Uzbek Journal of Physics

Volume 20 2018 Number 6

СОДЕРЖАНИЕ

Ж.М. ГАНИЕВ, С.Н. НУРИТДИНОВ. Анализ нового сводного каталога рассеянных скоплений нашей Галактики ….. 329

Б.С. ЮЛДАШЕВ, С.Л. ЛУТПУЛЛАЕВ, К. ОЛИМОВ, Э.Х. БОЗОРОВ, Д.А. КАРШИЕВ, З.Х. БОЗОРОВА, Б.Ш. АБДИЕВ, Э.Э. ДУСТМУРАДОВ, А.А. АБДУВАЛИЕВ, Б.Р. ТУРДИЕВ, Ж.О. САДУЛЛАЕВ. Образование и азимутальные корреляции кумулятивных протонов и пионов с частицами сопровождения в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях ……. 334

П.Н. УСМАНОВ, А.А. ОХУНОВ, АБУ Х. КАССИМ, Э. ЮСУПОВ, У.С. САЛИХБАЕВ. Электрические характеристики коллективных 0^+ и 2^+ состояний в изотопах ^{158,160}Gd …… 339

П.Ж. БАЙМАТОВ, А.Г. ГУЛЯМОВ, Б.Т. АБДУЛАЗИЗОВ, Б.К. СУЛТОНОВ. Влияние изменения химического потенциала на теплоемкость квазидвумерного электронного газа 345

Р.Я. РАСУЛОВ, В.Р. РАСУЛОВ, И. ЭШБОЛТАЕВ, Н. МАМАДАЛИЕВА. Ток увлечения фотонами в теллуре дырочной проводимости ……... 350

Ш.Х. ДАЛИЕВ. Влияние примесей тугоплавких элементов на фоточувствительность кремниевых фотопреобразователей 355

С.А. БАХРАМОВ, Ф.Ф. ШАЙИМОВ. Зависимость эффективности накачки солнечного лазера на параболическом концентраторе от параметров лазерной системы ……... 359

В.Н. АРУСТАМОВ, Х.Б. АШУРОВ, И.Х. ХУДАЙКУЛОВ. Моделирование процессов в вакуумно-дуговом пятне ……. 365

ЮБИЛЕЙ

САЛОХИТДИН НАСРИТДИНОВИЧ НУРИТДИНОВ. К 70-летию со дня рождения …… 376

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЕЙ …… 378

Uzbek Journal of Physics

Volume 20 2018 Number 6

CONTENTS

J.M. GANIEV, S.N. NURITDINOV. Analysis of the new summary catalog of open star clusters of our Galaxy …… 329

B.S. YULDASHEV, S.L. LUTPULLAEV, K. OLIMOV, E.KH. BOZOROV, D.A. KARSHIEV, Z.KH. BOZOROVA, B.SH. ABDIEV, E.E. DUSTMURADOV, A.A. ABDUVALIEV, B.R. TURDIEV, J.O. SADULLAEV. The formation and the azimuthally correlations of cumulative protons and pions with tracking particles in hadron- and nucleus-nucleus collisions at high energies …….. 334

P.N. USMANOV, A.A. OKHUNOV, ABU KH. KASSIM, E. YUSUPOV, U.S. SALIKHBAEV. Electric characteristics of collective 0^+ and 2^+ states in ^{158,160}Gd isotopes …….. 339

P.J. BAYMATOV, A.G. GULYAMOV, B.T. ABDULAZIZOV, B.K. SULTANOV. Influence of the chemical potential on the heat capacity of quasi-two-dimensional electron gas …… 345

R.YA. RASULOV, V.R. RASULOV, I. ESHBOLTAEV, N. MAMADALIYEVA. Photon drag current in the tellurium of hole conduction …….. 350

SH.KH. DALIEV. Influence of refractory elements on photosensitivity of silicon photoconverters ……. 355

S.A. BAKHRAMOV, F.F. SHAYIMOV. Dependence of pumping efficiency of the solar laser on a parabolic concentrator on parameters of the laser system …….. 359

V.N. ARUSTAMOV, KH.B. ASHUROV, I.KH. KHUDAYKULOV. Simulation of processes in vacuum-arc cathode spot …… 365

JUBILEE

SALOKHITDIN NASRITDINOVICH NURITDINOV. To seventieth anniversary ……... 376

THE RULES FOR AUTHORS ……... 378

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№6) 2018 PP.329-333

АНАЛИЗ НОВОГО СВОДНОГО КАТАЛОГА РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ

Ж.М. Ганиев, С.Н. Нуритдинов

Национальный университет РУз, Вузгородок, Ташкент, Узбекистан
(Получена 16.07.2018)

Галактикамиз тарқоқ юлдуз тўда (ТЮТ)ларининг 1119 тасидан иборат махсус каталог тузилди. Махсус каталогда ТЮТларнинг массаси, абсолют юлдуз катталиги, модул масофаси, металлиги, ёши, спектрал синфи ва Галактика марказидан узоқлиги каби физик параметрлари берилган. Статистик таҳлил усуллари билан ТЮТларнинг асосий физик параметрлари орасидаги эмпирик боғланишлар аниқланди.

Составлен специальный каталог рассеянных скоплений звезд (РЗС) нашей Галактики, состоящий из 1119 объектов. В каталоге приведены масса, абсолютная звездная величина, модуль расстояния, металличность, возраст, спектральный класс и расстояние от центра Галактики в отличие от других каталогов РЗС Галактики. На основе статистического анализа обнаружены важные эмпирические зависимости между основнымы физическими параметрами РСЗ.

A special catalog of 1119 open star clusters (OSC) of our Galaxy has been compiled. The physical parameters such as mass, absolute magnitude, distance modulus, metallicity, age, spectral class and distance from the center of the Galaxy are distinguished in the catalog, unlike other catalogs OSC of our Galaxy. On the basis of statistical analysis some important empirical relationships between the basic physical parameters of the OSC have been found.

Введение. Рассеянные звёздные скопления (РЗС) являются наиболее распространенными объектами диска нашей Галактики. В настоящее время в нашей Галактике открыто свыше 2000 рассеянных скоплений и предполагается, что их число в несколько раз больше. Наблюдения показывают, что РЗС встречаются в спиральных и неправильных галактиках. В РЗС наблюдаются молодые и горячие звезды Галактики. Изучая данные наблюдений по ним, мы можем получить информацию о происхождении, эволюции этих скоплений и Галактики. Для того чтобы получить необходимую новую информацию по ним и попробовать выполнить их классификацию, мы обязаны уточнить и расширить базу данных [1].

Данные наблюдений и специальный каталог РЗС. По тщательному сбору данных надо отметить работу К. Линга [2], который составил каталог из 1151 объекта и сделал первую статистическую обработку. В работе В.С. Диаса и его коллег [3] составлен каталог из 2167 объектов, причем он обновлялся до 2015 года. Но пока ещё этот каталог статистически не обработан. В работе [4] даны данные наблюдений для более ста объектов, такие параметры как модуль расстояния от центра и от плоскоста Галактики, абсолютная звездная величина и масса. В работе [5] авторы приводят данные о металличности и расстояния от центра Галактики также для более ста объектов. Авторы же [6] привели данные о таких физических параметрах как модуль расстояния, число членов скопления для около 500 РЗС. В работе [7] авторы для 109 объектов приводят данные наблюдений для модуля расстояния. Для 593 РЗС авторы [8] приводят данные о расстояниях от центра и от плоскости Галактики и по их массе. Для дальнейшего статистического

исследования, мы пополнили этот каталог такими параметрами как масса, абсолютная звездная величина, модуль расстояния, металличность, спектральный класс, расстояние от центра Млечного Пути и др. [9] и довели до 1119 объектов.

В работе [1] из-за малости данных наблюдений были составлены гистограммы по возрасту, металличности и диаметру, была построена зависимость между металличностью и возрастом скопления. Но после тщательного анализа приведенной выше литературы и собранных данных по ним, мы можем изучить зависимости между другими физическими параметрами РЗС нашей Галактики.

Из рис. 1 видно, что в Галактике встречаются в основном рассеянные скопления с абсолютной звездной величиной $M_V \approx -3.77 \div -2.5$, а количество остальных скоплений значительно меньше. На рис. 2 дана гистограмма по массе РЗС нашей Галактики. Видно, что в Галактике встречаются рассеянные скопления с массой M=500 M_C и с увеличением массы этих скоплений их количество резко уменьшается.

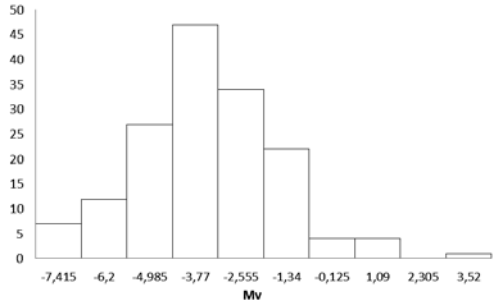


Рис. 1. Гистограмма по абсолютной звездной величине РЗС.

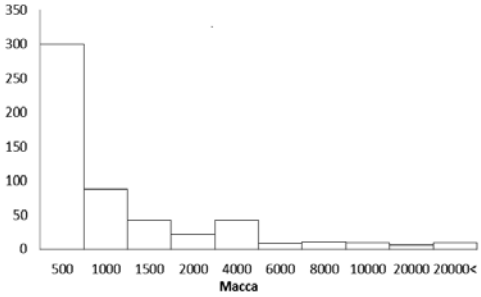


Рис. 2. Гистограмма по массе РЗС.

На рис. 3 дана гистограмма металличности рассеянных скоплений. Отсюда видно, что рассеянные скопления разделяются на две подгруппы так же как шаровые скопления нашей Галактики. Свойство разделения на две группы по металличности наблюдается явно [10] для шаровых скоплений, а для рассеянных скоплений оно заметно слабее (рис. 3).

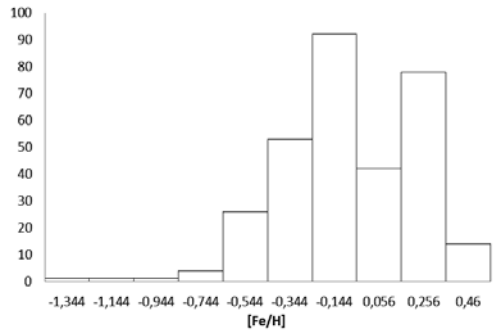


Рис. 3. Гистограмма по металличности РЗС.

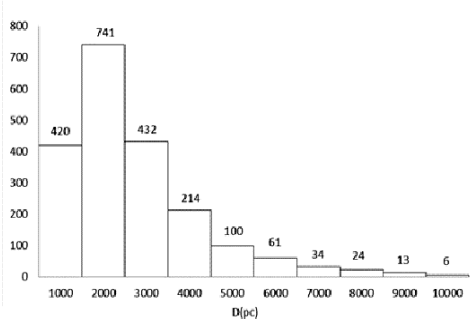


Рис. 4. Гистограмма по линейному диаметру РЗС.

Гистограмма линейного диаметра рассеянных скоплений показывает, что большинство рассеянных скоплений имеет линейный диаметр 2000 парсеков. По мере увеличения линейного диаметра рассеянных скоплений их число резко уменьшается (рис. 4).

Гистограмма логарифма возраста рассеянных скоплений показывает, что их можно также условно разделить на две подгруппы, н-р, в виде интервалов [6.2÷7.9] и [8÷9.9] соответственно (рис. 5). Отсюда вытекает, что чем богаче скопление металлами, тем оно моложе и наоборот. Из гистограммы распределения рассеянных скоплений от центра нашей Галактики видно, что больше всего РЗС находится на расстояниях R_{GS}≈8÷10 кпк (рис. 6). Это частично может быть связано с тем, что эта область хорошо наблюдаема, нежели далекие области.

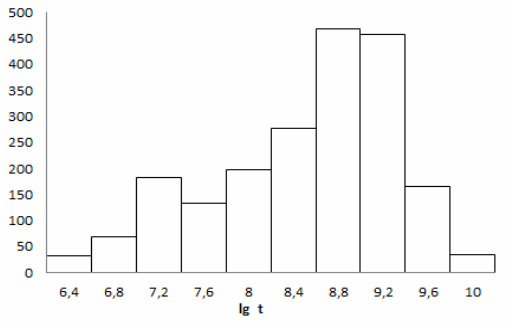


Рис. 5. Гистограмма по логарифмическому возрасту рассеянных скоплений.

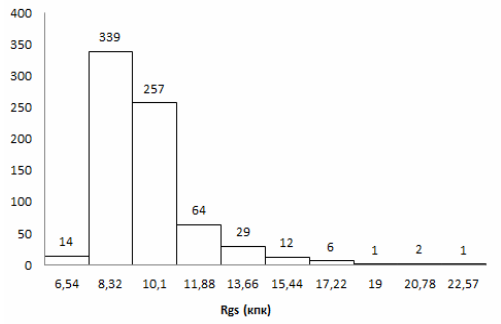


Рис. 6. Гистограмма распределения рассеянных скоплений по расстоянию от центра Галактики.

На рис. 7 дана зависимость между линейным диаметром и логарифмической массой рассеянных скоплений. Видно, что с ростом линейного диаметра РЗС их масса становится больше и наоборот. На рис. 8 показана зависимость между абсолютной звездной величиной и логарифмической массой РЗС. Этот рисунок показывает, что с ростом абсолютной звездной величины массы РЗС растут. Это физически легко объяснимо, но главное в том, что эти параметры связаны друг с другом линейной зависимостью.

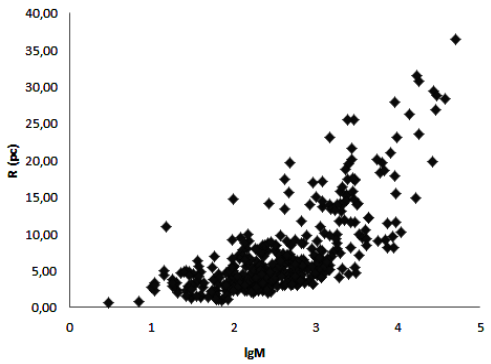


Рис. 7. Связь между диаметром и массой скоплений.

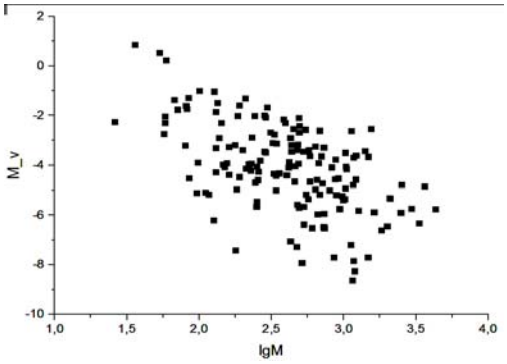


Рис. 8. Зависимость между абсолютной звездной величиной и массой скоплений.

На рис. 9 дана зависимость между модулем расстояния и абсолютной звездной величиной РЗС. Этот рисунок также показывает наличие явной зависимости между этими параметрами рассеянных скоплений. С увеличением значения абсолютной звездной величины значение модуля расстояния тоже увеличивается. На рис. 10 дана зависимость между избытком света и абсолютной звездной величиной скоплений. Рисунок показывает наличие слабой зависимости между этими параметрами, но в среднем с ростом значения абсолютной звездной величины значение избытка света также растет.

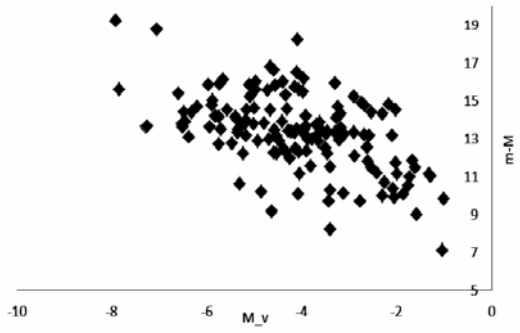


Рис. 9. Диаграмма модуль расстояния и абсолютная звездная величина скоплений.

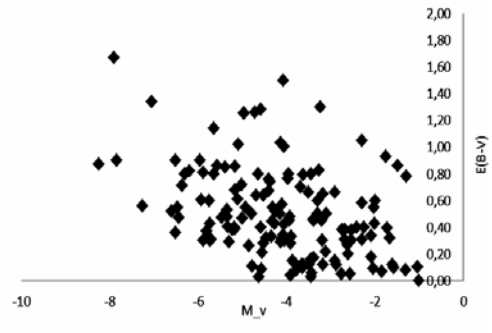


Рис. 10. Зависимость между избытком света и абсолютной звездной величиной скоплений.

На рис. 11 приведена зависимость между металличностью и абсолютной звездной величиной рассеянных скоплений. Из рисунка видно, что с уменьшением значения металличности уменьшается и значение абсолютной звездной величины. На рис. 12 дана зависимость между абсолютной звездной величиной и линейным диаметром скоплений. Этот рисунок показывает наличие слабой зависимости между этими параметрами, но видно, что в среднем, чем скопление ярче, тем оно больше по размеру.

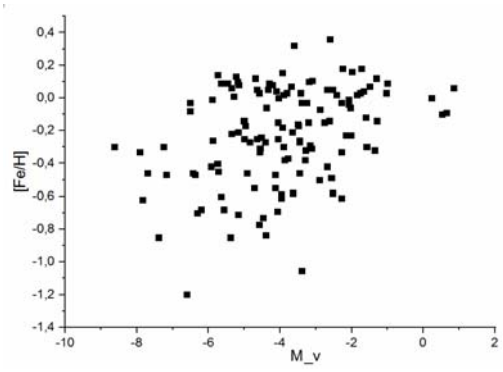


Рис. 11. Зависимость между металличностью и абсолютной звездной величиной РЗС.

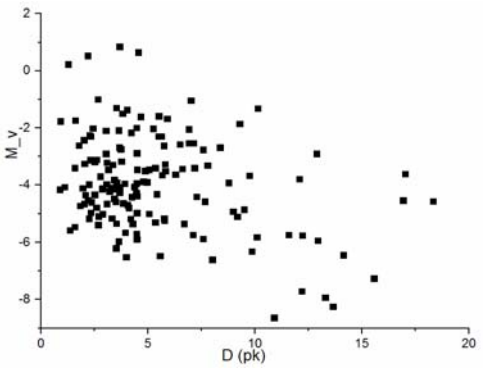


Рис. 12. Зависимость между абсолютной звездной величиной и линейным диаметром РЗС.

Мы попытались найти эмпирические зависимости между некоторыми основными параметрами РЗС нашей Галактики. Эмпирическая зависимость для параметров абсолютной звездной величины и логарифмической массой рассеянных скоплений звезд описывается линейной функцией.

$$M_V = 1.740\ (\pm 0.173) - 2.235(\pm 0.276)\ \lg M_C.$$

Для данных логарифмического возраста и абсолютной звездной величины рассеянных скоплений получено следующее соотношение:

$$\lg t = 9.526\ (\pm 0.195) + 0.33\ (0.043)\ M_V.$$

Мы привели здесь две эмпирические зависимости, найденные из нашего нового специального каталога РЗС. Работа продолжается нами в этом направлении и другие результаты будут опубликованы отдельно.

Заключение. Перечислим коротко основные выводы и результаты, полученные в данной работе.

Создан специальный каталог из 1119 РЗС нашей Галактики и проведен статистический анализ данных полученного каталога. Построены гистограммы по основным физическим параметрам, сделаны конкретные выводы. Показано, что с увеличением массы РЗС их количество резко уменьшается. Рассеянные скопления можно условно разделить на две подгруппы по металличности, подобно шаровым скоплениям нашей Галактики. Логарифмический возраст рассеянных скоплений также показывает возможность разделения на две подгруппы. Больше всего РЗС находятся на расстоянии $R_{GS} \approx 8 \div 10$ кпк от центра нашей Галактики. Найдены эмпирические зависимости $\lg t$ и $\lg M_C$ от M_V рассеянных скоплений.

Работа выполнялась в рамках гранта № Ф-2-13 Министерства инновации РУз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж.М. Ганиев. Тезисы Республиканской научно-практической конференции «Роль одаренной молодежи в развитии физики» (НУУз, Ташкент, **IX**, 61-63, 2016).
2. G. Lynga, Proceedings of ESO Conference № 28, 379 (1987).
3. W.S. Dias, B.S. Alessi, et al., A&A **389**, 871 (2002).
4. Ж.М. Ганиев, С.Н. Нуритдинов, Ч.М. Юсупова. Тезисы Республиканской научно-практической конференции «Роль одаренной молодежи в развитии физики» (НУУз, Ташкент, **XI**, 129-130, 2018).
5. B.A. Twarog, et al., AJ **114**, 2556 (1997).
6. A.L. Tadross et al., New Astronomy **7**, Issue 8, 553 (2002).
7. L. Chen, J.L. Hou, J.J. Wang, AJ **125**, 1397 (2003).
8. N.V. Kharchenko, A.E. Piskunov et al., A&A **438**, 1163 (2005).
9. Sidney van den Bergh, The Astronomical Journal **131**, 1559 (2006).
10. A.L. Tadross, Journal of the Korean Astronomical Society **44**, 1 (2011).
11. J. Ryu and M.G. Lee, Journal of the Korean Astronomical Society **44**, 177 (2011).
12. M.L. Gozha, T.V. Borkova, V.A. Marsakov, Astronomy Letters **38**, Issue 8, 506 (2012).
13. A.L. Tadross, et al. Research in Astronomy and Astrophysics **12**, Issue 1, 75 (2012).
14. R. Zinn, Astrophysical Journal **293**, 424 (1985).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№6) 2018 PP.334-338

ОБРАЗОВАНИЕ И АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ И ПИОНОВ С ЧАСТИЦАМИ СОПРОВОЖДЕНИЯ В АДРОН- И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Б.С. Юлдашев[1], С.Л. Лутпуллаев[2], К. Олимов[2], Э.Х. Бозоров[1], Д.А. Каршиев[4], З.Х. Бозорова[4], Б.Ш. Абдиев[3], Э.Э. Дустмурадов[1], А.А. Абдувалиев[1], Б.Р. Турдиев[1], Ж.О. Садуллаев[3]

[1]Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан
[2]Физико-техничекий институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан
[3]Национальный университет Узбекистана, Ташкент, Узбекистан
[4]Ташкентский педиатрический медицинский институт, Узбекистан
(Получена 12.10.2018)

Ушбу мақолада кумулятив протон ва пионларни адрон- ва ядро-ядро тўқнашувларида кузатилган заррачалар билан ҳосил бўлишида азимутал корреляция натижалари берилган.

В данной работе представлены результаты исследований азимутальных корреляций при образовании кумулятивных протонов и пионов с частицами сопровождения в адрон- и ядро-ядерных соударениях.

The paper presents results of studies of the azimuthal correlations in the formation of cumulative protons and pions with tracking particles in hadron- and nucleus-nucleus collisions.

Кумулятивное образование частиц может быть связано с существованием в ядре мультикварковых конфигураций (флуктонов) из-за нуклонных флуктуаций плотности, в которых два нуклона (или больше) находятся на расстоянии менее 1 фм.

Кумулятивной считается частица, вылетающая в кинематически запрещенную область для свободных *NN*-соударений. Степень кумулятивности частицы обычно определяют значением величины

$$\beta = (E - P\cos\theta) / m_N ,$$

где E, P и θ – соответственно энергия, импульс и угол вылета протона, m_N – масса нуклона.

По физическому смыслу кумулятивное число β означает минимальную массу мишени в единицах массы нуклона, на которой произошло образование кумулятивного протона.

Исследование кумулятивного образования протонов выполнено в $p^{12}C$- (4.2 ГэВ/с), $p^{12}C$- (9.9 ГэВ/с), $\pi^{-12}C$- (40.0 ГэВ/с), $^{4}He^{12}C$- (4.2 А ГэВ/с), $^{12}C^{12}C$- (4.2 ГэВ/с), ^{16}Op- (3.25 А ГэВ/с), $p^{20}Ne$- (300 ГэВ/с), $p^{181}Ta$- (4.2 ГэВ/с), $^{12}C^{181}Ta$- (4.2 А ГэВ/с) соударениях (табл. 1).

Сведения об ансамблях адрон- и ядро-ядерных взаимодействий, статистика экспериментального материала и основные результаты анализа процессов с кумулятивным образованием протонов приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1. Характеристики каналов с кумулятивным образованием протонов.

Тип взаимодействия, первичный импульс (ГэВ/с)	Число неупругих событий	Параметр наклона, β	Средняя множественность кумул. протонов	Доля событий с кумулятивным протоном, %
*p*C, (4.2)	6 817	8.18 ± 0.26	1.04 ± 0.03	10.1 ± 0.4
*p*C, (9.9)	19 331	8.09 ± 0.49	1.06 ± 0.03	10.0 ± 0.2
π^{-12}C, (40.0)	16 657	8.10 ± 0.25	1.06 ± 0.03	6.6 ± 0.2
^{4}HeC, (4.2 *A*)	11 974	8.00 ± 0.28	1.06 ± 0.05	10.1 ± 0.3
CC, (4.2 *A*)	20 527	8.14 ± 0.20	1.05 ± 0.04	10.1 ± 0.2
^{16}O*p*, (3.25 *A*)	12 367	8.13 ± 0.21	1.11 ± 0 .02	12.1 ± 0.4
p^{20}Ne, (300)	4 990	7.99 ± 0.18	1.16 ± 0.03	14.6 ± 0.6
*p*Ta, (4.2)	1 517	7.9 ± 0.8	1.60 ± 0.10	18.0 ± 1.0
CTa, (4.2 *A*)	2 440	8.4 ± 0.5	1.86± 0.06	41.0 ± 1.5

Таблица 2. Средняя множественность различных типов частиц и ядер в событиях с образованием и без образования кумулятивных протонов при $n_p \geq 1$ в ^{16}Op-соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

Тип частицы, фрагмента	$n_{cum} = 0$	$n_{cum} \geq 1$	Тип частицы, фрагмента	$n_{cum} = 0$	$n_{cum} \geq 1$
π^-	0.33±0.01	0.44±0.02	^{4}He	0.61±0.01	0.71±0.02
π^+	0.48±0.01	0.47±0.02	Z_f=3	0.09±0.01	0.12±0.01
^{1}H	2.00±0.02	3.23±0.04	Z_f=4	0.05±0.01	0.05±0.01
^{2}H	0.36±.0.01	0.59±0.02	Z_f=5	0.09±0.01	0.08±0.01
^{3}H	0.14±0.01	0.24±0.02	Z_f=6	0.21±0.01	0.12±0.01
^{3}He	0.14±0.01	0.21±0.01	Z_f=7	0.19±0.01	0.04±0.01

Приведенные данные по кумулятивному образованию протонов позволяют заключить следующее:

– образование кумулятивных протонов происходит в центральных (периферических) *hA*- и *AA*-соударениях с более высокой степенью разрушения фрагментирующего ядра;

– средняя множественность фрагментов с $Z_f \geq 6$ в кумулятивных процессах существенно меньше, чем в некумулятивных;

– средняя множественность ядер-фрагментов ^{1}H, ^{2}H, ^{3}H, ^{3}He и ^{4}He в кумулятивных процессах существенно выше, чем в некумулятивных;

– средняя множественность π^--мезонов в кумулятивных процессах в 1.3 раза выше, чем в некумулятивных, тогда как средняя множественность π^+-мезонов одинакова в обоих процессах, что указывает на более высокую вовлеченность нейтронов ядра в кумулятивные процессы;

– распределения по параметру кумулятивности β являются универсальными для всех анализируемых ансамблей взаимодействий: при аппроксимации спектров

зависимостью $f(\beta) = a\exp(-b\beta)$ параметр наклона b оказывается независимым от массового числа ядра-мишени, первичной энергии и типа налетающей частицы;

– средняя минимальная масса кластера-мишени, участвующего в образовании кумулятивных протонов, равна $<\beta>=1.33\ m_N$, т.е. среднее число кварков, участвующих в образовании кумулятивных протонов больше 3.

– средняя множественность кумулятивных протонов в кумулятивных событиях для одного и того же ядра-мишени не зависит от первичной энергии и типа снаряда;

– доля кумулятивных событий среди полного ансамбля взаимодействий оказывается чувствительной к типу налетающей частицы, а отношение этих долей для пион-ядерных и протон-ядерных соударений близко к отношению числа конституентных кварков в пионе и протоне $R = \alpha(\pi^-C)/\alpha(pC) = 0.66\approx 2/3$;

– показатель A-зависимости средней множественности кумулятивных протонов от массового числа ($<n_{cum}> = bA^{\alpha}$) примерно равен $\alpha \approx 1/6$, указывая на то, что образование кумулятивных протонов характеризуется флуктуациями плотности нуклонов в ядре и взаимодействием налетающего адрона с этим плотным кластером (флуктоном).

В данной работе мы приводим результаты исследований азимутальных корреляций при образовании кумулятивных протонов и пионов в π^{-12}C, p^{12}C, ^{2}H^{12}C, ^{4}He^{12}C, ^{12}C^{12}C, ^{12}C^{181}Ta, ^{16}Op и p^{20}Ne столкновениях в диапазоне первичных энергий 3–300 ГэВ при полной экспериментальной статистике, превышающей 100000 полностью измеренных неупругих актов столкновений.

Азимутальные корреляции исследовали с помощью коэффициента азимутальной асимметрии

$$A = \frac{N\left(\varepsilon_{ij} < \pi/2\right) - N\left(\varepsilon_{ij} \geq \pi/2\right)}{N\left(0 \leq \varepsilon_{ij} \leq \pi\right)},$$

где ε_{ij} – угол в азимутальной плоскости между i-ым кумулятивным протоном и j-ым сопутствующим протоном с импульсом в диапазоне p = 0.3–1.2 ГэВ/с (или j-ым сопутствующим пионом с импульсом в диапазоне $p \leq 0.7$ GeV/c), $N\left(\varepsilon_{ij} < \pi/2\right)$ – общее количество комбинаций с $\varepsilon_{ij} < \pi/2$; $N\left(\varepsilon_{ij} \geq \pi/2\right)$ – общее количество комбинаций с $\varepsilon_{ij} \geq \pi/2$ и $N\left(0 \leq \varepsilon_{ij} \leq \pi\right)$ – общее количество всех комбинаций с $\left(0 \leq \varepsilon_{ij} \leq \pi\right)$.

Полученные коэффициенты азимутальной асимметрии между кумулятивными протонами и сопутствующими протонами и между кумулятивными протонами и сопутствующими пионами приведены в табл. 3.

Из табл. 3 следует, что для большинства рассматриваемых реакций при фрагментации ядер от ^{12}C до ^{181}Ta и начальных энергиях от 3 до 300 ГэВ, коэффициент азимутальной асимметрии, A_{pp} значительно меньше нуля. Особенно это выражено для адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений с массовым числом ядра-снаряда $A_p \leq 4$. С увеличением массового числа ядра снаряда (^{12}C^{12}C столкновения при 4.2 ГэВ/с) или/и массового числа ядра-мишени (^{12}C^{181}Ta столкновения при 4.2 ГэВ/с), абсолютное значение коэффициента азимутальной асимметрии уменьшается, приближаясь к нулю. Это может объясняться

увеличением числа участвующих протонов с увеличением массовых чисел снаряда или/и ядра-мишени. Как видно из значений $A_{p\pi}$ в табл. 3, азимутальных корреляций между кумулятивными протонами и сопутствующими пионами не наблюдается, что резко контрастирует со значительными азимутальными корреляциями между кумулятивными и сопутствующими протонами.

Таблица 3. Коэффициенты азимутальной асимметрии между кумулятивными протонами и сопутствующими протонами (A_{pp}) и между кумулятивными протонами и сопутствующими пионами ($A_{p\pi}$).

Реакция, P_0 (ГэВ/с)	A_{pp}	$A_{p\pi}$
p^{12}C, 4.2	–0.20 ± 0.04	–0.06 ± 0.06
p^{16}O, 3.25	–0.16 ± 0.04	–0.12 ± 0.06
p^{12}C, 9.9	–0.12 ± 0.02	–0.07 ± 0.02
^{2}H^{12}C, 4.2 *A*	–0.17 ± 0.04	–0.09 ± 0.04
^{4}He^{12}C, 4.2 *A*	–0.12 ± 0.02	–0.03 ± 0.02
^{12}C^{12}C, 4.2 *A*	–0.04 ± 0.02	–0.01 ± 0.02
^{12}C^{181}Ta, 4.2 *A*	–0.00 ± 0.01	–0.03 ± 0.01
π^{-12}C, 40	–0.10 ± 0.03	–0.03 ± 0.02
p^{20}Ne, 300	–0.09 ± 0.03	-

Таким образом, можно заключить, что наблюдаются значительные азимутальные корреляции между кумулятивными протонами и сопутствующими протонами: они имеют тенденцию испускаться в противоположных направлениях в азимутальной плоскости. Этот факт, наряду с нашими предыдущими результатами по кумулятивным протонам, показывает, что кумулятивные протоны и коррелированные участвующие протоны наиболее вероятно испускаются из одного и того же источника, а именно, из флуктона. Азимутальные корреляции в процессах фрагментации ядер от ^{12}C до ^{181}Ta и начальных энергиях от 3 до 300 ГэВ подтверждают вывод, что кумулятивные протоны наиболее вероятно генерируются во взаимодействиях первичного адрона (ядра) с флуктонами ядра.

Мы также исследовали азимутальные корреляции в образовании кумулятивных пионов в π^{-12}C, p^{12}C, ^{2}H^{12}C, ^{4}He^{12}C, ^{12}C^{12}C, ^{12}C^{181}Ta столкновениях в диапазоне первичных энергий 4–40 ГэВ на полной статистике эксперимента более 90000 полностью измеренных неупругих актов столкновений. Результаты анализа азимутальных корреляций между кумулятивными пионами и сопутствующими протонами приведены в табл. 4.

Таблица 4. Коэффициенты азимутальной асимметрии между кумулятивными пионами и сопутствующими протонами ($A_{\pi p}$) и между кумулятивными пионами и сопутствующими пионами ($A_{\pi\pi}$).

Реакция, P_0 (ГэВ/с)	$A_{\pi p}$	$A_{\pi\pi}$
p^{12}C, 4.2	–0.11 ± 0.07	–0.08 ± 0.10
p^{12}C, 9.9	–0.09 ± 0.04	–0.01 ± 0.03
^{2}H^{12}C, 4.2 *A*	0.04 ± 0.06	–0.11 ± 0.07
^{4}He^{12}C, 4.2 *A*	–0.05 ± 0.03	–0.06 ± 0.04
^{12}C^{12}C, 4.2 *A*	–0.03 ± 0.02	–0.03 ± 0.02
^{12}C^{181}Ta, 4.2 *A*	0.01 ± 0.01	0.05 ± 0.02
π^{-12}C, 40	–0.08 ± 0.04	–0.04 ± 0.03

Из табл. 4 видно, что практически отсутствуют азимутальные корреляции между кумулятивными пионами и сопутствующими протонами, а также между кумулятивными пионами и сопутствующими пионами в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в интервале первичных энергий от 4 до 40 ГэВ.

Почти для всех рассматриваемых реакций коэффициенты азимутальной симметрии, $A_{\pi p}$ и $A_{\pi\pi}$, в пределах двух среднеквадратичных отклонений согласуются с нулевым значением A, что указывает на отсутствие азимутальных корреляций между кумулятивными пионами и сопутствующими частицами.

Таким образом, установлено противоиспускание в азимутальной плоскости (компенсация поперечных импульсов) кумулятивных протонов и сопровождающих протонов и ядер-фрагментов, что указывает на их принадлежность к общему эмиссионному центру.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.M. Baldin, Kratk. Soobshch. Fiz. **1**, 35 (1971); Sov. J. Part. Nucl. **8**, 175 (1977).
2. V.K. Bondarev et al., Phys. Part. Nucl. **28**, 5 (1997).
3. K. Olimov et al., Phys. At. Nucl. **70**, 709 (2007).
4. K. Olimov et al., Phys. At. Nucl. **70**, 1977 (2007).
5. Kh. K. Olimov et al., Phys. At. Nucl. **70**, 1974 (2007).
6. K. Olimov et al., Phys. At. Nucl. **72**, 567 (2009).
7. A.V. Blinov and M.V. Chadeeva, Phys. At. Nucl. **69**, 1439 (2006).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№6) 2018 PP.339-344

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЛЕКТИВНЫХ 0^+ И 2^+ СОСТОЯНИЙ В ИЗОТОПАХ ^{158,160}Gd

П.Н. Усманов[1], А.А. Охунов[2], Абу Х. Кассим[3], Э. Юсупов[1], У.С. Салихбаев[4]

[1]Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан
usmanov1956.56@mail.ru
[2]Международный Университет Ислам Малая, Куала-Лумпур, Малайзия
[3]Университет Малая, Куала-Лумпур, Малайзия
[4)]МАГАТЭ, Вена, Австрия
(Получена 28.06.2018)

Қуйи энергияли ротацион бандлар ҳолатларининг кориолис аралашувини ҳисобга олувчи феноменологик модель ёрдамида ^{158,160}Gd изотопларининг мусбат жуфтликли бандларининг ҳолатларини электр характеристикаларини назарий таҳлил қилинган. Мусбат жуфтликли ҳолатларнинг энергия спектрлари, тўлқин функциялари ва $E2$-ўтишларнинг келтирилган эҳтимолликлари ҳисобланган. $\beta_1(0_2^+)$, $\beta_2(0_3^+)$, $\gamma(2^+)$ ва $K^\pi = 1_\nu^+$ бандлар ҳолатларидан $E2$ ўтиш эҳтимолликлари нисбатларининг ҳисобланган назарий қийматлари мавжуд экспериментал қийматлари билан таққосланган ва улар бир-бирига мос келиши кўрсатилган. Қуйи жойлашган бандларда аралашув эффекти муҳим роль ўйнашлиги ва айниқса электр ўтишлар эҳтимолликларининг, ҳатто паст спинли ҳолатларида ҳам яққол намоён бўлиши кўрсатилган.

Проведен теоретический анализ электрических характеристик состояний полос положительной четности ^{158,160}Gd в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний низколежащих ротационных полос. Вычислены спектр энергии уровней положительной четности, волновые функции состояний и приведенные вероятности $E2$-переходов. Вычисленные значения отношений вероятностей $E2$-переходов из $\beta_1(0_2^+)$, $\beta_2(0_3^+)$, $\gamma(2^+)$ и $K^\pi = 1_\nu^+$ полос сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, которые дают удовлетворительное согласие. Показано, что эффект смешивания низколежащих полос играет важную роль и значимо проявляется в вероятностях электрических переходов даже при низких спинах.

The theoretical analysis of electric characteristics of the positive parity states in isotopes ^{158,160}Gd has been carried out in the phenomenological model taking into account the Coriolis mixing of low-lying states in rotational bands. The energy spectrum of the levels of positive parity, the wave functions of states, and the reduced probabilities of $E2$ transitions have been calculated. The calculated values of ratios of $E2$-transition probabilities from the $\beta_1(0_2^+)$, $\beta_2(0_3^+)$, $\gamma(2^+)$ and $K^\pi = 1_\nu^+$ bands are compared with the available experimental data which are in best agreement. It is shown that the effect of mixing of the low-lying bands plays an important role and it is significantly shown in probabilities of electric transitions even at low spins.

I. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о возбужденных состояниях ^{158,160}Gd проанализированы и представлены в [1, 2]. В экспериментах [3-6] на пучке быстрых нейтронов были измерены спектры и угловые распределения γ-лучей в реакции ^{158,160}Gd (n,n′γ). Авторами [3-6] предложена модифицированная схема возбужденных состояний ^{158,160}Gd и для большинства γ-переходов установлены параметры смешивания мультиполей δ. В работах [7-9] исследованы состояния

$I = 1$ вплоть до энергий возбуждения 3.5 МэВ и определены значения вероятностей $B(M1)$ и $B(E1)$ переходов на $I^\pi = 0^+$ и 2^+ состояния основной ротационной полосы.

В ротационной полосе основного состояния с $K^\pi = 0_1^+$ ядра ^{158}Gd известны уровни до состояний со спином $I^\pi = 12^+$, однако в полосе с $K^\pi = 0_2^+$ из эксперимента известны лишь четыре уровня с $I^\pi = 0^+$–6^+. В третьей полосе с $K^\pi = 0_3^+$ известны три состояния $I^\pi = 0^+$, 2^+ и 4^+. В γ-вибрационной полосе $K^\pi = 2^+$ установлено пять уровней до $I^\pi = 6^+$. Известны низколежащие три полосы с $K^\pi = 1^+$, в каждой из которых лишь по три состояния $I^\pi = 1^+, 2^+$ и 3^+.

В ядре ^{160}Gd, отличающемся от ^{158}Gd на два нейтрона, известна полоса основного состояния до $I^\pi = 16^+$, а полоса γ-вибрационного состояния до $I^\pi = 12^+$. Вторая и третья полосы с $K^\pi = 0_2^+$ и 0_3^+ содержат по три состояния с $I^\pi = 0^+$, 2^+ и 4^+. В полосе в низколежащем состоянии $K^\pi = 1_1^+$ с энергией возбуждения 1568.7 кэВ известны три уровня до $I^\pi = 3^+$ [4]. Известны еще десять уровней с $I^\pi = 1^+$, которые не связаны с какими-либо ротационными состояниями [7].

В работе [10] нами изучены энергии и структуры волновых функций ротационных уровней основных и вибрационных полос изотопов ^{158,160}Gd в рамках феноменологической модели [11], учитывая кориолисово смешивание изучаемых уровней.

В данной работе, используя значения волновых функций состояний, полученных при вычислении энергии [10], изучены электрические характеристики возбужденных уровней в изотопах ^{158,160}Gd. Рассчитаны вероятности $E2$-переходов между ротационными уровнями.

Вычисленные значения $B(E2)$ и отношений приведенных вероятностей $E2$-переходов сравниваются с экспериментом, получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Показано, что в ротационных состояниях 0_2^+, 0_3^+ и γ-полос эффект смешивания играет заметную роль и значимо проявляется в вероятностях электрических переходов даже при низких спинах.

II. КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

В рамках рассмотренной модели выражение для приведенной вероятности $E2$-переходов из состояний I_iK_i на уровни $I_f\,gr$ основной полосы имеет следующий вид [11]:

$$B(E2I_iK_i \to I_f gr) = \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} eQ_0 \left[\psi^{I_f}_{gr,gr} \psi^{I_i}_{gr,K_i} C^{I_f 0}_{I_i 0;20} + \right.\right.$$

$$\left. + \sum_n \psi^{I_f}_{K_n,gr} \psi^{I_i}_{K_n,K_i} C^{I_f K_n}_{I_i K_n;20} \right] + \sqrt{2} \left[\psi^{I_f}_{gr,gr} \sum_n \frac{(-1)^{K_n} m_{K_n} \psi^{I_i}_{K_n,K_i}}{\sqrt{1+\delta_{K_n,0}}} \times \right. \tag{1}$$

$$\left.\left. \times C^{I_f 0}_{I_i K_n;2-K_n} + \psi^{I_i}_{gr,K_i} \sum_n \frac{m_{K_n} \psi^{I_f}_{K_n,gr}}{\sqrt{1+\delta_{K_n,0}}} C^{I_f K_n}_{I_i 0;2K_n} \right] \right\}^2 .$$

Здесь $m_K=\left\langle gr\left|\hat{m}(E2)\right|K^\pi\right\rangle$ – матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной (gr) и $K^\pi=0^+(\beta)$-, $2^+(\gamma)$-, 1^+-полос, значения которых определяются из экспериментальных данных; Q_0 – внутренний квадрупольный момент ядра; $C^{I_f K_f}_{I_i K_i;2(K_i+K_f)}$ – коэффициенты Клебша-Гордана; $\psi^I_{K,K'}$ – амплитуды смешивания базисных состояний.

В табл. 1 представлены вычисленные и экспериментальные [2, 5, 6, 12, 13] значения приведенных вероятностей $E2$-переходов из состояний β_1-, β_2- и γ-вибрационных полос.

Таблица 1. Вероятности $E2$-переходов $B(E2;IK\to I_1gr)$ из состояний 0_2-, 0_3- и γ-полос для ^{158,160}Gd (в единицах e^2fm^4).

A	$IK_i\to IK_f$	$B(E2)_{эксп}$	$B(E2)_{теор}$
158	$2^+0_2\to0^+0_1$	16(1) [12, 13]	20
	$2^+0_3\to0^+0_1$	19(2) [12, 13]	22
	$2^+2_1\to0^+0_1$	170(10) [12, 13]	164
160	$2^+0_1\to0^+0_1$	10371(82) [2, 12]	10381
	$2^+2_1\to4^+0_1$	37.2(51) [2, 12] 50.(4) [6]	26
	$2^+2_1\to2^+0_1$	371.5(52) [2, 12] 62^{+12}_{-9} [6]	332
	$2^+2_1\to0^+0_1$	198(20) [2, 12] 212(10) [6]	199
	$3^+2_1\to4^+0_1$	<2.1 [6]	207
	$3^+2_1\to2^+0_1$	<335.4 [6]	350
	$4^+2_1\to4^+0_1$	826^{+258}_{-516} [6]	388
	$4^+2_1\to2^+0_1$	196^{+134}_{-57} [6]	95
	$5^+2_1\to6^+0_1$	1600^{+361}_{-568} [6]	285
	$5^+2_1\to4^+0_1$	1806^{+413}_{-619} [6]	274
	$0^+0_2\to2^+0_1$	<160 [5, 6]	144
	$2^+0_2\to4^+0_1$	<676 [5, 6]	136
	$2^+0_2\to2^+0_1$	<125 [5, 6]	33
	$2^+0_2\to0^+0_1$	<35 [5, 6]	7.5
	$4^+0_2\to6^+0_1$	<1135 [5, 6]	166
	$4^+0_2\to4^+0_1$	<279 [5, 6]	53
	$0^+0_3\to2^+0_1$	<193 [5, 6]	94
	$2^+0_3\to2^+0_1$	<138 [5, 6]	39
	$2^+0_3\to0^+0_1$	<86 [5, 6]	7

В табл. 2 и 3 для изотопов ^{158,160}Gd представлены вычисленные и экспериментальные [3-5, 7-9] значения отношений $R_{IK'}=B(E2;IK\to I_1gr)/B(E2;IK\to I_2gr)$ для $E2$-переходов из состояний β_1-, β_2- и γ- вибрационных полос. Здесь же даны значения отношений, вычисленные по правилу Алаги.

Таблица 2. Отношения приведенных вероятностей $E2$-переходов $R_{IK}=B(E2;IK\rightarrow I_1gr)/B(E2;IK\rightarrow I_2gr)$ для ^{158}Gd.

IK	I_1gr	I_2gr	Эксперимент	Теория	Алага
2^+0_2	2^+gr	0^+gr	0.737(37) [9] 0.769(94) [7] 0.77(8) [3]	0.53	1.43
2^+0_2	4^+gr	2^+gr	6.4(6) [8] 5.78(56) [9] 5.77(70) [7]	4.54	1.8
4^+0_2	4^+gr	2^+gr	0.47(7) [8] 0.55(7) [9] 0.63(7) [3]	0.52	0.91
4^+0_2	6^+gr	4^+gr	3.8(5) [8] 4.2(6) [9] <7.15 [3]	1.7	1.75
6^+0_2	6^+gr	4^+gr	1.88(18) [3]	2.07	0.81
2^+2_1	2^+gr	0^+gr	1.01(9) [8] 1.72(24) [9] 1.86(11) [7] 2.59(27) [3]	1.67	1.43
2^+2_1	4^+gr	2^+gr	0.036(10) [8] 0.045(7) [9] 0.035(6) [7] 0.041(6) [3]	0.11	0.05
3^+2_1	4^+gr	2^+gr	0.37(4) [8] 0.60(6) [9] 0.50(5) [3]	0.61	0.40
4^+2_1	4^+gr	2^+gr	6.35(65) [8] 6.7(9) [9] 6.82(70) [3]	5.3	2.94
4^+2_1	6^+gr	4^+gr	0.90(11) [8] 0.25(4) [9] 0.51(6) [3]	0.93	0.25
5^+2_1	6^+gr	4^+gr	0.83(15) [9]	1.08	0.57
2^+0_3	2^+gr	0^+gr	1.85(13) [8] 1.5(1) [9] 1.05(21) [7] 1.84(21) [3]	1.58	1.43
2^+0_3	4^+gr	2^+gr	0.63(8) [8] 0.68(7) [9] 0.95(19) [7] 0.67(8) [3]	1.36	1.8
4^+0_3	4^+gr	2^+gr	1.27(16) [8] 1.65(18) [3]	1.22	0.91
4^+0_3	6^+gr	4^+gr	2.09(34) [8]	1.1	1.75

Таблица 3. Отношения приведенных вероятностей $E2$-переходов $R_{IK'}=B(E2;IK\to I_1gr)/B(E2;IK\to I_2gr)$ для ^{160}Gd.

IK	I_1gr	I_2gr	Эксперимент	Теория	Алага
2^+2_1	2^+gr	0^+gr	1.67(6) [4]	1.67	1.43
2^+2_1	4^+gr	0^+gr	0.225(19) [4]	0.13	0.072
2^+2_1	4^+gr	2^+gr	0.135(12) [4]	0.08	0.05
3^+2_1	4^+gr	2^+gr	0.64(3) [4]	0.59	0.40
4^+2_1	4^+gr	2^+gr	4.15(18) [4]	4.19	2.94
5^+2_1	6^+gr	4^+gr	0.97(8) [4]	1.04	0.57
6^+2_1	6^+gr	4^+gr	6.49(60) [4]	6.41	3.7
2^+0_2	4^+gr	2^+gr	5.43(8) [5]	4.19	1.8
2^+0_2	0^+gr	2^+gr	0.283(5) [5]	0.23	0.70
4^+0_2	6^+gr	4^+gr	4.154(5) [5]	3.11	1.75
2^+0_3	0^+gr	4^+gr	0.618(6) [5]	0.128	1.26

В вычислениях вероятностей переходов параметры выбирали следующим образом. В адиабатическом приближении для приведенной вероятности $E2$-переходов из β- и γ-вибрационных полос имеем

$$B^{rot}(E2;I_iK_i\to I_f gr)=(2-\delta_{K,0})\left|m_K C^{I_f 0}_{I_iK;2-K}\right|^2. \qquad (2)$$

При спине $I = 2$ кориолисово взаимодействие является несущественным. Поэтому значения параметров $m_{\beta1}$, $m_{\beta2}$ и m_γ определяли по адиабатической формуле (2), используя экспериментальные данные для переходов из 2^+ состояний 0^+_2, 0^+_3 и γ-полос [11-12]. Однако по формуле (2) невозможно однозначно определить знаки эмпирических значений определенных выше параметров. Отсутствуют экспериментальные данные для $E2$-переходов из состояний полос с $K^\pi=1^+_\nu$. Поэтому знаки параметров $m_{\beta1}$, $m_{\beta2}$, m_γ и численные значения $m_{1\upsilon} = m_1$ определяли из условия наилучшего согласия вычисленных значений отношений $R_{IK'}=B(E2;IK\to I_1gr)/B(E2;IK\to I_2gr)$ $E2$-переходов из состояний $K^\pi=0^+_2$, 0^+_3 и γ-вибрационных полос с экспериментом. Использованные значения параметров m_K в вычислениях вероятностей $E2$-переходов приведены в табл. 4. Отметим, что значения внутреннего квадрупольного момента Q_0 взяты из эксперимента [12, 14].

Таблица 4. Значения параметров m_K и внутреннего квадрупольного момента Q_0, использованные в расчетах для изотопов ^{158,160}Gd (в единицах efm^2).

A	m_{0_1}	m_{0_2}	$m_{1\nu}$	m_γ	Q_0 [12,14]
158	9	9.7	–20	21.5	703(4)
160	12	9.7	–7.5	23.5	722(29)

В недавних работах [5, 6] экспериментально были определены верхние границы вероятностей $E2$-переходов из 2^+ состояний 0^+_2 и 0^+_3 полос для ^{160}Gd (см. табл. 1), поэтому значения параметров $m_{\beta1}$, $m_{\beta2}$ для данного ядра определяли из наилучшего согласия теоретических значений отношений $B(E2)$ из этих полос с экспериментальными значениями (см. табл. 3). Как видно из табл. 4, для ^{158}Gd

значения параметра m_1 намного больше, чем для ^{160}Gd. Это связано с тем, что в базисные состояния гамильтониана модели для ^{158}Gd включены три полосы с $K^{\pi} = 1^{+}$, для ^{160}Gd – одиннадцать [10].

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен теоретический анализ спектроскопических характеристик состояний полос положительной четности ^{158,160}Gd в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний низколежащих ротационных полос. Продемонстрирована возможность исследования эффектов смешивания адиабатических полос.

Вычислены приведенные вероятности $E2$-переходов. Вычисленные значения вероятностей и отношений вероятностей $E2$-переходов из $\beta_1(0_2^+)$, $\beta_2(0_3^+)$, $\gamma(2^+)$ полос сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, которые дают удовлетворительное согласие.

Показано, что эффект смешивания низколежащих полос играет важную роль и значимо проявляется в вероятностях электромагнитных переходов даже при низких спинах.

Работа выполнена при поддержке гранта ОТ-Ф2-75 Государственной научно-технической программы фундаментальных исследований (2017-2020 гг.).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.G. Helmer, Nucl. Data Sheets **77,** 481 (1996).
2. C.W. Reich, Nucl. Data Sheets **105,** 555 (2005).
3. Л.И. Говор, А.М. Демидов, И.В. Михайлов, ЯФ **64**, 1329 (2001).
4. Л.И. Говор, А.М. Демидов, В.А. Куркин, И.В. Михайлов, ЯФ **72**, 1859 (2009).
5. S.R. Lesher, C. Casarella, A. Aprahamian, B.P. Crider, R. Ikeyama, I.R. Marsh, and M.T.Mc Ellistrem, Phys. Rev. C **91**, 054317 (2015).
6. S.R. Lesher, C. Casarella, A. Aprahamian, L.M. Robledo, B.P. Crider, R. Ikeyama, and I.R. Marsh, Phys. Rev. C **95**, 064309 (2017).
7. H.H. Pits et al., Nucl. Phys. A **492**, 411 (1989).
8. U. Hartmann, D. Bohle, F. Humbert, and A. Richter, Nucl. Phys. A **499**, 93 (1989).
9. H. Friedrichs, D. Hager, P. Von Brentano et al., Nucl. Phys. A **567**, 266 (1994).
10. П.Н. Усманов, С.С. Сабиров, Х. Бозоров, Э. Юсупов, Научно-технический журнал ФерПИ **22**, №1, 9 (2018).
11. П.Н. Усманов, И.Н. Михайлов, ЭЧАЯ **28** (4), 887 (1997).
12. Р.Б. Бегжанов и др. Справочник по ядерной физике (Фан, Ташкент, 1989).
13. F.K.Mc Gowan, W.T. Milner, Phys. Rev. C **23**, 1926 (1981).
14. Дж.Г. Гамильтон, Изв. АН СССР, сер. физ. **40**, 18 (1976).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№6) 2018 PP.345-349

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

П.Ж. Байматов[1], А.Г. Гулямов[2], Б.Т. Абдулазизов[1], Б.К. Султонов

[1]Наманганский государственный университет, 160119 Наманган, Узбекистан
[2]Физико-технический институт АН РУз, 100084 Ташкент, Узбекистан
(Получена 04.06.2018)

Квази икки ўлчовли электрон газнинг ҳолатлар зичлигини, кимёвий потенциални температура бўйича олинган ҳосиласини ва газнинг иссиқлик сиғими каби термодинамик хоссаларини тадқиқ этилиб, рақамли натижалари тақдим этилган. Ушбу катталикларни кимёвий потенциалга боғлиқлиги аниқланган. Ҳолатлар зичлиги зинасимон характерга эгалиги ва иссиқлик сиғимига боғлиқлигида эса резонанс нуқталарида қўшимча зиналар мавжудлиги кўрсатиб берилган. Қўшимча зиналар кенглиги температура ортиши билан ортиб боради. Температура ортиши билан асосий зиналар ювилиб кетсада, қўшимча зиналардан сезиларли даражада излар мавжуд бўлади.

Представлены численные результаты исследования термодинамических свойств квазидвумерного электронного газа: плотность состояний, производная по температуре от химического потенциала и теплоемкость газа. Найдены зависимости этих величин от химического потенциала. Показано, что плотность состояний имеет ступенчатый характер, а в зависимости теплоемкости в точках резонанса существуют дополнительные ступеньки. Ширина дополнительных ступенек растет с температурой. С ростом температуры, когда основные ступеньки практически размыты, от дополнительных ступенек ещё остаются заметные следы.

Numerical results of investigation of the thermodynamic properties of the quasi-two-dimensional electron gas are presented, namely, the density of states, the temperature derivative of the chemical potential, and the heat capacity of the gas,. The dependences of these quantities on the chemical potential are found. It is shown that the density of states has a step-like character, and there are additional steps at the resonance points of the heat capacity temperature dependence. The widths of the additional steps increase with temperature. With increasing temperature, the main steps are practically blurred, but the additional steps are still visible marks.

I. ВВЕДЕНИЕ

Квазидвумерный электронный газ в гетероструктурных квантовых ямах вызывает как фундаментальный, так и прикладной интерес, поскольку пространственное квантование энергии носителей приводит к проявлению интересных низкоразмерных эффектов [1, 2]. Особый интерес вызывает поведение двумерного электронного газа в магнитном поле [3-5], так как с помощью последнего можно значительно изменить свойства системы. При определенных условиях эффекты размерного квантования проявляются в наблюдаемых термодинамических величинах уже в отсутствие магнитного поля [6-8].

Известно, что основной причиной проявления размерно-квантованных эффектов в газе является ступенчатое изменение плотности состояний в критических точках, т.е. в точках резонанса, где химический потенциал μ сравнивается с энергетическими уровнями E_n пространственного квантования [2].

Такое изменение плотности состояний проявляется в той или иной форме во всех наблюдаемых термодинамических величинах. Изменение химического потенциала относительно энергетических уровней пространственного квантования можно наблюдать в зависимости от концентрации n_s или ширины квантовой ямы L.

В данной работе изучаются плотность состояний, производная по температуре от химического потенциала и теплоемкость газа в зависимости от химического потенциала при различных температурах. Результаты показывают, что плотность состояний и энтропия имеют ступенчатый характер, а в зависимости теплоемкости в точках резонанса $\mu = E_n$ (n =1, 2, 3) существуют дополнительные ступеньки, ширина которых растет с температурой.

II. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим идеальный электронный газ с простым параболическим спектром. Энергия отсчитывается от дна зоны проводимости массивного полупроводника. В гетероструктурной квантовой яме энергия поперечного движения квантуется, и электронный газ становится квазидвумерным. Одночастичный спектр можно представить в виде [2]

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_n , \tag{1}$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, E_n – энергетические уровни поперечного движения, m – эффективная масса электрона. Полная двумерная концентрация равна

$$n_s = g_0 \sum_{n=1} \int_{E_n}^{\infty} f(E) dE = g_0 \sum_n T \ln\left(1 + \exp(\frac{\mu - E_n}{T})\right), \tag{2}$$

где $g_0 = m / \pi \hbar^2$, $f(E)$ – функция распределения Ферми-Дирака.

Термодинамическая плотность состояний [9] определяется как

$$g_s = \frac{\partial n_s}{\partial \mu} = g_0 \sum_n \frac{1}{\exp\left((E_n - \mu)/T\right) + 1}. \tag{3}$$

Выражение для теплоемкости газа можно получить, дифференцируя полную энергию

$$U_s = g_0 \sum_n \int_{E_n}^{\infty} E f(E) dE \tag{4}$$

по температуре, т.е $C_s = \partial U_s / \partial T$. Представим теплоемкость в виде

$$C_s = C_1 + \frac{d\mu}{dT} C_2 , \tag{5}$$

где

$$C_1 = g_0 \sum_n \int_{(E_n - \mu)/2T}^{\infty} \frac{x(\mu + 2xT)}{\cosh\left(x\right)^2} dx \tag{6}$$

$$C_2 = \frac{g_0}{2} \sum_n \int_{(E_n - \mu)/2T}^{\infty} \frac{\mu + 2xT}{\cosh\left(x\right)^2} dx . \tag{7}$$

Здесь $x = (E - \mu)/2T$. Производную по температуре от химического потенциала $d\mu/dT = -B/A$ можно найти из условия постоянства числа частиц (2), где

$$B = \sum_n \left[\ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu - E_n}{T}\right)\right) + \frac{E_n - \mu}{T\left(\exp\left(\frac{E_n-\mu}{T}\right)+1\right)} \right], \tag{8}$$

$$A = \sum_n \frac{1}{\exp\left(\frac{E_n-\mu}{T}\right)+1}. \tag{9}$$

В приближении одной минизоны и при низких температурах выражение для теплоемкости имеет вид [6, 7]

$$C_s = g_0 \frac{\pi^2}{3} T . \tag{10}$$

III. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При не слишком низких температурах зависимость теплоемкости от химического потенциала можно получить лишь численным путем на основе соотношений (5)-(9). Явный вид спектра электрона в гетероструктурной квантовой яме E_n можно определить, решая квантовомеханическую задачу. В дальнейшем при численных расчетах воспользуемся его простой аппроксимацией $E_n = E_1 n^2$, (n = 1,2,3…).

Сначала рассмотрим зависимости плотности состояний $g_s(\mu)$ и производной $d\mu/dT$ от химического потенциала μ. Результаты численного моделирования этих величин по формулам (3), (8) и (9) при E_1 = 0.05 eV и n = 1, 2, 3 показаны на рис. 1.

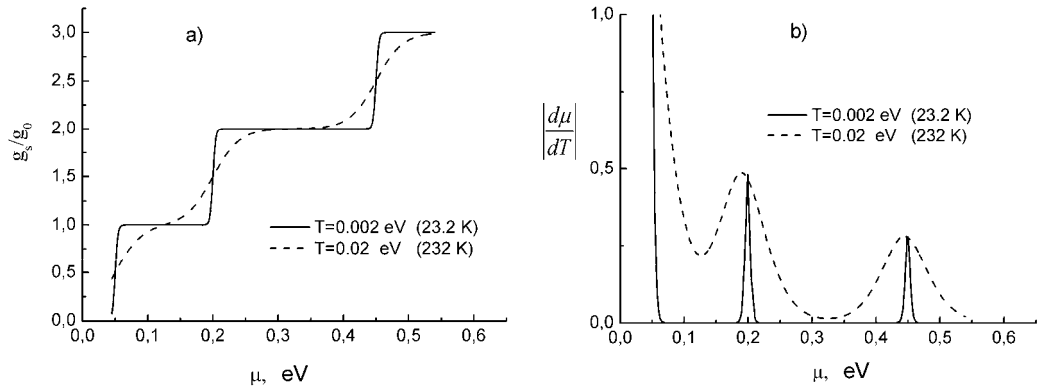


Рис. 1. Зависимости a) плотности состояний $g_s(\mu)/g_0$ и b) производной $|d\mu/dT|$ от химического потенциала при E_1 = 0.05 eV и разных температурах: T = 0.002 eV (23.2 K) – сплошные линии, T = 0.02 eV (232 K) – штриховые линии.

Природа зависимости $g_s(\mu)$ хорошо известна [2]. Согласно (3), общая плотность состояний равна сумме плотностей состояний последовательно расположенных перекрывающихся минизон. Резкие скачки наблюдаются при достаточно низких температурах, когда химический потенциал пересекает дно минизоны. С ростом температуры резкие ступенчатые изменения $g_s(\mu)$ превращаются в более гладкие зависимости (штриховая линия на рис. 1*a*). Как

видно из соотношений (3), это обусловлено разглаживанием ступеньки Ферми-Дирака вблизи $E \sim \mu$ при росте температуры.

Природа зависимости $d\mu/dT$ от химического потенциала подробно изучена в работе [8]. Как видно из графика на рис. 1*b* (сплошная линия), при достаточно низких температурах в точке резонанса $\mu=E_n$ величина $d\mu/dT$ имеет резкие пики. Высота этих пиков зависит от номера квантового уровня N и не зависит от температуры и эффективной массы. Высота пиков уменьшается с ростом номера квантового уровня N. С ростом температуры ширина этих пиков растет (штриховая линия на рис. 1*b*). Внутри минизоны $E_{N-1} < \mu < E_N$, где плотность состояний постоянна (при $T \to 0$), производная $d\mu/dT$ экспоненциально мала.

Рассмотрим теперь зависимости теплоемкости от химического потенциала $C_s(\mu)$ при разных фиксированных температурах. Для сравнительного анализа зависимости $g_s(\mu)/g_0$ удобно задавать теплоемкости в единицах (10). Результаты численных расчетов на основе соотношений (5)-(9) при E_1 = 0.05 eV и n = 1, 2, 3 показаны на рис. 2.

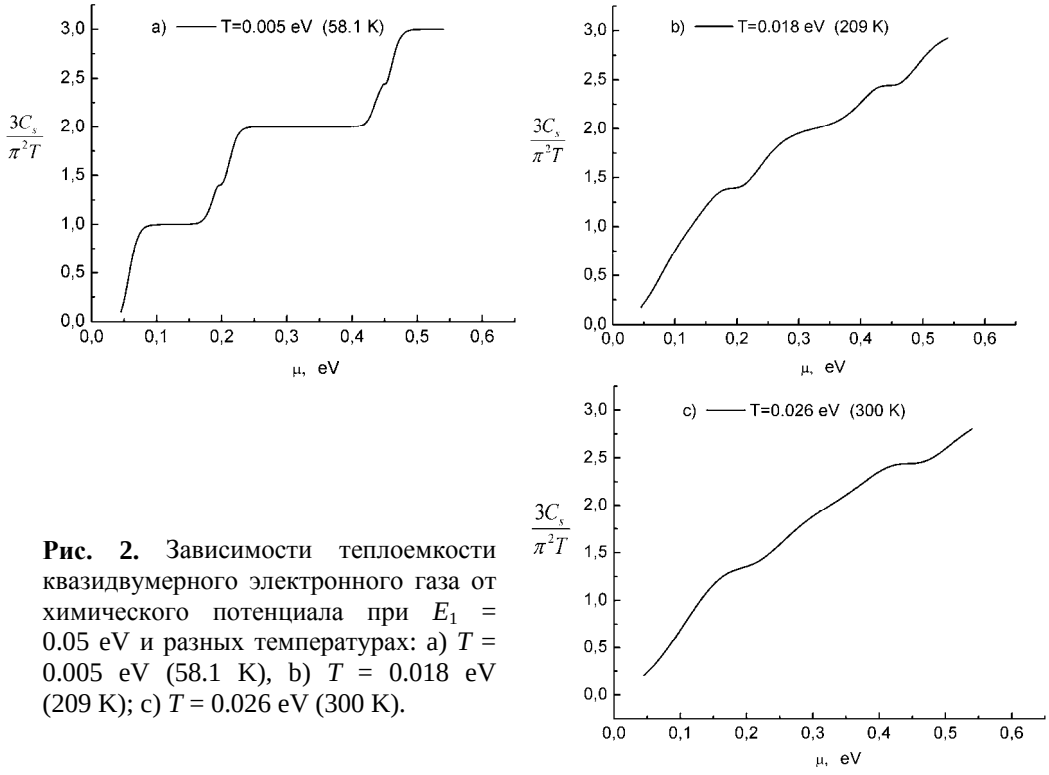


Рис. 2. Зависимости теплоемкости квазидвумерного электронного газа от химического потенциала при E_1 = 0.05 eV и разных температурах: a) T = 0.005 eV (58.1 K), b) T = 0.018 eV (209 K); c) T = 0.026 eV (300 K).

Согласно рис. 2*a*, при достаточно низких температурах, теплоемкость изменяется скачкообразно, т.е. практически повторяет зависимость плотности состояний (см. рис. 1*a*). Ширина пиков производной $d\mu/dT$ в точке резонанса мала ($\sim T$) и на графике не заметна.

С ростом температуры ширина этих ступенек растет, что более заметно проявляется в графике рис. 2*b*). Отметим, что с ростом температуры одновременно происходит размытие ступенек. Согласно рис. 2*c*, при температуре T=300 K

основные ступеньки практически размыты, а следы дополнительных ступенек ещё заметны.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты анализа теплоемкости квазидвумерного идеального газа на основе простой модели. В расчетах не учтены многие факторы, такие как процесс рассеяния, межэлектронное взаимодействие и.т.п., которые могут существенно влиять на полученные результаты. Несмотря на это в работе найдено, что в простой модели квазидвумерного идеального газа в зависимости теплоемкости от химического потенциала, кроме основных лестницеподобных ступенек, которые связаны с особенностями изменения плотности состояний, существует ещё дополнительные ступеньки, обусловленные отрицательными пиками величины $d\mu/dT$ в точках резонанса. Ширина дополнительных ступенек растет с температурой. С ростом температуры основные ступеньки практически размываются, от дополнительных ступенек ещё остаются заметные следы.

Такие особенности поведения теплоемкости, полученные на основе простой модели, служат как тест при рассмотрении более реалистических моделей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем (Мир, Москва, 1985).
2. А.Я. Шик, Л.Г. Бакуева, С.Ф. Мусихин, С.А. Рыков. Физика низкоразмерных систем. Под ред. А.Я. Шика (С-Петербург, Наука, 2001).
3. W. Zawadzki, Springer Series in Solid State Sciences **53**, 79 (1984).
4. D. Vagner, HIT Journal of Science and Engineering A **3**, 102 (2006).
5. A.C.A. Ramos, G.A. Farias, N.S. Almeida, Physic E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures **43**, 1878 (2011).
6. В.М. Гохфельд, Физика низких температур **31**, 769 (2005).
7. Н.В. Глейзер, А.М. Ермолаев, Г.И. Рашба, М.А. Соляник, Вісник ХНУ № 962, серія Фізика **15**, 15 (2011).
8. A.A. Varlamov, A.V. Kavokin, and Y.M. Galperin, Phys. Rev. B **93**, 155404 (2016).
9. И.В. Кукушкин, С.В. Мешков, В.Ф. Тимофеев, УФН **155**, вып. 2, 219 (1988).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№6) 2018 PP.350-354

ТОК УВЛЕЧЕНИЯ ФОТОНАМИ В ТЕЛЛУРЕ ДЫРОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Р.Я. Расулов, В.Р. Расулов, И. Эшболтаев, Н. Мамадалиева

Ферганский государственный университет, Фергана, Узбекистан
(Получена 13.07.2018)

Коваг ўтказувчанликли теллурда фотонли эргаштириш токининг спектрал ва температуравий боғланишлари ҳисобланган. Бу ҳолда фотон импульси энергия ва импульс сақланиш қонунларида эътиборга олинган. Ҳисоблашлар коваглар импульсининг релаксация вақти яқинлашишида олиб борилган.

Рассчитана спектральная и температурная зависимость тока фотонного увлечения в теллуре дырочной проводимости. Импульс фотона учтен как в законе сохранения энергии, так и в законе сохранения импульса. Расчет фототока проведен в приближении времени релаксации импульса дырок.

The spectral and temperature dependences of the current of the photon drag effect in the tellurium of hole conduction are calculated. In this case, the momentum of the photon is taken into account both in the law of conservation of energy and in the law of momentum conservation. The calculation of the photocurrent was carried out in the approximation of the hole momentum relaxation time.

Эффект увлечения фотонами (ЭУФ) в теллуре, обусловленный передачей импульса фотона к электронной подсистеме, экспериментально был обнаружен в [1, 2]. Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов [3, 4] проведена в [5]. В сферически симметричном зонном приближении в [6] рассмотрены как квадратичные, так и линейные по волновому вектору ($\vec{k}$) вклады в эффективный гамильтониан дырок. Как указывалось в [7], учет зависимости квадрата матричного элемента оптического перехода от $\vec{q}$ приводит к дополнительному вкладу в ток ЭУФ.

Разлагая в ряд плотности тока ЭУФ ($\vec{j}$), пропорционального интенсивности света, по вектору поляризации и по волновому вектору фотона ($\vec{q}$), имеем следующее сотношение [8, 9]:

$$j_\alpha = I\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}e_\beta e_\gamma^* q_\delta , \qquad (1)$$

где I – интенсивность, $\vec{e}$ – вектор поляризации света, $\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$ – тензор ЭУФ, $\alpha,\beta,\gamma,\delta = x,y,z.$

В дальнейшем рассмотрим теорию линейного ЭУФ, возникающего в однородных кристаллах при их освещении линейно поляризованным светом. Тогда $\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$ вещественнен и имеет ненулевые компоненты в кристаллах произвольной симметрии. Поэтому ЭФУ возникает в средах как с центром симметрии, так и без центра инверсии. Например, в теллуре при распространении линейно поляризованного света вдоль главной оси ($C_3 \| z$) генерируется ток ЭУФ как вдоль главной оси кристалла, так и в поперечном к C_3 направлении

$$j_z = I\sigma_{zzxx}q_z, \quad j_x = I\sigma_{xzxy}q_z \sin 2\theta', \quad j_y = I\sigma_{xzxy}q_z \cos 2\theta'. \tag{1'}$$

Здесь θ' – угол между плоскостью поляризации света и осью вращения второго порядка, направленного по оси *x*.

В микроскопической теории выражение для тока ЭУФ в приближении времени релаксации имеет вид

$$\vec{j} = -e\sum_{n\vec{k}} \vec{v}_{n\vec{k}} f_{n\vec{k}}^{(\alpha,s)}, \tag{2}$$

где $\vec{v}$ – оператор скорости, e – элементарный заряд, $f_{n\vec{k}}^{(\alpha,s)}$ – асимметричная (неравновесная) часть функции распределения дырок в зоне *n*. В дальнейшем расчет проводим в приближении времени релаксации $\tau_{n\vec{k}}$ и учитываем диаграммы Келдыша , где волнистая линия – фотон, сплошная – дырка.

Наряду с учетом зависимости вероятности оптического перехода от импульса фотона (как в законе сохранения энергии, так в законе сохранения импульса), учитываем и следующий вклад в ток ЭУФ, связанный с зависимостью вектора напряженности магнитного поля ($\vec{H}$) электромагнитной волны от $\vec{q}$

$$\vec{H} = iA(\vec{q}\times\vec{e}). \tag{3}$$

Здесь $\vec{A} = \vec{e}Ae^{i\vec{q}\vec{r}}$ – вектор-потенциал световой волны. Тогда имеем дополнительную слагаемую в эффективном гамильтониане дырок H [10]

$$H` = \frac{eA}{c\hbar}\frac{\hbar^2}{2m_0} ig(\hat{\vec{\sigma}}(\vec{q}\times\vec{e})) = i\mu_0 g(\vec{H}\hat{\vec{\sigma}}), \tag{4}$$

где g – фактор дырок, $\mu_0 = e\hbar/2m_0c$ – магнетон Бора, $\hat{\sigma}_\alpha$ – матрицы Паули. Далее имеем следующие полезные для дальнейших расчетов соотношения

$$\langle l|H`|l`\rangle = H`_{ll`} = i\frac{eA}{c\hbar} gq\left[e_{y'}(\eta\cos\theta - \sqrt{1-\eta^2}\sin\theta) + (-1)^{l`}(e_{x'}\cos\theta + e_{z'}\sin\theta)\right], \tag{5}$$

$$H`_{ll} = (-1)^l i\frac{eA}{c\hbar} g\frac{\hbar^2}{2m_0} qe_{y'}(\sqrt{1-\eta^2}\cos\theta + \eta\sin\theta), \tag{6}$$

где

$\eta = \beta_V k_z(\Delta_2^2 + \beta_V^2 k_z^2)^{-1/2}$, $\vec{e}` = \{\cos\theta\cos\varphi, -\sin\varphi, \sin\theta\sin\varphi\}$, $\vec{q}` = q\{-\sin\theta, 0, \cos\theta\}$,

β_V – зонный параметр теллура, $2\Delta_2$ – энергетический зазор в точке *M* зоны Бриллюэна. Тогда квадрат матричного элемента межзонного оптического перехода, зависящего (линейного) от $\vec{q}$, запишем как

$$\begin{aligned}\left|M_{2,\vec{k}+\vec{q};1\vec{k}}\right|^2 = \left(\frac{eA}{c\hbar}\right)^2 \{&2\eta`\beta_V q\left[ e_{z`}Q_{z`}(\beta_V\sqrt{1-\eta`^2} - 2Ak_{z`}\right] + \\ &+\frac{\hbar^2}{2m_0}\left[\cos\theta e_{x`}e_{z`} + e_{z`}^2\sin\theta + i(\vec{e}\times\vec{e}`)_{x`}\left(\eta`\cos\theta - \sqrt{1-\eta`^2}\sin\theta\right)\right]\},\end{aligned} \tag{7}$$

где

$$\eta` = \eta(k_z \to k_{z`}), \quad Q_{z`} = \frac{(1-\eta`^2)^{-1/2}}{2}\frac{\partial\eta`}{\partial k_{z`}}, \quad A = \frac{A_1 + A_2}{2}(l \neq l` = 1,2), \quad A_{1,2} = \frac{\hbar^2}{2m_{1,2}},$$

$m'_{1,2}$ – эффективная масса дырок. Из (7) видно, что после углового интегрирования величина, пропорциональная $k_{z`}\left|M_{2,\vec{k}+\vec{q};1\vec{k}}\right|^2$, обращается в ноль, т.е. в Te не возникает этот дополнительный вклад в линейный ЭУФ, обусловленный невертикальными оптическими переходами, а может возникать только циркулярный ЭУФ [11], и этот вклад в Te исчезает в случае $\beta_V k_z << \Delta_2$. Тогда в сферическом приближении в энергетическом спектре дырок $E_{l\vec{k}} = (-1)^l \Delta_2 + A_l k^2$ продольный ток ЭУФ в Te (без учета *g*-фактора дырок) определяется как

$$j_z = \sum_{l=1,2} (-1)^l I \frac{2e}{5} \frac{K_\parallel}{\hbar\omega} \frac{\hbar q}{m_l^*} \frac{A_l}{A_2 - A_1} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \ln \tau_l(E_l^0)}{\partial \ln E_l^0} - \frac{A_l}{A_2 - A_1} \frac{\hbar\omega - 2\Delta_2}{k_B T} \right) \right], \tag{8}$$

где

$$K_\parallel = K(\vec{e} \| C_3) = \eta_0 \frac{e^2 k_\omega^2 \beta_V^2 f_{1k_\omega} (1 - \exp(-\hbar\omega / k_B T)}{3cn_\omega \hbar^2 \omega (A_2 - A_1)} \tag{9}$$

– коэффициент поглощения света в Te при оптическом переходе дырок между подзонами m'_1 и m'_2,

$$E_l^0 = E_l\left(k = k_\omega\right), \quad k_\omega^2 = \left(\hbar\omega - 2\Delta_2\right) \times \left(A_2 - A_1\right)^{-1}, \quad \eta_0^2 = 4\beta_V^2 k_\omega^2 / \hbar^2\omega^2,$$

$$f_{1k_\omega} = \exp(\mu / k_B T) \exp((\Delta_2 - A_1 k_\omega^2) / k_B T), \quad \tilde{k}_\omega^2 = \frac{\sqrt{\left(A_2 - A_1\right)^2 k_\omega^4 + 4k_\omega^2 \left(A_2 - A_1\right)\Delta_2}}{4\beta_V^2}.$$

Для полноты задачи ниже приведем выражение для коэффициента межподзонного поглощения света при учете "горба" подзоны *m*` валентной зоны в теллуре, т.е.

$$E_{l\vec{k}} = A_\parallel k_z^2 + A_\perp \left(k_x^2 + k_y^2\right) + \left(-1\right)^l \sqrt{\Delta_2^2 + \beta_V^2 k_z^2} \tag{10}$$

при $\vec{e} \| C_3$ в виде

$$K(\omega, T) = \frac{e^2}{2\pi n_\omega c\hbar} \frac{k_B T}{\hbar\omega} \frac{\beta_V^2 k_0}{A_\perp} \exp\left\{ \frac{\mu + \frac{\hbar\omega}{2} - A_\parallel k_0^2 + \Delta_2}{k_B T} \right\} \tag{11}$$

где $A_\parallel = \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel,\perp}}$, $k_0 = \frac{\sqrt{\left(\hbar\omega\right)^2 - 4\Delta_2^2}}{2\beta_V}$, $m_\parallel$ и $m_\perp$ – продольная и поперечная эффективные массы дырок.

На рис. 1 и 2 представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения линейно поляризованного излучения $\left(K' / K_0\right)$ в Te для двух температур, где выбраны следующие значения зонных параметров: Δ_2 = 63.15 meV, $A_\perp$ = 0.326×10^{-14} eV·sm^{-2}, $A_{||}$ = 0.363×10^{-14} eV·sm^{-2}, β_V^2 = 0.6×10^{-15} eV^2·sm^{-2}, $K_0 = \beta_V \exp(\mu/k_B T)\left(2A_\perp 274\pi n_\omega\right)^{-1}$.

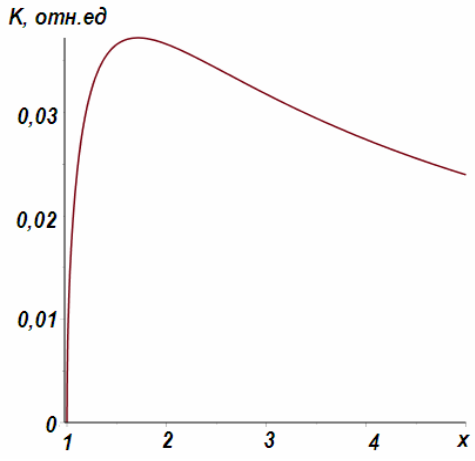


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента поглощения света в *p*-Te при $k_BT/2\Delta_2 = 0,2$, где $x = \hbar\omega/k_BT$. Значения зонных параметров приведены в тексте.

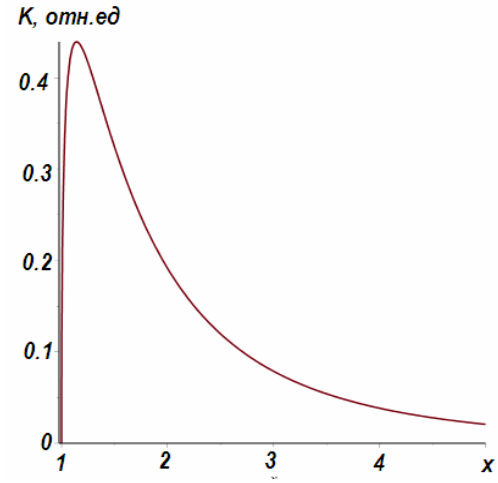


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения света в *p*-Te при $k_BT/2\Delta_2 = 2$, где $x = \hbar\omega/2k_BT$. Значения зонных параметров приведены в тексте.

Из рис. 1 и 2 видно, что с ростом температуры экстремальное значение коэффициента поглощеения света в *p*-Te уменьшается более чем на два порядка, и смещается в сторону меньших частот.

В приближении (10) вклад в ЭУФ за счет учета (6) описывается тензором (при $\vec{e} \| C_3$)

$$\sigma^{(l)}_{yyzx} = (-1)^l \frac{16\pi e I}{\hbar\omega} K \frac{\delta k_B T \Delta_2 \hbar\omega g \tau_{lk_0} \hbar}{m_0 \beta_V^2 \left[(\hbar\omega)^2 - 4\Delta_2^2 \right]}.$$

где δ – зонный параметр Te.

Из последнего видно, что вклад в ЭУФ в *p*-Te, возникающий за счет учета *g*-фактора, увеличивается с ростом температуры, количественное значение которого зависит от значения δ и *g*-фактора.

Расчеты показывают, что экстремальное значение теоретической спектральной зависимости тока ЭУФ в 1.2 раза меньше экспериментальной. Это, по-видимому, связано с пренебрежением анизотропии в энергетическом спектре электронов. Естественно, в этом случае спектральная и температурная зависимости тока ЭУФ надо рассчитывать численно. Этот случай требует отдельного рассмотрения.

Данная работа частично финансирована проектом ОТ-Ф2-66.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Dember, Phys. Zs. **32**, №14, 554 (1931).
2. А.В. Иоффе, А.Ф. Иоффе, ЖЭТФ **5**, №2, 111 (1935).
3. Э.З. Имамов, ФТП **6**, №5, 1012 (1972); А.А. Гринберг, Е.Д. Беларусец, Э.В. Имамов, ФТП **5**, №12, 2010 (1971).
4. G. Ribakovs, A.A. Gundjian, J. Phys.C **48**, №11, 4601 (1977).
5. J. Auth et al., Proc. XII International Conference, Phys. Semic., 1252 (1974).

6. G. Ribakovs, A.A. Gundjian, J. Phys.C **48**, №11, 4609 (1977).
7. D. Genzov, E. Normantas, Phys. St. Sol.(b) **77** 667 (1976).
8. Э. Нормантас, ФТП **16**, №4, 630 (1982); Э. Нормантас, Д. Генцов, М. Мокер, ФТП **16**, №12, 2222 (1982).
9. А.В. Андрианов. Поляризационнные оптические явления в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Автореф. на соиск. докт. физ.-мат.наук (С.-Петербург, 2007).
10. Ф.Т. Васько, ФТП **18**, №1, 86 (1984).
11. В.И. Белиничер, ФТТ **23**, №11, 3463 (1981).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№6) 2018 PP.355-358

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ ТУГОПЛАВКИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Ш.Х. Далиев

Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана, Ташкент, Узбекистан
dalievshkh@yandex.ru
(Получена 18.06.2018)

Цирконий ва гафний киришмаларининг кремний хусусиятларига таъсири тадқиқ қилинган ва легирланган кремнийнинг фотосезгирлигини оширишдаги роли аниқланган. Цирконий ёки гафний билан легирланган кремнийли структуралар уй ҳароратида 3–5 мкм спектр соҳасининг максимум қиймати $\lambda_{Si<Zr>}$=4.1 мкм да фотосезгирликка эга эканлиги аниқланган.

Исследовано влияние примесей циркония и гафния на свойства кремния и определена их роль в повышении фоточувствительности легированного кремния. Показано, что структуры на основе кремния, легированного как цирконием, так и гафнием, обладают фоточувствительностью в области спектра 3–5 мкм с максимумом $\lambda_{Si<Zr>}$= 4.1 мкм при комнатной температуре.

The influence of zirconium and hafnium impurities on the properties of silicon has been investigated and their role in enhancing the photosensitivity of doped silicon has been defined. It is shown that structures based on silicon doped by zirconium and hafnium, possess photosensibilities in the range of 3–5 microns with a maximum $\lambda_{Si<Zr>}$= 4.1 microns at room temperature.

В настоящее время наиболее эффективными с энергетической точки зрения устройствами для превращения солнечной энергии в электрическую являются полупроводниковые фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) [1]. Преобразование энергии в ФЭП основано на фотовольтаическом эффекте, который возникает в неоднородных полупроводниковых структурах при воздействии на них солнечного излучения. Неоднородность структуры ФЭП может быть получена легированием одного и того же полупроводника различными примесями (создание *p*- *n*-переходов) или путём соединения различных полупроводников с неодинаковой шириной запрещённой зоны (создание гетеропереходов). Эффективность преобразования зависит от электрофизических характеристик неоднородной полупроводниковой структуры, а также оптических свойств ФЭП.

Монокристаллический кремний является одним из основных материалов солнечной энергетики, бурное развитие которой и обуславливает требования, предъявляемые к полупроводниковым материалам [2]. Качественное повышение эффективности фотопреобразования кремниевых солнечных элементов требует существенного повышения совершенства структуры кристаллов. Это обусловлено тем, что характерной особенностью полупроводниковых материалов является резкая зависимость их основных электрофизических свойств не только от содержания посторонних примесей, но и от степени совершенства кристаллического строения.

Целью данной работы является исследование влияния примесей тугоплавких элементов (циркония и гафния) на электрофизические свойства Si и определение их роли в повышении фоточувствительности легированного кремния. Исследования проводили методами нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и фотоемкости (ФЕ). Технология изготовления барьеров Шоттки и омических контактов, методика измерения и обработки спектров DLTS изложены в [3].

Легирование кремния примесями циркония и гафния проводили диффузионным методом в вакууме из напыленного слоя Zr и Hf особой чистоты в интервале температур 1000–1250°C в течение 1–50 часов. Охлаждение образцов после диффузии примесей проводили различными путями. В качестве контрольных использовали образцы *n*- и *p*-Si, термообработанные при той же температуре и времени, что и введение циркония и гафния в Si.

Результаты измерений показали, что во всех образцах *n*-Si после легирования цирконием или гафнием наблюдается увеличение величины удельного сопротивления. В образцах же *p*-Si значения удельного сопротивления остаются практически неизменными.

Из измерений спектров DLTS и ФЕ образцов Si, диффузионно-легированных цирконием или гафнием, а также контрольных образцов, подвергнутых термообработке (без примеси Zr или Hf), определяли энергетический спектр образуемых глубоких уровней (ГУ). Для проведения измерений спектров ФЕ и DLTS исследуемых образцов изготавливали диодные структуры по известной методике [4]. Измерения и обработка спектров также детально описаны в работах [5, 6].

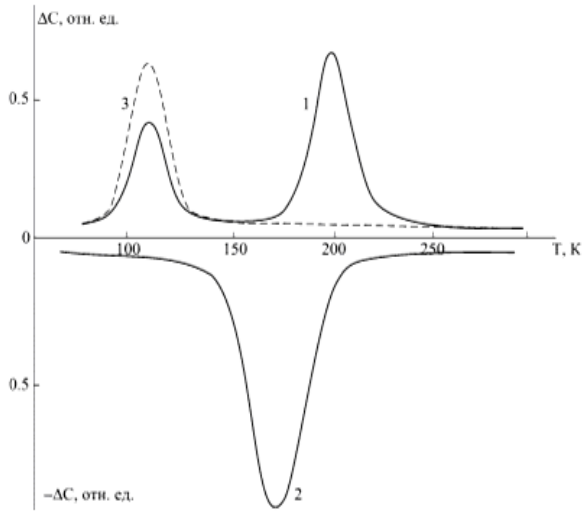


Рис. 1. Спектры DLTS образцов *n*-Si и *p*-Si, легированных Zr при 1000°C и 1250°C.

На рис. 1 приведены спектры DLTS образцов *n*-Si и *p*-Si, легированных цирконием при 1000°C и 1250°C с последующим быстрым охлаждением. Из анализа измеренных спектров DLTS образцов *n*-Si<Zr> и *p*-Si<Zr> следует, что диффузионное введение Zr в Si приводит к образованию трех глубоких уровней с фиксированными энергиями ионизации E_c–0.22 эВ, E_c–0.42 эВ и E_v+0.30 эВ, причем превалируют последние два ГУ.

Обнаружено, что эффективность образования глубоких центров, связанных с атомами циркония увеличивается с увеличением температуры диффузии $T_{диф}$ и скорости охлаждения после диффузии $\upsilon_{охл}$: чем больше $T_{диф}$ и $\upsilon_{охл}$, тем больше концентрация глубоких уровней циркония

Измерения спектров CC-DLTS в диодах Шоттки на основе *n*-Si<Hf> показали, что во всех образцах наблюдается перезарядка двух глубоких уровней в верхней половине запрещенной зоны кремния с энергиями ионизации E_c–0.22 эВ и E_c–0.28 эВ. Сканирование всей ширины запрещенной зоны на этих же образцах с помощью фотоемкости показало, что в спектрах индуцированной фотоемкости наблюдается перезарядка вблизи $h\nu \approx 0.35$ эВ. Эти результаты также были подтверждены измерениями спектров CC-DLTS. Сопоставление спектров CC-DLTS и ФЕ образцов кремния, легированных гафнием, и контрольных термообработанных образцов показало, что атомы гафния при его диффузионном введении в кремний образуют два глубоких уровня с энергиями ионизации E_c–0.28 eV и E_v+0.35 eV.

Анализ спектров DLTS и ФЕ в контрольных термообработанных образцах *n*-Si (рис. 1, кривая 3) показал, что в них наблюдается лишь уровень с энергией ионизации E_c–0.22 эВ, причем его концентрация на порядок выше, чем в образцах, легированных цирконием или гафнием. Сопоставление данных показывает, что наличие атомов Zr или Hf в объеме Si приводит к уменьшению концентрации ГУ E_c–0.23 эВ, обусловленного термообработкой, т.е. приводит к снижению эффективности термического дефектообразования в кремнии.

Результаты измерений спектров фотопроводимости показали, что исследуемые структуры на основе кремния, легированного цирконием (рис. 2, кр. 1) и гафнием (рис. 2, кр. 2), обладают фоточувствительностью в области спектра 3–5 мкм с максимумом $\lambda_{Si<Zr>}$= 4.1 мкм при комнатной температуре. На основе этих структур нами были изготовлены лабораторные образцы фотопреобразователей, обладающих повышенной термической стабильностью и воспроизводимостью фотоэлектрических параметров по сравнению с аналогичными структурами на основе Si.

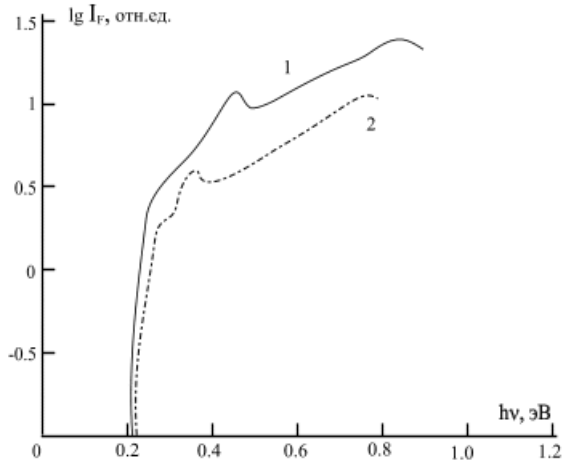


Рис. 2. Нормированные на постоянный поток квантов спектры ФП в *n*-Si<Zr> (1) и *n*-Si<Hf> (2).

Были проведены эксперименты по профилированию распределения примесей циркония и гафния по объему кремния методом сканирования спектров DLTS по толщине образцов и методом послойного стравливания Si. В результате проведенных исследований установлено, что примеси как Zr, так и Hf распределены по объему кремния равномерно, без образования каких-либо скоплений. Отсюда можно сделать вывод, что в фотопреобразователях на основе Si, легированного как Zr, так и Hf, отсутствует неравномерная фотогенерация, приводящая к нестабильности параметров кремниевых ФЭП.

Таким образом, анализируя полученные результаты можно сделать следующие выводы: на основе кремния, легированного как цирконием, так и гафнием, возможно создать фотопреобразователи, обладающие фоточувствительностью в области спектра 3–5 мкм с максимумом $\lambda_{Si<Zr>}$=4.1 мкм при комнатной температуре. Отметим, что полученные структуры имеют повышенную термостабильность, равномерную фотогенерацию и воспроизводимость фотоэлектрических параметров.

Работа выполнена в рамках гранта А-3-116+А-4-30 Агентства по науке и технологиям при Кабинете Министров РУз.

ЛИТЕРАТУРА:

1. А. Фаренбрух, Р. Бьюб. Солнечные элементы. Теория и эксперимент (Москва, Мир, 1987).
2. М.М. Колтун. Солнечные элементы (Москва, Наука, 1987).
3. К.П. Абдурахманов, А.А. Лебедев, Б.А. Котов, Й. Крейсль, Ш.Б. Утамурадова, ФТП **19**(2), 349 (1985).
4. Л.С. Берман, А.А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках (Ленинград, Наука, 1981).
5. Ш.Х. Далиев. Автореф. докт. дисс. (Ташкент, 2017).
6. Х.С. Далиев, Ш.Б. Утамурадова, Э.К. Каландаров, Ш.Х. Далиев, Письма в ЖТФ **32**(11), 11 (2006).

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№6) 2018 PP.359-364

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ НАКАЧКИ СОЛНЕЧНОГО ЛАЗЕРА НА ПАРАБОЛИЧЕСКОМ КОНЦЕНТРАТОРЕ ОТ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ

С.А. Бахрамов, Ф.Ф. Шайимов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, 100125, ул. Дурмон йули, 33, Ташкент, Узбекистан; fayzullo.sh@mail.ru

(Получена 11.04.2018)

Қуёш лазерлари дамлаш самарадорлигининг параболик концентраторнинг қамраш бурчаги, иккиламчи концентратор ўлчамлари ва актив элементнинг узунлигига боғлиқлигини аниқлаш бўйича сонли тажриба ўтказилди. Моделда ютилган қувват, гавжумликлар инверсияси тақсимотини ҳисоблаш учун ва дамлаш самарадорлигини аниқлаш бўйича Монте Карло статистик методи ва нурларни пайига тушиш методи қўлланилди. Параболик концентратордаги қуёш лазерининг дамлаш самарадорлиги система параметрлари ва геометрик формасига боғлиқлиги кўрсатилди.

Проведены численные эксперименты по определению зависимостей эффективности накачки солнечных лазеров от угла раскрытия параболического концентратора, размеров вторичного концентратора и длины активного элемента. В модели для проведения расчетов поглощенной мощности, распределения инверсии населенности и для определения эффективности накачки использовали статистический метод Монте-Карло и метод прослеживания лучей. Показано, что эффективность накачки солнечного лазера на параболических концентраторах зависит от параметров и геометрических форм системы.

Numerical experiments have been carried out to determine the dependence of pumping efficiency of the solar laser on the rim angle of a parabolic concentrator, dimensions of the secondary concentrator, and length of the active element. In the model, the statistical Monte Carlo and ray tracing methods were used to calculate the absorbed power, the population inversion distribution, and to determine the pumping efficiency. It is shown that the pumping efficiency of the solar laser on parabolic concentrators depends on the parameters and geometric shapes of the system.

I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время исследованию лазеров с солнечной накачкой на малогабаритных параболических концентраторах уделяется особое внимание, так как преобразование солнечной энергии в энергию лазерного излучения является одной из актуальных задач в области использования возобновляемых источников энергии и представляет большой интерес не только потому, что оно является дополнительной возможностью для эффективного использования экологически чистой энергии, но и является серьезной альтернативой. Лазеры с солнечной накачкой имеют огромный потенциал для многих приложений, например, в высокотемпературной обработке материалов, лазерной коммуникации в свободном пространстве, беспроводной передаче энергии на землю из космоса, получении топливных материалов и так далее [1-9]. На сегодняшний день предложено довольно много схем для солнечных лазеров [10-16]. Особый интерес представляют собой лазеры на малогабаритных параболических концентраторах. Это связано с их компактностью, удобством эксплуатации, широкой распространенностью

малогабаритных концентраторов и т.д. В солнечных лазерах для увеличения эффективности накачки и обеспечения однородности накачки, как правило, используются вторичные концентраторы различной формы. Известно, что в таких лазерных системах геометрия и размеры составных частей и оптимальные соотношения между ними существенно влияют на значения эффективности накачки. При разработке солнечных лазеров на малогабаритных концентраторах необходимо учитывать размеры, форму вторичных концентраторов и такие параметры концентраторов, как, например, угол раскрытия, степень концентрации и т.д. Однако такие данные в настоящее время практически отсутствуют. В связи с этим поиск оптимальных вариантов конструкции лазерных систем с геометрическими особенностями на малогабаритных концентраторах и разработка программного обеспечения, позволяющего определить оптимальные параметры, являются актуальной задачей.

Настоящая работа посвящена исследованию зависимостей эффективности накачки от параметров лазерной системы и, на основании результатов этих исследований, определению оптимальных соотношений между различными параметрами узлов солнечных лазеров на параболических концентраторах.

Рассмотрена схема солнечного лазера на параболическом концентраторе при поперечной накачке, которая считается одной из предпочтительных схем накачки для применения в солнечных лазерах на параболических концентраторах.

В параболических концентраторах диаметр фокуса зависит от угла раскрытия. Изменяя диаметр фокуса, можно получить высокие концентрации солнечного излучения, направляемого в активную среду, чтобы достичь порога генерации. Поэтому проведены численные эксперименты по определению зависимости эффективности накачки от угла раскрытия параболического концентратора, размеров вторичного концентратора и от длины активного элемента.

II. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В модели для расчетов поглощенной мощности, распределения инверсии населенности и определения эффективности накачки применяли статистический метод Монте-Карло и метод прослеживания лучей [16, 17].

Для описания параболического концентратора использовано следующее общеизвестное уравнение:

$$y^2 + z^2 = 2px, \tag{1}$$

где p – параметр параболического концентратора.

Для численных экспериментов рассмотрены параболические концентраторы с радиусами 0.25 м, 0.5 м, 0.75 м, 1.0 м, 1.25 м, 1.5 м, 1.75 м и 2.0 м с разными углами раскрытия.

Вторичный концентратор имеет прямоугольную форму и для его описания использовали следующие уравнения для плоскостей с заданными значениями границ:

$$x = -0.3 \text{ см}, -0.5 \text{ см} \le y \le 0.5 \text{ см}, -0.35 \text{ см} \le z \le 0.35 \text{ см}, \tag{2.1}$$

$$y = -0.5 \text{ см}, -0.3 \text{ см} \le x \le 0.3 \text{ см}, -0.35 \text{ см} \le z \le 0.35 \text{ см}, \tag{2.2}$$

$$y = 0.5 \text{ см}, -0.3 \text{ см} \le x \le 0.3 \text{ см}, -0.35 \text{ см} \le z \le 0.35 \text{ см}, \tag{2.3}$$

$$z = 0.35 \text{ см}, -0.3 \text{ см} \le x \le 0.3 \text{ см}, -0.5 \text{ см} \le y \le 0.5 \text{ см}, \tag{2.4}$$

$$z = -0.35 \text{ см}, -0.3 \text{ см} \le x \le 0.3 \text{ см}, -0.5 \text{ см} \le y \le 0.5 \text{ см}. \quad (2.5)$$

При необходимости используемые границы этих плоскостей меняли. Исходные внутренние размеры прямоугольного вторичного концентратора были 6 мм×10 мм×7 мм.

В качестве активной среды рассматривалась неодим-содержащая жидкостная активная среда оксихлорид фосфора ($POCl_3$-$SnCl_4$-Nd^{3+}), которая обладает следующими основными преимуществами:

– возможностью создания активных элементов любой формы и размеров;

– возможностью использования самой активной жидкости для охлаждения лазера посредством её циркуляции;

– относительно низким коэффициентом поглощения на длине волны генерации 1052 нм.

Предполагалось, что жидкостная активная среда находится в фокусе концентратора, в кварцевой трубке. В модели для описания цилиндра (кварцевой трубки) использовали следующие уравнения:

$$x^2 + z^2 = R^2, \quad (3.1)$$

$$y = \pm l/2. \quad (3.2)$$

Ширина вторичного концентратора выбрана равной длине кварцевой трубки l. На рис. 1 приведено взаимное расположение вторичного концентратора и кварцевой трубки с жидкостной активной средой.

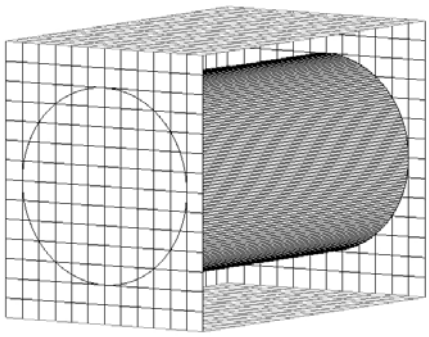


Рис. 1. Вторичный концентратор и кварцевая трубка с активной средой.

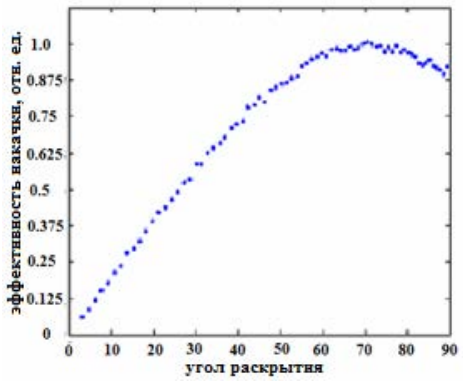


Рис. 2. Зависимость эффективности накачки солнечного лазера от угла раскрытия параболического концентратора.

Для определения оптимальных соотношений параметров узлов солнечного лазера на параболическом концентраторе численные эксперименты проводили по следующему алгоритму:

– меняя угол раскрытия, вычисляли эффективность накачки для каждого значения угла и определяли ее оптимальное значение, остальные параметры узлов лазерной системы не менялись (радиус концентратора, форма и размеры вторичного концентратора, толщина и длина активной среды);

– используя оптимальное значение угла раскрытия концентратора, полученное на первом этапе численного эксперимента, симметрично увеличивая высоту

вторичного концентратора, рассчитывали зависимость эффективности накачки от высоты вторичного концентратора, не меняя остальные параметры лазерной системы;

– симметричным увеличением длины активной среды (соответственно увеличивается ширина вторичного концентратора) получаем зависимость эффективности накачки от длины активного элемента. Для угла раскрытия параболического концентратора и высоты вторичного концентратора использовали оптимальные значения, полученные на предыдущих этапах.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 2 приведен результат первого этапа численных экспериментов для параболического концентратора с радиусом 1.5 м. Как видно, эффективность накачки существенно зависит от угла раскрытия параболического концентратора. Оптимальный угол раскрытия для данного концентратора~70°.

На рис. 3 приведена зависимость эффективности накачки от относительной высоты вторичного концентратора, определяемой как отношение высоты вторичного концентратора к диаметру фокуса. Отметим, что начальное (минимальное) значение эффективности накачки соответствует максимальному значению предыдущей зависимости. Это обусловлено тем, что в расчетах использовался результат из предыдущего этапа численного эксперимента, т.е. в качестве значения угла раскрытия берется оптимальное значение 70°. Оптимальное значение относительной высоты вторичного концентратора составляет ~0.16.

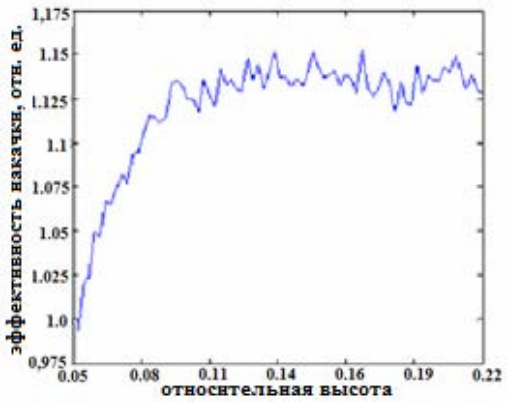


Рис. 3. Зависимость эффективности накачки от высоты вторичного прямоугольного концентратора.

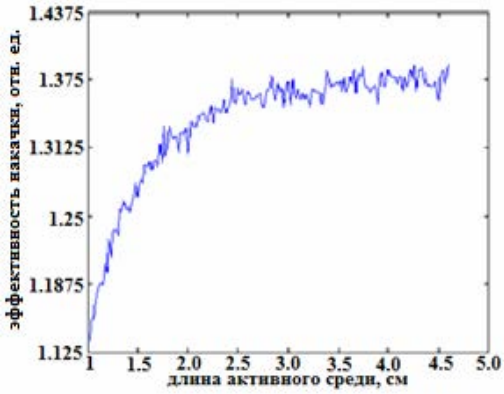


Рис. 4. Зависимость эффективности накачки от длины активного элемента.

Результат третьего этапа для данной системы солнечного лазера показан на рис. 4. Здесь также минимальному значению эффективности накачки соответствует максимальное значение эффективности накачки на предыдущем этапе численного эксперимента. Также в расчетах использованы оптимальные значения предыдущих этапов численного эксперимента. Эффективность накачки достигает наибольшей величины при длине активного элемента 3–4 см.

Таким образом, определена оптимальная связь между параметрами узлов для данной схемы солнечного лазера для достижения наибольшей эффективности накачки.

В таблице приведены результаты численных экспериментов для концентраторов с различными значениями радиуса.

Таблица. Оптимальные параметры солнечного лазера на параболических концентраторах.

Радиус концентратора, см	Оптимальный угол раскрытия концентратора	Оптимальный параметр параболического концентратора *p*, см	Оптимальное значение относительной высоты вторичного концентратора	Оптимальная длина активной среды, см	Максимальное значение эффективности накачки, %
25	32°	89.3	0.71	1.00	15.9
50	39.6°	138.9	0.39	1.3	14.6
75	48.8°	165.5	0.26	1.4	13.25
100	58.5°	178.6	0.25	1.9	12.3
125	67.2°	188.3	0.17	2.3	11.6
150	70.5°	212.3	0.16	3.5	10.9
175	75.3°	226.85	0.138	4	10.4
200	78°	253	0.11	5	9.6

Полученные результаты показывают существенную зависимость эффективности накачки от размеров и геометрических форм лазерной системы. Отметим, что с увеличением радиуса концентраторов максимальное значение эффективности накачки уменьшается. Это может быть обусловлено тем, что диаметр пятна прямо пропорционален радиусу концентратора и вследствие этого степень перекрытия концентрированного солнечного излучения активным элементом снижается.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Lando, J. Kagan, Y. Shimony, Y. Kalisky, Y. Noter, A. Yogev, S. Rotman, S. Rosenwaks, SPIE **3110**, 196 (1997).
2. A. Yogev, Nonimaging Optics **3139**, 186 (1997).
3. U. Brauch, J. Muckenschnabel, H. Opower, W. Winter, Space Power **10**, 285 (1991).
4. M. Duchet, L. Cabaret, A. Laurens, J.C de Miscault, Space Power **11**, 241 (1992).
5. R.B. Hall, Laser Focus **18**, 57 (1982).
6. V. Krupkin, Y. Kagan, and A. Yogev, Nonimaging Optics **2016**, 50 (1993).
7. V. Krupkin, G. Thompson, A. Yogev, M. Oron, 8-th Meeting on Optical Engineering in Israel: Optical Engineering and Remote Sensing **1971**, 400 (1993).
8. M. Weksler and J. Shwarz, IEEE Quantum Electron. **24**, № 6, 1222 (1988).
9. T. Yabe, T. Ohkubo et al., Appl. Phys. Letters **90**, 21120 (2007).
10. S. Bakhramov, Sh. Payziyev, A. Kasimov, and F. Shayimov, Applied Solar Energy **45**, No.4, 276 (2009).
11. S. Bakhramov, Sh. Payziyev, and A. Kasimov, Journal Renewable and Sustainable Energy (American Institute of Physics, USA) **1**, No6 (2009).
12. S. Bakhramov, Sh. Payziyev, and A. Kasimov, Journal Renewable and Sustainable Energy **3**, No5 (2011).

13. Ш.Д. Пайзиев, С.А. Бахрамов, Ф.Ф. Шайимов, Узбек. физич. журн. **15**, №5-6, 270 (2013).
14. Sh.D. Payziyev, S.A. Bakhramov, F.F. Shayimov, A.Sh. Fayziev, Узбек. физич.журн. **17**, №4, 254 (2015).
15. Sh.D. Payziyev, S.A. Bakhramov, F.F. Shayimov, Applied Solar Energy **52**, №1, 68 (2016).
16. Sh. Payziyev, Kh. Makhmudov, Journal Renewable and Sustainable Energy **8**, Issue 1, (2016)
17. Sh. Payziyev, Kh. Makhmudov, Optics Communications **380**, 57 (2016)

Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№6) 2018 PP.365-375

SIMULATION OF PROCESSES IN VACUUM-ARC CATHODE SPOT

V.N. Arustamov, Kh.B. Ashurov, I.Kh. Khudaykulov

Institute of Ion-Plasma and Laser Technologies, UzbekAcademy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan; arustamov@iplt.uz

(Received 01.06.2018)

Вакуум ёй технологиясини яратиш катод доғларидаги жараёнлар материал параметрлари билан боғлик. Катоддаги тахминий ҳодисалар катод материали эрозияси, катод доғлари (КД) структураси ва зарядланган заррачалар ҳосил бўлиши нуқтаи назаридан тақдим этилди. КД ячейкаларни сони ва тезлик тақсимоти, доғ диаметри билан нуқтавий ток корреляцияси, доғнинг хар ҳил босқичдаги тузилишига қараб ток тезлигини ошириш, ток ва ячейкаларни КД даги зичлиги қараб чиқилган.

Создание эффективных вакуумно-дуговых технологий зависит от понимания процессов в катодном пятне (КП), их взаимосвязи с параметрами материала. Катодные явления представлены с точки зрения характера взрыва эрозии катодного материала, образования заряженных частиц и клеточной структуры катодного пятна. Рассматриваются такие параметры, как скорость деления и количество ячеек в КП, корреляция точечного тока с диаметром пятна, скорость увеличения тока на разных этапах формирования пятна и др. для чистых и гладких катодов.

Creation of effective vacuum-arc technologies depends on understanding the processes in the cathode spots (CS), their interrelations with the material parameters. The cathode phenomena have been considered from the point of view an explosion character of the cathode material erosion, generation of charged particles and a cell structure of the cathode spot. Such parameters as the rate of division and the number of cells in CS, correlation of spot current with spot diameter, the rate of current increase at different stages of spot formation are considered for clean and smooth cathodes.

I. INTRODUCTION

The growing interest in studying the physical basis of vacuum-arc discharge is due to its high demand in developing technologies and equipment that produce goods with high operating characteristics that are primarily determined by the properties of surface layers. The processes that occur in the cathode spots of vacuum-arc discharges are determined by the cathode material, its temperature, electric parameters of the discharge (its amperage and rate of growth). There is no unified opinion on the processes that occur in cathode spots (CSs), on their structure, and charged particle generation. Studying the CSs of vacuum-arc discharge, the conditions for charged particle generation, stimulating the *F*-emission of electrons, and determining the role of cathode material parameters (a heat of atom evaporation, atomic weight, work function) are problems of great interest. The adsorption of alkali metal atoms reduces the electron work on the surface, while the adsorption of transition metals atoms (cobalt, iron) increases the work function, greatly affecting the character of the interaction between the cathode spots of a vacuum-arc discharge on a cathode's surface. Finding the nature of interrelation of cathode parameters and processes in the CSs would allow us to create the conditions for a vacuum-arc effectively modifying a product's surface and the formation of ion-plasma currents with desired properties.

II. ELECTRIC FIELD OF THE BULK CHARGE OF THE ION CURRENT IN THE CATHODE SPOT

The autoelectron emission in a vacuum-arc cathode spot is caused by strong electric field that is formed by a volume charge of positive ions being at a distance of an order of the free path of these ions (10^{-6}–10^{-4} cm) from the cathode surface. According to the MacKeown formula, the intensity of the electric field E_c is determined by the expression [1, 2]:

$$E_c^2 = 7.57\times10^5 U_c^{0.5}\left[(m_i/m_e\right]^{0.5}(j_i - j_e) \text{ V/cm} \quad (1)$$

where U_c is the voltage between the electrodes; j and j_e are the densities of the ion and electron currents (A cm^{-2}), respectively; m_i and m_e are the ion and electron masses. Since $(m_i/m_e)^{0.5}>>1$, expression (1) can be reduced to a form which is more convenient for calculations

$$E_c^2 = 3.26\times10^7 U_c^{0.5} A_c^{0.5} j_i \text{ V/cm}, \quad (2)$$

where A_c is the atomic mass of the cathode material. It follows from expression (2) that the generation of an electric field E_c requires an ion-current density that is determined by the following expression:

$$j_i = \frac{3.07\times10^{-8} E_c^2}{U_c^{0.5} A_c^{0.5}}. \quad (3)$$

The current density of the F emission of electrons is determined by the Fowler-Nordheim equation [3]

$$j_e = \frac{1.55\times10^{-6} E_c^2}{t^2(y)\varphi}\exp\left[-\frac{6.85\times10^7 \varphi^{3/2}\theta(y)}{E_c}\right] \text{ A/cm}^2, \quad (4)$$

where φ is the electron work function, eV; $t(y)$ ≈1 and $\theta(y)$ are the functions tabulated by Nordheim ($y = 3.62\times10^{-4}E_2^{12}\varphi^{-1}$).

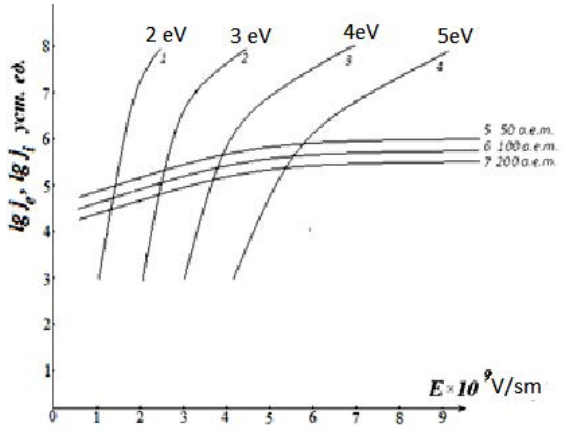


Figure. The dependences lg $e=f(E_c)$ (curve 1-4) for the cathodes with different work functions and lg$j_i = f(E_c)$ (curve 5-7) for the cathodes with different atomic weights and average value U_c=15 V.

The lg $e=f(E_c)$ dependences for cathodes which differ in their electron work functions are presented in the figure. It follows from the figure that curves 1-4 are characterized by a very steep slope (curves 1-2), especially for cathodes with small work-function φ.

Moreover, implementation of the density of the *F*-emission current $j_e > 10^6$ A cm^{-2} requires a strong electric field $E_c > 10^7$ V cm^{-2}. Curves 5-7 in the figure reflect the lg *je*=*f*(E_c) dependences for cathodes with different atomic weights at an average value of U_c = 15 V. The slope of curves 1–4 for the lg *je* = *f*(E_c) dependence drastically differs from that of curves 5-7 for the lg j_i = *f*(E_c)A_c (A_c – atomic all cathode material) dependence.

By dividing Eq. (3) by Eq. (4), we get for the ratio of the electron current density to the ion current density as follows:

$$\frac{j_e}{j_i} = \frac{50.5 U_c^{0.5} A_c^{0.5}}{\varphi} \exp\left[-\frac{6.85 \times 10^7 \varphi^{1.5} \theta(y)}{E_c} \right]. \qquad (5)$$

It follows from Eq. (5) that the dependence of the j_e/j_i ratio on φ and E_c is very strong. However, it should be limited for several reasons.

First, Kimblin's experiments [4] showed that the fraction of current of the vacuum-arc ions is very large (on average, $a \approx 8\%$) and barely depends on the thermal and electrophysical characteristics of the cathode and the arc current ($I_d \le 1$ kA). The reason for this interesting and almost invariant property of the vacuum-arc remains uncertain. It was shown in [5] that a large fraction of the ion current and its independence of the cathode and arc-current parameters are attributed to the requirement of quasineutrality of the flux of the cathode plasma flowing from the CS with a velocity of $v_n \approx 10^6$ cm s^{-1} and filling the interelectrode gap. This is a consequence of a more general law – the minimum of entropy. The expression obtained for the ratio of the ion current to the electron current was $\alpha \approx 2V_i / < V_e >$ (where V_i is the translational velocity of the ions, and $<v_e>$ is the thermal velocity of the electrons).

Second, a deviation from the rectilinear dependence $\ln(j_e) / E_c^2 = f(1/E_c)$ is observed at a current density 10^8 А·см$^{-2}$.

Third, the probability of the three-particle recombination of ions increases with an increase in the plasma density, which yields a decrease in the density of the ion current to the cathode and thus the electric field.

As was noted above, expression (5) shows the ratio of the density of the electron-emission current to that of the ion current to the cathode. Unfortunately, an exact expression for the density of the ion current to the cathode has not yet been derived. There exist only approximations whose experimental verification is very complicated and even impracticable. Nevertheless, taking the above statements into account, it is possible to assume that the fluxes of ions to the cathode and to the interelectrode gap are almost the same. Since the transverse sizes of the CS are several times larger than the axial extension of the intense ionization region, such an assumption seems quite reasonable. Then expression (5) become equal j_e/j_i = 13.5.

After minor modifications and taking the logarithm of (5), we obtain the solution

$$E_{opt} = \frac{2.97 \times 10^7 \varphi^{1.5} \theta(y)}{0.57 + 0.5(\ln U_c + \ln A_c) - \ln \varphi} \ (\text{В·cm}^{-1}). \qquad (6)$$

Expression (6) determines the optimal electric field at which the functioning of a CS with *F*-type electron emission seems to be the most likely. It follows from expression (6) that E_{opt} depends on a number of cathode and cathode-spot parameters, the electron work function being the most significant. Substituting the experimental data for U_c and the tabulated data for φ, A_c, and the Nordheim function θ(*y*), it is possible to easily determine

E_{opt}. For example, for a cathode with φ=4 eV and A_c=10^2 with an average U_c of 15 V, we get E_{opt} = 6.45×10^7 V/cm. Fulfillment of expression (6) is a necessary (but not sufficient) condition for the existence of a CS with *F*-type electron emission.

III. ATOMIC-IONIC BALANCE IN A CATHODE SPOT

The second necessary condition for implementation of the electric field Eopt which provides sufficient autoelectron emission and supplements expression (6) is atomic-ionic balance in the CS. Positive ions are formed in the CS due to the impact ionization of neutral particles (atoms) that evaporated from the cathode surface. Thus, the ion flux (ion-current density) to the cathode depends on the intensity of cathode material evaporation G, the average probability of ionization of atoms of the cathode material Pic, the ion charge, and the fraction of ions returned to the cathode β. The evaporation rate is determined by the known formula [1]

$$G = \rho_c v_s \exp(-\lambda_a / kT_c), \ (\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{cm}^{-1}), \tag{7}$$

where ρ_c is the density of the cathode material, g cm^{-2}; v_s is the average speed of sound, cm s^{-1}; λ_a is the heat of cathode atom evaporation; and T_c is the cathode temperature.

The flux of atoms evaporated from the cathode is $\Gamma_a = G/M_a$ (where M_a is the atomic mass). Taking into account that $\rho_c = M_a/V_0$ and $M_a = M_0/N_a$ (M_0 is the molar mass, V_0 is the molar volume of the cathode material, and N_a is the Avogadro constant), we obtain the following expression for the current density of the ions returned to the cathode:

$$j_i = \frac{\beta g_i P_{ic} v_s N_a}{V_0} \exp(-\lambda_a / kT_i), \ \text{A/cm}, \tag{8}$$

where g_i is the ion charge, $g_i = e$, and β is the fraction of the ions returned to the cathode. On the other hand, generation of the E_{opt} field requires a current density of the ions returned to the cathode determined using expression (4). Then, from expressions (4) and (8) there follows the equation of atomic-ionic balance

$$j_i = \frac{3.07 E_c^2}{U_c^{0.5} A_c^{0.5}}. \tag{9}$$

The solution of Eq. (8) and (9) has the form

$$\frac{\lambda_a}{T_c(K)} = \frac{\lg A - \lg B - 2\lg E_{opt}}{5.04\times10^3}, \tag{10}$$

where

$$A = \frac{\beta g_i P_{ic} v_s N_a}{V_0}, \tag{11}$$

$$B = \frac{3.07\times10^{-8} E_c^2}{U_c^{0.5} A_c^{0.5}}, \tag{12}$$

where E_{opt} is the optimal electric field which is required for implementation of the *F*-emission mechanism. It follows from Eqs. (11) and (12) that ratio of the heat of cathode atom evaporation to the CS temperature depends on a number of cathode material parameters, namely, φ (work function), A_c (atomic mass), v_s (average speed of sound), V_0 (molar volume) and the cathode spot U_c (cathode potential drop), P_{ic}

(probability of ionization), and β (fraction of the ions returned to the cathode). Satisfying Eqs. (10) is the second necessary condition for the implementation of F-emission in the cathode spot.

IV.HEAT OF CATHODE-ATOM EVAPORATION AND CATHODE-SPOT TEMPERATURE

However, it follows from Eqs. (11) and (12) that the cathode temperature at which E_{opt} is generated, proportionally increases with increase of the atom evaporation heat. The fraction of thermally excited electrons (a portion of which enter the near-cathode plasma) also increases with increase of the cathode temperature. Hence, starting from a certain temperature, the mechanism of the F-emission of electrons is transformed into thermal autoemission. Thus, when determining the conditions for the implementation of a cathode spot with F-emission, it is necessary to limit the heat of cathode atom evaporation, i.e. to introduce a physically substantiated principle, namely, the third condition, which can help in solving the problem. The Nottingham effect can serve as such a principle [3, 6]. It is well known that the Nottingham heat changes its sign from positive to negative at certain cathode temperatures (called the temperature of inversion). The inversion temperature T_{in} is determined using the formula:

$$T_{in} = \frac{5.05\times10^{-5}}{\varphi^{0.5}} \tag{13}$$

(E_c in B·cm^{-1}, φ in eV, T_{in} in K).

At the inversion temperature, the energy loss of the cathode as the result of electron emission from levels positioned above the Fermi level is equal to the energy released at the cathode due to electron emission from levels below the Fermi level. From the energy standpoint, the total emission current corresponds to "pure" F-emission (i.e. emission without a calorimetric effect). Thus, at $T_c = T_{in}$ and $E_c = E_{opt}$, from Eqs. (10, 11, 12) we obtain the following expression for the heat of cathode-atom evaporation:

$$\lambda_a = \frac{T_c(\lg A - \lg B - 2\lg E_c)}{5.03\times10^3}. \tag{14}$$

After substitution

$$T_{in} = \frac{5.05\times10^{-5}}{\varphi^{0.5}} \tag{15}$$

the resultant expression has the form:

$$\lambda_a = \frac{1.12\times10^{-8}E_{opt}(\lg A - \lg B - 2\lg E_{opt})}{\varphi^{0.5}} \text{ eV}. \tag{16}$$

Note that expression (16) which determines the heat of atom evaporation at which the F-emission of electrons takes places in the vacuum-arc CS is fulfilled. It takes into account all three conditions: first, the necessity of E_{opt} generation; second, the fulfillment of atomic-ionic balance at which E_{opt} is implemented; and, third, limitation of the cathode temperature in the spot which follows from the Nottingham effect, since $E_{opt} \sim \varphi^{3/2}$, $\lambda_a \sim \varphi$ (according to expression (16).

It follows from expression (16) that the heat of cathode-atom evaporation, at which the emission of electrons in the cathode spot occurs in accordance with the F mechanism, depends on a number of cathode (φ, A_c, v_s, V_0) and cathode spot (U_c, ρ_c, β, g_i) parameters,

the electron work function being of major significance. Calculations of the atom evaporation heat showed that the evaporation heat does not exceed λ_a = 1.1–1.2 eV Taking into account the possibility of *F*-emission being intensified by the temperature (*F*-*T*-emission), λ_a can higher. However, in this case λ_a turns out to be small, namely λ_a<1.5–1.6 eV. Thus, it can be stated that the *F*-emission of electrons in the CS is characteristic only for cathodes with λ_a<1.5–1.6 eV. The number of such metals is small. It concerns, for instance, Zn, Cd, and Hg. The majority of metals have λ_a>2–2.5 eV, and they are characterized by the *T*-*F*-emission of electrons in the vacuum-arc discharge cathode spot.

V. QUASISTATIONARY APPROXIMATION OF THE PROCESS OF CATHODE EVAPORATION IN A VACUUM-ARC CATHODE SPOT

It is necessary to mention one fact which is of principle importance.

The above ratios were obtained in the quasistationary approximation though it is well known that cathode spots of a vacuum-arc discharge are nonstationary formations. They continuously shift, split, decay, and form again. The cathode potential drop is subjected to chaotic oscillations with amplitudes of up to 100–150 V. The time scale of variations in the cathode-spot parameters is ~10^{-9}–10^{-8} s. Nevertheless, in our opinion the use of quasistationary approximations is quite possible. In fact, the characteristic time of electron processes in metals (electroconductivity, thermal conductivity, electron emission) is determined by the time of electron relaxation (T_e = 10^{-14}–10^{-13} s). This is four-five orders of magnitude smaller than the characteristic time of variations in the cathode spot parameters. The time of electron tunneling through the potential barrier can be estimated from the uncertainty relation $\Delta T_e \sim \hbar/\Delta E_c$. If we assume that $\Delta E \sim \varphi$, then ΔT ~ 10–15 s. Hence, the electrons "react" almost immediately to variations in the electric fields and temperature.

The lack of a "Coulomb explosion" upon the interaction of multicharged ions (up to nuclei fragments) from the surface of metals which are good conductors of electric current is indirect experimental proof of the above statements. Owing to the high mobility and high density of conduction electrons, the charge effects that occur along the path of a multicharged ion due to Auger neutralization "are healed" during the characteristic time of electron relaxation.

The time scales which are characteristic for the evaporation process are substantially larger. It is well known that the evaporation of an atom that oscillates in the lattice with a frequency of the order of the Debye frequency (ω_0 = 10^{13} s^{-1}) takes place if the energy of atom oscillation exceeds the binding energy. The probability of atom evaporation per second is determined by an expression of the type $P_0=\omega_0\exp(-\lambda_a/kT)$. Then the following expression can be derived for the flux of evaporated atoms Γ_a and the average time between two successive events of atom evaporation:

$$\Gamma_a = \frac{G}{m_a}\exp\left(-\frac{\lambda_a}{kT_{in}}\right), \tag{17}$$

$$t_a = \frac{\exp(-\lambda_a / kT_{in})}{\omega_d}. \tag{18}$$

where t_a is the average time between successive events of atom evaporation (s).

At $T_c = T_{in}$ and $E_c = E_{opt}$, we get $\Gamma_a = (0.5–1)\times10^{26}$ cm^{-2}s^{-1} and t_a = 10–11 s, which is two to three orders of magnitude smaller than the characteristic time of parameter variations in the cathode spot. This means that the process of evaporation with sufficient time resolution "traces" variations in the temperature of the cathode surface at the spot. The linear velocity of the evaporation front is determined using the expression $v_F \sim GV_0 / N_a$ (here V_0 is the molar volume in cm^3 and N_A is the Avogadro constant). At fluxes $\Gamma_a \sim 10^{26}$ cm^{-2}s^{-1}, the linear velocity of the evaporation front turns out to be less than 1% lower than the speed of sound in metals. Thus, in our opinion, quasistationary approximation of the process of cathode evaporation in the cathode spot of an arc discharge is sufficiently reasonable.

VI. CATHODE SPOT PARAMETERS

For the sake of convenience, the calculated and experimental data on CS parameters for a copper cathode are presented in Table 1.

Table 1. Main parameters of a vacuum-arc cathode spot.

Main CS parameters	Calculated	Experimental
Formation time, s	10^{-7}	10^{-7}–10^{-6}
Limiting current, A	10^2	75
Maximum diameter, mkm	13–15	12
Number of cells	50–60	–
Cell density, cm^{-2}	10^7	10^6
Average current density, A/cm^2	7×10^7	10^7–10^8
Rate of current increase, A/s:		
(a) in the initial period	10^8	–
(b) in the final phase	5×10^9	–

In analyzing *T-F* emission mechanisms, Murphy and Good [6] obtained analytical relations for the temperature and electric field strength that determine the type of electron emission. If we assume that a cathode produces *F*-type emission of electrons and is characterized by electron work function φ, atom evaporation heat θ, and atomic weight *A*, we can determine the two most important parameters of a spot: *E* and *T*. The electric field near the cathode's surface is created by ionic current. The interrelation between electric field strength, ion current density, and other parameters of the spot is determined by MacKeown's equation [2], which is reduced to a form that is simpler and more convenient for calculations [11] (see formula (19)

$$E = 5.7\times10^3 U_c^{0.25} A^{0.25} j_e^{0.5}. \quad (19)$$

Depending on thermal and electric properties of the cathode, the drop in the cathodic potential of the vacuum arcs lies in the range U_c = 14±4 V [7]. With an increase in φ and a reduction in *A*, the current density of ions and electrons grows by an order of magnitude or more. Here we must make two comments: first, the current density of ions cannot be higher than the electron current density, since each electron accelerated by the near-cathode drop in potential cannot perform more than one ionization action on

average. Second, the current of reverse electrons is not high. We base this statement on the results of [1], in which it was experimentally shown that the fraction of the ionic current in vacuum arcs $\alpha \approx 8\times10^{-2}$ and does not depend on either the cathode material or the arc current $I_d \leq 1$ kA. The equation of current balance in a CS then takes the form [10]

$$\frac{1.54\times10^{-6}}{\varphi t^2(y)}\exp\left(-\frac{6.83\times10^{7}\varphi^{3/2}j(y)}{E}\right)=\frac{3.7\times10^{-7}}{U_c^{0.5}A^{0.5}}. \quad (20)$$

The first part of (20) depends on U_c and A, which are known quite accurately. Solving (20) allows us to determine the electric field strength required for the existence of a CS with *F*-type emission. Our results are shown in Table 2. Depending on the parameters of the cathode, the electrode field E in a spot is $(1–6)\times10^{-7}$ V cm^{-1}.

Table 2. Parameters of the CS with *F*-type emission.

Element	A	φ, eV	θ, eV]	$E\times10^{-7}$, V/cm	$J_i\times10^{-6}$, A cm^{-2}	$J_e\times10^{-7}$, A cm^{-2}	T_{in}, K	T_b, K	d_{CS}, mm	Type of emission
Cs	133	1.80	0.80	1.14	0.124	0.16	1440	960	1.70	*F*
Li	7	2.38	1.67	2.03	1.24	(1.61)	2500	1600	–	*T–F*
Mg	24	3.64	1.53	4.25	3.21	4.17	2470	1399	0.65	*F*
Ba	135	2.49	1.73	1.98	0.33	(0.43)	3210	1911	–	*T–F*
Zn	65	4.24	1.36	5.41	3.53	4.57	2420	1180	0.68	*F*
Cd	112	4.10	1.17	4.94	2.14	2.78	2060	1100	0.39	*F*
Ca	40	2.22	1.85	2.59	1.03	(1.34)	2960	1755	–	*T–F*
Na	23	2.35	1.18	1.92	0.75	0.98	1840	1187	1.05	*F*
K	40	2.22	0.92	1.70	0.47	0.61	1700	1052	1.10	*F*
Pb	207	4.00	2.04	4.57	1.29	(1.68)	5200	2010	–	*T–F*
Hg	200	4.50	0.64	5.71	2.24	2.92	1210	634	0.31	*F*

Using the obtained values of E, we can use (19) to determine the required ion current density (also shown in Table 2). In the CSs of a vacuum-arc, ions are formed from evaporated atoms, since the current of ions to the cathode is determined by intensity of evaporation v_a, probability of ionization P, and the fraction of ions returned to cathode β. The current of evaporated atoms depends on the temperature of the cathode spot and the thermophysical properties of the cathode according to the expression

$$v_a=\frac{10^{C-0.5\lg T-\frac{B}{T}}}{m_a}, \quad (21)$$

(here C and B are the Dashman evaporation constants [10].

Therefore, the ion current density will be

$$j_i = \frac{\beta P_i g_i}{m_a} 10^{C-0.5\lg T-\frac{B}{T}}. \quad (22)$$

According to (22), the ion current density depends on many parameters, of which the cathode spot temperature and cathode material evaporation constants are the most important.

The expression for cathode spot temperature follows from (22):

$$\frac{B}{T} + 0.5\lg T = C + \lg\gamma - \lg j_i, \quad (23)$$

where

$$\gamma = \frac{\beta P_i g_i}{m_a}.$$

In determining CS temperature, the above values were assumed in our calculations to be P_i = 0.3–0.4; β = 0.6–0.7 [5]; and $g = e$ for easily evaporated cathodes. Note that possible errors in estimating β and P_i did not lead to appreciable error in our T_{CS} calculations. Table 2 shows our results from solving (11) for various cathodes. Depending on the 0 and φ of each cathode, they lie in range T_{CS} = (1–3)×10^3 K. Generally, T_{CS} = (1.5–1.8) T_B (where T_B is the boiling point). The values of the two most important parameters (E_{CS} and T_{CS}) were thus obtained as a result solving (20) and (23). It turned out that only metal with evaporation heat 0<1.5 eV can be classified as cold cathodes with certainty. Even such relatively easily evaporated metals as Li, Ca, and Pb cannot be considered as cold. The CS current density for them must naturally be calculated using the relations for *T-F* emission provided in, e.g., [1]. However, a significant drop in the heat of evaporation occurs only near the critical temperature, which as a rule is much higher than the cathode spot temperature. Assuming that *F*-type electron emission is proven correct only for Hg, Cs, Rb, K, Na, Mg, Cd, Zn, and some other metals, at current density $j < 10^8$ A cm^{-2}, the main energy source in a spot is ionic bombardment [9]. The specific source power is determined as $W_i = j_i(\alpha U_c + U_i - \varphi)$ (where accommodation coefficient α ≈ 1, U_i is the ionization potential). If a spot has *F*-type emission, the main energy consumers are evaporation, thermal conductivity, and radiation (the latter can generally be disregarded). Energy loss to evaporation will be $W_e = (1-\beta P_i)\theta v_a$ The energy diverted by thermal conductivity is determined by the expression [10] $W_T = 2\lambda d_n(T_{in} - T_0)$ (where d_n is the cathode spot diameter, λ is the thermal conductivity coefficient, T_0 is the cathode temperature, and $T_0 << T_{in}$). The equation for the energy balance takes the form

$$\beta P_i g v_a(\alpha U_c + U_i - \varphi) = (1-\beta P_i)\theta v_a + \frac{8\lambda(T_{in} - T_0)}{\pi d_n}. \quad (24)$$

We then obtain the expression for the cathode spot size

$$d_n = \frac{8\lambda m_a T_{in}}{\pi\beta e\left[P_i(\alpha U_c + U_i - \varphi) - \dfrac{(1-\beta P_i)\theta v_a}{\beta}\right] 10^{C-0.5\lg T-\frac{B}{T}}} \quad (25)$$

or

$$d_n = \frac{8\lambda T_{in}}{\pi\left[\alpha U_c + U_i - \varphi - \frac{(1-\beta P_i)\theta v_a}{\beta P_i}\right] j_i}. \quad (26)$$

It follows from (26) that the spot size depends on many parameters of the cathode and near-cathode plasma (e.g. the thermal conductivity coefficient, spot temperature, drop in cathodic potential, electron work function, ionization potential, evaporation constant). Unfortunately, the exact values of λ at high temperatures are not known, so only the results from extrapolation can be used in determining the characteristic sizes of a cathode spot ($\lambda=2\lambda_a$ was used in our calculations). Depending on the thermal and electric properties of our cathodes, we obtained d_n = 0.3–0.7 mkm. The upper values of d_n were characteristics of cathodes with φ < 2 eV and θ < 1 eV. As φ and θ grow, the diameter of a cathode spot shrinks to d_n = 0.3–0.5. It should be noted that the quasi-stable existence of CS is only possible near d_n. Thermal acceleration and the microexplosion of a spot is observed with an increase in cathode spot size (e.g. upon an increase in the discharge current or as a result of redistributing the current between spots) [12]. Emission failure due to disruption of the atom-ion balance is observed when the size of a cathode spot diminishes. Estimates show that the range of spot diameter changes does not exceed 12–15% of d_n. There is a stronger dependence for ion and electron current densities on spot temperature. This is especially characteristic of cathodes with low values of φ and θ. Naturally,

$$j_i \sim \exp(-\theta / kT),$$

$$j_e \sim \exp(-\varphi^{3/2} / E),$$

$$E_{in} \sim \exp(-\theta / 2kT)$$

Changing the spot temperature by 10–12% the ion current density alters by ~100%. Dependence $j_e = f(T)$ is even stronger for the current density of electron emission. Raising the spot temperature by 2–5% is enough to increase the electron current density by approximately one order of magnitude. These factors apparently explain the considerable nonstationarity of CSs with *F*-type electron emission that was repeatedly observed in experiments with cold cathodes.

VII. CONCLUSION

The conditions for the processes running in the vacuum-arc cathode spot have been determined on the basis of autoelectron emission (*F*-emission) of electrons. It has been shown that three conditions should be satisfied for the cathode spot with *F*-type emission of electrons. First, an optimal electric field (E_{opt}) should be formed; second, there should be an atom-ion balance at which E_{opt} is created; third, the cathode temperature should not exceed the inversion temperature of the Nottingham effect. The calculations showed that the heat of evaporation of cathode atoms satisfying these requirements does not exceed λ_a~ 1.1–1.2 eV. With possible *F-T* emission of electrons that heat of evaporation can be somewhat higher λ_a~ 1.5–1.6 eV. However, in this case it proves to be rather low. Note that the metals with such parameters are few (Zn, Cd and Hg).

The parameters such as the rate of division and the number of cells in CS, the relation of spot current with spot diameter, the rate of current increase at different stages of CS formation, the current and cell density in CS and others have been considered for

pure and smooth cathodes. Analysis of the cathode spot traces obtained in the process of experimental studies of the vacuum-arc cathode plasma effect on the cathode surface has been shown that the spots of are formed on the Mo cathode for temperature 300 K. The main CS parameters obtained with balance distance, lifetime of micro-spots and their stepwise division are in satisfactory agreement with experimental data and explain the phenomenon of vacuum arc cathode spots.

REFERENCES

1. E.L. Murphy and R.N. Good, Phys. Rev. **102**, No 6, 1464 (1956).
2. S.S. Mackeown, Phys. Rev. **34**, No 3, 611 (1929).
3. W.B. Nottingham, Phys. Rev. **59**, 906 (1941).
4. C.W. Kemblin, J. Appl. Phys. **47**, 3074 (1973).
5. R.B. Nagaibekov, Zh. Tekh. Fiz. **5**, 2351 (1971).
6. A.V. Matveyev, Poverkhnost' No. 8, 89 (2007).
7. I.G. Kesaev. Katodnye Protsessy Elektricheskoi Dugi (Cathode Processes of Electrical Arc) (Moscow, Nauka, 1968).
8. A.P. Stepanov and Y.V. Sotkina, Vestn. Nauki Sibiri No 2, 128 (2012).
9. L.A. Sena, Zh. Tekh. Fiz. **49**, No 7, 1942 (1979).
10. R. Holm. Electric Contacts (Stockholm, Gebers, 1946).
11. V.N. Arustamov, Kh.B. Ashurov, Kh.Kh. Kadirov, and Kh. Khudaykulov, X-Ray, Synchrotron Neutron Techn. **7**, No 4, 740 (2013).
12. G.A. Mesyats and D.I. Proskurovskii, Impul'snyi Elektricheskii Razryad v Vacuume (Pulse Electric Discharge in Vacuum) (Novosibirsk, Nauka, 1984).

Uzbek Journal of Physics
Vol.20(№6) 2018 PP.376-377



К 70-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ ПРОФЕССОРА НУУз
САЛОХИТДИН НАСРИТДИНОВИЧА НУРИТДИНОВА

Салохитдин Насритдинович Нуритдинов, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой астрономии и физики атмосферы Национального университета республики, внес большой вклад в развитие астрофизики и космогонии. Занимаясь исследованием нелинейных процессов и гравитационными неустойчивостями на фоне нестационарных состояний, связанных с начальными этапами эволюции эллиптических и спиральных галактик, он стал крупным специалистом в области нелинейной астрофизики нестационарных и коллапсирующих объектов Вселенной.

С.Н. Нуритдинов родился 28 ноября 1948 г. в Ташкенте. В 1966 г. окончил среднюю школу с золотой медалью, а в 1971 г. Астрономическое отделение Ленинградского государственного университета. В 1971-1972 гг. работает прикомандированным к ЛГУ стажером-исследователем Астрономического института АН РУз. С 1973 г. по 1975 г. он проходил аспирантуру в ЛГУ под руководством профессора К.Ф. Огородникова. В 1975 году успешно защитив кандидатскую диссертацию, он продолжает свою научную деятельность в должности научного сотрудника АИ АН РУз. Начиная с 1981 г. он работает руководителем Астрономического отделения физического факультета ТашГУ и начинает внедрять единственное в Центральной Азии образовательное направление по астрономии, а в 1987 г. стал основателем кафедры астрономии. В 1993 г. он успешно защитил свою докторскую диссертацию в Санкт-Петербургском государственном университете.

В 1996 г. он создал новый научный отдел “Галактической астрономии и космогонии” в АИ АН РУз. В 2001 году под его руководством при НУ Уз был организован Специализированный Совет К.067.02.14 по специальности “Астрофизика, радио-астрономия” (01.03.02) и до 2008 г. он был его председателем. В 2016 г. на физическом факультете НУ Уз он открыл научную лабораторию “Астрофизические исследования” и до сих пор ведет свою научную деятельность в качестве руководителя этой лаборатории на общественных началах. Вместе с этим с 2017 г. он снова возглавил кафедру “Астрономии и физики атмосферы” НУ Уз.

В самый начальный период своей научной деятельности С.Н. Нуритдинов впервые открыл “столкновительный интеграл”, полностью описывающий взаимное приближение - эффект “столкновения” звезд, который фигурирует в правой стороне кинетического уравнения Джинса и удовлетворяет всем физическим законам сохранения. Этот “столкновительный интеграл” занимает отдельное место в ряду открытий тем, что его можно применять не только для астрофизических систем, но и непосредственно использовать в настоящее время в физике плазмы и изучении других динамических систем. Он одним из первых составил алгоритмы процесса фазового перемешивания в коллапсирующих галактиках и на их основе изучил физику этого явления, в частности, оценил характерное время фазового перемешивания в нестационарных звездных системах в соответствии с физическими параметрами системы на различных этапах эволюции. Он создал впервые в мировой астрофизике нелинейные нестационарные модели для ранних стадий эволюции молодых эллиптических и дисковых галактик, изучил механизмы их гравитационной неустойчивости. С помощью результатов анализа были определены физические критерии, механизмы рождения E-эллиптических и пересеченных спиральных SB галактик, возникновения различных крупномасштабных структурных образований в галактиках, в частности, их смещенной центральной ядерной области, кольцеобразных и пересеченных структур, а также прецессионных, куполообразных и асимметричных изгибов, наблюдаемых в дисковой подсистеме многих спиральных галактик, на основе изучения вопроса гравитационной неустойчивости на фоне разработанных им нелинейных моделей. С годами направления его исследований значительно расширились за счет наблюдательной астрофизики. В качестве новых научных направлений можно указать такие современные и актуальные проблемы астрономии, как наблюдения гравитационных линз, связанных с общей теорией относительности, и исследование природы источников-квазаров, открытие двойных и кратных рассеянных звездных скоплений, исследование состоящих из миллионов звезд систем шаровых звездных скоплений.

С.Н. Нуритдинов, проводя в течение долгих лет плодотворную научно-исследовательскую работу в самых перспективных и крупных разделах астрофизики, смог сформировать свою научную школу “Нелинейная астрофизика и космогония”. Он до настоящего времени был руководителем более 10 научных грантов. Кроме того, под его руководством были выигран ряд международных грантов. Им опубликовано более 250 научных статей в престижных международных и республиканских журналах и сборниках. Ряд крупных результатов был опубликован в виде монографии и учебных пособий. Под руководством ученого были подготовлены 10 кандидатов наук и 2 доктора наук, и в настоящее время также к защите подготавливаются несколько диссертаций. Он установил устойчивые научные связи с рядом зарубежных университетов.

Таким образом, научная, педагогическая и организационная работа заведующего кафедрой “Астрономии и физики атмосферы” физического факультета НУ Уз проф. С.Н. Нуритдинова внесла большой вклад в рождение, становление, развитие астрономической науки в Узбекистане, которая в свое время была поднята на высочайший уровень нашим великим предшественником Мирзо Улугбеком.

Мы искренне поздравляем Салохитдина Насритдиновича с юбилеем, желаем крепкого здоровья, новых достижений в научной и педагогической деятельности, долгих лет жизни полного творчества, семейного счастья и еще многочисленных учеников.

От имени его учеников,
К.Т. МИРТАДЖИЕВА,
док. физ.-мат. наук, зав. отделом
Астрономического института АН РУз.

Правила оформления статей для Узбекского физического журнала

1. В редакцию представляется рукопись на русском или английском языках, подготовленная в текстовом редакторе *Word.doc*, шрифт Times New Roman 12 pt, а также твердая копия (1 экз.), подписанная всеми авторами. Титульная страница рукописи должна содержать название статьи, Ф.И.О. авторов, название организации, где выполнена работа.
2. Отдельно прилагаются: а) направление учреждения, в котором выполнена работа, и экспертное заключение (1 экз.);
   б) аннотации на узбекском (кириллица), русском и английском языках. Аннотация на английском языке объемом 10-15 строк должна содержать название статьи (письма) и Ф.И.О. авторов;
   в) адрес, электронная почта и контактный телефон авторов. Рисунки, таблицы и подписи к ним следует также поместить в отдельный файл или в конец статьи.
3. Не следует употреблять сокращений (аббревиатур) в заглавии статьи и в аннотациях. В тексте статьи все сокращения должны быть расшифрованы при первом упоминании, например, вольтамперная характеристика (ВАХ).
4. Для обозначения физических и математических величин, включая индексы, следует использовать только латинские и греческие буквы. В числах с десятичными дробями следует употреблять точку, а не запятую. По возможности не следует писать «многоэтажных» формул: используйте $\exp(-x)$ вместо e^{-x}, в дробях косую черту вместо знака деления и т.п. Формулы в тексте следует нумеровать подряд. Избегайте промежуточных несущественных формул, громоздких таблиц. По возможности оставляйте на рисунках только цифровые и буквенные обозначения, переносите основную информацию в подписи к рисункам.
5. Рисунки принимаются только в компьютерном исполнении размером 6×6 см (большие рисунки не более 13×13 см) в формате типа bmp, gif, eps, ps и т.п. Для графиков следует использовать стандартные программы типа Origin, позволяющие при необходимости редактировать их.
6. Список литературы представляется в порядке упоминания (в тексте дается ссылка арабской цифрой в квадратных скобках: [1, 2] и оформляется следующим образом:
   Статья в журнале: И.О.Ф. всех авторов, название журнала, **том** (номер), стр., год. Например: J.C. Slater, Phys. Rev. **23**, 488 (1924).
   Книга: И.О.Ф. авторов. Название книги, том, затем в скобках даются город, изд-во, год издания. Например: C. Kittel. Introduction to Solid State Physics (New York, John Willey&Sons Inc., 1956).
   Статья или тезис в сборнике: И.О.Ф. авторов. В сб.: Название сборника (город, изд-во, год издания или место и время проведения конференции), начальная страница статьи или тезиса. Н-р: 1) A.E. Carlsson. In: Solid State Physics. Advanced in Research and Applications. Eds. D. Turnbull, H. Ehrenreich (New York, Academic Press, 1990), p.1. 2) Z.M. Khakimov. In: Book of Abstracts of Europhysics Conference on Computational Physics (Aachen, Germany, 5-8 September, 2001), p. A138.
7. Формулы следует набирать с использованием программ Math Type или Equation 2 (и выше), причем латинские (но не греческие) буквы в формулах и обозначениях необходимо набирать курсивом, а векторы прямым жирным шрифтом, стандартные функции типа sin, cos и т.д. – прямым шрифтом. Рукописи в текстовом редакторе *Word.doc* можно присылать по электронной почте (umarova_inp@mail.ru).

Просим авторов строго придерживаться перечисленных правил оформления рукописей. Рукописи, оформленные с нарушением правил, рассматриваться не будут.

Редколлегия

ISSN 1025-8817

O‘ZBEKISTON FIZIKA JURNALI

1957 yilda tashkil topgan
Yilda 6 marta chiqadi

UZBEK JOURNAL OF PHYSICS

УЗБЕКСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Founded in 1957
Published 6 times a year

Основан в 1957 г.
Выходит 6 раз в год

Volume 20 **Number 6** **October-December 2018**

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

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

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

O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi
Академия наук Республики Узбекистан

© Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2018