Uzbek Journal of Physics
Volume 21 2019 Number 4

СОДЕРЖАНИЕ

К.А. МАННАПОВА, К.Т. МИРТАДЖИЕВА. Анализ характеристик гало спиральных галактик ……... 203

У. АБДУРАХМАНОВ, Я.М. РАХИМОВА, И. БАЛБЕРГ. Топология бесконечного кластера в керамических материалах, содержащих микро- и наночастицы никеля ……. 208

В.Р. РАСУЛОВ, Р.Я. РАСУЛОВ, И. ЭШБОЛТАЕВ, Р.Р. СУЛТАНОВ. Линейно-циркулярный дихроизм однофотонного поглощения поляризованного света в теллуре дырочной проводимости …… 214

Ф.Т. БОЙМУРАТОВ, У. АБДУРАХМАНОВ, Ш.М. ШАРИПОВ. Г.И. МУХАММЕДОВ, Г.Ю. ЮРКОВ. Влияние размера частиц наполнителя на проводимость и диэлектрическую проницаемость металл-полимер композитов …… 221

М.Т. НОРМУРАДОВ, Д.А. НОРМУРОДОВ, Ж.Б. ХУЖАНИЁЗОВ, А.С. РЫСБАЕВ. Влияние разупорядоченности кристаллической структуры ионно-имплантированного кремния на плотность состояний валентных электронов …… 229

А.Ш. РАДЖАБОВ, А.С. ХАЛМАТОВ. О способе исследования кинетики взаимодействия атомов с поверхностью …… 235

Ж.Ш. СОДИКЖАНОВ, Д.А. МИРЗАЕВ, М.А. МИРДЖАЛИЛОВА, Д.А. ТАШМУХАМЕДОВА, Б.Е. УМИРЗАКОВ. Влияние бомбардировки ионами Ar^+ на электронные и оптические свойства пленок CdS …….. 241

А. ШЕРНИЯЗОВ, Ш. ПАЙЗИЕВ. Структура фокального пятна линзы Френеля и его гомогенизация …….. 245

Ш.Б. ИБРАГИМОВ, Т.М. МАГРУПОВ, С.П. АБДИХАЛИКОВ, Н. КАРИМОВА, И.И. АБДУКАХХАРОВ. Магнитные свойства двойных ванадатов редкоземельных элементов …… 250

У.Т. АШРАПОВ, И.И. САДИКОВ, В.П. НЕСТЕРОВ. Радиационный мониторинг естественных радионуклидов на объектах предприятий нефтегазодобычи и долговременное хранение радиоактивных отходов, содержащих естественные радионуклиды …… 255

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Б.И. ХАМДАМОВ, Н.А. ТАЙЛАНОВ, И. НУРИДДИНОВ. О критической температуре сверхпроводящего фуллерена C_{28} ... 265

Ш.Х. ДАЛИЕВ, А.Т. МАМАДАЛИМОВ, М.Б. БЕКМУРАТОВ. Влияние атомов эрбия, лантана и ростовых примесей на эффективность образования радиационных дефектов в кремнии 267

А. КАСЫМАХУНОВА, Р. НАЙМАНБОЕВ, М. ТОХИРОВ. Микроэлектронный измеритель больших токов …… 270

Uzbek Journal of Physics

Volume 21 2019 Number 4

CONTENTS

K.A. MANNAPOVA, K.T. MIRTADJIEVA. Analysis of characteristics of the spiral galaxies halo ……... 203

U. ABDURAKHMANOV, YA. RAKHIMOVA, I. BALBERG. Topology of infinite cluster in ceramic materials containing micro- and nano-particles of nickel …….. 208

V.R. RASULOV, R.YA. RASULOV, I.M. ESHBOLTAEV, R.R. SULTANOV. The linear circular dichroizm of one-photon absorption of polarization light in the hole conductivity tellurium …… 214

F.T. BOYMURATOV, U. ABDURAKHMANOV, SH.M. SHARIPOV, G.I. MUKHAMEDOV, G.YU. YURKOV. Influence of filler particle size on the conductivity and permittivity of metal-polymer composites ….. 221

M.T. NORMURADOV, D.A. NORMURODOV, J.B. KHUJANIEZOV, A.S. RYSBAEV. Influence of disorder of the crystal structure of ion-implanted silicon on the density of states of valent electrons …… 229

A.SH. RADJABOV, A.S. KHALMATOV. On investigation of kinetics of interaction of atoms with surface …….. 235

J.SH. SODIKJANOV, D.A. MIRZAEV, M.A. MIRDJALILOVA, D.A. TASHMUKHAMEDOVA, B.E. UMIRZAKOV. Influence of the bombardment of the Ar^+ ions on electronic and optical characteristics of the CdS films ……. 241

A. SHERNIYOZOV, SH. PAYZIYEV. Focal spot structure of Fresnel lens and its homogenization …….. 245

SH.B. IBRAGIMOV, T.M. MAGRUPOV, S.P. ABDIKHALIKOV, N. KARIMOVA, I.I. ABDUKAKHKHAROV. Magnetic properties of double vanadate's of rare earth elements …… 250

U.T. ASHRAPOV, I.I. SADIKOV, V.P. NESTEROV. Radiating monitoring of natural radionuclides on oil and gas production enterprises and long-term storage of radioactive waste, containing natural radionuclides ……. 255

LETTERS TO EDITOR

B.I. HAMDAMOV, N.A. TAYLANOV, I. NURIDDINOV. On the critical temperature superconducting fullerenes C_{28} ……... 265

SH.KH. DALIEV, A.T. MAMADALIMOV, M.B. DEKMURATOV. Influence of erbium, lanthanum and growth impurities on efficiency of formation radiation defects in silicon ……. 267

A. KASYMAKHUNOVA, R. NAYMANBOEV, M. TOKHIROV. Microelectronic measurer of large currents …… 270

Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№4) 2019 PP.203-207

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛО СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

К.А. Маннапова, К.Т. Миртаджиева

[1]Национальный университет РУз, Ташкент, Узбекистан
[2]Астрономический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан
(Получена 06.02.2019)

Мақолада спирал галактикалар рўйҳатидаги [1] маълумотлар спирал галактикалар галосининг физик характеристикалари билан тўлдирилди ва галога боғлиқ маълумотлар таҳлил қилинди. Шунингдек, уларнинг физик параметрлари орасидаги эмпирик боғланишлар кўриб чиқилди, бундан ташқари корреляция коэффициентлари ҳисобланди ва уларга мос гистограммалар олинди.

В данной работе нами были дополнены данные списка спиральных галактик в работе [1] физическими характеристиками гало спиральных галактик, проведен анализ данных гало спиральных галактик и рассмотрены эмпирические зависимости между их физическими параметрами. Также рассчитаны коэффициенты корреляции и построены соответствующие гистограммы.

In the paper, we supplemented the data on the list of spiral galaxies [1] with the physical characteristics of the spiral galaxies halo. The halo of spiral galaxies was analyzed and the dependencies between their physical parameters were considered. The correlation coefficients were calculated and corresponding histograms were plotted.

I. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, спиральные галактики имеют гало, которое играет важную роль при их эволюции. Гало галактик представляет собой сферическое образование малой плотности, по-видимому, сплюснутое по оси. Полная масса звёздного гало составляет приблизительно 10^9–10^{11} $M_{сол}$, из которой около 1% приходится на шаровые скопления, а остальную часть составляют звёзды поля. Гало галактик также неоднородно и состоит из трех подсистем: довольно металличного толстого диска, мало-металличного собственного гало и аккрецированного гало (или короны). Только первые две подсистемы связаны с галактическим диском, тогда как последняя состоит из объектов, родившихся за пределами единого прото-галактического облака и впоследствии захваченных Галактикой. Самой большой подсистемой оказывается аккреционное гало, простирающееся почти до 100 кпк.

Галактическое гало составляет всего 1%–4% от общей звездной массы в нашей Галактике, и оно играет решающую роль в эволюции Галактики. Из-за эволюционных процессов, которые сформировали гало звезды, различные компоненты гало имеют различный механизм образования. Например, металличность внутреннего и внешнего гало достигает максимума в интервале от [Fe/H] ~ –1.6 до –2.2, а металличность звёзд в гало [Fe/H] ~ –1.4 и –1.9. Кроме того, звезды внутреннего гало на расстояниях до 10–15 кпк от центра Галактики делают один оборот со скоростью V~7±4 км·с$^{-1}$, а звезды внешнего гало, находящиеся на расстояниях 15–20 кпк, показывают круговое вращение с V~–80±13 км·с$^{-1}$. Разность компонентов возникает из-за различных механизмов формирования.

Исследование химического состава звезд гало может дать дополнительную информацию об образовании галактического гало, например, отношение α-элементов к железу (α/Fe) отражает историю нуклеосинтеза и химического обогащения звездной популяции; распределение (α/Fe) дает также информацию о месте рождения звезд. Недавние исследования показали, что толстый диск и звезды внутреннего гало имеют высокое содержание (α/Fe) [2].

Темная материя составляет основную часть общей массы гало и галактики, но из-за наблюдательных ограничений мало что известно о том, как она развивалась в галактиках. Исследованы различные методы измерения динамической массы и массы гало через кинематику и сопоставление численности. Эти методы носят статистический характер и не могут напрямую предсказать массу гало отдельных галактик. Соотношение звездной массы с массой гало примерно $\sim 10^{10}\ M_{\odot}$. Предполагают, что отношения звездной массы к массе гало уменьшается, поскольку у звезд малой массы при z=1.5 $\log M_{*}$=10.5, $\log M_{halo}$=120. Увеличение массы гало может быть связано с красным смещением. Однако это может быть также связано с сокращением массивного гало. Галактическое гало и динамические массы могут быть использованы в дисперсии скорости галактики и ее вращательной скорости [3].

В работах M. Mouhcine [4] приведены результаты наблюдений гало некоторых спиральных галактик на расстоянии 10 кпк от центра галактик. Исследования показали, что гало в основном состоит из гигантских красных звезд, а это означает, что в гало нет молодых звезд в любой ее области. Также исследования показали, что металличность гало связана со светимостью, т.е. у более ярких галактик гало имеет большие значения металличности, чем у слабых. Это объясняется химической эволюцией, например, нагреванием газа у гало или же предшествовавшими карликовыми галактиками, которые позднее сливались, формируя звездное гало и увеличивая металличность.

В распределении металличности на расстояниях от 5 до 15 кпк от диска спиральных галактик наблюдаются три пика с [Fe/H] ~–0.6±0.1, –1.2±0.3 и –2.0±0.2, что соответствует массам подсистем гало: 19% толстого диска, 74% внутреннего гало и 7% внешнего гало. С увеличением расстояния от галактической плоскости значение металличности убывает, особенно на расстоянии 15 кпк оно состоит из звезд с низким содержанием металлов [5].

Также надо отметить, что формы гало редко бывают сферическими, их форма зависит от окружающей среды и аккреции. На ранних стадиях гало форма обычно вытянута и выровнена узким слоем, через которое подается масса, но с течением времени гало может стать трехосным или даже сплюснутым, и направление аккреции меняется с изменением красного смещения в эволюции гало, также меняется его форма с радиусом гало от центра. Объем звездного гало галактики, похожей на Млечный Путь, состоит также из небольшого количества массивных карликовых галактик. Поэтому возникает картина, в которой наиболее массивные гало не только могут определять форму звездного гало, но также устанавливают общую металлическую структуру, приводящую к образованию звезд. В последнее время благодаря доступности широкомасштабных данных глубокой визуализации проблема формы звездного гало Млечного Пути находится в центре внимания многих исследователей. В пределах 30 кпк от центра Галактики гало трехосное, с

самой длинной осью, смещенной на 70° по отношению к оси Галактики. Это раскрывает две большие избыточные плотности, совпадающие с основной полуосью гало. Выявлена кинематика всего внутреннего гало путем отображения амплитуд и направления собственных движений RR Лиры. Затем они сравниваются с простыми моделями с различными анизотропиями, чтобы показать, что во внутреннем гало преобладают звезды на высоко эксцентричных орбитах [6].

II. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

В этой работе нами дополнен список спиральных галактик [1], добавлены параметры, связанные с гало, и проведен статистический анализ списка спиральных галактик, рассмотрены зависимости между параметрами спиральных галактик, рассчитан коэффициент корреляции и построены соответствующие гистограммы. Нами добавлены следующие параметры гало: абсолютная звездная величина; красные смещения; расстояния до галактики; масса гало; плотность газа в гало; поверхностная яркость гало; число шаровых скоплений в гало; масса шаровых скоплений; металличность гало; температура газа в гало.

На рис. 1 дана зависимость большой полуоси от массы гало. Эта зависимость имеет логарифмический характер.

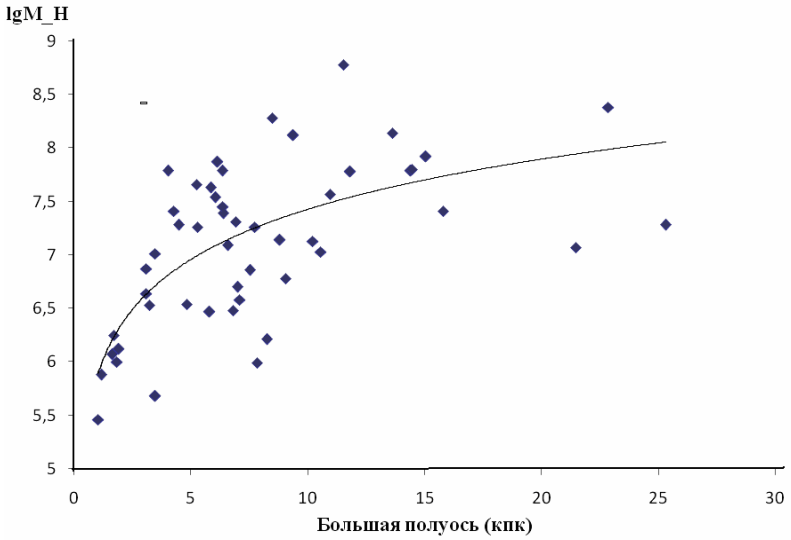


Рис. 1. График зависимости большой полуоси от массы.

Этот график надо понимать так, что с увеличением размера естественно увеличивается и масса объекта, а с другой стороны, чем больше расстояние до источника, тем больше и его абсолютная звездная величина.

На рис. 2 получена эмпирическая зависимость металличности от видимой звездной величины. Это означает, что чем больше гало-содержащие звезды богатые металлами, тем больше их светимость.

На рис. 3 дана зависимость металличности гало спиральных галактик от красного смещения, что указывает на то, что металличность гало уменьшается с увеличением расстояния до галактики.

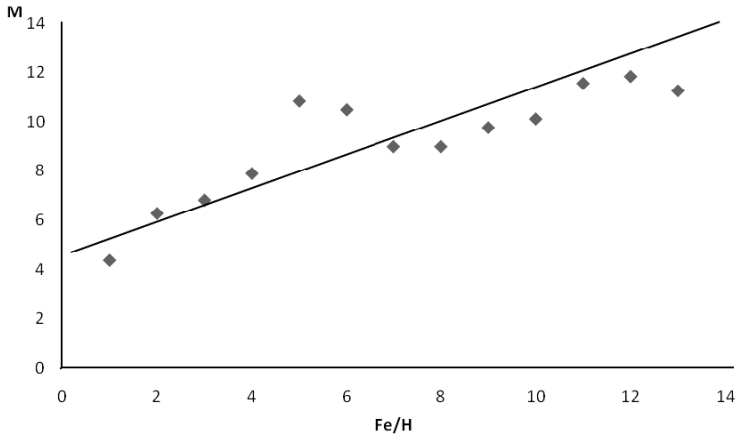


Рис. 2. График зависимости металличности от видимой звездной величины.

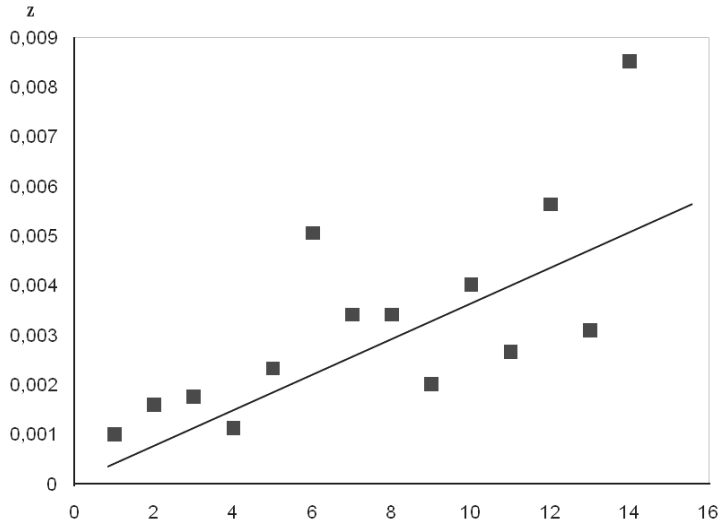


Рис. 3. График зависимости металличности от красного смещения.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе найдены указанные выше данные, связанные с гало спиральных галактик. Получены эмпирические зависимости массы гало спиральных галактик от большой полуоси спиральных галактик, которые указывают, что с увеличением размера естественно увеличивается и масса объекта, с другой стороны, также выяснено, что чем больше расстояние до источника, тем больше и его абсолютная звездная величина. Кроме того, получена эмпирическая зависимость металличности гало от красного смещения, которая показывает, что с увеличением расстояния от плоскости галактики уменьшается металличность гало спиральных галактик. Найдены и другие зависимости, связанные с яркостью, температурой, металличностью, абсолютной звездной величиной и плотностью газа в гало, которые мы приведем и проанализируем в последующих работах, так как для статистики наблюдательных данных, представленных здесь, недостаточно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж.М. Ганиев, С.Н. Нуритдинов, И.У. Таджибаев, М. Ахмедов, Узбек. физич. журн. **18**, №4, 219 (2016).
2. Shuai Liu, Cuihua Du, Heidi Jo Newberg, Yuqin Chen, Zhenyu Wu, Jun Ma, Xu Zhou, Zihuang Cao, Yonghui Hou, Yuefei Wangand, Yong Zhang, ApJ. **862**, 163L (2018).
3. J. Christopher Conselice, Jonathan W. Twite, David P. Palamara, William Hartley, ApJ **863**, 42C (2018).
4. Mouhcine, R.M. Rich, H.C. Ferguson, T.M. Brown, T.E. Smith, ApJ **633**, 828 (2005).
5. Song Huang, Alexie Leauthaud, Jenny Greene, Kevin Bundy, Yen-Ting Lin, Masayuki Tanaka, Rachel Mandelbaum, Satoshi Miyazaki, Yutaka Komiyama, MNRAS **480**, 521H (2018).
6. Giuliano Iorio and Vasily Belokurov, MNRAS **482**, 3868I (2019).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.208-213

TOPOLOGY OF INFINITE CLUSTER IN CERAMIC MATERIALS CONTAINING MICRO- AND NANOPARTICLES OF NICKEL

Umarbek Abdurakhmanov[1], Yayra Rakhimova[1], Isaac Balberg[2]

[1]National University of RUz, Physics Faculty, 100174, Tashkent, Uzbekistan
[2]The Racah Institute of Physics, The Hebrew University, 91904, Jerusalem, Israel
(Received 27.02.2019)

Перколяция назарияси доирасида никелнинг микро- ва нанозаррачаларини ўз ичига олган керамик материалларда чексиз кластер топологияси ўрганилди. Бундай тизимларда никель заррачалари ҳажмига қараб, чексиз кластернинг скелетлари ва ўлик учлари ҳажмий улуши, зичлиги, эгрилиги аниқланди.

В рамках теории перколяции изучена бесконечная кластерная топология в керамических материалах, содержащих микро- и наночастицы никеля. Определены плотность, объемная доля, извилистость, объемная доля скелета и мертвого конца бесконечного кластера в зависимости от размера частиц никеля в таких системах.

An infinite cluster topology in ceramic materials containing micro- and nanoparticles of nickel has been studied within the percolation theory. The density, volume fraction, tortuosity, volume fraction of skeleton and dead ends of the infinite cluster have been defined depending on the size of nickel particles in such systems.

I. INTRODUCTION

According to the percolation theory [1], conductivity σ of the systems containing metallic particles randomly distributed in a dielectric matrix is described by the following formulas

$$\sigma(V_1) = \sigma(V_1 - V_c)^t, \qquad V_1 > V_c \tag{1}$$

$$\sigma(V_1) = \sigma_2(V_c - V_1)^{-q}, \qquad V_1 < V_c \tag{2}$$

where σ_1 is the conductivity of metallic particles, σ_2 is the dielectric matrix conductivity, V_1 is the volume fraction of metallic particles, V_c is the critical concentration (percolation threshold), when an infinite cluster is formed from the filler particles, t and q are the parameters called critical indexes having the values for the three-dimensional systems 1.6–1.8 and 1, respectively.

It is known [2] that the percolation theory methods make it possible to define a topology of the resistance grating (infinite cluster topology). One of the characteristics of the heterogeneous systems is the infinite cluster density $P(V_1)$. Its value characterizes a share of the infinite cluster nodes and is defined by the formula

$$P(V_1) = V_1' / V_1, \tag{3}$$

where V_1' is the volume fraction of the infinite cluster (IC). For $V_1 < V_c$ the value of $P(V_1)$ is equal to 0 because there is no infinite cluster. With the raise in V_1 the $P(V_1)$ value verges towards unity. The IC density near the percolation threshold is described by the power dependence [2]

$$P(V_1) = D(V_1 - V_c)^{\beta}, \tag{4}$$

where D is the numerical coefficient of about unity, β is the critical index equal to 0.4 for three-dimensional systems.

For the skeleton length to be defined, an IC model proposed for the first time by B.I. Shklovskii [2] is usually used. For the plane problem this model is something like a very large fishing net (Fig. 1). A characteristic linear size of this net R is called the radius of IC correlation and expressed by the formula $R = L / (V_1 - V_c)^{\nu}$ where L is the length equal in order of magnitude to the lattice period, ν is the critical index of the correlation radius (for the three-dimensional case ν=0.8–0.9).

On the basis of this model it was shown that if wire forming a skeleton is tortuous (Fig. 2, the distance between the points of their crossing is equal to R as before) the critical index t of electroconductivity will be more than 1.7 t being defined as a sum of the index ξ considering tortuosity and the index of the correlation radius ν, i.e.

$$t = \xi + \nu. \tag{5}$$

The wire length Z between two points of crossing (Fig. 2) is expressed by the formula $Z = L / (V_1 - V_c)^{\xi\,\xi}$ and the ratio of Z to R

$$Z / R = (V_1 - V_c)^{(\nu - \xi)} \tag{6}$$

shows how longer is the skeleton length as compared to R owing to tortuosity.

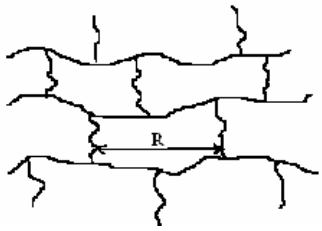


Fig. 1. Infinite cluster skeleton.

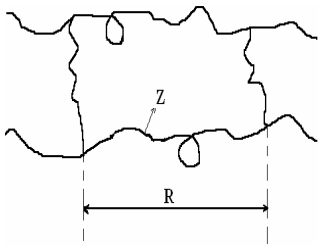


Fig. 2. Infinite cluster skeleton with taking into account tortuosity.

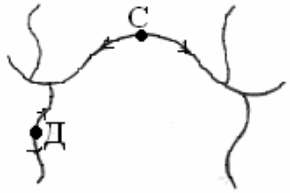


Fig. 3. Infinite cluster fragment with the dead ends.

An infinite cluster has a skeleton and the dead ends [2]. It is considered (Fig. 3) that a point belongs to the IC skeleton, if, at least, two ways outgoing from it to different sides allow going to infinite distance (point C). If only one way outgoing from a point goes to infinite distance then this point (for example, point D) belongs to the dead end. All the IC nodes belonging to both the skeleton and the dead ends make contributions to $P(V_1)$. The density of the IC skeleton, $P_{sk}(V_1)$, characterizes a share of the nodes belonging to the IC skeleton and is defined by the expression

$$P_{sk}(V_1) = V_1'' / V_1', \tag{7}$$

where V_1'' is the volume fraction of the IC skeleton. As shown by the results of the percolation theory, the ratio of $P_{sk}(V_1)$ to $P(V_1)$ can be defined by the following expression

$$P_{sk}(V_1) / P(V_1) = D(V_1 - V_c)^{(2\nu - \beta)}, \tag{8}$$

where D is the numerical coefficient of about unity.

Here, we consider a topology of the infinite cluster in ceramic materials containing micro- and nanoparticles of nickel within the percolation theory.

II. EXPERIMENTAL PROCEDURE

Two types of composites were used for the investigation. One was a ceramic material containing nanoscale nickel particles. The other was a ceramic material containing the micro-dispersed nickel particles. The ceramic material with nickel nanoparticles was prepared by thermal decomposition of the nickel formiate mixed preliminary with a ceramic. The mixing was performed in an agate ball mill for 7 h. Thermal decomposition was performed under vacuum at temperature of 400°C for 5 h. Previously, we used the same method to create nickel particles of sizes ≤30 nm in a polymer matrix [3]. The ceramic material with micro-dispersed nickel particles was prepared by mixing the nickel powder with a ceramic in an agate ball mill for 7 h. The nickel powder used was prepared by thermal decomposition of the nickel formiate under vacuum at a temperature of 400°C for 5 h.

In both cases, the ceramic had the following identified components: 61.72 wt% SiO_2, 3.87 wt% Fe_2O_3, 12.52 wt% Al_2O_3, 13.48 wt% CaO, 0.94 wt% MgO, 1.78 wt% Na_2O, 0.72 wt% K_2O, and 0.07 wt% MnO. The remaining 4.9% of composition of the ceramic had various inclusions that are unidentified because of their small quantity. The desirable values of the fractional Ni content V_1 in the ceramic materials were obtained by the calculation of the source materials used.

To determine the sizes of the micro-dispersed particles of the nickel powder, an electron microscope (BS242E, Tesla, Prague, Czech Republic) was used. It was found that the sizes of these particles fell in the range from 1 to 3 mm.

The size of the Ni nanoparticles was determined by X-ray diffraction at a glancing angle of incidence using an X-ray camera (KPM-1, Moscow, Russia). It was found that the size of these particles was in the range of 20–30 nm.

Electric measurements were performed on samples in the form of tablets of 15 mm in diameter and 2 mm in thickness. The tablets were prepared by pressing the ceramic material powder under pressure of 200 MPa and by sintering under vacuum at the temperature of 1000°C.

The conductivity was determined by measuring the resistance of the samples. To do this, metal electrodes with a diameter of 13 mm were prepared by vacuum evaporation of aluminum on the flat surfaces of the samples under study. Two meters were used: an ohmmeter for the resistance measurements in the range of 10^1–10^{13} Ω (E6-13A-POB, P8603, St. Petersburg, Russia), and an ohmmeter for the resistance measurements in the range of 10^9–10^{17} Ω (B7-30-POB, B752, St. Petersburg, Russia). The values of conductivity obtained exhibited an error of 1%–7% .

III. RESULTS AND DISCUSSION

The experimental dependencies of conductivity σ on Ni fraction content are presented in Fig. 4 for the both composite materials under study. The dependencies of σ on V_1 calculated within the percolation theory with the following formulas are also given in this figure. With the boundary conditions ($V_1 = 0$ and $V_1 = 1$) the formulas (1) and (2) can be reduced to the following form [4]:

$$\sigma(V_1) = \sigma_1\left((V_1 - V_c)/(1-V_c)\right)^t, \qquad V_1 > V_c \tag{9}$$

$$\sigma(V_1) = \sigma_2\left((V_c - V_1)/V_c\right)^{-q} \qquad V_1 < V_c \tag{10}$$

For the composite materials under study the critical fraction volume V_c of nickel particles was defined by differentiation of lgσ over V_1 (see the inset in Fig. 4). To determine the critical index t the experimental data are presented as a graph in coordinates $\lg\sigma - \lg[(V_1 - V_c)/(1-V_c)]$.

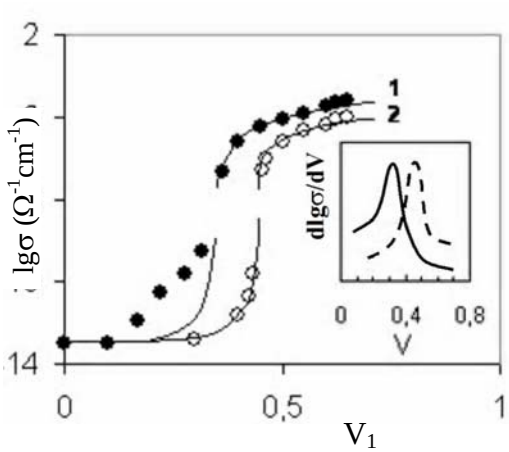


Fig. 4. Comparison of the measured (points) and calculated (solid curves) dependences of the macroscopic conductivity (σ) on the fractional Ni content (V_1) for the material with nanoscale Ni particles (full points, curve *1*) and high-dispersed Ni particles (empty points, curve *2*). In the inset, plots of the dependence of $d\lg\sigma/dV_1$ on V_1 are shown for the material with nanoparticles (solid line) and with micro-dispersed particles (dashed line).

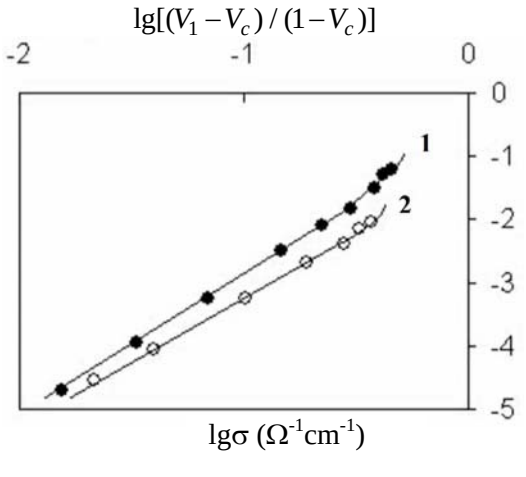


Fig. 5. The dependence of $\lg\sigma$ on $\lg[(V_1 - V_c)/(1-V_c)]$ for composites containing nano (*1*) and micro (*2*) particles of nickel/

As seen from Fig. 5, for the samples containing nickel over the range $V_c < V_1 \le V_a \approx 0.6$ the dependence lgσ on $\lg[(V_1 - V_c)/(1 - V_c)]$ has a linear character. The value t is the slope angle of this graph. The value of σ_1 is defined by extrapolation of the linear part of this dependence to V_1=1. It was found that V_c=0.355, t=2.21 and $\sigma_1 = 2.4\times10^{-1}$ $Om^{-1}cm^{-1}$ for a composite material with the nano-dimensional particles of nickel and V_c=0.443, t=1.81 and $\sigma_1 = 4.8\times10^{-2}$ $Om^{-1}\cdot cm^{-1}$ for a composite material with the micro-dispersive particles of nickel. Defined in such a way, the value of σ_1 is not conductivity of metallic particles of nickel but is conductivity of IC over the range $V_c < V_1 \le V_a \approx 0.6$. The critical index was taken as equal to 1, which is valid for the three-dimensional systems [2].

As seen from Fig. 4, for the both types of composite materials under study a correspondence between the theoretical data and experimental ones is observed for $V_1 > V_c$. In the case of $V_1 < V_c$ a correspondence between the theoretical and

experimental dependencies is observed only for a composite material with the micro-dispersive nickel particles. The nature of this non-correspondence is discussed in [4] within the terms of a spatially structural model proposed by Balberg et all [5] for composite materials. In [6], it is also shown that for such systems the nature of the conductivity mechanism can be explained by tunneling of charge carriers between the nearest neighboring particles and the non-nearest ones.

For an IC topology to be defined, we use the above-given formulas obtained within the percolation theory. With the boundary conditions $V_1 = 1$ the expressions (4), (6) and (8) are transformed to the following form

$$P(V_1) = D\left((V_1 - V_c)/(1 - V_c)\right)^{\beta}, \tag{11}$$

$$Z / R = \left((V_1 - V_c)/(1 - V_c)\right)^{(\nu - \xi)}, \tag{12}$$

$$P_{sk}(V_1)/P(V_1) = D\left[(V_1 - V_c)/(1 - V_c)\right]^{(2\nu - \beta)}. \tag{13}$$

With the raise in V_1 the values of $P(V_1)$ calculated with the dependence (11) verge to unity (Tables 1 and 2). The increase in $P(V_1)$ with the distance far from the percolation thresholds in the direction of large V_1 means that IC gradually attaching clusters becomes more and more dense.

Table 1. The dependence of the parameters $P(V_1)$, V_1', Z/R, V_1'' and V_1''' on filler volume fraction V_1 for composites containing nano-dispersive particles of nickel.

№	V_1	$P(V_1)$	V_1'	Z/R	V_1''	V_1'''
1	0.36	0.143	0.052	11.9	1.3×10^{-5}	5.19×10^{-2}
2	0.362	0.173	0.063	9.4	3.0×10^{-5}	6.27×10^{-2}
3	0.365	0.188	0.069	8.3	5.7×10^{-5}	5.84×10^{-2}
4	0.380	0.272	0.100	5.2	4.0×10^{-4}	1.0×10^{-1}
5	0.40	0.344	0.138	3.9	1.5×10^{-3}	1.4×10^{-1}
6	0.50	0.550	0.275	2.1	2.2×10^{-2}	2.5×10^{-1}
7	0.55	0.619	0.340	1.8	4.4×10^{-2}	3.0×10^{-1}
8	0.60	0678	0.410	1.6	7.9×10^{-2}	3.3×10^{-1}

Table 2. The dependence of the parameters $P(V_1)$, V_1', Z/R, V_1'' and V_1''' on filler volume fraction V_1 for composites containing micro-dispersive particles of nickel.

№	V_1	$P(V_1)$	V_1'	Z/R	V_1''	V_1'''
1	0.45	0.173	0.078	1.62	4.5×10^{-5}	7.79×10^{-2}
2	0.455	0.215	0.098	1.52	1.4×10^{-4}	9.78×10^{-2}
3	0.465	0.274	0.127	1.42	5.2×10^{-4}	1.26×10^{-1}
4	0.50	0.400	0.200	1.28	4.1×10^{-3}	1.96×10^{-1}
5	0.55	0.516	0.284	1.20	1.7×10^{-2}	2.8×10^{-1}
6	0.60	0.602	0.361	1.15	4.2×10^{-2}	3.2×10^{-1}

As seen from Tables 1 and 2, near the percolation threshold the IC volume fraction V_1' calculated with (3) is negligibly small as compared with V_1. The values of Z/R calculated with the formula (12) near the percolation threshold shows that IC is very

tortuous, the value of ν being taken equal to 0.85 and that of ξ from the expression (5). The volume fraction of the IC skeleton V_1'' and the IC dead ends $V_1''' = V_1'' - V_1'$ was calculated with the expressions (7) and with $P_{sk}(V_1)$ from the formula (13). As seen from Tables 1 and 2, near the percolation threshold the volume fraction of the IC skeleton is negligibly small as compared to that of the dead ends.

IV. CONCLUSION

Thus, on the basis of the above statements one can conclude that near the percolation threshold a volume fraction of the IC skeleton is negligibly small as compared to its total volume and the main mass of IC is concentrated at the dead ends. For composites containing nickel nanoparticles near the percolation threshold an infinite cluster is more tortuous as compared with that in composites containing micro-dispersive particles. These results show that the higher dispersion, the more tortuous the infinite cluster in such composites.

REFERENCES

1. A.L. Efros and B.I. Shklovskii, Phys. Stat. Sol. B **76**, 475 (1976).
2. B.I. Shklovskii and A.L. Efros. Electronic Properties of Doped Semiconductors (Springer, Berlin, 1984).
3. M.K. Abdurakhmanova, A.Kh. Zaynutdinov, A.V. Umarov, U. Abdurakhmanov, M.A. Magrupov, Vysokomol. Soedin. B **29**, 537 (1987).
4. U. Abdurakhmanov, Sh. Sharipov, Ya. Rakhimova, M. Karabaeva, M. Baydjanov, J. Am. Ceram. Soc. **89**, 2946 (2006).
5. I. Balberg, D. Azulay, D. Toker, O. Millo, Int. J. Mod. Phys. B **18**, 2091 (2004).
6. U. Abdurakhmanov, Ya. Rakhimova, G.I. Mukhamedov, and I. Balberg, J. Am. Ceram. Soc. № JACERS-24632.R1. (2009).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.221-228

INFLUENCE OF FILLER PARTICLE SIZE ON THE CONDUCTIVITY AND PERMITTIVITY OF METAL-POLYMER COMPOSITES

F.T. Boymuratov[1], U. Abdurakhmanov[1], Sh.M. Sharipov[1], G.I. Mukhamedov[1] G.Yu. Yurkov[2]

[1]National University of RUz, Physical Faculty, Tashkent, Uzbekistan
[2]Russian Academy of Sciences, Project Leader Fund for Advanced Studies, Moscow, Russia
(Received 27.02.2019)

Мақолада таркибида нано никел заррачалари бўлган металл-полимер композитларнинг электр ўтказувчанлиги (σ) ва диэлектрик сингдирувчанлиги (ε) нинг хусусиятлари ўрганилди. Аниқландики таркибида никел заррачаларининг ўлчами 1–3 мкм атрофида бўлганда σ ва ε ўзгариши, никел заррачаларининг ўлчами ≤ 20 нм атрофида бўлгандаги σ ва ε ўзгаришидан фарқи қилиши кузатилди. Олинган композитларнинг электр ўтказувчанлиги ва диэлектририк сингдирувчанлигининг бундай ўзгариш хусусиятларини Balberg ва бошқаларнинг фазовий структуравий иерархик модели орқали тушунтириш мумкинлиги кўрсатилди.

Изучено поведение проводимости σ и статической диэлектрической проницаемости ε металл-полимерных композитов, содержащих частицы никеля различных размеров, диспергированных в фенилоне. Установлено, что перколяционно-подобное поведение σ и ε, которое наблюдается, когда частицы Ni имеют размер 1–3 мкм (высокодисперсные частицы), сменяется другим поведением, характеризуемым дополнительным вкладом в σ и ε ниже перколяционного порога, когда частицы Ni имеют размер ≤30 нм (наночастицы). Показано, что эта особенность поведения σ и ε в указанных композитах согласуется с пространственно-структурной иерархической моделью композитов, предложенной недавно Balberg и др.

The behaviour of conductivity σ and permittivity ε of metal-polymer composites comprising Ni particles dispersed in the phenilon are studied. It is found that the percolation-like behaviour of σ and ε, which is observed when the Ni particles have the sizes of 1–3 μm (micro-dispersed particles), gave way to another behaviour characterized by an additional contribution to σ and ε below the percolation threshold when the Ni particles have the sizes of ≤30 nm (nanoparticles). This peculiarity of the behaviour of σ and ε of the composites can be explained in the frame of the network hierarchy model of composites, which was proposed recently by Balberg et al.

I. INTRODUCTION

Electrically conductive polymer composites have significant potential for applications, which is stimulating to study the mechanisms of their conductivity [1]. In our previous paper [2] we obtained that for composites comprising the nickel particles of sizes ≤30 nm dispersed in insulating polymer matrix of polyarylate, below the percolation threshold, the measured conductivity differs from that calculated in the frame of the classical percolation theory. In other hand, the electrically conductive polymer composites, for which the dependence of conductivity on the fractional content of filler is in agreement with that predicted by this theory, are known (e.g., the carbon black-polymer composite). In [3], the percolation-like behaviour of the conductivity of the carbon black-polymer composite has been explained by the fact that in this composite the radius of the filler particles is greatly superior to the tunnelling range parameter, and only

the tunnelling between nearest-neighbours contribute to the conductivity. In the same work, it is shown that in the case when the radius of the filler particles is close to the tunnelling range parameter, the conductivity behaviour is bound to be different from that predicted by the classic percolation theory. In support of this inference, the dependence of the conductivity on the fractional content of filler for the Ni-SiO_2 has been presented there. The dependence of the conductivity behaviour on the size of the filler content, like that predicted by the conductivity model proposed in [3], has been directly demonstrated by us [4] for composites comprising the Ni particles dispersed in ceramic matrix by measuring the conductivity on samples with the identical composition, but with the different sizes of the Ni particles. In [4], it has also been obtained that the curves of the dependence of conductivity and static permittivity on the fractional content of Ni particles are similar. In this paper we present results of study of the filler particle size influence on the conductivity and permittivity of metal-polymer composites comprising the Ni particles dispersed in the polymer matrix of phenilon.

II. EXPERIMENTAL

Two types of composites were used for the investigation. One is a metal-polymer composite containing the nanoscale nickel particles. The other is a metal-polymer composite containing the micro-dispersed nickel particles. In both cases the phenilon is used as the polymer matrix.

The composite with the nickel nanoparticles was prepared by thermal decomposition of the nickel formiate in the phenilon. The following procedure was used. The powder of the nickel formiate was added to the liquid phenilon prepared by its dissolving in dimetilformamid in the proportion 4 gram of the phenilon to 100 gram of the solvent. After the thorough mixing, the resulting mixture was subjected to heating in order to evaporate the solvent. During the evaporation, applying a powder disperser (UZDN-1, Moscow, Russia), the treatment of the mixture by ultrasound with a frequency of 22 kHz and power of 0.3 w. was used to prevent the aggregation of particles of the nickel formiate powder. The powder formed in consequence of evaporation of the solvent was placed in vacuum and held at a temperature of 373 K to remove a remainder of the solvent. Thereafter the temperature was raised to 573 K, and the powder was held at this temperature over a period of time, which is sufficient for full decomposition of the nickel formiate. In this composite, the sizes of the nickel particles did not exceed 30 nm as this was found by the X-ray diffraction at a glancing angle of incidence using the X-ray camera (KRM-1, Russia).

The composite with the micro-dispersed nickel particles was prepared by mixing the nickel powder with the phenilon in an agate ball mill within 7 h. The nickel powder used was prepared by thermal decomposition of the nickel formiate under vacuum at a temperature of 573 K for 7 h. To determine the sizes of the micro-dispersed particles of the nickel powder, an electron microscope (BS242E, Tesla, Prague, Czech Republic) was used. It was found that the sizes of these particles fell in the range of 1–3 μm (Fig. 1).

In both cases called values of the fractional Ni content V in the composites were obtained by the calculation of the source materials used. In order for the electric measurements to be made, samples of composites in form of tablets 15 mm in diameter and 2 mm in thickness were prepared by hot forming.

The conductivity σ was determined by measuring the resistance of the samples. To do this, metal electrodes with a diameter of 13 mm were prepared by vacuum evaporation

of aluminium on the flat surfaces of the samples under study. Two meters were used: an ohmmeter for the resistance measurements in the range of 10^1–10^{13} Ω (E6-13A, Russia), and an ohmmeter for the resistance measurements in the range of 10^9–10^{17} Ω (B7-30, Russia). The obtained values of conductivity exhibited an error of 1%–7%.

The permittivity ε of the composites was determined in the frequency range from 20 to 10^3 Hz by measuring the capacitance of the samples and calculating ε with the formula:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{c(\omega)h}{\varepsilon_0 S}, \qquad (1)$$

where ε(ω) is the permittivity at a given frequency ω, $c(\omega)$ is the capacitance of sample at this frequency, h is the thickness of sample, S is the area of the above-mentioned electrodes placed on the flat surfaces of the samples, and ε_0 is the permittivity constant. The capacitance measurements were performed by means of a bridge of capacitors (E8-2, Moscow, Russia) using a sine-wave generator (G3-33, Russia) and a balance indicator (F510, Russia). The obtained values of the permittivity exhibited an error of 2%.

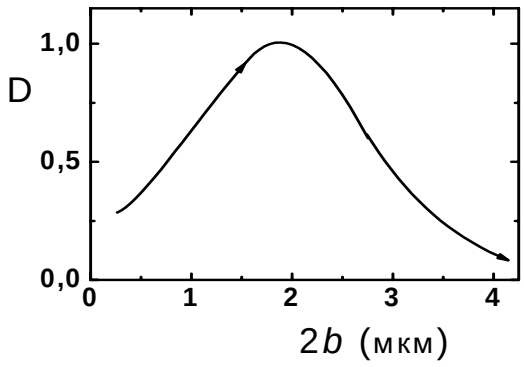


Fig. 1. Size distribution of the micro-dispersed nickel particles in the metal-polymer composites.

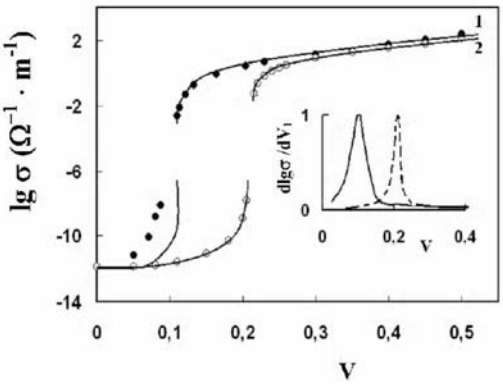


Fig. 2. Comparison of the measured (points) and calculated (solid curves) dependences of the conductivity σ on the fractional Ni content V for the metal-polymer composites containing nanoscale Ni particles (full points, curve *1*) and microdispersed Ni particles (empty points, curve *2*). In the insert: the dependence of dlgσ/dV on V (the solid line is for the composite containing nanoparticles, the dashed line is for the composite containing micro-dispersed particles).

III. RESULTS AND DISCUSSION

Figure 2 shows the experimental dependences of conductivity σ on the fractional Ni content V for both metal-polymer composites under study. In this figure, the dependences σ on V calculated in the frame of the percolation theory using the formulas cited below are also shown.

According to the percolation theory [5], the conductivity σ of systems containing metal particles randomly distributed in a dielectric matrix is described by the following formulas:

$$\sigma(V) = \sigma_m (V - V_c)^t \qquad \text{for } V > V_c \qquad (2)$$

$$\sigma(V) = \sigma_d (V_c - V)^{-q} \qquad \text{for } V < V_c, \qquad (3)$$

where σ_m is the conductivity of the metal particles, σ_d is the conductivity of the dielectric matrix, V_c is the critical fractional volume of the metal particles that initiated a first infinite metallic cluster; the parameters t and q are named as critical indexes.

Using boundary conditions (V=0 and V=1), formulas (2) and (3) can be written in the following form:

$$\sigma(V) = \sigma_m \left(\frac{V - V_c}{1 - V_c} \right)^t \qquad \text{for } V > V_c \tag{4}$$

and

$$\sigma(V) = \sigma_d \left(\frac{V_c - V}{V_c} \right)^{-q} \qquad \text{for } V < V_c. \tag{5}$$

The theoretical V-dependences presented in Fig. 2 were obtained using formulas (4) and (5). Values of parameters contained in these formulas were found using the following procedures.

Values of V_c were found by differentiation of the experimental lgσ with respect to V (see the insert in Fig. 2). To determine the critical indexes t, the experimental data were presented as an $\lg\sigma - \lg[(V-V_c)/(1-V_c)]$ plot which is the linear according to formula (4). The value of t is the degree of inclination of this plot. The critical index q for the composite with the micro-dispersed nickel particles was found by the same method starting from the formula (5) (presenting experimental data as an $\lg\sigma - \lg[(V-V_c)/V_c]$ plot). For the composite with the nanoscale nickel particles, the $\lg\sigma - \lg[(V_c-V)/V_c]$ plot is nonlinear, and the critical index q is undeterminable using this formula. The values of σ_d and σ_m were obtained by extrapolation of the experimental dependences σ on V to V=0 and V=1, respectively. Besides, the value of σ_d was determined by electrical measurement.

It was found that for the composite with the micro-dispersed nickel particles, $\sigma_m = 3.2\times10^2$ Ом$^{-1}$м$^{-1}$; $V_c = 0.210$; $t = 1.78$; $q = 1.02$, and for the composite with the nanoscale nickel particles, $\sigma_m = 4.3\times\cdot10^2$ Ом$^{-1}$м$^{-1}$; $V_c = 0.105$; $t = 2.2$. In both cases, the values of σ_d obtained by extrapolation procedure are equal to 1.2×10^{-12} Ом$^{-1}$м$^{-1}$ and are in good agreement with the value determined by measurement. The critical index q for the composite with the nanoscale nickel particles was taken to be equal to 1.0, which is true for three-dimensional systems [5].

The filler particle conductivity obtained by extrapolation procedure is one order of magnitude less than that for a nickel or for an ideal single-phase material, which is formed from the nickel particles. This is attributable to the distinction of real composite from its model in the percolation theory. In real composite, the filler particles are heterogeneity. They consist from core represent the nickel particles and sheath from the oxide layers. (The presence of the latter layer has been observed, for example, in a metal-polymer composite by scanning electron microscopy [1]). To apply the formula (4) to the real composites, the filler particles must be taken as an effective medium with an effective conductivity σ_{meff}. Thus, the above values of conductivity obtained by extrapolation procedure are the values σ_{meff} of the filler particles in the composites studied.

As can seen from Fig. 2, for both types of the metal-polymer composites under study the agreement between the theoretical and experimental dependences is observed when

$V>V_c$. In the case of $V<V_c$, the agreement between the theoretical and experimental dependences is observed for the metal-polymer composite with the micro-dispersed nickel particles only. For the metal-polymer composite with the nanoscale nickel particles, there is an additional contribution to σ in the range below V_c. These results, in the same manner as for the nickel-containing ceramic composites [4], can be understood in terms of the model of the electrical conductivity proposed by Balberg et al. [3].

According to this model, all metal particles in composites, in which the metal particles randomly distributed in a dielectric matrix, are electrically connected, and the conductivity of these composites is dictated both by the nearest-neighbours tunnelling and by the non-nearest-neighbour tunnelling. The percolation-like behaviour is observed when the contribution of the tunnelling between non-nearest neighbours to the macroscopic conductivity is negligible. It takes place when the radius *b* of the particles is greatly superior to the tunnelling range (or tunnelling decay) parameter *d*. In the case where $b \approx d$, the tunnelling between non-nearest neighbours makes a contribution to the macroscopic conductivity along with the nearest-neighbours tunnelling, and the dependence of the macroscopic conductivity on the fractional content of metal particles is different from that dictated by the classical percolation theory. One can see that the above-described behaviour of the conductivity of the metal-polymer composite under study is consistent with these model predictions.

As is followed from this model, in composites for which a contribution to σ from the non-nearest-neighbours tunnelling takes place, there are two percolation thresholds. One of them observed at high values of *V*, and it is the above-defined percolation threshold V_c. Another (the additional percolation threshold V_{cd}) was observed at low values of *V*, and it is a critical fractional volume of metal particles, which initiates a first infinite cluster of tunnelling-connected conductors. Fitting the part (for $V<V_c$) of the experimental curve *1* (Fig. 2) for the metal-polymer polymer composite with the nickel nanoparticles to the functional dependence of Eq. (4) (denoting, in this equation, the percolation threshold as V_{cd} and the critical index as t'), we found that $V_{cd} = 0.05$ and $t' = 3.4$.

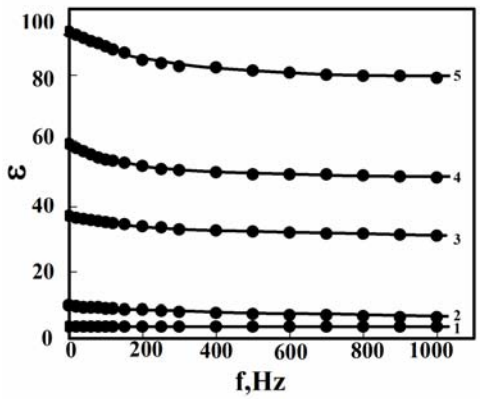


Fig. 3. The experimental frequency dependences of the permittivity ε(ω) of the metal-polymer composites containing nanoscale Ni particles: *1* – фенилон. Fractional volume of Ni nanoparticles in composites: *2* = 0.05; *3* = 0.07; *4* =0.08; *5* = 0.1.

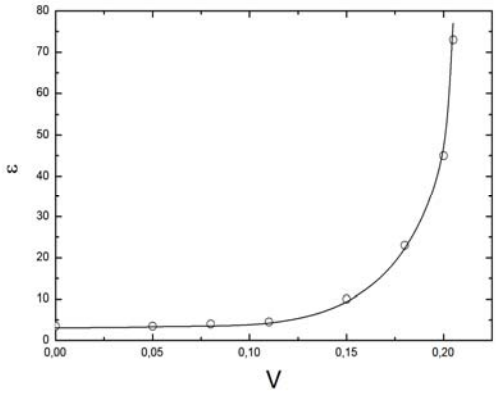


Fig. 4. *V*-dependences of the static permittivity ε(ω=0) for the metal-polymer composites containing micro-dispersed Ni particles. *V*-dependences are obtained by calculations in the frame of the percolation theory (solid curve) and by extrapolation measured data of the frequency dependences of ε to the zero frequency (points).

In Figure 3, for the metal-polymer composites containing micro-dispersed nickel particles, the frequency dependences of the permittivity ε(ω) obtained experimentally in the frequency range between 20 and 1000 Hz are shown. One can see that with the increase of frequency, ε(ω) decreases appreciably at first and slowly thereupon. Such behaviour of ε(ω) is explained by the Maxwell-Vagner capacitor model [6]. When a constant potential is applied to the metal-polymer composite, there is an accumulation of the free charge at the boundary between the polymer and the filler because their conductivities are different. As a result an additional capacitance arises. If the applied potential is alternating, the charge is accumulated less than in the case of the constant current (the charge has no time to accumulate to the utmost since the current periodically reverse its direction). Therefore, in this case, the additional capacitance and consequently ε(ω) is less than in the case of the constant current and it decrease with increase of the frequency.

According to the percolation theory [5] the static dielectric permittivity ε(ω=0) of systems containing metal particles randomly distributed in a dielectric matrix is described by the following formulas:

$$\varepsilon\left(V,\omega=0\right)=\frac{\varepsilon_d}{\left|V-V_c\right|^q}, \tag{6}$$

where ε_d is the static permittivity of the dielectric matrix.

Using boundary conditions (V=0 and V=1), formula (6) can be written in the following form:

$$\varepsilon\left(V,\omega=0\right)=\varepsilon_d\left(\frac{V_c-V}{V_c}\right)^{-q}. \tag{7}$$

In Figure 4, for the metal-polymer composite with the micro-dispersed nickel particles, are shown V-dependences of the static permittivity ε(ω=0). These dependences were obtained by calculation with the formula (7) and by extrapolation of the experimental frequency dependences ε(ω) (Fig. 3) to the zero frequency. The calculation was performed using the value of V_c obtained from the experimental V-dependence of σ. The static permittivity of phenilon ε_d was taken equal to 3.5.

As is seen from Fig. 4, there is the agreement between the dependences presented in this figure. This fact permits to conclude that V-dependence of the static permittivity of the metal-polymer composite with the micro-dispersed nickel particles on V is described by the percolation theory. This agreement is also the cause to consider the above extrapolation as allowable.

In Figure 5, for the metal-polymer composite with the micro-dispersed nickel particles, are shown the experimental V-dependences of the permittivity ε(ω) for two frequency (20 and 1000 Hz). In this figure, are also shown the V-dependences of the static permittivity ε(ω=0) obtained by extrapolation of the experimental frequency dependences of ε(ω) to the zero frequency and by calculation with the formula (7).

As is seen from Fig. 5, the experimental V-dependence of the static permittivity does not agree with that calculated in the frame of the percolation theory. The experimental dependences show an additional contribution to ε(ω=0), like the additional contribution to σ. The fact that there is correlation between the dependences presented in Fig. 5 allows one to conclude that the additional contribution to the static permittivity not is the result of the applied extrapolation procedure. As for the metal-ceramic composites containing

the nanoparticles of Ni, the additional contribution to the static permittivity of the metal-polymer composites containing the nanoparticles of Ni can be interpreted as follows [4].

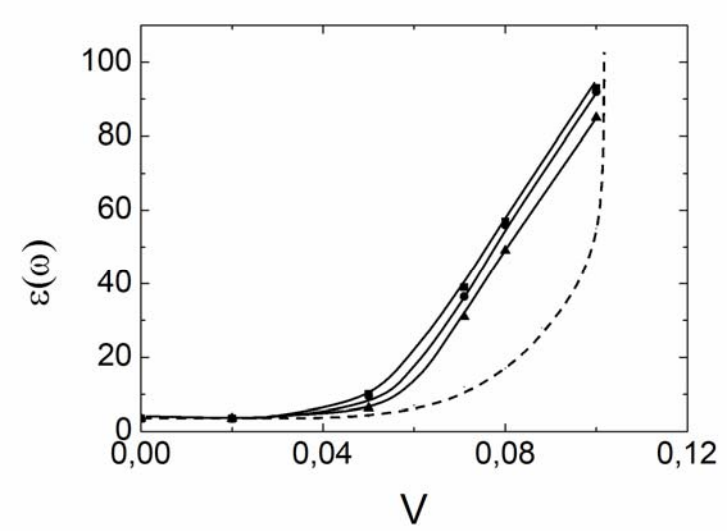


Fig. 5. *V*-dependences of the permittivity ε(ω) for the metal-polymer composites containing nanoscale Ni particles. *V*-dependences are obtained by measurements at frequency 1000 Hz (▲) and 20 Hz (●), by extrapolation of measured data of the frequency dependences of ε to the zero frequency (■), and by calculations in the frame of the percolation theory (the dashed line).

In the metal-polymer composites under study, as *V* increases, the nickel particles form metallic clusters, which are separated by dielectric material of the matrix. Each pair of the clusters represents a capacitor. In the case of the metal-polymer composite with relatively large nickel particles (micro-dispersed particles), the contribution of non-nearest-cluster-included capacitors to the macroscopic capacitance is negligible, and *V*-dependence of ε is percolation like. This form of dependence resulted from the fact that the capacitance of the capacitors increases with *V* (as a result of the decrease in the clusters separation and an increase of their effective surface) and tends to infinity near the percolation threshold (as a result of formation in continuous metallic network). In the case of the metal-polymer composite with relatively small nickel particles (nanoparticles), the presence of the characteristic feature of *V*-dependence of ε at the additional percolation threshold V_{cd} considered above allows one to conclude that the non-nearest-cluster-included capacitors contribute to the macroscopic capacitance along with the nearest-cluster-included capacitors. The change of run of curve of dependence of ε on *V* for this composite in the range of V_{cd} may be attributed to the process of formation of the continuous network of tunnelling-connected conductors.

IV. CONCLUSION

The behaviour of conductivity σ and permittivity ε of metal-polymer composites comprising Ni particles dispersed in the phenilon was studied. It is found that the percolation-like behaviour of σ and ε, which is observed when the Ni particles are the sizes of 1–3 μm (micro-dispersed particles), gave way to another behaviour characterized by an additional contribution to σ and ε below the percolation threshold when the Ni

particles are the sizes of ≤30 nm (nanoparticles). It is shown that this peculiarity of the behaviour of σ and ε of the composites is in agreement with the network hierarchy model of composites, which was proposed by Balberg et al.

REFERENCES

1. D. Bloor, K. Donnelly, P.J. Hands, P. Laughlim, D. Lussey, J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, 2851 (2005).
2. M.K. Abdurakhmanova, A.Kh. Zaynutdinov, A.V. Umarov, U. Abdurakhmanov, M.A. Magrupov, Vysokomol. Soedin. B **29**, 537 (1987).
3. I. Balberg, D. Azulay, D. Toker, and O. Millo, Int. J. Mod. Phys. B **18**, 2091 (2004).
4. U. Abdurakhmanov, Sh. Sharipov, Ya. Rakhimova, M. Karabaeva, M. Baydjanov, J. Am. Ceram. Soc. **89**, 2946 (2006).
5. A.L. Efros, B.I. Shklovskii, Phys. Stat. Sol. B **76**, 475 (1976).
6. B.M. Tareev. Fizika dielectricheskikh materialov (Moscow, Energiya, 1973).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.229-234

ВЛИЯНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОГО КРЕМНИЯ НА ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ ВАЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

М.Т. Нормурадов[1], Д.А. Нормуродов[1], Ж.Б. Хужаниёзов[2], А.С. Рысбаев[2]

[1]Каршинский государственный университет, Карши, Узбекистан, normurodovd1989@mail.ru
[2]Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан, rysbaev@mail.ru

(Получена 04.02.2019)

Ушбу ишда Si(111) монокристаллига Na^+ ионларини ҳар хил дозада киритганда, кремний валент электронларининг ҳолат зичлигига таъсирини эластик қайтган электронлар спектроскопияси (ЭҚЭС) ва характерли энергия йўқотган электронлар спектроскопияси (ХЭЙЭС) усуллари билан ўрганилди. Тажрибада аниқландики Si(111) валент электронларининг ҳолат зичлиги максимумларининг силжиши, электронларни аралашма атомларнинг майдонида ҳолати учун Келдишнинг техник диаграммаси ёрдамида ион имплантация қилинган кремний юза қатламларининг кристалл тузилиши кескин бузилиши билан назарий тушунтирилди.

В статье методами спектроскопии упруго рассеянных электронов (СУРЭ) и спектроскопии характеристических потерь энергии (СХПЭ) исследовано влияние имплантации ионов Na^+ различными флюенсами на плотность состояний валентных электронов Si(111). Показано, что обнаруженный в экспериментах сдвиг максимумов плотности состояний валентных электронов Si объясняется теоретически с помощью диаграммной техники Келдыша для электрона в случайном поле примесных атомов сильным разупорядочением кристаллической структуры ионно-имплантированной поверхностной области Si(111).

In the paper, the effect of implantation of Na^+ ions with different fluences on the density of states of Si(111) valence electrons has been studied by the methods of spectroscopy of elastically scattered electrons (SESE) and spectroscopy of characteristic energy loss (SCEL). It is shown that the experimentally observed shift of the maxima of the density of states of Si valence electrons is explained theoretically using the Keldysh diagram technique for an electron in a random field of impurity atoms by the strong disordering of the crystal structure of the ion-implanted Si(111) surface region.

Ионная имплантация широко используется как эффективный способ управления макроскопическими свойствами различных материалов [1]. Однако процесс имплантации (особенно при больших флюенсах) приводит к сильному разупорядочению кристаллической структуры материалов, вплоть до полной аморфизации. Поэтому практически всегда для достижения необходимого результата требуется проведение постимплантационного отжига.

Целью данной работы является исследование влияния разупорядочения кристаллической структуры Si(111) при ионной имплантации на плотность состояний валентных электронов, форма которой, как известно, в значительной мере определяет эмиссионные, электрофизические, фотоэлектрические свойства материалов.

Эксперименты проводили с использованием прибора с анализатором типа сферического зеркала с тормозящим полем, позволяющим исследовать поверхность методами электронной оже-спектроскопии (ЭОС), спектроскопии упруго

рассеянных электронов (СУРЭ), фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) и дифракции медленных электронов (ДМЭ) при давлении остаточных газов не более 10^{-7} Па [2, 3]. В качестве объектов исследования были выбраны монокристаллы Si(111) *n*- и *p*-типа с удельным сопротивлением 6000 Ом·см. Технологическая камера прибора позволяла проводить очистку поверхности материалов термическим прогревом, электронной бомбардировкой, ионным травлением, а также проводить низкоэнергетическую ионную имплантацию с различным флюенсом: от 10^{13} до 2×10^{17} см$^{-2}$. Поверхностную область Si очищали новым способом, предложенным авторами [4], который включает три этапа прогрева: длительный низкотемпературный, кратковременный высокотемпературный и имплантацию щелочных ионов с последующим высокотемпературным кратковременным прогревом при 1550 K. На рис. 1 приведены спектры СУРЭ, т.е. зависимости dR/dE_{pF} от (E_{pF}) для чистого Si(111) *n*-типа (*1*) и Si(111), имплантированного ионами Na^+ с E_0 = 0.5 кэВ с различным флюенсом Ф: 5×10^{13} см$^{-2}$ (*2*), 5×10^{14} см$^{-2}$ (*3*), 5×10^{15} см$^{-2}$ (*4*) и 5×10^{16} см$^{-2}$ (*5*) (E_{pF} – энергия первичных электронов, отсчитанная от уровня Ферми кремния). Видно, что с ростом флюенса натрия постепенно меняются форма и положение максимумов и минимумов кривой $dR/dE_{pF}(E_{pF})$. Положения максимумов указанной кривой для чистого Si (E_1, E_2, E_3, E_4 и E_5) хорошо совпадают с максимумами функции плотности состояний валентных электронов ρ(E), полученными в работе [5]. В результате имплантации

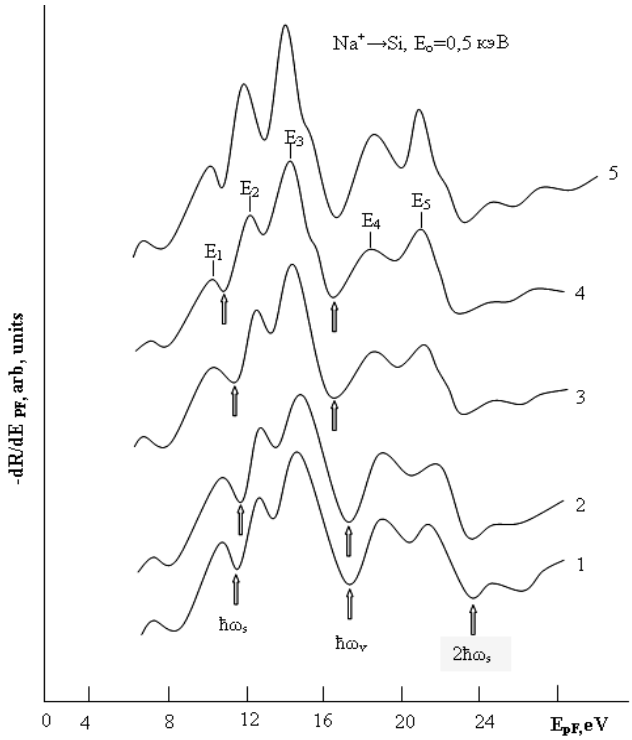


Рис. 1. Зависимости $dR/dE(E_{pF})$ для Si(111), имплантированного ионами Na^+ с E_0=0.5 кэВ с различным флюенсом Ф, см$^{-2}$: 0 (*1*), 5×10^{13} см$^{-2}$ (*2*), 5×10^{14} см$^{-2}$ (*3*), 5×10^{15} см$^{-2}$ (*4*) и 5×10^{16} см$^{-2}$ (*5*).

ионов Na^+ наблюдается сдвиг положений максимумов в область меньших энергий E_{pF}. Известно, что максимумы на кривой зависимости $dR/dE_{pF}(E_{pF})$ обусловлены возбуждением межзонных переходов валентных электронов, а минимумы – возбуждением коллективных плазменных колебаний валентных электронов твердого тела. Следовательно, имплантация ионов Na^+ приводит к изменению электронных состояний в кремнии.

Об изменении электронной структуры кремния при имплантации ионов Na с большим флюенсом свидетельствуют также спектры ХПЭ, снятые после имплантации ионов. На рис. 2 приведены спектры ХПЭ для чистого Si(111) (*1*) и Si(111), имплантированного ионами Na^+ с E_0 = 0.5 кэВ с различным флюенсом Ф: 5×10^{13} см$^{-2}$ (*2*), 5×10^{14} см$^{-2}$ (*3*), 5×10^{15} см$^{-2}$ (*4*) и 5×10^{16} см$^{-2}$ (*5*), 6×10^{16} см$^{-2}$ (*6*) и 2×10^{17} см$^{-2}$ (*7*), снятые при энергии первичных электронов E_p=100 эВ.

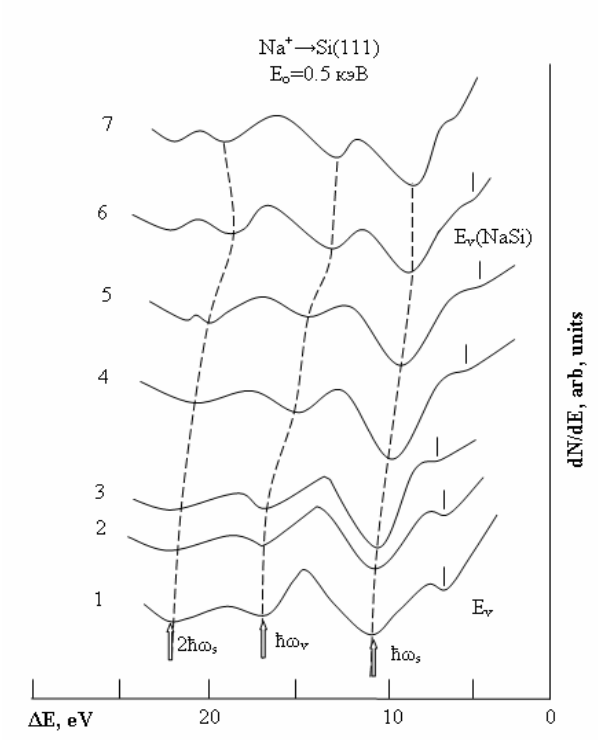


Рис. 2. Спектры ХПЭ для чистого Si(111) (кривая *1*) и Si, имплантированного ионами Na с E_0=0.5 кэВ с различным флюенсом Ф, см$^{-2}$: 5×10^{13} см$^{-2}$ (*2*), 5×10^{14} см$^{-2}$ (*3*), 5×10^{15} см$^{-2}$ (*4*), 5×10^{16} см$^{-2}$ (*5*), 6×10^{16} (*6*) и 2×10^{17} см$^{-2}$ (*7*).

В спектре ХПЭ чистого кремния (кривая 1) наблюдаются пики с потерями энергии: 7, 11, 17, и 22 эВ, обусловленные возбуждением междузонного перехода (7 эВ), поверхностных ($\hbar\omega_s$=11 эВ), объемных ($\hbar\omega_v$=17 эВ) и кратных им ($2\hbar\omega_s$= 22 эВ) плазменных колебаний валентных электронов. Экспериментально наблюдаемые нами значения энергии возбуждения поверхностных и объемных плазменных колебаний валентных электронов для чистого Si(111) хорошо согласуются со значениями, полученными расчетным путем по формуле Бома и Пайнса [6]:

$$\hbar\omega_v = \hbar(4\pi Ne^2 / m)^{1/2}.$$

В спектре 7 для Si, имплантированного ионами Na^+ с $\Phi = 2\times10^{17}$ см$^{-2}$, наблюдаются пики ХПЭ при 6; 9.2; 13.2; 18.5 и 25 эВ. Пик при 6 эВ, вероятно, связан с возбуждением межзонных переходов электронов из валентной зоны NaSi. А характер изменения интенсивности пиков при 9.2 и 13 эВ с увеличением энергии первичных электронов E_p от 30 до 300 эВ позволил нам считать первый пик обусловленным возбуждением поверхностного плазмона, а второй – возбуждением объемного плазмона в ионно-имплантированном Si.

Характерной особенностью спектров ХПЭ, приведенных на рис. 2, является смещение пиков плазменных потерь энергии электронов в область меньших значений с увеличением флюенса имплантируемых ионов натрия.

Динамику изменения структуры кривой $dR/dE_p(E_p)$ можно объяснить следующим образом: в начале процесса имплантации ионы натрия проникают на максимальную глубину, образуя фронт, параллельный поверхности. Поэтому они не дают существенного вклада в формирование тонкой структуры энергетической зависимости коэффициента упруго рассеянных электронов. По мере увеличения флюенса ионов, начиная с $\Phi = 5\times10^{14}$ см$^{-2}$, фронт внедрения смещается к поверхности и соответственно происходят изменения в ходе кривой $dR/dE_p(E_p)$.

Проблеме взаимодействия быстрых ионов с твердым телом посвящено значительное количество работ [7]. Достаточно хорошо изучены также макроскопические свойства ионно-имплантированных твердых тел [8]. Гораздо менее исследована структура их энергетического спектра возбуждений.

Теоретическое описание энергетического спектра неупорядоченных систем, к которым можно отнести и Si, имплантированный ионами Na^+с большим флюенсом, удобно проводить с помощью диаграммной техники Келдыша для электрона в случайном поле примесных атомов [9]. Существенное упрощение в решении этой задачи может быть достигнуто на основе предположения о том, что свойства имплантированных твердых тел близки к свойствам сильно легированных монокристаллов. Правомерность этого предположения обсуждалась в работе Вина и Карданы [10]. В этой работе путем оптических измерений проведено сравнительное исследование влияния сильного легирования и имплантации ионов с последующим лазерным отжигом на оптические свойства и зонную структуру кремния. Результаты показали, что легирование и имплантация приводят к одинаковым изменениям критических точек плотности состояний и диэлектрической проницаемости кремния.

Сдвиг максимумов плотности состояний валентных электронов кремния, наблюдаемый после ионной имплантации в данной работе, можно качественно объяснить, применяя выражения для массовых операторов в 1-ом и 2-ом порядках теории возмущения $\Sigma^{(1)}$, $\Sigma^{(2)}$. Член первого порядка приводит к одинаковому смещению всех уровней за счет среднего потенциала примеси. Изменение функции плотности состояний определяется членом второго порядка $\Sigma^{(2)}$:

$$\rho(E,n) = 2\int \frac{d^3\bar{k}}{(2\pi)^3}\left\{\frac{j_m \Sigma^{(2)}(\omega,\bar{k},n)}{\left[\varepsilon - \varepsilon_0(\overline{k,n-\Sigma^{(1)}}(\varepsilon,\bar{k},n) - R_c\,\Sigma^{(2)}(\varepsilon,\bar{k},n)\right]^2}\right\};$$

$$\Sigma^{(1)} = n<\bar{k},n\left|U_1\right|\bar{k},n>;$$

$$\sum^{(2)} = (\varepsilon, \bar{k}, n) = n_d \sum_{\bar{k}', n'} \frac{< \bar{k}, n | U_1 | \bar{k}', n' >}{\varepsilon - \varepsilon_0(\bar{k}', n') + i_0} < \bar{k}, n | U_1 | \bar{k}, n >,$$

где n_d – средняя концентрация дефектов, пропорциональная флюенсу ионов натрия Φ, $< \bar{k}, n | U_1 | \bar{k}', n' >$ – матричный элемент потенциала атома примеси между блоховскими функциями. Эти выражения можно использовать для расчета плотности состояний имплантированного твердого тела в зависимости от концентрации примесных атомов. Можно дать также приближенную оценку для действительной и мнимой частей $\Sigma^{(2)}$, считая, что $< \bar{k}, n | U_1 | \bar{k}', n' >$ = const. Отсюда получаем, что величина смещения энергетического положения максимума функции плотности состояний электронов ΔE определяется выражением

$$\Delta E = R_e \sum^{(2)} (\varepsilon, \bar{k}, n) \frac{n_d}{(k^2 + c n_d^{1/3})^2},$$

где c = const. Таким образом, можно предположить, что смещение уровней будет пропорционально n_d^{α}, где показатель степени лежит в пределах от 1/3 при больших значениях n_d и до 1 при малых значениях n. Экспериментальные данные по смещению максимумов плотности состояний хорошо согласуются с этим выводом.

На рис. 3 приведены зависимости сдвига максимумов функции $dR/dE_{pF}(E_{pF})$ (представленной на рис. 1) от концентрации дефектов n_d, образующихся в Si(111) при имплантации ионов Na с энергией E_0 = 0.5 кэВ. При этом концентрация дефектов, образующихся в Si для данного значения флюенса, рассчитывалась с использованием данных работы [11], согласно которой критерием полной аморфизации поверхности Si является смещение не менее 10% атомов из узлов кристаллической решетки. Отсюда концентрацию дефектов, образующихся в Si при $\Phi = 6 \times 10^{16}$ см$^{-2}$, мы полагаем равной 5.07×10^{21} см$^{-3}$. Значения n_d для других доз облучения приведены в таблице.

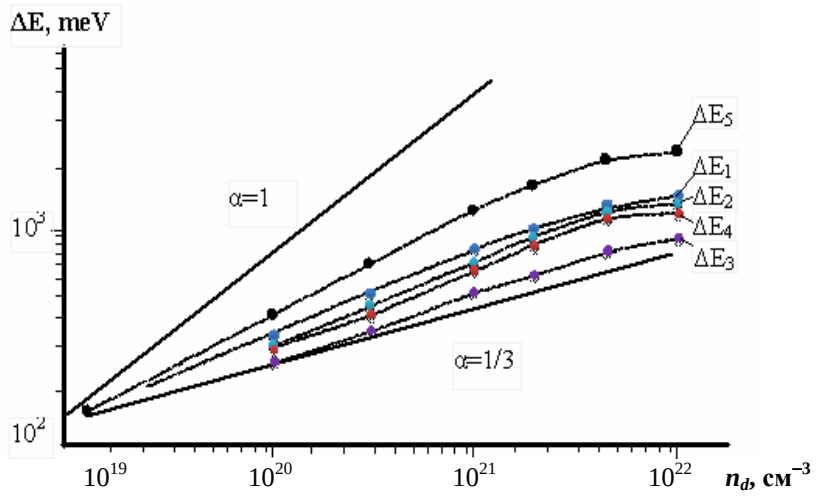


Рис. 3. Зависимости величины смещения максимумов ΔE_i от концентрации дефектов, образующихся в Si(111) при имплантации ионов Na^+ с E_0 = 0.5 кэВ.

Таблица. Значения концентраций дефектов, образующихся в Si при имплантации ионов Na.

Φ, см$^{-2}$	5×10^{13}	5×10^{14}	5×10^{15}	5×10^{16}	6×10^{16}
n_d, см$^{-3}$	1.25×10^{19}	1.25×10^{20}	1.21×10^{21}	2.5×10^{21}	5.07×10^{21}

Зависимости $\Delta E_i = f(n_d)$ на рис. 3 построены путем сопоставления рис. 1 и таблицы. Отметим, что здесь мы ограничились случаем слабого разупорядочения вещества, когда флуктуации потенциала в разных точках пространства можно считать независимыми. В этом случае величина уширения и сдвига пиков реально оказывается малой. В случае сильного разупорядочения и аморфизации вещества необходимо учесть наличие ближнего порядка.

Заключение. В работе экспериментально обнаружено смещение максимумов спектра упруго рассеянных электронов кремния при имплантации низкоэнергетических ионов Na^+ большим флюенсом. На основе диаграммной техники Келдыша для электрона в случайном поле примесных атомов данный эффект нами объясняется сильным разупорядочением кристаллической структуры ионно-имплантированной поверхностной области Si(111). Теоретические расчеты показали, что сдвиг энергии максимумов спектра СУРЭ $\Delta E_i \sim n_d$, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.И. Тетельбаум, Вестник Нижегородского университета, № 5 (2), 250 (2010).
2. А.С. Рысбаев, М.Т. Нормурадов, С.С. Насриддинов, Радиотехника и электроника **42**, № 1, 125 (1997).
3. М.Т. Нормурадов, Д.С. Руми, А.С. Рысбаев, Изв. АН Уз., Сер. физ.-мат. № 4, 70 (1986).
4. А.С. Рысбаев, Ж.Б. Хужаниязов, А.М. Рахимов, И.Р. Бекпулатов. Способ очистки поверхности монокристаллов кремния. Патент № IAP 05720, (30.11.2018).
5. E.O. Kane, Phys. Rev. **146**, № 2, 558 (1966).
6. Д. Пайнс. Элементарные возбуждения в твердых телах (Москва, 1965).
7. В.В. Углов. Радиационные эффекты в твердых телах (Минск, БГУ, 2011).
8. Х. Рассел, И. Руге. Ионная имплантация.Перевод под ред. М.И. Гусевой (Москва, Наука, 1983).
9. Л.В. Келдыш, Г.П. Прошко, ФТТ **5**, 3378 (1963).
10. L. Vina, M. Cardana, Solid State Electron. **29**, № 12, 6739 (1984).
11. К. Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии (Москва, Мир, 1984).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.235-240

О СПОСОБЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

А.Ш. Раджабов, А.С. Халматов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий им. У.А. Арифова АН РУз, 100125 Ташкент, Узбекистан, a.radjabov0217@gmail.com

(Получена 17.12.2018)

Мақолада термодесорбцион-сиртий ионланиш спектрометрияси методини зарраларнинг қиздирилган қаттиқ жисм сирти билан ўзаро таъсирлашув кинетик характеристикаларини, ҳамда моддаларнинг буғланиш энергиясини аниқлаш учун қўллаш мумкунлиги кўрсатувчи гетероген жараёнларни математик моделлаштириш натижалари келтирилган.

В данной работе приведены результаты математического моделирования гетерогенных процессов, указывающие на применимость метода термодесорбционной поверхностно-ионизационной спектрометрии для определения кинетических характеристик термодесорбции частиц с поверхности нагретых твердых тел, а также теплоты испарения веществ.

In the paper, the results of mathematical modeling of heterogeneous processes are presented indicating the applicability of the method of thermal-desorption surface-ionization spectrometry to determine the kinetic characteristics of thermal desorption of particles from the surface of heated solids, as well as the heat of evaporation of substances.

Введение. Метод поверхностной ионизации (ПвИ) является одним из наиболее информативных среди множества методов по изучению закономерностей взаимодействия частиц с поверхностью твердых тел [1-3]. Важной особенностью ПвИ по сравнению с другими методами является высокая селективность к потенциалу ионизации частиц. Образующийся ионный ток несет информацию о процессах, сильно зависящих от разности между потенциалом ионизации частиц и работой выхода твердого тела. Еще одной особенностью ПвИ является его работоспособность не только в вакууме, но и в атмосфере воздуха [4, 5]. Это дает возможность исследовать закономерности взаимодействия частиц с поверхностью в условиях атмосферы воздуха.

На основе явления ПвИ атомов и многоатомных молекул разработаны различные физико-химические методы. Среди них нестационарные методы ПвИ – модуляция потока и модуляция напряжения – являются наиболее информативными [6,7]. В общем случае эти методы направлены на исследование кинетических характеристик гетерогенных процессов на поверхности термоэмиттера, но не нашли применения в условиях атмосферы воздуха.

Работы по выявлению закономерностей ПвИ органических соединений и его приложения способствовали появлению метода термодесорбционной поверхностно-ионизационной (ТДПИ) спектрометрии [4, 5]. ТДПИ спектрометрия является способом регистрации и анализа труднолетучих органических веществ азотистого основания в условиях атмосферы воздуха. Особенность данного метода заключается в том, что он объединяет в себе возможности термодесорбционной спектрометрии [6] и нестационарных процессов ПвИ. Анализ показал, что метод

даёт возможность исследовать кинетические характеристики термодесорбции и испарения (или сублимации) частиц веществ. Данная работа посвящена математическому моделированию этих процессов на примере атомных частиц.

Математическая модель. Схема ТДПИ спектрометра представлена на рис. 1*а*. В ТДПИ спектрометре температура испарителя повышается с линейной скоростью γ. Испаренные частицы веществ с потоком воздуха-носителя поступают на поверхность термоэмиттера. Адсорбированные частицы, десорбируя, могут ионизироваться путем ПвИ, сигнал которых регистрируется в виде спектра, представленного на рис. 1*б*.

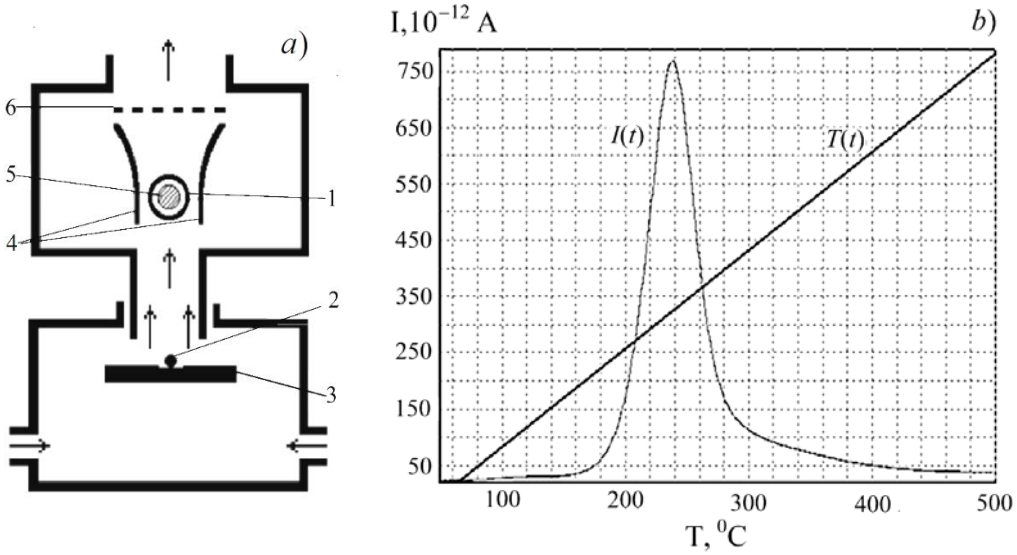


Рис. 1. Схема (*а*) и принцип регистрации тока ионов (*б*) ТДПИ спектрометра “Искович-1” [4, 5]: 1 – ПвИ термоэмиттер; 2 – образец для анализа; 3 – лента испарителя; 4 – фокусирующие электроды; 5 – нагреватель термоэмиттера; 6 – коллектор ионов.

При линейном увеличении температуры испарителя число адсорбирующих атомов в единицу времени на поверхности термоэмиттера равно

$$\nu_a = \eta\gamma\frac{dn}{dT} = \eta Vn \approx \eta Vn_0 \exp\left[-\frac{kT^2}{\gamma q} D\exp\left(-\frac{q}{RT}\right)\right], \qquad (1)$$

где dn/dT – скорость изменения числа атомов на поверхности испарителя [6]; V – скорость испарения атомов; γ – скорость развертки температуры испарителя; n_0 – исходное число атомов вещества на испарителе; T – температура испарителя; k – постоянная Больцмана; D – константа; η – коэффициент использования веществ в спектрометре, который показывает долю общего потока молекул, достигающих поверхности термоэмиттера [7, 8].

Среднее время жизни адсорбированных атомов равен $\overline{\tau}$. Их число меняется соответственно уравнению

$$\frac{dN}{dT} = -\eta\frac{dn}{dT} - \frac{K}{\gamma}N, \qquad (2)$$

где $K = 1/\overline{\tau} = K^+ + K^0 = C\exp\left[-\frac{l^+}{kT_E}\right] + G\exp\left[-\frac{l^0}{kT_E}\right]$ – сумма констант скоростей термодесорбции атомов в нейтральных K^0 и ионных состояниях K^+; l^+ и l^0 – теплоты десорбции атомов в ионном и нейтральном состоянии; C и G – константы; T_E – температура термоэмиттера. Решение уравнения (2) можно записать в виде

$$N = \eta\left(n_0 - n\right) + N_0 - \int_{T_0}^{T} \frac{KN}{\gamma} dT ,$$

где $\eta(n_0 - n)$ – общее число атомов, адсорбированных в течение времени t на поверхности термоэмиттера; N_0 – начальное число атомов при температуре испарителя T_0; $N_d^t = \int_{T_0}^{T} \frac{K}{\gamma} NdT$ – число десорбированных атомов с поверхности термоэмиттера в течение времени t.

Поток десорбирующих атомов с поверхности термоэмиттера равен

$$\nu_d = KN = \eta K\left(n_0 - n\right) - KN_d^t .$$

Ток ПвИ ионов равен

$$I = e\beta KN = e\beta K\left(n_0 - n\right) - e\beta KN_d^t , \qquad (3)$$

где β – коэффициент ПвИ атомов.

На рис. 2 и 3 представлены расчетные температурные зависимости потока $\nu(T)$ и тока ионов $I(T)$ ПвИ атомов натрия на однородной текстурированной фольге из молибдена (Mo) [7]. Работа выхода Mo в фольге составляет φ = 4.3 эВ, потенциал ионизации натрия V = 5.14 эВ, выполняются условия трудной ионизации. Теплота десорбции атомов натрия в ионном и нейтральном состояниях

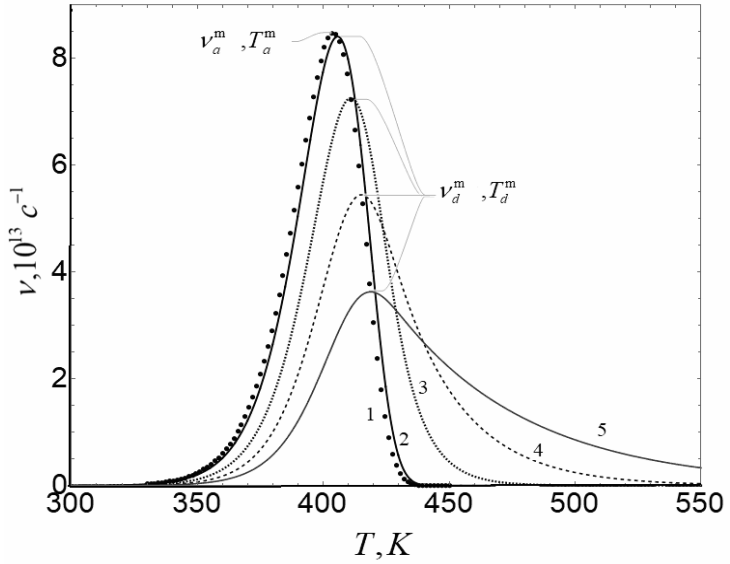


Рис. 2. Расчетные температурные зависимости потока $\nu(T)$ атомов: *1* – поток адсорбированных атомов. Поток десорбирующих атомов при значении T_E и K: *2* – 666 K, 1.5 c^{-1}; *3* – 620 K, 1.0 c^{-1}; *4* – 596 K, 0.35 c^{-1}; *5* – 579 K, 0.14 c^{-1}.

составляет l^+ = 3.46 эВ и l^0 = 2.6 эВ, а предэкспоненциальные множители соответственно $C = 1.66\times10^{14}$ с$^{-1}$ и $G = 1.33\times10^{14}$ с$^{-1}$ [7]. Теплота испарения натрия составляет q = 0.798 эВ. Графики построены для количества натрия $n_0 = 1\times10^{14}$, считая, что $D = 1\times10^{13}$ с$^{-1}$ и $\eta = 1$, для различных значений температуры термоэмиттера T_E и соответствующих этим температурам скоростей термодесорбции K.

Величина $Q = e\eta\beta n_0$ в (4) равна полному заряду десорбированных ионов, соответствующей полной площади спектра анализируемых веществ. Заряд десорбированных ионов за время t равен $Q = e\beta N_d^t$. Эти величины определяются по площади ТДПИ спектров. Тогда выражение (4) переходит к следующему виду

$$I = K\left(Q_0 - Q\right) - e\eta\beta Kn. \qquad (4)$$

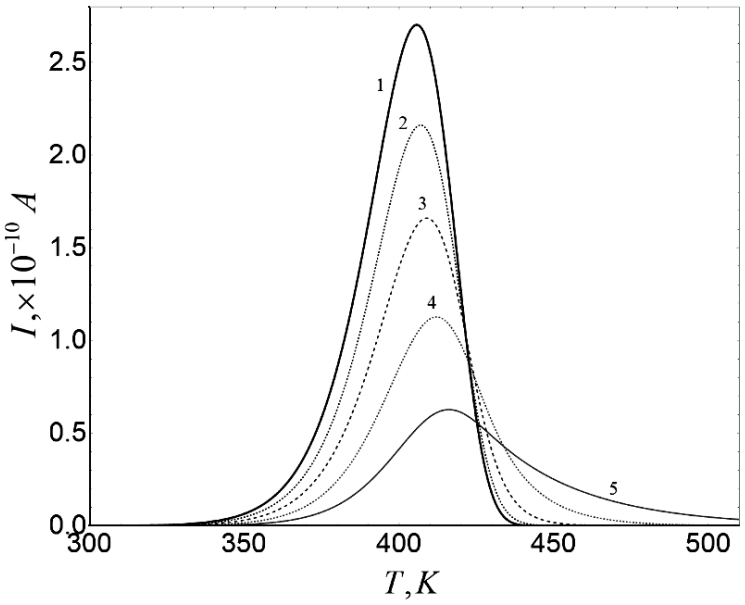


Рис. 3. Расчетные температурные зависимости тока ионов $I(T)$. T_E: *1* – 985 K; *2* – 965 K; *3* – 945.6 K; *4* – 924 K; *5* – 901 K.

Равновесие между ν_d и ν_a наступает при T_d^m. Поэтому в максимуме спектра $\left.\frac{dN}{dT}\right|_{T_d^m} = 0$. Поток десорбирующих атомов и ток ионов будет равен

$$\nu_d^m = \eta V_d^m n_d^m,$$
$$I_m = e\beta\nu_d^m = Q_0 D\exp\left[-\frac{q}{kT_d^m} - \frac{kT_d^{m2}}{\gamma q} D\exp\left[-\frac{q}{kT_d^m}\right]\right], \qquad (5)$$

где V_d^m и n_d^m – скорость сублимации и число атомов на испарителе при температуре T_d^m. Тогда из (4) и (5) получим следующее важное соотношение

$$\frac{1}{K}+\frac{1}{V_d^m}=\frac{Q_0-Q_m}{I_m}. \qquad (6)$$

Для других областей температур испарителя выражение (6) переходит к виду

$$\frac{1}{K}+\frac{1}{V}\frac{\nu_a}{\nu_d}=\frac{1}{K}+\frac{e\beta\eta\, n}{I}=\frac{Q_0-Q}{I}. \qquad (7)$$

Анализ показал, что с помощью выражений (4)-(7) можно определять кинетические характеристики термодесорбции, а также теплоту сублимации атомов веществ.

Кинетические характеристики термодесорбции и испарения. На рис. 4 построен график температурной зависимости соотношения (7) для натрия в интервале от T_d^m = 407 K до T = 455 K при T_E = 965.3 K и соответствующей этой температуре K = 9.13 с$^{-1}$. Данный график имеет следующие характеристики. При температуре T_d^m значение (6) равно 0.484 с$^{-1}$. С увеличением температуры T величина $(Q_0-Q)/I$ уменьшается до области, в которой $(Q_0-Q_{\min})/I_{\min}\approx$const. Это связано с уменьшением значения соотношения $e\beta\eta n/I\to 0$ с увеличением температуры. Поэтому в этой области $1/K\approx(Q_0-Q_{\min})/I_{\min}$. На графике в области стационарности $1/K$ $(Q_0-Q)/I$ $\approx$ const $\approx$ 0.109 с$^{-1}$, в области $1/V_{des}^{\max}$ равна 0.375 с$^{-1}$.

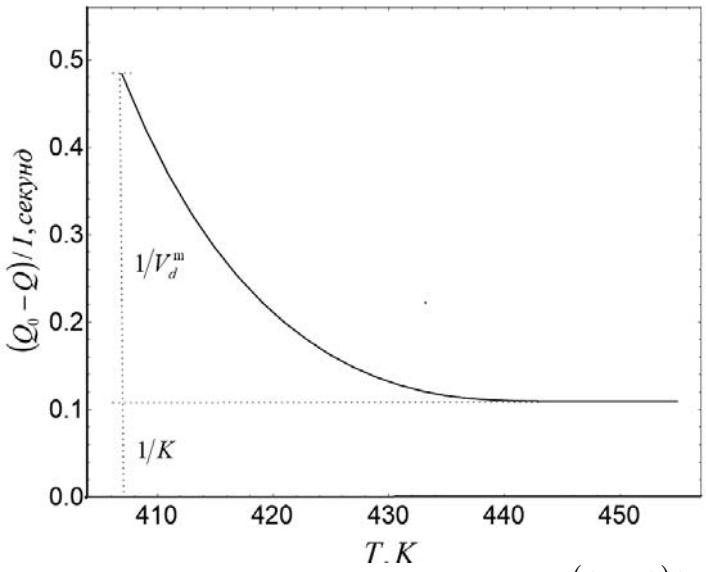


Рис. 4. Температурная зависимость соотношения $(Q_0-Q)/I$.

Кинетические характеристики испарения веществ можно определять по максимуму ТДПИ спектра или по температурной зависимости числа атомов на поверхности испарителя $n(T)$. Для определения теплоты сублимации по максимуму ТДПИ спектра можно использовать выражение, полученное из (6) (считая, что $D=kT_d^m/\hbar$):

$$q = kT_d^m \ln\left[\frac{kT_d^m}{\hbar}\left(\frac{Q_0 - Q_m}{I_m} - \frac{1}{K}\right)\right],$$

где $\hbar$ – постоянная Планка. Другим путем также, кроме q, можно определять D. Для этого нужно пострить график, полученный из (4)

$$\ln\left[\frac{\gamma}{kT^2}\ln\frac{Q_0}{Q_0 - Q - I/K}\right] = \ln\frac{D}{q} - \frac{q}{kT},$$

Заключение. Таким образом, моделирование кинетики гетерогенных процессов в ТДПИ спектрометрии на основе закономерностей термодесорбционной спектрометрии и нестационарных процессов ПвИ показывает применимость метода ТДПИ спектрометрии для исследования кинетических характеристик взаимодействия частиц с поверхностью нагретого твердого тела, а также теплоты сублимации веществ. Источником информации об этих характеристиках являются зависимости температуры максимума, формы и интенсивности ТДПИ спектров анализируемых веществ от температуры термоэмиттера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Я. Зандберг, Н.И. Ионов. Поверхностная ионизация (Москва, Наука, 1965).
2. У.Х. Расулев. Взаимодействие многоатомных частиц с поверхностью (Meriyus, Ташкент, 2011).
3. U.Kh. Rasulev, E.Ya. Zandberg, Progress in Surface Science **28**, № 3/4, 181 (1988).
4. U.Kh. Rasulev, S.S. Iskhakova et al., Inter. Jour. of Ion Mob. Spec. **4** (2), 121 (2001).
5. С.С. Исхакова. Термодесорбционная поверхностно-ионизационная спектрометрия физиологически активных веществ. Дисс. …канд. физ.-мат. наук (Ташкент, Институт электроники АН РУз, 2012).
6. Н.М. Попова, Л.В. Бабенкова, Г.А. Савельева, Ю.Г. Кульевская, Н.Г. Смирнова, В.К. Солнышкова. О современном методе термодесорбции и его использовании в адсорбции и катализе (Алма-Ата, Наука, 1985).
7. Э.Г. Назаров, У.Х. Расулев. Нестационарные процессы поверхностной ионизации (Ташкент, Фан, 1991).
8. У.Х. Расулев, Э.Я. Зандберг, Н.И. Ионов, Ш.М. Халиков, ЖТФ **48**(1), 133 (1978).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.241-244

ВЛИЯНИЕ БОМБАРДИРОВКИ ИОНАМИ Ar^+ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК CdS

Ж.Ш. Содикжанов, Д.А. Мирзаев, М.А. Мирджалилова, Д.А. Ташмухамедова, Б.Е. Умирзаков

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан
ftmet@mail.ru
(Получена 06.03.2019)

Ar^+ ионлари билан бомбардировка қилишнинг CdS пленкалари таркиби, энергетик зона параметрлари ва оптик хусусиятларига таъсири ўрганилган. Ar^+ ионларининг кичик дозаларида ($D \le 5\times10^{15}$ см$^{-2}$) пленка юзаси S атомлари билан бойиши, катта дозаларда ($D \ge 5\times10^{15}$ см$^{-2}$) эса Cd атомлари билан бойиши кўрсатилган.

Изучено влияние бомбардировки ионами Ar^+ на состав, зонно-энергетические параметры и оптические свойства пленок CdS. Показано, что при низких дозах ионов Ar^+ ($D \le 5\times10^{15}$ см$^{-2}$) поверхность обогащается атомами S, а при высоких дозах ($D \ge 5\times10^{15}$ см$^{-2}$) атомами Cd.

The influence of the Ar^+ ion bombardment on composition, zone-energy parameters and optical characteristics of the CdS films has been studied. It is shown that under low dose of Ar^+ ions ($D \le 5\times10^{15}$ cm^{-2}) surface is enriched with the S atoms, under the high doses ($D \ge 5\times10^{15}$ cm^{-2}) with the Cd atoms.

Бинарные полупроводники типа CdS, CdTe, ZnS широко используются при создании различных элементов лазеров, фотоприемников, солнечных элементов и имеют перспективы при разработке приборов опто- и наноэлектроники. В настоящее время хорошо изучено влияние лазерного отжига, прогрева, электронной бомбардировки и бомбардировки ионами O_2^+ на оптические свойства пленок CdS [1-8]. В частности, установлено, что наличие некоторого количества кислорода (до ~10^{20} см^3) приводит к существенному изменению спектра фотолюминесценции и некоторому уменьшению ширины запрещенной зоны E_g пленки CdS. Изучено также влияние бомбардировки ионами Ar^+ и Ba^+ на электронные свойства CdTe [9, 10]. Данная работа посвящена изучению влияния бомбардировки ионами Ar^+ на состав, коэффициент преломления света и ширину запрещенной зоны CdS.

Методика проведения экспериментов. Объектами исследования являются поликристаллические пленки CdS *n*-типа толщиной ~1 мкм, выращенных на поверхности SnO_2 (стекло) методом термического испарения в вакууме ~10^{-6} мм.рт.ст. [2]. Ионную бомбардировку и напыление атомов осуществляли перпендикулярно к поверхности мишени при вакууме не хуже 10^{-6} Pa. Исследования проводили с использованием методов оже-электронной спектроскопии (ОЭС), фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС), дифракции быстрых электронов (ДБЭ) путем измерения зависимости коэффициента пропускания света от энергии фотонов в интервале $h\nu$=0.6–3 эВ. Для уменьшения расхождения и потерь интенсивности проходящего света использованы тонкие пленки CdS.

Профили распределения атомов по глубине определяли методом ОЭС в сочетании с послойным травлением поверхности ионами Ar^+ с E_0=2 keV под углом 5–10° относительно поверхности образца.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Перед ионной бомбардировкой пленку CdS обезгаживали прогревом при T = 800 К в сочетании с мягким ионным травлением. При этом поверхностная концентрация Cd составляла ~45–48 ат.%, S ~50–52 ат.%, а кислорода 1–2 ат.%. На рис. 1 приведены зависимости $K(h\nu)$ для CdS, бомбардированного ионами Ar^+ с E_0=1 кэВ разными дозами. В случае чистого CdS зависимость $K(h\nu)$ в интервале $h\nu$ = 0.6–2.2 эВ практически не меняется, в интервале 2.2–2.3 эВ экспоненциальна, а в интервале 2.3–2.4 эВ линейно (резко) уменьшается, приближаясь к нулю. Экстраполяция этой части кривой к оси $h\nu$ дает 2.42 эВ, что, в свою очередь, дает оценочное значение E_g пленки CdS. При бомбардировке ионами Ar^+ с ростом дозы ионов значение K во всей исследуемой области $h\nu$ монотонно уменьшается, значение E_g заметно не меняется, однако интервал энергий $h\nu$ при котором K экспоненциально уменьшается расширяется. Эти изменения можно объяснить следующим образом.

При низких дозах облучения $D = 5\times10^{14}$ см$^{-2}$ ионы Ar^+ попадают на отдельные участки поверхности [10]. Средние размеры этих участков составляют ~10–15 нм, а расстояние между центрами соседних участков ~ 50–60 нм. На этих участках происходит разложение CdS на составляющие и разупорядочение. По-видимому, через эти участки при $h\nu \geq 0.6$ эВ не проходит свет, следовательно, значение K уменьшается. Ионная бомбардировка приводит также к некоторому изменению кристаллической структуры необлученных участков, следовательно, на кривой $K(h\nu)$ экспоненциальная часть увеличивается, а крутизна кривой в спадающей области уменьшается.

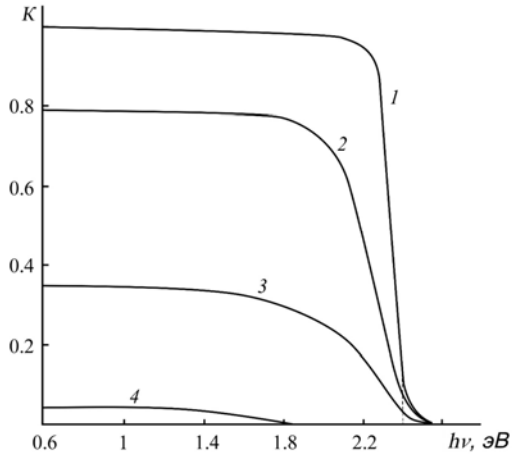


Рис. 1. Зависимости коэффициента пропускания света K от энергии фотонов для CdS, бомбардированного ионами Ar^+ с E_0 = 1 кэВ при дозах D, см$^{-2}$: *1* – 0 (чистый CdS), *2* – 5×10^{14}, *3* – 5×10^{15}, *4* – 6×10^{16}.

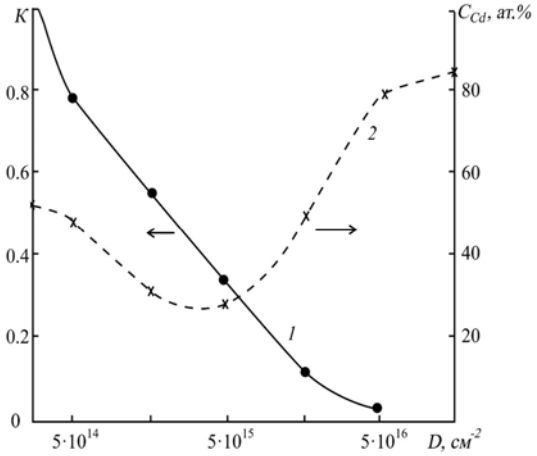


Рис. 2. Зависимости K (кривая *1*) и поверхностной концентрации Cd (кривая *2*) от дозы облучения для CdS, бомбардированного ионами Ar^+ с E_0 = 1 кэВ.

С ростом дозы ионов размеры бомбардированных участков увеличиваются. При $D = 5\times10^{16}$ см$^{-2}$ вся облученная поверхность полностью разупорядочивается, все молекулы CdS в ионно-бомбардированном слое разлагаются. При этом значение K приближается к нулю. Однако из-за ограниченной толщины ионно-бомбардированного слоя и из-за наличия некоторого количества соединений типа Cd+S имеет место прохождение света с малой интенсивностью вплоть до дозы $D = 6\times10^{16}$ см$^{-2}$. Дальнейшее увеличение дозы практически не приводит к изменению состава и структуры зависимости $K(h\nu)$. При этом можно считать, что степень покрытия поверхности слоев CdS нанофазами равна 1. Следовательно, по изменению значения K в зависимости от дозы можно оценить степень покрытия поверхности нанофазами по формуле

$$\theta = 1 - K_{\delta} / K_0,$$

где K_0 – коэффициент пропускания света до бомбардировки, K_δ – после бомбардировки.

Результаты расчета для разных доз представлены на рис. 2 (кривая *1*). Видно, что при $D = 10^{15}$ см$^{-2}$ значение θ составляет 0.4 и при $D = 10^{16}$ см$^{-2}$ 0.8. Таким образом, метод исследования зависимости $K(h\nu)$ является эффективным средством определения E_g, степени разупорядочения поверхности и степени покрытия поверхности нанофазами.

Результаты ОЭС показали, что в процессе ионной бомбардировки на поверхности CdS в основном содержатся атомы Cd и S, однако их относительная концентрация при E_0 = const зависит от дозы ионов (рис. 2, кривая *2*). Из рис. 2 видно, что при бомбардировке CdS ионами Ar^+ зависимость $C_{Cd}(D)$ проходит через минимум при $D = 10^{15}$ см$^{-2}$. В интервале $D = 10^{15}$–8×10^{16} см$^{-2}$ C_{Cd} почти линейно растет от 30 ат.% до 80–85 ат.%, а затем скорость роста замедляется и, начиная с $D=5\times10^{16}$ см$^{-2}$, концентрация Cd практически не меняется и устанавливается на уровне 80–85 ат.%. Эти результаты показывают, что при низких дозах ионов Ar^+ после разложения CdS на составляющие атомы S преимущественно диффундируют к поверхности, и поверхность обогащается атомами серы. С ростом дозы ионов усиливается распыление S с поверхности. При дозе $D\geq10^{15}$ см$^{-2}$ концентрация распыленных атомов S будет больше, чем концентрация атомов S, диффундирующих к поверхности. Следовательно, поверхность обогащается атомами Cd.

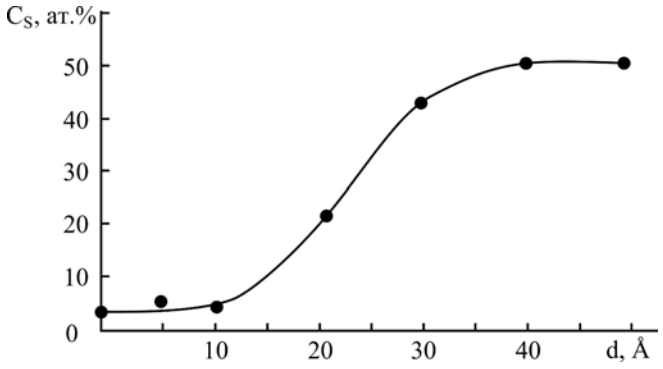


Рис. 3. Профили распределения S по глубине CdS при бомбардировке ионами Ar^+ с E_0 = 1 кэВ и $D = 6\times10^{16}$ см$^{-2}$.

На рис. 3 приведены профили распределения атомов S по глубине для CdS, бомбардированного ионами Ar^+ с E_0 = 1 кэВ при $D = 6\times10^{16}$ см$^{-2}$. Видно, что до глубины d=5–10 Å концентрация S заметно не меняется. В интервале d=10–30 Å зависимость $C_S(d)$ почти линейно растет от 3–5 ат.% до 40–42 ат.%, а при d>35–40 Å практически не меняется и стабилизируется на уровне 45–50 ат.%. Известно, что при бомбардировке бинарных материалов ионами инертных газов более легкие компоненты после разложения частично диффундируют как в сторону поверхности, так и внутрь кристалла. В случае CdS, по-видимому, S в основном диффундирует к поверхности, поэтому в зависимости $C_S(d)$ не наблюдается заметного максимума.

Заключение. Исследования зависимости коэффициента пропускания света пленки CdS при бомбардировке ионами Ar^+ с E_0 = 1 кэВ при разных дозах показали, что с ростом дозы значение K в исследуемой области энергии фотонов ($h\nu$=0.6–3 эВ) монотонно уменьшается. До дозы $D=5\times10^{15}$ см$^{-2}$ ширина запрещенной зоны практически не меняется. Это объясняется тем, что при низких дозах ионов изменяются состав и структура отдельных участков поверхности CdS. При этом состав небомбардированных участков существенно не меняется, следовательно, E_g на этих участках будет близко к E_g пленки CdS. При $D\geq10^{16}$ см$^{-2}$ границы соседних участков начинают перекрывать друг друга и коэффициент прохождения света и E_g резко уменьшаются. Оценены дозные зависимости коэффициента пропускания света и степень покрытия поверхности нанофазами.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Ворох, С.З. Назарова, Н.С. Кожевникова, ФТТ **54** (6), 1228 (2012).
2. Ж. Жанабергенов, Ш.А. Мирсагатов, С.Ж. Каражанов, Неорган. материалы **41**, 55 (2005).
3. П.Н. Ткачук, ФТТ **42** (11), 1961 (2000).
4. N.K. Morozova, N.D. Danilevich, A.A. Kanakhin, Physica Status Solidi C **7** (6), 1501 (2010).
5. V. Kumar, T.P. Sharma, Optical Materials **10**, 253 (1998).
6. Y.P .Venkata Subbaiah, P. Prathap, K.T.R. Reddy, D. Mangalaraj, K. Kim, J. Yi, J. Phys. D: Appl. Phys **40**, 3683 (2007).
7. П.Н. Крылов, Э.А. Романов, И.В. Федотова, ФТП **45** (1), 127 (2011).
8. Д.М. Седракян, П.Г. Петросян, Л.Н. Григорян, ЖТФ **85** (5), 94 (2015).
9. Y.S. Ergashov, D.A. Tashmukhamedova, F.G. Djurabekova, B.E. Umirzakov, Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics **80** (2), 138 (2016).
10. Z.E. Mukhtarov, Z.A. Isakhanov, B.E. Umirzakov, T. Kodirov, E.S. Ergashev, Technical Physics **60** (12), 1880 (2015).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.245-249

FOCAL SPOT STRUCTURE OF FRESNEL LENS AND ITS HOMOGENIZATION

A. Sherniyozov and Sh. Payziyev

Institute of Ion-Plasma and Laser Technologies of AS RUz, Tashkent, 100125, Uzbekistan
anvarsher87@yahoo.com
(Received 27.02.2019)

Мақолада фотонлар траекториясини кузатиб боришнинг статистик Монте-Карло усулидан фойдаланиб, ясси Френел линзасининг фокал соҳадаги фотонлар тақсимоти ўрганилди. Дисперсия натижасида фокал соҳадаги фотонлар тақсимотининг жиддий ўзгариши кўрсатилди. Шунингдек, фокал соҳадаги фотонлар тақсимотини биржинисли қилиш яъни гомогенизациялаш имкониятини берувчи усул намойиш қилинди. Ушбу мақсадда тўғри тўрт бурчакли шаффоф призмадан фойдаланиш мумкин.

Используя статистический метод Монте-Карло для прослеживания фотонов, проведено численное исследование структуры фокального пятна плоской линзы Френеля. Показано, что из-за дисперсии в материале линзы структура фокального пятна значительно изменяется. Кроме того, продемонстрирована гомогенизация сильно сфокусированных фотонов. Прямоугольная призма может быть применена для достижения гомогенизации.

Using statistical Monte-Carlo photon-tracing method, we numerically studied focal spot structure of flat Fresnel lens. It has been shown that due to dispersion effect, focal spot structure changes considerably. In addition, we demonstrated homogenization of strongly focused photons. Rectangular prism can be applied to achieve the homogenization.

Introduction. Solar concentrators are one of extensively studied [1] fields in recent decades. As the search for optimal solar concentrators for particular application settings continues, Fresnel lens has one of preferences in solar pumped lasers. Compared to traditional concentrators such as parabolic mirror or convex lens, Fresnel lenses have practical advantages like small volume and cost effectiveness. Utilizing Fresnel lens to focus natural sunlight, the authors of the study [2] achieved 11%–14% slope efficiency of solar-pumped laser by Cr-codoped Nd:yttrium-aluminum garnet ceramic. Later, in 2009, using Fresnel lens, 80 W output laser power generated [3], demonstrating preference of Fresnel lens over mirror-type concentrators. This corresponds to 4.3% of conversion efficiency from solar power into laser. Furthermore, another study [4] showed that the Fresnel lens enables higher solar laser collection efficiency. These experimental studies indicate that Fresnel lens as a concentrator has the potential to improve solar pumped lasers. Fresnel lens concentrator is the part of the pumping scheme and the pumping process determines laser's key parameters, knowing the focal field structure is important. Therefore, in this paper, we intend to study focal field structure of Fresnel lens.

Fresnel lens. Most studies conducted on concentrated solar energy applications using Fresnel lenses for various purposes can be classified into two main groups: imaging Fresnel lenses [5] and non-imaging Fresnel lenses [6, 7]. Imaging Fresnel lens is used to create an image, whereas nonimaging Fresnel lens is used to collect solar energy. So, how to explain physical shape of Fresnel lens? If we cut out rectangular parallelepipeds (as it

is shown in Fig. 1, left) from convex lens's bulk and remaining surface pieces will be placed down on a flat surface, then we end up with theoretical Fresnel lens (Fig. 1, right).

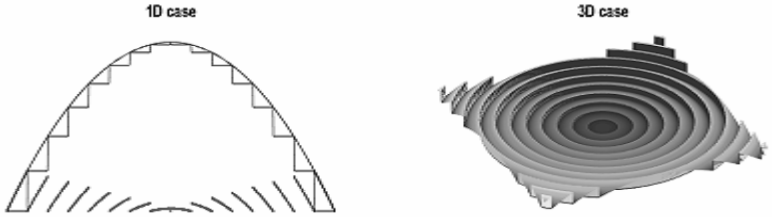


Figure 1. 1D case and 3D case of the real surface of Fresnel lens.

In ideal situation, Fresnel lens's sawtooth-shaped groove surface supposed to be spherical or parabaloidal. However, due to manufacturing complexities of spherically curved, micro-sized surfaces, the real Fresnel lens is essentially a chain of prisms on a flat (Fig. 2, left) or curved (Fig. 2, right) surface.

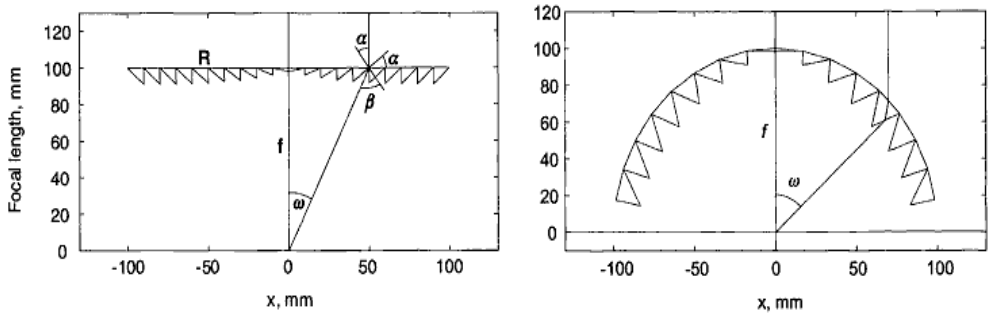


Figure 2. Flat and curved Fresnel lenses.

Depending on Fresnel lens types, focal spot structure will be different. Each type will have advantages and disadvantages in particular configuration settings. Therefore, before applying Fresnel lens in practice, it is necessary to know the focal spot structure.

Statistical photon-tracing method. As already mentioned, imaging Fresnel lens is used to create an image of a object where optical aberrations and wavefront distortions play fundamental role, and therefore it should be studied in the framework of wave optics theory [5]. In contrary, nonimaging Fresnel lens is aimed for optimally collecting solar energy. For this reasoning, study of nonimaging Fresnel lens can be done using principles of geometrical optics [6]. In this paper, to study the spot structure, we use a statistical photon-tracing method [8], which, to some extent, resembles ray-tracing method [9]. The latter is by nature completely deterministic, whereas the former method involves randomness. Similarity is that trajectory of a photon is determined from the sequence of intersection points by using geometrical optics. Difference is that the elementary processes such as reflection, refraction, absorption, and emission will be modelled by Monte-Carlo method. Detailed comparison of above mentioned two methods, advantages and disadvantages, practicality and applicability limits are not subject of this paper.

Focal spot structure of flat Fresnel lens. We consider the "grooves out" flat Fresnel lens for the study of focal field. Its focal length and number of prisms are given. Since each prism has different angles, it is required to find them individually (Fig. 3).

Suppose that photon (ray) is incident on *n*-th prism and we need to find that prism's angle. Using Snell's law and some geometry, we will find

$$\begin{aligned} &\tan\omega = r / f \\ &\gamma = \arcsin(\sin\omega / n) \\ &\beta = \arctan(\sin\gamma / (n - \cos\gamma)) \\ &\alpha = \beta + \gamma \end{aligned}, \quad (1)$$

where n – refractive index of the prism material, r is the distance from a center of the lens to the incident point. To apply statistical photon-tracing method, we consider the Fresnel lens with focal length of 88 cm, the number of prisms are 2500. Used lens material is polymethyl methacrylate which dependence of the refractive index on the wavelength are given by a equation

$$n(\lambda) = 1.478419 + 463182.1\times10^{-8}/\lambda^2 - 8.637338\times10^{-6}/\lambda^4, \quad (2)$$

and graphically plotted in Fig. 4.

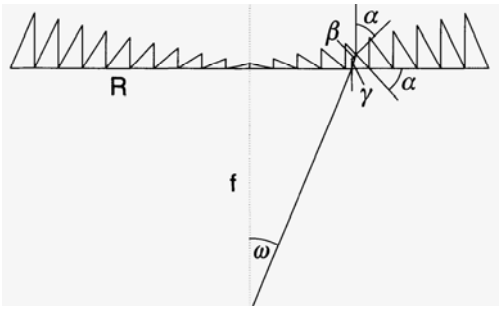


Figure 3. "Grooves out" flat Fresnel lens.

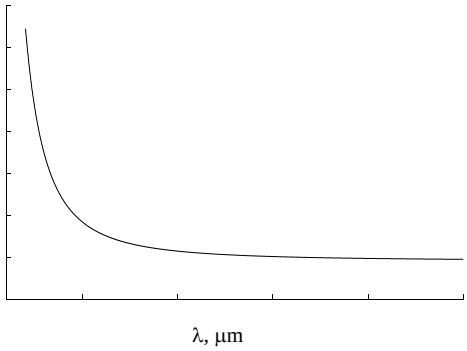


Figure 4. Dependence of the Fresnel lens refractive index on the wavelength of radiation.

Now, we run simulation for solar radiation focusing by above-described Fresnel lens. In Figure 5, one can see the expected clear difference. If the dispersion is taken into account, focal spot diameter widens to approximately less than 0.5 cm.

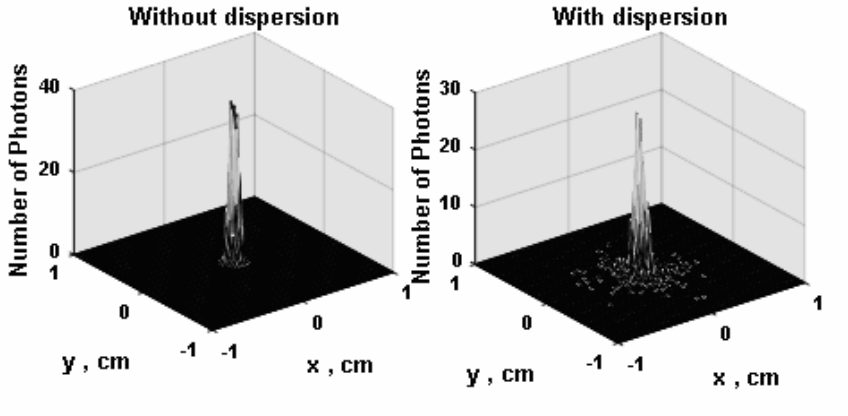


Figure 5. Number of photons in geometrical focus of Fresnel lens.

When dispersion is taken into account, apart from the obvious widening, simulation model shows that practical focus shifted less than 2 cm. One can see it from a dependence of number (concentration) of photons on focal length (Fig. 6).

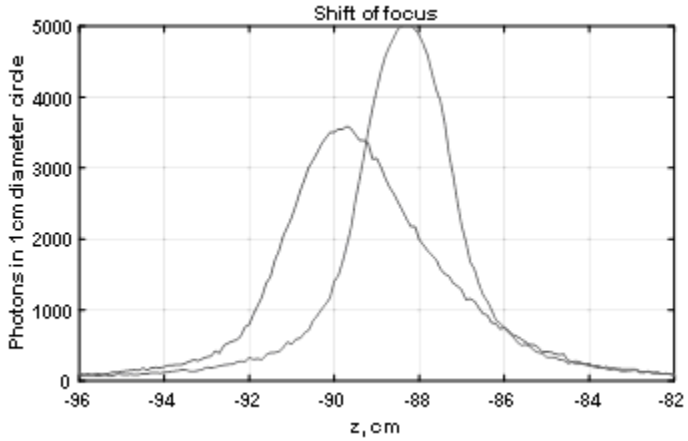


Figure 6. Dependence of concentration of photons on focal length.

That is, when there is no dispersion, geometrical focus justified itself and it was around 88 cm. However, with dispersion focus shifted away from the lens (as it is showen in Fig. 6).

Focal spot homogenization. Mostly, tight focusing is the goal of optical imaging systems. As already discussed, non-imaging systems have different purpose. For example, one usage of solar radiation concentrators such as Fresnel lens is solar-pumped lasers. That is, the solar radiation is focused into an active medium in the form of side pumping or end pumping. In some cases of solar pumped lasers, to optimize laser output quality/parameters and prevent thermal effects, it is required to illuminate the active medium uniformly instead of focusing to a point. In this paper, using our model we are demonistrating a method to achieve the homogenization. This goal can be achieved by placing a rectangular parallelepiped shaped prism right after geometrical focal plane (Fig. 7).

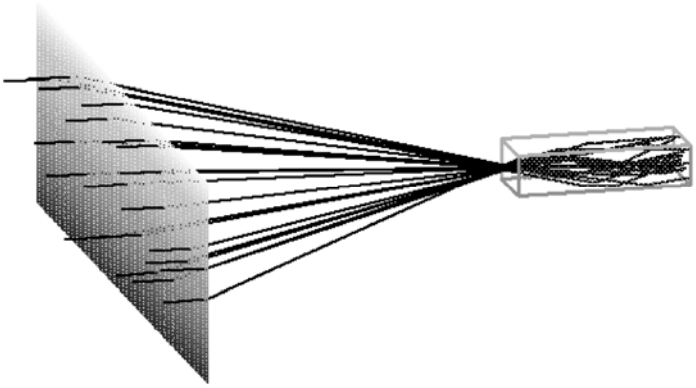


Figure 7. The homogenization focused photons.

Under certain condition, it is possible to achieve homogenization of focused photons. In our simulation, we applied a rectangular prism with a size of $1\times2\times8$ cm^3 and the Fresnel lens with focus of 88 cm and 1-meter diameter. Simulation results are presented in Fig. 8.

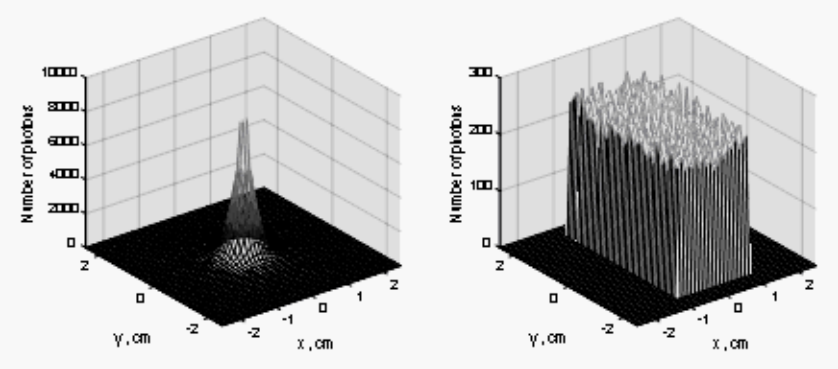


Figure 8. Distribution of photons at entrance (left) of prism and at exit (right) of it.

Photons, coming to the the entrance of prism with different directions, will experience multiple reflections (total internal reflections) from sides of the prism. As a result, at the optimal size of prism, exited photons distribute uniformly. As our simulation model shows that, there are optimal sizes of the prism for particular setups. For example, prism cannot be too long than the optimal length. Same argument applies for height and width of the prism too.

Conclusions. After a numerical study of focal spot structure of the flat Fresnel lens, we observe that due to dispersion, a focal spot widens and practical focal plane shifts. For the Fresnel lens with 88 cm and 1-meter diameter, lateral widening was close to 5 mm and longitudinal shift of focus was more than 15 mm. In this paper, we demonstrated the homogenization of distribution of focused photons. This inexpensive and simple homogenization method potentially can find application in laser physics, particularly in solar pumped lasers.

Acknowledgement. A.A. Sherniyozov would like to thank F. Shayimov for his fruitful and certainly helpful discussions on statistical photon-tracing method and its implementation.

REFERENCES

1. W.T. Xie, Y.J. Dai, R.Z. Wang, and K. Sumathy, Renew. Sustain. Energy Rev. **15**, 2588 (2011).
2. T. Yabe, T. Ohkubo, S. Uchida, K. Yoshida, M. Nakatsuka, T. Funatsu, A. Mabuti, A. Oyama, K. Nakagawa, T. Oishi, K. Daito, B. Behgol, Y. Nakayama, M. Yoshida, S. Motokoshi, Y. Sato, and C. Baasandash, Appl. Phys. Lett. **90**, 1 (2007).
3. T. Ohkubo, T. Yabe, K. Yoshida, S. Uchida, T. Funatsu, B. Bagheri, T. Oishi, K. Daito, M. Ishioka, Y. Nakayama, N. Yasunaga, K. Kido, Y. Sato, C. Baasandash, K. Kato, T. Yanagitani, and Y. Okamoto, Opt. Lett. **34**, 175 (2009).
4. D. Liang and J. Almeida, Opt. Express. **19**, 26399 (2011).
5. H. Nishihara and T. Suhara, Prog. Opt. **24**, 1 (1987).
6. R. Winston, J.C. Miñano, and P. Benítez. Nonimaging Optics (Elsevier Academic Press, 2005).
7. R. Leutz and A. Suzuki. Nonimaging Fresnel Lenses (Springer, 2001).
8. S. Payziyev and K. Makhmudov, Journal of Renewable and Sustainable Energy **8**, 015902 (2016).
9. A.E. Siegman, Lasers (University Science Books, 1986).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.250-254

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДВОЙНЫХ ВАНАДАТОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ш.Б. Ибрагимов, Т.М. Магрупов, С.П. Абдихаликов, Н. Каримова, И.И. Абдукаххаров

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, ул. Университетская, 2, Узбекистан; mr.bahramovich@inbox.ru

(Получена 03.12.2018)

Ноёб элементлар ва иккиланган ванадий асосидаги бирикмаларнинг магнит хоссалари ўрганилган. Бирикмаларнинг парамагнит хусусиятлари V^{+4} кўринишдаги ванадий иони таъсир натижаси эканлиги кўрсатилган. Бирикмаларнинг магнит сингдирувчанлиги икки ташкил этувчилар, яъни ванадий иони ва ноёб элемент иони магнит сингдирувчанлигининг йиғиндисидан иборатлилиги тасдиқланган. Бундан келиб чиқган ҳолда ҳисоблаб топилган $\mu(T)$ боғланиш тажриба натижалари орқали олинган қийматлар билан устма-устлиги кўрсатилган. Бу бирикмаларда, бир-бири билан ўзаро таъсирда бўлмаган, иккита магнит панжара мавжудлиги исботланган.

Работа посвящена изучению магнитных свойств соединений на основе двойных ванадатов редкоземельных элементов. Показано, что существование в соединениях ванадия V^{+4} обуславливает парамагнитные свойства соединений. Обосновано, что магнитная восприимчивость складывается из двух составляющих: магнитных восприимчивостей иона ванадия и редкоземельного элемента. Рассчитанная зависимость $\mu(T)$ совпадает с экспериментальными значениями. Показано, что в данных соединениях имеются две магнитные подрешетки, не взаимодействующие между собой.

The work is devoted to study of the magnetic properties of compounds based on double vanadates of rare earth elements. It is shown that the presence of vanadium V^{+4} in compounds causes the paramagnetic properties. It is justified that the magnetic susceptibility is consisted of two parts: the magnetic susceptibilities of vanadium ion and rare earth element. The calculated dependence $\mu(T)$ coincides with the experimental values. It is shown that in these compounds there are two magnetic sublattices that do not interact with each other.

Введение. Имеющиеся до настоящего времени сведения о группе двойных и тройных соединений, содержащих $ЭO_4^{3-}$ анионы, и в катионной части один или два щелочных металла состава $M_3Ln(ЭO_4)_2$ (M – щелочные катионы, Ln – редкоземельные элементы, Э – P, V), ограничиваются их синтезом в виде поликристаллических образцов и характеристикой строения [1]. Своеобразие их заключается в том, что основой структуры являются слои тетраэдров $ЭO_4$, в которые вкраплены катионы редкоземельных элементов (РЗЭ), в то время как атомы щелочного металла располагаются в межслоевых промежутках. Все эти соединения относятся к производным глазерита. Макрослоистые соединения такого типа могут использоваться для разработки материалов функциональной электроники, особенно, если Э представлен ванадием, который, как известно, характеризуется широким набором возможных валентных состояний. Плодотворность такого подбора иллюстрируется тем, что путем только эмпирического подхода на основе двойных ванадатов был создан терморезистор [2].

Особые и весьма интересные свойства РЗЭ, элементов переходной 4*f*-группы, в первую очередь, связаны с особенностями структуры электронной оболочки атомов данных веществ, а именно, с наличием достраивающегося глубинного 14-местного 4*f*-слоя.

Интерес представляют соединения, в состав которых входит ион ванадия. Катионы с *d*-элементами (V^{+3},V^{+4}) содержат неспаренные электроны в оболочке, внешняя конфигурация для них – соответственно d^2, d^1. Катион V^{+5}, имеющий электронную конфигурацию аргона и, следовательно, не содержащий неспаренных электронов, является диамагнитным. Неспаренные электроны катионов V^{+3}, V^{+4} обусловливают парамагнитные свойства соединений, а в ряде случаев магнитоупорядоченные состояния. С этим связана перспективность изучения магнитных свойств в соединениях с достраивающимися *d*- и *f*-оболочками.

Следует отметить, что магнитные свойства соединений со структурой перовскита (Ln_2VO_3), содержащих другие *d* элементы, изучены достаточно полно [2]. Это облегчает интерпретацию результатов данного исследования, однако следует иметь в виду, что в силу особенностей, обусловленных последовательным заполнением *d*-оболочки, свойства соединений, содержащих ванадий в низких степенях окисления, весьма специфичны

Данная работа посвящена изучению магнитных свойств соединений на основе двойных ванадатов РЗЭ ($M_3Ln(VO_4)_2$), где M – K, Rb; Ln – La, Lu. Данные соединения синтезируются с добавлением Ln_2O_3, V_2O_5, M_2CO_3 в определенных количествах при температуре T=1000 K в течение t = 3 часов. Спекание в таких условиях способствует количественному протеканию реакции и получению материала с удельной плотностью, максимально близкой к теоретической.

Методика исследования. Данные образцы контролируются методом рентгенофазового анализа (четырех кадровая камера монохрамотора типа Гинье, CuK_α-излучение), который применяли для установления однофазности полученных образцов [3] .

Основным объединяющим структурным признаком всей группы данных соединений является их принадлежность к семейству глазерита, двойного сульфата калия-натрия $K_3Na(SO_4)_2$. Эта структура характеризуется наличием слоев, содержащих тетраэдрические группировки и атомы натрия, в то время как атомы калия располагаются в межслоевых пространствах, связывая слои между собой [4]. Рентгенографические исследования показали, что соединения $M_3Ln(VO_4)_2$ первой и второй половины лантаноидного ряда изоструктурны. В этих структурах атомы РЗЭ и щелочной металл (1/3 от общего числа щелочных катионов) располагаются в октаэдрических пустотах кладки тетраэдров VO_4. При этом ориентация “нанизанных“ на ось третьего порядка тетраэдров такова, что атомы РЗЭ координированы только шестью атомами кислорода (лежащих в основаниях тетраэдров), а атомы щелочного металла окружены шестью ребрами группировки VO_4.

Элементарные ячейки соединений La, Pr, Nd, Sm, Eu являются моноклинно искаженными по отношению к исходной решетке глазерита. Известно [4], что соединения Gd-Lu образуют две подгруппы, отличающиеся углом моноклинности. Рентгенофазовый анализ показал, что ванадаты лантана и презеодима образуют подгруппы, отличающиеся только соотношениями параметров моноклинной ячейки и соответственно другим набором индексов *hkl* для этой подгруппы.

В результате установлено, что данные соединения можно подразделить на три четко различающиеся подгруппы: ванадаты элементов La, Pr, ванадаты Sm, Eu, Gd, Dy и, наконец, ванадаты элементов от Ho до Lu. Решетка соединения неодима имеет свои особенности и ближе к группе Sm-Dy.

Результаты и обсуждение. Из литературных данных известно [1], что магнитные свойства соединений переходных металлов обусловлены достраивающимися внутренними *d*- и *f*-оболочками. Температурные зависимости магнитной восприимчивости двойных ванадатов редкоземельных элементов представлены на рисунке. Как видно, в широкой области температур соединения являются парамагнитными, при этом зависимость $\mu=f(T)$ следует закону Кюри-Вейса:

$$\mu = C / T - \theta .$$

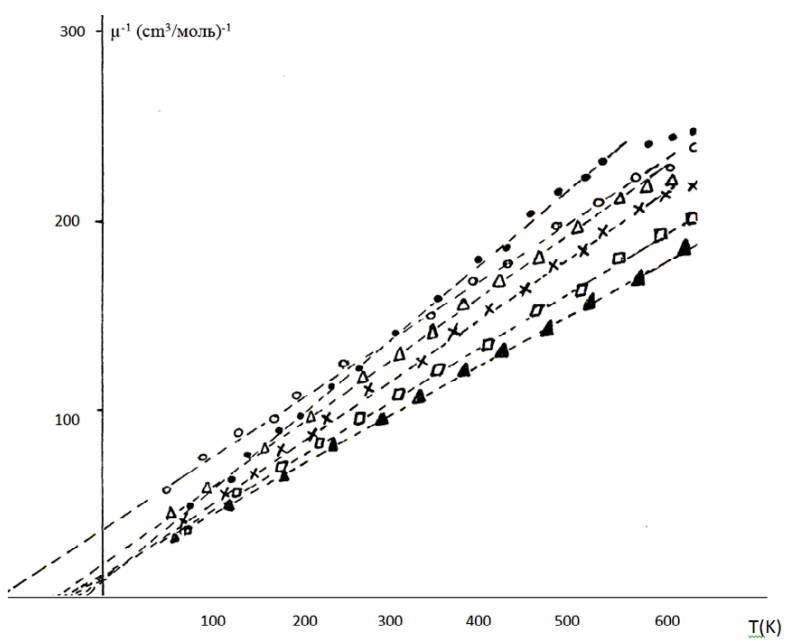


Рисунок. Температурная зависимость магнитной восприимчивости для соединений $M_3Ln(VO_4)_2$: o – Sm, Δ – Ho, ▲ – Gd, ● – Pr, x – Tb, □ – Er. Штриховая линия – теория.

Экспериментальные значения μ при 290 К и постоянные уравнения Кюри-Вейса приведены в таблице. Одной из причин появления характерной температуры Θ во многих случаях являются электростатические обменные силы между электронами соседних ионов. Знак и величина константы Θ в этих соединениях указывают на наличие отрицательного обменного взаимодействия между магнитными атомами.

Исследование спектров ЭПР соединений $M_3Ln(VO_4)_2$ показало, что они однотипны. Наши данные подтверждают, что в пентаоксиде ванадия (V_2O_5) наблюдается ярко выраженная синглетная линия поглощения с *g*-фактором 1.965, которую следует отнести к ванадию V^{+4}, из-за существования неспаренного

Таблица. Параметры уравнения Кюри-Вейса для двойных ванадатов РЗЭ.

Ln	ϴ	*C*	$\mu_{эф}$
Pr	–16 K	2.273	4.28
Sm	–104 K	2.941	4.7
Ho	–48 K	2.778	4.8
Er	–38 K	2.778	4.73
Tb	–36 K	3.333	5.18
Gd	–44 K	3.125	5.02

электрона, дающего сигнал ЭПР (ширина линии спектра ЭПР 10 эрст.) [6]. Исследование нами сигнала ЭПР уже непосредственно в соединениях показало, что наблюдается более слабый по интенсивности спектр с шириной линии 12–16 эрст с *g*-фактором 1.965, что подтверждает присутствие в соединениях ванадия V^{+4}.

Существует два основных типа взаимодействия, вызывающих ощутимое уширение линии спектра: спин-решеточное взаимодействие и спин-спиновое (спины неспаренных электронов обмениваются энергией между собой). Спин-спиновое взаимодействие характеризуется линией поглощения гаусовой формы [5].

Были рассчитаны теоретические значения из уравнения соответствующей нормированной производной гаусовой формы, и полученные значения наносили на экспериментальную кривую. Оказалось, что полученные спектры ЭПР соответствуют гаусовой форме линии, что подтверждает существование спин-спинового взаимодействия в данной структуре. Это позволяет нам констатировать тот факт, что у редкоземельных элементов, которые относятся к парамагнитным материалам и к элементам с достраивающейся 4f-оболочкой, также существует неспаренный электрон, который на фоне спектра ванадия не выявляется. Но в нашем случае наблюдается взаимодействие редкоземельного элемента и ванадия в виде спин-спинового эффекта, приводящего к уширению линий спектра ЭПР.

Атом ванадия V^{+4} имеет один 3*d*-электрон и находится в тетраэдрическом окружении кислорода. Основное состояние $V^{+4}\ ^2D_{3/2}$ (S=1/2) (конфигурация $t^1_{2g}\, e^0_g$). Наличие одного 3*d*-электрона дает возможность обмену между парой ионов ванадия за счет слабой π-связи: t^1_{2g}-P-t^1_{2g}. Парамагнитная восприимчивость двойных ванадатов РЗЭ $M_3Ln(VO_4)_2$ складывается из $\mu_V{}^{+4}$ и $\mu_{Ln}{}^{+3}$. Для парамагнитной области приближенно можно считать

$$\mu = C_V^{+4} / (T - \theta) + C_{\mathrm{Ln}}^{+3} / T ,$$

где $C_V{}^{+4}$ = 0.425 моль – постоянная Кюри иона V^{+4}, а $C_{Ln}{}^{+3}$ = 6.5моль – значение Кюри иона Ln. Рассчитанная таким образом зависимость μ(*T*) хорошо совпадает с экспериментальными значениями.

Заключение. Таким образом, данные результаты позволяют предположить, что в соединениях $M_3Ln(VO_4)_2$ имеются две магнитные подрешетки, не взаимодействующие между собой.

Влияние редкоземельного элемента сказывается в связи L-O. В ряду редкоземельных элементов из-за спин-орбитального взаимодействия наблюдается сжатие 4*f* орбиталей и расширение внешних 5*s* и 5*p* орбит. Это означает, что максимально сжатыми за счет L-S взаимодействия должны быть 4*f* орбитали ионов Nd^{3+}, Pr^{3+}, Su^{3+}, Ho^{3+} , Er^{3+}, Tm^{3+}, а максимально расширенными – 5*s* и 5*p* орбиты

этих же элементов. Корреляция параметров в данной работе связана с устойчивым состоянием ионов с электронной конфигурацией f^0, f^7, f^{14} [7].

Так как лантаноид расположен в октаэдре и окружен четырьмя тетраэдрами VO_4, взаимодействие V-O-V происходит за счет слабой π-связи. Следовательно, чем 4*f* оболочка редкоземельного элемента энергетически стабильнее, тем сильнее связь L-O.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Б. Базуев, В.А. Переляев, Г.П. Швейкин, Изв. АН РФ, Неорган.материалы, **10**,1066 (1984)
2. Р.М. Уайт. Квантовая теория магнетизма (Москва, Мир, 1972).
3. Л.Н. Комиссарова, П.П. Мельников, Ш.Б. Ибрагимов, ДАН РФ **295,** 911(1987).
4. Л.Н. Комиссарова, П.П. Мельников, Г.Я. Пушкина, Изв. АН РФ, Неорган.материалы, **25**, 2669 (1980).
5. М.М. Зарипов, В.Ф. Тарасов, В.А. Уланов, Г.С. Шакуров, ФТТ **44**, 11, (2002).
6. F. Mansingh, J. Chem. Phys. **53**, 2757 (2009).
7. Б.Ф. Джуринский, Г.А. Бандуркин, ДАН РФ **168**, 131 (2006).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.255-264

РАДИАЦИОННЫЙ МОНИТОРИНГ ЕСТЕСТВЕННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ НА ОБЪЕКТАХ ПРЕДПРИЯТИЙ НЕФТЕГАЗОДОБЫЧИ И ДОЛГОВРЕМЕННОЕ ХРАНЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ, СОДЕРЖАЩИХ ЕСТЕСТВЕННЫЕ РАДИОНУКЛИДЫ

У.Т. Ашрапов[1], И.И. Садиков[1], В.П. Нестеров[2]

[1]Институт ядерной физики АН РУз, 100214, Ташкент, Узбекистан, ashrapov@inp.uz
[2]АО «Научно-исследовательский институт технической физики и автоматизации» («НИИТФА»), 115230, Москва, Россия, vpnesterov@niitfa.ru
(Получена 13.03.2019)

Мақолада «Газлинефтгазқазибчиқариш» МЧЖ (Газли шаҳри, Ўзбекистон) ва «Uz-Kor Gas Chemical», «Устюрт Газкимёвий Комбинати» МЧЖ ҚҚ (Оқшалоқ посёлкаси, Қорақолпоқстон) нефт-газ ишлаб чиқариш корхоналаридаги радиациявий мониторинг натижалари кўрсатилган. Таркибида табиий радионуклидлар бўлган радиоактив чиқиндиларни узоқ муддат давомида сақлаш учун мўлжалланган махсус химоя контейнери конструкцияси кўрсатилган.

Представлены результаты исследований по радиационному мониторингу объектов предприятий нефтегазодобычи ООО «Газлинефтгаздобыча» (город Газли, Узбекистан) и СП ООО «Uz-Kor Gas Chemical», «Устюртский газохимический комбинат» (посёлок Акшалак, Каракалпакстан). Описана конструкция защитного контейнера особого вида, предназначенного для хранения радиоактивных отходов, содержащих естественные радионуклиды.

Results of researches on radiation monitoring of oil and gas production enterprises of limited liability company "Gazlineftgasdobicha" (Gazli town, Uzbekistan) and JV «Uz-Kor Gas Chemical» LLC, «Ustyurt Gas and Chemical Complex» (poselok Akshalak, Karakalpakstan) are presented. The design of special kind of defense container for long storage of radioactive waste containing natural radionuclides is presented.

I. ВВЕДЕНИЕ

В процессе добычи нефти и газа из скважин извлекаются естественные радионуклиды Ra-226, Th-232 и продукты их распада, которые являются радиоактивными загрязнителями окружающей среды [1].

Основным источником загрязнения нефтегазопромыслов естественными радионуклидами являются пластовые воды, где концентрация Ra-226 и продуктов его распада может превышать фоновые значения в 100–1000 раз [2]. Содержание радия-226 в пластовых водах составляет порядка 10^{-9} г/л, но достигает и 1.5×10^{-7} г/л. Крупные очаги радиоактивного загрязнения формируются при форсированной добыче нефти и газа. Так, техногенное загрязнение территорий Ухтинского месторождения в России при добыче нефти началось еще в 18-ом веке, и многие скважины после выработки длительное время изливали воду с содержанием ^{226}Ra до 8×10^{-9} г/л [3].

После длительной откачки нефти и рассолов на внутренней поверхности технологических труб в большом количестве накапливаются соли радия в форме

осадочных отложений. В основном радиоактивные отложения на 90–95% состоят из радиобаритов $Ba^{226}RaSO_4$ с незначительными примесями других соединений [4], а удельная активность радиоактивных осадков достигает до 4×10^8 Бк/кг [5].

При сжигании природного газа в окружающую среду также поступают радионуклиды, в частности, газообразный радон. Уровень радиации в зонах факелов по сжиганию неутилизируемых компонентов нефти и газа выше фонового на 43%. В результате распада радона образуются долгоживущие радионуклиды: свинец-210, висмут-210 и полоний-210. При попадании даже в небольшом количестве этих радионуклидов вместе с пылью и аэрозолями в лёгкие человека сильно повышается риск заболевания раком лёгких [6].

На предприятиях нефтегазодобычи особую радиационную опасность представляют ремонт и профилактические работы по первичной подготовке нефти и газа с вскрытием различного оборудования, так как в этом случае персонал непосредственно контактирует с поверхностями оборудования, загрязнённого естественными радионуклидами, и возникает опасность длительного облучения обслуживающего персонала малыми дозами [7].

В процессе распада радионуклида Ra-226 с периодом полураспада 1600 лет образуется Rn-222 с периодом полураспада 3.84 дня и 8 короткоживущих изотопов (Po-218, Pb-214, Bi-214, Po-214, Pb-210, Bi-210, Po-210, Pb-206), которые образуют эманацию газообразных продуктов распада радия-226.

Радий-226 и продукты его распада относятся к группе наиболее токсичных радионуклидов, что связано с их долговременным депонированием при поступлении в организм человека, высокими энергиями альфа- и бета-излучения [8].

Таким образом, радиационная и радиоэкологическая опасность обращения с минеральным сырьем в нефтегазовом комплексе определяется образованием, концентрированием и рассеянием высокоактивных производственных отходов в виде твердых и вязких осадков, розливов пластовых вод и нефтешламов с накоплением высокотоксичных изотопов радия (226, 228, 224), тория (228), радона (222, 220) [9].

II. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Радиационный мониторинг естественных радионуклидов на объектах предприятий нефтегазодобычи и оценка загрязнения естественными радионуклидами окружающей среды является актуальной задачей.

В ИЯФ АН РУз были проведены исследования по радиационному мониторингу объектов нефтегазодобычи предприятий ООО «Газлинефтегаз-добыча» и СП ООО «Uz-Kor Gas Chemical» (Устюртский газохимический комбинат» (УГК)) и гамма-спектрометрическому анализу различных образцов, полученных из исследуемых объектов предприятий нефтегазодобычи.

Измерения проводили с использованием дозиметрических приборов СРП-68-01, Radiagem 2000, Target IdertiFinder, Polymaster ДКГ-RM и по методу гамма-спектрометрического анализа влажных и сухих мазков, полученных из поверхностей исследуемых объектов контроля и образцов (грунт, твердые осадки, нефть, газоконденсат) с использованием гамма-бета спектрометров «РАДЭК» МКГБ-01 (Россия).

Результаты радиационного мониторинга объектов предприятия ООО «Газлинефтегаздобыча» скважин «Кумли», «Кушимча», «Тайлок», «Хожиказган», «Янгиказган», «Муллахол», газоперерабатывающих комплексов (ГПК) «Учкур», «Кульбешкак», «Даяхатин», «Газосепараторный насос» показали, что на территориях объектов нефтегазодобычи и газоперерабатывающих комплексов радиоактивного загрязнения естественными радионуклидами не наблюдается и МЭД гамма-излучения находится на уровне естественного фона (~12 мкР/час). Однако, на некоторых технологических оборудованиях по переработке нефти и газоконденсата, в частности, в сливных шахтах пластовых вод, металлических отходах (трубы, задвижки, шаровые краны), наблюдается превышение уровня естественного фона МЭД гамма-излучения в 150 раз (табл. 1).

Таблица 1. Результаты радиационного мониторинга объектов нефтегаздобычи и технологического оборудования ООО «Газлинефтегаздобыча».

Название объекта	Исследуемое оборудование	МЭД на поверхности, мкР/ч	Радионуклид
ГПК Учкур	Трубопровод (действующий) газораспределительной линии технологической нитки №1, №2, №5	250	Радий-226, Торий-232
-//-	Трубопровод (недействующий) газораспределительной линии технологической нитки №2	220	-//-
-//-	Металлолом и металлические отходы	150	-//-
ГПК Даяхатин	Ресивер В-201	750	-//-
-//-	Вывехриватель	738	-//-
-//-	Емкости Е-1, Е-2, Е-3	732	-//-
-//-	Теплообменники Т-101, Т-102	200	-//-
УППГ Кульбешкек	Отходы газоконденсата газозаправочной стации	82	-//-
-//-	Шаровой кран	1800	-//-
-//-	Труба газовая №2	275	-//-
Цех по переработке нефти Муллахол	Металлолом и металлические отходы	265	-//-
-//-	Емкость, НЗП-2	131	-//-
Скважина Янгиказган	Металлолом и металлические отходы	120	-//-
Скважина нефти №374	Грунт вокруг скважины	147	-//-

В радиологической испытательной лаборатории ИЯФ АН РУз были проведены гамма-спектрометрические анализы различных образцов, полученных из исследуемых объектов ООО «Газлинефтегаздобыча». Результаты показали, что в исследуемых образцах содержатся естественные радионуклиды ^{226}Ra и ^{232}Th и продукты их распада (табл. 2).

Таблица 2. Результаты гамма-спектрометрического анализа исследованных образцов ООО «Газлинефтегаздобыча».

Наименование исследуемого образца	Удельная активность радионуклида, Бк/кг	
	^{226}Ra	^{232}Th
Твердый осадок на внутренней поверхности срезанной недействующей трубы (технологическая нитка №2) ГПК «Учкур»	43492.5±410	19515.6±1870
Грунт из слива пластовых вод (технологическая нитка №1) ГПК «Учкур»	5331.3±525	2452.7±230
«Мазок» из внутренней поверхности металлолома скважины «Янгиказган»	17923.4±1625	4984.6±420
Пластовая вода из сепаратора С-101	292.7±150	–
Нефть из нефтеналивной эстакады «Амирабад»	–	-
Газоконденсат из газоналивной эстакады «Амирабад»	–	-

Из табл. 2 видно, что в конечных продуктах нефти и газоконденсате радионуклиды полностью отсутствуют, однако в некоторых образцах удельная активность естественного радионуклида ^{226}Ra превышает санитарные нормы его минимально значимой удельной активности на рабочем месте в 4 раза [10].

При гамма-активационном анализе твердого осадка из внутренней поверхности недействующей срезанной трубы (нитка № 2) ГПК «Учкур» получен гамма-спектр дочерних продуктов распада Ra-226 (рис. 1) – радионуклида Pb-214 с энергией аналитических пиков 242 кэВ, 295 кэВ и 352 кэВ, а также радионуклида Bi-241 с энергией аналитических пиков 609 кэВ, 1120 кэВ и 1764 кэВ [11, 12].

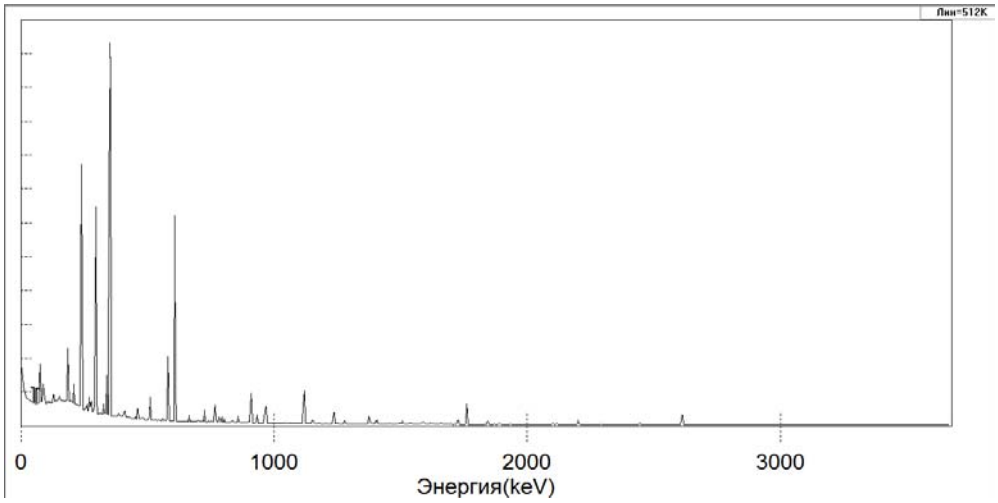


Рис. 1. Гамма-спектр твердого осадка из внутренней поверхности недействующей срезанной трубы (нитка № 2, ГПК «Учкур»).

В табл. 3 даны результаты радиационного мониторинга объектов и технологического оборудования предприятия нефтегазодобычи СП ООО «Uz-Kor Gas Chemical» (Устюртский газохимический комбинат (УГК)).

Таблица 3. Результаты радиационного мониторинга технологического оборудования УГК.

Название объекта	Исследуемое оборудование	МЭД на поверхности, мкР/ч	МЭД на расстоянии 1.0 м от поверхности, мкР/ч
Цех по производству этилена	Теплообменник Е-2622	4600	450
-//-	Сферический резервуар пропилена	170	110
-//-	Фильтр F-5201 А	125	120
-//-	Фильтр F-5201Б	9720	700
Промысел «Урга»	Блок входных ниток	110	50
Промысел «Сургил»	Установка отделения пластовых вод	14	9
Промысел «Бердах»	Буферная емкость	15	10

Как видно из табл. 3, на технологических объектах УГК наблюдается превышение уровня естественного фона МЭД гамма-излучения в 500 раз и в 40 раз превышение допустимого контрольного уровня 250 мкР/ч.

Гамма-спектрометрический анализ исследованных образцов объектов УГК показал, что в них в основном наблюдается радиоактивное загрязнение естественным радионуклидом ^{226}Ra и его дочерними продуктами распада радионуклидами ^{214}Bi, ^{214}Pb, а также радионуклидом ^{228}Ac, являющимся дочерним продуктом распада естественного радионуклида ^{228}Ra (табл. 4).

Таблица 4. Результаты гамма-спектрометрического анализа исследованных образцов УГК.

Наименование исследуемого образца	Удельная активность радионуклида, Бк/кг			
	^{226}Ra	^{214}Pb	^{214}Bi	^{228}Ac
Газоконденсат из сепаратора	–	10±3	12±1	-
Порошкообразный продукт переработки газоконденсата	–	20±4	25±5	28±8
Пластовая вода из сепаратора	162±40	30±5	35±6	32±9
Пластовая вода из буферной емкости	153±42	33±5	52±8	28±8
Гранулы этилена	–	–	–	–
Гранулы пропилена	–	–	–	–

Как видно из табл. 4, в пластовых водах, жидком газоконденсате и порошкообразном продукте переработки газоконденсата в основном содержатся радионуклид ^{226}Ra и его короткоживущие дочерние продукты деления ^{214}Bi, ^{214}Pb, а также ^{228}Ac, являющийся дочерним продуктом деления радионуклида ^{228}Ra. В конечных продуктах газоконденсата (гранулы пропилена и этилена) радионуклиды ^{226}Ra, ^{214}Bi, ^{214}Pb, ^{228}Ac полностью отсутствуют.

Таким образом, результаты исследований показали, что естественные радионуклиды и их дочерние продукты распада в основном накапливаются в виде солевых отложений на внутренних поверхностях закрытого технологического оборудования по сбору, фильтрации, концентрированию, переработке нефти и

газоконденсата, металлоломе, металлических отходах, местах слива пластовых вод и на линиях трубопроводов неочищенного газоконденсата на объектах ООО «Газлинефтегаздобыча», а также в пластовых водах, жидком газоконденсате и порошкообразном продукте переработки газоконденсата на объектах.

III. ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ НА ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС ГАЗОПЕРЕРАБОТКИ УГК

Результаты радиационного мониторинга объектов нефтегазодобычи УГК показали, что в технологическом оборудовании, жидком газоконденсате и сыпучем порошкообразном продукте переработки газоконденсата содержатся естественные радионуклиды и дочерние продукты их деления ^{214}Bi, ^{214}Pb, ^{228}Ac (табл. 3).

Гамма-спектрометрический анализ проб, полученных из газоконденсата промыслов «Урга» и «Сургуль» УГК, показал, что в жидком пропиленовом газе содержатся примеси короткоживущих радионуклидов ^{214}Bi, ^{214}Pb, ^{228}Ac с общей удельной концентрацией 37–40 Бк/кг (табл. 4).

Радионуклиды ^{214}Bi, ^{214}Pb, ^{228}Ac имеют короткие периоды полураспадов (^{214}Bi $T_{1/2}$=19.8 мин, ^{214}Pb $T_{1/2}$=26.8 мин, ^{228}Ac $T_{1/2}$=6.13 час). Однако эти радионуклиды способствуют многократному увеличению естественного фона гамма-излучения, и вследствие этого появляются ошибки в измерении уровней сыпучих порошкообразных продуктов газоконденсата и возникают проблемы при юстировке радиоизотопных уровнемеров, которые используются в технологической линии переработки газоконденсата для измерения уровня сыпучих порошкообразных продуктов в закрытых емкостях.

При наличии естественных радионуклидов и дочерних продуктов их деления в составе газоконденсата и порошкообразного продукта увеличивается мощность экспозиционной дозы блока источника БГИ-75 с источником ионизирующего излучения Цезия-137, и в результате в электронной щитовой радиоизотопного уровнемера происходит увеличение или уменьшение выходного аналогового сигнального тока в разъемах 0–5.0 мА, 4.0–20.0 мА, что приводит к ошибке измерений уровня порошкообразного сыпучего продукта в закрытых емкостях.

Для точной калибровки и наладки радиоизотопного уровнемера был разработан и использован блок корректировки сигнального тока, предназначенный для выпрямления аналогового токового сигнала и его подачи в блок электронной щитовой в разъемах 0–5.0 мА и 4.0–20.0 мА [13].

На рис. 2 показана функциональная схема блока корректировки тока, а на рис. 3 – градуировочная зависимость сигнального тока от уровня порошкообразного сыпучего продукта газоконденсата, содержащего короткоживущие естественные радионуклидные примеси.

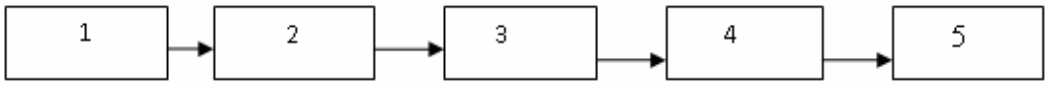


Рис. 2. Функциональная схема радиоизотопного уровнемера с блоком корректировки сигнального тока: 1 – блок гамма-источника БГИ-75 с источником ионизирующего излучения Цезий-137; 2 – закрытая емкость с порошкообразным сыпучим продуктом газоконденсата; 3 – блок детектирования; 4 – блок корректировки сигнального тока; 5 – блок электроники радиоизотопного уровнемера.

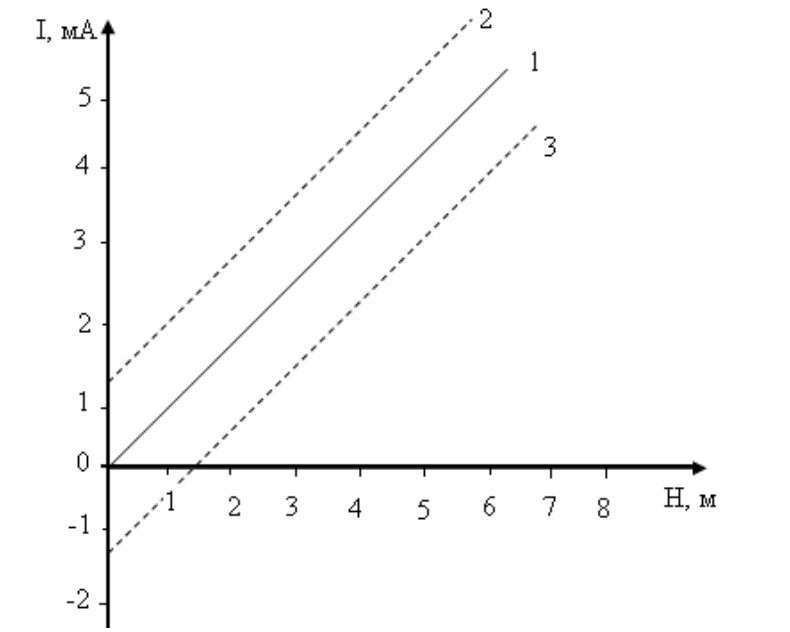


Рис. 3. Градировочная зависимость сигнального тока (*I*) от уровня (*H*) сыпучего порошкообразного продукта газоконденсата: *1* – нормальная градировочная зависимость уровня сыпучего порошкообразного продукта от сигнального тока в присутствии блока корректировки тока; *2* и *3* – аномальные зависимости уровня сыпучего порошкообразного продукта от сигнального тока в отсутствие блока корректора тока.

По результатам радиационного мониторинга естественных радионуклидов на объектах нефтегазодобычи УГК были приняты экстренные меры по минимизации экологических рисков и обеспечения радиоэкологической безопасности, проведены работы по юстировке и наладке радиоизотопных уровнемеров с использованием блока корректировки сигнального тока для точного измерения уровня сыпучих порошкообразных продуктов переработки газоконденсата радиоизотопным уровнемером.

IV. УПАКОВКА ОСОБОГО ВИДА ДЛЯ ДОЛГОВРЕМЕННОГО ХРАНЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ С ЕСТЕСТВЕННЫМИ РАДИОНУКЛИДАМИ

В настоящее время актуальной задачей является долговременное хранение радиоактивных отходов, содержащих естественные радионуклиды, а также утилизация и долговременное хранение отработавших назначенный срок службы источников ионизирующего излучения на основе радионуклида Ra-226, ранее использованных в ядерной медицине (генераторы радона-222) и ядерной геофизике (эталонные источники гамма-излучения на основе радий-226).

В источниках ионизирующего излучения на основе радия активностью 100 ГБк со временем резко увеличивается давление внутри капсулы закрытого источника Ra-226 до 137.5 MPa, и в результате нарушается ее герметичность [14].

В эталонных (образцовых) источниках гамма-излучения на основе Ra-226 радий находится в равновесии с продуктами своего распада, а источник

представляет собой соль радия, заключенный в двойную герметичную стеклянную капсулу, которая помещена в капсулу из герметизированной нержавеющей стали. При неосторожном обращении или в результате случайного удара эталонные источники гамма-излучения на основе Ra-226 могут разгерметизироваться, что приводит к эманации газообразных продуктов распада радия-226.

Актуальной задачей является долговременное хранение радиоактивных отходов, содержащих естественные радионуклиды, а также отработанных источников ионизирующего излучения на основе Ra-226 с целью защиты от поступления в атмосферу токсичных газообразных продуктов распада радионуклида Ra-226.

В ФГУП «Радон» (Москва, Россия) был разработан упаковочный комплект КМЗ РНИ Радон [15] для сбора, транспортирования, хранения и захоронения отработавших источников ионизирующего излучения, в том числе источников на основе Ra-226.

Упаковочный комплект КМЗ РНИ «Радон» состоит из внутреннего защитного контейнера, имеющего емкость для размещения источников объёмом 80 л, окружённого биологической защитой из свинца толщиной 25-30 см. Для загрузки отработавших источников предусмотрена изогнутая загрузочная труба, закрываемая пробкой. Для защиты от факторов окружающей среды защитный контейнер размещён в другом защитном контейнере типа КМЗ-Радон.

В ФГУП «Радон» и АО «НИИТФА» была разработана специальная упаковка особого вида для длительного хранения источников ионизирующего излучения Ra-226, в которой использованы специальные материалы для обеспечения уменьшения скорости диффузии продуктов распада радионуклида Ra-226 (в т.ч. Rn-222) через матрицу и стенки контейнера до такой величины, что время эманации радионуклида Rn-222 становится более, чем 3.84 дня, т.е. больше периода полураспада Rn-222.

Упаковка изготовлена на основе 100 и 200 литровых металлических бочек и отличается наличием дополнительных оболочек из малопроницаемого инертного материала. В качестве такого материала применён природный глинистый материал, бентонит, имеющий свойство разбухать при гидратации в 14–16 раз, а в ограниченном для свободного разбухания пространстве в присутствии воды образующий плотный гель, который препятствует дальнейшему проникновению влаги и способствует сорбции радионуклидов. В контейнере упаковки особого вида толщина слоя бентонита составляет 8 см и толщина слоя битума 2 см.

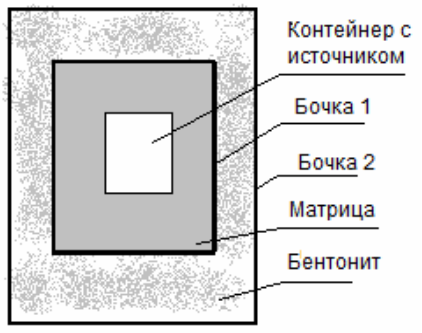


Рис. 4. Конструкция упаковки

В упаковке особого вида в качестве матрицы используется цементный раствор с бентонитом (рис. 4). Контейнер с источником Ra-226 упаковывается в чехол из губчатой резины, у которой сорбционная способность удерживания Rn-222 в десятки раз больше, чем у воды.

Сертифицированная упаковка типа «А» была использована при долговременном хранении отработанных источников на

основе Ra-226 на предприятиях и пунктах захоронения радиоактивных отходов, в странах бывшего Советского Союза, в т.ч. по проектам, финансированным МАГАТЭ [16].

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиационный мониторинг предприятия нефтегазодобычи ООО «Газлинефтегаздобыча» показал, что естественные радионуклиды и их дочерние продукты распада в основном накапливаются в виде солевых отложений на внутренних поверхностях закрытого технологического оборудования, металлоломе, местах слива пластовых вод и на линиях трубопроводов неочищенного газоконденсата.

Радиационный мониторинг предприятия УХК показал, что естественные радионуклиды и их дочерние продукты распада накапливаются на внутренних поверхностях закрытого технологического оборудования и содержатся в жидком газоконденсате, порошкообразном продукте газоконденсата. При этом в результате многократного увеличения естественного фона МЭД гамма-излучения появляются ошибки в измерении уровней сыпучих порошкообразных продуктов газоконденсата и возникают проблемы по юстировке радиоизотопных уровнемеров.

Результаты показали, что для минимизации экологических рисков и обеспечения радиоэкологической безопасности необходим постоянный и посезонный системный радиационный контроль на предприятиях нефтегазодобычи, в том числе радиационный контроль содержания в воздухе газообразных продуктов распада естественных радионуклидов.

Упаковочный комплект КМЗ РНИ «Радон» и упаковка особого вида позволяют обеспечить длительное хранение как радиоактивных отходов, содержащих естественные радионуклиды, так и отработавших назначенный срок службы источников ионизирующего излучения на основе Ra-226, исключая поступление в атмосферу рабочих помещений радионуклида Ra-226 и газообразного продукта его распада радионуклида Rn-222.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.О. Горбачев, Вестник СамГУ № 9, (49), 128 (2006).
2. Н.А. Титаева. Ядерная геохимия (Москва, 2000).
3. И.Н. Бекман. Радий (Москва, 2010).
4. Г.Г. Глухов, В.В. Зукау, Ю.В. Нестерова, И.В. Чикова, Вестник науки Сибири №2, 18 (2012).
5. М.Х. Хуснуллин. Геофизические методы контроля разработки нефтяных пластов (Москва, 1989).
6. С.С. Романюк, АНРИ №2, 41 (2002).
7. Д.Г. Тараборин, Вестник ОГУ 2, 74 (2005).
8. С.К. Мустафин. Радиационный мониторинг объектов добычи углеводородов. Системы контроля окружающей среды–2016. Тезисы докладов Международной научно-технической конференции (Севастополь, с. 205, 2016).
9. М.Л. Нозик. Научно-методические основы обеспечения радиоэкологической безопасности на предприятиях нефтегазового комплекса. Диссерт. канд. (Москва, 2010).
10. СанПиН №0193-06 (Ташкент, 2006).

11. А.Е. Бахур, Л.И. Мануилова, Т.М. Иванова, Д.М. Зуев, А.В. Гулынин,. АНРИ №4, 21 (2005).
12. А. Восидов. Радон и методы его определения. (Ташкент, .2015). с. 197.
13. М. Аминжонов, И.У. Ибраимов, У.Т. Ашрапов, И.И. Садиков. Вопросы атомной науки и техники **77**, 70 (2017).
14. M.I. Ojovan. Effect of gas generation in matrices containing Ra-226 sources. Materials Research Society. Symp. Proc. 757 (2003), p.113.13.1-113.13.6.
15. М.Н. Диордий, В.Е. Семенов, О.К. Карлина, Радиоактивные отходы .№2, 73, (2018).

Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№4) 2019 PP.265-266

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

О КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ФУЛЛЕРЕНА C_{28}

Б.И. Хамдамов, Н.А. Тайланов, И. Нуриддинов

Джизакский политехнический институт, Джизак, Узбекистан
Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан
(Получена 13.02.2019)

Мақолада ўта-ўтказувчан C_{28} fullerenning критик температурасининг қиймати электрон-фонон ўзаро тасир потенциалига асосланган ҳолда ҳисобланган.

В данной работе получено численное значение критической температуры фуллерена C_{28} на основе потенциала электрон-фононного взаимодействия. Приведены примеры возможного применения фуллеренов в различных областях техники.

In the present paper the numerical value of the critical temperature of fullerene C_{28} has been determined on the basis of electron-phonon interaction potential.

Одной из основных задач направленного поиска новых углеродных фуллеренов является установление фундаментальных зависимостей энергетической стабильности данных нанокластеров от их размера, топологии и состава, основываясь на детальном изучении их электронно-энергетических состояний. В настоящее время предложено большое число модельных схем и выполнено значительное количество квантовохимических расчетов конкретных фуллеренов, позволяющих связать проблему их устойчивости со спецификой их электронного строения и типом межатомных взаимодействий. В частности, предложено т.н. правило изолированных пятиугольников (ПИП), которое запрещает образование комбинации пятиугольных граней, разделенных ребром [1]. Согласно этому правилу, фуллерены с n<60 являются неустойчивыми, хотя есть сообщение о синтезе фуллерена C_{32} [2]. С помощью простых топологических методов показана возможность существования большого числа иных фуллеренов, включая и наименьший из них, правильный додекаэдр C_{20}. В связи с этим большой интерес представляет проблема формирования структуры, электронного энергетического состояния и способов стабилизации малых фуллеренов (C_{28}, C_{32}, C_{40}) как “пограничных” в семействе клеточных углеродных нанокластеров.

В настоящей работе исследованы сверхпроводящие свойства фуллерена C_{28}. Определена температура сверхпроводящего перехода, используя потенциал электрон-фононного взаимодействия. Оптимизированная структура C_{28} предс-тавляет собой полиэдр с тремя группами неэквивалентных С атомов (см. рисунок) [3]. Верхние заселенные несвязывающие орбитали C_{28} локализованы на четырех С атомах, составляющих одну из упомянутых атомных групп (С1) углеродной клетки.

В определенных условиях молекулы C_{28} имеют свойство упорядочиваться в пространстве, они располагаются в узлах кристаллической решетки, иными

словами, фуллерен образует кристалл, называемый фуллеритом. Чтобы молекулы C_{28} систематично разместились в пространстве, как и их атомы, они должны связаться между собой. Связь между молекулами в кристалле обусловлена наличием слабой ван-дер-ваальсовой силы. Это объясняется тем, что в электрически нейтральной молекуле отрицательный заряд электронов и положительный заряд ядра рассредоточены в пространстве, вследствие чего молекулы способны поляризовать друг друга, т.е. они приводят к смещению в пространстве центров положительного и отрицательного зарядов, что обуславливает их взаимодействие [3].

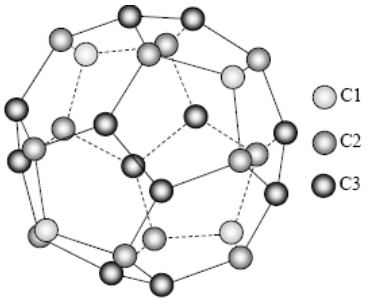


Рисунок. Структура кристалла C_{28}.

Потенциал электрон-фононного взаимодействия можно представить в виде [4]

$$V_{ep} = \frac{1}{g^2}\sum_{\nu}\frac{1}{\omega_{\nu}^2}\sum_{\alpha\alpha'}^{g}|\langle\alpha|\sum_{i}^{N}\varepsilon_{\nu}^{i}\nabla_i V|\alpha'\rangle|^2,$$

где α и α' – молекулярные уровни, g – постоянный параметр. Матричный элемент численно оценивался по конечно-дифференциальной схеме и составил 181 МэВ. Тогда, используя выражение для константы электрон-фононного взаимодействия

$$\lambda = N(0)V_{ep},$$

легко вычислить температуру сверхпроводящего перехода. Хорошо известно [4], что температура сверхпроводящего перехода зависит от постоянной решетки фуллерена. Максимальная температура перехода фуллеренов щелочных металлов немного выше 30 К (н-р, для молекулы фуллерена C_{60}), но для сложного состава она превышает 40 К. Тогда уравнение Макмиллана [5] для определения температуры сверхпроводящего перехода можно представить в виде

$$T_c = \frac{\omega_{\ln}}{1.2}\exp\left[\frac{1.04(1+\lambda)}{\lambda-\mu^*(1+0.62\lambda)}\right].$$

Здесь $\omega_{\ln} = \frac{2}{\lambda}\int_0^{\infty} d\omega\frac{\alpha^2F(\omega)}{\omega}\ln\omega$ – фононная частота, $\mu^* = \frac{\mu}{1+\mu\ln(\varepsilon_F/\omega_{\ln})}$ – кулоновский псевдопотенциал [6].

Таким образом, задача вычисления температуры сверхпроводящего перехода T_c сводится к расчету величин λ, $\omega_{\ln}$ и μ^*. Для типичных значений параметров $\omega_{\ln}=10^3$ К, $\lambda=1.2$ и $\mu^*\approx0.22$, $N(0)=5$ эВ/спин мы имеем для температуры сверхпроводящего перехода значение $T_c(C_{28}) \approx 8.03\ T_c(C_{60})$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Соколов, И.В. Станкевич, Успехи химии **62**, № 5, 455 (1993).
2. Новые направления в исследованиях фуллеренов, УФН **164**, № 9, 1007 (1994).
3. А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов, УФН **165**, №9, 977 (1995).
4. D. Rainer, Prog. Low Temp. Phys. **10**, 371 (1986).
5. W.C. McMillan, Phys. Rev. **167**, 331 (1968).
6. G.M. Eliashberg, JETP **28**, 996 (1960).

Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№4) 2019 PP.267-269

ВЛИЯНИЕ АТОМОВ ЭРБИЯ, ЛАНТАНА И РОСТОВЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ

Ш.Х. Далиев, А.Т. Мамадалимов, М.Б. Бекмуратов

НИИ физики полупроводников и микроэлектроники НУ РУз, Ташкент, Узбекистан
shakhrukhd@mail.ru
(Получена 13.06.2019)

Чуқур сатҳлар ностационар сиғимли спектроскопияси усули ёрдамида эрбий, лантан ва кислород киришмаларининг кремнийда радиациявий нуқсонларнинг ҳосил бўлиш жараёнларига таъсири ўрганилган. Кремнийда эрбий ёки лантан киришмалари мавжудлиги радиациявий нуқсонларнинг ҳосил бўлиш самарадорлигининг камайишига олиб келиши аниқланган. Эрбий ёки лантан билан легирланган ва ^{60}Co **γ**-квантлар билан нурлантирилган кремнийда *A*- ва *E*-марказларнинг концентрацияси назорат намуналарга нисбатан 4-5 баровар камлиги кўрсатилган. Радиациявий нуқсонларнинг ҳосил бўлиш самарадорлиги кремнийдаги кислороднинг миқдорига ҳам боғлиқлиги аниқланган.

Методами нестационарной емкостной спектроскопии изучено влияние примесей эрбия, лантана и кислорода на процессы образования радиационных дефектов в кремнии. Установлено, что присутствие в Si примеси эрбия или лантана приводит к снижению эффективности образования радиационных дефектов. Показано, что концентрации как *A*-центров, так и *E*-центров в 4-5 раз меньше в *n*-Si<Er> или *n*-Si<La>, облученном γ-квантами ^{60}Co по сравнению с контрольными облученными образцами. Обнаружено, что эффективность образования радиационных дефектов зависит и от содержания кислорода в кремнии.

The influence of the impurity of erbium, lanthanum and oxygen on the processes of formation of radiation defects in silicon was studied by method of deep level transient spectroscopy. It is established that the presence of erbium or lanthanum impurities in Si leads to a decrease in the efficiency of formation of radiation defects. It is shown that the concentrations of both *A*-centers and *E*-centers are 4-5 times lower in *n*-Si<Er>or *n*-Si<La> irradiated with γ-quanta ^{60}Co compared to the control irradiated samples. It was found that the efficiency of the formation of radiation defects depends on the oxygen content in silicon.

Известно, что в кремнии, выращенном методом Чохральского, подвергнутом воздействию радиации, образуются различные кислородсодержащие радиационные дефекты в зависимости от примесного состава. Кроме того, наличие в объеме кремния примесей редкоземельных элементов (РЗЭ) приводит к повышению устойчивости его параметров к воздействию радиации [1-6].

Целью данной работы является исследование методами нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) влияния атомов эрбия, лантана и содержания неконтролируемой ростовой примеси кислорода на эффективность образования радиационных дефектов (РД) в Si, облученном **γ**-квантами ^{60}Co. Для проведения емкостных измерений на исследуемых образцах изготавливали диодные структуры по известной методике [7-8]. Измерения и обработка спектров также детально описаны в работах [7-10].

В качестве исследуемых образцов выбран *n*-Si, легированный эрбием (Er) или лантаном (La) в процессе выращивания из расплава, с исходным удельным

сопротивлением ρ=10–30 Ом·см. Полную концентрацию атомов Er или La в объеме монокристаллического Si определяли методом нейтронно-активационного анализа. Она составила $2\times10^{15}\div8\times10^{17}$ см$^{-3}$ от начала к концу слитка. Контрольными образцами служили образцы *n*-Si с одинаковым удельным сопротивлением ρ и различным содержанием кислорода – так называемый кислородный Si с концентрацией оптически активных атомов кислорода $N_0^{\text{опт}} = 7\times10^{17}–1.1\times10^{18}$ см$^{-3}$ и бескислородный Si с $N_0^{\text{опт}} \le 10^{16}$ см$^{-3}$. Образцы облучали при комнатной температуре γ-квантами ^{60}Co с интенсивностью потока ~ 3.1×10^{12} кв/см^{2}с.

До и после облучения γ-квантами ^{60}Co измеряли спектры DLTS образцов *n*-Si<Er> или *n*-Si<La> и контрольных нелегированных образцов и определяли энергетический спектр образуемых глубоких уровней (ГУ). Отметим, что в этих образцах $N_0^{\text{опт}}$ составляет $2\times10^{16}–8\times10^{17}$ см$^{-3}$. Анализ спектров DLTS показывает, что введение примеси Er или La в Si в процессе выращивания из расплава не приводит к образованию каких-либо глубоких уровней в запрещенной зоне кремния, хотя по данным нейтронно-активационного анализа атомы эрбия и лантана присутствуют в объеме кремния в достаточно высокой концентрации ($2\times10^{15}–4\times10^{17}$ см$^{-3}$).

Как видно из спектров DLTS, в кислородном кремнии в результате γ-облучения как в контрольных образцах *n*-Si, так и в образцах *n*-Si<Er> и *n*-Si<La> вводится новый уровень с энергией ионизации E_c–0.17 эВ и сечением захвата электронов $\sigma_n = 1\times10^{-14}$ см^2 (рисунок, кривые *1* и *2*). Значения параметров этого ГУ относятся к известным комплексам вакансия-кислород (*A*-центры) [11]. Из анализа измеренных спектров следует, что присутствие примеси Er или La приводит к замедлению процесса радиационного дефектообразования: концентрация *A*-центра в образцах *n*-Si<Er> и *n*-Si<La>, в 4–5 раз меньше, чем в контрольных образцах. Причем, чем больше концентрация эрбия или лантана, тем меньше концентрация РД.

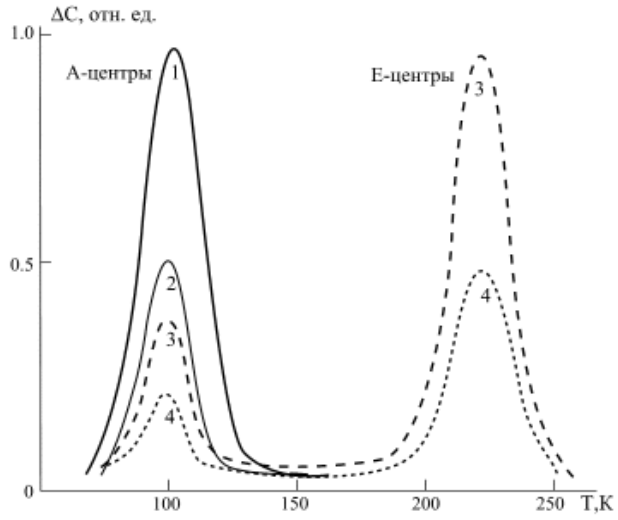


Рисунок.Спектры DLTS кислородного *n*-Si (*1*) и *n*-Si<Er> (*2*) и бескислородного *n*-Si (*3*) и *n*-Si<Er> (*4*) после облучения γ-квантами ^{60}Co.

Исследовались также особенности радиационного дефектообразования в бескислородном кремнии, легированном Er или La. Измерения спектров DLTS контрольных образцов бескислородного кремния показали, что γ-облучение вводит в них, кроме *A*-центров, еще один характерный РД: *E*-центр с энергией ионизации E_c–0.43 эВ и сечением захвата электронов $\sigma_n=1.8\times10^{-15}$ см$^{-2}$ (кривые *3* и *4* на рисунке). Концентрация *E*-центров в этих образцах при дозе облучения $\Phi=8\times10^{17}$ кв/см^2 составляет 5.6×10^{13} см$^{-3}$, а концентрация *A*-центра ≈ 3.1×10^{13} см$^{-3}$, т.е. примерно на порядок меньше концентрации *A*-центра в кислородном Si. Сопоставление спектров DLTS в облученных контрольных и легированных образцах показывает, что наличие примеси эрбия или лантана в объеме Si приводит к существенному уменьшению концентрации обоих уровней РД. Концентрации *A*-центров и *E*-центров в облученном *n*-Si<Er> или *n*-Si<La> почти на порядок меньше по сравнению с контрольными облученными образцами.

Таким образом, присутствие атомов эрбия или лантана в объеме кремния значительно снижает эффективность образования известных радиационных дефектов (комплексов вакансия-кислород и вакансия-фосфор). Можно предположить, что наблюдаемое уменьшение концентрации этих комплексов, скорее всего, обусловлено связыванием атомов кислорода с примесями редкоземельных элементов в комплексы, что наблюдалось ранее в работе [3], а также особенностями взаимодействия атомов Er и La с точечными дефектами, вводимыми при гамма-облучении [6].

ЛИТЕРАТУРА:

1. В.В. Агеев, В.Н. Коковина, Н.Е. Приходько, Е.П. Трошина, Изв.Ленинград. электротех. института, **186**, 51 (1976).
2. В.И. Шаховцов, В.Л. Шиндич. Радиационные эффекты в твердых телах (Киев, Наукова думка, 1977), с 88-102.
3. О.В. Александров, А.О. Захарьин, Н.А. Соболев, Ю.А. Николаев, ФТП **36**, 3, 379 (2002).
4. С. Зайнабидинов, Д.Э. Назыров, М.И. Базарбаев. Электронная обработка материалов (Кишинев) В 4, 90 (2006).
5. Xiao Chuanyun, Jessica Blundell, Frank Hagelbergand, A. William, Jr. Lester, International Journal of Quantum Chemistry **96**, Issue 4, 416 (2004).
6. В.В. Емцев, В.В. Емцев (мл.), Д.С. Полоскин, Н.А. Соболев, Е.И. Шек, Й. Михель, Л.С. Кимерлинг, ФТП **33**, Вып. 6, 649 (1999).
7. G.L. Miller, D.V. Lang, L.C. Kimerling, Ann. Rev. Mater.Sci. **7**, 377 (1977).
8. 8. Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., Наука, 1981, 170 с.
9. А.Т. Мамадалимов, А.А. Лебедев, Е.В. Астрова. Спектроскопия глубоких центров в полупроводниках (Ташкент, Университет, 1999).
10. Е.А. Татохин, А.В. Каданцев, А.Е. Бормонтов, В.Г.Задорожный, ФТП **44**, 8, 1031 (2010).
11. В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах (Москва, Атомиздат, 1968).

Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№4) 2019 PP.270-272

МИКРОЭЛЕКТРОННЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ БОЛЬШИХ ТОКОВ

А. Касымахунова, Р. Найманбоев, М. Тохиров

Ферганский политехнический институт, Фергана, Узбекистан
(Получена 03.05.2019)

Мақолада автоном типдаги фотоқабул қилгичларнинг янги вариантлари кўриб чиқилган. Ёруғлик манбасида ишловчи генератор типидаги фотоқабул қилгичларнинг электрооптик ва магнитооптик хусусиятлари келтирилган. Катта токларни ўлчовчи оптоэлектрон микроминиатюризацияланган ўлчаш асбобининг ишлаш принципи берилган. Опто-электрон микроминиатюризацияланган ўлчаш асбобининг хусусиятлари ва асосий афзалликлари муҳокама қилинган.

В статье рассматриваются новые варианты фотоприемников автономного типа. Излагаются электрооптические и магнитооптические свойства фотоприёмников генераторного типа, работающие со световым питанием. Рассматриваются принципы действия оптоэлектронного микроминиатюрного измерителя больших токов. Обсуждаются особенности и основные преимущества миниатюрного измерителя тока.

In the article, new version of photoreceivers of autonomous type is discussed. The electro-optical and magneto-optical properties of photoreceiver of the generator type working with light power are described. The principles of operation of the optoelectronic microminiature measuring instrument of high currents are considered. The features and main advantages of a miniature current measurer are discussed.

Для измерения в силовых цепях токов порядка 20–1000 А используются трансформаторы токов (ТТ). Трансформатор тока со стороны первичной обмотки включается в линию, как амперметр, последовательно с контролируемым объектом, а его вторичная обмотка замыкается непосредственно на амперметр. Следовательно, ТТ практически работает в режиме короткого замыкания, и с большой степенью точности отношение вторичного тока к первичному равно коэффициенту трансформации. Это условие выполняется тем точнее, чем меньше требуемая намагничивающая МДС трансформатора, т.е. чем меньше магнитная индукция в магнитопроводе. Первичный ток ТТ, равный току нагрузки, не зависит от сопротивления вторичной цепи. Поэтому при увеличении сопротивления цепи вторичной обмотки увеличивается напряжение обмотки магнитного потока магнитопровода, ТТ отдаляется от режима короткого замыкания и точность его работы уменьшается. Следовательно, общее сопротивление измерительных приборов, включаемых последовательно во вторичную цепь ТТ, не должно превышать определенных допустимых значений. Разрыв вторичной цепи ТТ (холостой ход) недопустим и является для него аварийным режимом. При отсутствии вторичного тока во много раз возрастают магнитный поток и тепловые потери в стали магнитопровода. Кроме того, возрастают вторичные ЭДС и напряжение, что может привести к пробою изоляции и представляет опасность для обслуживающего персонала.

Проблемы микроминиатюризации и устранение указанных недостатков ТТ в электромагнитном варианте невозможны.

Задача создания оптоэлектронного ТТ в микроэлектронном исполнении, аналогичного по своим свойствами ТТ с электромагнитной связью, с электрической развязкой входа и выхода, не имеет решения в твердотельной электронике. Необходимость реализации этих функций привела к идее оптоэлектронного ТТ с прямой оптической связью, положившей начало развитию микроэлектронной электротехники.

С целью расширения функциональных возможностей и для микро-миниатюризации ТТ (сокращение его габаритов и веса) нами разработан оптоэлектронный вариант ТТ, работающий в автономном режиме через оптическую связь, играющую здесь роль индуктивной связи обычного ТТ. Основным элементом оптоэлектронного измерительного трансформатора тока (ОИТТ) является фотоприемник генераторного типа. Для изготовления такого оптоэлектронного функционального элемента необходим оптико-активный материал, обладающий такими свойствами, как высокоомичность, оптико-изотропность, высокая степень неоднородности. С этой целью нами разработана специальная технология изготовления фотоприемника генераторного типа [1]. Как известно, ядром фотоприемника генераторного типа является АФН-элемент, который получается анизотропным вакуумным испарением; естественно ожидать проявления этой анизотропии и неоднородности при освещении структуры поляризованным светом [2].

Представляется важным выяснение влияния поляризованного света на магнитооптические свойства фотоприемника генераторного типа. Эксперименты в поляризованном свете показали, что свойства АФН-структуры сильно зависят от ориентации плоскости поляризации света, показатель преломления также сильно зависит от положения плоскости поляризации относительно направления оси *C* [3]. Изменение положения плоскости поляризации, сильно меняет коэффициент поглощения, поэтому в АФН-структурах наблюдается эффект двойного лучепреломления [4]. Кроме того, если АФН-элемент (фотоприемник генераторного типа) поместить в магнитное поле, в результате чего плоскость поляризации поворачивается, вращение поляризации происходит под действием магнитного поля. При этом угол поворота пропорционален индукции магнитного поля,

$$\alpha = (1/2)K\mu B,$$

где K – коэффициент поглощения, μ – подвижность.

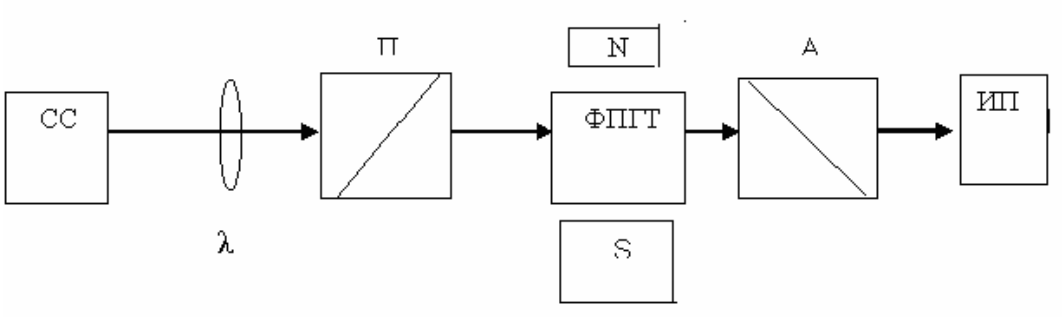


Рис. 1. Оптоэлектронный измерительный трансформатор тока, СС – солнечной свет, λ – линза, П – поляризатор, N, S – полюса магнитного поля, ФПГТ – фотоприемник генераторного типа, А – анализатор, ИП – выходной измерительный прибор.

На рис. 1 показан оптоэлектронный измерительный трансформатор тока с рабочим телом в виде тонкой пленки фотоприемника генераторного типа, применяемого в области видимого света. Для сравнения на рис. 2 изображен ТТ с электромагнитной связью.

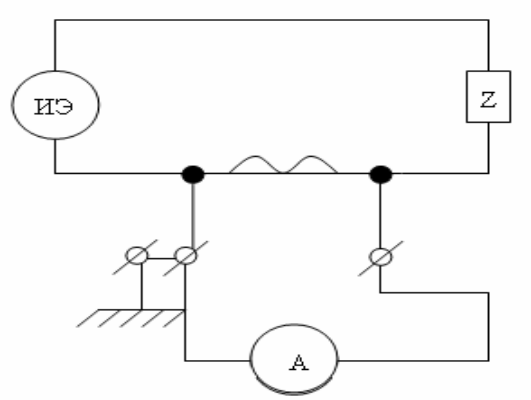


Рис. 2. Электромагнитный вариант ТТ: ИЭ – источник электрической энергии, Z – нагрузка, А – амперметр.

Оптоэлектронный измерительный трансформатор в дневной время работает автономно под действием естественного освещения, а вечером автоматически переходит к искусственному освещению от светодиода небольшой мощности. По показаниям выходного измерительного прибора непосредственно определяется угол поворота плоскости поляризации, что дает возможность оценить магнитное поле объекта. По известной величине магнитной индукции градируется шкала измерителя трансформатора тока. Оптоэлектронный измеритель тока малогабаритный, обладает широким диапазоном измерений, его чувствительность высока, надёжность соответствует требованиям микроэлектронных схем. Измерения неконтактные, что позволяет вести непрерывный контроль, не нарушая режим работы потребителей.

В заключение необходимо отметить, что значение исследований оптоэлектронной аппаратуры высокой точности и надежности определяется развитием микроэлектроники.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М. Касымахунова, Р.А. Нурдинова, Узбек. физич. журн. **19**, №5, 302 (2017).
2. Э.И. Адирович и др. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптроника (Ташкент, изд-во Фан, УзССР, 1972).
3. Р. Найманбоев, М. Тохиров, С. Собиров, Р.А. Нурдинова, Узбек. физич. журн. **14**, №5-6, 311 (2012).
4. Р. Найманбоев, С. Ирматов. Ярим ўтказгичли фотоприёмниклар (Фарғона, 2011).

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 21 **Number 4** **July-August 2019**

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, 2019