [001] с квантовой ямой $\vec{k}_\perp = 0$ имеет вид:

$$\vec{e}\vec{v}^{(0)}_{l'n'm',l\,n\,m} = \frac{2}{\hbar}k_z^{(nn')}\{(A\pm B)e_z\delta_{mm'} + B[J_z, \vec{J}_\perp\vec{e}_\perp]_{m'm}\} \tag{7}$$

или

$$\left|\vec{e}\vec{V}_{l'n',\,l\,n}\right|^2 = \frac{1}{\hbar^2}\begin{cases} 4\left(A\pm B\right)^2\left|k_z^{(n',n)}\right|^2\left|e'_z\right|^2\delta_{l'l} & \text{при } \vec{e}=\left(0,0,e_z\right) \\ D^2\left|k_z^{(n'n)}\right|^2\left|e'_+\right|^2\left(1-\delta_{l'l}\right) & \text{при } \vec{y}=\left(e_x,e_y,0\right). \end{cases} \tag{8}$$

Здесь $\hat{k}_z = -i\partial/\partial z$, $ak_z^{(nn')} = 2i\left[1-(-1)^{n+n'}\right]\dfrac{nn'}{n^2-n'^2}$, A, B, D – зонные параметры полупроводника: $A+B=\hbar^2/2m_{lh}$, $A-B=\hbar^2/2m_{hh}$, $J_\alpha\left(\alpha=x,y,z\right)$ – матрицы (с размерностью 4×4, соответствующие моменту 3/2) Латтинжера [13, 14], $\vec{e}$ – вектор поляризации света, $e'_\pm = e_x \pm ie_y$; $e_{x'}, e_{y'}, e_{z'}$ – проекции вектора поляризации на оси x', y', z', связанные с направлением двумерного волнового вектора $\vec{k}_\perp$, ω – частота, I – интенсивность возбуждающего света, $m,m'=\pm3/2$ при $l,l'=hh$, $m,m'=\pm1/2$ при $l,l'=lh$. Из последнего видно, что в поляризации $\vec{e}\,\|\,z$ разрешены переходы $\left(hh,n\right)\to\left(hh,n'\right)$ и $\left(lh,n\right)\to\left(lh,n'\right)$, а в поляризации $\vec{e}\perp z$ – переходы $\left(hh,n\right)\to\left(lh,n'\right)$, где n' и n имеют разную четность. Например, для структуры GaAs-AlGaAs n-типа межподзонные оптические переходы в поляризации $\vec{e}\perp z$ запрещены.

При $\vec{k}_\perp \neq 0$ волновые функции дырок содержат примесь всех четырех состояний дырок с моментом m = ±3/2, ±1/2 и указанные простые правила отбора нарушаются. При низкой температуре функция распределения имеет ступенчатый вид: $\Theta(E-E_F)$, где E_F – химический потенциал дырок [1, 2, 10]. В этом случае спектр межподзонного поглощения представляет собой набор относительно узких пиков, соответствующих переходам $hl\to hn, ln$. Каждый из пиков ограничен областью энергий $\hbar\omega$ между $E_h^{(n)}-E_h^{(1)}$ (или $E_l^{(n)}-E_l^{(1)}$) и $E_h^{(n)}(k_F)-E_F$ (или $E_l^{(n)}(k_F)-E_F$), где k_F – квазиимпульс Ферми[2].

Расчеты, проведенные по методу, предложенному в [12], показывают, что в области низких температур и для квантовой ямы толщиной a = 200 Å, n_ω = 4 (n_ω – коэффициент преломления света на частоте ω), m_{lh} = 0.082m_0 и m_{hh} =0.51m_0 ($\tilde{\beta}=0.16078$) коэффициент однофотонного линейно поляризованного света, распространяемого по оси квантования, с энергией $\hbar\omega=\varepsilon_{lh}\left(n'=2\right)-$ $-\varepsilon_{hh}\left(n=1\right)=44.41$ meV, обусловленный оптическим переходом в $\left(hh,n'=1\right)\to\left(lh,n=2\right)$ точке экстремума $\left(\vec{k}_\perp=0\right)$, равен 32 см$^{-1}$, а для оптического перехода типа $\left(hh,n'=2\right)\to\left(lh,n=1\right)$ – 682 см$^{-1}$.

[2] В общем случае (при $\vec{k}_\perp\neq0$, $T\neq0$) расчет коэффициента поглощения света в структурах GaAs-AlGaAs с квантовой ямой с бесконечно высокими стенками рассчитан в [12], но без учета (3) и (6).

Значения коэффициента поглощения света, распространяемого поперек оси квантования для приведенных выше значений величин и для различных типов оптических переходов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Коэффициент поглощения света в квантовой яме типа (001), рассчитанный для различных типов оптических переходов.

Типы оптических переходов	$(hh,n'=1)\rightarrow(hh,n=2)$	$(hh,n'=1)\rightarrow(hh,n=4)$	$(lh,n'=1)\rightarrow(lh,n'=2)$
Коэффициент поглощения света	0.501 $см^{-1}$	1.225 $см^{-1}$	7.57 $см^{-1}$

В заключение заметим, что каждый каскад оптического перехода дает отдельный, но сравнимый вклад в коэффициент поглощения света (см. табл. 2). Отметим также, что вклад легких дырок в коэффициент однофотонного поглощения света, падающего вдоль плоскости ямы, и для рассмотренного выше случая примерно в три раза больше, чем вклад тяжелых дырок.

Данная работа частично финансирована грантом ОТ-Ф2-66.

ЛИТЕРАТУРА

1. Intersubband Transitions in Quantum Wells. Eds. E. Rosenjer, B. Levine (NATO ASI Series, Serie B. Physica **288**. Plenum Press. N.Y. and London), 1992.
2. E.L. Ivchenko. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures (Harrow : Alpha Science International Ltd. **XII**, 2005).
3. Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.М. Шалыгин. Оптические свойства наноструктур (С.-Пб, Наука, 2001).
4. В.Л. Гуревич, Д.А. Паршин, К.Э. Штенгель, ФТТ 1465 (1988).
5. P. Men, O.S. Pan, Appl. Phys. Lett. 2799 (1992).
6. Y.-Ch. Chang, R.B. James, Phys. Rev. B 12672 (1989).
7. J.D. Sanders, K.K. Pejej, Phys. Rev. B II, 4849 (1987).
8. H.H. Chang, M.P. Houng, Y.H. Wang,Y. Chang, Appl. Phys. Lett. 509 (1992).
9. M.I. Dyakonov, B.V. Levine, R.J. Malik, J. Welker, K.K. Choy, C.C. Bethea, D.A. Kleinman, J.M. Vandenberg, Appl. Phys. Lett. 273 (1987).
10. G. Hasnain, B.V. Livine, C.C. Bethea, R.A. Login, J. Welker, R.J. Malik, Appl. Phys. Lett. 2515 (1989).
11. Д.А. Паршин, А.Р. Шабаев, ЖЭТФ 1471 (1987).
12. Л.Е. Голуб, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов, ФТП 1093 (1995).
13. Л.Е. Воробьев, Л.Е. Голуб, Д.В. Донецкий, Письма в ЖЭТФ 928 (1996).
14. Г.Л. Бир, Г. Е.Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (Ленинград, Наука, 1973).
15. Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников (Ташкент, Фан, 1992).
16. Р.Я. Расулов. Дисс. на соиск. уч. ст. д. ф.-м.н. (Ленинград, 1983).
17. И.А. Меркулов, В.И. Перель, М.Е. Портной, ЖЭТФ 1202 (1991).
18. M.I. Dyakonov (Ed.). Физика полупроводниковых наноструктур (Томск, 2010).
19. А.В. Федоров, А.В. Баранов, В.Г. Маслов, А.О. Орлова, Е.В. Ушакова, М.Ю. Леонов, В.Г. Голубев, Физика наноструктур. (С-Пб, Университет ИТМО, 2014).

Uzbek Journal of Physics
Vol.20(№3) 2018 PP.153-157

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО НИКЕЛЕМ

С.З. Зайнабидинов[1], Н.А. Тургунов[2]

[1]Андижанский государственный университет, Андижан, Узбекистан
[2]Академия МВД РУз, Ташкент, Узбекистан
(Получена 28.03.2018)

Никель билан легирланган кремний монокристаллининг электр ўтказувчанлигига термик ишловнинг таъсири ўрганилди. Шунингдек, термик ишлов таъсири остида кириндили микрокиришмаларнинг морфологик тузилиши электрон-зондли микроанализ усулида таҳлил қилинди.

Исследовано влияние термической обработки на электропроводность монокристаллов кремния, легированного никелем. Также, методом электронно-зондового микроанализа проведен анализ морфологии примесных микровключений под влиянием термической обработки.

The influence of a thermal annealing on electric conduction of silicon monocrystals doped by nickel has been studied. Also, an analysis of the morphology of impurity microinclusions under the influence of heat treatment was carried out by the method of electron probe microanalysis.

Как известно [1-4], примесные скопления существенно влияют на электрофизические свойства монокристаллов кремния. Особое внимание привлекает поведение примесных скоплений под влиянием внешних воздействий. Изучение природы микровключений атомов переходных металлов, находящихся в объеме монокристаллов кремния, при термической обработке (ТО) представляет большой интерес с точки зрения управления электрофизическими свойствами монокристаллов кремния. В работах [5, 6] исследованы процессы самоорганизации микрочастиц примесных атомов никеля в кремнии при определенных термодинамических условиях диффузионного легирования. Установлено, что концентрация и распределение примесных микрочастиц в основном определяется температурой и временем диффузии. Контролируя температуру отжига, можно изменять размеры образующихся микрочастиц в широком диапазоне d = 0.2–5 мкм и их распределение по объему. Обнаружено, что под влиянием термоотжига при T=700°C наблюдается упорядочивание примесных микрочастиц.

В работе [7] исследовано влияние термоотжига на электропроводность монокристаллов кремния, легированного кобальтом, при температурах 373–1273 К в интервале времени 5–60 мин. Методом электронно-зондового микроанализа проведен анализ последовательности распада примесных микровключений под влиянием термоотжига. На основании полученных экспериментальных результатов выделены две стадии в кинетике изменения электрических свойств кремния с примесными микровключениями. На первой стадии ТО атомы примеси, находящиеся в узлах решетки, переходят в междоузлия. На второй стадии происходит распад примесных микровключений, вследствие чего выделяющиеся

атомы примеси переходят в свободные узлы решетки, т.е. в электроактивное состояние, которое приводит к резкому снижению значения удельного сопротивления.

В данной работе исследовано влияние ТО на электропроводность кремния, легированного никелем, а также изменения морфологии примесных микровключений под воздействием ТО.

Исследования проводили на модельных образцах Si<Ni> *n*- и *p*-типа. Образцы были получены на основе исходного монокристаллического кремния электронной проводимости марки КЭФ с удельным сопротивлением ρ=10 Ом·см. Диффузия никеля в кремний осуществлялась при *T*=1523 К. Температуру в печи измеряли с помощью термопары платина-платина-родий. Для получения образцов *n*-Si<Ni> диффузию проводили в течение 1 часа. Образцы *p*-Si<Ni> были получены путем диффузионного отжига продолжительностью 2 часа. После диффузионного отжига образцы Si<Ni> как *n*-, так и *p*-типа охлаждали со скоростью $\upsilon_{охл}$=1 град/с. Размеры всех образцов составляли 8×4×2 мм в форме параллелепипеда. Образцы подвергали изотермической обработке при температурах 573–1173 К в течение 5–120 минут с последующей резкой закалкой. После каждого этапа отжига исследовали электрические свойства образцов. В целях выяснения влияния термообработки на морфологию примесных микровключений структурные состояния микровключений исследовали до и после воздействия ТО. Структурный анализ примесных микровключений проводили с помощью электронно-зондового микроанализатора Superprobe JXA-8800R.

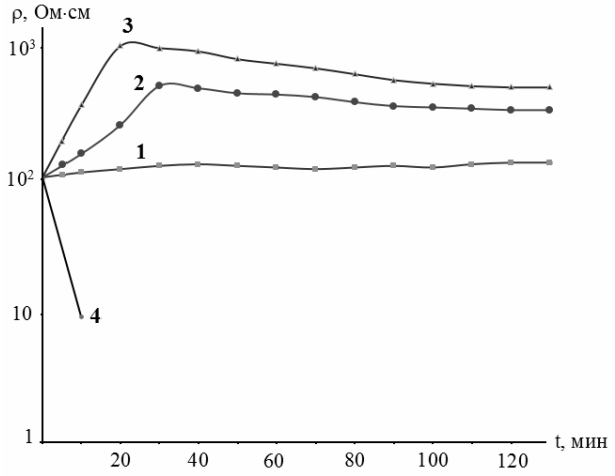


Рис. 1. Зависимости значения ρ от времени отжига в образцах *n*-Si<Ni> при ТО: *1* – 673 К; *2* – 873 К; *3* – 1073 К; *4* – 1173 К.

Результаты исследований зависимости удельного сопротивления ρ от времени отжига в образцах *n*-Si<Ni> с $\rho_0 = 10^2$ Ом·см показали, что в процессе ТО при температуре 673 К в интервале времени 5–120 минут существенных изменений не происходит (кривая *1*, рис. 1). Термообработка образцов при *T*=873 К в течение 30 минут приводит к увеличению значения ρ почти в 6 раз (кривая *2*, рис. 1). При дальнейшем увеличении времени отжига до 120 минут ρ уменьшается на ~15%.

При последующей ТО при T=1073 К в интервале времени 20–25 минут в образцах n-Si<Ni> наблюдается более существенное увеличение значения ρ примерно на один порядок (кривая *3*, рис. 1). С увеличением времени отжига кривые проходят через максимум, затем происходит уменьшение значения ρ образцов на ~10%. В зависимостях удельного сопротивления от времени отжига в образцах n-Si<Ni> наблюдается определенный характер, согласно которому с ростом температуры ТО расхождение в значениях ρ и ρ_0 увеличивается.

На начальной стадии ТО при T=1173 К в течение 8–10 минут наблюдается резкое уменьшение ρ до значения для исходного образца (кривая *4*, рис. 1). Такой характер зависимостей ρ от времени ТО в образцах n-Si<Ni> объясняется тем, что в процессе термоотжига при T≥873 К примесные атомы никеля, находящиеся в узлах решетки, переходят в междоузлия, оставляя вакансии. С увеличением температуры и времени ТО подобный переход атомов примеси увеличивается, в результате которого происходит рост значения удельного сопротивления образцов. В последующем при температуре ТО T=1173 К в течение ~10 минут происходит распад примесных микровключений, вследствие чего выделяющиеся атомы примеси переходят в свободные узлы решетки, т.е. в электрически активное состояние, которое приводит к резкому уменьшению значения ρ образцов.

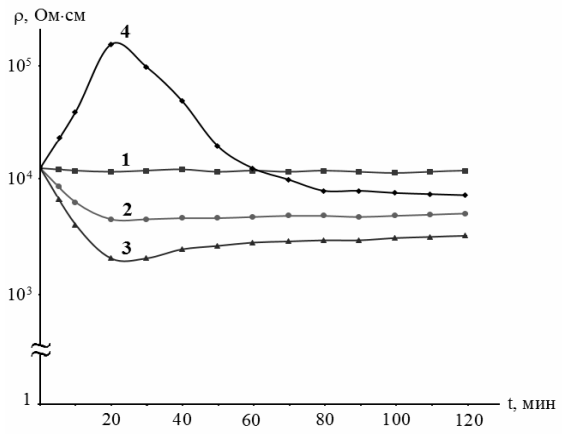


Рис. 2. Зависимости значения ρ от времени отжига в образцах p-Si<Ni> при ТО: *1* – 673 К; *2* – 873 К; *3* – 1073 К; *4* – 1173 К.

Результаты аналогичных исследований зависимости ρ от времени отжига в образцах p-Si<Ni> с $\rho_0=1.8\times10^4$ Ом·см показали, что в ТО при температуре T=673 К в интервале времени 5–120 мин к существенным изменения не приводит (кривая 1, рис. 2). Заметное снижение значений ρ наблюдается в процессе ТО при T=873 в течение 20 минут, ~40% (кривая *2*, рис. 2). Дальнейшее увеличение времени ТО к заметным изменениям в значении ρ не приводит. При ТО при температуре 1073 К в интервале времени 10–20 минут в образцах p-Si<Ni> наблюдается резкое уменьшение удельного сопротивления до $\rho=3\times10^3$ Ом·см (кривая *3*, рис. 2). С увеличением времени отжига до 30 минут кривая проходит через минимум, затем наблюдается рост значения ρ образцов на ~20%. В образцах p-Si<Ni> зависимость ρ от времени отжига также имеет определенный характер, согласно которому

с ростом температуры ТО минимум наступает раньше и скорость роста кривых увеличивается.

В процессе ТО при T=1173 К в течение 15 минут наблюдается резкое увеличение значения ρ образцов p-Si<Ni> приблизительно в 12 раз, и в последующие 5 минут оно достигает максимума, после которого наблюдается резкое уменьшение значения ρ (кривая *4*, рис. 2). В дальнейшем при увеличении времени ТО сопротивление продолжает уменьшаться и при t=80 минут достигает минимального значения $\rho=8.5\times10^3$ Ом·см. Наблюдаемое уменьшение в зависимостях ρ от времени ТО при $T\geq873$ К в образцах p-Si<Ni> объясняется увеличением концентрации электроактивных примесных атомов никеля в узлах кристаллической решетки, которые до этого находились в электрически нейтральном состоянии в виде комплексов NiSi и $NiSi_2$ [8]. Резкое увеличение значения ρ образцов p-Si<Ni> в процессе ТО при T=1173 К в течение 20 минут происходит за счет распада примесных микровключений никеля в кремнии. Предполагается, что уменьшение значения ρ при дальнейшем увеличении времени ТО происходит за счет образования новых электрически активных примесных центров.

Для выяснения природы подобного изменения электропроводности образцов Si<Ni> n- и p-типа под влиянием ТО были проведены микроструктурные анализы примесных микровключений с помощью электронно-зондового микроанализатора до и после ТО. Результаты структурных исследований образцов n-Si<Ni> показали, что в их объеме образуются микровключения размерами до ~6 мкм, а в образцах p-Si<Ni> наблюдаются микровключения с максимальными размерами ~2–3 мкм. Выявлено, что эти микровключения имеют различную морфологию. На рис. 3 представлены изображения примесных микровключений в образцах p-Si<Ni> до и после ТО при T=1173 К в режиме вторичных электронов. Как видно из рис. 3, примесные микровключения с относительно мелкими размерами (до 1 мкм), имеющие иглообразную, дискообразную и линзообразную формы, под воздействием ТО распадаются. Более крупные микровключения подвергаются частичному распаду, т.е. после воздействия ТО наблюдается расщепление поверхностных слоев подобных микровключений.

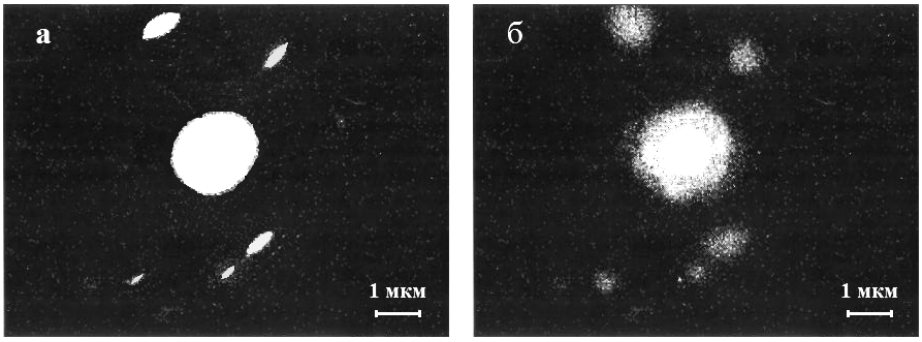


Рис. 3. Примесные микровключения никеля в образцах p-Si<Ni> до (*а*) и после (*б*) ТО при T=1173 К.

Таким образом, полученные результаты показывают, что под воздействием ТО при T<873 К электрические свойства образцов Si<Ni> n- и p-типа остаются без

существенных изменений. ТО образцов *n*-Si<Ni> при температурах 873–1073 К в течение 5–30 минут приводит к увеличению значения ρ, которое объясняется переходом примесных атомов никеля из узлов решетки в междоузлия, оставляя вакансии. С ростом температуры ТО подобный переход атомов примеси увеличивается, в результате которого происходит рост значения удельного сопротивления образцов. В образцах *p*-Si<Ni> ТО при температурах 873–1073 К в течение 5–20 минут приводит к уменьшению значения ρ, которое обусловлено увеличением концентрации электроактивных примесных атомов никеля за счет перехода из электрически нейтральных состояний в виде комплексов NiSi и $NiSi_2$. ТО при *T*=1173 К для образцов *n*-Si<Ni> в течение 8–10 минут, а для образцов *p*-Si<Ni> в течение 20 минут приводит к распаду примесных микровключений, что подтверждается результатами электронно-зондовых микроанализов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Булярский, В.И. Фистуль. Термодинамика и кинетика взаимодействующих дефектов в полупроводниках (Москва, Наука, 1997).
2. Q.Y. Hao et al., Advanced Materials Research **415-417**, 1323 (2012).
3. В.И. Фистуль. Распад пересыщенных полупроводниковых твердых растворов (Москва, Металлургия, 1977).
4. Л.Ф. Макаренко, Ф.П. Коршунов, С.Б. Ластовский, Л.И. Мурин, М.Молл, И. Пинтилие, ФТП **48**, №11, 1492 (2014).
5. М.К. Бахадырханов, Х.М. Илиев, К.С. Аюпов, Б.А. Абдурахмонов, П.Ю. Кривенко, Р.Л. Холмухамедов, Неорганические материалы **47**, №9, 1062 (2011).
6. B.A. Abdurakhmanov, M.K. Bakhadirkhanov, K.S. Ayupov, H.M. Iliyev, E.B. Saitov, A. Mavlyanov, H.U. Kamalov, Nanoscience and Nanotechnology **4**(2)Ю, 23 (2014).
7. Н.А. Тургунов, Узбек. физич. журн. **l5**, №5-6, 289 (2013).
8. O. Nakatsuka, M. Hasegawa, K. Kato, N. Taoka, Sh. Zaima, Japanese Journal of Applied Physics **53**, 5S2, 05GA12 (2014).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№3) 2018 PP.158-164

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ ПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ ВАКУУМНЫМ ОСАЖДЕНИЕМ

Б.М. Абдурахманов[1], М.Х. Ашуров[1], Х.Б. Ашуров[1], М.У. Каланов[1,2], Ш.К. Кучканов[1], Б.Р. Кутлимуротов[1,3], С.Е. Максимов[1,3], С.Ж. Ниматов[1,4]

[1]Институт ионно-плазменных и лазерных технологий им. У.А. Арифова АН РУз, Ташкент, Узбекистан
[2]Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан
[3]Институт химии и физики полимеров АН РУз, Ташкент, Узбекистан
[4]Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан
(Получена 20.04.2018)

Етарлича мукаммал юпқа плёнкаларни вакуумда олиш учун эпитакция температурасини 900–1100 К гача камайтиришда ион стимуллаштиришдан фойдаланиш имкониятлари кўрсатиб берилган. Юпқа плёнкаларнинг комплекс тадқиқот натижалари келтирилган.

Показана возможность с использованием ионного стимулирования снизить до 900–1100 К температуру эпитаксии для получения достаточно совершенных пленок в процессе вакуумного осаждения. Приводятся результаты комплекса исследований полученных пленок.

The results of decreasing the epitaxy temperature up to 900–1100 K to produce sufficiently perfect films under vacuum deposition and by ion stimulation have been presented.

Развитие микроэлектроники требует освоения технологий, позволяющих получать различные кремниевые функциональные системы, обладающие сложной топологией, высокой степенью интеграции и надёжности. Одной из задач является создание тонкопленочных структур с заданными свойствами и разработка малоэнергоемких методов их производства. Одним из таких методов является вакуумное осаждение пленок, используемых в дальнейшем в качестве рабочего тела различных полупроводниковых устройств, в том числе, как было показано в работах [1, 2], плёночных преобразователей солнечной и тепловой энергии.

Целью настоящей работы является оценка ряда свойств тонкопленочных *p-n*-структур, полученных вакуумным осаждением при сравнительно низких температурах.

Структуры выращивали на установке ионно-стимулированного вакуумного осаждения [1, 2]. Плёнки осаждали на подложках, изготовленных из монокристаллического кремния испарением рабочего кремниевого материала при его локальном разогреве электронным пучком. При этом плёночные структуры с *p-n*-переходом получали испарением кремния марки КДБ-40 или КЭФ-20 с последующим осаждением соответственно на поверхность монокристаллических подложек КЭФ-20 (111) и КДБ-40 (100). Температуру подложек, благодаря ведению процесса в условиях ионного стимулирования, намеренно предельно снижали и варьировали от 900 К до 1100 К. Для минимизации загрязнения пленок в ходе роста примесями из остаточных газов был реализован режим осаждения с высокими скоростями, вплоть до ~1 мкм/мин, что при вакууме не хуже 10^{-6} Торр

явилось достаточным условием для обеспечения необходимой степени их чистоты по неконтролируемым примесям, суммарная концентрация которых, определенная по результатам анализа конечного продукта, не превышала ~10^{13} $см^{-3}$.

Микроструктуру пленок изучали с использованием рентгеноспектрального микрозондового анализа, а также измеряли проводимость образцов четырехзондовым методом и методом Ван-Дер-Пауве, и снимали вольтамперные и спектральные характеристики. Структурные исследования образцов выполнены на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М (излучение CuK_α, λ=0.15418 нм) с усовершенствованной оптической системой по схеме Θ-2Θ в режиме пошагового сканирования при 300 К. Интенсивность падающего пучка составляла 5×10^5 имп·$с^{-1}$, ошибка измерения интенсивности ~0.6%.

Удельное сопротивление пленок *p*-типа обнаруживает характерную зависимость от температуры эпитаксии и скорости роста пленок, а именно, повышается с увеличением этих параметров. Удельное сопротивление *n*-типных пленок в *n*-*p*-структурах, т.е. осаждённых на подложки КДБ-40, обнаруживает такую же зависимость, но абсолютная величина ρ меньше и составляет ~12–19 ом·см.

Проведённые по стандартной методике микроскопические исследования показали, что плёнки однородны, их толщины лежат в пределах от 2 до 10 мкм. Максимальная концентрация мелкой легирующей примеси (бор) в источнике на основе КДБ-40 ~3.48×10^{14} $см^{-3}$, в источнике *n*-типа (фосфор в кремнии марки КЭФ-20) – ~2.29×10^{14} $см^{-3}$. Примеси, дающие глубокие уровни как в источнике, так и в подложке и на поверхности разогретых частей технологической аппаратуры исключались, содержание растворённых в исходных подложках кислорода и углерода соответствовало техническим условиям на монокристаллический кремний.

Рельеф поверхности тонкопленочных поликристаллических структур изучали на атомно-силовом микроскопе в режиме полуконтактной моды. На рис. 1 показано характерное АСМ изображение поверхности образцов. Видно, что на поверхности имеются отдельные островки или выступы различного размера. Анализ показал, что их диаметр варьирует в интервале 100–360 нм, а высота от 230 до 350 нм.

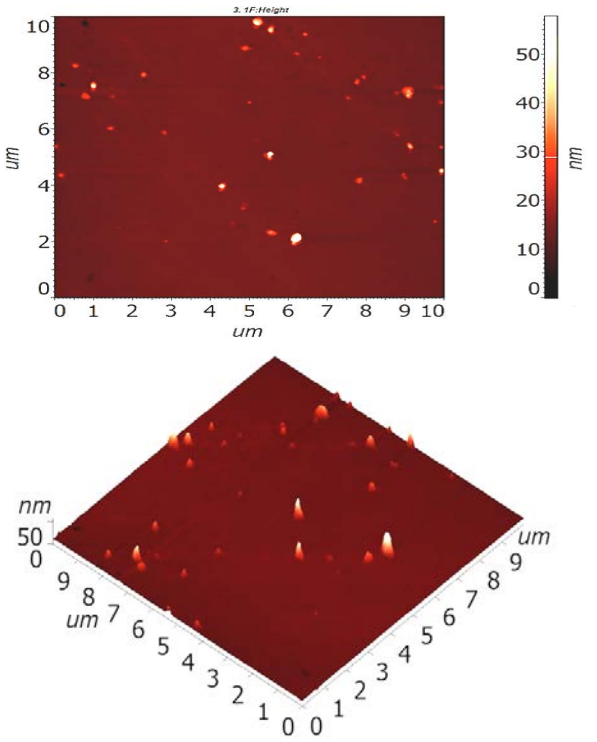


Рис. 1. Характерное АСМ изображение кремниевой плёнки, осаждённой в вакууме на поверхности подложки из монокристаллического кремния.

На рис. 2 приведены рентгенограммы плёночных структур, выращенных при минимальных температурах эпитаксии. Рентгенограмма *n*-типной плёнки, осажденной на поверхность подложки КДБ-40, представлена на рис. 2*а*. Видно, что в дифракционной картине присутствуют несколько структурных рефлексов селективного характера с различной интенсивностью и два диффузных отражения в малых и средних углах рассеяния. Анализ показывает, что поверхность плёнки соответствует кристаллографической плоскости Si (100). Об этом свидетельствует присутствие на рентгенограмме серии селективных рефлексов типа {H00}, где (H = 2, 4, 5): интенсивные линии (200) с d/n = 0.2717 (2Θ = 32.97°), (400) с d/n = 0.1357 (2Θ = 69.23°) и линия со слабой интенсивностью (500) с d/n = 0.1080 nm (2Θ = 91.1°). Бета (β) составляющая основной структурной линии (400) видна при угле рассеяния 2Θ = 61.75°.

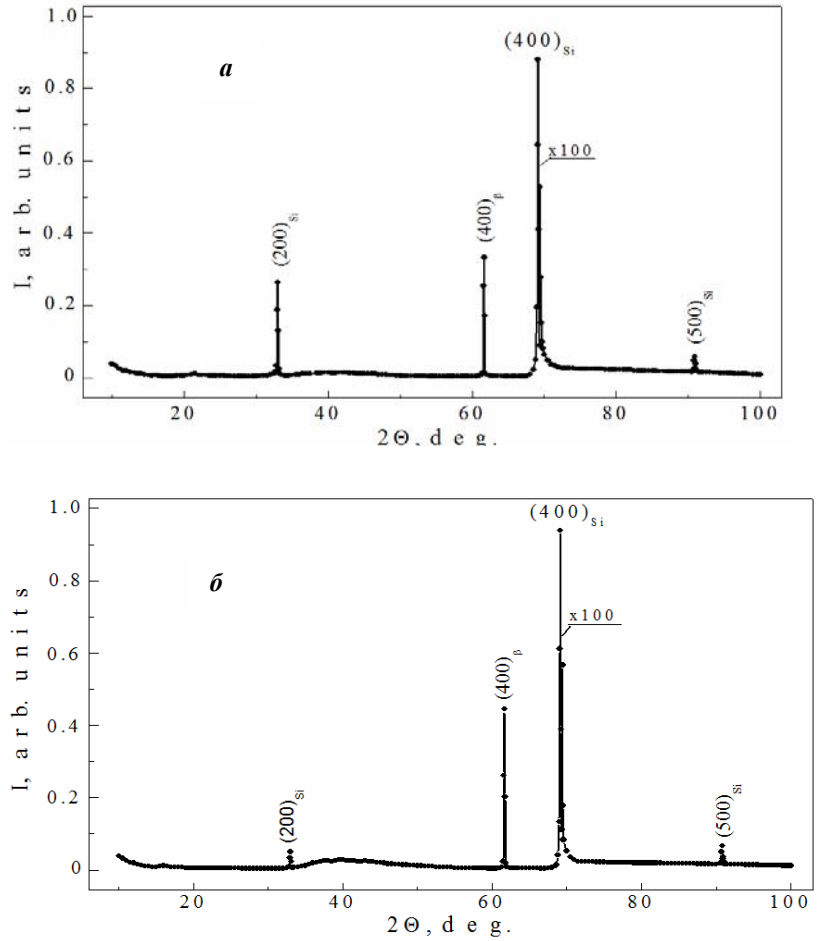


Рис. 2. Рентгенограммы плёнки, осажденной на поверхность монокристаллической подложки КДБ-40 (*а*), и исходной подложки КДБ-40 (*б*).

Большая интенсивность (2×10^5 имп·с$^{-1}$) и узкая ширина (FWHM=3.29×10^{-3} рад) дифракционного отражения (400) свидетельствуют о значительной степени кристаллического совершенства плёнки. Однако присутствие на рентгенограмме

структурных линий с другими индексами, (111), (220) и (311), со столь малой интенсивностью, что их не видно при выбранном масштабе, и сравнительно большой шириной по сравнению с $(400)_{Si}$ указывает на наличие поликристаллических участков в объёме плёнки. Кроме того, на рентгенограмме из серии отражений {H00} присутствуют два селективных рефлекса (200) и (500). По законам погасания, эти рефлексы не должны появляться на рентгенограмме от неискаженной решетки алмазоподобной структуры кремния [3, 4]. Запрещённые (200) и (500) и дополнительные (111), (220) и (311) отражения появляются только при наличии значительных искажений в решётке матрицы, например, вызванных термоупругими напряжениями, которые могут возникать в ходе самого процесса роста пленок или напряжений, связанных с неоднородным распределением одной из основных фоновых примесей, например, кислорода [5], присутствие которого в подложке было минимум на уровне 10^{16} см$^{-3}$.

Немонотонный характер неупругого фона в интервале углов по 2Θ от 18 до 53° связан с остаточным упругим напряжением в решётке. В малых углах рассеяния 2Θ≈22.4° на рентгенограмме наблюдается широкое ((FWHM=3.49×10^{-2} рад) диффузное отражение, обусловленное структурными фрагментами SiO_x в приповерхностных слоях с ненасыщенными химическими связями.

Таким образом, из всех структурных линий только рефлекс (400) подходит для определения параметра решётки наращенной пленки. Экспериментально определенное из интенсивного и узкого рефлекса (400) значение параметра решётки подложки составляет a_s = 5.4292 Å = 0.54292 нм.

Рентгенограмма исходной подложки КДБ-40 представлена на рис. 2*б*. Видно, что в дифракционной картине над уровнем фона наблюдаются лишь структурные линии типа {H00}, (H = 2, 4, 5): интенсивные линии (200) с d/n=0.2714 (2Θ=33°), (400) с d/n=0.1358 (2Θ=69.2°) и линия со слабой интенсивностью (500) с d/n= 0.1082 нм (2Θ=90.9°). Бета (β) составляющая основной структурной линии (400) видна при угле рассеяния 2Θ=61.7°. Эти данные подтверждают, что исходная подложка является монокристаллической с ориентацией (100).

На рентгенограмме неупругий фон монотонен и отсутствуют структурные рефлексы с другими индексами. Также не наблюдается диффузного отражения в малых углах рассеяния. Вместо него над уровнем фона выделяется еле заметный по интенсивности широкий пик в интервале углов от 17 по 28°. Более заметный по интенсивности очень широкий максимум наблюдается в интервале 28–54°. Рефлексы (200) и (500), несмотря на селективность, являются запрещёнными и сравнительно широкими, что указывает на взаимосвязь их с искажениями решётки. Появление их на рентгенограмме, также как и в случае рентгенограммы пленки, по-видимому, связано с остаточным упругим напряжением в решётке подложки. Для определения параметра решётки может быть использован только рефлекс (400), как самый интенсивный (2×10^5 имп·сек$^{-1}$) и узкий (FWHM=$3\cdot10^{-3}$ рад). Экспериментальное значение параметра решетки составляет a_s = 5.4210Å = 0.54210 нм, что несколько ниже, чем табличное a_t = 5.4307Å = 0.54307 нм.

Из рентгенограммы *p*-типной плёнки, выращенной испарением кремния из источника КДБ-40, на поверхности *n*-типной монокристаллической подложки КЭФ-20, следует, что выращенная пленка монокристаллическая, но обладает рядом структурных дефектов, несколько искажающих её кристаллическую решетку. В частности, определенный по рефлексу (400) с сильной интенсивностью

(2×10^5 имп·сек$^{-1}$) и узкой шириной (FWHM=3×10^{-3} рад) параметр решетки плёнки составил a_s = 5.4280 Å = 0.54280 нм, что также несколько ниже, чем табличное значение для монокристаллического кремния.

Определенное по рефлексу (400) с интенсивностью (2×10^5 имп·сек$^{-1}$) и узкой шириной (FWHM=3.29×10^{-3} рад) экспериментальное значение параметра решётки подложки составляет a_s=5.4304 Å = 0.54304 нм, что сравнимо с табличным значением a_t = 5.4307 Å = 0.54307 нм.

Однако на данной рентгенограмме неупругий фон также имеет немонотонный характер. Четко выделяется диффузное отражение в интервале углов по 2Θ от 28 по 56° с максимумом при 2Θ≈41°. Видимо, оно обусловлено неоднородным распределением кислорода в теле подложки, так как максимум этого отражения сосредоточен вблизи кристаллографического направления [110] решетки кристаллического α-SiO_2.

Полученные результаты свидетельствуют:

– о возможности осаждения в вакууме в условиях ионной стимуляции ростовых процессов монокристаллических пленок при сравнительно невысоких, 900–1100 К, температурах подложки, что практически недостижимо в процессах газофазной эпитаксии с использованием трихлор или тетрахлор силанов;

– о возможности наращивания сравнительно высокоомных пленок, управления величиной удельного сопротивления, которое достигается, во-первых, выбором источника кремния, во-вторых, скоростью испарения атомов кремния из источника и температурой подложки, определяющей захват примеси бора или фосфора, испаряемой из источника одновременно с основным материалом.

Отдельные поликристаллические включения, а также выступы на поверхности выращенных пленок имеют случайный характер, а их возникновение обусловлено, скорее всего, неконтролируемым локальным загрязнением микропылинками или структурными дефектами типа следов от абразива, возникающих на стадии механической шлифовки подложек и не удаленных на стадии их последующего химического травления. Спектральные характеристики полученных диодных структур имеют вид стандартный для кремниевых *p*-*n*- или *n*-*p*-переходов с максимумом спектральной чувствительности на λ~0.856 мкм. Участки с поликристаллическими включениями на пленках, выращенных при минимальных температурах, по-видимому, настолько малы и локальны, что не привели к какому-либо сдвигу максимума спектральной чувствительности, который обычно наблюдается у чисто поликристаллических диодных структур [6, 7].

Коэффициент выпрямления у диодных структур площадью 1×1 см^2 составляет K~32, а R_n, например, для структуры, представляющей собой *n*-типную пленку на подложке КДБ-40, составляет ~4.5 ом, что вполне объяснимо достаточно высоким удельным сопротивлением как пленки, так и использованной подложки.

Представляло интерес оценить некоторые особенности изменения электрофизических характеристик полученных структур и наращенных пленок при нагреве, включая такой диапазон температур нагрева, при которых кремниевые приборы не эксплуатируются и который является за редким исключением [6, 7] мало исследованным.

При нагреве *n*-*p*-структур подводом тепла со стороны *n*-типной пленки на макроскопических прижимных титановых контактах возникает темновая ЭДС (U_{xx}), температурное изменение которой имеет достаточно сложный характер. В

диапазоне от 300 до 450 К напряжение U_{xx} линейно растет, достигая 4–5 mV, затем, переходя через максимум при 450–460 К, уменьшается до 0 и при 500–510 К вновь монотонно растет с изменением полярности, затем выходит на плато при ~700 К и мало меняется вплоть до максимальных использованных нами температур ~ 900 К. Величина U_{xx} достигает при этом 5–7 mV.

Сопротивление структуры линейно и резко уменьшается в диапазоне температур 300–400 К от 450 кОм до 50 кОм, а при дальнейшем нагреве уменьшается более плавно и при~500 К выходит на плато, составляя величину ~36 кОм.

Темновой ток короткого замыкания ($I_{кз}$) до температур нагрева ~450 К не превышает I = 0.42 μA, а затем начинает линейно расти на величину 25 нА на градус, достигая при 900 К величины 6.2 μA.

При подводе тепла со стороны *p*-типной подложки характер хода кривых температурного изменения сопротивления и темнового тока короткого замыкания и напряжения холостого хода очень похожи на ранее описанные. Однако при нагреве до температур ~450 К ток растет более резко и более сильно, чем в случае подвода тепла со стороны пленки и достигает при 873 К величины 18–22 μA.

Описанный ход температурных зависимостей темновых U_{xx} и $I_{кз}$, во первых, по-видимому, обусловлен генерацией носителей заряда за счет градиента температуры по толщине образца, каким бы малым он ни был. Во-вторых, совпадение характера температурного изменения U_{xx} и отличие абсолютных значений этого параметра при одинаковых температурах при подводе тепла к пленке или подложке, указывает на то, что в первом случая суммарная ЭДС $E_{\Sigma}=E_p-E_n-E_b$ является разницей между объемной термоЭДС E_p, возникающей в нагреваемой подложке и объемной термоЭДС E_n, возникающей в пленке. Одновременно против этой E_p действует и барьерная ЭДС E_b.

При подводе тепла со стороны подложки объёмная термоЭДС, E_p, возникающая в подложке, совпадает с барьерной термоЭДС, E_b, и из этой суммы вычитается объёмная термоЭДС, E_n возникающая в пленке. В этом случае суммарная ЭДС будет больше.

При размещении обоих макроскопических контактов на поверхности пленки и подводе тепла как со стороны пленки, так и со стороны подложки также наблюдается появление термоЭДС, величина которой изменяется с ростом температуры, достигая при 900 К величины в несколько милливольт. Однако идентифицировать эту термоЭДС и выделить температурные диапазоны, где превалирует барьерная или объемная составляющие пока на представляется возможным.

Что касается темнового тока короткого замыкания, то его величина может быть безошибочно зафиксирована только при температурах выше ~600 К.

При температурах ~700 К и выше имеет место резкий рост тока, что, по-видимому, связано с генерацией термодоноров, обусловленных кислородом, изначально имеющимся в исходной подложке. Максимальное значение тока при подводе тепла к подложке составляет при 850 К более 20 mkA, тогда как при такой же температуре, но при подводе тепла к пленке, величина темнового тока не выше 4 mkA.

Это происходит потому, что электроны, причиной появления которых являются термодоноры, в основном, появляются в *p*-типной подложке, а затем

беспрепятственно проходят через *p*-*n*-переход, будучи неосновными носителями, что и приводит к пятикратному превышению тока при таком варианте подвода тепла к структуре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х.Б. Ашуров, Б.М. Абдурахманов, Ш.К. Кучканов, С.Е. Максимов, С.Ж. Ниматов, Гелиотехника № 4, 15 (2012).
2. Б.М. Абдурахманов, Х.Б. Ашуров, Ш.К. Кучканов, С.Е. Максимов, С.Ж. Ниматов, Узбек. физич. журн. **15**, №1-2, 83 (2013).
3. А.А. Русаков. Рентгенография металлов (Москва, Атомиздат, 1977).
4. И.Л. Шульпина, Р.Н. Кютт, В.В. Ратников, И.А. Прохоров, И.Ж. Безбах, М.П. Щеглов, ЖТФ **80**(4), 105 (2010).
5. В.М. Бабич, Н.И. Блецкан, Е.Ф. Венгер. Кислород в монокристаллах кремния (Киев, Interpres LTD, 1997).
6. Б.М. Абдурахманов, М.М. Адилов, М.Х. Ашуров, Х.Б. Ашуров, Ш.К. Кучканов, С.Е. Максимов, Б.Л. Оксенгендлер, Гелиотехника (Solar Engineering) №4, 22 (2015).
7. Б.М. Абдурахманов, М.Х. Ашуров, Х.Б. Ашуров, Ш.К. Кучканов, С.Е. Максимов, С.Ж. Ниматов, Узбек. физич. Журн. **16**, №3, 219 (2014).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№3) 2018 PP.165-172

О ПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ, НАБЛЮДАЕМЫХ В Si(111) И Si(100) В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ СИЛИЦИДНЫХ ПЛЕНОК

А.С. Рысбаев, М.Т. Нормуродов, И.Р. Бекпулатов, А.М. Рахимов, Б.Д. Игамов

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан
rysbaev@mail.ru
(Получена 03.05.2018)

Мақолада электрон спектроскопия, растрли электрон микроскопия ва кичик энергияли электронлар дифракцияси усуллари билан Si(111) ва Si(100) монокристалларга кичик энергия ва юқори дозали Ва ва ишқор элементларининг ионларини имплантация қилиш натижасида юпқа наноўлчамли силицид плёнкалар ҳосил бўлиш жараёни ўрганилган. Силицид плёнкаларни ҳосил қилиш учун оптимал технологик режимлар аниқланган. Ҳосил бўлган силицид плёнкалар кремнийдан фарқли юзавий кристаллик структурага эга бўлиши кўрсатилган. Олинган натижаларнинг таҳлили берилган.

В работе методами электронной спектроскопии, просвечивающей растровой электронной микроскопии и дифракции медленных электронов исследованы процессы формирования тонких наноразмерных пленок силицидов Ва и щелочных элементов при их низкоэнергетической и высокодозной имплантации в Si(111) и Si(100). Определены оптимальные технологические режимы получения силицидных пленок. Показано, что образующиеся пленки силицидов металлов имеют новые, отличные от чистого кремния, сверхструктуры. Приводится анализ полученных результатов.

The processes of formation of thin nanosized films of Ba silicides and alkaline elements during their low-energy and high-dose implantation in Si(111) and Si(100) have been studied using electron spectroscopy, transmission scanning electron microscopy, and diffraction of slow electrons. Optimal technological conditions for the receipt of silicide films are determined. It is shown that the forming films of metal silicides have new superstructures that are different from pure silicon ones. An analysis of the results is given.

Имплантация ионов с большой дозой в полупроводниковые образцы приводит к проявлению целого ряда процессов, приводящих в конечном счете к сильному изменению поверхностных свойств. При сильном уровне легирования в приповерхностной области полупроводника возможны фазовые переходы типа кристалл→аморфное вещество (аморфизация) и аморфное вещество→кристалл (кристаллизация). Кроме того, при определенных условиях ионной имплантации может произойти перестройка монокристаллической поверхности мишени. Возможен также случай, когда по мере увеличения дозы имплантируемых ионов кристаллический материал сначала аморфизуется, а затем снова кристаллизуется [1]. Процесс перестройки структуры поверхности, в частности, рекристаллизация, сильно зависит от плотности ионного тока j и температуры мишени. С увеличением j критическая доза, при которой происходит кристаллизация, уменьшается. При легировании ионов в “горячие” образцы существуют критические температуры нагрева, выше которых аморфизация кристалла не наблюдается. Для кремния критическая температура, согласно [2], приблизительно

равна 700 К. Этот эффект, вероятно, связан с тем, что при бомбардировке кристалла, нагретого до температуры выше критической, термический и радиационно-стимулированный отжиг дефектов позволяют поддерживать монокристаллическое состояние образца. Недавно в работе [3] при бомбардировке поверхности кремния при комнатной температуре ионами Ar^+ с энергией 100 кэВ и плотностью тока в пучке 100 мкА·см$^{-2}$ получена более совершенная монокристаллическая поверхность, чем у исходного кремния. Другим процессом, сопровождающим ионную имплантацию большой дозы и определившим её как уникальный метод создания новых материалов, является образование различных соединений. Существующие предположения о механизме образования новых соединений при ионной имплантации сводятся к следующему. В процессе ионной имплантации при дозах, превышающих дозу аморфизации, происходит образование отдельных молекулярных комплексов. Причем эти комплексы возникают премущественно в местах тепловых пиков, так как для зарождения молекулярных комплексов необходимы условия для пространственной перестройки беспорядочно расположенных атомов. Очевидно, что наиболее вероятной областью для пространственной перестройки является зона перекрывания профилей распределения внедренных атомов и радиационных дефектов. В большинстве случаев для полного завершения процесса синтеза соединений требуется дополнительный отжиг при высокой температуре. Вместе с тем следует указать, что при имплантации в материал ионов низких энергий (E_0 < 5 кэВ) возможно образование химического соединения практически с постоянным стехиометрическим составом без последующего отжига. В этом случае имеет место стимулирование образования химического соединения ионным пучком и ионный самоотжиг вносимых дефектов. Ранее нами было установлено, что имплантация ионов Ba и щелочных элементов приводит к аморфизации поверхности Si(111) и Si(100) [4].

Целью данной работы является исследование изменения поверхностной структуры кремния в процессе синтеза тонких пленок силицидов металлов при ионной имплантации и последующем отжиге. Эксперименты проводили в условиях сверхвысокого вакуума (p~10^{-7} Па) в приборе с тормозящим полем, позволяющим исследовать поверхность методами электронной спектроскопии, дифракции медленных электронов (ДМЭ) и растровой электронной микроскопии (РЭМ) высокого разрешения (Titan 80-300 TEM/STEM, Голландия). Очистку поверхности монокристаллов Si проводили ионным травлением и термическим прогревом в два этапа: длительно (1 час) при T=1000 К и кратковременно (0.5–1 мин) при T=1500 К, а также разработанным автороми новым способом очистки, заключающимся в создании в поверхностной области Si геттерирующего слоя имплантацией ионов Ba^+ или щелочных металлов с низкой энергией (до 5 кэВ) и большой дозой (10^{17} см$^{-2}$) и прогревом при T=1550 К [5].

Имплантацию ионов в кремний с энергией 1–5 кэВ проводили при комнатной температуре мишени. Обнаружено, что имплантация ионов щелочных металлов большой дозы ~10^{17} см$^{-2}$ и последующий кратковременный термический отжиг приводят к образованию тонких наноразмерных пленок силицидов с монокристаллической структурой.

На рис. 1 приведены картины ДМЭ, снятые с поверхности Si(111), имплантированного ионами Na^+, Rb^+, Cs^+, Li^+ с E_0= 1 кэВ и подвергнутого

последующему кратковременному прогреву при 600, 800, 500, 900 К. Сверхструктуры Si(111)-4×4Na, Si(111)-2×2Rb, Si(111)-4×4Cs, Si(111)-4×4Li получены при энергии падающих электронов сответственно E_p= 43, 45, 42 и 30 эВ.

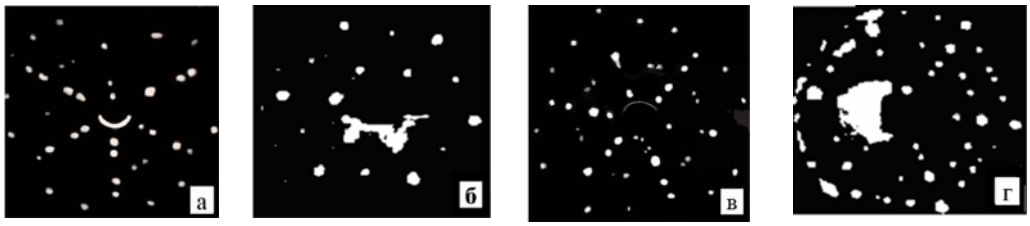


Рис. 1. Картины ДМЭ на поверхности Si(111), имплантированной ионами Na, Rb, Cs, Li с последующим прогревом: Si(111)-4×4Na (*а*); Si(111)-2×2Rb (*б*); Si(111)-4×4Cs (*в*), Si(111)-4×4Li (*г*).

Примечательно, что на картинах ДМЭ (рис. 1*а* и 1*в*), помимо основных и дробных рефлексов, свидетельствующих об образовании поверхностных структур Si(111)-4×4Na и Si(111)-4×4Cs, присутствуют дополнительные рефлексы, связанные с наличием плоскостей $(10\,\bar{1}\,4)$, ограняющих фасетки. Наличие фасеток легко устанавливается по характеру их смещения при изменении энергии электронов E_p: если основные рефлексы смещаются к центру, то рефлексы от фасетированных плоскостей смещаются от центра. На рис. 1*б* и 1*г* для Si(111)-2×2Rb и Si(111)-4×4Li фасетки отсутствуют, однако на ДМЭ картине для силицида лития наблюдаются двойниковые рефлексы, дублеты, что говорит о доменном характере пленки лития.

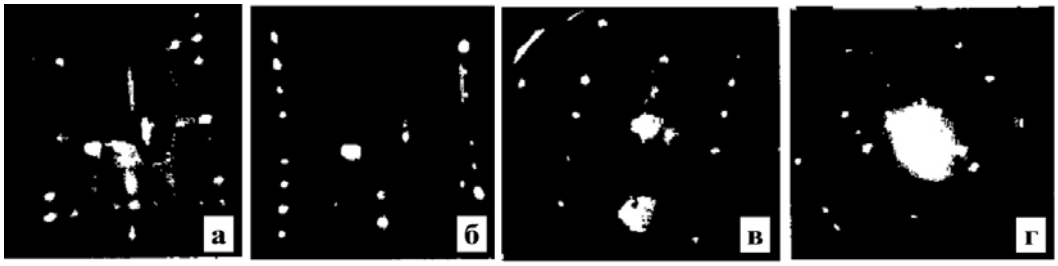


Рис. 2. Картины ДМЭ на поверхности Si(100), имплантированной ионами Na, Rb, Cs, K с последующим прогревом: Si(100)-4×4Na (*а*); Si(100)-2×4Rb (*б*); Si(100)-2×1K (*в*); Si(100)-2×8Cs (*г*).

При прогреве образцов Si(100), имплантированных ионами Na^+, Rb^+, K^+ и Cs^+ с E_0=1 кэВ, нами обнаружены следующие поверхностные сверхструктуры (рис. 2): Si(100)-4×4Na, Si(100)-2×4Rb, Si(100)-2×1K; Si(100)-2×8Cs.

На рис. 3 приведены картины ДМЭ на поверхности Si(100), имплантированной ионами Cs^+ и Na^+: Si(100)-8×2Cs и Si(100)-2×8Na. Отметим, что указанные поверхностные сверхструктуры нами наблюдались и при прогреве образцов, имплантированных ионами большой энергии (2–5 кэВ). Различие заключалось лишь в том, что для формирования поверхностных структур требовался более длительный (тем больший, чем больше энергия иона) отжиг при соответствующих

температурах. Таким образом, в зависимости от исходной грани поверхности кремния и типа имплантируемых ионов щелочных и щелочно-земельных элементов наблюдается образование различных типов поверхностных сверхструктур. Проанализируем причины, приводящие к образованию сверхструктур.

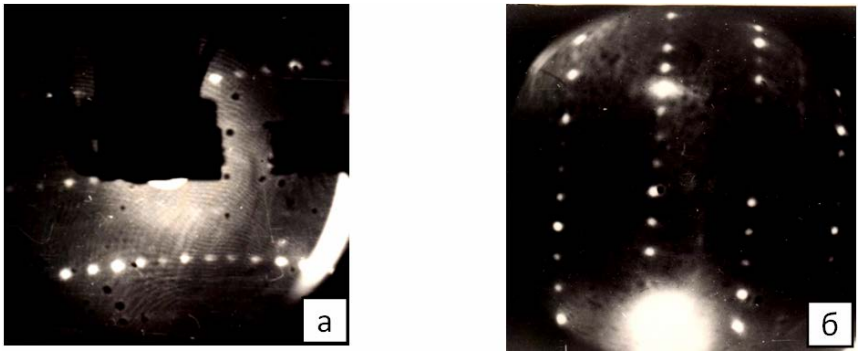


Рис. 3. Картины ДМЭ с поверхности Si(100), имплантированной ионами Cs^+ и Na^+: Si(100)-8×2Cs (*а*) и Si(100)-2×8Na (*б*).

Очевидно, что ответственность за образование поверхностных атомных сверхструктур лежит на ковалентных химических связях, которые существуют между атомами полупроводников и полупроводниковых соединений. Действительно, ненасыщенные ковалентные химические связи поверхностных атомов полупроводникового кристалла настолько нестабильны, что поверхностные атомы спонтанно перестраиваются с образованием более стабильной атомной конфигурации. Принципиальная расшифровка, т.е. точное определение взаимного расположения атомов в кристаллической решетке этих сверхструктур, возможна с помощью метода ДМЭ. Однако современное состояние метода не позволяет надежно проводить детальные структурные исследования. Некоторый прогресс в понимании атомной структуры поверхности полупроводников за последние годы достигнут благодаря развитию теоретических методов расчета электронной структуры поверхности полупроводниковых кристаллов.

Предлагая конкретную модель атомной поверхностной структуры, можно в рамках различных приближений теоретически рассчитать соответствующую электронную структуру и сопоставить с данными эксперимента. Несмотря на ряд интересных работ в данном направлении [6], все же проблема атомных поверхностных сверхструктур остается неразрешенной. Не ясен основной и принципиальный вопрос: являются ли эти атомные сверхструктуры вакансионным типом или связаны лишь с периодическими смещениями поверхностных атомов. Если причина образования вакансионных моделей атомных поверхностных сверхструктур заключается в компенсации избыточного поверхностного заряда, то релаксация атомов в модели смещенных атомов может быть следствием ряда физических процессов [7]. Асимметрия динамических характеристик поверхностных атомов способствует возникновению дипольного момента в приповерхностной области, что, в свою очередь, может рассматриваться как динамический эффективный заряд, индуцированный на атомах вблизи поверхности. Для поверхности полупроводников изменения в дальнодействующем диполь-дипольном взаимодействии, возникающие вследствие появления или

изменения динамических эффективных зарядов, будут влиять на нормальную моду частот фононов, локализованных вблизи поверхности. Если эффективные динамические заряды больше, их взаимодействие понижает частоту фононов поверхностной области, т.е. поверхностные атомы будут сдвигаться из равновесного положения в новую конфигурацию с соответствующим увеличением двумерной периодичности атомной поверхностной структуры. Имплантация ионов Ba и щелочных элементов приводит к металлизации поверхности Si. Поэтому смещение поверхностных атомов ионно-имплантированного Si может быть следствием фазового перехода металл-изолятор в приповерхностной области. Если предположить, что, согласно [8], идеальные поверхности кристаллов имеют металлический характер химической связи, и поскольку кристалл должен стремиться к тому, чтобы поверхность являлась изолятором, вероятна такая реконструкция атомной структуры, которая приводила бы к возникновению изолирующих свойств. Прямым следствием данного механизма, например, для поверхности Si(100), является то, что для идеальной атомной структуры поверхностная энергетическая зона свободных связей заполнена лишь на 3/4. Для расположения этих электронов в полные электронные зоны необходима такая реконструкция атомной поверхностной структуры, чтобы площадь элементарной ячейки образующейся сверхструктуры была бы в 4 раза больше площади элементарной ячейки идеальной поверхности Si(100).

Простейшим процессом, приводящим к реорганизации атомной поверхностной структуры, является нестабильность Ферми-поверхности. Появление нестабильности Ферми-поверхности связано с модификацией электронного спектра в окрестности уровня Ферми при изменении атомной структуры, которая приводит к понижению общей поверхностной энергии. Необходимыми условиями появления нестабильности Ферми-поверхности являются, во-первых, локализация уровня Ферми в области высокой плотности электронных состояний, поскольку при реконструкции атомной структуры максимальное количество электронов снижает свою энергию. Во-вторых, зона Бриллюэна для поверхностной сверхструктуры должна близко совпадать с поверхностью Ферми для идеальной поверхностной структуры, чтобы заполненные состояния полностью находились в новой уменьшенной зоне. Следует упомянуть также о нестабильностях, возникающих вследствие электрон-фононного и электрон-дырочного взаимодействия в приповерхностной области полупроводника. Как результат этих взаимодействий возможно существование волн спиновой и зарядовой плотностей [8], которые в конечном итоге реализуются в периодическом смещении поверхностных ячеек, параметры которых отличны от параметров ячейки идеальной атомной структуры данной поверхности полупроводника [9].

На рис. 4 приведены картины ДМЭ на поверхности Si(100), имплантированной ионами Ba^+ с энергией 1 кэВ и дозой 7×10^{17} $см^{-2}$, снятые после последующего термического отжига при 900 К: Si(100)-2×2Ba (*а*); Si(100)-1×1 (*б*); Si(100)-2×2Li (*в*). Видно, что после кратковременного термического отжига кремния, имплантированного ионами Ba^+ и Li при 900 К, образуются сверхструктуры Si(100)-2×2Ba и Si(100)-2×2Li, которые наблюдаются при энергии падающих электронов E_p = 50 и 48 эВ. При этом в случае имплантации ионов Ba^+ параллельно наблюдается картина Si(100)-1×1 при E_p=42 эВ.

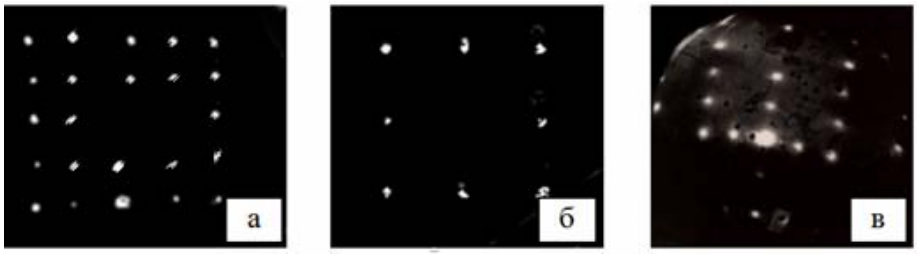


Рис. 4. Картины ДМЭ с поверхности Si(100), имплантированной ионами Ba^+ с энергией 1 кэВ и дозой 2×10^{17} см$^{-2}$, снятые после последующего термического отжига при 900 К: Si(100)-2×2Ba (*а*); Si(100)-1×1 (*б*); Si(100)-2×2Li (*в*).

На рис. 5 представлены электронно-микроскопические изображения поверхности, снятые после разных стадий формирования пленки силицида рубидия. Из РЭМ изображений видно, что при имплантации ионов Rb^+ дозой 10^{15} см$^{-2}$ наблюдается формирование отдельных мелких островков силицида рубидия с размерами 10–30 нм. С увеличением дозы имплантации они сливаются в более крупные (рис. 5*б*) островки, размером 30–100 нм округлой формы. Наличие огранки свидетельствует об их монокристаллической структуре. Однако между крупными островками наблюдаются неограненные мелкие островки с аморфной структурой. При дозе 6×10^{16} см$^{-2}$ и прогреве при T = 900 К происходит полное слияние островков и формирование сплошной пленки силицида рубидия (рис. 5*г*). Аналогичные результаты нами также наблюдались при имплантации в Si ионов других щелочных элементов [10].

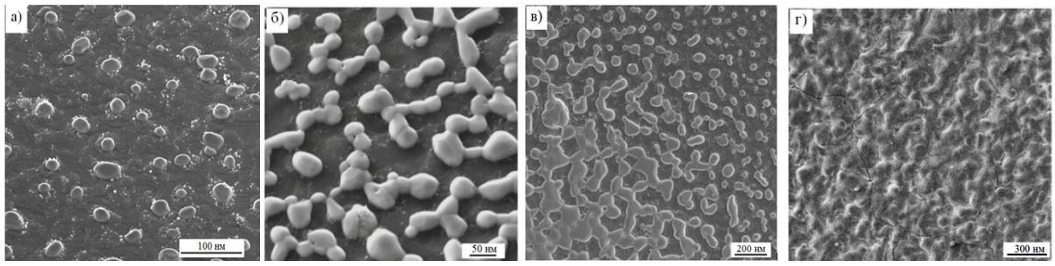


Рис. 5. Электронно-микроскопические изображения поверхности на разных стадиях формирования пленки силицида рубидия: формирование зародышей силицида рубидия (*а-б*), их слияние в островки (*а-в*) и формирование сплошной пленки (*г*) силицида рубидия.

На основе систематических исследований методами ДМЭ, ЭОС и РЭМ высокого разрешения состояния приповерхностной области Si в процессе имплантации ионов Li, K, Na, Rb, Cs и Ba с разной энергией и дозой облучения были определены оптимальные режимы ионной имплантации (тип, энергия, доза) и последующего термического отжига (температура, время) для формирования тонких наноразмерных пленок металлов.

В таблице приведены режимы формирования и типы поверхностных сверхструктур силицидов Ba и щелочных элементов, образующихся при прогреве ионно-имплантированных образцов кремния. Отметим, что указанные поверхностные сверхструктуры нами наблюдались и при прогреве образцов,

имплантированных ионами с большой энергией (E_0>5 кэВ). Различие заключалось лишь в том, что для формирования поверхностных структур требовался более длительный (тем больший, чем больше энергия иона) отжиг при соответствующих температурах. В зависимости от вида исходной грани поверхности кремния и типа имплантируемых ионов щелочных и щелочно-земельных элементов наблюдается образование различных типов поверхностных сверхструктур.

Таблица. Оптимальные режимы формирования тонких наноразмерных пленок силицидов бария и щелочных элементов.

Тип силицида	LiSi	NaSi	KSi	RbSi	CsSi	BaSi
Структура исходного Si	111	100	100	100	100	100
		111		111	111	111
Энергия ионов, кэВ	0.5-5	0.5-5	0.5-5	0.5-5	0.5-5	0.5-5
Т отжига, К	900-	600-	800-	800-	500-	800-900
	1000	700	850	850	600	
Толщина силицида, Å	50-110	45-100	35-95	30-90	40-90	35-85
Тип сверхструктуры	4×4	4×4	2×1	2×4	2×8	2×2
		1×1		2×2	2×2	1×1
Энергия электронов E_P, эВ	42	35	49	35	39	38
		43		42	30	43
Температура восстановления исходной структуры, К	1400	1100	1200	1200	1000	1300

В результате ионной имплантации и последующего отжига в приповерхностной области Si образуются пленки следующих силицидов: LiSi, KSi, RbSi, CsSi, NaSi и BaSi. Экспериментальные измерения толщины пленок показали, что она растет с увеличением массы имплантируемых ионов. При фиксированной энергии ионов толщина пленок также растет с увеличением дозы примерно как $D^{1/2}$ (рис. 6).

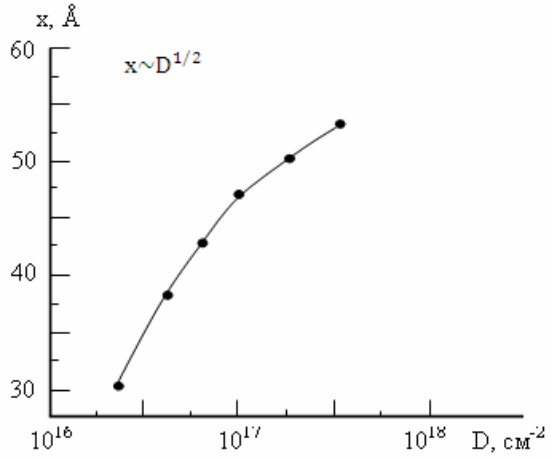


Рис. 6. Зависимости толщины силицидной пленки RbSi x от дозы ионов D.

Таким образом, имплантация низкоэнергетических ионов приводит к аморфизации приповерхностной области Si(111) и Si(100). Определены критические дозы аморфизации Si. Начиная с доз, превышающих дозу аморфизации, наблюдается частичное образование новых химических соединений. Кратковременный термический отжиг ионно-имплантированных образцов Si приводит к образованию тонких наноразмерных пленок силицидов с новыми поверхностными структурами, что является подтверждением образования силицидных пленок с монокристаллической структурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Герасименко, А.В. Двуреченский, С.И. Романов, Л.С. Смирнов, ФТП **7**, № 11, 2195 (1973).
2. И.А. Аброян, А.Н. Андронов, А.И. Титов. Физические основы электронной и ионной технологии (Москва, Высшая школа, 1984).
3. Ф.Ф. Комаров, А.П. Новиков, Т.Т. Самойлюк, В.П. Толстых. В материалах УП Всесоюзной конференции, **II**, 91-92 (Минск, 1984).
4. A.S. Rysbaev, J.B. Khujaniyazov, A.M. Rakhimov, I.R. Bekpulatov, Technical Physics **59**, № 10, 1526 (2014).
5. A.S. Rysbaev, J.B. Khujaniyazov, I.R. Bekpulatov, A.M. Rakhimov, Journal of surface investigation: X-ray, synchrotron and neutron techniques **11**, № 5, 994 (2017).
6. J.C. Phillips, Surface Sci. **53**, 474 (1975).
7. А.С. Рысбаев. Модификация электронной структуры и свойств поверхностных слоев монокристаллов кремния имплантацией ионов больших доз. Докт. диссерт. (Ташкент, 2003).
8. J.A. Appelbaum, G.A. Baraff, D.R. Humann, Phys. Rev. Lett. **36**, 450 (1976).
9. А.С. Рысбаев, Ж.Б. Хужаниязов, И.Р. Бекпулатов, Р.Ф. Файзуллаев, З.Р. Саидахмедова. В трудах XLVII Международной Тулиновской конференции (Москва, 2017), с. 137.
10. A.S. Rysbaev, J.B. Khujaniyazov, I.R. Bekpulatov, B.E. Khayriddinov. Kinetic formation of nanosized thin films of Si-M (M = Li, Na, Rb, Ba) (Spring Meeting, Strasbourg, France, 2017), p. 9.53.

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№3) 2018 PP.173-183

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Г. Абдурахманов[1], Г.С. Вахидова[2], С.А. Маматкулова[1]

[1]Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, 100125 Ташкент, Узбекистан
[2]Научно-технический центр АО Узбекэнерго, 100025 Ташкент, Узбекистан
(Получена 04.04.2018)

Қуёш нури энергиясини электр энергиясига айлантириш жараёни масса, заряд ва энергия оқимлари нуқтаи назаридан таҳлил қилинади. Ўзгартгичларнинг, шу жумладан фотоэлектрик ўзгартгич (ФЭЎ)ларнинг ҳам самарадорлигида, барча бошқа энергия манбаларидаги каби, анча қаттиқ чекланишлар мавжуд. Бу чекланишлар манбаънинг ички қаршилиги оқибати бўлиб, унда иссиқлик ажралиб чиқади ва атроф-муҳитга сочилади. Шу сабабдан қуёш энергияси ўзгартгичларининг самарадорлигини каскад (кетма-кет босқичлар) қилиб улаш орқали ошириш мумкин, ва бунда иккинчи ва кейинги босқичлар фақат термоэлектрик ўзгартгичлар бўлиб, биринчи босқичдан чиққан ташландиқ иссиқликдан фойдаланади. Яна шу нарса кўрсатилдики, қуёш энергиясининг ФЭЎларида ток бўйича ички тескари алоқа мавжуд бўлиб, ўзгартгичларнинг максимал қувват режимида ишлашига йўл қўймайди. Бу тескари алоқанинг физикавий табиати ҳозирча аниқланмаган ва оқибат юқори самарали ФЭЎлар яратишга тўсқинлик қилади.

Процесс преобразования энергии солнечного излучения в электрическую анализируется с позиций внутренних потоков массы, заряда и энергии. Показано, что эффективность преобразователей, в том числе и фотоэлектрических (ФЭП), как и любых других источников энергии, имеет достаточно жесткое ограничение, обусловленное внутренним сопротивлением, в котором выделяется тепло, рассеиваемое в окружающей среде. Поэтому повысить эффективность ФЭП солнечной энергии можно их каскадным включением, причем второй и последующие каскады должны быть только термоэлектрическими, использующими бросовое тепло первого каскада. Показано также, что в ФЭП солнечного излучения действует внутренняя обратная связь по току, препятствующая работе преобразователя в режиме максимальной мощности. Физическая природа этой обратной связи пока не установлена, что мешает созданию высокоэффективных ФЭП.

Conversion process of energy of solar radiation into electricity is analyzed from point of view of mass, charge and energy transport. It is shown that, as in all other kinds of energy sources, there are limitations for conversion efficiency of photoelectric converters (PEC) of solar radiation, caused by internal resistance for transport process. As a result, essential part of primary energy turns into heat and dissipated to environment. So efficiency of PEC can be improved by cascade connection and second cascade as well as consequent ones should be only thermoelectric units using the waste heat of first cascade. It is shown as well that there is current feedback in PEC which makes impossible to work in the conductions of maximum power. The physical origin of this feedback is not established yet and that is restriction to design the PEC of higher efficiency.

I. ВВЕДЕНИЕ

Повышение КПД преобразования различных видов энергии, в том числе и солнечного излучения, в электрическую является важным направлением исследований в использовании энергии возобновляемых источников. В частности, в гелиоэнергетике с этой целью разработаны многослойные фотоэлектрические преобразователи (ФЭП), показавшие в лабораторных условиях рекордный КПД в

43% при освещении концентрированным светом [1]. КПД однослойных ФЭП поскромнее – 28.3% при концентрации света в 500 раз [2]. На кремниевых ФЭП с микрофокусировкой достигнут КПД 34% [3].

Однако высокая степень концентрации солнечного излучения создает, особенно при большой генерируемой мощности, ряд технических проблем, как-то: перегрев ФЭП, электрические шины большого сечения (соединять большое число элементов для получения высокого напряжения нежелательно из-за проблем с изоляцией), точность слежения за положением Солнца. Например, ФЭП с КПД 40% и электрической мощностью 0.8 кВт (мощность падающего потока света 2 кВт) при концентрации света в 500 раз должен иметь активную площадь в 40 см^2, и от него должна отводиться тепловая мощность в 1.2 кВт, что при отводе тепла свободной конвекцией потребует площади радиаторов более 4 м^2 [4] при температуре окружающей среды 50°C (при условии, что радиатор расположен вертикально). А сечение шин должно быть не менее 70 мм^2 при напряжении 12 В, чтобы падение напряжения на них не превышало 5% при максимальном токе нагрузки. Аналогичные ограничения действуют для всех видов преобразователей энергии (термоэлектрических, термоэлектронных, магнитогидродинамических, электромеханических). Эти ограничения можно условно назвать техническими.

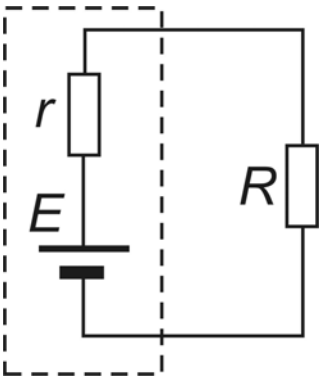


Рис. 1. Источник электрического тока с нагрузкой. Пунктирной линией выделен собственно источник тока.

В то же время существуют физические ограничения, накладываемые внутренними процессами в самом преобразователе энергии. Эти ограничения рассмотрим на примере источника электрического тока с ЭДС E и внутренним сопротивлением r, к которому подключена внешняя нагрузка с сопротивлением R (рис. 1). В общем случае под r следует понимать суммарный эквивалент всех факторов, приводящих к потере энергии внутри самого преобразователя.

Такое представление является универсальным, так как в любых преобразователях (источниках) энергии имеются физические механизмы, аналогичные внутреннему сопротивлению r и препятствующие перемещению энергии, массы, заряда.

II. ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ. ОБЩЕЕ РАССМОТРЕНИЕ

Согласно закону Ома для замкнутой цепи, показанной на рис. 1, ток в цепи $I = E/(R+r)$. При изменении сопротивления нагрузки R напряжение на выходных клеммах преобразователя (на нагрузке) $V_L = IR = ER/(R+r) = E - I{\cdot}r$ уменьшается, как показано на рис. 2, и при $R = r$ становится равным $E/2$. Выделяемая на нагрузке (полезная) мощность $P = E^2R/(R+r)^2$, полная мощность источника $P_0 = E^2/(R+r)$, а мощность, развиваемая источником при коротком замыкании, равна $P_{max} = E^2/r$. Коэффициент полезного действия (КПД, эффективность) преобразователя

$\eta(R) = P/P_0 = R/(R+r)$ при неизменных E и r является монотонно возрастающей функцией R/r (рис. 3) и достигает 0.5 в режиме максимальной мощности. Остальная половина мощности, развиваемой источником, выделяется на его внутреннем сопротивлении r и в конечном итоге рассеивается в окружающей среде в виде тепла. Заметим, что полная мощность источника P_0 при $R/r = 1$ составляет половину мощности P_{max}, развиваемой при коротком замыкании, что отражено на рис. 3 множителем 2 при P/P_{max}.

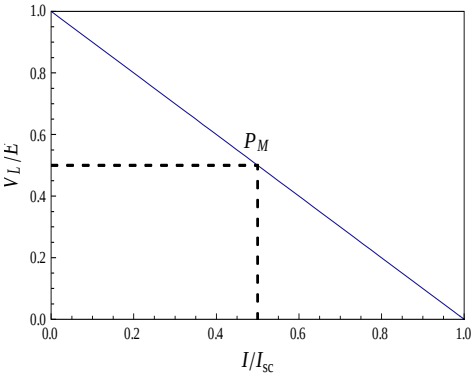


Рис. 2. Зависимость напряжения на нагрузке V_L от тока I для замкнутой цепи при постоянном внутреннем сопротивлении r источника.

Подчеркнем, что r не соответствует ни омическому сопротивлению проводов обмотки в электромеханических генераторах, ни сопротивлению материала базовой области ФЭП, а характеризует именно способность преобразователя перевести энергию одного вида в другой вид и возникающие при этом внутри преобразователя энергетические потери всех разновидностей.

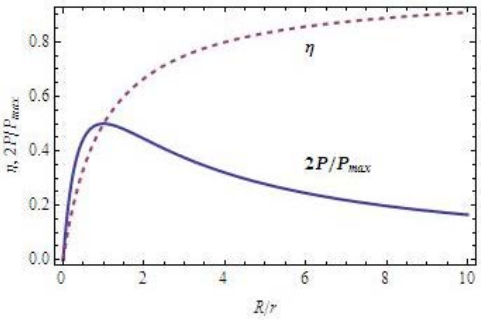


Рис. 3. Зависимость мощности на нагрузке P и КПД η от сопротивления нагрузки R при r = const.

Из рис. 3, казалось бы, следует, что добиться $\eta > 0.5$ можно, выбрав $R/r > 1$. Например, при $R/r = 4$ имеем $\eta = 0.8$. Но обеспечение условия $R/r > 1$ часто оказывается невозможным в силу технологических, экономических причин или условий работы преобразователей.

В частности, в электрических турбогенераторах большой мощности, преобразующих механическую энергию вращения вала турбины (паровой или газовой) в электрическую, во внутреннем сопротивлении r участвуют магнитные потери в статоре и роторе, а также потери в немагнитных зазорах между ними, омическое сопротивление обмоток, потери на вихревые токи. Для снижения потерь энергии требуется улучшить качество ферромагнитного материала статора и ротора, уменьшить немагнитные зазоры и толщину листов для их изготовления, охлаждать обмотки до низких температур, что создает проблемы в изготовлении статоров и роторов с необходимой точностью и в их центровке, обеспечение механической прочности, наличие дополнительных устройств охлаждения. Кроме того, возрастают габариты и масса оборудования, поскольку его расчетная мощность должна быть существенно больше, чем потребляет нагрузка, а стоимость возрастает еще больше. Именно увеличение относительной ширины немагнитного зазора (по сравнению с общей длиной магнитных силовых линий) и доли объема,

занимаемой изоляцией обмоток (поэтому не участвующей в прохождении тока в обмотках) приводит к закономерному снижению КПД электродвигателей и электромеханических генераторов от 98 до 5–10% по мере уменьшения их мощности [5].

В случае же ФЭП природа r не совсем ясна. Анализ физических процессов в ФЭП показывает, что в r основной вклад дают затраты энергии на образование электронно-дырочных пар (внутренний квантовый выход) и их рассеяние (омическое сопротивление базы). На первый взгляд, омическое сопротивление базы (области n- и p-типа проводимости, рис. 4) можно уменьшить снижением удельного сопротивления используемого материала или уменьшением толщины базы. Но уменьшение толщины базы ФЭП приводит к технологическим и эксплуатационным сложностям, обусловленным снижением механической прочности элементов. Выполнению условия $R/r > 1$ в этом случае препятствует также постоянство максимальной плотности потока мощности солнечного излучения (до 1.5 кВт/м^2 в зависимости от местности), которую можно повысить применением концентраторов, т.е. снова через увеличение габаритов, массы и стоимости оборудования.

Снижение удельного сопротивления используемого полупроводникового материала путем повышения уровня легирования дает, по-видимому, неоднозначный и недостаточный эффект из-за снижения внутреннего квантового выхода и усиления рекомбинации генерируемых электронно-дырочных пар.

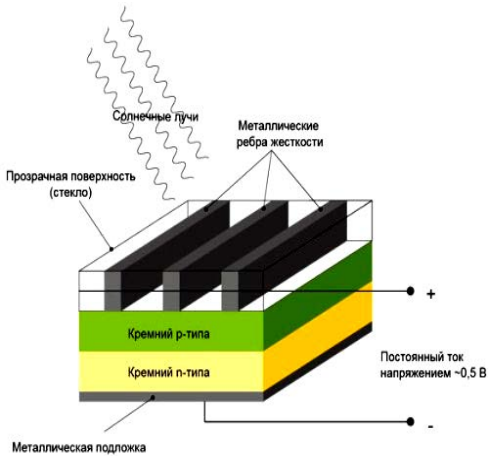


Рис. 4. Устройство ФЭП.

С другой стороны, эксперименты показывают, что у ФЭП r резко возрастает при достижении определенной величины тока нагрузки I, что указывает на внутренние обратные связи в них и делает достижение условия $R/r=1$ принципиально невозможным. В следующем разделе рассмотрим особенности вольтамперных характеристик $V(I)$ различных преобразователей энергии и возможности обеспечения максимального КПД η в них.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

III.1. Электромеханические преобразователи

Внутренние связи ярко проявляются в генераторе постоянного тока со смешанным возбуждением [6], где возбуждающее магнитное поле статора создается одновременно двумя статорными обмотками (рис. 5*а*), одна из них включена параллельно якорю (обмотка Ш1-Ш2), а другая – последовательно с нагрузкой (обмотка С1-С2). При этом последовательная обмотка С1-С2 может быть включена так, что ее магнитное поле усиливает магнитное поле параллельной обмотки (согласное включение) или ослабляет его (встречное включение). На обмотке якоря Я1-Я2 развивается электродвижущая сила E.

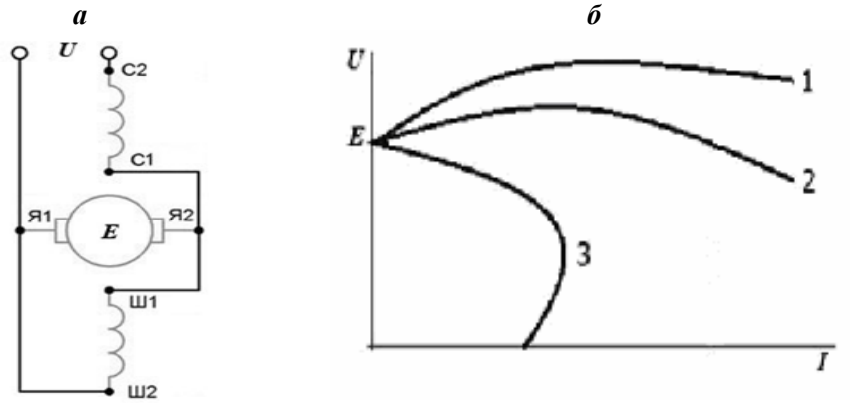


Рис. 5. Включение обмоток в генераторе постоянного тока со смешанным возбуждением (*а*) и его вольтамперная характеристики (*б*) [6].

Меняя число витков согласно включенной последовательной обмотке, можно получить характеристику, когда напряжение на клеммах генератора $U > E$ (кривая *1* на рис. 5*б*), что необходимо для компенсации падения напряжения на линии передачи, или обеспечить стабильность U в пределах 2–3 % при изменениях тока нагрузки от нуля до максимально допустимого значения (кривая *2* на рис. 5*б*).

При встречном включении обмотки возбуждения напряжение генератора с ростом тока нагрузки резко уменьшается (кривая *3*), что объясняется размагничивающим действием последовательной обмотки возбуждения, намагничивающая сила которой направлена встречно намагничивающей силе параллельной обмотки.

Встречное включение последовательной и параллельной обмоток возбуждения применяют в сварочных генераторах и других специальных машинах, где требуется ограничить ток короткого замыкания.

Сравнивая между собой характеристики на рис. 5*б*, видим, что последовательная обмотка возбуждения может создавать как положительную обратную связь (при согласованном включении), так и отрицательную (при встречном включении). Соответственно этому внутреннее сопротивление $r = (E\text{-}U)/I$ или $r = dU/dI$ генератора постоянного тока со смешанным возбуждением в качестве преобразователя механической энергии в электрическую может быть отрицательным (до максимума на кривых *1* и *2*) или положительным (после максимума на кривых *1* и *2*, а также кривая *3* до максимального тока). При некоторой промежуточной величине отрицательной обратной связи (между кривыми *2* и *3* на рис. 5*б*), создаваемой последовательной обмоткой, можно получить резкий спад напряжения на клеммах генератора после достижения критического тока, аналогично ВАХ ФЭП [7] (рис. 6).

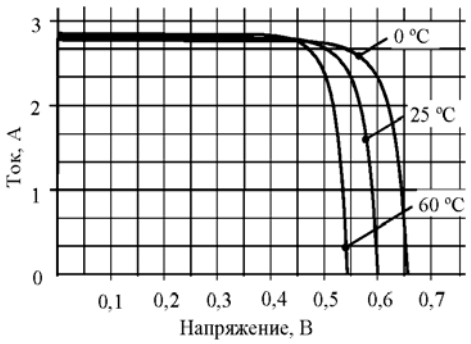


Рис. 6. Вольтамперная характеристика монокристаллического кремниевого ФЭП [7].

Введение положительной и отрицательной обратной связи для настройки формы вольтамперной характеристики (введение регулируемой обратной связи) используется также в сварочных генераторах переменного тока с выпрямителем [8]. Отсюда по аналогии можно заключить, что в ФЭП действует внутренняя обратная связь по току, физическая природа которой пока не установлена.

С этой точки зрения ТЕП является идеальным источником тока [9] с постоянным внутренним сопротивлением, которое не меняется во всех режимах нагрузки (рис. 7), т.е. без обратной связи.

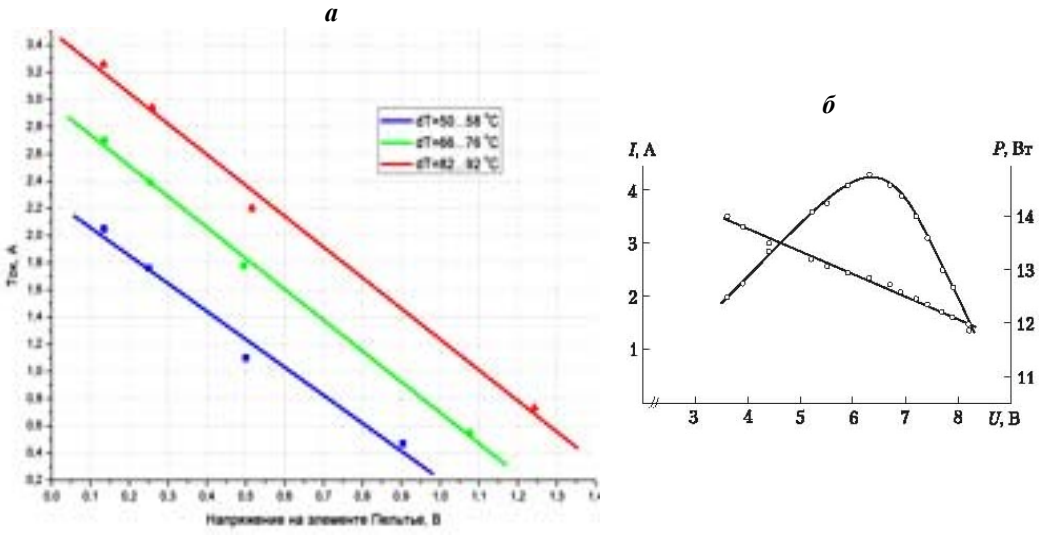


Рис. 7. ВАХ термоэлектрического модуля TEC-12709 при разных перепадах температуры (*а*) [9] и выходная мощность ТЭП (*б*) [10].

Не следует думать, что отрицательное внутреннее сопротивление $r = (E–U)/I$ или $r = dU/dI$ генератора постоянного тока со смешанным возбуждением приводит к отрицательным потерям энергии в генераторе. В действительности, превышение U над E при возрастании I обеспечивается тем, что мощность, потребляемая от двигателя, приводящего этот генератор во вращение, возрастает быстрее, чем при положительном r. С этой точки зрения было бы интересно изучить вольтамперные характеристики такого генератора при постоянной потребляемой механической мощности, как это имеет место в магнитогидродинамических, термоэмиссионных, термоэлектрических и фотоэлектрических источниках электрического тока.

Таким образом, можно считать, что по совокупности технико-экономических показателей режим работы преобразователей энергии $R/r = 1$ является наижелательным (кстати, это условие является обязательным в высокочастотных радиоэлектронных устройствах [11]). При этом половина поступающей в ФЭП энергии солнечного излучения превращается в тепло, которое обычно бесполезно (или даже вредно) рассеивается в окружающей среде.

С другой стороны, экспериментальные результаты [7] показывают (рис. 6), что r ФЭП возрастает с током нагрузки $I_н$ и ФЭП из источника напряжения ($R/r >> 1$, малые токи $I_н$) превращается в источник тока ($R/r << 1$, большие токи $I_н$). Отсюда

следует, что в ФЭП режим $R/r = 1$ невозможно обеспечить. Рассмотрим этот момент подробнее ввиду его важности (рис. 8*а*).

Из эквивалентной схемы источника электрической энергии (рис. 1) следует, что напряжение U на его зажимах (или на нагрузке R) определяется выражением:

$$U = E - I_н r,$$

и при постоянном r зависимость $U(I_н)$ представляет собой почти прямую линию (участок $0 < I_н < 1$ А при температуре 25°С на рис. 6), откуда $r = \Delta U/\Delta I \approx 0.022$ Ом, тогда как сопротивление нагрузки $R(I = 1\text{ А}) = U/I = 0.59$ Ом, т.е. ФЭП работает в режиме холостого хода $R >> r$.

Однако в области максимальных токов ситуация резко меняется: теперь $r = \Delta U/\Delta I \approx 0.5/0.02 \approx 25$ Ом, тогда как $R(I = 2.7\text{ А}) = U/I = 0.17$ Ом, и ФЭП работает в режиме короткого замыкания $R << r$ из-за возрастания внутреннего сопротивления r от 0.022 до 25 Ом, т.е. более чем в 1000 раз. Приведенные оценки R и r довольно грубые, так как использовались графические данные, но при изменении r более чем в 1000 раз ошибкой даже в 50% можно пренебречь.

На рис. 8*б* показано, какой должна бы быть генерируемая мощность P_M солнечной батареи при неизменном внутреннем сопротивлении $P_M(U=E/2)=170$ Вт, тогда как реально достигается 50 Вт, т.е. реальный КПД в 3,4 раза меньше.

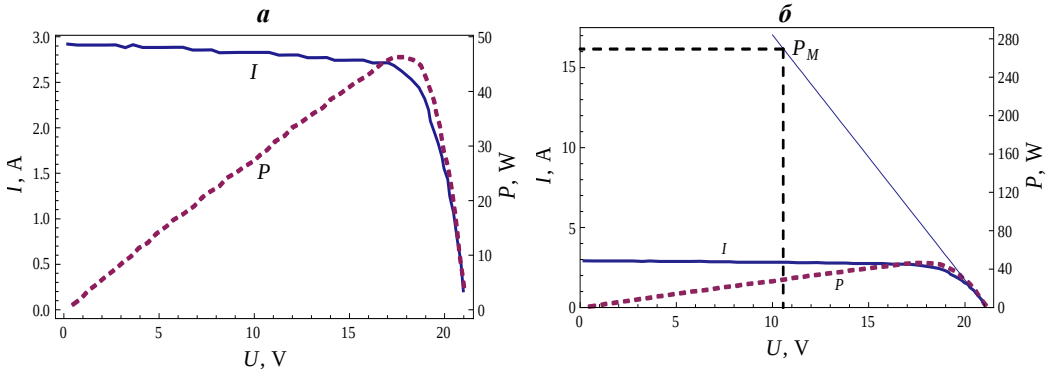


Рис. 8. ВАХ и выходная мощность P солнечной батареи из 36 ФЭП [7] (а) и определение мощности $P_М(U = E/2)$ для той же батареи (*б*).

Для ВАХ (рис. 8*а*) имеем $r(I = 0.4\text{ А}) = \Delta U/\Delta I \approx 0.4$ Ом, тогда как сопротивление нагрузки $R(I = 0.4\text{ А}) = U/I = 50$ Ом, т. е. ФЭП работает в режиме холостого хода $R >> r$.

Однако в области максимальных токов ситуация опять резко меняется: теперь $r = \Delta U/\Delta I \approx 45.3$ Ом, тогда как $R(I = 2.9\text{ А}) = U/I = 5.8$ Ом, и ФЭП работает в режиме короткого замыкания $R << r$ из-за возрастания внутреннего сопротивления r от 0.4 до 45 Ом, т. е. более чем в 100 раз. Анализ ВАХ большого числа ФЭП показывает, что изменение r для наиболее совершенных экземпляров будет еще больше – до 1000 раз. Приведенные оценки R и r довольно грубые, так как использовались графические данные, но при изменении r более чем в 100 раз ошибкой даже в 50% можно пренебречь.

Эти рассуждения в полной мере применимы и к термофотоэлектрическим преобразователям [12], и к системам с разделением спектра [13]. В первых широкий спектр солнечного излучения преобразуется вначале в тепловое

излучение с узким интервалом частот, а затем вторичное излучение преобразуется в электрическую энергию с помощью селективного ФЭП с высоким КПД. Во втором случае из солнечного спектра выделяются узкие участки, которые преобразуются в электричество соответствующими селективными ФЭП.

Следовательно, и здесь использование преобразователей тепловой энергии в комбинации с ФЭП (каскадное включение – последовательно по потоку поступающей энергии, параллельное – по преобразованной энергии) является обязательным условием для повышения эффективности преобразования солнечной энергии в электрическую.

Такие комбинированные системы преобразователей интенсивно исследуются в последние годы [14, 15], и когенерационные (электричество+горячая вода) солнечные установки уже поступают в продажу [16].

Однако потребность в электрической энергии всегда выше, чем в тепловой энергии. Поэтому сочетание ФЭП с преобразователями тепла в электричество является наиболее востребованным вариантом, особенно в странах с жарким климатом.

По всем характеристикам (геометрические, физические, долговечность и надежность) наилучшее сочетание с ФЭП обеспечивают термоэлектрические преобразователи (ТЭП), и именно комбинированные фототермоэлектрические преобразователи являются предметом исследований во многих случаях [14, 17-19].

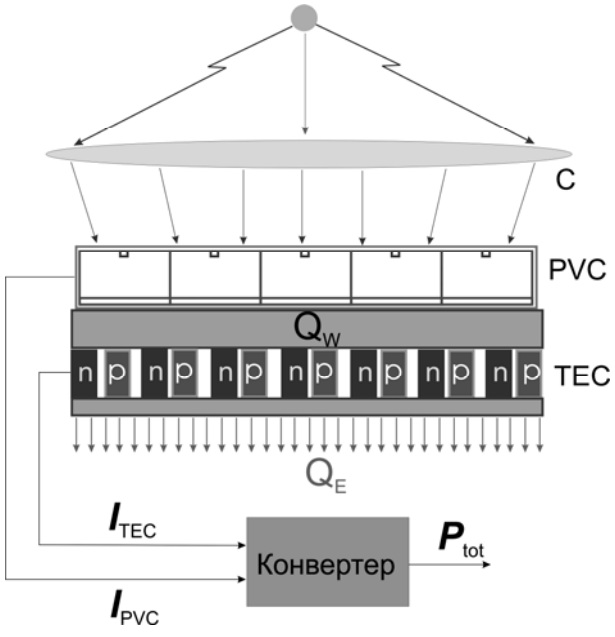


Рис. 9. Комбинированная фототермоэлектрическая система: C – концентратор солнечного излучения, PVC – фотоэлектрический преобразователь, ТЭС – термоэлектрический преобразователь, Q_W – бросовое тепло после ФЭП, Q_E – бросовое тепло после ТЭП (в окружающую среду), I_{TEC} – выходной ток ТЭП, I_{PVC} – выходной ток ФЭП, P_{tot} – общая выходная мощность системы.

В фототермоэлектрических преобразователях солнечной энергии (рис. 9) ТЭП располагается на тыльной стороне ФЭП и между ними обеспечивается хороший тепловой контакт. Поскольку эффективность ТЭП растет пропорционально температуре горячей стороны (которая одновременно является тыльной, холодной стороной ФЭП), то ФЭП должен быть изготовлен из материала, способного длительно и эффективно работать при температурах 450–500 К.

Электрический ток, выработанный ФЭП и ТЭП, поступает на вход конвертера, где объединяется, преобразуется в переменный ток частоты 50 Гц (квазисинусоидальный) и стабилизируется по среднему значению, после чего поступает к потребителям.

При этом ТЭП может быть в свою очередь также много-

каскадным, причем каскады здесь могут быть как внутри одного ТЭП в виде сочетания термоэлектрических материалов, оптимизированных в разных диапазонах температур, так и в виде отдельных термоэлектрических модулей, опять-таки оптимизированных в соответствующих температурных областях.

Таким путем можно добиться коэффициента полезного действия η системы ФЭП+ТЭП, сравнимого (или даже выше) с КПД существующих преобразователей с механическим звеном. Например, для системы, состоящей из ФЭП с η = 20% и двух каскадов ТЭП с $\eta_{ТЭП}$ = 12.5%, получаем суммарный КПД $\eta = \eta_{ФЭП}+(1-\eta_{ФЭП})\eta_{ТЭП}+(1-(\eta_{ФЭП}+(1-\eta_{ФЭП})\eta_{ТЭП})\eta_{ТЭП} = 0.3875 = 38.75\%$.

В общем случае для системы, состоящей из N каскадов с КПД η_0 каждого, общий КПД будет

$$\eta = \eta_0 (1 - \eta_0)^{N-1}.$$

Эта зависимость для нескольких значений η_0 показана на рис. 10, откуда видно, что при $\eta_0 \geq 0.2$ уже после трех каскадов рост η замедляется, т.е. дальнейшее увеличение числа каскадов не дает существенного роста КПД системы.

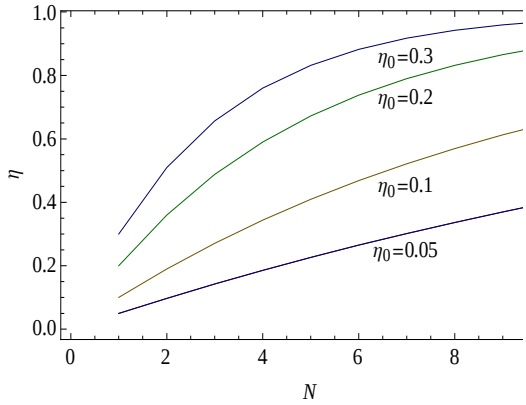


Рис. 10. Зависимость общего КПД η от числа каскадов N при разных значениях КПД η_0 одного каскада.

Согласованная система двухступенчатого высокоэффективного ФЭП на гетеропереходе *p*-$Al_xGa_{1-x}As$-*n*-GaAs и ТЭП из *n*-BiTeSe-*p*-BiTeSb при концентрации солнечного излучения в 20 раз показала КПД более 25% [19], из них около 10% вклад ТЭП. Применение двух- или трехступенчатого ТЭП позволит поднять КПД до 30–35%. Тогда такие комбинированные системы могут конкурировать по эффективности с другими источниками электроэнергии.

Как показано в [20, 21], в создании ТЭП для широкого применения в энергетике и материалов для них главным критерием должен быть не КПД, а соотношение цена/мощность. Пока же общим недостатком ФЭП и ТЭП по отдельности, а также комбинированных фототермоэлектрических преобразователей является высокая цена установленной мощности. Многослойные ФЭП или системы с частотной селекцией, устанавливающие рекорды по эффективности [1-3, 13], являются пока также дорогими из-за сложности технологии или конструкции, и проблему не решают. Более того, к этим системам в целом также применимы изложенные выше соображения о влиянии внутреннего сопротивления на КПД, так что и здесь использование каскадов ТЭП является неизбежным.

Применение дешевых кремниевых структур (по оценкам в ближайшие годы их цена может быть ниже 2 USD/Вт) в солнечных генераторах с концентраторами невозможно из-за резкого ухудшения их работы при температурах выше 330 К. Хотя арсенид-галлиевые элементы сохраняют свою эффективную работу при высоких рабочих температурах (до 420 К) [22], но их высокая цена не позволяет пока говорить о широком применении в солнечной энергетике.

В [23] обсуждается вопрос о том, нужен ли высокий КПД ТЭП для получения большой мощности при преобразовании бросового тепла. Показывается, что зачастую выходную мощность можно увеличить не увеличением термоэлектрической добротности *ZT*, а наоборот, через повышение теплопроводности при неизменном *ZT*, что несколько противоречит основной тенденции развития термоэлектрических материалов.

С другой стороны, применение ТЭП совместно с ФЭП без концентраторов не оправдано из-за низкой эффективности первых, изготовленных из существующих материалов, при малой разности температур горячей и холодной сторон (температура холодной стороны ТЭП не может быть ниже температуры окружающей среды).

Здесь отметим еще одну особенность применения функциональных материалов в ФЭП и ТЭП, связанную с уровнем преобразуемой мощности. Плотность потока мощности (Вт/м^2), поступающей в преобразователь, не должна превышать некоторого максимального значения во избежание перегрева и выхода из строя устройства. Поэтому количество используемого функционального материала ограничено снизу, что влияет напрямую на цену ФЭП и ТЭП – одним из главных направлений в исследованиях материалов для ФЭП и ТЭП является снижение их цены. При этом использование концентраторов солнечного излучения почти не меняет ситуацию при цене устройств менее 1 доллара США/кВт – сам концентратор добавляет в цену 0.5-1 доллар США/кВт [24].

Итогом изложенного является следующее.

Использование преобразователей энергии, в частности, ФЭП, совместно с ТЭП является неизбежным для повышения КПД преобразования.

Выяснение физической природы обратной связи по току в ФЭП является одним из важнейших вопросов создания эффективных ФЭП.

Поиск дешевых и эффективных материалов для ФЭП, работающих в потоке концентрированного солнечного излучения при температурах 600–700 К, и для ТЭП соответствующего диапазона температур (300–400 К) остается основной задачей в освоении солнечной энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. http://www.membrana.ru/lenta/?9574.
2. http://www.membrana.ru/particle/13902.
3. http://www.facepla.net/index.php/component/tag/semprius.
4. Ю.Ф. Скрипников. Радиаторы для полупроводниковых приборов (Москва, Энергия, 1973).
5. Справочник по электрическим машинам. Под ред. И.П. Копылова, Б.К. Клокова. Т. 1 (Москва, Энергоатомиздат, 1988); Т. 2 (Москва, Энергоатомиздат, 1989).
6. http://helpiks.org/1-120017.html.
7. П.В. Тихонов. Обоснование параметров фотоэлектрического теплового модуля. Дисс. канд. техн. наук (Москва, 2014).
8. http://www.welding.su/articles/sources/sources_27.html
9. http://inerton.ucoz.ru/publ/ehlektronika/dc_dc_preobrazovateli/generator_na_ehlemente_peltje/16-1-0-30
10. Л.И. Анатичук, В.Я. Михайловский, Л.Т. Струтинская, И.Ю. Лудчак, Наука и инновация (Украина) **5**, № 5, 34 (2009).

11. Э. Ред. Справочное пособие по высокочастотной схемотехнике. Пер. с немецкого (Москва, Мир, 1990).
12. А.С. Власов, В.П. Хвостиков, С.В. Сорокина и др., ФТП **44**, 1284 (2010).
13. A.G. Imenes and D.R. Mills. In Proceedings of Solar 2002 (Australian and New Zealand, Solar Energy Society, pp. 1–7).
14. Y. Li, S. Witharana, Hui Cao, M. Lasfargues, Yun Huang, Y. Ding, Particuology **11** (2013) http://dx.doi.org/10.1016/j.partic.2013.08.003.
15. D.J. Yang, Z.F. Yuan, P.H. Lee, H.M. Yin, International Journal of Heat and Mass Transfer **55**, 1076 (2012).
16. Forbes Solar - Solar Cogeneration System, http://www.forbesmarshall.com/solar_cogeneration.aspx.
17. M. Fisac, F.X. Villasevil, A.M. López, Journal of Power Sources **252**, 264 (2014).
18. T. Liao, B. Lin, Z. Yang, International Journal of Thermal Sciences **77**, 158 (2014).
19. А.М. Касымахунова, М. Набиев, Письма в ЖТФ **29**, 76 (2003).
20. G. Abdurakhmanov, R.A. Zakhidov, G.S. Vakhidova, S.A. Mamatkulova, Applied Solar Energy **46**, No.3, 169 (2010).
21. S.K. Yee, S. LeBlanc, K.E. Goodson, C. Dames, Energy Environ. Sci. **6**, 2561 (2013).
22. В.П. Ефимов, Физическая инженерия поверхности **8**, № 2, 100 (2010).
23. Dario Narducci, Applied Physics Letters **99**, 102104 (2011); doi: 10.1063/1.3634018.
24. Ш.И. Клычев. Автореферат дисс. … докт. техн. наук (Ташкент, ФТИ АН РУз, 2004).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№3) 2018 PP.184-191

ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ГЕТЕРОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СТРУКТУР В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ НЕКОТОРЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЕЙ

Ш.П. Гофуров[1], О.Б. Исмаилова[2,3], А.М. Коххаров[1], С.А. Бахрамов[1], У.К. Махманов[1]

[1]Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз., 100125 Ташкент, ул. Дурмон йули, 33, Узбекистан, kokham@yandex.com

[2]Туринский политехнический университет, 100095 Ташкент, ул. Кичик халка йули, 17, Узбекистан

[3]Узбекско-Японский центр молодежных инноваций, 100098 Ташкент, Узбекистан

(Получена 14.03.2018)

Тетрагидрофуран, диметилформамид ва этанолнинг сувдаги эритмаларида гетеромолекуляр агрегатлар ҳосил бўлишининг концентрацион хусусиятлари илк бор рефрактометрия методи орқали ўрганилди. Хона ҳароратидаги тетрагидрофуран, диметилформамид ва этанолнинг сувдаги эритмаларининг кенг концентрацион диапазонида (~0–1.0 м.у.) синдириш кўрсатгичлари ўлчанди. Тетрагидрофуран-сув, диметилформамид-сув, этанол-сув аралашмаларидаги барқарор гетеромолекуляр комплексларнинг ҳосил бўлиши аралашмаларнинг сақлаш вақтига боғлиқлиги ҳамда ушбу аралашмаларнинг 0.2–0.4 м.у. да кузатилиши кўрсатилди. Булар компонентларнинг сувли аралашмасининг ортиқча синдириш кўрсатгичининг экстремал қийматлари билан тасдиқланади. Тайёрланган аралашмалардаги термодинамик мувозанат ҳолати фақатгина етарлича кўп вақт сақлангандан кейингина ҳосил бўлиши мумкин.

Для выявления концентрационных особенностей образования гетеромолекулярных агрегатов в водных растворах тетрагидрофурана, диметилформамида и этилового спирта впервые использован метод оптической рефрактометрии. Проведены измерения показателей преломления водных растворов тетрагидрофурана, диметилформамида и этанола в широком диапазоне концентраций компонентов (~0–1.0 м.д.) при комнатной температуре. Показано, что образование стабильных гетеромолекулярных комплексов в смесях тетрагидрофуран-вода, диметилформамид-вода, этанол-вода зависят от времени хранения водных растворов. Они образуются в области концентраций тетрагидрофурана, диметилформамида и этилового спирта 0.2–0.4 м.д. Это подтверждается экстремальными значениями избыточного показателя преломления компонентов водных растворов. Наблюдаемая в эксперименте временная зависимость изменения $n^E(x)$ во всей области мольных долей компонентов может служить указанием на то, что полное термодинамическое равновесное состояние в приготовленных растворах устанавливается только после достаточно большого времени выдержки.

For the first time, the refractometry method was used to determine optical characteristics and concentration features of aqueous solutions of tetrahydrofurane, dimethylformamide and ethanol. Refractive indices of aqueous solutions of tetrahydrofuran, dimethylformamide and ethanol were measured in a wide range of component concentrations (~0–1.0 m.f.) at room temperature. It is shown that the formation of stable heteromolecular complexes in mixtures of tetrahydrofuran-water, dimethylformamide-water, ethanol-water depends on the storage time of solutions, and they are formed at the concentration of tetrahydrofuran, dimethylformamide and ethanol of 0.2–0.4 m.f. This is confirmed by the extreme values of the excess refractive index of aqueous solution's components. This time dependence of the change of the mole fractions of the components may be an indication that the complete thermodynamic equilibrium state in the prepared solutions is established only after a sufficiently long storage time.

I. ВВЕДЕНИЕ

Существуют разнообразные экспериментальные методы исследования свойств воды и водно-органических растворов – диэлектрическая [1] и инфракрасная спектроскопия [2], дифракция рентгеновских лучей [3], дифракция нейтронов [4], спектроскопия протонного магнитного резонанса [5] и др. Все эти методы обладают высокой чувствительностью к различным структурным и релаксационным изменениям молекул жидкостей [6], позволяют установить конкретные механизмы их взаимного растворения в широком интервале концентраций компонентов и температур растворов и регистрировать образование моно- и гетеромолекулярных ассоциатов в растворах [6, 7], а также клатратных образований в водных смесях практически любых органических растворителей [6, 7].

Цель настоящей работы показать, что оптическая рефрактометрия, основанная на точном прецизионном измерении конкретных значений показателей преломления прозрачных растворов, наряду с диэлектрической проницаемостью [8], полным изотропным релеевским рассеянием когерентного света [9, 10], инфракрасной спектроскопией [11, 12], вязкостью [13], плотностью [13, 14] и избыточным мольным объемом смешивания [15], может быть также успешно использована в качестве надежного высокочувствительного инструмента для наблюдения за образованием гетеромолекулярных ассоциатов в сложных водно-органических растворах.

Кроме того, методом молекулярной динамики теоретически рассчитаны избыточные показатели преломления водных растворов тетрагидрофурана (ТГФ), N,N-диметилформамида (ДМФА) и этанола (ЭТ) в широком интервале концентраций компонентов. Экспериментально при комнатной температуре измерены точные значения показателей преломления указанных водных растворов ТГФ, ДМФА и ЭТ. Проведен сравнительный анализ особенностей поведения кривых избыточных диэлектрических проницаемостей перечисленных водных растворов с кривыми их избыточных показателей преломления при различных начальных концентрациях тетрагидрофурана, диметилформамида и этанола.

Отметим, что выбор в качестве объектов исследования именно двойных водно-органических смесей вода-ТГФ, вода-ДМФА и вода-ЭТ обусловлен их широким практическим использованием в химическом синтезе [16], в оптической спектроскопии [17], спектроскопии ЭПР [18] и в высокоэффективной препаративной и аналитической жидкостной хроматографии в качестве подвижных фаз [19, 20].

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕФРАКТИВНЫХ СВОЙСТВ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ РАСТВОРОВ ТЕТРАГИДРОФУРАН-ВОДА, ДИМЕТИЛФОРМАМИД-ВОДА И ЭТАНОЛ-ВОДА

II.1. Использованные материалы и методы

В экспериментах использовали тетрагидрофуран (C_4H_8O) марки стандарт (массовая доля основного вещества не менее 99.9 масс.%) и N,N-диметилформамид (C_3H_7NO) (чистота ~99.9 масс.%), полученные от «Reagent Plus», а также этанол (C_2H_6O) и дистиллированную воду с pH=7.02. Водные растворы ТГФ, ДМФА и ЭТ готовили гравиметрическим (т.е. весовым) методом, описанным в работе [21]. Для этого использовали высокоточные аналитические весы марки EP 214C (Ohaus Explorer Pro, Швейцария) с погрешностью ≤0.0002 г. Каждый водно-органический

раствор заданного состава готовился отдельно и не использовался при подготовке растворов с другой концентрацией составов.

Прецизионные измерения точных значений показателей преломления (n^E) ряда изученных нами чистых однокомпонентных жидкостей (вода, ТГФ, ДФМА и ЭТ), а также водных растворов ТГФ, ДФМА и ЭС в широком интервале концентраций компонентов проводили на длине волны D_2-линии атома натрия (λ=589 нм) при помощи высокочувствительного цифрового рефрактометра марки «RX-7000 alpha» с точностью ±0.0001 и функцией регистрации температуры (Atago, Япония), программно подключенной к персональному компьютеру. Во избежание возможного влияния даже незначительных колебаний температуры как на плотность воды, так и на плотность органического растворителя, следовательно, и на плотность исследованных нами водно-органических растворов, все приведенные ниже эксперименты проводили в закрытом термостатированном рабочем боксе при фиксированной температуре t=25±0.2°C и атмосферном давлении. Стабильность температуры в измерительном боксе контролировали при помощи встроенного термостата на элементе Пельтье. Длительность измерения показателя преломления каждого образца раствора составляла не более 5 сек.

II.2. Полученные экспериментальные результаты и их обсуждение

Измеренные в экспериментах точные значения показателей преломления ($n_{смесь}$) водно-органических растворов, соответствующие различным концентрациям ТГФ, ДМФА и ЭТ в воде на разных стадиях хранения растворов при комнатной температуре, представлены в табл. 1-3.

Таблица 1. Экспериментально измеренные значения показателей преломления ($n_{смесь}$) и избыточных показателей преломления (n^E) водных растворов ТГФ при различных фиксированных концентрациях органического растворителя. Температура раствора T≈25°C.

Мольная доля ТГФ	Свежеприготовленный раствор		После 3-х месяцев хранения раствора		После 6-ти месяцев хранения раствора	
	n	n^E	n	n^E	n	n^E
1.00000	1.4045	0.00000	1.4046	0.00000	1.4046	0.00000
0.80830	1.4014	0.01074	1.4034	0.01274	1.4025	0.01180
0.66641	1.3990	0.01859	1.4024	0.02195	1.4008	0.02032
0.47030	1.3933	0.02704	1.3959	0.02965	1.3961	0.02980
0.34120	1.3872	0.03027	1.3901	0.03320	1.3841	0.02713
0.24978	1.3854	0.03507	1.3886	0.03832	1.3909	0.04054
0.18164	1.3744	0.02899	1.3817	0.03635	1.3763	0.03087
0.12890	1.3673	0.02569	1.3748	0.03327	1.3676	0.02598
0.08686	1.3558	0.01723	1.3722	0.03371	1.3662	0.02762
0.05257	1.3506	0.01450	1.3548	0.01879	1.3451	0.00900
0.02407	1.3421	0.00806	1.3435	0.00956	1.3383	0.00426
0.00000	1.3323	0.00000	1.3322	0.00000	1.3323	0.00000

Далее из полученных табличных данных рассчитывали конкретные значения избыточных показателей преломления водно-органических растворов по формуле

$$n^E = n_{смесь} - (X_1 n_1 + X_2 n_2),$$

где X_1 и X_2 – мольные фракции (доли), n_1 и n_2 – показатели преломления соответственно чистой дистиллированной воды и чистого органического растворителя, $n_{смесь}$ – измеренные в экспериментах показатели преломления водно-органических смесей в широком интервале концентраций компонентов. Полученные нами конкретные значения избыточного параметра n^E для всех исследованных нами бинарных растворов ТГФ+вода, ДМФ+вода и ЭТ+вода в широком интервале концентраций компонентов также представлены в табл. 1–3.

Таблица 2. Экспериментально измеренные значения показателей преломления ($n_{смесь}$) и избыточных показателей преломления (n^E) водных растворов ДМФА при различных фиксированных концентрациях органического растворителя. Температура раствора T≈25°C.

Мольная доля ДМФА	Свежеприготовленный раствор		После 3-х месяцев хранения раствора		После 6-ти месяцев хранения раствора	
	n	n^E	n	n^E	n	n^E
1.00000	1.4279	0.00000	1.4273	0.00000	1.4276	0.00000
0.81548	1.4243	0.01402	1.4261	0.01633	1.4260	0.01602
0.67673	1.4218	0.02477	1.4243	0.02771	1.4251	0.02837
0.48198	1.4147	0.03627	1.4199	0.04181	1.4207	0.04257
0.35180	1.4093	0.04330	1.4157	0.04998	1.4185	0.05280
0.25866	1.3991	0.04200	1.4105	0.05363	1.4139	0.05710
0.18871	1.3895	0.03908	1.4012	0.05097	1.4101	0.05998
0.13425	1.3761	0.03088	1.3907	0.04565	1.4034	0.05848
0.09065	1.3642	0.02314	1.3740	0.03309	1.3817	0.04094
0.05496	1.3539	0.01625	1.3658	0.02828	1.3769	0.03955
0.02519	1.3448	0.00999	1.3509	0.01621	1.3571	0.02259
0.00000	1.3324	0.00000	1.3323	0.00000	1.3321	0.00000

Таблица 3. Экспериментально измеренные значения показателей преломления ($n_{смесь}$) и избыточных показателей преломления (n^E) водных растворов ЭТ при различных фиксированных концентрациях органического растворителя. Температура раствора T≈25°C.

Мольная доля ЭТ	Свежеприготовленный раствор		После 3-х месяцев хранения раствора		После 6-ти месяцев хранения раствора	
	n	n^E	n	n^E	n	n^E
1.000000	1.3610	0.00000	1.3610	0.00000	1.3611	0.00000
0.828460	1.3619	0.00581	1.3621	0.00600	1.3599	0.00374
0.735059	1.3618	0.00838	1.3624	0.00892	1.3597	0.00623
0.552188	1.3615	0.01331	1.3634	0.01512	1.3584	0.01020
0.418366	1.3607	0.01633	1.3607	0.01622	1.3556	0.01125
0.316194	1.3591	0.01766	1.3572	0.01562	1.3549	0.01349
0.235631	1.3566	0.01746	1.3536	0.01431	1.3511	0.01201
0.170477	1.3531	0.01582	1.3501	0.01236	1.3482	0.01099
0.116698	1.3479	0.01216	1.3415	0.00559	1.3429	0.00724
0.071553	1.3430	0.00855	1.3388	0.00417	1.3386	0.00424
0.033117	1.3378	0.00445	1.3352	0.00166	1.3358	0.00255
0.000000	1.3324	0.00000	1.3326	0.00000	1.3323	0.00000

Тетрагидрофуран легко образует сетку водородных связей с водой, и подобно диоксану смешивается с ней в любых объемных пропорциях (соотношениях).

Естественно, что в системах ТГФ-вода, ДМФА-вода и ЭТ-вода между компонентами возникают взаимодействия различной силы, что непременно будет отражаться на их физико-химических свойствах. На рисунке показаны изотермы концентрационных зависимостей избыточных показателей преломления n^E свежеприготовленных водных растворов ТГФ, ДМФА и ЭТ, а также эволюция их изменения после 3-х и 6-ти месячного хранения растворов при комнатной температуре.

Нетрудно заметить, что экстремальное значение (максимум) избыточного параметра n^E в свежеприготовленной смеси ТГФ+вода возникает при концентрации тетрагидрофурана, равной ~0.25 м.д., что указывает на преимущественное образование в растворе гетеромолекулярных ассоциатов состава ТГФ+3H_2O. Эти надмолекулярные гетерообразования в растворе синтезируются со скоростью смешивания реагентов, и, в целом, сохраняют свою структурную стабильность даже по истечении 3-х и 6-ти месяцев хранения растворов при комнатной температуре (см. рисунок).

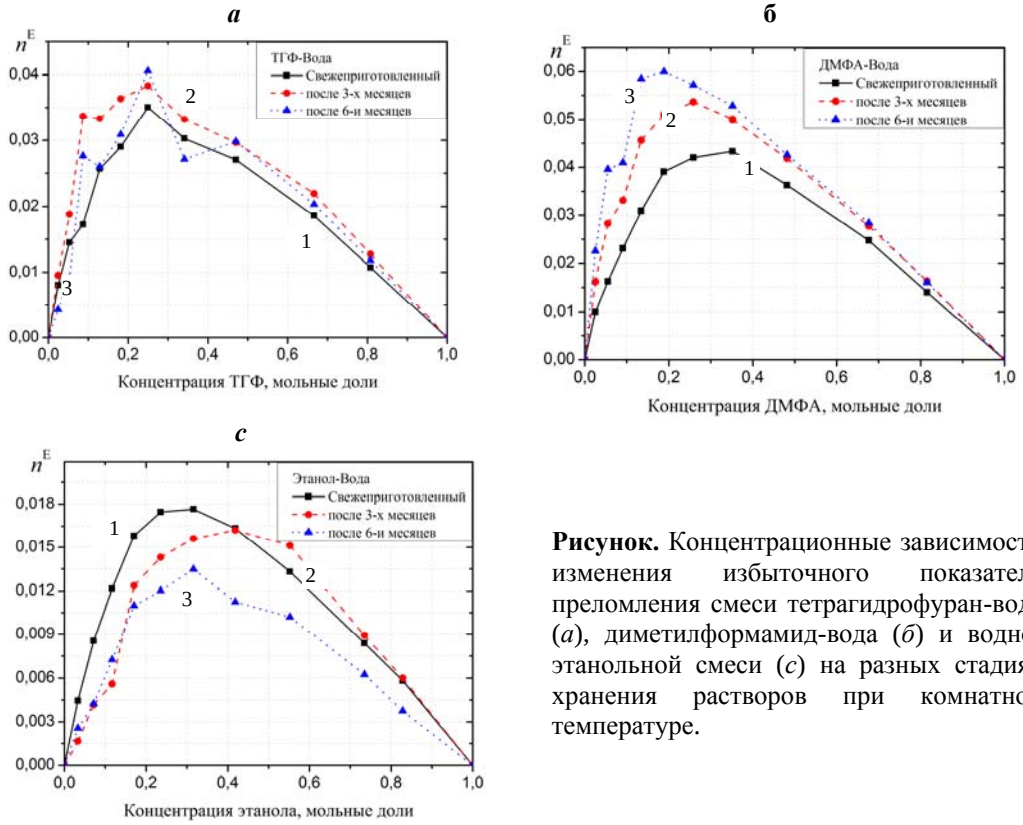


Рисунок. Концентрационные зависимости изменения избыточного показателя преломления смеси тетрагидрофуран-вода (*а*), диметилформамид-вода (*б*) и водно-этанольной смеси (*с*) на разных стадиях хранения растворов при комнатной температуре.

Следует также особо отметить возникновение второго дополнительного максимума в изотерме избыточного показателя преломления n^E раствора после его 6-месячного хранения при концентрации ТГФ ~0.48 м.д. в водно-тетрагидрофурановой смеси (рис. *а*). Последнее указывает на образование в растворе довольно прочной водородной связи между молекулами воды и тетрагидрофурана в пропорции ~1:1.

При дальнейшем увеличении концентрации тетрагидрофурана в растворе (область X=0.5–1 м.д.) значение избыточного параметра n^E плавно (почти линейно) уменьшается и обнуляется в чистом тетрагидрофуране.

В случае смеси растворителей ДМФА-вода (рис. *б*) экстремально большие значения избыточного показателя преломления раствора n^E = 0.043, n^E = 0.053 и n^E = 0.06 наблюдались при концентрациях ДМФ, равных $X \approx 0.33$, $X \approx 0.25$ и $X \approx 0.20$ мольных долей соответственно, что подтверждает образование в растворе стабильных гетеромолекулярных ассоциатов следующих составов: ДМФА+2H_2O (сразу же после приготовления раствора), ДМФА+3H_2O (после 3-х месячного хранения раствора при комнатной температуре), а также ДМФА+4H_2O (после 6-ти месячного хранения раствора при комнатной температуре).

Тот факт, что изотерма концентрационной зависимости экспериментально измеренного избыточного показателя преломления свежеприготовленных смесей этанол+вода проявляет максимум в области составов $X \approx 0.32–0.33$ м.д. этанола (рис. *с*) указывает на образование в растворе стабильных гетеромолекулярных ассоциатов состава ЭТ+2H_2O.

В отличие от раствора ДМФ-вода, где величина избыточного показателя преломления (ПП) раствора (n^E) **(**следовательно, и плотность гетеромолекулярных ассоциатов ДМФА+2H_2O, ДМФА+3H_2O и ДМФА+4H_2O в растворе) продолжала медленно расти со временем хранения рабочих растворов вплоть до 6 месяцев, в растворах ЭТ+вода наблюдалась обратная картина, а именно, резкое (до ~25%) падение величины избыточного ПП раствора, сопровождаемое аутентичным понижением концентрации гетероассоциатов ЭТ+2H_2O (см. рис. *с*).

Ещё одной удивительной индивидуальной особенностью водно-этанольных смесей в широком интервале концентраций компонентов является смещение положения максимума избыточного ПП раствора (n^E) в область более высоких концентраций этанола (~0.41 м.д.) в первые 3-месяца хранения раствора и последующее его восстановление в области концентраций $X \approx 0.31–0.32$ м.д. этанола при 6 месячном хранении раствора.

Теперь остановимся на особенностях образования гетеромолекулярных ассоциатов в равновесных растворах органический растворитель+вода. Тот экспериментальный факт, что максимумы концентрационных зависимостей избыточных показателей преломления растворов ТГФ+2H_2O, ДМФ+2H_2O и ЭТ+2H_2O сильно смещены в область больших концентраций воды и растут на переднем фронте быстрее, чем на заднем, свидетельствует о клатрат-гидратной природе образования наблюдавшихся нами гетероассоциатов.

Клатратные гидраты, как известно [см., н-р, 22-23], представляют собой особую группу надмолекулярных соединений включения, в которых молекулы гостя (н-р, в нашем случае тетрагидрофурана, диметилформамида или этанола), несмотря на свои довольно значительные геометрические размеры, легко встраиваются в полиэдрические (в основном в тетра- и октаэдрические) пустоты каркаса хозяина, образуемого молекулами воды. Причем гостевые молекулы не образуют с каркасом хозяина (воды) никаких специфических химических или Н-связей, а всего лишь удерживаются относительно слабыми (0.4–4 кДж.моль) межмолекулярными ван-дер-ваальсовыми силами притяжения, что позволяет им довольно легко оторваться и вновь закрепиться в пустотах каркаса сетки водородных связей воды в другом месте. Следовательно, подобные жидкие

системы фактически находятся на грани стабильных и нестабильных структурных образований.

Особо отметим, что в водных растворах тетрагидрофурана, приготовленных неравновесным способом, н-р под действием т.н. дихотомических марковских шумов [см., н-р, 24], возможно даже формирование стабильной нанокапельной фазы чистого тетрагидрофурана со средними размерами капли в диаметре вплоть до ~300 нм. Это подтверждает высокую чувствительность формирования гетеромолекулярных ассоциатов к особенностям приготовления водно-органических растворов и мобильность «пустот» каркаса воды.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изученные двухкомпонентные смеси тетрагидрофуран+вода, диметилформамид+вода и этанол+вода принадлежат к категории растворов, в которых реализуются не только внутрикомпонентные, но и также межкомпонентные комплексы с Н-связью, приводящие к уплотнению растворов. Последнее подтверждается положительными значениями избыточных показателей преломления всех трёх бинарных смесей во всем интервале изменения концентраций компонентов ($0<X<1$).

Методом оптической рефрактометрии высокого разрешения впервые экспериментально установлено, что стабильные гетеромолекулярные комплексы в водных растворах тетрагидрофурана (ТГФ+$3H_2O$), диметилформамида (ДМФА+$2H_2O$, ДМФА+$3H_2O$, ДМФА+$4H_2O$) и этанола (ЭТ+$2H_2O$) образуются в интервале концентраций органических компонентов 0.2–0.4 м.д., что подтверждается экстремально высокими значениями их избыточных показателей преломления.

Установленные закономерности структурной самоорганизации бинарных растворов могут быть полезными как при планировании хроматографических экспериментов с использованием двухкомпонентных водно-органических растворителей в качестве подвижной фазы, так и при проведении анализа полученных при этом результатов.

Оптическая рефрактометрия, также как и диэлектрическая спектроскопия, может быть успешно использована в качестве надёжного высокочувствительного инструмента для изучения различных структурных и релаксационных изменений в одно- и многокомпонентных прозрачных растворах.

Работа выполнена при финансовой поддержки грантов № ВА-ФА-Ф6-010 и № ОТ-Ф2-51 фундаментальных исследований Республики Узбекистан.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.J. Suresh and V.M. Naik, Journal of Chemical Physics **116**, 4212 (2002).
2. J. Max, C. Chapados, J. Phys. Chem. A **108**, № 16, 3324 (2004).
3. H. Mansur, R. Oréfice, A. Mansur, Polymer **45**, № 21, 7193 (2004).
4. G.W. Neilson, J.E. Enderby, J. Phys. Chem. **100**, № 4, 1317 (1996).
5. M. Kainosho, Y. Kyogoku, Biochemistry **11**, № 5, 741 (1972).
6. Л.П. Сафонова, А.А. Пряхин, Н.Г. Манин, Журнал физической химии **85**, № 4, 680 (2011).
7. Л.П. Сафонова, Ю.А. Фадеева, А.А. Пряхин, Журнал физической химии **83**, № 10, 1932 (2009).
8. T. Moriyoshi, T. Ishii, Y. Tamai, M. Tado, J. Chem. Eng. Data **35**, № 1, 17 (1990).

9. Y.G. Wu, T. Masaaki, T. Toshiyuki, Journal of Molecular. Liquids **94**, № 3, 273 (2001).
10. A. Wulf, R. Ludwig, Journal Chemical Physics and Physical Chemistry **7**, 266 (2006).
11. N. Biliskov, G. Baranovic, Journal of Molecular. Liquids **144**, 155 (2009).
12. S. Burikov, T. Dolenko, S. Patsaeva, Y. Starokurov, V. Yuzhakov, Journal of Molecular Physics **108**, № 18, 2427 (2010).
13. I.S. Khattab, F. Bandarkar, M.A.A. Fakhree, A. Jouyban, Korean Journal of Chemical Engineering **29**, № 6, 812 (2012).
14. А.Л. Зайцев, Е.А. Ноговицын, А.М. Зайчиков, Н.И. Железняк, Г.А. Крестов, Журнал физической химия **6**, № 4, 906 (1991).
15. O. Adam, A. Awwad, International Journal of Industrial Chemistry **7**, № 4, 391 (2016).
16. Klaus Hofmann, Anna Bridgwater, J. Am. Chem. Soc. **67**, № 5, 738 (1945).
17. P.B. Khoza, M.J. Moloto, L.M. Sikhwivhilu, Journal of Nanotechnology, Article ID **195106**, (2012).
18. М.А. Преображенский, О.Б. Рудаков, Г.Г. Кривнева, Л.Г. Барсукова, Е.А. Хорохордина, Л.В. Рудакова, Сорбционные и хроматографические процессы **13**. № 3, 298 (2013).
19. С.Н. Сычев, В.А. Гаврилина. Высокоэффективная жидкостная хроматография: аналитика, физическая химия, распознавание многокомпонентных систем. Учебное пособие (СПб., Лань, 2013).
20. H.C. Ku, C.C. Wang, C.H.J. Tu, Chem. Eng. Data. **53**, № 2, 566 (2008).
21. Э.Г. Ларионов, Ф.В. Журко, Ю.А. Дядин, Журн. структ. химии **43**, № 6, 1063 (2002).
22. T.N. Choi, K.D. Jordan, J. Phys. Chem. B **114**, 6932 (2010).
23. А.Е. Шубников. Метрологическая характеризация метода термовольюметрии. (Издательство LAP Lambert Academic Publishing 68, 2014).
24. N.F. Bunkin, A.V. Shkirin, G.A. Lyakhov, A.V. Kobelev, N.V. Penkov, S.V. Ugraitskay, E.E. Fesenko, J. Chem. Phys. **145**, № 18, 184501 (2016).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№3) 2018 PP.192-196

К ВОПРОСУ О ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА ВАКУУМНЫМ ДУГОВЫМ РАЗРЯДОМ И ОСАЖДЕНИЯ ПОКРЫТИЙ

В.Н. Арустамов, Х.Б. Ашуров, И.Х. Худайкулов, Б.Р. Кахрамонов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, Дурмон йули 33, 100125, Ташкент, Узбекистан; arustamov@aie.uz

(Получена 20.04.2018)

Вакуум-ёй разряди асосида плазма оқимни самарали вужудга келишининг функционал схемаси вакуум-ёй разрядини қўзғалиши билан характерланади, катод юзасида вакуум-ёйининг катод доғлари билан ўзаро таъсири, унинг катод юза қисмида турғунлаштириш, электродлардан иссиқлик ўтказиш ва конструктив қисмларда иссиқлик тизимини таъминлаш концепцияси таклиф қилинди.

Предложена концепция формирования эффективной генерации плазменного потока вакуумно-дуговым разрядом, в основе которой лежат функциональные системы инициирования вакуумного дугового разряда с необходимыми характеристиками, генерации потока эродированного материала в области взаимодействия катодных пятен вакуумной дуги с рабочей поверхностью катода, их стабилизации в рабочей зоне на поверхности катода, отвода тепла от электродов и конструктивных элементов, обеспечивающих их тепловой режим.

A concept is proposed of forming the effective generation of a plasma flux by a vacuum-arc discharge in a substrate, with the functional systems of initiation of a vacuum-arc discharge with the necessary characteristics; generation of a stream of eroded material in the region of interaction of cathode spots of the vacuum-arc with the cathode working surface; their stabilization in the working area on the cathode surface, removal of heat from the electrodes and structural elements providing the thermal regime of them.

Генерация потоков металлической плазмы на основе вакуумно-дугового разряда является эффективным методом, обеспечивающим решение научных и технологических задач [1-6]. Однако цельной системы основ конструирования вакуумно-дуговых плазменных источников пока нет. В связи с этим в настоящей работе рассмотрены задачи, требующие своего решения при конструировании вакуумно-дуговых источников плазмы. В предлагаемой концепции вакуумно-дуговой источник плазмы (ВДИП) рассматривается как система, в которой выполняется генерация плазменного потока материала катода. Для ее реализации необходимо выполнение следующих задач: инициирование вакуумного дугового разряда с необходимыми характеристиками; формирование взаимодействия катодных пятен вакуумной дуги с рабочей поверхностью катода, обеспечивающего генерацию потока эродированного материала (при этом должна осуществляться стабилизация дугового разряда на поверхности катода); отвод тепла от электродов и элементов конструкции, обеспечивающих тепловой режим.

Для реализации этих внутренних функций формируются подсистемы ВДИП:

– электрическая подсистема, включающая основные и вспомогательные электроды (инициация разряда), изоляторы, присоединительные элементы к источникам электропитания;

– система охлаждения, включающая рубашки охлаждения теплонапряжённых элементов конструкции, каналы потока охлаждающей среды, уплотнения, присоединительные элементы к внешней системе отвода тепла;

– магнитная система со стабилизирующими фокусирующими катушками.

Конструкция ВДИП разделена на несколько узлов по функциональным признакам, в которых размещаются все функциональные элементы систем. Плазмотроны классифицируются на самоустанавливающиеся и с фиксированной длиной вакуумного дугового разряда. На рис. 1 представлена схема реализации вакуумного дугового разряда в закрытой и открытой электродной системе по отношению к изделию.

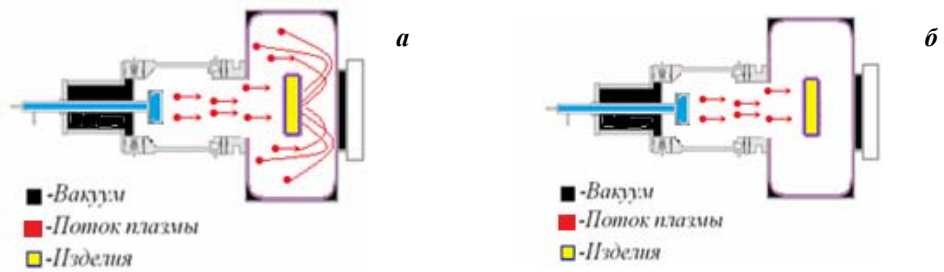


Рис. 1. Схема реализации вакуумного дугового разряда в закрытой и открытой электродной системе.

В электродной системе с анодом-камерой (рис. 1*а*) реализуется вакуумный дуговой разряд с нефиксированной длиной дуги. В электродной системе, представленной на рис. 1*б*, анодом является конструктивный элемент электродной системы источника плазмы, реализуется вакуумно-дуговой разряд с фиксированной длиной плазменного разрядного столба, имеющий стабильные параметры. Каждая система имеет свои преимущества и области эффективной реализации.

Исследование эродированного потока материала катода проводили в электродных системах, схематический вид которых представлен на рис. 2. Анодом является цилиндрический электрод, встроенный в его конструкцию. Конструкция вакуумного дугового источника плазмы обеспечивает формирование дугового разряда с интегрально «холодным» катодным пятном при токах разряда J_g = 100–400 А и давлении остаточной среды в вакуумированном пространстве ρ = 10^{-2}–10^{-3} Па. Напряжение источника электрического питания разряда составляет 80 В, падение напряжения на электродах в режиме функционирования – 15–18 В.

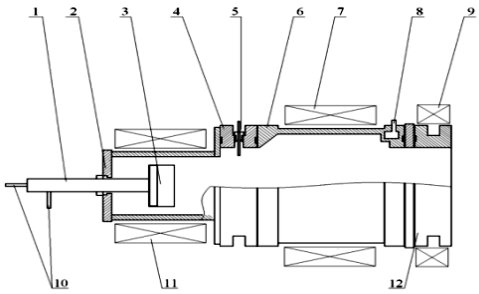


Рис. 2. Принципиальная схема вакуумного дугового источника плазмы: 1 – токоподвод, катодный держатель, 2 – катодный узел; 3 – катод; 4 – секция поджига дуги, 5 – поджиг, 6 – анод, 7 и 11 – стабилизирующие катушки; 8 и 10 – системы водяного охлаждения анода и катода, 9 – фокусирующая катушка, 12 – высоковольтный электрод.

Пространственное распределение плотности эродированного потока в относительных единицах при различных расстояниях от катода приведено на рис. 3*а*. Зависимость имеет спадающий характер и не соответствует закону косинуса. С увеличением расстояния от плоскости катода возрастает полуширина кривых распределения. Поток испаренных атомов в плазменном потоке может быть представлен в виде

$$G \approx N_a v_a m_a, \tag{1}$$

отсюда

$$N_a \approx Q/m_a v_a. \tag{2}$$

С учетом скорости атомов v_a=5×10^4–10^5 см/с и массы m_a≅10–22 г получим N_a≅2×10^{15}–10^{16} см^3. Отсюда следует, что длина свободного пробега составляет λ≅1–5 см, на расстояниях от плоскости катода, больших λ, частицы испытывают столкновения во время полета.

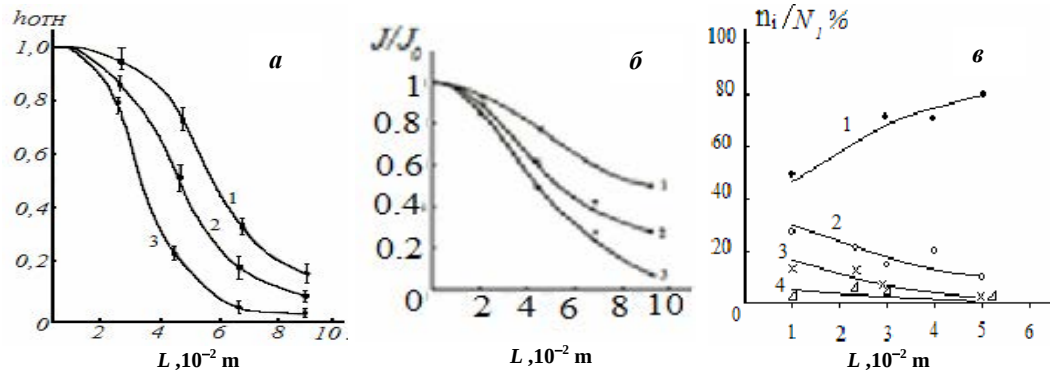


Рис. 3. Пространственное распределение относительной плотности эродированного потока (*а*); плотности ионного тока в эродированном потоке стали (*б*) на различном расстоянии от плоскости катода: кривая *1* – *R*=15 см; кривая *2* – *R*=19 см; кривая *3* – *R*=23 см; а также распределение микрочастиц по размерам (*в*): *1* – размер капель до 4 мкм, *2* – размер капель 4–8 мкм, *3* – размер капель 8–12 мкм и *4* – 12–16 мкм. Ток разряда – 150 А

Зависимость плотности ионного тока на расстояниях 15.0–23.0 см от плоскости катода для стали представлена на рис. 3*б*. С увеличением расстояния *R* от катода полуширина кривых распределения плотности ионного тока уменьшается, что означает уменьшение относительной плотности в периферийных частях потока с увеличением расстояния от катода. С увеличением расстояния *R* от катода плотность ионного тока уменьшается. Экспериментальные кривые описываются формулой для тока разряда 90 А IR^2=10^3 А/см^2, для 130 А IR^2=3.25×10^3 А/см^2 и для 150 А IR^2=5.5×10^3 А/см^2 и указывают на то, что зависимость плотности ионного тока от расстояния описывается законом $1/R^2$.

Учитывая, что для металлов коэффициент конденсации близок к единице [7-8], плотность эродированного потока можно определить из следующего соотношение:

$$\Gamma = \Delta m / S\Delta t m_a\,. \tag{3}$$

Поток ионов можно определить из соотношения $\Gamma_i = j_i / g_i$, где j_i – плотность ионного тока, g_i – заряд иона. С учетом соотношения (3), определяющего плотность

эродированного потока, степень ионизации плазменного потока вакуумного дугового разряда определяется выражением:

$$f = \Gamma_i / \Gamma = j_i Stm_a / g_i \Delta m . \quad (4)$$

В предположении однозарядности ионов степень ионизации при токе разряда 100 А составляет 15% , а при увеличении тока до 150 А возрастает до 30%. При этом средняя энергия ионов варьирует в пределах 10–12 эВ, а температура электронов при давлении остаточной среды 10^{-3} Па составляет 4–6.5 эВ.

Формируемый эродированный поток материала катода характеризуется следующими параметрами: концентрация электронов на выходе из вакуумно-дугового источника до 10^{14} см^3, температура электронов 6–8 эВ, энергия ионов до 10–12эВ.

Высокая степень ионизации эродированного потока создает условия для управления структурой осаждаемого покрытия путем выбора оптимальной энергии конденсирующих заряженных частиц и скорости осаждения материала, определяющих свободную энергию скопления новой фазы капель в эродированном потоке, что характерно для всех форм дугового разряда. На рис. 3*в* приведено распределение капель по размерам в зависимости от расстояния от катода. На значительном расстоянии от катода происходит рост мелких микрочастиц, а количество более крупных частиц уменьшается. При этом разброс значений достаточно высокий, не менее 20%. Наблюдается уменьшение общего количества частиц с расстоянием от катода.

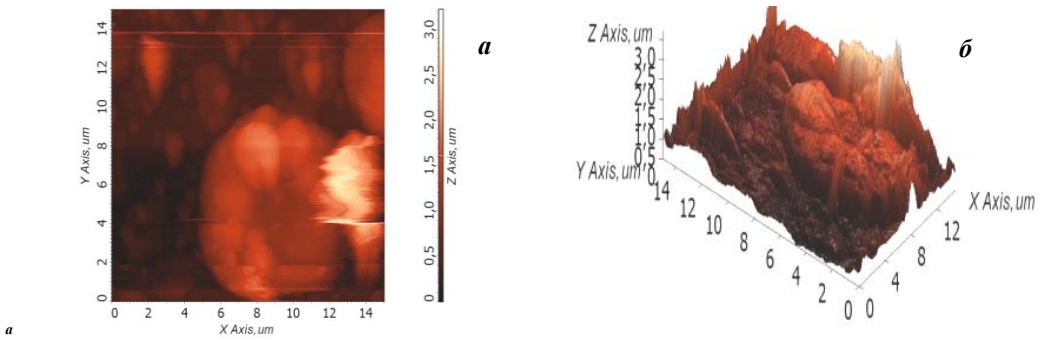


Рис. 4. Фотографии поверхности покрытия из нержавеющей стали, нанесенного на металическую подложку вакуумным дуговым источником плазмы, полученные на сканирующем зондовом микроскопе NT-MDT: *а* – двухмерное изображение, *б* – трехмерное изображение.

Из приведенных фотографий (рис. 4) следует, что покрытия имеют мелкодисперсную изотропную структуру. Очаговые вкрапления, зоны с нарушением сплошности покрытия, проколы и другие нарушения отсутствуют, что указывает на пространственную однородность эродированного потока вакуумного дугового источника плазмы. Как указывалось ранее, присутствуют микрочастицы, распределенные по поверхности. Сравнение полученных спектров, представленных на рис. 5, показывает, что качественный состав медного пленочного покрытия и металлического образца меди соответствуют друг другу.

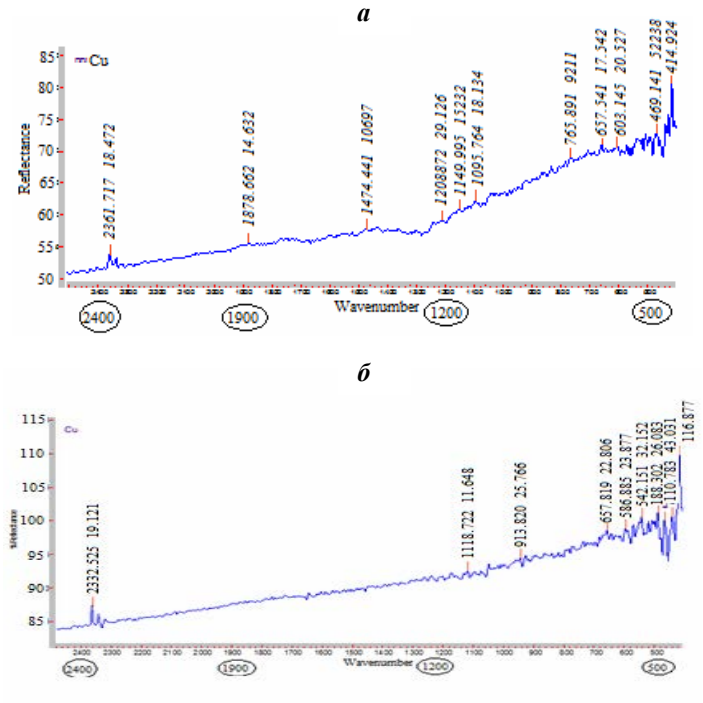


Рис. 5. ИК-спектры пленочного покрытия из меди на подложке из стали (*а*) и медного металлического образца (*б*).

Пики в спектре, характеризующие наличие основных элементов, присущих составу наносимого медного покрытия, практически идентичны. Таким образом, процессы генерации плазменного потока в разработанном вакуумном дуговом источнике плазмы, транспортировка и осаждение материала на подложку существенно не влияют на соотношение элементов в потоке плазмы и их количество.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Г. Кесаев. Катодные процессы электрической дуги (Москва, Наука, 1968).
2. Handbook of Vacuum Arc Science and Technology: Fundamentals and Applications, R.L. Boxman, D.M. Sanders, P.J. Martin (Eds) (Park Ridge, NJ: Noyes Publ., 1995).
3. B.J. Jûttner, Phys. D: Appl. Phys. **34**, R103 (2001).
4. Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition. Ed. A. Anders (John Wiley & Sons, Inc., NY, Chichester, Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto, 2000).
5. И.И. Аксёнов. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы (Харьков, ННЦХ ФТИ, 2005).
6. A. Anders, Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation (Springer Science and Business Media, LLC, 2008).
7. V.N. Arustamov, Kh.B. Ashurov, Kh. Kadirov, and Kh. Khudaikulov, Journal of Surface Investigation.X ray, Synchrotron and Neutron Techniques **8**, No.3, 573 (2014)..
8. V.N. Arustamov, Kh.B. Ashurov, Kh.Kh. Kadirov, R.B. Nagaybekov, and I.Kh. Khuday-kulov, Journal of Surface Investigation. X_ray, Synchrotron and NeutronTechniques **8**, No.4, 828 (2014).

Uzbek Journal of Physics
Vol.20(№3) 2018 PP.197-199

LETTERS TO EDITOR

HIGHLY EFFICIENT Nd:Cr:GSGG LASER WITH SIDE-PUMPING BY SOLAR RADIATION

Sh. Payziyev, S. Bakhramov, Kh. Makhmudov, A. Fayziev

Institute of ion-plasma and laser technologies of Academy of Sciences of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan; payziyev_sh@mail.ru
(Received 04.04.2018)

Қуёш энергиясини 1 м^2 диаметрли параболик концентратор фокусидаги концентрацияланган қуёш нурланиши оқими ёрдамида оптик дамланганда (накачка қилинганда) самарали иссиқлик тарқалишини таъминлайдиган юпқа пластинка шаклидаги Nd:Cr:GSGG фаол элементи асосида лазер нурланиш энергиясига айлантиришнинг юқори самарадорлигига эришиш имконияти кўриб чиқилди. Тадқиқот лазер тизимининг компьютер симуляцияси ёрдамида амалга оширилди.

Рассмотрена возможность достижения высокой эффективности преобразования солнечной энергии в энергию лазерного излучения на базе активного элемента Nd:Cr:GSGG в виде тонкой пластины, позволяющей обеспечить эффективный теплосъем при поперечной накачке концентрированным солнечным излучением в фокусе параболического концентратора диаметром 1 м^2. Исследование проводилось методом компьютерной симуляции работы лазерной системы.

The possibility of achieving high efficiency of converting solar energy into laser radiation energy on the basis of the active element Nd: Cr: GSGG in the form of a thin slab allowing providing an effective heat output during side pumping by concentrated solar radiation at the focus of a parabolic concentrator with a diameter of 1 m^2 is considered. The study was carried out by computer simulation of the laser system.

In principle, any laser material used in lasers with lump or diode pumping can be used for pumping by concentrated solar radiation. However, at the present time in solar pumped lasers, a few laser materials that meet a certain requirement are mainly used. These are, firstly, laser materials with sufficiently high thermal conductivities that can withstand the thermal load at pumping with a broadband solar spectrum, and, secondly, materials with a sufficiently low pumping threshold, to obtain laser generation under conditions of limited concentration of solar radiation used for pumping. So, while Nd: YAG laser materials are often used due to the relatively high thermal conductivity and low level of the pumping threshold, the Nd:Cr:GSGG laser material (which exceeds by some characteristics such as the best overlap of the absorption spectrum with the solar spectrum, the pumping threshold is lower than in Nd:YAG) is practically not considered for pumping by solar radiation. This is due to the fact that the thermal conductivity of the Nd:Cr:GSGG laser material is almost half of that for Nd:YAG [1]. In this connection, in the paper, the possibility of solving the problem of using Nd:Cr:GSGG was investigated, namely, providing a condition under which effective heat output is carried out, at the

same time, an effective transformation of solar energy into laser radiation energy is occurred.

It is known that in such cases, that is when it is necessary to determine the optimal variant among numerous, and especially when it is difficult to find an analytical solution in the theoretical study, one of the powerful methods is the method of simulating [2-3] the operation of the laser system (modeling of elementary processes that are repeated many times, the laws of which are fairly well known), which allows to significantly reduce the time spent on research and financial costs.

Thus, for solving the problem of Nd:Cr:GSGG associated with a low thermal conductivity, various schemes of the laser system were considered by conducting numerical experiments. One of the optimal design options that meet the above requirements is shown in Fig. 1.

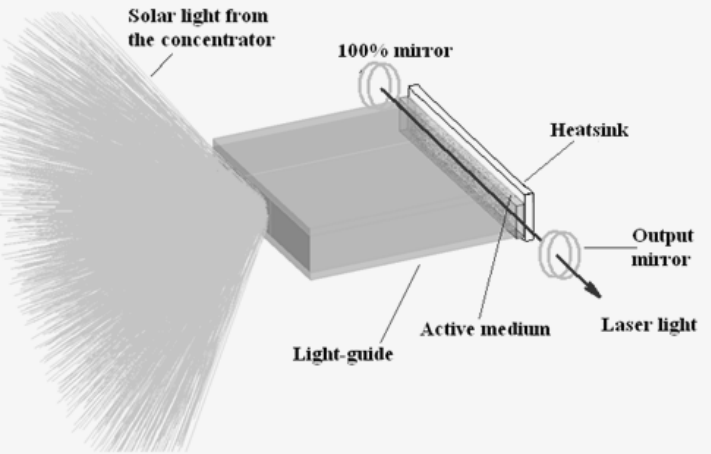


Fig. 1. Schematic picture of solar laser system.

As shown in Fig. 1, concentrated solar radiation in the focus of a solar concentrator with a diameter of 1 m is introduced through an input window 1×1 cm^2 in a metal light guide, a pump chamber, that provides uniform pumping by multiple reflections of the solar radiation inside the pumping chamber. The internal walls of the pump chamber were assumed to be coated with a silver coating, the reflection coefficient of which is about 97%. The working dimensions of the Nd:Cr:GSGG active element are 50×8×2 mm^3. The rear surface was assumed to have silver reflective coating through which heat exchange takes place by a water-cooled heat sink. For thermal contact, special heat-conducting pastes can be used.

For the configuration shown in Fig. 1, a computer simulation was carried out within the framework of the model proposed by us [2, 3] to determine the efficiency of absorption of solar radiation by the active element. The result obtained for the absorption efficiency was 31%. Next, the dynamics of temperature of the active element was calculated by solving the one-dimensional heat equation taking into account the absorption efficiency, the results of which are shown in Fig. 2. The results show that the average temperature of the active element can be maintained below 50°C, which provides a condition for the normal functioning of the laser based on active element Nd: Cr: GSGG.

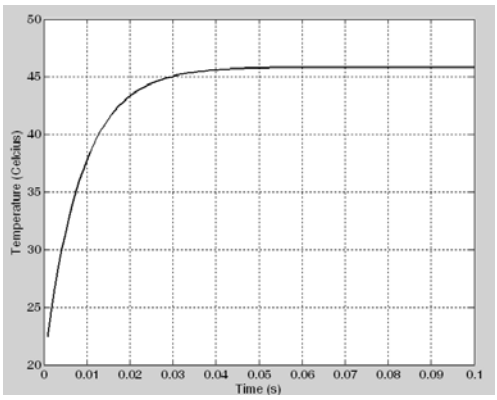


Fig. 2. Dynamics of temperature changes.

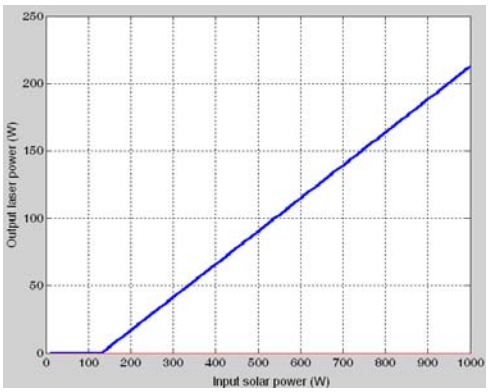


Fig. 3. Output laser power vs. input solar power.

At the next stage, the dependence of the output laser power on the solar power was calculated using the well-known expression for a four-level laser (Fig. 3). The calculations are based on the result for the absorption efficiency and considering the efficiency of energy transfer, which is considered close to 90%.

As the results show, the proposed configuration could significantly increase the laser power by 3-4 times compared to a record power of about 30 W/m^2 [4], obtained up to the present time. Moreover, the proposed configuration could also allow the use of other laser materials having relatively low thermal conductivities and which were considered unsuitable for pumping by concentrated solar radiation.

REFERENCES

1. G.A. Bufetova, V.F. Seregin, I.A. Shcherbakov, V.B. Tsvetkov, and A.M. Zabaznov, Laser Physics **10**, No 2, 424 (2000).
2. Sh. Payziyev, Kh. Makhmudov, Journal of Renewable and Sustainable Energy **8**, 015902 (2016).
3. Sh. Payziyev, Kh. Makhmudov, Optics Communications **380**, 57 (2016).
4. Liang Dawei, Joana Almeida, R. Cláudia. Vistas, and Emmanuel Guillot, Solar Energy Materials and Solar Cells **159**, 435 (2017).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№3) 2018 PP.200-202

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АВТОНОМНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ В АРНАСАЙСКОМ РАЙОНЕ

У.Ю. Юлдашев[1], С.А. Саттаров[1], Н.А. Тайланов[1], М.Х. Самадов[2]

[1]Джизакский политехнический институт, Джизак, Узбекистан
[2]Национальный университет Узбекистана, Ташкент, Узбекистан
(Получена 06.10.2017)

Бу ишнинг мақсади автоном қуеш станциясининг энергетик сиғимини ўрганишдан иборат. Жиззах вилоятининг Арнасой туманида жойлашган қуеш станциясининг асосий энергетик параметрлари назарий жихатдан ҳисобланган.

Целью нашего исследования является расчет мощности и энергии автономной солнечной электростанции. Для оценки эффективности использования солнечной энергии были проведены расчеты основных энергетических характеристик солнечных панелей, установленных на территории Арнасайского района Джизакской области.

The purpose of our research is calculation of capacity and energy of an independent solar power station. Theoretical calculations of the basic power characteristics of the solar panels established in territory of Arnasay province of the Dzhizak region have been made for an estimation of efficiency of use of a solar energy.

Проблема использования солнечной энергии сегодня привлекает пристальное внимание всех ученых. Выработка электроэнергии с помощью электростанций на солнечных батареях производится сегодня практически во всем мире, и масштабы использования электроэнергии солнечных батарей все время растут. Этому способствует множество факторов, основным из которых является использование возобновляемых источников энергии, которые в последнее время приобретают все большую актуальность. Целью нашего исследования является разработка методики расчета мощности и энергии автономной солнечной электростанции.

Для оценки эффективности использования солнечной энергии проведены расчеты основных энергетических характеристик солнечных панелей, установленных на территории Арнасайского района Джизакской области. Исследуемая солнечная энергетическая установка (СЭУ) состоит из 27 солнечных панелей размером 1140 мм каждая. Номинальная мощность одной панели P = 250 Вт, номинальное напряжение – 12 В.

Таким образом, номинальная мощность всей СЭУ – 6.75 кВт, номинальное напряжение – 3.24 кВ. Для оценки эффективности использования СЭУ проведен расчет вырабатываемой мощности СЭУ при оптимальной ориентации приёмной площадки и сравнительный анализ СЭУ с горизонтальным и вертикальным положением панелей (при ориентации на юг).

Количество энергии, приходящей на приемник солнечного излучения, зависит от широты местности. Арнасайский район расположен на 52 параллели северной широты, и в дни весеннего равноденствия солнечные лучи падают на горизонтальную плоскость под углом 38°. Проведем расчет эффективности солнечной электростанции, используя значение пиковой инсоляции солнца, равное

σ = 1000 Вт/м^2, которое поступает на охлаждаемые фотоэлементы. Тогда вырабатываемая со стороны солнца плотность пика равна

$$P_c = SP\sigma = 1.668 \times 15.1 \times 1000 = 634.374 \quad \text{кВт}$$

где S – площадь одной солнечной панели (м^2), P=15.1% – эффективность конверсии. Площадь всех панелей составляет S=1.668 м^2. Годовая длительность солнечного света составляет примерно 1550 ч в год. Тогда энергия, вырабатываемая солнечной станцией, равна

$$W_c = 27 \times S \times P \times 1550 = 27 \times 1.668 \times 15.1 \times 1550 = 10540 \frac{Квч}{год} = 28.88 \frac{Квч}{день}.$$

Общая энергия E_p, вырабатываемая солнечной станцией при распределении мощностей $P(t)$, есть

$$E_P = \int_{t_1}^{t_2} P(t)dt$$

Средняя мощность, вырабатываемая солнечной станцией (рис. 1)

$$P(t) = \frac{E_P}{t_1 - t_2} = \frac{E_P}{24 \text{ час}},$$

где t– время суток.

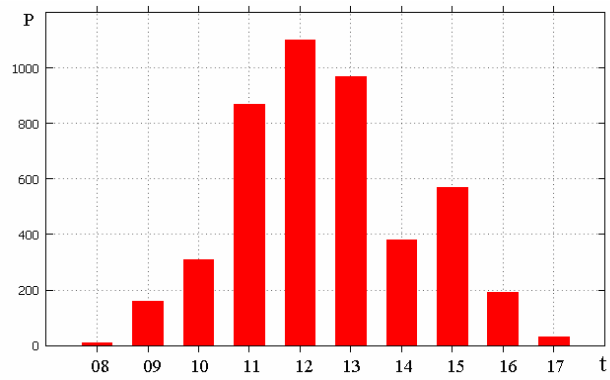


Рис. 1. Диаграмма, показывающая среднюю мощность, вырабатываемую солнечной станцией.

Ниже приведены данные инсоляции по месяцам (температурная зависимость инсоляции σ(T)), взятые из метеорологических наблюдений для района Арнасай Джизакской области. В северной части Джизакской области годовая длительность солнечного света составляет 2200–3000 ч в год, а средняя за год пиковая мощность доходит до 1200 Вт/м^2.

Показатель	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
σ, кВт/м^2	3.64	5.21	6.21	6.95	8.1	7.78	6.68	6.34	5.28	4.18	3.34	2.7
T,°C	–11.5	-8.9	0.8	10.3	16	20.3	22.9	21.7	15.6	8	–1.2	–8.2

На рис. 2 приведено значение показателя инсоляции σ по месяцам. Как видно из графика, в наиболее энергодефицитный период с октября по март более оптимальной является вертикальная неподвижная установка. В период длинных

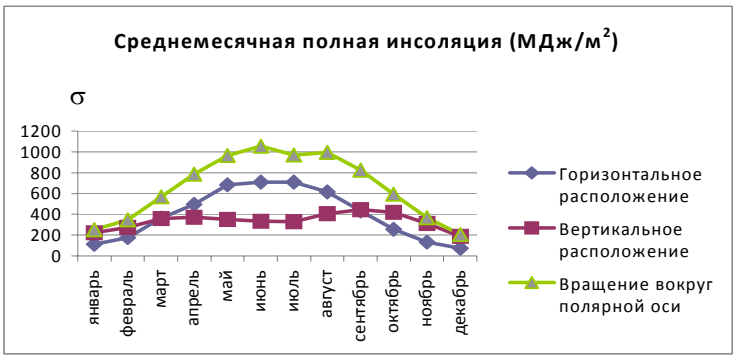


Рис. 2. Диаграмма инсоляции для различных углов установки

дней с апреля по август горизонтальная панель по своей эффективности опережает вертикальную, т.к. в этот период светлое время суток составляет примерно 15 час, а в передней полусфере вертикальной панели Солнце может находиться не более 12 час, остальные 3 часа (20% светового дня) оно находится позади неё. Таким образом, можно сделать вывод, что горизонтальная установка панелей гораздо эффективней вертикальной установки при отсутствии затенения. По этому показателю область относится к местам с благоприятными условиями для развития солнечной энергетики.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Митрофанов. Переносная солнечная электростанция с автономной системой слежения за Солнцем. «Энергетика: состояние, проблемы, перспективы» (Оренбург, 21-23 октября 2014).
2. Методика расчета солнечных электростанций. Режим доступа: http: http://cyberleninka.ru/article/n/metodika-rascheta-moschnosti-solnechnyh-elektrostantsiy.

ISSN 1025-8817

O‘ZBEKISTON FIZIKA JURNALI

1957 yilda tashkil topgan
Yilda 6 marta chiqadi

UZBEK JOURNAL OF PHYSICS

УЗБЕКСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Founded in 1957
Published 6 times a year

Основан в 1957 г.
Выходит 6 раз в год

Volume 20 **Number 3** **May-June 2018**

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Э.А. ЗАХИДОВ (главный редактор),
Д.Т. АЛИМОВ, М.Х. АШУРОВ, Х. Б. АШУРОВ (зам. гл. редактора),
С.А. БАХРАМОВ, Э.М. ИБРАГИМОВА, С.Л. ЛУТПУЛЛАЕВ,
Р.А. МУМИНОВ (зам. гл. редактора), Г.И. МУХАМЕДОВ, У.Х. РАСУЛЕВ,
У.С. САЛИХБАЕВ, Ф.Т. УМАРОВА (ответственный секретарь),
У.Н. ТАШКЕНБАЕВ, Ш.А. ЭГАМБЕРДЫЕВ

Адрес редколлегии:
100125 Ташкент, Мирзо Улугбекский р-н, ул. Дўрмон йўли, 33
Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз
Тел.: 998-71-262-31-69, 998-90-325-15-31; Fax: 998-71-262-32-54

O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi
Академия наук Республики Узбекистан

© Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2018