O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI

OLIY TA’LIM, FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

“YARIMO‘TKAZGICHLAR

FIZIKASI VA ULAR ASOSIDAGI QURILMALARNING

ZAMONAVIY MUAMMOLARI”

mavzusidagi

Respublika ilmiy-amaliy anjumani

TO’PLAMI

3-SHO‘BA: YARIMO‘TKAZGICH ASOSIDAGI NANOO‘LCHAMLI QURILMALAR XOSSALARI

Namangan, 2023-yil.

QO’MITA A’ZOLARI

B.S. Yuldashev	**Rais, akademik, O’zR Fanlar Akademiyasi prezidenti**
I.Y. Abduraxmonov	**Rais o’rinbosari, O’zR Oliy ta’lim, Fan va Innovatsiyalar vaziri**
S.T. Turg’unov	**rektor. prof.(NamDU)**
O.O. Mamatkarimov	**rektor. prof.(NamMTI)**
Sh.T. Ergashev	**rektor. prof.(NamMQI)**
S.A. Baxramov	**akademik (O’zR FA PLTI)**
S.Z. Zaynobiddinov	**akademik (AndDU)**
A.T. Mamadalimov	**akademik (O’zMU)**
R.A. Muminov	**akademik (O’zR FA FTI)**
X.K. Olimov	**f.-m. f.d., prof. (O’zR FA FTI)**
I.A. Sadiqov	**f.-m.-f.d., prof. (O’zR FA IYaF)**
X.B. Ashurov	**f.-m. f.d., prof. (O’zR FA PLTI)**
G. Gulyamov	**f.-m. f.d., prof.(NamQI)**
R.Ya. Rasulov	**f.-m. f.d., prof. (FarDU)**
P.N. Usmanov	**f.-m. f.d., prof.(NamMTI)**
I.N. Karimov	**f.-m. f.d., prof. (AndDU)**
U.M. Turdaliev	**f.-m. f.d., prof. (AndDU)**
N.F. Zikrillaev	**f.-m. f.d., prof. (TDTU)**
R. Ikramov	**f.-m. f.d., prof. (NamMTI)**
SH.K. Nematov	**f.-m. f.d., prof. (TDTU)**
E.Z. Imamov	**f.-m. f.d., prof. (TATU)**
M.G’. Dadamirzayev	**f.-m. f.d., dots. (NamMQI)**
N. Shariboyev	**f.-m. f.d., dots. (NamMTI)**
U. Erkaboyev	**f.-m. f.d., dots. (NamMTI)**
B.T. Abdulazizov	**f.-m. f.d., dots. (NamDU)**
G’.B. Eshonqulov	**PhD, dots. (O’zMU)**
Q. Umarov	**f.-m. f.d., dots. (НамMTI)**
U.T. Kurbanov	**f.-m. f.d., (O’zRFAYFI)**
Y.V. Yavidov	**f.-m. f.d., prof. (QDPI)**
K.A. Ismaylov	**f.-m. f.d., prof. (QDU)**
H. Qo’chqorov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
P. Baymatov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
A. Po’latov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
U. Boboho’jayev	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
H. Abdullayev	**f.-m. f.n., dots. (NamMTI)**
X. Mavlyanov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
A. Xolmirzayev	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
I. Zohidov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
M. Ergasheva	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
A. Mamadjonov	**f.-m. f.n. (NamMTI)**
M. Nuriddinova	**f.-m. f.n. (NamMTI)**
S. Boydedayev	**f.-m. F.n. (NamMQI)**
A. Nabiyev	**PhD, dots. (NamDU)**
R. Jalalov	**PhD, dots. (NamDU)**
O. Ismanova	**PhD, dots. (NamDU)**

Sh. Inoyatov	**PhD (NamDU)**
M. Imomov	**PhD (NamDU)**
B. Qo’chqarov	**PhD (NamMTI)**
D. Alijonov	**PhD (NamDU)**
A. Davlatov	**PhD (NamDU)**
O. Yunusov	**O’qituvchi (NamDU)**
A. Karimov	**O’qituvchi (NamDU)**
U. Turdaliyev	**O’qituvchi (NamDU)**
M. Usmanov	**O’qituvchi (NamDU)**
I. Voxobjonov	**O’qituvchi (NamDU)**

TASHKILIY QO‘MITA

1. S.T. Turg‘unov – Namangan davlat universiteti rektori, p.f.d., professor;
2. Sh.N. Ataxanov - Namangan davlat universiteti Ilmiy ishlar va Innovatsiyal bo’yicha prorektor;
3. M. Dadamirzayev – Namangan muhandislik qurilish instituti, f.-m. f. (DSc), dotsent
O.T. Ismanova – Namangan davlat universiteti, Fizika fakulteti dekani, f.-m.f.(PhD), dotsent;
4. B.T. Abdulazizov – Namangan davlat universiteti Fizika kafedrasi mudiri, f.-m.f. (DSc), professor v.b.;
5. Sh.T. Inoyatov– Namangan davlat universiteti Fizika o‘qitish metodikasi kafedrasi mudiri, f.-m.f (PhD);
6. S.R. Boydedayev– Namangan muhandislik qurilish instituti, f.-m. f.n., dotsent
7. P.N. Usmanov– Namangan muhandislik texnologiyalar instituti f.-m. f.d., prof.;
8. A.A. Xolmirzayev– Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
9. U.S. Boboxo‘jayev – Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
10. X.O. Qo‘chqorov - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
11. I.O. Zoxidov - Namangan davlat univesiteti p.f.n., dotsent;
12. M.A. Ergasheva - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
14. A.A. Po‘latov - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
15. P.J. Boymatov - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
16. A.B. Nabiyev - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.(PhD), dotsent;
17. A.B. Davlatov - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.(PhD), katta o‘qituvchi;
18. D.A. Alijanov - Namangan davlat univesiteti p.f. (PhD) , katta o‘qituvchi;
19. N. Xolboyeva - Namangan davlat univesiteti, katta o‘qituvchi;
20. J. Soyipov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
21. J. Qalandarov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
22. O. Yunusov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
23. S. To’raboyev - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
24. A. Karimov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
25. U. Turdaliyev - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
26. M. Usmanov. - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
27. I. Voxobjonov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
28. N. Mavlonova - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi.

Sho’ba raisi: prof. v.b **B.T. Abdulazizov**

Sho’ba kotibi: (PhD) **A.B. Davlatov**

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ YAG И Nd:YAG

С.З. Зайнабидинов[1], О.Р. Дехконбоев[1], М. Мамиров[1],
М. Исматуллаева[1], С. Мамадалиев[2]
[1]Андижанский государственный университет
[2]Андижанский государственный педагогический институт

Физические свойства кристаллы Nd:YAG и характеристики лазерных приборов на их основе зависят в основном от внутренних напряжений и дефектов. Таким образом, определение оптимальных технологических условий, структурных параметров и физических свойств монокристаллов YAG с и без примеси Nd^{3+} является важным как с физической, так и с технологической точек зрения. В связи с этим в настоящей работе приводятся результаты проводимых в последние годы исследований структурных свойств монокристаллов YAG и Nd:YAG.

Объектом исследования являлось монокристаллический YAG и Nd:YAG выращенный общепринятым методом Чохральского [1,2]. Метод Чохральского имеет большие преимущества для выращивания высококачественных и крупных монокристаллов YAG и Nd:YAG для использования в качестве лазеров с эффективностью средней и высокой мощности. Стабильный и равновесный процесс роста кристаллов с помощью техники Чохральского обязательно контролируется множеством различных параметров процесса. Незначительные колебания параметров роста могут сделать систему нестабильной и напрямую влияют на качество кристалла.

Контроль структурных и фазовых состояний, исследуемых образцов нами проводились на рентгеновском дифрактометре третьего поколения типа Empyrean Malvern PANalytical L.T.D. Для определения максимума пика использовалась программа OriginPro2019. Рентгено дифракционные измерения проводились в геометрии пучка Брэгга – Брентано в диапазоне $2\theta_Б$ = от 10° до 90° непрерывно со скоростью сканирования 0.33 градус/мин и угловым шагом 0.0200 (град).

Полученные экспериментальные данные с использованием рентгенодифракционного метода для монокристаллов YAG и Nd:YAG выращенного по методу Чохральского приведены на рис.1. Анализ рентгенограммы монокристаллического YAG показывает, что на дифракционной картине наблюдаются несколько структурных рефлексов (рис. 1-*а*) селективного характера с различной интенсивностью. Наблюдаемое дифракционное отражение от образцов YAG с интенсивным рефлексом $(420)_{YAG}$ при 2θ=33.6° и его следуюший порядок $(840)_{YAG}$ при 2θ=69.9°, их значений полной ширины на полувысоту рефлекса (FWHM(420)≈$3.23\cdot10^{-3}$ рад и FWHM(840)≃$4.73\cdot10^{-3}$ рад) свидетельствует о совершенстве кристаллического иттрий-алюминиевого граната со значением параметры решетки a = 1,1949 нм. Анализ экспериментальных результатов показывает, что кристаллы YAG имеют объемноцентрированную кубическую решетку Браве с пространственной группой I*a*3d. Кроме того, появились новые структурные рефлексы с различными интенсивностями; $(220)_{YAG}$ с d/n = 4.2880 Å (2θ = 20,7°), $(321)_{YAG}$ с d/n = 3.241 Å (2θ = 27,5°), $(400)_{YAG}$ с d/n = 3.032 Å (2θ = 29.6°), $(422)_{YAG}$ с d/n = 2.476 Å (2θ = 36.3°), $(222)_{YAG}$ с d/n = 2.379 Å (2θ = 37.8°), $(611)_{YAG}$ с d/n = 1.967 Å (2θ = 46.1°), $(640)_{YAG}$ с d/n = 1.682 Å (2θ = 54.6°), $(800)_{YAG}$ с d/n = 1.516 Å (2θ = 61.1°), $(842)_{YAG}$ с d/n = 1.323 Å (2θ = 71.3°) и $(921)_{YAG}$ с d/n = 1.308 Å (2θ = 72.2°).На рис. 1-*б* представлена рентгенограмма монокристаллов Nd:YAG. Она существенно отличается от рентгенограммы монокристаллов YAG и в ней наблюдаются уменьшение интенсивности основного рефлекса (420) на 15 %; интенсивности рефлексов (840) уменьшены 2 раза, соответственно, и интенсивности

рефлексов (220), (321), (400), (422), (222), (611), (640), (800), (842) и (921) увеличены несколько процентов и они обеспечивают сдвиг дифракций в спектрах Nd:YAG в сторону меньших углов. Одновременно наблюдается появление новых структурных линий с d/n = 0.4951 нм (2θ = 17.9^o), с d/n = 0.2144 нм (2θ = 42.1^o), с d/n = 0.1751 нм (2θ = 52.3^o) и с d/n = 0.1293 нм (2θ = 73.2^o); немонотонный характер уровня неупругого фона в области средних углов рассеяния.

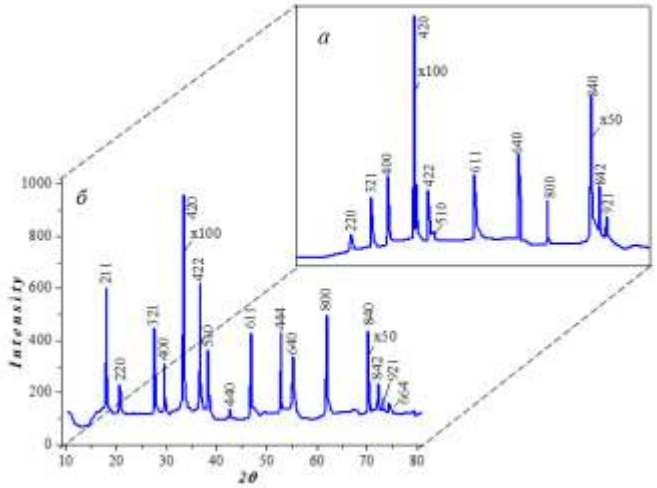


Рис. 1. Рентгенограмма монокристаллов YAG (*а*) и Nd:YAG (*б*).

Сравнительно узкая ширина (FWHM = 4.36·10^{-3} рад) и большая интенсивность (10^5 имп·сек$^{-1}$) основного рефлекса (420), а также присутствие на рентгенограмме других четных порядков отражения, свидетельствуют о высокой степени совершенства кристаллической решетки Nd:YAG, и Nd:YAG имеет объемноцентрированную кубическую решетку с пространственной группой I*a*3d и является монокристаллической с ориентацией (420). Параметр решетки для Nd:YAG составляет a = 1,1961 нм, что намного меньше опубликованных данных [3,4] (12,011 Å). Параметр ячейки кристалла Nd:YAG на 0,12% больше, чем у кристалла YAG. Радиус иона Nd^{3+} (0,1247 нм) больше, чем радиус иона Y^{3+} (0,1158 нм), и разница примерно в 8 % не только затрудняет включение Nd^{3+} в участок кристаллической решетки Y^{3+}, но также приводит к увеличению параметра ячейки. Это вызывает сдвиг структурных отражений в дифрактограмме Nd:YAG в сторону меньших углов рассеяния. Таким образом, полученные монокристаллы YAG и Nd:YAG имеют объемноцентрированную кубическую решетку с пространственной группой Ia3d. Параметр решетки для YAG составляет a = 1,1949 нм, а для Nd:YAG a = 1,1961 нм. Параметр ячейки кристалла Nd:YAG на 0,12% больше, чем у кристалла YAG. Радиус иона Nd^{3+} (0,1247 нм) больше, чем радиус иона Y^{3+} (0,1158 нм), и разница примерно в 8 % не только затрудняет включение Nd^{3+} в участок кристаллической решетки Y^{3+}, но также приводит к увеличению параметра ячейки.

Литература

1. Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветнов. Технология полупроводникавых и диэлектрических материалов. «Высшая школа», 1990. 423 с.
2. H. Saeedi, et. al. Thermal shocks influence on the growth process and optical quality of Nd:YAG crystal. Journal of Crystal Growth. 2013.Vol. 363, Issue 15. pp 171-175.
3. Краткий справочник физико-химических величин. Под ред. А. А. Равделя и А. М. Пономаревой. «Л., Химия» 1983. 187 с.
4. В. А. Маслов и др. Синтез нанопорошков YAG:Nd^{3+} золь-гель методом. Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2012. № 3. с.18-27

DOZIMETR QURILMASI UCHUN YARIMO‘TKAZGICHLI DETEKTORLAR ISHLAB CHIQISH

[1]R.A. Muminov, [2]A.K. Saymbetov, [3]Y.Q. Toshmurodov, [3]M.O. Yavqochdiyev

[1]O‘zR FA Fizika texnika instituti Bosh ilmiy xodimi
[2]Al-Farobiy nomidagi Qozog‘iston milliy universiteti
[3]Qarshi irrigatsiya va agrotexnologiyalar instituti huzuridagi akademik litsey

Hozirgi kunga kelib dunyo sanoatida atom sanoat sohalari doimiy ravishda ortib bormoqda. Bu esa insonlar va u yerda ishlovchi xodimlar uchun radiatsiyaviy xavfsizlikni ta’minlash, qolaversa ushbu korxonalarda radiaktiv vaziyatlarni nazorat qilish uchun doziometr qurilmalarini ishlab chiqish keng rivojlanmoqda. Ayni vaqtda dozimetr qurilmalarini ishlab chiqish va mavjud qurilmalarni texnik imkoniyatlarini takomillashtirish bo’yicha ko‘pgina ishlar amalga oshirilmoqda [1-2]. Jumladan, hozirgi kunda yadroviy nurlanishlarni qayd qiluvchi dozimetr ishlab chiqishda uch turdagi ditektorlar keng qo‘llanilmoqda: gaz bilan to‘ldirilgan detektorlar (gazonapolnennыe detektor); ssintilyason detektorlar (ssintillyatsion detektor); kremniy asosidagi yarimo‘tkazgichli detektorlardan iborat.

Bunday belgilangan maqsaddagi zamonaviy qurilmani murakkab texnik sistemalardan, elektronika, matematik apparat, aniq mexanika va kompyuter programma va tekshirishning keng sohasini foydalanishni talab qiladi [3]. Yuqorida ko‘rsatilgan talablarning ichida yuqori sezuvchan yuza kirish va chiqish qatlami (o‘lik qatlam) minimal qalinlikdagi va yuqori radiometrik xarakteristikaga ega bo‘lgan yarimo‘tkazgichli yuza-barerli detektorlarni yaratish, ayniqsa ahamiyatlidir. Bularning hammasi katta yuza hajmli yuza-barerli detektorlar va ularga asosiy qurilmaning shakllanishida asosiy fizik faktorlarni har tomonlama tekshirishni talab qiladi [4]. Radiaktiv nurlanishning hajmiy faolligini qayd qilish va to‘g‘ridan-to‘g‘ri o‘lchashning yuqori effektga ega bo‘lgan katta diametrli yuza-barerli detektorlarni eng yangi texnologiyasini ishlab chiqish muhimdir [3].

Bu ishda yadroviy nurlanishlarni qayd qilishga mo’ljallangan ko‘chma dozimetr qurilmasi uchun yarimo‘tkazgichli kremniy asosidagi katta diametrli yuza-barerli detektorlar tayyorlash texnologiyasi quyida keltirilgan jarayonlardan amalga oshirildi (1-rasm):

1. Solishtirma qarshiligi ρ = 5 ÷ 7 kOm, zaryadlarning yashash vaqti $\tau \geq$ 300 mks, kislorodlar konsentratsiyasi ~10^{15} sm^3 hamda 60 mm diametrga ega bo‘lgan Choxralskiy usulda o‘stirilgan *r* - turdagi monokristall kremniy plastinasi tanlab olindi.

2. Yarimo‘tkazgichli monokritall kremniy plastinasi kerakli o‘lchamlarda qirqib olindi.

3. Kremniy plastinisini qirqish davomida hosil bo‘lgan sirtiy nuqsonlarini olib tashlash uchun mexanikaviy ishlov berish jarayoni amalga oshirildi. Bunda M-14 kattaroq va M-5 kichikroq diametr bo‘lgan karbit – kremniy mikrokukun foydalanilgan va kremniy plastinasining har bir tomonidan kamida 50 mkm qalinlikdagi qatlam olib tashlanadi.

4. Kremniy plastinasini ultratovushli qurilma yordamida distillangan suvda yuvish ishlari olib boriladi va quritiladi.

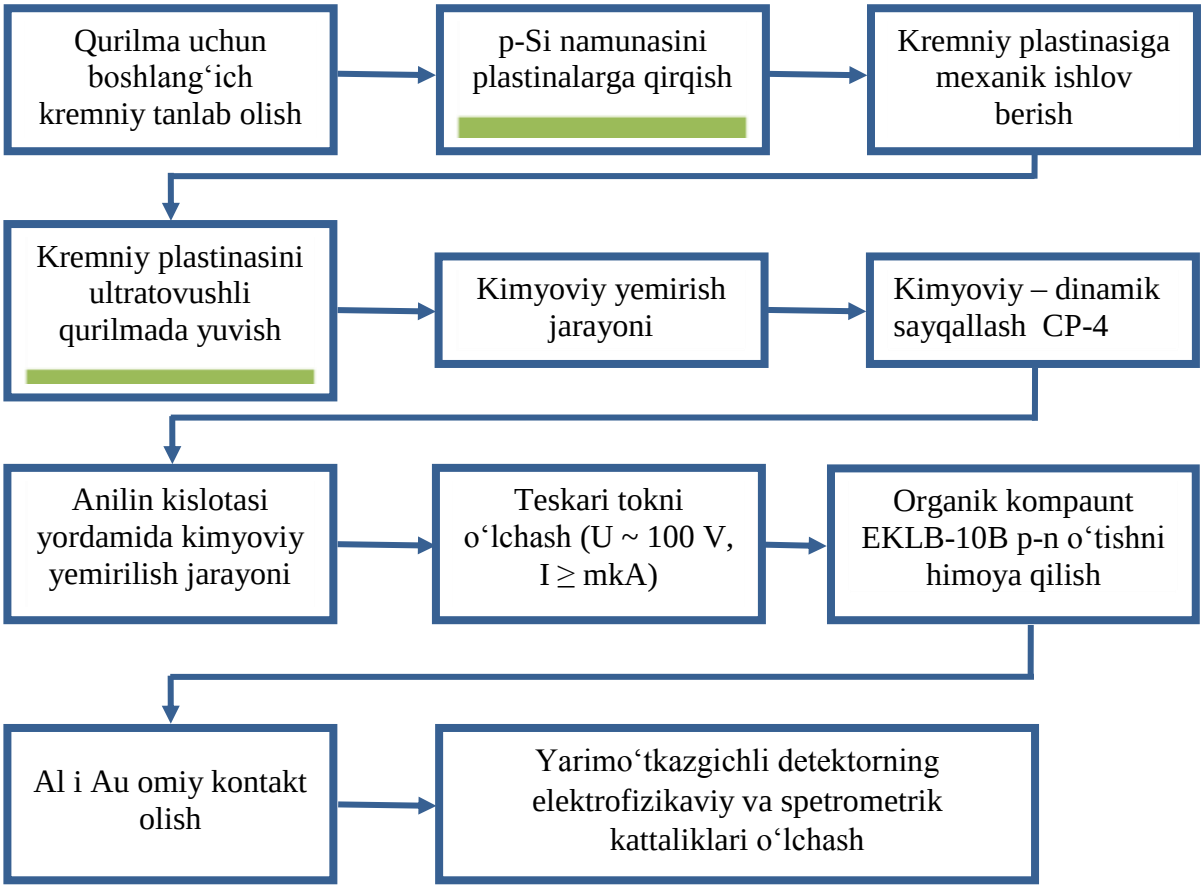
5. Kimyoviy yemirilish jarayoni ftorli vodorod (HF), azot (HNO_3) va uksus (CH_3COOH) kislotalari yordamida 1:3:1 nisbatda qorishma tayyorlanib 18-20 daqiqa oralig‘ida amalga oshirildi.

7. Ftorli vodorod, azot va uksus kislotalari yordamida 1:7:3 nisbatdagi qorishma orqali kimyoviy – dinamik sayqallash olib borildi.

8. Ftorli vodorod, azot, uksus va anilin $C_6H_5NH_2$ kislotalaridan 7:10:7:1 nisbatda qorishma tayyorlab past haroratda 5÷8 min. davomida keyingi kimyoviy yemirilish jarayoni o‘tkazildi.

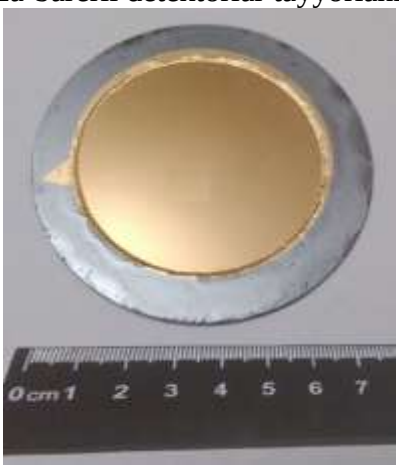
9. Kremniy plastinasi maxsus korpusga joylashtirildi va vakuumda 5×10^{-5} mm.sim.ust. bosimida Al va Au materiallaridan foydalanilgan holda 0,1 mkm qalinlikdagi omik kontakt olindi.

10. Tayyorlanilgan yarimo’tkazgichli yuza-barerli detektorlarning elektrofizikaviy va spetrometrik kattaliklari o‘lchandi.



1-rasm. Yarimo‘tkazgichli yadroviy nurlanishlarni qayd qiluvchi yuza-barerli detektorlarni tayyorlashning texnologik marshrut xaritasi

Barcha texnologik jarayonlari amalga oshirilgandan so‘ng yarimo‘tkazgichli yadroviy nurlanishlarni qayd qiluvchi yuza-barerli detektorlar tayyorlanildi va ishlab chiqildi (2-rasm).



2-rasm. Yarimo‘tkazgichli yadroviy nurlanishlarni qayd qiluvchi yuza-barerli detektorlarni umumiy ko‘rinishi

Shunday qilib, 60 sm diametr bo‘lgan dastlabki monokristall kremniyda nuqsonlarni bartaraf etish bo‘yicha mexanikaviy va kimyoviy ishlov berish jarayonida kremniy plastinasini tomonlar paralleligini saqlab qolish muhim ahamiyatga egadir. Qolaversa, Al va Au materiallarini 0,1 mkm qalinligini bir tekisda saqlash lozim.

Tayyorlanilgan yuza-barerli detektorlarni xona haroratida ishmoniga ega, radiaktiv nurlanishlarni impulslar soni nisbti bilan ro‘yxatdan o‘tkazadi, detektorning maydoni esa 36 sm^2, qayd etilgan energiya diapazoni 10 keV dan 10MeV gacha tashkil etadi, shuningdek, gamma nurlanish 400÷80000 keV va rentgen nurlanish 10-100 keV qayd qiladi.

Yuza-barerli detektorlar T=22 $^{\circ}$S haroratda, kuchlanish U_{obr}=(12-25) V, tok kuchi I=30-40 nA, sig‘im S=330 pF, shovqin Ye_{sh}=10-14 keV, qayd qilish darajasi ^{137}Cs, energiyada Ye_{γ}=662 keV da (7-9) % tashkil etadi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Р.А. Муминов, А.К. Саймбетов, Ё.К. Тошмуродов, М.О. Явкочдиев Процесс выравнивающий дрейф для разработки полупроводникового координатно-чувствительного детектора. Журнал Физика полупроводников и микроэлектроника 2020, том 2, выпуск 2. Стр. 31-37.

2. Д.И. Логвинов разработка методов исследования спектральных характеристик нейтронных детекторов и моделирование многодетекторного нейтронного спектрометра – дозиметра // Автореф. дис. кан. к.т.н. - Курск: 2010. С. 5-13.

3. Р.А.Муминов, А.К.Саймбетов, Ё.К. Тошмуродов, М.О. Явкочдиев Разработка и изготовление портативного дозиметра на основе кремниевых детекторов ядерного излучения Материалы II Международной конференции «Современные тенденции развития физики полупроводников: достижения, проблемы и перспективы» 27 – декабря 2022 г. стр. 112-113.

5. R.A. Muminov, A.K. Saymbetov, Yo.K. Toshmurodov, G.Zh. Ergashev, M.O. Yavkochdiev Features mechanical and chemical treatment of semiconductor silicon plates. Proceedings of International Conference on Advances in Social Sciences, Humanities, Education Technologies and Communication Organized by Novateur Publications, India 2020. pp 39-44.

РАЗМЕРНОЕ КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ГОРБООБРАЗНОЙ ЗОННОЙ СТРУКТУРОЙ

В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов, У. Исомаддинова, Н. Кодиров
Ферганский государственный университет

В последнее время привлекают значительное внимание оптические переходы между уровнями в размерно-квантованной яме (РКЯ), которые находят применение в фотопребразователях инфракрасного диапазона [1]. Однако теоретическое исследование размерного квантования в потенциальной яме (РКЯ), выращенной на основе полупроводника со сложной зоной, одна из подзон которой, имеет “горбообразную структуру” (например, *n-GaP* или *p-Te*), остается открытым, к чему посвящена настоящая работа.

Для квантовой ямы с потенциалом $U(z)$ эффективный гамильтониан электронов в *n-GaP* представляем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{R}_2 k_\perp^2, \tag{1}$$

где

$$\hat{H}_0 = \frac{\Delta}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} A_3 & 0 \\ 0 & A_1 \end{bmatrix}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + U(z),\ \ \hat{R}_2 = \begin{bmatrix} B_3 & D\sin\varphi\cos\varphi \\ D\sin\varphi\cos\varphi & B_1 \end{bmatrix}, \tag{2}$$

$A_{3,1}, B_{3,1}, D, P-$ зонные параметры n-GaP, $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\vec{k}_\perp = \left(k_x, k_y\right)$ (или $k_x = k_\perp \cos\varphi,\ k_y = k_\perp \sin\varphi$)- двумерный волновой вектор, направленный по интерфейсу[1], $\vec{r}_\perp = (x, y)$. В дальнейшем считаем, что волновая функция электронов в плоскости РКЯ имеет вид $\Psi \sim \exp(i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp)$.

Невозмущенные уровни энергии $E_\xi(0)$ и волновая функция электронов $\psi_\xi^{(0)} = \begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ \psi_1^{(0)} \end{bmatrix}$ в подзонах зоны проводимости $X_\xi\ (\xi = 3,1)$ в $n-GaP$ определяются из следующего матричного дифференциального уравнения $\hat{H}_0\hat{\psi}_\xi^{(0)} = \hat{E}_\xi\hat{\psi}_\xi^{(0)}$, где $\hat{E}_\xi = \begin{bmatrix} \tilde{E}_3 & 0 \\ 0 & \tilde{E}_1 \end{bmatrix}$. Тогда имеем

$$\left\{\frac{\Delta}{2}\begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ -\psi_1^{(0)} \end{bmatrix} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\begin{bmatrix} A_3\psi_3^{(0)} \\ A_1\psi_1^{(0)} \end{bmatrix} + P\frac{\partial}{\partial z}\begin{bmatrix} -\psi_1^{(0)} \\ \psi_3^{(0)} \end{bmatrix} + U(z)\begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ \psi_1^{(0)} \end{bmatrix}\right\} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_3\psi_3^{(0)} \\ \tilde{E}_1\psi_1^{(0)} \end{bmatrix}, \tag{3}$$

где третье слагаемое описывает превращение электрона с массой $m_{1(3)}$ на электрон массой $m_{3(1)}$.

Из последнего уравнения видно, что имеются несколько случаев. Ниже рассмотрим два из них

1-случай. В этом случае будем считать, что эффективные массы электронов в обоих подзон одинаковы, т.е. $A_3 = A_1 = A$. Тогда последнее уравнение будет иметь вид

$$\left\{\frac{\Delta}{2}\begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ -\psi_1^{(0)} \end{bmatrix} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\begin{bmatrix} A\psi_3^{(0)} \\ A\psi_1^{(0)} \end{bmatrix} + P\frac{\partial}{\partial z}\begin{bmatrix} -\psi_1^{(0)} \\ \psi_3^{(0)} \end{bmatrix} + U(z)\begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ \psi_1^{(0)} \end{bmatrix}\right\} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_3\psi_3^{(0)} \\ \tilde{E}_1\psi_1^{(0)} \end{bmatrix}, \tag{4}$$

[1] Как и в работе [8] будем считать, что зонные параметры не зависят от координаты.

Тогда имеем систему уравнений

$$\begin{cases} -\dfrac{\partial^2\psi_3^{(0)}}{\partial z^2}-\dfrac{P}{A}\dfrac{\partial\psi_1^{(0)}}{\partial z}+\dfrac{1}{A}\left[U(z)-\tilde{E}_3\right]\psi_3^{(0)}+\dfrac{1}{A}\dfrac{\Delta}{2}\psi_3^{(0)}=0, \\ -\dfrac{\partial^2\psi_1^{(0)}}{\partial z^2}+\dfrac{P}{A}\dfrac{\partial\psi_3^{(0)}}{\partial z}+\dfrac{1}{A}\left[U(z)-\tilde{E}_1\right]\psi_1^{(0)}-\dfrac{1}{A}\dfrac{\Delta}{2}\psi_1^{(0)}=0. \end{cases} \quad (5)$$

Далее производим обозначение типа $\psi_3^{(0)}+i\psi_1^{(0)}=\zeta^{(0)}$ и считаем, что $\tilde{E}_3=\tilde{E}_1=\tilde{E}=E(\vec{k}_\perp)-\mathrm{B}k_\perp^2$. Тогда получим уравнение для $\zeta^{(0)}$

$$\frac{\partial^2\zeta_-}{\partial z^2}-i\frac{P}{A}\frac{\partial\zeta_-}{\partial z}-\frac{1}{A}\left[U(z)-\tilde{E}\right]\zeta_-+\frac{1}{A}\frac{\Delta}{2}\zeta_+=0, \quad (6)$$

Если считаем, что $U(z)=U_0=const$ и производим следующие обозначения $\kappa_{Å}^2=\dfrac{1}{A}\left(U_0-\tilde{E}\right)$, $\kappa_\Delta^2=\dfrac{1}{A}\dfrac{\Delta}{2}$, $2\chi=\dfrac{P}{A}$, тогда

$$\frac{\partial^2\zeta_-}{\partial z^2}-2i\chi\frac{\partial\zeta_-}{\partial z}-\kappa_{Å}^2\zeta_-+\kappa_\Delta^2\zeta_-{}^*=0. \quad (7)$$

Решение (7) $\zeta_-=C\cdot\exp(\alpha z)$ упрощается, если считаем, что $\zeta_-(z)$ функция реальная величина, характеристическое уравнение для которого имеют корни

$$\alpha_\pm=i\chi\pm\sqrt{-\chi^2+4\left(\kappa_{Å}^2-\kappa_\Delta^2\frac{C^*}{C}\right)} \quad (8)$$

Для упрощения решения задачи считаем, что $C=C^*$, $C-$реальная величина. Тогда

$$\alpha_\pm=i\chi\pm\sqrt{-\chi^2+4\left(\kappa_{Å}^2-\kappa_\Delta^2\right)} \quad (9)$$

и имеем, что

$$\zeta_-(z)=\exp(i\chi z)\left\{C_+\cdot\exp\left(z\sqrt{-\chi^2+4\left(\kappa_{Å}^2-\kappa_\Delta^2\right)}\right)+C_-\cdot\exp\left(-z\sqrt{-\chi^2+4\left(\kappa_{Å}^2-\kappa_\Delta^2\right)}\right)\right\} \quad (10)$$

Если $\kappa_{Å}^2\langle\kappa_\Delta^2$. Тогда

$$\zeta_-=\exp(i\chi z)\left[C_1\cdot\cos\left(z\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_\Delta^2-\kappa_{Å}^2\right)}\right)+iC_2\sin\left(z\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_\Delta^2-\kappa_{Å}^2\right)}\right)\right]. \quad (11)$$

Учет граничных условий типа $\zeta_\pm(z=-a/2)=0$, $\zeta_\pm(z=+a/2)=0$, если выполняется условие $\cos(a/2\chi)\pm i\sin(a/2\chi)\neq0$, тогда связь между C_1 и C_2 определяется как $C_1=\pm iC_2tg\left(a/2\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_\Delta^2-\kappa_{Å}^2\right)}\right)$. В этом случае из условия нормировки

$$|C_1|=\left|\sin\left(\frac{a}{2}\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_\Delta^2-\kappa_{Å}^2\right)}\right)\right|,\ |C_2|=\left|\cos\left(\frac{a}{2}\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_\Delta^2-\kappa_{Å}^2\right)}\right)\right|, \quad (12)$$

а выражение для $\zeta_-(z)$ имеет вид

$$\zeta_{-}(z)=\exp(i\chi z)\times \tag{13}$$
$$\times\left[\begin{array}{l}\frac{1}{2}\left[\sin\left(\left(z+\frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_{\Delta}^2-\kappa_{\tilde{A}}^2\right)}\right)-\sin\left(\left(z-\frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_{\Delta}^2-\kappa_{\tilde{A}}^2\right)}\right)\right]+\\ +\frac{1}{2}i\left[\sin\left(\left(z-\frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_{\Delta}^2-\kappa_{\tilde{A}}^2\right)}\right)+\sin\left(\left(z+\frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_{\Delta}^2-\kappa_{\tilde{A}}^2\right)}\right)\right]\end{array}\right].$$

откуда волновые функции электронов определяются соотношениями

$$\Psi_1=\frac{1}{2}\left\{\left[\cos(\chi z)-\sin(\chi z)\right]\cdot\sin\left(\left(z+\frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_{\Delta}^2-\kappa_{\tilde{A}}^2\right)}\right)-\right. \tag{14a}$$
$$\left.-\left[\cos(\chi z)+\sin(\chi z)\right]\cdot\sin\left(\left(z-\frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_{\Delta}^2-\kappa_{\tilde{A}}^2\right)}\right)\right\},$$

$$\Psi_3=-\frac{1}{2}\left\{\left[\cos(\chi z)+\sin(\chi z)\right]\cdot\sin\left(\left(z+\frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_{\Delta}^2-\kappa_{\tilde{A}}^2\right)}\right)+\right. \tag{14b}$$
$$\left.+\left[\cos(\chi z)-\sin(\chi z)\right]\cdot\sin\left(\left(z-\frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2+4\left(\kappa_{\Delta}^2-\kappa_{\tilde{A}}^2\right)}\right)\right\}.$$

При $\psi_3^{(0)}(z=\pm a/2)=0, \psi_1^{(0)}(z=\pm a/2)=0$ получим выражения для энергий размерно-квантованных состояний электронов в точке X зоны Бриллюэна, т.е. при $k_{\perp}=0$

$$E=U_0-\frac{\Delta}{2}-\frac{P^2}{16A}-A\pi^2\frac{(2n+1)^2}{4}a^2,\ E=U_0-\frac{\Delta}{2}-\frac{P^2}{16A}-A\pi^2n^2a^2, \tag{15}$$

где первое соотношение соответствует к четным к инверсии координат состояниям, а второе – к нечетным состояниям, $n-$ целое число.

Отметим, что в случае, когда $4\left(\kappa_{\tilde{A}}^2-\kappa_{\Delta}^2\right)-\chi^2\rangle 0$, тогда волновую функцию можно представить как

$$\psi_3^{(0)}(z)=\exp(-z\chi)\cdot\left[\tilde{C}_1\cos\left(z\sqrt{4\left(\kappa_{\tilde{A}}^2-\kappa_{\Delta}^2\right)-\chi^2}\right)+\tilde{C}_3\sin\left(z\sqrt{4\left(\kappa_{\tilde{A}}^2-\kappa_{\Delta}^2\right)-\chi^2}\right)\right] \tag{16}$$

где $\tilde{C}_1,\tilde{C}_3$ -определяются из условия оотнормировки волновой функции.

2-случай. В этом случае не будем обращать внимания на случай, где происходит превращение электрона одной зоны в другую, т.е. считаем, что $P=0$. Тогда при $U(z)=U_0=const$ имеем следующую систему уравнений

$$\begin{cases}\frac{\partial^2\psi_1^{(0)}}{\partial z^2}-k_{01}^2\psi_1^{(0)}=0,\\ \frac{\partial^2\psi_3^{(0)}}{\partial z^2}-k_{03}^2\psi_3^{(0)}=0\end{cases} \tag{17}$$

Здесь $k_{0\xi}^2=\frac{1}{A_{\xi}}\left[\tilde{E}_{\xi}-(-1)^{(1+\xi)/2}\frac{\Delta}{2}-U_0\right]$.

Из условия обращения в ноль производной волновых решения (17) на границах интерфейса ямы нетрудно получить $E_{\xi}\left(k_{\perp},n_{\xi},a\right)$

$$E_{\xi}=Bk_{\perp}^2+\left(\frac{\pi\cdot n_{\xi}}{a}\right)^2A_{\xi}+(-1)^{(1+\xi)/2}\frac{\Delta}{2}+U_0\ \ (n_{\xi}=1,2,3,...). \tag{18}$$

Таким образом, показали, что размерно-квантованый спектр электронов в полупроводнике, зона проводимости которого состоит из двух подзон, между которыми имеется энергетическая щель состоит, из набора размерно-квантованных уровней, не пересекающиеся между собою из-за наличия энегетической щели.

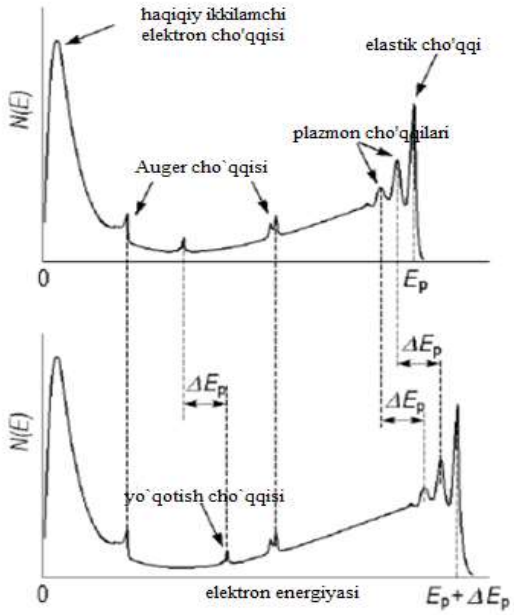
Литература

1. E.L.Ivchenko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures // E.L. Ivchenko.- Harrow (UK) : Alpha Science, 2005.-350 p. ISBN: 1-84265-150-1.

AUGER ELEKTRON SPEKTROSKOPIYASI

O.O. Mamatkarimov, B.X. Kuchqarov, A.A. Abdulxayev
Namangan muxandislik-texnologiya instituti

Elektron spektroskopiya sirtning elektron tuzilishi haqida ma'lumot beradi. Bunday ma'lumotni olish uchun namunaning sirtini birlamchi elektron nurlari bilan bombardimon qilish paytida chiqariladigan ikkilamchi elektronlarning energiya spektrini tahlil qilish qo'llaniladi. Birlamchi nurda elektronlarning energiyasi 1-10 keV, ikkilamchi nurda 5-2000 eV oralig'ida joylashgan. Birlamchi elektron energiyasini tanlash elektronlarning kirib borish chuqurligiga va qo'llaniladigan usulga bog'liq (masalan, elementar sezgirlik bo'yicha miqdoriy tahlil).



1-rasm. Detektorga urilgan elektronlarning energiya spektri

Spektr quyidagi cho'qqilarga ega (1-rasm):
- birlamchi nurning energiyasiga teng E_p energiyasiga ega bo'lgan elastik tarqoq elektronlar cho'qqisi;
- E = 0 yaqinida haqiqiy ikkilamchi elektronlarning cho'qqisi;
- past intensivlikdagi cho'qqilarga ega bo'lgan nol va E_p o'rtasidagi fon.

Past intensivlikdagi cho`qqilar ikki xil bo'lishi mumkin. Birinchisining holati birlamchi nurning $E_p$ energiyasiga bog'liq emas, ikkinchisi shunday bog'liqki, elastik cho'qqi $\Delta E_p$ ga siljiganida, ularning spektrdagi o'rni ham $\Delta E_p$ ga siljiydi. Ruxsat etilgan qiymatli elektron cho`qqilari Auger elektronlari bilan bog'langan va Auger elektron spektroskopiyasida qo'llaniladi. "Mobil" cho'qqilar yo'qotish cho'qqilari deb ataladi va diskret darajadagi ionlanish yoki plazmonning qo'zg'alishi (ommaviy yoki sirt) paytida o'z energiyasini yo'qotgan birlamchi elektronlar bilan bog'liq. Bunday elektronlar elektron energiyasini yo'qotishning xarakterli spektroskopiyasida qo'llaniladi, ular quyida batafsil ko'rib chiqiladi.

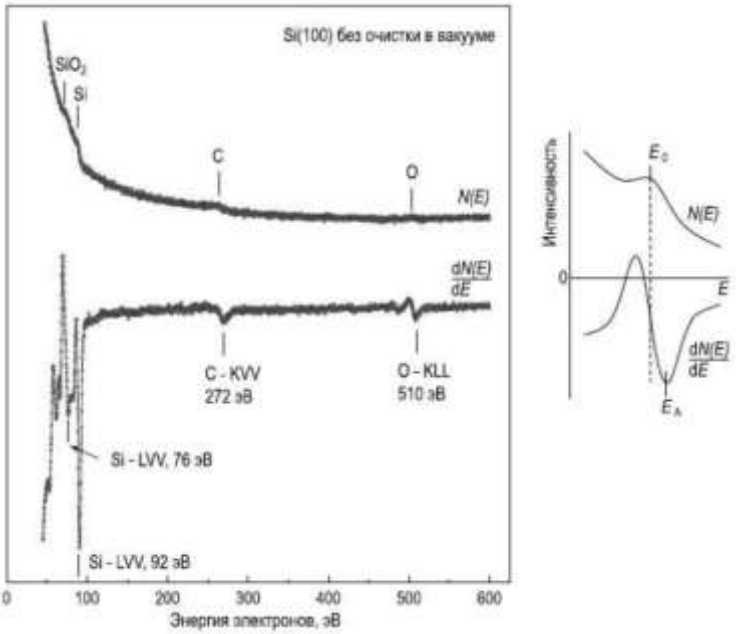
Namuna yuzasi 2 - 10 keV energiyaga ega birlamchi elektronlar tomonidan bombardimon qilinadi. Bunday energiya atomning chuqur sathidan elektronni "uyrib tashlash" uchun yetarli. Chiqarilgan va aks ettirilgan elektron atomni tark etib, chuqur darajada bo'sh joy qoldiradi. Bunday holat atom uchun energetik jihatdan noqulay va yuqori darajadagi elektron bu bo'sh joyni egallashga intiladi. Bunday o'tish paytida chiqarilgan ortiqcha energiya rentgen nurlari (rentgen-fluoresans) shaklida qayta chiqarilishi yoki tashqi

darajalarning ionlanishiga (Auger elektronini yaratish) ketishi mumkin. Auger elektronining energiyasi tushgan birlamchi elektronning energiyasiga bog'liq emas va ma'lum bir moddaning atomining energiya spektri bilan belgilanadi. Bu holat kimyoviy tahlil uchun AES dan foydalanish imkonini beradi. Ikkilamchi elektronlarning energiya spektri qisqa elektronning o'rtacha erkin yo'liga mos keladi: 5 - 10 Å. Birlamchi elektronning energiyasi chuqurroq qatlamlarda Auger elektronini hosil qilish uchun etarli bo'lsa ham, bunday ikkilamchi elektronning yo'l uzunligi namunani tark etish uchun etarli bo'lmasligi mumkin[4]. Shunga ko'ra, AES faqat sirt va sirtga yaqin qatlamlarni kimyoviy tahlil qilish uchun javob beradi[4]. Umuman olganda, bunday jarayonda uchta elektron ishtirok etadi, bu esa bu usulni vodorod va geliy uchun imkonsiz qiladi. Auger elektron energiyasi quyidagicha hisoblanadi:

$$E_{KL_1L_{2,3}} = E_K - E_{L_1} - E_{L_{2,3}} - E_A,$$

bu erda birlamchi elektron o'zaro ta'sir qiladigan K darajasining energiyasi. K darajasida hosil bo'lgan bo'sh joyni to'ldirishga intiladigan elektronning energiyasi.

AES ning asosiy komponentlari quyidagilardir: elektron qurol, elektron energiya analizatori va ma'lumotlarni qayta ishlash elektronigi. Elektron qurol asosiy elektron nurni hosil qiladi va fokuslaydi. Analizatorlarning ikki turi mavjud: kechiktiruvchi (to'rt panjarali) va burilishli (silindrsimon oyna, yarim sharsimon). Tarixiy jihatdan birinchi analizatorlar to'rt tarmoqli kechikish analizatorlari bo'lib, ular LEED usulida ham qo'llaniladi. Bunday analizator energiyalari berilgan chegara qiymatidan past bo'lgan elektronlarni ushlab turish imkonini beradi. Usulning rivojlanishidagi muhim bosqich silindrsimon oyna tipidagi deflektor analizatorlarining paydo bo'lishi edi. Ushbu turdagi analizatorlar ma'lum diapazonda energiyaga ega elektronlarni o'tkazadilar, bu sezgirlikni oshiradi, lekin energiya o'lchamlarini kamaytiradi. Ikki oraliqli analizator yordamida energiya o'lchamlarini oshirish mumkin. Analizator tomonidan qabul qilingan foydali signal fonga nisbatan past intensivlikka ega. Tahlil qilinadigan energiyani modulyatsiya qilish orqali fonni bostirish mumkin. Bunday holda, signal birinchi hosila shaklida qayd etiladi (2-rasm).



2-rasm. Si(100) misolida elektron energiya taqsimotining antiderivativ (N(E)) va birinchi hosilasi ko'rinishidagi Auger spektrlari.

Namuna yuzasidagi kimyoviy elementlar haqidagi ma'lumotlarga qo'shimcha ravishda, AES elementlarning sirt va qatlam taqsimotini aniqlash uchun miqdoriy tahlilda ishlatilishi

mumkin. Sirt elementini tahlil qilishda namuna sirt bo'ylab skanerdan o'tkaziladi va Auger elektronlarining oqimi qayd etiladi. Elementlarni chuqurlikka qarab taqsimlash uchun qo'shimcha ravishda ion bilan ishlov berish qo'llaniladi. Bunday usullar bilan elementning kontsentratsiyasini aniq aniqlash qiyin, chunki ishchi formulalar ba'zi tizimlar uchun aniqlanmagan komponentlardan foydalanadi. Masalan, K darajasining ionlanish kesimi yoki Auger o'tish ehtimoli. Orqaga tarqalish hissasi uchun zarur bo'lgan element kontsentratsiyasining balandlik taqsimoti aniq ma'lum emas.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Mamatkarimov, O. O. Quchqarov, B. X. Abdulkhayev, A. A. (2020). Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor. “International Conference on Energetics, Civil and Engineering”, 614 012027, 14-16.
2. Mamatkarimov, O. O. Quchqarov, B. X. Abdulkhayev, A. A. (2019). Релаксационная зависимость емкости трехслойной структуры в процессе формирования заряда инверсионного слоя. “Namangan davlat universiteti ilmiy axborotnomasi”, 2019-yil 6-soni 26-33.
3. Mamatkarimov, O. O. Quchqarov, B. X. Sharibaev, N.Yu. Abdulkhayev, A. A. (2021). Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor. “European Journal of Molecular & Clinical Medicine ”, ISSN 2515-8260 Volume 08, Issue 01,2021, 610 -618.
4. O.O. Mamatkarimov, B.X.Quchqarov, Abdulkhayev, A. A. B.Q.Nematullayev “Formation of layers in the migration of electrons when heterostructures occur in MDYa structures”. WEB of scientist: International scientific research journal ISSN: 2776-0979, Volume 3, Issue 4, April., 2022 418-426p

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРАБОТКИ РЕЦЕПТУРЫ ПВДФ-КОМПОЗИЦИЙ С УЛУЧШЕННЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

[1]Д.И. Камалова, [2]А.В. Умаров, [3]М.А. Кувватова
[1]профессор кафедры «Физика и астрономия», д.т.н. (DSc), НавГПИ
[2]д.т.н., проф., Ташкентский государственный транспортный университет
Ташкентский университет прикладных наук
[3]преподаватель кафедры «Общая физика», НавГГТУ

Известно, что при эксплуатации изделий на основе ПВДФ под действием внешних условий происходят процессы, приводящие к ухудшению их потребительских свойств. Причинами являются светотепловое старение, возникающее при действии ультрафиолетового (УФ) света и погодных условий, а также влияние различных окислителей и механические нагрузки. Возникающие процессы термоокислительной деструкции можно предотвратить введением в полимерные композиции необходимых стабилизаторов, что способствует увеличению срока эксплуатации полимерных композиций и расширению их области применения.

Стабилизаторы по защитному действию делятся на антиоксиданты и светостабилизаторы. В качестве антиоксидантов используют пространственно затрудненные фенолы, вторичные ароматические амины и производные фуранов. Среди них наиболее эффективны производные фенола, и, что немаловажно, они разрешены для применения в упаковках для косметических и пищевых продуктов. Для комплексной защиты от света и погодных условий необходимо добавлять также светостабилизаторы. Принцип их действия основан на отражении или поглощении светового потока. В основном используют УФ абсорберы, в качестве которых применяют оксибензофеноны, оксибензотриазолы и соединения триазинового ряда. Замещенные триазины среди перечисленных показали наилучшие результаты.

В данной работе приведены результаты исследований по разработке рецептур ПВДФ-композиций, обладающих повышенной устойчивостью к светотепловому старению. В качестве добавки, обеспечивающей защитное действие и антиоксидантные свойства ПВДФ-пластикату, использовали дифеноксиэтил фталат, а в качестве УФ-абсорбера — 4-амино-1,4,5,6- тетрагидро-1,2,4-триазинон-5. На первом этапе были получены и анализированы оксиэтилированный бутанол со степенью оксиэтилирования 1.0 по известной методике и оксиэтилированный фенол со степенью оксиэтилирования 1.0 по известной методике. На втором этапе реакцией этерификации были получены дибутоксиэтилфталат (1) и дифеноксиэтилфталат (2). Выход целевых эфиров 97 и 97,5% соответственно. Сравнение физико-химических свойств полученных пластификаторов со свойствами эталонного пластификатора ДОФ приведены в табл.1.

Таблица 1 **Физико-химические свойства симметричных фталатов оксиэтилированных спиртов**

Показатели	**Пластификатор**	
	1	**2**
Показатель преломления, $n^{20}D$	1,418	1,5314
Плотность, $d^{20}4$	0,900	1,1007
Кислотное число, мг КОН/г	0,070	0,070
Эфирное число, мг КОН/г	941	789
Молекулярная масса, на йдено	126	142
Молекулярная масса, вычислено	118	138

Выход целевого продукта составил 93%. $T_{пл}$. 149—151^{o}C, УФ-спектр 230 нм, ИК-спектр, см$^{-1}$ -3400, 1460, 1630.

На следующем этапе работы были определены некоторые физико-механические свойства ПВДФ-композиций на основе полученных нами добавок 1 и 2. Результаты испытаний образцов I и II ПВДФ-пластикатов с использованием разработанных добавок приведены в табл.2. В качестве контрольного образца (III) использована промышленная композиция.

Таким образом, из полученных данных видно, что наличие в рецептуре ПВДФ-композиции 4-амино-1,4,5,6-тетрагидро-1,2,4-триази- нона-5 и дифеноксиэтилфталата (рецептура II) приводит к повышению термостабильности, цветостабильности и атмосферостойкости продукта. Вероятно, в данном случае наблюдается синергизм их защитных эффектов, обеспечивающих свойства УФ абсорбера и антиоксидантные свойства соответственно.

Таблица 2 **Состав и физико-механические свойства ПВДФ-композиций**

Состав и показатели	**Композиция**		
	I	**II**	**III**
ПВДФ	100	100	100
Дибутоксиэтилфталат (1)	80	-	-
Дифеноксиэтилфталат (2)	-	80	-
Эпоксидированное соевое масло	5	5	5
4-амино-1,4,5,6-тетрагидро-1,2,4-триазинон-5	0.5	0.5	0.5
Время термостабильности, мин, 175°C	155	225	170
Цветостабильность, мин, 180°C	50	59	52
Атмосферостойкость	не выдерживает	выдерживает	не выдерживает

Физико-химические характеристики полученных эфиров определяли согласно ГОСТ 8728-88. Показатель «время термостабильности» композиции определяли индикаторным методом по «конго-рот» в соответствии с ГОСТ 14041-91. Цветостабильность оценивали визуально по времени до появления окрашивания пленки при термоэкспозиции (180^{o}C). Испытания на светотепловое старение проводили по ГОСТ 9.707-81 в везерометре при 50-55^{o}C с орошением водой по циклу в течение 5000 ч.

Список использованных литератур

1. Steenwijk J. Long-term heat stabilization by (natural) polyols in heavy metal- and zinc-free poly (vinyl chloride). Polymer Degradation and stability. 2005. V.91. Pp.52-59.

2. Folarin O.M. Thermal stabilizers for poly (vinyl chloride): A review International Journal of the Physical Science. 2011. V.6(18). Pp.4323-4330.

3. Лавров Н.А, Ксенофонтов В.Г., Белухичев Е.В. О механизме стабилизации поливинилхлорида. Пластические массы. 2016. №11-12. С.16-20.

4. Kamalova D., Umarov A., Kurbonov M. Electron-paramagnetic resonance and infrared spectroscopic research of the structure of a south field polyvinylidene difluoride near the percolation threshold. E3S Web of Conferences. International Scientific Conference “Construction Mechanics, Hydraulics and Water Resources Engineering” (CONMECHYDRO). Volume 264. **Tashkent. Uzbekistan, April 1-3. 2021.** SCOPUS. https://doi.org/10.1051/e3sconf/202126405009

NANO GETERO O‘TISHLI QUYOSH ELEMENTIDA FERMI SATHLARINI TENGLASHTIRUVCHI PARAMETRLARINING OPTIMAL QIYMATLARINI ANIQLASH

[1]E.Z. Imamov, [2]M.A. Askarov, [1]X.N. Karimov

[1]Muhammad al-Xorazmiy nomidagi Toshkent axborot texnologiyalari universiteti

[2]Berdaq nomidagi Qoraqalpoq davlat universiteti

Kirish. Hozirgi vaqtda kremniyli QE - quyosh elementlari samaradorligini oshirish muammosi bo‘yicha intensiv tadqiqotlar olib borilmoqda. SHu jumladan, nanotexnologiya yordamida yangi avlod quyosh elementini yaratish ham quyosh spektrining aktiv yutilish sohasini kengaytirish va quyosh elementining samaradorligini oshirishga erishish usullaridan biri hisoblanadi. Bizning oldingi ishlarimizda [1-3] nanotexnologik yondashuv orqali qo‘rg‘oshin xalkogenidli nanokirishmalarni bevosita kremniy tagligi sirtida o‘stirish orqali juda ko‘p (milliard va undan katta sonlargacha) nano getero o‘tish (NGO‘) larni yaratish natijasida olingan quyosh elementining samaradorlik masalalari nazariy jihatdan tadqiq etilgan.

Kontakt materiallarning energetik zonalariga ko‘ra Fermi sathi yuqori bo‘lgan kremniydan (masalan, *n*-tip Si) elektronlar qo‘rg‘oshin xalkogenidlaridan tayyorlangan nanokirishmaga (masalan, *r*-tip PbS) o‘tadi va bu jarayon ularning Fermi sathlari tenglashgunga qadar davom etadi. Har bir nanokirishmaga o‘tishi mumkin bo‘lgan elektronlar sonini nanokirishmaning geometrik o‘lchamlari va hosil bo‘ladigan potensial to‘siq kattaligiga bog‘liq holda baholash mumkin. Ikki material orasida getero kontakt yuzaga kelishi natijasida nanokirishmaga taglikdan N_1 ta elektron o‘tadi va Fermi energiya $\Delta\mu = (F_2 - F_1)$ ga o‘zgaradi va nanokirishmada $\Delta\varphi = \Delta\mu/e$ kattalikda potensial hosil kiladi. Agar nanokirishmani sirtida elektronlar bir tekis joylashib kattagina (a^2) yuzani tashkil etadi hamda tekislikni juda katta deb hisoblasak, Ostragradskiy-Gauss teoremasiga asoslanib quyidagi potensialni olamiz:

$$\Delta\varphi = e\cdot N_1/S = e\cdot d\cdot N_1/(\varepsilon_N\cdot\varepsilon_o\cdot S), \qquad (1)$$

bu erda, ε_N – PbS ning dielektrik singdiruvchanligi, ε_0 – dielektrik doimiysi, $S = \varepsilon_N\cdot\varepsilon_o\cdot S/d$ – nanokirishmaning elektr sig‘imi, $S = a^2$ va d esa uning ko‘ndalang kesim yuzasi va qalinligi. Keyinchalik bu potensial barer $\Delta\varphi$ fotonlar ta’sirida paydo bo‘ladigan elektron-kovak juftliklarini bir-biridan ajratadi va fototok hosil qiladi.

Taglikdan nanokirishmaga o‘tgan elektronlarni soni (N_1) ushbu (1) ifoda yordamida aniqlanadi:

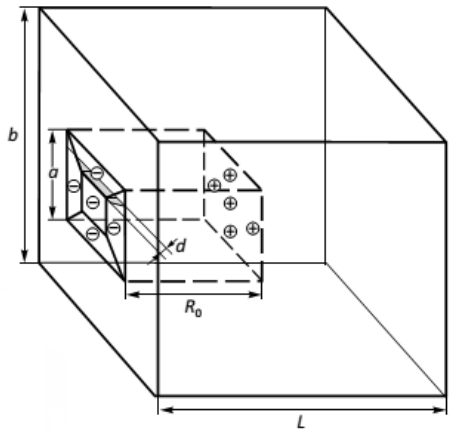
$$N_1 = \varepsilon_N\cdot\varepsilon_o\cdot a^2\cdot\Delta\varphi/(e\cdot d). \qquad (2)$$

Demak, bu N_1 elektronlar soni ε_N nanokirishmaning dielektrik singdiruvchanligiga, S ko‘ndalang kesim yuzasiga va kontaktning $\Delta\mu$ potensial bar’er kattaligiga to‘g‘ri proporsional bo‘lib, nanokirishma *d* qalinligiga teskari proporsional ekan.

Ushbu maqolada quyosh elementi tagligi sifatida strukturaga ega bo‘lmagan Si ni qo‘llash masalasiga asosiy e’tibor qaratilayotganligi uchun, bunday Si da etarlicha (N_1 ta) elektronlarning mavjudligini ta’minlash qiyinchilik tug‘diradi.

Notartibli tuzilishga ega Si da ko‘p sonli tabiiy lokal markazlar va taqiqlangan zonasida sathlar guruhi mavjud. Ularning zichligi $10^{25} \div 10^{26}$ $m^{-3}\cdot eV^{-1}$ tartibida bo‘ladi [4,5]. Bunday katta konsentratsiyali (*n*) lokal holatlarga ega moddalarda elektr o‘tkazuvchanlik ko‘p jihatdan elektronlarning lokal holatlar orasida “sakrash” mexanizmi orqali amalga oshiriladi. Agar tegishli potensial barerning balandligi (*E*) va kengligi (*R*), hamda elektronlarning effektiv massasi (*m**) etarlicha kichik bo‘lsa, kremniyda lokallashgan holatlar orasidagi

harakatlar ehtimolligi $\exp\left(-2R\sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}}\right)$ eksponentaga proporsional bo‘lgan tunnel mexanizmi orqali ham amalga oshiriladi [6] ($\hbar$ – Plank doimiysi). Tunnel ehtimolligi faqat Si ning chegara sohasidagi energetik holat zichligidan R masofada joylashgan PbS ning multi ektisonli sathlariga elektronlarni o‘tish mexanizmini belgilaydi. Elektronlar tunnel tarzda tark etgan musbat bo‘sh o‘rinlari hosil qilgan maydon ta’sirida Si ning hajmidagi holatlar zichligidan boshqa elektronlar lokal holatlar zichligi orqali sakrash mexanizmi bilan elektr o‘tkazuvchanlikni hosil qiladilar.



1-rasm. b^2 yuzali kremniy sirtida a^2 li nano getero o‘tish.

Nanokirishmaga tunnel o‘tishi mumkin bo‘lgan elektronlar soni (N_2) taqiqlangan sohadagi lokal (donor yoki akseptor tabiatli) holatlarning konsentratsiyasi (n = N/V), tunnel o‘tish ehtimolligi va bitta nanokirishma yopishgan taglikning ko‘ndalang kesimi yuzasiga (b^2) to‘g‘ri keladigan kremniyning hajmi (V = b^2R_o) orqali topiladi (R_o – hajmiy zaryad sohasining kengligi):

$$N_2 = nb^2R_o \exp\left(-\frac{2R}{\hbar}\sqrt{2m^*E}\right). \quad (3)$$

YAgona Fermi sathi shakllanish natijasida nano getero o‘tish to‘liq hosil bo‘ladi (1-rasm). (1) va (3) ifodalarni (N_1 va N_2) tenglashtirish orqali nanokirishma PbS va strukturaga ega bo‘lmagan Si parametrlari uchun optimal qiymatlarni aniqlaydigan ifoda kelib chiqadi:

$$\varepsilon_N\cdot\varepsilon_o\cdot a^2\cdot\Delta\varphi/(e\cdot d) = nb^2R_o \exp\left(-\frac{2R}{\hbar}\sqrt{2m^*E}\right). \quad (4)$$

Matematik modellashtirish yordamida (4) ifodadagi ($\hbar$ = 1,05·10^{-34} J·s, ε_0 = 8,85·10^{-12} F/m, e = 1,6·10^{-19} Kl, m_e = 9,1·10^{-31} kg, n = 10^{24} m^{-3}) doimiylarni hisobga olgan holda, yaratilayotgan quyosh elementning elektr maydoni samarali darajada elektr hosil qilish xususiyatiga ega bo‘ladigan parametrlarning optimal qiymatlari aniqlanadi. SHu qiymatlarda nano getero o‘tish hosil bo‘ladigan elektron-kovak juftligini bir-biridan ajrata oladigan samarador elektrostatik maydon aniqlanadi. Bu elektrostatik maydonning kuchlanganlik vektori moduli |**E**| Ostragradskiy-Gauss teoremasiga asosan 10^8 V/m (yoki 10^6 V/sm) ga teng. Maydon kuchlanganligining bu qiymati fotonlar ta’sirida hosil bo‘lgan elektron-kovak juftliklarini bir-biridan ajratib, fototok (fotoEYUK) hosil qilishga qodir [1].

Elektrostatik maydonning kuchlanganlik vektori modulining |**E**| = 10^8 V/m optimal qiymati amaldagi quyosh elementlariga tegishli qiymatga mos keladi va u (4) ifodada quyidagi kattaliklar [7,8]: a = 20 nm, d = 1 nm, $\Delta\varphi$ = 0,2 V, b = 100 nm, R_o = 10 mkm, R = 1,5 nm, m* = 0,29m_e, E = 0,35 eV qiymatlarda olinishi natijasida kelib chiqdi. Bu kattaliklar quyidagi oraliqlarda o‘zgarishi mumkin: a = 10; 15; 20 nm, d = 1; 1,5; 2 nm, $\Delta\varphi$ =0,1; 0,2 V, R = 0,5; 1; 1,5 nm, m* = 0,1; 0,29; 0,5m_e, b = 100; 500; 1000 nm. Tabiiyki, elektrostatik maydonning kuchlanganlik vektori moduli |**E**| uchun ham har xil natijalar olinadi.

Ahamiyatlisi, Fermi sathlarini tenglashtirishda nano getero o‘tishli quyosh elementining tegishli parametrlari uchun olingan optimal qiymatlar nanoo‘lchamli PbS va nostrukturaviy Si ning real holatlari uchun mos keladi.

Xulosa. Maqolada nano getero o‘tishlarga ega samarador quyosh elementining shakllanishida uning parametrlarining optimal qiymatlarini aniqlash masalalari nazariy tadqiq etildi.

Matematik modellashtirish metodi yordamida hisoblangan elektrostatik maydonning

kuchlanganlik vektori modulining $|\mathbf{E}| = 10^8$ V/m qiymati amaldagi monokristal quyosh elementlariga tegishli bo‘lganligi va olingan parametrlar tajribada quyosh elementini olish texnologiyasi to‘liq yaratilganligi uchun eng optimal qiymat deb qabul qilishimiz mumkin.

Nano getero o‘tishli quyosh elementida Fermi sathlarini tenglashtiruvchi parametrlarning optimal qiymatlarini real holat bilan mos tushishi ko‘rsatildi.

Фойдаланилган адабиётлар

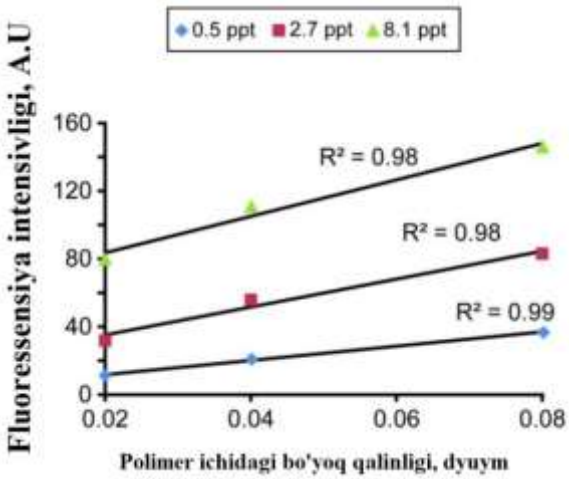
1. *Имамов Э.З., Муминов Р.А., Рахимов Р.Х., Каримов Х.Н., Аскаров М.А.* //Моделирование электрических свойств солнечного элемента с многими нано гетеро переходами //Computational Nanotechnology. 2022. Т. 9. № 4. С. 70–77.
2. *Askarov M.A., Imamov E.Z., Muminov R.A., Ismaylov K.A.* Formation of a highly efficient silicon solar cell with nano heterojunctions based on lead chalcogenides. Science and Education in Karakalpakstan № 4-2. 2022. pp 226-230.
3. *Askarov M.A., Imamov E.Z., Muminov R.A.* Formation of a solar cell based on nano heterojunctions. Science and innovation International scientific journal, Vol. 2 Is. 2 February 2023 pp 226-230.
4. *Бонч-Бруевич В.Л. и др.* Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М.: Наука, 1981. 384 с.
5. *Мотт Н., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах: В 2 т. (2-е изд., перераб. и доп.). М.: Мир, 1982.
6. *Орешкин П.Т.* Физика полупроводников и диэлектриков. М., «Высш.школа», 1977.
7. R. D. Schaller, V. I. Klimov, Phys. Rev. Lett. 92, 186601 (2004).
8. Klimov V.I., J. Phys. Chem. B 2006, 110, 16827-16845.

FOTODINAMIK TERAPIYA POLIMER BO’YOQLARI FLUOROSENT PARAMETRLARINI TADQIQ QILSH

Soatillayev A.[1], Sayfullayev D[1], Salomov U.[2], [3]Boynazarov I.R., [3]Tojiboyev I.I.
[1]Mirzo Ulug`bek nomidagi O`zbekiston Milliy Universiteti
[2]Islom Karimov nomidagi Toshkent davlat texnika unversiteti
[3]O‘zRFA A.U. Arifov nomidagi Ion-Plazma va Lazer Texnologiyalari instituti

To’qimani fluorosensiya yordamida rezektsiya qilish printsipi operatsiyadan oldin yoki operatsiya vaqtida bemorlarga qo'llanilishi mumkin bo'lgan fluorosensiya xususiyatlarga ega maqsadli vositalardan foydalanishga asoslanadi. Ushbu agentlar floroforning selektivligi va ta'siriga qarab to’qima to'qimalari ichida va atrofida yoki to’qima hujayralari ichida to'planish uchun mo'ljallangan. Operatsiya paytida asosiy talab etiladigan diagnostika tahlil bu fluorosensiyaga asoslangan vizual farqlashni kuchaytirish va o’sma to'qimalarining chegaralarini aniqlashdir. Neyroxirurgiyada o'smalarni aniqlash uchun ishlab chiqilgan lyuminestsent agentning eng mashhur namunasi 5-aminolevulin kislotasi (5-ALA) bo'lib, u o'smalar va malign gliomalarning chegara hududlarini ko'rsatish uchun ishlatiladi. Shu sababli biz tadqiqotlarimizda ushbu standart reagentdan foydalandik.

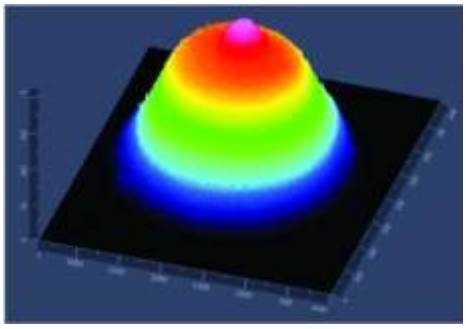
Har bir standart uchun boshlang'ich fluorosensiya intensivligi bo'yoq kontsentratsiyasi va polimer qalinligi bilan farq qiladi. Intensivlik qiymati ma'lum bir kontsentratsiya uchun qalinlik bilan chiziqli tarzda oshdi. Shu bilan birga, chiziqli o'sish tezligi ham bo'yoq konsentratsiyasiga qarab o'zgargan. Masalan, og'irlik me'yorlari bo'yicha ming qismga 8,1 qism (ppt) uchun qalinlik sifatida ortib borayotgan intensivlik darajasi 0,5 ppt standartlaridagi o'sish tezligidan kattaroq edi (1-rasm).



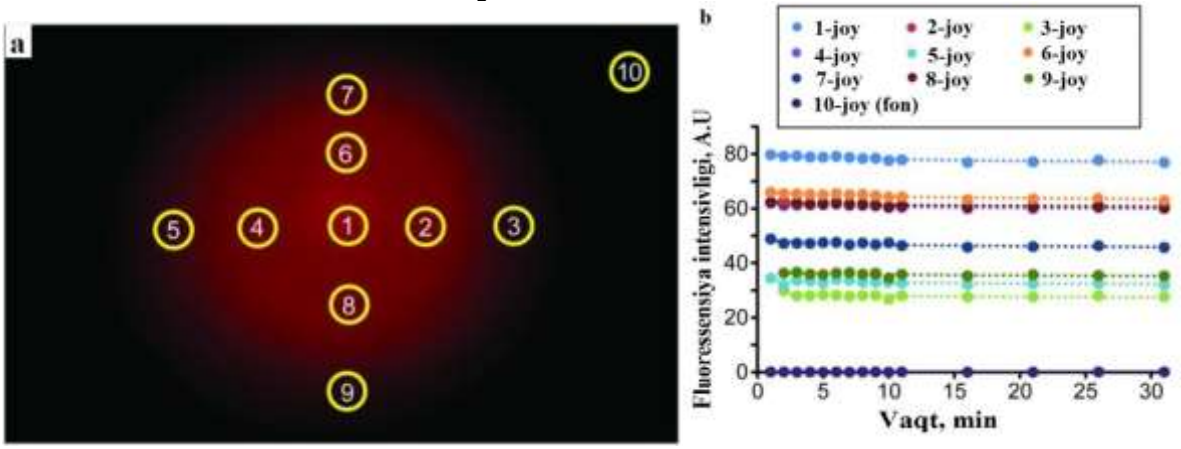
1-rasm. 9 ta standartning har birida nol vaqtdagi lyuminestsent intensivligini bo'yoq konsentratsiyasi va qatlam qalinligi bog’liqligi.

Ko'rish maydoni bo'ylab fluorosensiya bir xil emas. Olingan tasvirlarning miqdoriy tahlili shuni ko'rsatdiki, har qanday standart materiallarning KS (ko’rish sohasi) bo'ylab fluorosensiya intensivligining bir xil emas (2-rasm). Fluorosensiya intensivligining namunasi ma'lum bir joyda standart ta'sir ko'rsatadigan ko'k yorug'lik nurining intensivligi bilan bog'liq.

Ko’rish sohasi bo'ylab asosiy fluorosensiya intensivligining bir xil bo'lmagan taqsimlanishiga qo'shimcha ravishda, yorug'lik intensivligi bilan fotooqartirishning sekin tezligi o'zgarib turardi. 30 daqiqa davomida olingan tasvirlar 10 ta qo'lda tanlangan qiziqish zonalarida (investitsion daromad) tahlil qilindi, natijada fotosuratlarni oqartirishning turli stavkalari paydo bo'ldi (3-a,b-rasm). Tabiiy logarifmik tenglamalarning koeffitsientlari 7-standart uchun har bir joyning yemirilish tezligini modellashtirish uchun ishlatiladi.



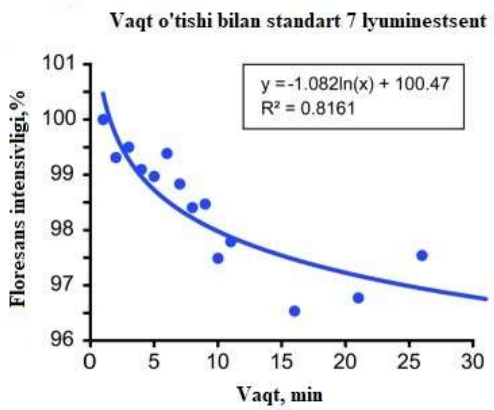
2-rasm. BLUE 400 yorug'lik nuri ostida 7-standartning fluoresensiya intensivligining uch o'lchovli diagrammasi. Intensivlik Z o'qida chizilgan va rang bilan kodlangan, X va Y o'qlari sirt koordinatalari.



3-Rasm. (a) 7-standart uchun 30 daqiqa davomida 10 ta hududni fotooqartirish tezligi. (b) Operatsion mikroskop ostidagi bo'yoqli polimer standart varag'ining tasviri BLUE 400 yorug'lik, tanlangan 10 ta bir xil o'lchamdagi mintaqani (1-10) ko'rsatadi. intensivlik tahlili uchun (b da ko'rsatilgan). Ppt, og'irlik bo'yicha mingdan bir qismlar

Ma'lumotlar shuni ko'rsatadiki, eng yuqori asosiy fluorosensiya intensivligiga ega bo'lgan markaziy joylashuv (KS 1, 7a-rasm) eng katta fotooqartirish tezligiga ega. Periferiyadagi hudud (KS 10) tadqiqotlar avvalida eng kichik intensivlikni va eng past fotooqartirish so’nish tezligini ko'rsatdi. Fluorosensiyaning so’nishi ko’rish sohasidagi turli nuqtalar orasida har xil bo'lsa-da, bunday fluorosensiya so’nishi logarifmik ko’rinishiga amal qildi. Umuman olganda, fotooqartirish darajasi 1-9 standartlarda o'xshash edi va juda past edi (4-rasm). Biroq, tahlil qilingan har bir standart uchun har bir ma'lumot to'plami ko'p sabablarga ko'ra yuqori psevdo-R2 qiymatiga ega bo'lgan logarifmik tenglamaga mos keldi, shu jumladan vaqt o'tishi bilan fluorosensiya intensivligining o'zgarishi va kichik o'zgarishlar. Har qanday standart uchun 30 daqiqalik ta’sir davomida sodir bo‘lgan fotooqartirishning umumiy miqdori doimiy ravishda jami fluorosensiya intensivligining kichik foizini tashkil etdi. 30 daqiqa davomida umumiy so’nishning kichik miqdori intensivlik hisoblarini kamera tasvirining ta'sir qilish vaqtlaridagi tabiiy o'zgarishlarga, shuningdek tasvirlash xonasida mavjud bo'lgan yorug'likning umumiy miqdoridagi o'zgarishlarga nisbatan zaif bo'lib qoladi.

Umuman olganda, bizning natijalarimiz polimer standartlaridagi fotooqartirish kinetikasining logarifmik tabiati PpIX protoporfirin IX to’qimasida kuzatilganiga o'xshashligini tasdiqlaydi. Biroq, PpIX protoporfirin IX dan farqli o'laroq, bu so’nish standartlar uchun minimal ekanligi aniqlandi.



4-rasm. Polimerda bo'yoq standartlarida fluorosensiyaning so’nishi. 30 daqiqa davomida 7-standartda 1-nuqtada fuoressensiyaning logarifmik so’nishi. R^2 qiymati bilan logarifmik regressiya tenglamasi kiritilgan.

Adabiyotlar ro`yxati

1. A. Mecke, I. Lee, J.R. Baker jr., M.M. Banaszak Holl, B.G. Orr, Eur. Phys. J. E **14**, 7 (2004)
2. M. Ben Rabha, M.F. Boujmil, M. Saadoun, B. Bessaïs, Eur. Phys. J. Appl. Phys. (to be published)
3. F. De Lillo, F. Cecconi, G. Lacorata, A. Vulpiani, EPL, **84** (2008)
4. L. T. De Luca, Propulsion physics (EDP Sciences, Les Ulis, 2009)
5. Matsumura, N. et al. An Operating Microscope with Higher Magnification and Higher Resolution for Cerebral Aneurysm Surgery: Preliminary Experience—Technical Note. Neurologia medico-chirurgica 54, 497–501 (2014).

ШИРИНА КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ УРОВНЕЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, О.М.Юнусов, А.А.Акбаралиев,
Наманганский государственный университет
email: bt_abdulazizov@mail.ru

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств двумерного электронного газа в квантовых ямах (КЯ) полупроводниковых гетероструктурах. Такие структуры представляются весьма перспективными для твердотельной электроники. В работе изучен ширина квазистационарных уровней двумерного электронного газа в одиночной КЯ на базе узкозонных полупроводников InAs и InSb. Показано, что непараболичности зоны проводимости приводит к заметному изменению плотности состояний. Известно, что большинство наблюдаемые термодинамические величины (энтропия, теплоемкость и.т.д.) непосредственно определяют ПС газа[1-5].

Данная работа посвящена к аналитическому моделированию ПС двумерного электронного газа параболической дисперсией. Изучается влияние ширины квазистационарных состояний электрона на ПС газа. Показан рост энергии Ферми, в котором резкие ступенчатые изменения ПС постепенно сглаживаются.

Рассмотрим идеальный электронный газ с простым параболическим спектром. Энергия отсчитывается от дна зоны массивного полупроводника. В гетероструктурной квантовой яме энергия поперечного движения квантуется, а спектр электрона можно представит в виде[6-11]

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

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

$$n_s = \sum_{n=1} \int_0^\infty g(E) f(E) dE \tag{2}$$

где, $f(E)$ - функция распределения Ферми-Дирака, и

$$g(E) = g_0 \sum_{n=1} \Theta(E - E_n) \tag{3}$$

Здесь, $g_0 = m/\pi\hbar^2$, $\Theta(E - E_n)$ - шаговая функция Хевисайда.

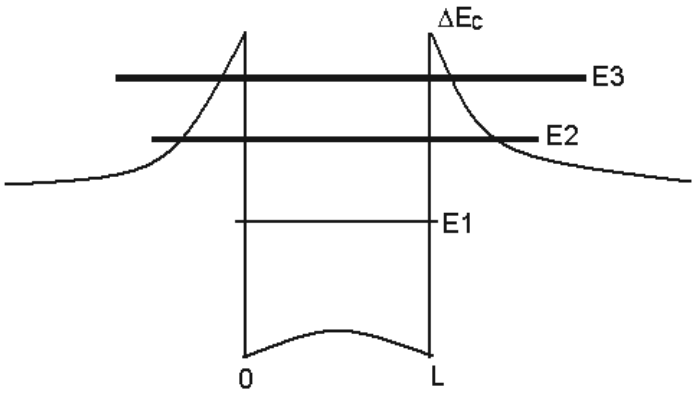


Рис.1. Примерный профиль КЯ и уровни энергии электрона. Верхние уровни имеют заметные ширины.

Расчет ширины уровней - задача квантовой механики. Для этого сначала необходимо определить профиль потенциала (см. Рис.1) решая системы дифференциальных уравнений Шредингера и Пуассона самосогласованным путем. Определяя энергетические уровни и волновые функции электрона затем можно оценить ширины уровней. Поскольку такие численные расчеты непросты, здесь построим качественные картины ПС, задавая величины E_n и Γ_n модельным путем.

На Рис.2 изображен график зависимости безразмерной ПС $g_s(\Gamma_n)/g_0$ от энергии Ферми E_F по формуле (8). При расчете принято $E_n = E_1 n^2$, $\Gamma_n = 0{,}04 \cdot E_n^2$, $E_1 = 0.05\,\text{eV}$, $n = 1..5$.

Как видно из Рис.2, ширина квазистационарных состояний существенно влияет на форму зависимости ПС от энергия Ферми. При низких значениях E_F (т.е. при малых концентрации) ширина энергетических уровней мала и ПС имеет резко ступенчатую форму. С ростом значений энергию Ферми (т.е. сильно легированные образцы) ступенчатое изменение ПС значительно подавляется, что вместо ступеньки появляется гладкая кривая.

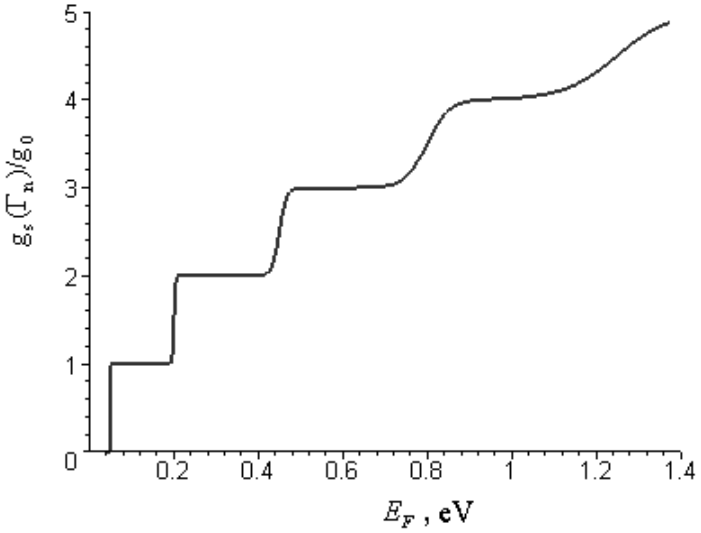


Рис.2. Зависимость безразмерной ПС газа $g_s(\Gamma_n)/g_0$ от энергии Ферми E_F при $T = 0$, $E_n = E_1 n^2$, $\Gamma_n = 0{,}04 \cdot E_n^2$, $E_1 = 0.05\,\text{eV}$, $n = 1..5$.

Для учета влияния конечной ширины уровней, обусловленной квазистационарными состояниями связанного электрона на ПС газа, вместо функции Хевисайда $\Theta(E - E_n)$ была использована модельная функция (5). Она получается интегрированием производной функции Ферми-Дирака (в котором, вместо температуры T фигурирует ширина n-го уровня Γ_n).

В данной работе изучено качественное поведение ПС обусловленным только уширением квазистационарными уровнями электрона в КЯ. Это результат соответствует случаю чистого образца. Чтобы учесть уширению уровня, обусловленное актом рассеяние электрона, вместо Γ_n надо взять суммарные ширины $\Gamma_n + \Gamma(\tau_p)$. Значение $\Gamma(\tau_p)$ можно оценить исходя из экспериментальной измеренных значений подвижности [1].

Литература

1. Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. -М. Логос, 2000. 248 с.
2. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J. Baymatov //*Effects of band nonparabolicity and band offset on the electron gas properties in InAs/AlSb quantum well* // Journal of Modern Physics, 2016. **7,** 1644-1650.
3. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov. Concentration dependences of the electron effective mass, Fermi energy, and filling of subbands in doped InAs/AlSb quantum wells. Ukr. J. Phys. Vol. **62**, No.1, 46–50 (2017) [doi: 10.15407/ujpe62.01.0046]
4. B. T. Abdulazizov, G. Gulyamov, P. J. Baymatov, Sh. T. Inoyatov, M. S. Tokhirjonov// Peculiarities of the Temperature Dependence of the Chemical Potential of a Two-dimensional Electron Gas in Magnetic Field// SPIN Vol. 12, No. 1 (2022) 2250002 (7 pages)
5. Кукушкин И.В, Мешков С.В, Тимофеев В.Ф. Плотность состояний двумерных электронов в поперечном магнитном поле. УФН. 1988. Т.**155**, вып. 2. С. 219–264.
6. A. A. Varlamov, A.V. Kavokin and Y.M. Galperin. Quantization of entropy in a quasi-two-dimensional electron gas. Phys.Rev. B **93**, 155404 (2016). doi:10.1103/PhysRevB.93.155404
7. Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов, П.Ж.Байматов //*О статистике электронов в квантовой яме InAs/AlSb*, Сборник публикаций мультидысциплинарного научного журнала «Архивариус». VII Международная научно-практическая конференция «Наука в современном мире» (19 марта 2016) г.Киев. стр 6-9. www.archivarius.org.ua
8. Г. Гулямов, П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов // *О термодинамике двумерного электронного газа с непараболичный дисперсией* // Самарқанд давлат университети Илмий Ахборотнома Журнали, 2016.№5 (99), стр 22-27
9. G.Gulyamov, P.J.Baymatov, B.T.Abdulazizov, M.S.Tokhirjonov// Semiconductor Physics and Microelectronics **3**, No.1,40-46 (2021). //https://uzjournals.edu.uz/semiconductors
10. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J.Baymatov // Three-band simulation of the g-factor of an electron in an InAs quantum well in strong magnetic fields // Journal of Nanomaterials ,Volume 2021, Article ID 5542559, https://doi.org/10.1155/2021/5542559 (**scopus IF 2.9**)
11.G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov. On the thermodynamics of a two-dimensional electron gas with non-parabolic dispersion. World Journal of Condensed Matter Physics **6**, 294-299 (2016).

ШИРИНА ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, , Д.С.Собиров, М.Р.Тохиржонова, Ш.Р.Абдулхамидова
Наманганский государственный университет
email: bt_abdulazizov@mail.ru

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств двумерного электронного газа в квантовых ямах (КЯ) полупроводниковых гетероструктурах. Такие структуры представляются весьма перспективными для твердотельной электроники. Пространственное квантование энергетических уровней носителей в КЯ приводит к существенному изменению их дисперсии, следовательно, и плотности состояний (ПС). В двумерном газе электронов ПС является ступенчатым [1]. В реальных образцах ступени плотности состояний будут частично размыты, а в грязных образцах - полностью подавлены. Вид ПС сильно зависит также от непараболичности зоны проводимости [2-5, 7-9].

В работе [4] изучен ПС двумерного электронного газа в одиночной КЯ на базе узкозонных полупроводников InAs и InSb. Показано, что непараболичности зоны проводимости приводит к заметному изменению ПС. Известно, что большинство наблюдаемые термодинамические величины (энтропия, теплоемкость и.т.д.) непосредственно определяют ПС газа.

Термодинамическая плотность состояния определяется как [2]

$$g_s(T)=\frac{\partial n_s}{\partial \mu}=g_0\sum_n \frac{1}{e^{(E_n-\mu)/T}+1} \tag{1}$$

Формула (4) описывает только температурное размытие ступени ПС. Чтобы включить расширение, обусловленное квазистационарными состояниями связанного электрона в КЯ, представим шаговой функции в виде

$$\Theta(E-E_n,\Gamma_n)=\frac{1}{e^{(E_n-E)/\Gamma_n}+1} \tag{2}$$

Здесь, параметр $\Gamma_n \sim \hbar/\tau_n$ имеет смысл ширина *n*-го энергетического уровня, τ_n - время жизни электрона в данном состоянии. В пределе $\Gamma_n \to 0$ (5) переходит в функцию Хевисайда. Для представления, на Рис.1 показан примерный профиль КЯ и уровни энергии.

Преобразуя найдем

$$n_s=\sum_{n=1}^{\infty}\int_0 g(E)f(E)dE=g_0\sum_{n=1}^{\infty}\int_0 \frac{1}{e^{(E_n-E)/\Gamma_n}+1}\frac{1}{e^{(E-\mu)/T}+1}dE \tag{3}$$

Тогда вместо (1) имеем

$$g_s(T,\Gamma_n)=\frac{\partial n_s}{\partial \mu}=g_0\sum_n\int_0^{\infty}\frac{1}{e^{(E_n-E)/\Gamma_n}+1}\frac{\partial f}{\partial \mu}dE \tag{4}$$

Формула (4) описывает размытие ступени ПС как за счет температуры, так и из-за ненулевой ширины квазистационарных состояний. При низких температурах $\mu \to E_F$, (где, E_F - энергия Ферми вырожденного двумерного газа) и из (4) следует

$$g_s(\Gamma_n)=g_0\sum_n\frac{1}{e^{(E_n-E_F)/\Gamma_n}+1} \tag{5}$$

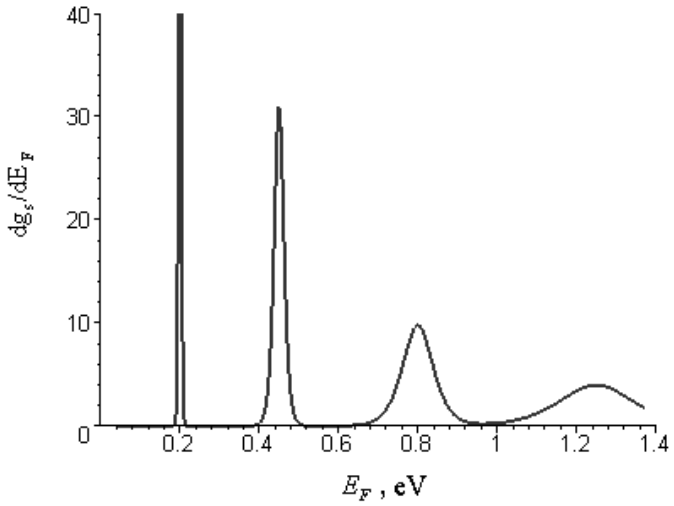


Рис.1. Зависимость производной $\mathrm{dg_s/dE_F}$ от энергии Ферми E_F при $T=0$, $E_n=E_1n^2$, $\Gamma_n=0{,}04\cdot E_n^2$, $E_1=0.05\,\mathrm{eV}$, $n=2..5$.

В зависимости производной $\mathrm{dg_s/dE_F}$ от энергии Ферми E_F вместо ступеньки ПС появляется дискретные пики (Рис.3). При низких значениях E_F, когда ширина энергетических уровней мала, пики в зависимости $\mathrm{dg_s/dE_F}$ имеют резкий максимум. С ростом энергия Ферми высота пиков постепенно подавляется, а их ширина растет. Такая зависимость производную $\mathrm{dg_s/dE_F}$ обусловливает, например дискретные пики одночастичной энтропии в двумерном газе [6, 9-11].

Для учета влияния конечной ширины уровней, обусловленной квазистационарными состояниями связанного электрона на ПС газа, вместо функции Хевисайда $\Theta(E-E_n)$ была использована модельная функция (5). Она получается интегрированием производной функции Ферми-Дирака (в котором, вместо температуры T фигурирует ширина n-го уровня Γ_n).

В данной работе изучено качественное поведение ПС обусловленным только уширением квазистационарными уровнями электрона в КЯ. Это результат соответствует случаю чистого образца. Чтобы учесть уширению уровня, обусловленное актом рассеяние электрона, вместо Γ_n надо взять суммарные ширины $\Gamma_n+\Gamma(\tau_p)$. Значение $\Gamma(\tau_p)$ можно оценить исходя из экспериментальной измеренных значений подвижности [1,12].

Литература

1. Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. - М. Логос, 2000. 248 с.

2. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J. Baymatov //*Effects of band nonparabolicity and band offset on the electron gas properties in InAs/AlSb quantum well* // Journal of Modern Physics, 2016. **7,** 1644-1650.

3. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov. Concentration dependences of the electron effective mass, Fermi energy, and filling of subbands in doped InAs/AlSb quantum wells. Ukr. J. Phys. Vol. **62**, No.1, 46–50 (2017) [doi: 10.15407/ujpe62.01.0046]

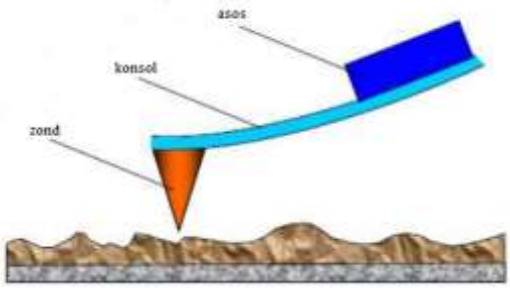
4. Baymatov Paziljon Jamoldinovich, Bahrom Toshmirza O’g’li Abdulazizov.//*The Density of States of the Two Dimensional Electron Gas in InAs/AlSb Quantum Well*.//American Journal

of Physics and Applications. Vol. **6**, No. 1, 2018, pp. 18-21. [doi: 10.11648/j.ajpa.20180601.14]
5. Кукушкин И.В, Мешков С.В, Тимофеев В.Ф. Плотность состояний двумерных электронов в поперечном магнитном поле. УФН. 1988. Т.**155**, вып. 2. С. 219–264.
6. A. A. Varlamov, A.V. Kavokin and Y.M. Galperin. Quantization of entropy in a quasi-two-dimensional electron gas. Phys.Rev. B **93**, 155404 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.93.155404
7. Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов, П.Ж.Байматов //*О статистике электронов в квантовой яме InAs/AlSb*, Сборник публикаций мультидысциплинарного научного журнала «Архивариус». VII Международная научно-практическая конференция «Наука в современном мире» (19 марта 2016) г.Киев. стр 6-9. www.archivarius.org.ua
8. Г. Гулямов, П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов // *О термодинамике двумерного электронного газа с непараболичный дисперсией* // Самарқанд давлат университети Илмий Ахборотнома Журнали, 2016.№5 (99), стр 22-27
9 G. Gulyamov, P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov, M.S.Tokhirjonov. Semiconductor Physics and Microelectronics **3**, No.1,40-46 (2021). //https://uzjournals.edu.uz/semiconductors
10. B. T. Abdulazizov, G. Gulyamov, P. J. Baymatov, Sh. T. Inoyatov, M. S. Tokhirjonov// Peculiarities of the Temperature Dependence of the Chemical Potential of a Two-dimensional Electron Gas in Magnetic Field// SPIN Vol. 12, No. 1 (2022) 2250002 (7 pages)
11.G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J.Baymatov // Three-band simulation of the g-factor of an electron in an InAs quantum well in strong magnetic fields // Journal of Nanomaterials ,Volume 2021, Article ID 5542559, https://doi.org/10.1155/2021/5542559 (**scopus IF 2.9**)
12. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov. On the thermodynamics of a two-dimensional electron gas with non-parabolic dispersion. World Journal of Condensed Matter Physics **6**, 294-299 (2016).

ATOM KUCH MIKROSKOPIYASI

A.A. Abdulxayev[1], S.B. Fazliddinov[2], A.A. Saydaliyev[1]
[1]Namangan muxandislik-texnologiya instituti.
[2]Namangan davlat universiteti

Atom kuch mikroskopining ishlashi zond va namuna yuzasi o'rtasidagi o'zaro ta'sirga asoslangan. Ushbu o'zaro ta'sirning sababi zond atomlari va sirt atomlari o'rtasida van der Waals kuchlarining paydo bo'lishidir. Zond namuna yuzasidan tortish yoki itarish natijasida egilib, elastik konsolda asosga mahkamlanadi. Konsolning sxematik ko'rinishi (zond sensori) 1-rasmda ko'rsatilgan.



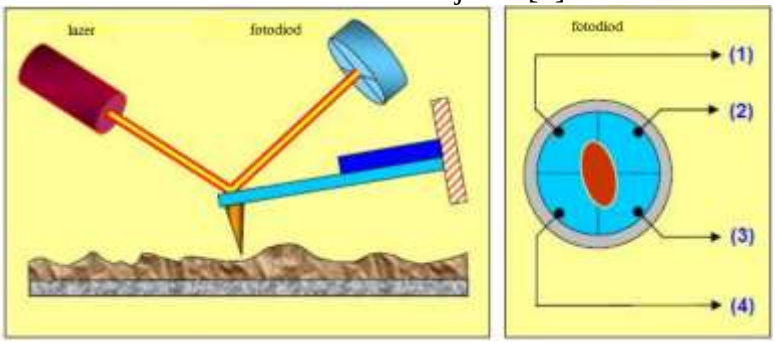
1-rasm. AKM zond sensorining sxematik ko'rinishi

Bir-biridan r masofa bilan ajratilgan zond yuzasi va namuna yuzasidagi atomlarning o'zaro ta'sirini tasvirlash uchun Lennard-Jons quvvat funktsiyasidan foydalaniladi:

$$U_{LD}(r) = U_0(-2(\frac{r_0}{r})^6 + (\frac{r_0}{r})^{12}) \quad (1)$$

bu yerda $U_{LD}(r)$ - o'zaro ta'sir energiyasi, U_0 - muvozanat holatidagi o'zaro ta'sir energiyasi (minimal energiya), r_0 - muvozanat holatidagi atomlar orasidagi masofa, r - atomlar orasidagi masofa.

Formulaning (1) birinchi atamasi katta o'zaro masofadagi tortishishni tavsiflaydi. Nazariya nuqtai nazaridan buni dipol-dipol induktsiyali o'zaro ta'sirning paydo bo'lishi bilan izohlash mumkin (van der Vaals kuchi). Ikkinchi atama atomlarning almashinuv o'zaro ta'siri natijasida bir-biriga yaqinlashganda o'zaro itarilishini tavsiflaydi. Zamonaviy atom kuch mikroskoplarida konsolning egilishini aniqlash uchun optik tizimdan foydalaniladi, uning sxemasi 2-rasmda ko'rsatilgan.Yarimo'tkazgichli lazer shunday o'rnatiladiki, konsoldan aks ettirilgan nur fotodetektor markaziga tegadi (2-rasm, o'ng). To'rt qismdan iborat yarimo'tkazgichli fotodiod fotodetektor vazifasini bajaradi[4].



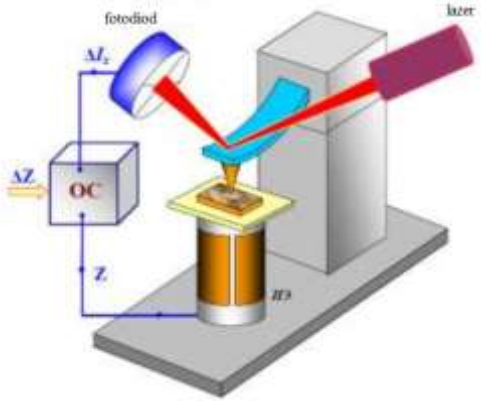
9-rasm. AKM zond konsolining egilishini qayd qilish uchun optik tizim

Konsolni deformatsiya qiluvchi itarilish va tortish kuchlari vertikal komponent FZ va lateral komponent FLga ega. Fotooqimning dastlabki qiymatlarini I_{01}, I_{02}, I_{03}, I_{04}, konsolning o'zaro ta'siridan keyingi fotooqim qiymatlarini esa I_1, I_2, I_3, I_4 deb belgilaymiz. Keyin farq oqimlarining kattaligi konsolning egilishining kattaligi va yo'nalishi haqida ma'lumot beradi:

$$\Delta I_Z = (\Delta I_1 + \Delta I_2) - (\Delta I_3 + \Delta I_4) \quad (2)$$

$$\Delta I_L = (\Delta I_1 + \Delta I_4) - (\Delta I_2 + \Delta I_3) \quad (3)$$

ΔI_L qiymati lateral kuchlar ta'sirida konsolning buralishini, ΔI_Z - namunaga perpendikulyar kantileverning egilishini tavsiflaydi. ΔI_Z qiymati qayta aloqa tizimidagi kirish signali bo'lib, piezoelektrik harakatlantiruvchi element tomonidan doimiy ravishda saqlanadi (3-rasm).



3-rasm. AKMda teskari aloqani tashkil qilish sxemasi

AKMda sirt topografiyasi bo'yicha ma'lumotlarni yozib olishning ikkita usuli mavjud: kontaktli va tebranish. Kontakt usuli bilan ishlaganda, prob namunaning yuzasi bilan bevosita aloqada bo'ladi. Probga ta'sir qiluvchi itaruvchi kuch konsolning qattiqligi bilan qoplanadi. Ushbu rejimda sezgirlikni saqlab qolish va namuna yuzasiga zarar bermaslik uchun past qattiqlikdagi konsollardan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Amalda ular ko'pincha "yarim kontakt" deb ataladigan "gibrid" usuldan foydalanishga murojaat qilishadi. Tebranish usuli rejimida bo'lgani kabi, zond namuna ustida tebranadi, lekin kattaroq amplituda (10-100 nm) bilan "pastki" yarim tsiklda namuna yuzasiga tegadi. Konsolga ta’sir etuvchi kuchlar zondni namunaga tortuvchi van-der-Vaals kuchlaridan va probni sirtdan qaytaruvchi namunaning elastik kuchlaridan iborat. Ushbu rejimda piezovibrator operator tomonidan o'rnatilgan doimiy tebranish amplitudasini saqlaydi. Dissipatsiyani qoplaydigan pyezovibratordagi o'zgaruvchan kuchlanish kompyuter xotirasida qayd etiladi va amplituda va faza kontrastlari sifatida talqin qilinadi [1].

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Mironov V.L. Skanerli zond mikroskopining asoslari / Mironov V.L. - Nijniy Novgorod: Texnosfera. - 2009. - 116 b

2. Mamatkarimov, O. O. Quchqarov, B. X. Abdulkhayev, A. A. (2020). Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor. “International Conference on Energetics, Civil and Engineering”, 614 012027, 14-16.

3. Mamatkarimov, O. O. Quchqarov, B. X. Abdulkhayev, A. A. (2019). Релаксационная зависимость емкости трехслойной структуры в процессе формирования заряда инверсионного слоя. “Namangan davlat universiteti ilmiy axborotnomasi”, 2019-yil 6-soni 26-33.

4. Mamatkarimov, O. O. Quchqarov, B. X. Sharibaev, N.Yu. Abdulkhayev, A. A. (2021). Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor. “European Journal of Molecular & Clinical Medicine ”, ISSN 2515-8260 Volume 08, Issue 01,2021, 610 -618.

5. O.O. Mamatkarimov, B.X.Quchqarov, Abdulkhayev, A. A. B.Q.Nematullayev “Formation of layers in the migration of electrons when heterostructures occur in MDYa structures”. WEB of scientist: International scientific research journal ISSN: 2776-0979, Volume 3, Issue 4, April., 2022 418-426p

BIR O’LCHOVLI CHEKLI POTENSIALLI KVANT O’RADA ELEKTRON ENERGIYA SPEKTRINI TAHLIL QILISH USULLARI

O.M. Yunusov[1], A.A. Saydaliev[2], H.M. Abduqahhorov[3], I.R. Ne’matov[3], A.I.Mamasoliyev[3].

[1]*O’z.R.F.A. Fizika-texnika instituti*

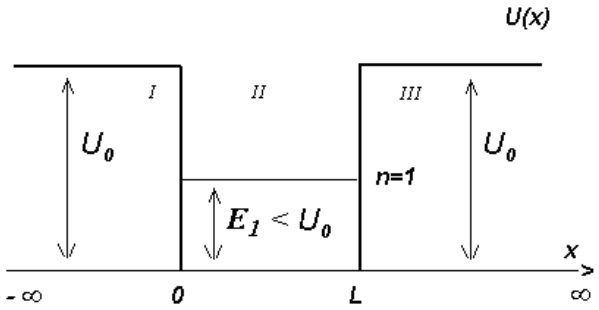
[2]*Namangan muhandislik-texnologiya instituti*

[3]*Namangan davlat universiteti*

Kvantlashgan o‘ralarda elektronli holatlarning o‘lchamli kvantlashishini e’tiborga olgan tok tashuvchilarning energiyaviy spektrini hisoblash oddiy hisoblashlardan emas. Shu sababli bunday hisoblashlarni, ayniqsa miqdoriy hisoblashlarda elektron hisoblash mashinalarga murojaat etishga to‘g’ri keladi va ularda hisoblashlarni katta aniqlik bilan olib borish imkonimni beruvchi maxsus hisoblash dasturlari mavjud. Xususan nanostrukturalardagi kvantlashgan holatlarini psevdopotensialli mikroskopik model yoki kuchli bog‘lanish metodlaridan foydalanib hisoblash va ularni miqdoran tahlil qilishning usullari anchayin ko‘p. Biroq, baribir, bunday hisoblash usullari talab darajasidagi aniqlik bilan hisoblashlarni olib borish imkonini bermaydi, shuningdek bu hisoblash metodlari qandaydir simmetriyali holatlar uchun katta aniqlik bilan hisoblashni orlib borish imkonini bersa, boshqa simmetriyali holatlar uchun esa ojizlik qilib qoladi [1-4].

Bu yerda potensial energiya operatori uzlukli funksiya bo‘lib, butun o‘qi bo‘yicha $-\infty$ dan ∞ gacha oraliqda joylashgan. Potensialni uchta soxaga bo‘lib olamiz

$$U(x)=\begin{cases} U_0, & -\infty < x < 0, \quad \text{I soha} \\ 0, & 0 < x < L, \quad \text{II soha} \\ U_0, & L < x < \infty, \quad \text{III soha} \end{cases} \tag{1}$$



SHredinger tenglamasi (5) ni *I,II,III* soxalar uchun mos holda quyidagicha yozamiz

$$\frac{\partial^2\psi_I(x)}{\partial x^2}-\chi^2\psi_I(x)=0, \quad \chi=\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(U_0-E)} \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2\psi_{II}(x)}{\partial x^2}+k^2\psi_{II}(x)=0, \quad k=\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}E} \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2\psi_{III}(x)}{\partial x^2}-\chi^2\psi_{III}(x)=0, \quad \chi=\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(U_0-E)} \tag{4}$$

Bularni yechimlari (integrali) mos holda quyidagicha ko‘rinishga ega

$$\psi_I(x)=ae^{+\chi x}, \qquad x<0 \tag{5}$$

$$\psi_{II}(x)=b\sin(kx+\alpha), \qquad 0<x<L \tag{6}$$

$$\psi_{III}(x)=ce^{-\chi x}, \qquad x>L \tag{7}$$

SHredinger tenglamasi ikkinchi tartibli differensial tenglama bo‘lib, uni integrallashda ikkita doimiy paydo bo‘ladi. Aslida (5) yechimni to‘la ko‘rinishi $\psi_I(x) = ae^{+\chi x} + a_1 e^{-\chi x}$ bo‘lish kerak edi. Biroq to‘lqin funksiya ***uzluksiz va chekli*** bo‘lishi lozim. SHu bois, $x<0$ soxadagi $x \to -\infty$ qiymatlarda $a_1 e^{-\chi x}$ xad cheksizga intilishi sababli bu xadni tashlab yuborish kerak, ya’ni $a_1 = 0$ deb oldik. Xuddi shuningdek, (7) yechimda $c_1 e^{+\chi x}$ xadni tashlab yuborildi: $c_1 = 0$.[5,6].

Integrallash doimiylari a,b,c,α hamda zarra energiyasi E topilish zarur. Xammasi bo‘lib beshta noma’lum mavjud ekan. Bularni topish uchun beshta qo‘shimcha shart (tenglama) kerak. Bittasi *normallashtirish sharti*, uni quyidagicha yozamiz

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^2(x)dx = \int_{-\infty}^{0} \psi_I^2(x)dx + \int_{0}^{L} \psi_{II}^2(x)dx + \int_{L}^{\infty} \psi_{III}^2(x)dx = 1 \qquad (8)$$

Qolgan to‘rtta tenglama – **chegaraviy shartlardan** iborat: I va II soxadagi to‘lqin funksiyalarni hamda ularning birinchi xosilalarini $x=0$ nuqtada tenglik sharti, xuddi shuningdek II va III soxadagi to‘lqin funksiyalarni hamda ularning birinchi xosilalarini $x=L$ nuqtada tenglik sharti:

$$\psi_I(x)\big|_{x=0} = \psi_{II}(x)\big|_{x=0}, \qquad \psi_{II}(x)\big|_{x=L} = \psi_{III}(x)\big|_{x=L} \qquad (9)$$

$$\left.\frac{d\psi_I(x)}{dx}\right|_{x=0} = \left.\frac{d\psi_{II}(x)}{dx}\right|_{x=0}, \qquad \left.\frac{d\psi_{II}(x)}{dx}\right|_{x=L} = \left.\frac{d\psi_{III}(x)}{dx}\right|_{x=L} \qquad (10)$$

To‘lqin funksiya *uzluksiz bo‘lishi lozim*, ya’ni $x=0$ va $x=L$ nuqtalarda uzilmaslik kerak, shuning uchun (9) tengliklar – *uzluksizlik sharti* deb xam ataladi. Birinchi xosilalarini tenglik sharti (10) esa, $x=0$ va $x=L$ nuqtalarda to‘lqin funksiyalarni *sinmay* o‘tishi lozimligini bildiradi.

Yechimlar (5,6,7) ni (9,10) shartlarga qo‘yib, to‘rtta tenglama olamiz, normallashtirish tengligi (8) bilan ja’mi beshta tenglama masaladagi barcha beshta a,b,c,α, E noma’lumlarni topishga etarli. Quyida biz energiyani xisoblash bilan cheklanamiz.

(5,6,7) ni (9,10) shartlarga qo‘yib, to‘rtta tenglama olib, bu tenglamalar nisbatlari α, E ga nisbatan quyidagi ikkita tenglamani beradi

$$tg(\alpha) = \frac{k}{\chi} = \mu, \qquad tg(kL+\alpha) = -\frac{k}{\chi} = -\mu \qquad (11)$$

yoki

$$\sin(\alpha) = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}, \qquad \sin(kL+\alpha) = -\frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}} \qquad (12)$$

Bulardan α ni yo‘qotib, hamda trigonometrik funksiyalarni davriyligini xisobga olib quyidagini olish mumkin (Landau Lifshits)

$$kL = \pi n - 2\arcsin\left(\frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}\right), \qquad n = 1,2,3.... \qquad (13)$$

(26) dagi k, χ hamda (11) dagi μ ifodalaridan foydalanib, energiya uchun quyidagi transendent tenglamaga kelamiz

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2mL^2}\left(\pi n - 2\arcsin\sqrt{\frac{E_n}{U}}\right)^2, \qquad E_n < U, \qquad n = 1,2,3.... \qquad (14)$$

Elektron massasi m, o‘ra kengligi L va barer balandligi U larning qiymatlari berilsa, (14) tenglamadan energiyaning diskret $n=1,2,3$ qiymatlarini sonli usulda xisoblab topish mumkin[7-10] (masalan, *Maple* da).

Endi hech bo’lmaganda bitta elektronning n=1 bo’lganda ya’ni uning kamida birinchi energetik sathi potensilial o’ra ichida bo’lishi mumkinligini ko’rib chiqaylik.

1. Berilgan m, L, U da o‘radagi barcha sathlar soni N ni topaylik. Eng yuqoridagi sath barer qirg‘og‘ida turibdi $E_N \approx U$ (n=N) deb, (14) dan quyidagi natijaga kelamiz

$$U = \frac{\hbar^2}{2mL^2}\left(\pi N - 2\arcsin(1)\right)^2$$

yoki

$$U = \frac{\hbar^2\pi^2}{2mL^2}(N-1)^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{\sqrt{2mU}L}{\hbar\pi} = N-1 \quad \Rightarrow \quad N \approx \frac{\sqrt{2mU}L}{\hbar\pi}+1$$

2. Agar, barer balandligi cheksiz $U=\infty$ desak, u holda, (14) da $\arcsin(0)=0$ bo‘ladi va bizga ma’lum bo‘lgan formulaga kelamiz

$$E_n = \frac{\hbar^2\pi^2 n^2}{2mL^2}, \qquad U=\infty, \qquad n=1,2,3....$$

3. Agar, barer balandligi U yoki o‘ra kengligi L kamaya borsa, energiya sathlari yuqoridan boshlab bitta-bitta o‘radan chiqib keta boshlaydi. O‘rada energetik sath qoladimi yo‘qmi?. SHuni aniqlamoqchimiz. Faraz qilaylik, o‘rada eng quyi sath E_1 qolsin, va u barer qirg‘og‘iga yaqinlashsin $E_1 \to U$. U holda (14) tenglama quyidagicha yoziladi

$$E_1 = \frac{\hbar^2}{2mL^2}\left(\pi - 2\arcsin\sqrt{\frac{E_1}{U}}\right)^2$$

$$\frac{\sqrt{2mE_1}L}{\hbar} = \pi - 2\arcsin\sqrt{\frac{E_1}{U}} \quad \Rightarrow \quad \frac{\sqrt{2mU}\cdot L}{\hbar}\sqrt{\frac{E_1}{U}} = \pi - 2\arcsin\sqrt{\frac{E_1}{U}} \quad \Rightarrow$$

$$\frac{\sqrt{2mU}\cdot L}{\hbar} = \frac{\pi - 2\arcsin\sqrt{E_1/U}}{\sqrt{E_1/U}}$$

O‘ng tomononi $E_1 \to U$ da qatorga yoyamiz

$$E_1 \approx U - \frac{U^2}{2\hbar^2/mL^2} = U - \frac{U^2 mL^2}{2\hbar^2}$$

Demak, o‘ra chuqurligini ixtiyoriy kichik $U \to 0$ qiymatlarida xam $E_1 < U_0$, ya’ni bitta sath doim mavjud. Boshqacha aytganda: bir o‘lchovli masalada ixtiyoriy sayoz chuqurlikda xam zarracha bog‘lanib qoladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Landay L.D., Lifshis Y.M. Nazariy fizika qisqa kursi. T.2. Kvant mexanikasi. Toshkent, 1979.
2. Савельев И.В- Основы теоретической физики. Т.2. Квантовая механика. М-> 2005.
3. Гречко А.Г., Сучаков В.И., Томашевич О.Ф., Федорченко А.М. Сборник задач по теоретической физике. - М., Просвещение, 1979.
4. Блохтцев Д.И- Основы квантовой механики - М., 1983.
5. Landay L.D., Lifshis Y.M. Nazariy fizika qisqa kursi. T.2. Kvant mexanikasi. Toshkent, 1979

6. B. T. Abdulazizov, G. Gulyamov, P. J. Baymatov, Sh. T. Inoyatov, M. S. Tokhirjonov// Peculiarities of the Temperature Dependence of the Chemical Potential of a Two-dimensional Electron Gas in Magnetic Field// SPIN Vol. 12, No. 1 (2022) 2250002 (7 pages)
7. J. Baymatov, A.G. Gulyamov, B.T. Abdulazizov, Kh.Yu. Mavlyanov, M.S. Tokhirjonov. International Journal of Modern ‘hysics B 2150070 (1-13), 2022 World Scientic ‘ublishing Com’any DOI: 10.1142/S0217979221500703 (sco’us)
8. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J.Baymatov // Three-band simulation of the g-factor of an electron in an InAs quantum well in strong magnetic fields // Journal of Nanomaterials ,Volume 2021, Article ID 5542559, https://doi.org/10.1155/2021/5542559 (**scopus IF 2.9**)
9. P.J. Baymatov, B.T.Abdulazizov. On the thermodynamics of a two-dimensional electron gas with non-parabolic dispersion. World Journal of Condensed Matter Physics **6**, 294-299 (2016).
10. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov // Concentration dependences of the electron effective mass, Fermi enerjy, and filling of subbands in doped InAs/AlSb quantum wells // Украинский Физический Журнал. Ukr. J. Phys. 2017. Vol. 62, No. 1, стр 46-50 , doi: 10.15407/ujpe62.01.0046

$^{14}_{7}N(\mathrm{p},\alpha)^{11}_{6}C$ REAKSIYALAR YORDAMIDA TIBBIYOTDA QO‘LLANILADIGAN RADIONUKLIDNI SIKLOTRONDA OLINISHI

L.S. Habibullayeva, N.A. Tursunboyeva, A.U. Muxammadjonov, Sh.A. Abduqodirova
Namangan davlat universiteti

Shuni ta’kidlash kerakki, butun jahon sog‘liqni saqlash tashkiloti statistikasiga ko‘ra, jahonda onkologik kasalliklardan o‘lim ko‘rsatkichlari yurak-qon tomir kasalliklaridan keyingi ikkinchi o‘rinni egallaydi. Onkologik kasalliklarni erta tashxislash va samarali davolashning asosi yadro texnologiyalari va yadro tibbiyoti hisoblanadi. Hozirgi kunda yadro tibbiyotida ^{11}C va ^{18}F izotoplari foydalanish ko’lamining kengligi bo’yicha birinchi o’rinda turadi.

Tadqiqotning asosiy maqsadi: siklotron yordamida diagnostika maqsadida ishlatiladigan radionuklidlarning olinishini fizik asoslarni yoritib berish.

^{11}C - uglerod-11 radionuklidi. Uglerod izotopi barcha organik molekulalar tarkibida bor bo’lganligi uchun , undan preparat sifatida foydalanish juda qulay.

1.1-jadval

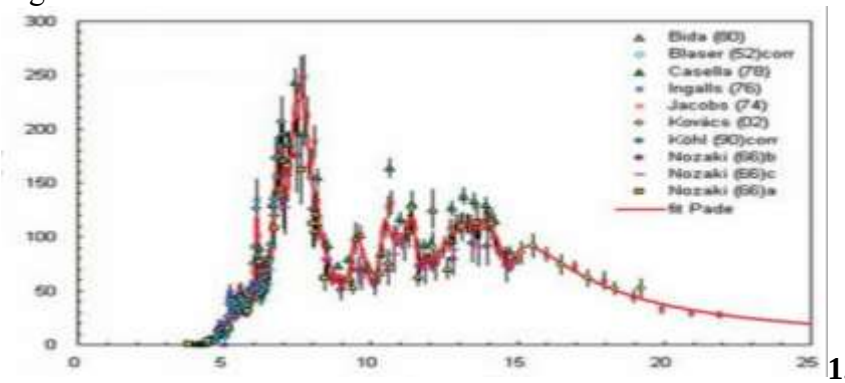
^{11}C ning yadroviy-fizik xossalari .

Nuklid	$T_{1/2}$	Parchalanish turi	E_{β^+} max	R_{β^+} (max) To’qimaga
^{11}C	20,4 min	β^+ (99,8 %) EC (0,2 %)	0,96 MeV	4,1 mm

^{11}C 1934-yilda birinchi marta sintez qilingan. 1939-yilda u o’simliklardagi fotosintezni o’rganish uchun foydalanilgan. 1945-yilda esa inson eritrositlarida birinchi tajribalar o’tkazilgan.

Uglerod-11 izotopini olishning yadroviy-kimyoviy usuli: $^{14}N(\mathrm{p},\alpha)^{11}C$.

Yarim yemirilish davri kichik bo’lgani uchun uglerod-11 izotopini birdaniga kerakli ko‘rinishda: oksidlangan yoki qaytarilgan, olish muhim. Azotni, kerakli elementlarni birdaniga qo‘shgan holda nurlantiramiz:



1.1-rasm.

$^{14}N(p,\alpha)^{11}C$ reaksiya kesimini reaksiyadagi zarralar energiyasiga bog’liqlik grafigi

$^{11}CO_2$ - nishon (N_2)tarkibida 1% miqdorda O_2 bor

$^{11}CH_4$ - nishon (N_2) tarkibida 5% H_2 bor

$^{14}N(\mathrm{p},\alpha)^{11}C$ reaksiyaning ostona energiyasi 4 *MeV* ni tashkil etadi (2.6-rasm). Qalin nishon uchun reaksiya maksimal kesimi esa 8 *MeV* ga teng.[1]

Uglerod-11 olish uchun ishlatiladigan [10] gaz holatdagi nishonda protonlarning yugurish yo‘li yetarlicha katta, shu sababli nishon uzun trubka ko‘rinishda tayyorlanadi va uning ichidagi gaz yuqori bosim ostida turadi. Nishon materiali geliy bilan sovutib turiladi. Gazsimon nishonning effektivligi nishon hajmi, tuzilishi, gaz tarkibi va bosimiga bog‘liq.

Protonlar bu gazsimon nishondan o‘tish vaqtida sochiladi. Nishon hajmidan optimal darajada foydalanish uchun trubkani konussimon kengayib borgan ko‘rinishda tayyorlanadi.

Hosil bo‘layotgan ^{11}C ning radioaktivligi nishon devorlari tayyorlangan moddaga bog‘liq bo‘ladi. ^{11}C - radiotreyserlarni sintez qilish vaqti uchta yarim yemirilish davridan ortib ketmasligi kerak. Radionuklidlarning maksimal chiqishi esa 20 daqiqada hosil bo‘ladi.

^{11}C radioaktivligining preparat ishlab chiqarish bosqichlarida o‘zgarishi:

Siklotronda ^{11}C ning hosil bo‘lishi - 1-3 *Ku* [2]

↓

Radiokimyoviy sintez

↓ $\leq 3T1/2$

Aralashmalardan tozalash

↓

Izotop in’eksion shaklini hosil qilish - 0.06-0.6 *Ku*

↓ $\approx$ 20daqiqa

Analiz - 0.03-0.3 *Ku*

Sifatli tasvir hosil qilish uchun bemor tanasiga 5-10 *mKu* aktivlikda preparat kiritish yetarli.

Radiofarmpreparat sifatida uglerod-11 dan foydalanish afzalliklari:

- Tabiiy substratlarning aynan analoglari – radiotreyserlarni olish imkoniyati;
- $T_{1/2}$ = 20,4 *min* $\Rightarrow$ nurlanish dozasi kamligi $\Rightarrow$ bir bemorda takroriy PET tekshiruvini o’tkazish mumkin;
- Mavjud (^{14}N) radionuklidlar va yuqori yadro reaksiya kesimi siklotronning gazli nishonida ($^{11}CO_2$ yoki $^{11}CH_4$) ikkita kimyoviy shaklda uglerod-11 ning ko’proq radioaktivligini ancha arzon ishlab chiqarish imkonini beradi;
- Uglerod-11 olish texnologiyasi oddiy va ishonchli, har 10-20 yilda bir marta nishondagi folga almashtirilib turadi;
- Zamonaviy metillash va karbonillash texnologiyalaridan foydalangan holda ko’proq RFP (radiofarmpreparat) ishlab chiqarish imkoniyati;
- Qisqa vaqt oralig’ida bir xil modulda turli xil sintezlarni amalga oshirish qobilyati.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Иссинский И.Б. Введение в физику ускорителей заряженных частиц: Учебное пособие. –Дубна: ОИЯИ, 2012.
2. Polvonov S.R., Ruzimov Sh.M., Tursunmetov K.A. Zaryadlangan zarralar tezlatgichlari. Fizika, matematika va inflormatika. 2009, №2, 9-14 b.
3. Yuldashev B.S , Polvonov S.R , Bozorov E.X. Amaliy yadro fizikasi. Toshkent, 2020.
4. Бадун Г.А, Ларенков А.А. Производство изотопов и ядерная медицина.

5. Abdulxayeva M.M, Ibrohimjonov I.K, Mamayusupova M.I, Habibullayeva L.S, Usmonova S.I. ${}^{18}_{8}O(\mathrm{p},\mathrm{n}){}^{18}_{9}F$ reaksiyalar yordamida tibbiyotda qo’llaniladigan radionuklidni siklotronda olinishi.
6. Jabborov I.J , Sharipova S.A . Elementar zarrachalarni qayd qilish usullari . Uslubiy qo’llanma, Samarqand, 2006.
7. Nuclear Medicine and PET/CT Technology and techniques. Paul E. Christian, Kristen M. Waterstram-Rich. Copyright 2012.

InAs/AlSb GETEROTUZILMA KVANT O’RASIDA ELEKTRON DISPERSIYASI (CHEKLI CHUQUR HOLAT UCHUN)

M.S. Tohirjonov[1], X.N. G’ofirjonov[1], A.A. Nishonov, M.A. Usmonova[1], S.R. Yusupov[2]

[1]Namangan davlat universiteti,

[2] Uychi jismoniy tarbiya va sport texnikumi

Matematik analiz kursidan ma’lumki, birinchi yaqinlashuvda geterotuzilma kvant o’rasidagi elektronlar energetik spektrini “to’lqin funktsiyalarni og’uvchilari” metodi yordamida topish mumkin [1-4]. Bunda, kvant o’rasidagi elektronlar energetik spektri E_n va “to’lqin funktsiyalarni og’uvchilari” $\psi_n(z)$ - bitta elektron uchun Shredinger tenlamasini yechib aniqlanadi.

Oddiy xoldagi cheksiz baland to’siqli to’g’ri burchakli potentsial o’ra uchun Shredinger tenlamasini yechish – kvant mexanikasining klassik masalalaridan biri xisoblanadi[5]. Ma’lumki, bunday modellar real kvant-o’lchamli ob’ektlarni energetik spektrini xisoblashda yetarlicha aniqlikni ta’minlamaydi, biroq u har bir shunday ob’ektlarni spektrni asosiy xususiyatlarini haqida sifat jihatdan to’g’ri tasavvur beradi.

Ta’kidlash kerakki, geterotuzilma kvant o’rasidagi elektronlarni energiya sathlarini aniqlash – potentsial o’ra chuqurligini chekli ekanligini va Shredinger va Puasson tenglamalarini birgalikda yechishni taqozo etadi [6]. Bunday usulda xisoblanganda (v samosoglasovannom pole), elektronni energiya sathlar qiymatini faqat to’g’ri burchakli potentsial o’radagi xisoblarga nisbatan bir necha o’nlab meV gacha aniqroq bo’ladi [7].

Ushbu ishda aytib o’tildiki, InAs/AlSb geterostrukturasida elektron harakatini chegaralovchi potentsial to’siqlar juda baland ~1.35 eV. CHeksiz baland to’siqli to’g’ri burchakli potentsial o’ra modeli *ko’p xollarda* taqribiy xisoblar va tajribalar natijalarini interpretatsiya qilish uchun yetarli bo’ladi.

Shredinger tenglamasini chekli chuqur kvant o’ra modelida elektronni ikki o’lchamli noparabolikni aniqlashga tadbiqini qarab chiqaylik. Buning uchun, odatdagi uch o’lchamli zona (massiv kristal) uchun yozilgan dispersiya ifodasidan foydalanamiz. Xususiy xolda, noparabolik dispersiyani ikki zonali modelidan chekli chuqur kvant o’ra uchun dispersiya ifodasidan quyidagini yozish mumkin

$$E = E_{||} + E_0\left[\pi\cdot n - 2\,\mathrm{Arcsin}\left(\sqrt{\frac{\gamma^2(E-E_{||})}{\gamma(\gamma-1)E+\gamma V+(1-\gamma^2)E_{||}}}\right)\right]^2. \qquad (1)$$

bu yerda $E_{||}=\hbar^2k^2/2m_A$ - elektronni kvant o’ra tekisligiga paralel harakati energiyasi, $E_0=\hbar^2/2m_AL^2$. Effektiv massalar farqi $\gamma=m_B/m_A$ nisbat bilan aniqlangan.

InAs va AlSb materiallarni o’tkazuvchanlik zonasini noparabolik xususiyatini xisobga olish uchun Keyn nazariyasidagi energiyaga bog’liq effektiv massani turli approksimatsiyalariga murojat qilish mumkin. Masalan, Keynni ikki zonali modeliga ko’ra, quyidagi munosabatlardan foydalanish mumki [8-11]

$$m_A(E)=m_A(0)(1+\alpha_AE) \qquad (2)$$

$$m_B(E)=m_B(0)\big(1+\alpha_B(E-V)\big) \qquad (3)$$

bunda $m_{A,B}(0)$ - elektronni o’tkazuvchanlik zonasi tubidagi effektiv massasi (erkin elektron massasi birligida), $\alpha_{A,B}$ - zonani noparaboliklik darajasi. Ma’lumki [12], ikki zonali model faqat xususiy holda, ya’ni $\Delta_0 >> \mathrm{E_g}$ shart bajarilgandagina xaqqoniydir. InAs

yarimo’tkazgichi uchun bu shart aniq bajarilmaydi. SHunga qaramay, (1) va (2, 3) munosabatlardan olingan dispersiya – aniqroq usullarda olingan dispersiyadan katta farq qilmaydi.

Agar, Keynni uch zonali modelidan foydalanilsa, u xolda quydagi munosabatlarni yozish mumkin

$$\frac{m_0}{m_A(E)} = 1 + \frac{E_{PA}}{3}\left[\frac{2}{E + E_{gA}} + \frac{1}{E + E_{gA} + \Delta_A}\right] \tag{4}$$

$$\frac{m_0}{m_B(E)} = 1 + \frac{E_{PB}}{3}\left[\frac{2}{E - V + E_{gB}} + \frac{1}{E - V + E_{gB} + \Delta_B}\right] \tag{5}$$

bunda, m_0 - erkin elektron massasi, E_P - Keyn parametri, Δ - valent zonani spin-orbital ajralish energiyasi.

Aytib o’tish kerakki, turli energiya sathlari uchun turlicha effektiv massa qiymati to’g’ri keladi, masaladagi to’lqin funktsiyalar ham shu massalarga bog’liqdir. U xolda, shunday usulda topilgan turlicha minizonalar to’lqin funktsiyalari o’zaro ortogonal bo’lmay qoladi. Zonalararo yoki minizonalararo elektron o’tishlar matritsa elementlarini xisoblashda bu to’lqin funktsiyalar qopol natijalarga olib kelishi mumkin. Xozirgi kunda adabiyotlarda ularni o’zaro ortagonallashtirishni turli usullaridan foydalangan xolda xisoblanmoqda[13].

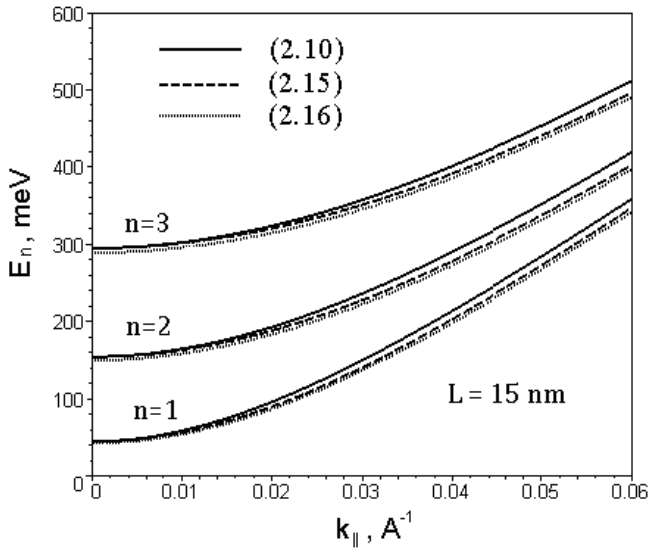
1) Agar (1) tenglamada arksinus argumentida $E_{||} = 0$ deb olsak, u xolda $k_{||}$ o’zgaruvchisi yaqqol ajratilgan tenglamani olamiz

$$E \approx \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m_A} + \frac{\hbar^2}{2m_A L^2}\left[\pi \cdot n - 2\,\mathrm{Arcsin}\left(\sqrt{\frac{\gamma E}{(\gamma - 1)E + V}}\right)\right]^2 \tag{6}$$

Agar arksinusni E/V ning darajalari bo’yicha qatorga yoyib, birinchi xad bilan cheklansak, u xolda (3) dan quyidagini olamiz

$$E \approx \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m_A} + \frac{\hbar^2}{2m_A L^2}\left(\pi^2 n^2 - 4\pi \cdot n \cdot \sqrt{\gamma E / V}\right) \tag{7}$$

Olingan (2) va (3) formulalarda ham $k_{||}$ o’zgaruvchi yaqqol ajralgan. (1) transendent tenglama va uning (6) va (7) aproksimatsiyalari yordamida xisoblangan dispersiya chiziqlari dastlabki uchta minizona uchun 1 - rasmda taqqoslangan.



1-rasm. Dastlabki uchta minizona uchun xisoblangan dispersiya chiziqlari. (1) transendent tenglama va uning (6) va (7) aproksimatsiyalari aniqligini solishtirish, kvant o’ra kengligi $L = 15\,nm$ (InAs/AlSb) [14-15].

(1) formula bo’yicha olingan dastlabki ikki minizona holati ko’p holatlardagi ishlardagi natijalarga juda yaqin, uchinchi minizona holati esa bir necha protsentga farq qilishini bu esa ushbu holatlar uchun (6) va (7) bu formulalardan foydalanish qulay va kelgusida ikki o’lchamli elektron gaz statistikasini yanada yaxshiroq taxlil qilishga xizmat qiladi

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем / Под ред. А.Я. Шика.–СПб.: Наука, 2001. 160 с.
2. Demixovskiy V.Ya., Vugalg’ter G.A. Fizika kvantov nizkorazmerix struktur. - M.: Logos, 2000.
3. Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А. Оптические свойства наноструктур: Учеб. Пособие / Под ред. Е.Л. Ивченко и Л.Е. Воробьева. СПб.:Наука, 2001.–188 с.
4. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие. –М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига, 2006. – 496 с.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Физматгиз, 1963.
6. P.Harrison, ed., Quantum wells, wires, and dots: theoretical and computational physics (John Wiley and Sons, Chichester, 1999).
7. Д.Н. Бычковский, Т.П.Воронцова, О.В.Константинов // Контактный потенциал квантовой ямы в полупроводниковой гетероструктуре // ФТП, т.**26**, вып. 12, с. 2118-2128, (1992)
8. Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов, П.Ж.Байматов //*О статистике электронов в квантовой яме InAs/AlSb*, Сборник публикаций мультидысциплинарного научного журнала «Архивариус». VII Международная научно-практическая конференция «Наука в современном мире» (19 марта 2016) г.Киев. стр 6-9. www.archivarius.org.ua
9. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J.Baymatov // Three-band simulation of the g-factor of an electron in an InAs quantum well in strong magnetic fields // Journal of Nanomaterials ,Volume 2021, Article ID 5542559, https://doi.org/10.1155/2021/5542559 (**scopus IF 2.9**)
10. Г. Гулямов, П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов // *О термодинамике двумерного электронного газа с непараболичный дисперсией* // Самарқанд давлат университети Илмий Ахборотнома Журнали, 2016.№5 (99), стр 22-27
11. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov // *On the Thermodynamics of a Two- Dimensional Electron Gas with Non-’arabolic Dis’ersion //* World Journal of Condensed Matter physics, 2016, 6, 294-299, published November 17, 2016 SciRes. *htt’://www.scir’.org/journal/wjcm’*,
12. Б.М.Аскеров.Электронные явления переноса в полупроводниках. - М.: Наука. 1985. 320 с.
13. G.Gulyamov, P.J. Baymatov, B.T.Abdulazizov // *Effect of Temperature and Band Nonparabolicity on Density of States of Two Dimensional Electron gas* // Journal of Applied Mathematics and Physics, 2016, **4**, 272-278, Published Online February 2016 in ciRes. http://www.scirp.org/journal/jamp, http://dx.doi.org/10.4236/jamp.2016.42034
14. П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов // *О структуре минизон в квантовой яме InAs/AlSb* // Узбекский Физический Журнал, 2016, №5, стр 301-306

15. B. T. Abdulazizov, G. Gulyamov, P. J. Baymatov, Sh. T. Inoyatov, M. S. Tokhirjonov// Peculiarities of the Temperature Dependence of the Chemical Potential of a Two-dimensional Electron Gas in Magnetic Field// SPIN Vol. 12, No. 1 (2022) 2250002 (7 pages)

ATMOSFERA SHAFFOFLIGINING INTEGRAL XARAKTERISTIKALARI

M.M.Sobirov, X.U.Isayeva
Farg’ona davlat universiteti

Atmosfera shaffofligi undagi suv bug’i va atmosfera aerozollari miqdoriga bog’liq. Optik massa qiymatlarining integral shaffoflik xarakteristikalariga ta’sirini bartaraf etish uchun to’g’ri quyosh radiatsiyasi qiymatlari ikkiga teng bo’lgan optik massaga keltiriladi.

Shaffoflik koeffitsiyentini atmosferaning nafaqat fizikaviy holatiga, balki m optik massasi qiymatiga ham bog’liq. m ortgan sari shaffoflik koeffitsiyenti P ham ortadi. Gap shundaki, m ortishi bilan Quyosh radiatsiyasining spektral tarkibi o’zgaradi-umumiy radiatsiya oqimida qisqa to’lqinli radiatsiyaning ulushi kamayadi, uzun to’lqinli radiatsiyani ulushi esa ortadi. Atmosfera uzun to’lqinli radiatsiya uchun shaffofroq muhit hisoblanadi. m optik massa va P shaffoflik koeffitsiyenti orasidagi bunday bog’lanish *Forbs effekti* deb ataladi. Forbs effekti ta’sirini bartaraf qilish uchub shaffoflik koeffitsientlari ma’lum optik massaga (m=2) keltiriladi.

Shaffoflik koeffitsienti quyidagi formula bo’yicha hisoblanadi:

$$P_2 = \sqrt{\frac{J_{m=2}}{J_0}}, \qquad (1)$$

Bu yerda, J_0 -Quyosh doimiysi, $J_{m=2}$-Yer sirti yaqinida Quyosh nuriga perpendikulyar birlik yuzaga tushayotgan va m=2 optik massaga keltirilgan Quyosh radiatsiya miqdori.

Ma’lum optik massa keltirilgan real atmosferaning shaffoflik koeffitsientini atmosferaning fizik holatiga, ya’ni atmosferadagi aralashmalar va yutuvchi gazlarning miqdoriga bog’liq. Bundan tashqari shaffoflik koeffitsientini kuzatib olib borilayotgan joy va shu hudud ustidagi havo massasining tipiga ham bog’liq. Shaffoflik koeffitsienti odatda 0,5 dan 0,9 gacha o’zgaradi. O’rtacha olganda quyi kengliklarda yuqori kengliklardagiga qaraganda shaffoflik koeffitsienti kichikroq bo’ladi. Shaffoflik koeffitsientining (m=2 bo’lganda) o’rtacha qiymatlari atmosferaning shaffofligi yuqori bo’lganda -0,826, katta bo’lganda-0,786, me’yorda bo’lganda-0,747, kichik bo’lganda-0,697, past bo’lganda-0,652 va juda past bo’lganda 0,549 ni tashkil qiladi. Shaffoflik koeffitsienti yaxshi ifodalangan sutkalik va yillik o’zgarishlarga ega.

Shaffoflik koeffitsientining atmosfera shaffofligining o’zgarishlariga past sezgirligi uning kamchiliklaridan biri hisoblanadi. Shuning uchun boshqa shaffoflik harakteristikalari kiritiladi.

τ atmosferaning optik qalinligini uchta tashkil etuvchidan iborat bo’lgan yeg’indi bilan ifodalash mumkin:

$$\tau = \tau_i + \tau_b + \tau_a \qquad (2)$$

Bu ifodada τ_i -quruq va toza (ideal) atmosferada radiatsiyaning kuchsizlanishiga bog’liq bo’lgan atmosferaning optik qalinligi; τ_b – atmosferadagi suv bug’i va korbanat angidiridi ta’sirida radiatsiyaning kuchsizlanishiga bog’liq bo’lgan atmosferaning optik qalinligi; τ_a – atmosferadagi aerozol ta’rsirida radiatsiyaning kuchsizlanishiga bog’liq bo’lgan atmosferaning optik qalinligi.

Atmosferaning xiralik omili quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\tau}{\tau_i} = T \qquad (3)$$

Fizikaviy mazmuni bo’yicha xiralik omili-bu radiatsiyani real atmosfera kabi kuchsizlantiradigan ideal atmosferalar soni. Xiralik omili doim 1 dan katta bo’ladi (T>1).

(3) ifodani $J_{\lambda=}J_{\lambda 0}e^{-\tau_\lambda m}$ ga qo’ysak,

$$J = J_0 e^{-\tau_i mT} \quad \text{yoki} \quad J = J_0 P_i^{mT} \tag{4}$$

$J_{\lambda=}J_{\lambda 0}P_\lambda^m$ va (4) larni taqqoslashdan

$$P^m = P_i^{mT} \quad \text{yoki} \quad T = \frac{\lg P}{lgP_i} \tag{5}$$

kelib chiqadi.

$J = J_0 e^{-\tau_i mT}$ va $J_{\lambda=}J_{\lambda 0}P_\lambda^m$ tenglamalardagi λ indekslari bu tenglamalar integral shaffoflik uchun yozilganligi sababli tushirib qoldirilgan.

Xiralik omilini hisoblash uchun quyidagi ishchi formula qo’llaniladi:

$$T_2 = 11{,}5lg\frac{J_0}{J_{m=2}}, \tag{6}$$

bu yerda J_0-quyosh doimiysi, $J_{m=2}$-2 ga teng bo’lgan optik massaga keltirilgan to’g’ri quyosh radiatsiyasi, T-m=2 bo’lgandagi xiralik omili.

$m = 2$ bo’lganida xiralik omilining qiymatlari keng chegarada o’zgaradi va havo massasining turiga bog’liq. Ekvatorial dengiz havosining shaffofligi eng kichik, shuning uchun -T=4,6, tropik dengiz havosida-T=3,6, tropik kontinental havoda-T=3,49, o’rta kengiklarda kontinental havosida-3,09, dengiz havosida-T=2,66, arktik kontinental havoda -T=2,45. Arktik havodagi xiralik omilining eng katta qiymati 1,91 ga teng. Xiralik omili yaxshi ifodalangan sutkalik va yillik o’zgarishlarga ega.

Integral shaffoflikni hisoblash uchun yana bir xarakteristika-keltirilgan shaffoflik ko’rsatkichi qo’llaniladi:

$$P_a = \frac{J_0 - J_{m=2}}{J_0} \tag{7}$$

Fizikaviy mohiyatiga ko’ra u quyosh nurining optik massasi $m = 2$ bo’lgan atmosferadan o’tishida quyosh radiatsiyasining atmosfera kuchsizlantirgan ulushini ko’rsatadi. Quyosh radiatsiyasining umumiy kuchsizlanishi ideal atmosfera (P_i), suv bug’i (P_{ab}) va atmosfera aerozolida (P_{aa}) kuchsizlanishlaridan iborat bo’ladi:

$$P_a = P_i + P_{ab} + P_{aa} \tag{8}$$

$m = 2$ bo’lganda dengiz sathi yaqinida ideal atmosferada quyosh radiatsiyasining kuchlanishi 1,13 kVt/m^2 ga teng bo’lib, kuchsizlanish ko’rsatkichlari birliklarida 0,17 (17%) ni tashkil etadi. Kuchsizlanish ko’rsatkichi havo massasining xusussiyatlariga bog’liq. Qishda o’rta kenglikda Sibir havosida P_a 0,22-0,25, yozda tropik havo massasida 0,55-0,60 ni tashkil etadi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Lei Yan., Taxia Wu., Xuegi Wang. Polarization Remore Sesing for Land Observation // 2018. – Pp. 23–49.

2. Lei Yan., Bin Yang., Feizhou Zhang., Yun Xiang., Wei Chen. Polarization Remote Sensing Physics. Peking University press. Springer. 2020. – Pp. 357.

3. Anusha L. S., Nagendra K. N. Polarized line formation in multi–dimensional media. I. decomposition of stokes parameters in arbitrary geometries // The Astrophysical Journal, 2011. – Pp. 726.

4. Faurobert M., Milic´ I ., Atanackovic´ O. Boundary conditions for polarized radiative transfer with incident radiation // Astronomy & Astrophysics, 2013. – Pp. 559.

5. В.Ю.Власов. Рассеяния света в коллидных растворах.МФТИ. vlasov.vin@phystech/edu. 2020. – стр.1–5.

6. В.В.Барун, А.П.Иванов. Рассеяние света шероховатой поверхностью кожи. 1. Коэффициент диффузного отражения. Квантовая электроника. т. 2013. – 43.т. – №10. – стр. 979–987.

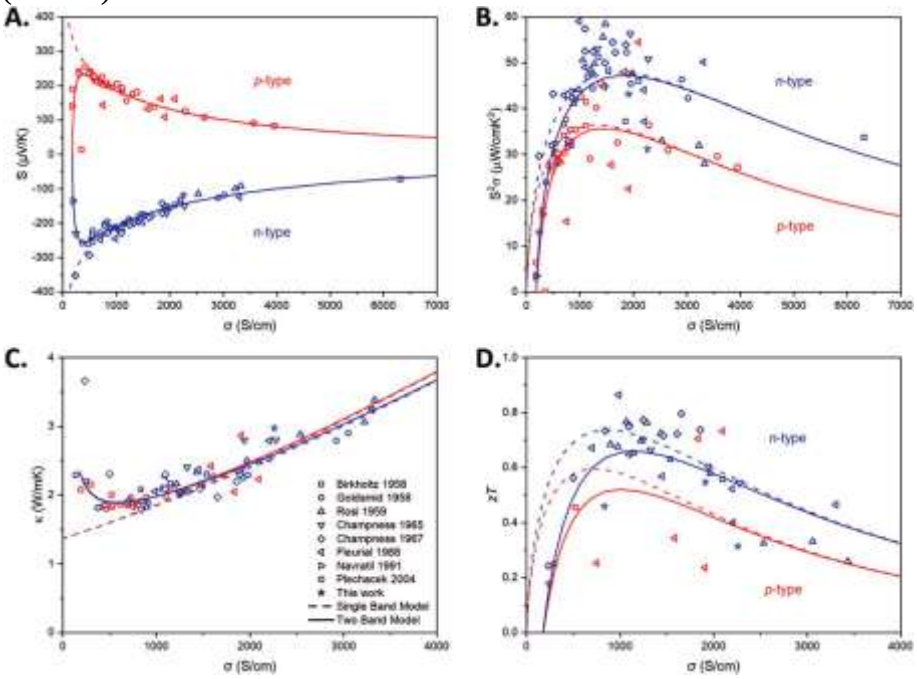
7. В.В.Барун, А.П.Иванов. Рассеяние света шероховатой поверхностью кожи. 2.Коэффициент яркости отраженного света. Квантовая электроника. т. 43:8, 2013. – стр. 768–776,
8. Pomraning G. C., McCormick N. J. Approximate scalar equations for polarized radiative transfer // Optcal Society of America A. 1998. – Pp.1932–1939.
9. Chandrasekar S., Elbert D. The illumination polarization of the Sunlit in Rayleigh scattering // Transactiohs of the American Phulosophical Society, New Series v. 1954. – 44. – No. 6, – Pp. 678.
10. Chandrasekar S., Elbert D. Published by American Phulosophical Society. Accessed 20/12/2014. – Pp.643 – 728.

Bi_2Te_3NING TERMOELEKTRIK TRANSPORT XUSUSIYATLARI

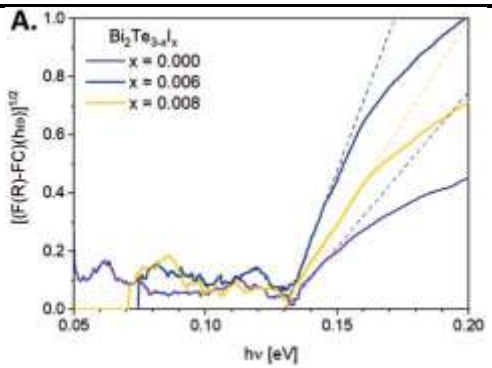
K.E.Onarqulov, S.A.Jakbaraliyeva
Farg’ona davlat universiteti

Bi_2Te_3 ning elektron tashish hodisasini odatda kichik tarmoqli yarimo'tkazgich sifatida ta'riflash mumkin, bunda o'tkazuvchanlik zonasi valentlik zonasidan biroz yuqoriroq harakatchanlikka ega, ammo Seebekning effektiv massalari deyarli bir xil bo’ladi. Elektron tuzilishining murakkabligiga qaramay, B ni tashkil etuvchi moddiy parametrlar bo'yicha Bi_2Te_3 da termoelektrik transportning miqdoriy tahlilidan qimmatli ma'lumotlarni olish mumkin: Seebek effektiv massasi m_S*, og'irlikdagi harakatchanlik μw va panjara issiqlik o'tkazuvchanligi kl. Ushbu parametrlar o'z-o'zidan eksperimental va nazariy o'rganish uchun umumiy mavzulardir va shuning uchun tabiiy ravishda moddiy xususiyatlarni yaxshilashga qaratilgan, ularni manipulyatsiya qilish strategiyalariga olib keladi.

Elektr o'tkazuvchanligi (σ) s ≈500 S sm^{-1} dan past bo'lsa, issiqlik quvvatining keskin kamayishi |S| va o'tkazuvchanlik va valentlik zonalaridagi tashuvchilar transportga sezilarli hissa qo'shadigan ichki rejimga mos keladigan belgining o'zgarishi sodir bo’ladi. Har bir tashuvchi turidagi qarama-qarshi Seebek effekti past, σ da umumiy issiqlik quvvatining keskin kamayishiga olib keladi. Aralash o'tkazuvchanlikning ta'siri xona haroratida ham sezilarli bo'lib, 1-rasmdagi bitta chiziqli (chiziq chiziqlar) va o'tkazuvchanlik + valentlik zonasi modellari (tutash chiziqlar) o'rtasidagi farqdan ko'rinadi. Ikki diapazonli model 0,14 eV energiya bo'shlig'ini talab qiladi, bu optik jihatdan o'lchangan tarmoqli oralig'iga yaxshi mos keladi (2-rasm).



1-rasm. Elektr o'tkazuvchanligi funktsiyasi sifatida n- va p-tipli Bi_2Te_3 (ab yo'nalishi bo'yicha) xona haroratidagi termoelektrik transport o'lchovlarini o'rganish. Yagona (chiziqli) va ikki diapazonli (tutash) effektivli massa modellari ma'lumotlarni yaxshi tasvirlaydi va kam o'tkazuvchanlik qiymatlarida ozchilik tashuvchilarning cheklovchi ta'sirini ko'rsatadi.



2-rasm. Bi_2Te_3 va uning Bi_2Se_3 va Sb_2Te_3 bilan qotishmalari uchun optik tarmoqli oralig'i. Optik yutilish koeffitsientini o'lchash va qo'shilmagan va ikkita I qo'shilgan Bi_2Te_3 namunalari uchun mos chiziqli ekstrapolyatsiya 0,13 eV bo'shliqni topadi.

Xona haroratining termoelektrik xususiyatlarini effektiv massa orqali modellashtirish

O'tkazuvchanlik va valentlik zonalarini modellashtirish uchun zarur bo'lgan parametrlar tashqi rejimdagi ma'lumotlardan olinadi (s ≈1000 S sm^{-1} dan katta). 1-rasmda tuzilgan ko'plab turli xil tadqiqotlardan olingan namunalar va o'lchovlarning o'zgaruvchanligi murakkab Fermi yuzasi, bir nechta parabolik bo'lmagan chiziqlar va odatda Bi_2Te_3 da kuzatiladigan zaryad tashuvchisining tashishdagi turli tarqalish mexanizmlari oqibatlarini aniqlashni qiyinlashtiradi. 1-rasmda kuzatilgan umumiy tendentsiyalar har bir tashuvchi turi uchun oddiy, yagona vaznli harakatchanlik bilan tavsiflanishi mumkin (chiziqli chiziqlar). Elektronlarning (mw = 525 sm^2 V^{-1} s^{-1} , 1-jadval) teshiklarga (400 sm2 V−1 s−1) nisbatan biroz yuqori og‘irlikdagi harakatchanligi n tipidagi materiallar uchun katta quvvat omilini (S2 s 1B-rasm) beradi. (≈45 mkVt sm^{-1} K^{-2}), p-tipli namunalar esa atigi ≈35 mkVt sm^{-1} K^{-2} ga yetadi. Bu taxminlarga zid bo'lishi mumkin, chunki p-tipli Bi_2Te_3 qotishmalari zT-dagi n-tipdagi hamkasblaridan oshib ketishi ma'lum. Nomutanosiblik n-tipli materiallarning harakatchanligida kattaroq anizotropiya tufayli yuzaga keladi, bu esa issiqlik o'tkazuvchanligini pasaytirish uchun mikro tuzilma muhandisligining ko'p foydasini inkor etadi..

Bi_2Te_3 monokristal uchun 1,37 Vt m^{-1} K^{-1} (300 K) ga teng bo'lgan o'rtacha panjara issiqlik o'tkazuvchanligi κ elektron hissani ajratib olish yo'li bilan topiladi. Umumiy issiqlik o'tkazuvchanligi, κ, (1C-rasm) tashqi rejimda elektr o'tkazuvchanligiga qarab, bipolyar issiqlik o'tkazuvchanligi bilan bog'liq ichki mintaqaning keskin o'sishi bilan taxminan chiziqli o'zgaradi. Ikki diapazonli modelni (tutash chiziqlar) va bitta tarmoqli ekstrapolyatsiyani (chiziqli chiziqlar) taqqoslash shuni ko'rsatadiki, bipolyar issiqlik o'tkazuvchanligi s ≈ 1000 S sm^{-1} dan yuqori bo'lsa ham sezilarli hissa qo'shadi. Aralash o'tkazuvchanlik ta'sirini hisobga olmagan holda, panjara issiqlik o'tkazuvchanligining yuqori baholari kutilmoqda - k_L uchun xabar qilingan qiymatlar Bi_2Te_3 uchun 1,4 va 1,7 Vt m^{-1} K^{-1} orasida joylashadi. Minimal issiqlik o'tkazuvchanligi diffuziya va Cahill modeli tomonidan bashorat qilingan 0,2-0,3 Vt m^{-1} K^{-1} dan ham pastroq, bu mikrostruktura muhandisligi orqali zTni yaxshilash potentsialini namoyish etish ko’zda tutilgan.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. K.E.Onarkulov, A.Yuldashev, T.Azimov, Sh.Yo‘ldoshqori. FarDU ilmiy xabarlar.№2., 2017 y.Vismut-surma tellurid yupqa pardalarning elektrofizik xossalariga texnologik jarayonning ta'siri.

2. K.E.Onarkulov, Sh.A.Yuldashev A.A.Yuldashev. FarPI –Ilmiy-texnika jurnali Farg`ona 2019 yil 124-127 betlar. Влияние структуры тензорезистивных пленок $(Bi,Sb)_2Te_3$ на физические механизмы переноса носителей заряда.

3. K.E.Onarkulov, S.M.Zaynolobidinova. Влияние границ на теплопроводнисть поликристаллов изотропаных и анизотропных полупроводников, “Qayta tiklanuvchi energiya manbalari va barqaror atrof muhit fizikasi” Respub-lika ilmiy-texnikaviy aju-man material-lari to`pla-mi.Qarshi davlat universi-teti-2019 yil.S.97.
4. H. J. Noh, H. Koh, S. J. Oh, J. H. Park, H. D. Kim, J. D. Rameau, T. Valla, T. E. Kidd, P. D. Johnson, Y. Hu, Q. Li, Europhys. Lett. 2008, 81, 57006.
5. V. A. Greanya, W. C. Tonjes, R. Liu, C. G. Olson, D. Y. Chung, M. G. Kanatzidis, Phys. Rev. B 2000, 62, 16425.

YURIQ TASHILGANLARNI UCH O‘LCHAMLI LOKALIZATSIYASIGA EGA BO‘LGAN YORUG‘LIK CHIQARADIGAN III-N GETEROSUZILIKLAR

B.X. Quchqarov, D.M. Jo’raxanov, M.A. Ergashev
Namangan muxandislik-texnologiya instituti

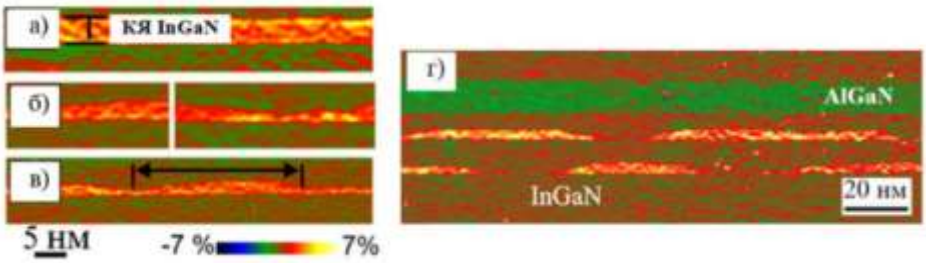
Hozirgi zamon shiddat bilan rivojlanishda ilm fan taraqiyotida o’zgarishlarga bo’lgan talab tobora ortib bormoqda. Shu jumladan yarimo’tkazgichlar fizikasi yo’nalishiga bo’lgan talab ham. Biz ham ushbu ishd III-N yarimo’tkazgichli geterostrukturalarga asoslangan qattiq jismli optoelektronika va elektronika rivojlanishining yuqori sur'atlari, hatto dastlab boshqa printsiplar asosida ishlaydigan qurilmalarga asoslangan geterostrukturalarga asoslangan qurilmalarning paydo bo'lishiga qaratganmiz. Masalan, III-N LED-larga asoslangan tijoratda mavjud bo'lgan oq yorug'lik manbalari barcha asosiy ko'rsatkichlar bo'yicha boshqa barcha turdagi lampalardan oshib ketgan. Biroq, sezilarli yutuqlarga qaramay, III-N texnologiyasining rivojlanishini cheklaydigan bir qator fundamental muammolar mavjud, ularning asosiysi barcha III-N birikmalari (GaN, AlN, InN) turli xil kristall panjara konstantalariga ega va epitaksial o'sish begona substratlarda (asosan safir yoki silikon karbid substratlarida) amalga oshiriladi. Bir tomondan, texnologiyaning rivojlanishi va faol mintaqaning dizayni natijasida, bu muammo yuqori samarali ko'k yorug'lik chiqaradigan diodlar yoki mikroto'lqinli pechlarni yaratish uchun muhim emas edi. tranzistorlar.

Boshqa tomondan, III-N optoelektronika butun ko'rinadigan to'lqin uzunligi diapazonini potentsial ravishda qamrab olishiga qaramay, panjara konstantalaridagi farq yuqori indiy tarkibiga ega InGaN kvant quduqlarini (QW) yaratishga imkon bermaydi, bu esa pasayishiga olib keladi. III-N LEDlarning radiatsiya samaradorligida.spektrning sariq va qizil hududlarida va, masalan, yuqori rang berish indekslari va rang parametrlarini dinamik ravishda boshqarish qobiliyatiga ega RGB oq LEDlarni yaratishni qiyinlashtiradi. Shunday qilib, sezilarli darajada farq qiluvchi panjara parametrlariga ega bo'lgan materiallardan tashkil topgan III-N geterostrukturalarining epitaksial o'sishi uchun yangi usullarni ishlab chiqish vazifasi dolzarb bo'lib qoladi. Ushbu ishda o'rganilgan yondashuv, yorug'lik chiqaradigan InGaN/GaN kvant quduqli geterostrukturalarning qalinligi bir necha nanometr bo'lgan ko'pkomponentli kuchlanishli InGaN QWs o'sishi jarayonida ushbu QWlar ichida fazali parchalanish sodir bo'lishiga va indiy atomlarining tarqalishi bir hil bo'lishiga asoslanadi. Zaryad tashuvchilarning uch o'lchovli lokalizatsiyasini ta'minlaydigan mahalliy boyitilgan hududlarning shakllanishiga olib keladi. InGaN/GaN QW holatlarida bunday tor bo'shliqli mahalliy hududlarning shakllanishi geterostrukturalarning optik xususiyatlarini sezilarli darajada o'zgartirishga olib keladi, xususan, bir tomondan, emissiya diapazoni kengayadi, boshqa tomondan, emissiya chizig'ining kengligi. Shakllanayotgan hududlarning parametrlari ham epitaksial o'sishning texnologik sharoitlari, ham ko'p qatlamli InGaAlN geterostrukturalarida, ularning tarkibiy qismlari qatlamlarining ketma-ketligi va qalinligi bilan belgilanadi.

1. InGaN QWlarida In-boyitilgan hududlarni shakllantirishning texnologik usullarini o'rganish.
2. InGaN QWlarda In-boyitilgan mintaqalar hosil bo'lishiga ko'p qatlamli III-N geterostrukturalar dizayni (qatlamlar ketma-ketligi, qalinligi va kimyoviy tarkibi) ta'sirini o'rganish.
3. O'sish sharoitlari, o'stirilgan InGaN QWlarning strukturaviy va optik xususiyatlari o'rtasidagi bog'liqlikni har tomonlama o'rganish.
4. InGaN QWlarni yetishtirishning ishlab chiqilgan usullari asosida yangi turdagi heterostrukturalarni, shu jumladan qurilmalilarini yaratish.

InGaN QW ning HPE-MOS usuli bo'yicha epitaksial o'sishini o'rganish natijalarini o'z ichiga oladi, ular mahalliy fazalarning parchalanishi va xona haroratiga qadar uch o'lchovli tashuvchining lokalizatsiyasi bilan boyitilgan hududlarning shakllanishi bilan tavsiflanadi. InGaN QWdagi ushbu hududlar ularning optik xususiyatlarini aniqlaganligi sababli, epitaksial o'sish sharoitlarini o'rganish asosiy bo'lib, bu ta'sirni nazorat qilish imkonini beradi. Yuqori tarkibli InGaN QWlarda indiy atomlarining tarqalishidagi tebranishlar ularning hajmi va tarkibining optik o'tish energiyasiga ta'siri kuchayganligi sababli muhimroq rol o'ynaydi. Muhimi, InGaAlN asosidagi ko‘p qatlamli geterostrukturalarning barcha qatlamlari panjaraga mos kelmaydigan bo‘lgani uchun fazalarning parchalanishi nafaqat InGaN QWlarning kimyoviy tarkibi, qalinligi va o‘sish rejimlari, balki boshqa qatlamlarning parametrlari va o‘sish rejimlari bilan ham aniqlanadi. geterostrukturadan. Istalgan xususiyatlarga ega bo'lgan InGaN QW ning o'sishi xususiyatlarini ochib berish uchun birinchi bobda biz InGaN QW ning strukturaviy va optik xususiyatlarining ularning o'sishining texnologik parametrlariga bog'liqligini batafsil tadqiq qildik.

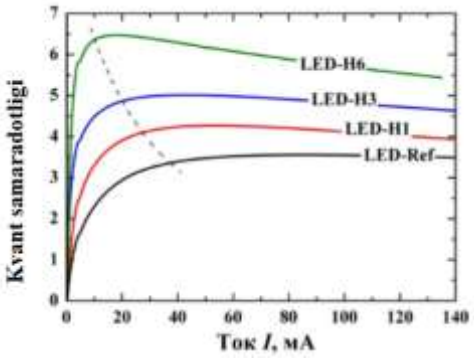
Bu transformatsiya effekti QW larning vodorod ishtirokida qirqishi bilan bog'liq bo'lib, u bir xil bo'lmagan va indiyning mahalliy tarkibiga bog'liq. Turli xil indiy tarkibiga ega InGaN QWlar uchun o'sish uzilishlarining ta'sir darajasi boshqacha. 400-410 nm to'lqin uzunligi oralig'ida indiy miqdori past bo'lgan InGaN QWlarida o'sishda uzilishlar QWdagi indiyning umumiy miqdorining pasayishiga va emissiya chizig'ining qisqa to'lqin uzunligiga siljishiga olib keladi. QWlarning o'zlari doimiy bo'lib qoladi va izolyatsiya qilingan orollarning shakllanishi kuzatilmaydi. 440-470 nm ko'k to'lqin uzunligi diapazonida radiatsiyaga mos keladigan indiy tarkibiga ega InGaN QW'larida, o'nlab nanometrli lateral o'lchamli izolyatsiyalangan orollar hosil bo'ladi (1a-1c-rasm).



1-rasm. Azot-vodorod atmosferasida uzilib qolgan o'sish yordamida yetishtirilgan InGaN QWlarning GPA tasviri. (a) InGaN QW o'sishda uzilishlarsiz yetishtiriladi. b), c) 5,5 slm reaktor orqali vodorod oqimida va mos ravishda 6 va 16 s uzilish vaqtlarida o'stirilgan InGaN QWs. d) InGaN/GaN QWs optimallashtirilgan sharoitda yetishtiriladi.

1-rasmda geometrik fazalar (GPA tasvirlari) usulida yuqori aniqlikdagi transmissiya elektron mikroskopiyasi (TEM VR) natijalarini qayta ishlash natijasida olingan kristall panjaraning mahalliy deformatsiyalarining taqsimlanishi tasvirlari keltirilgan. Optimal o'sish sharoitida orollar o'rtasida InGaN yo'q va orollarning yon devorlarining ancha aniq fasetasi kuzatiladi (1d-rasm). Olingan konstruktsiyalarning optik xususiyatlarini in'ektsiya nasoslari ostida o'rganish shuni ko'rsatdiki, QW ning kuchli morfologik o'zgarishiga qaramay, o'sish uzilishlari bilan o'stirilgan tuzilmalarning radiatsiya to'lqin uzunligining o'zgarishi ahamiyatsiz va nurlanishning tashqi kvant samaradorligi (EFQ) sezilarli darajada oshadi. uzluksiz QWlarning radiatsiya samaradorligi bilan solishtirganda (2-rasm). Bundan tashqari, o'sishning uzilishlari oqim bilan IQE ning tezroq o'sishiga va IQE ning joriy bog'liqligidagi maksimal oqimning pastroq qiymatlar mintaqasiga o'tishiga olib keladi. LED-Ref namunasi uchun IQE ning joriy bog'liqligi indiy atomlarining nisbatan bir xil taqsimlanishi bilan InGaN QW uchun xarakterlidir. Bunday QWlarda tashuvchilar tekislikda erkin harakatlanib, nuqsonli

hududlarga etib boradilar, bu esa past oqimlar hududida IQEni pasaytiradi va ortib borayotgan oqim bilan radiatsion bo'lmagan rekombinatsiyaning to'yinganligi IQEning monotonik o'sishiga olib keladi. O'sishda uzilishlar paytida orollarning paydo bo'lishi tashuvchilarning nuqsonli hududlarga lateral tashishini bostiradi, bu past oqim qiymatlari mintaqasida IQE ni oshiradi va oqimga bog'liqlikning maksimal darajasining past oqimlar mintaqasiga o'tishiga olib keladi. (2-rasm, LED-H3 va LED-H6 namunalari).



2-rasm. Turli xil o'sish uzilishlari bilan o'stirilgan InGaN/GaN tuzilmalari uchun IQE ning joriy bog'liqliklari (LED-Ref strukturasi o'sishda uzilishlarsiz o'stirildi, LED-H1 - LED-H6 tuzilmalari reaktor orqali vodorod oqimida o'stirildi. 5,5 slm va uzilish davomiyligi mos ravishda 3, 6 va 16 sek).

InGaN QW ni cho'ktirgandan so'ng azot-vodorod atmosferasida o'sish uzilishlaridan foydalanish uzluksiz QW qudug'ini lateral o'lchamlari bir necha dan o'nlab nanometrgacha bo'lgan izolyatsiyalangan orollar qatoriga aylantirish imkonini berishi ko'rsatilgan. QW o'sishi davrida bosimning oshishi bu transformatsiya jarayonini rag'batlantiradi. O'lchamlari o'nlab nanometrli orollarning shakllanishiga qo'shimcha ravishda, ma'lum texnologik o'sish sharoitlari (masalan, azot-vodorod atmosferasida o'sishning uzilishi, InGaN/GaN QW larning termal aylanish orqali o'sishi) aniq boyitilgan bo'yalgan hosil bo'lishiga imkon beradi. bir necha nanometrning lateral o'lchamlari bo'lgan hududlar, ya'ni kvant nuqtalari, zichligi 3×10^{12} sm^{-2} gacha. Rivojlanayotgan kvant nuqtalari InGaN/GaN heterostrukturalarining optik xususiyatlarini xona harorati va yuqori qo'zg'alish zichligigacha aniqlaydi.

Foydalanilgan adabiyotlar.

[1]. Vlasov S.I., Saparov F.A., Ismailov K.A. Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. 2010. Vol. 13. No. 4. P.363.

[2]. B Kuchkarov, O Mamatkarimov, and A Abdulkhayev. «Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor». ICECAE 2020 IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science 614 (2020) 012027 Conference Series:

[3]. B.X. Qo’chqarov, A. nishonov, X.O.Qochqarov “The effect of tunneling gurrent on the spedd surface generation of charge garries” Scientific bulletin of Namangan State University 1(7), 3-6.

[4]. S.I.Vlasov, D.N.Nazirov. B.K.Kuchkarov, K.U.Bobokhujayev. “Influence of all-round compression on formation of the mobile charg in Iead-borosilicate qlass structure” Uzbekiston Fizika Zhurnali №16/3 str 231-233.

[5]. B.Kh.Kuchkarov, O.O.Mamatkarimov “Influence of ultrasonic action on the rate of charge formation of the inversion layer in metal-glass-semiconductor structures” Vestnik KRAUNC. Fiziko-Matematicheskie Nauki. Tom-29. №4 str.125-134.

[6]. БХ Кучкаров. Влияние ультразвукового воздействия на скорость формирования заряда инверсионного слоя в структурах метал-стекло-полупроводник. Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. 2019. 29/4. стр.125-134.

[7]. Kuchkarov, B.H., Mamatkarimov, O.O., Abdukarimov, A.A., Khalmirzayev, A., Mirtojiyeva, D.M. Influence of All-Round Compression on Formation of the Mobile Charge in Lead-Borosilicate Glass Structure. AIP Conference Proceedings, 2022, 2432, 030039
[8]. Fazliddinov, S., Kuchkarov, B., Sharibaev, N., Abdulkhaev, A., Tulkinov, M.-A. Analysis of modern methods of determination of mechanical status and diagnostic models of power transformers. Journal of Physics: Conference Series, 2022, 2388(1), 012173.
[9]. Kuchkarov, B., Mamatkarimov, O., Abdulkhayev, A. Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 2020, 614(1), 012027.

YUQORI SEZGIR BO’YOQLI QUYOSH ELEMENTLARI (DSSC)NI TAYYORLASH TEXNOLOGIYASI

[1]A.M. Naimjonov, [1]A.U. Adashaliev, [1]A.K. Turg’unov, [2]A.A. Abdukarimov
[1]Namangan davlat universiteti
Namangan muhandislik texnologiya instituti
e-mail: abdullaziz.abdukarimov@mail.ru, tel: 97 252 32 62

Ayni vaqtda yapon olimlari tomonidan yaratilgan DCCCS turdagi quyosh elementlarining maksimal foydali ish koeffitsenti 13%, yaroqlilik muddati esa 10 yildan ortiq bo’lishi ko’rsatilgan. DSSC quyosh elementlari organik bo’yoq va polimer moddalardan tayyorlanganligi uchun ulardan olinadigan elektr energiyasini tannarxi an’anaviy quyosh elementlaridan olinadigan elektr energiyasiga nisbatan 10-15 barobar arzon bo’lishi aniqlangan [1]. Yuqori sezgir bo’yoqli quyosh elementlari quyidagi asosiy qismlardan iborat : 1-fotoanod, 2- fotosezgir bo’yoq, 3-elektrolit, 5- katod.

Ushbu ishda DSSC quyosh elementlarini tayyorlash texnologiyasini bayon qilingan

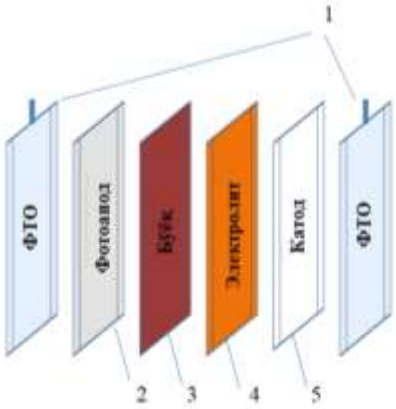
Fotoelektrodni tayyorlash: Fotoanodlar ftor bilan legirlangan qalay oksidi o’stirilgan oyna (FTO) dan tayyorlandi. Buning uchun 0,5 gramm titan dioksidi (TiO_2 P90) nitrat kislota (‘NO_3) yordamida eritiladi va FTO ga tomizildi. FTO ustida yupqa qatlam hosil qilish uchun 30 sekund davomida 2350 ayl/min tezlikda aylantirildi. Shundan so’ng uni mufil pechida 450 ˚S da 0,5 soat qizdirildi. Shundan so’ng titan dioksidini TiO_2 P25 turi nitrat kislota ‘NO_3 yordamida eritiladi, 0,1 gr polietilenglikol PEG ga, 1-2 tomchi triton-X100 qo’shildi va oynaga 2-qavat sifatida surib silliqlandi. Mufil pech yordamida 450 ˚S da qizdirildi [2].

Gel polimer elektrolit (GPE) ni tayyorlash. Bu elektrolitdan quyosh elementlari ishlab chiqarishda foydalanildi. Gel polimerlik elektrolit (GPE) ni tayyorlash uchun: polimetilmetakrilat (PMMA), yod (I_2) va tetropropilammoniiodid (TPAI) ishlatishdan oldin vakuumda quritiladi. So’ngra, polimetilmetakrilat (PMMA) dan 0,02 gr, polietilenoksid (PEO) dan 0,02gr, etilen karbonat (EC) dan 0,25 gr, propilen karbonat (PC) dan 0,25 gr va dimetilformomid (DMF) dan 0,02 gr miqdorlarda, tetropropilammoniiodid (TPAI) va yod (I_2) ni tayyorlab olinadi. Avval polietilenoksid (PEO) va polimetilmetakrilat (PMMA) dimetilformomid (DMF) erituvchisi bilan berilgan miqdorlarda qo’shilib, 373 *K* temperaturada aralashma bir jinsli holatga kelgunicha aralashtirildi. Keyin aralashmaga etilen karbonat (EC) va propilen karbonat (PC) berilgan miqdorda qo’shiladi, hamda unga alohida-alohida xolda tetropropilammoniiodid (TPAI) qo’shilib, 373 *K* da yana aralashtirildi. Aralashma xona temperaturasigacha sovitilgach unga tetropropilammoniiodid (TPAI) ning 10 % miqdorida yod (I_2) kukuni qo’shilib bir necha daqiqa davomida bir jinsli holatga kelgunicha aralashtirildi[3].

Kontur elektrod (katod)ni tayyorlash: Ftor bilan legirlangan qalay oksidi o’stirilgan oynaning (FTO) elektr o’tkazuvchi sirtiga platina (Pt) ning xlorid kislota (‘Cl) dagi 1mM millimolli eritmasi 523 *K* da to’la sirt bo’ylab tomiziladi.

Bo’yoq (Dye) ni kiritish: 2,2 mg Rutenazer (Rut’enizer) 535 (ruteniy Ru) ni 10 ml etanol (C_2’$_5$O’) ga qo’shib, unga tayyor bo’lgan fotoanod solindi va “Starsonic 18” apparatida 20 minut davomida ultratovush to’lqinlari yordamida aralashtirildi.

Elektrolitni fotoanod va Pt - konturelektrod (katod) orasiga quyidagi tartibda sendvich usulida bir-birini orasiga joylash orqali DSSC quyosh elementi tayyorlanadi. Bu elementni strukturasini sxematik ravishda quyidagi ko’rinishda tasvirlash mumkin: oyna/ FTO/TiO_2/De/ GPE/Pt/TiO_2/oyna (1-rasm).



1-rasm. DSSC quyosh elementining tarkibiy qismlari. 1- FTO o’stirilgan shisha, 2-fotoanod, 3- fotosezgir bo’yoq, 4-elektrolit, 5-kontr elektrod (katod).

Xulosa. Shunday qilib ushbu ishda, yuqori sezgir bo’yoqli quyosh elementlari (DSSC-De sensitized solar cell) ning tayyorlash texnologiyasi tadqiq qilindi. Ko’rinib turibdiki, bu quyosh elementini tayyorlash texnologiyasi sodda va tan narxi arzon bo’lib, uni O’zbekistonda qo’lashga tavsiya qilamiz.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Ooyama, Yousuke & ‘arima, Yutaka. (2012). Cover Picture: P’otop’ysical and Electrochemical Properties, and Molecular Structures of Organic Des for De-Sensitized Solar Cells (CHemP’ysCHem 18/2012). CHemp’yschem : a European journal of chemical p’ysics and p’ysical chemistry. 13. 10.1002/cp’c.201200218.
2. Mamatkarimov O.O, Ikramov R.G`, Ыa’arov S.S, Abdukarimov A.A. :Yuыori sezgir bo`yoыli ыuyosh eleentlari (DCCS) ni tayyorlash texnologiyasi va ishlash prinsipi.
3. M.A.K.L. Dissanayake, C.A. T’otawatt’age, G.K.R. Senadeera, T.M.W.J. Bandara, W.J.M.J.S.R. Jayasundera, B.E. Mellander, Efficiency en’ancement by mixed cation effect in de-sensitized solar cells wit’ PAN based gel polymer electrolyte, Journal of P’otochemistry and P’otobiology A: CHemistry 246 (2012) 29–35.

ISSIQLIK O‘TKAZUVCHANLIKNI O‘LCHASHGA MO‘LJALLANGAN QURILMANI AVTOMATLASHTIRISH

Sh. Mamarasulov
Samarqand davlat universiteti
shuhratmamarasulov37@gmail.com

Energetika, metallurgiya, radioelektronika zamonaviy texnika tarmoqlarida qo‘llaniladigan jihozlarning ishlashida issiqlik va temperatura rejimlariga bo‘lgan talab juda qat’iy hisoblanadi. Bunday jihozlarning ekspluatatsion ko‘rsatkichlari ko‘p darajada foydalanilgan materiallarning issiqlik o‘tkazuvchanligi, issiqlik sig‘imi va temperatura o‘tkazuvchanligiga bog‘liq. Shu sababli moddalarning issiqlik xossalariga turli issiqlik, mexanik va boshqa tashqi fizikaviy ta’sirlarni o‘rganishning samarali metodlarini yaratish yoki amaldagilarini mukamallashtirish vazifalari dolzarb masala hisoblanadi. Qattiq jismlarning issiqlik o‘tkazuvchanligini temperaturaga bog‘liqligini o‘lchash uchun ИТ-λ-400 markali issiqlik o‘tkazuvchanlikni aniqlashga mo‘ljallangan qurilmadan foydalaniladi. Bunday issiqlik o‘tkazuvchanlikni aniqlashga mo‘ljallangan qurilma qattiq jismlarning fizikaviy issiqlik xossalarini o‘rganishga mo‘ljallangan, shuning uchun uning ishlash tamoyiliga monoton qizdirish asos qilib olingan va birdaniga bir tajribada o‘rganilayotgan na’munaning temperaturaga bog‘liqligini olishga ham imkon beradi. Ta’minlash manbasi va boshqarish blogi o‘lchash yacheykasining yadrosini o‘rtacha 0,1 K/s tezlik bilan qizdirishni va temperaturani avtomatik tarzda rostlashni ta’minlaydi. Qizdirish tezligi qizdirgichdagi boshlang‘ich kuchlanishning qiymati va uning o‘zgarish tezligi bilan belgilanadi. Bu ikkala kattalik ham qat’iy o‘rnatiladi. Kuchlanishni rostlash manbasi bo‘lib elektrodvigatelli va reduktorli laboratoriya avtotransformatori xizmat qiladi. Tajribada uzluksiz qizdirish jarayonida temperaturaning kerakli darajalarida issiqlik o‘tkazuvchanlikni aniqlash uchun mikrovoltmetr yordamida na’munadagi va issiqlik o‘lchash plastinasidagi temperaturalar farqi o‘lchanadi. O‘lchash yacheykasida past haroratni hosil qilish uchun suyuq azotdan foydalanish ko’zda tutilgan. Issiqlik o‘tkazuvchanlikni o‘lchagich qattiq jismlarning issiqlik o‘tkazuvchanligini ommaviy o‘lchashga mo‘ljallanganligi uchun, tajriba o‘tkazuvchi uchun o‘lchagichning barcha ko‘rsatishlarini qayd qilish va olingan natijalarni qayta ishlash ancha mehnat sarf qilishni talab qiladi. Bundan tashqari natijalarni qayd qilishda, tajriba o‘tkazuvchining malakasiga qarab o‘lchashlarda individual xatoliklar ham paydo bo‘lishi mumkin. Shu sababli issiqlik o‘tkazuvchanlikni o‘lchashdagi bunday qiyinchiliklarni bartaraf etish maqsadida, o‘lchagichni avtomatlashtirish vazifasi qo‘yildi. Bunday ishlar boshqa mualliflar tomonidan ham amalga oshirilgan. Masalan [1] da bu maqsadda o‘lchagichning butunlay elektr sxemasidan voz kechilib, faqat o‘lchash yacheykasidan foydalanilgan. O‘lchagichni o‘z elektr sxemasini avtomatlashtirishning imkoni yo‘q, chunki elektr sxema tajribalarni qo‘lda boshqarish uchun mo‘ljallangan. O‘lchagichni kompyuter bilan bog‘lash uchun KAMAK tizimidan foydalanilgan. Bu esa tajriba natijalarini turli dasturlar bilan qayta ishlash va natijalarni fayl ko‘rinishida saqlashga imkon bergan. Biz bu maqsadda ommaviy tarqalgan Arduino platformasidan foydalanishni nazarda tutdik. Buning uchun uchta termojuftliklardan kelayotgan signallar kuchaytirgichlar yordamida kuchaytirilib, analogli-raqamli aylantirgichga (ARA) uzatildi. Atrof muhit temperaturasini kompensirlovchi termojuftlikning erkin uchi ARA ning to‘rtinchi kanaliga ulandi. Aynan shu yerda qarshilikning o‘zgarishiga qarab temperatura aniqlanadi. Bunday bog‘lanish oldindan tuziladi va graduirovka qilinadi. Shu asosda uchta termojuftlikning temperaturasi aniqlanadi. Shundan so‘ng kuchaytirilgan signal kompyuterga beriladi va u yerda qayta ishlanib termojuftliklardagi real temperaturalar aniqlanadi. Kompyuter displeyida termo EYUK ning temperaturaga

bog‘liqlik grafiklari tuziladi. Bunday uslub bir tomondan tajriba uchun sarf bo‘ladigan vaqtni tejasa, ikkinchi tomondan o‘lchash aniqligini oshiradi.

Foydalanilgan adabiyotlar

[1]. М.Ю. Абашева, М.А. Костюнина, И.А. Митяева, Использование компьютерной программы для измерителя теплопроводности ИТ – λ – 400, rep.polessu.by›bitstream/123456789/3640/1/78.pdf.

TERMOREZISTIV DATCHIKLAR YARATISH UCHUN YANGI MATERIALLAR OLISH

M.I. Mannanov
O‘zbekiston Milliy universiteti huzuridagi Yarimo‘tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot instituti
mannonov.2018@mail.ru

Dunyo miqyosida foydalanilayotgan datchiklarning elektr parametrlari turli fizik kattaliklarni o‘lchashga mo‘ljallangan bo‘lib, bunda harorat, namlik, bosim, yorug‘lik va boshqa fizik kattaliklar o‘rganishga mo‘ljallangan. Shuni alohida ta’kidlab o‘tish kerakki, hozirgi kunda yaratilayotgan datchiklar yarimo‘tkazgich materiallar asosida ishlab chiqarilmoqda.

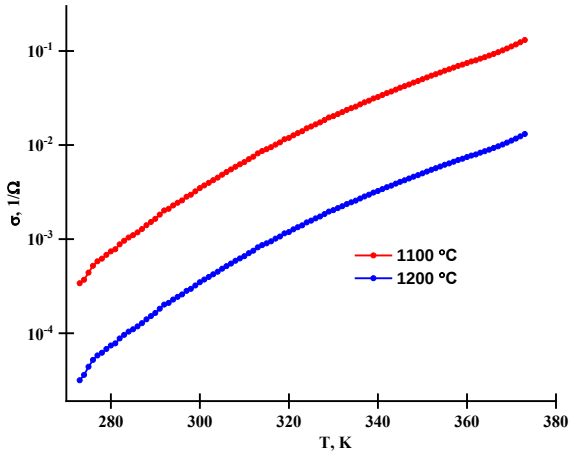
Mis atomlari bilan legirlangan kremniydan termoresiztiv datchiklar yaratishdan asosiy maqsad, termoresiztiv datchiklarning samaradorligini oshirish, xamda turli tashqi ta’sirlarga hususan, kuchli radiatsiya va vibratsiyaga chidamli, yuqori sezgirlikka ega va termostabil termoresiztiv datchiklar yaratishdan iboratdir.

Ilmiy izlanishlar o‘tkazish uchun solishtirma qarshili ρ=10 Om·sm, fosfor konsentratsiyasi $4{,}8*10^{14}$ sm^{-3} ega bo‘lgan kremniy monokristallidan foydalanildi. Namunalarning o‘lchamlari 0,5×0,5×0,35 mm^3 ga teng bo‘lib, mis kirishma atomlari qatlami kremniy sirtiga VUP-4 vakuum qurilmasida $R=3.2*10^{-6}$ mm.sm.ust. sharoiti o‘stirildi. Mis kirishma atomlarining diffuziyasi, $T=1100\div1200^oC$ harorat oralig‘ida, 10÷40 minut davomida havosi so‘rilgan (vakuum $4*10^{-5}$ mm.sm.ust.) kvarsli ampulada amalga oshirilgan. Namunalarni tez moyda va sekin xona haroratida sovitish usulidan foydanlanib, solishtirma qarshiligi yuqori $\rho=10^3\div10^4$ Om·sm ga teng bo‘lgan n-Si<Cu> materiallar olindi. Diffuziya jarayonidan so‘ng namunalarning asosiy elekrofizik kattaliklari Xoll effekti yordamida o‘lchandi. Olingan natijalar 1-jadvalda keltirilgan.

1-jadval

№	T (°C)	$(\vartheta_{sov} \approx 5$ °C/sek) Tip	ρ, Om*sm	μ, sm^2/V*s	n, sm^{-3}	$(\vartheta_{sov} \approx 240$ °C/sek) Tip	ρ, Om*sm	μ, sm^2/V*s	n, sm^{-3}
1.	Dast-labki	n	10	1289	$4{,}8\cdot10^{14}$	n	10	1289	$4{,}8\cdot10^{14}$
3.	1100	n	1287	1206	$4{,}2\cdot10^{12}$	n	3845	1253	$1{,}3\cdot10^{11}$
4.	1150	n	9459	1118	$5{,}9\cdot10^{11}$	n	12698	1157	$4{,}3\cdot10^{11}$
5.	1200	n	11355	928	$6{,}1\cdot10^{11}$	n	38651	984	$1{,}6\cdot10^{11}$

Olingan namunalardan termorezistiv datchiklar yaratish uchun ularning o‘tkazuvchanlikni haroratga bog‘likligi o‘rganildi (1-rasm).



1-rasm: O‘tkazuvchanlikni qarshilikka bog‘liqligi

Solishtirma qarshiligi ρ=3845 va 38651 Om·sm ga teng bo‘lgan sovitish tezligi $\vartheta_{sov} \approx 240\,℃/sek$) bo‘lgan n-Si<Cu> materiallarni 270÷370 K oralig‘ida o‘tkazuvchanlikni haroratga nisbatan o‘zgarishi keltirilgan. Harorat 280÷360 K oralig‘ida ushbu bog‘lanish chiziqli o‘zgarganini ko‘rishimiz mumkin. Matiriallarning ushbu 280÷320 K oraliqlardagi haroratga sezgirlik koeffitsienti 6895 K^{-1} va 320÷360 K oraliqda esa 5887 K^{-1} ga teng ekanligi kuzatildi.

Qarshilikning haroratga sezgirlik koeffitsienti qo‘yidagi ifoda yordamida hisoblandi.

$$\beta = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \cdot \ln \frac{R_1}{R_2} \qquad (1)$$

Ushbu diffuziya usuli yordamida olingan n-Si<Cu> materiallar boshqa texnologiyalar yordamida yaratilgan termorezistiv datchiklardan arzon va barqaror hisoblanadi, hamda hozirgi yarimo‘tkazgichli elektron qurilmalarini yaratishda katta ahamiyat kasb etadi.

Foydanilgan adabiyotlar

1. Nasriddinov S.S., Mannanov M.I., Yesbergenov D.M., Tursunmetova Z.A. Cu atomlari bilan legirlangan kremniy asosida termodatchiklar yaratishning fizik va texnologik imkoniyatlari // Farg‘ona politexnika instituti ilmiy-texnika jurnali. FerPI №3 (2022), 190-194 bet.

2. Nasriddinov S.S., Mannanov M.I. Ni va Cu atomlari bilan legirlangan kremniy asosida termorezistiv datchiklar yaratishda mexanik va kimyoviy ishlov berish texnologiyasi // Farg‘ona politexnika instituti ilmiy-texnika jurnali. FerPI №3 (2023), 14-19 bet.

3. Mannanov M.I. *Elektrofizicheskie svoystva kremniya, legirovannogo primesyu nikelya metodom diffuzii* // «Priborы» Mejdunarodnoe nauchno-texnicheskoe obщestvo priborostroiteley i metrologov**.** (Rossiya) №11 (269), 2022, s.37-43. [IF: 0,19]

4. M.K. Baxodirxonov, N.F. Zikrillaev, X.M. Iliev. “Yarimo‘tkazgichlar fizikasi” darslik - Toshkent: Tafakkur, 2020. 480 b.

OKSIDLANISH JARAYONLARI VA MEXANIZMLARINING XUSUSIYATLARI KREMNIY OKSIDLANISH JARAYONIDA NUQSON HOSIL BO'LISHI

R.A. Yoqubjonova
Farg’ona davlat universiteti
ruxsoraxonyoqubjonova2212@gmail.com

Kremniy dioksid qatlami odatda yarimo'tkazgichning sirtga yaqin hududida kremniy va kislorod atomlarining kimyoviy o'zaro ta'siri tufayli kremniy plastinada hosil bo'ladi. Kislorod oksidlovchi muhitda mavjud bo'lib , u bilan silikon substratning yuzasi ta’sir qiladi , pechda T = 900 - 1200ºC haroratgacha isitiladi.

Oksidlovchi muhit quruq yoki nam kislorod bo'lishi mumkin. Oksid plyonkalarini yuqori sifatli ishlab chiqarish uchun uskunaga quyidagi talablar qo'yiladi :
-substrat ushlagichining harorati birinchi daraja aniqlik bilan boshqariladi ;
-reaktordagi haroratning silliq o'sishi va pasayishini ta'minlash (ikki bosqichli isitish) ;
-reaktorda begona zarralarning yo'qligi (substrat ushlagichi avval reaktor trubasiga kiritiladi, keyin esa pastga tushiriladi) ;
- reaktorning ichki yuzasida begona aralashmalarning, xususan, natriy ionlarining yo'qligi (ularni olib tashlash uchun reaktor trubkasi xlor bilan oldindan tozalanadi);
- kimyoviy tozalashdan so‘ng darhol reaktorga kiritilishini ta’minlash .
-gofret yuzasida sodir bo'ladigan kimyoviy reaksiya quyidagi tenglamalardan biriga to'g'ri keladi;
- quruq kislorod atmosferasida oksidlanish (quruq oksidlanish) ;
- suv bug'ida oksidlanish (ho'l oksidlanish) ;
- xlor ishtirokida termal oksidlanish (xlor oksidlanishi);
- atomik toza kislorod va vodoroddan sintez qilingan suv molekulalarining kremniy yuzasida bevosita kremniy atomlari bilan o‘zaro ta’sirida termal oksidlanish (pirogen oksidlanish).

Standart texnologik jarayonlarda oksidlanish vaqti 4 - 5 soat texnologiyasini takomillashtirishdagi muhim yutuq oksidlanish jarayonida oksidlovchi muhitga xlor o'z ichiga olgan komponentlarning qo'shilishi bo'ldi . Bu dala effektli MIS tranzistorlarining chegara kuchlanishining barqarorligining yaxshilanishiga , dielektriklarning parchalanish kuchlanishining oshishiga va kremniy oksidlanish tezligining oshishiga olib keldi . Kremniy dioksid plyonkalarida xlorning asosiy roli (odatda 10 21 - 10 26 m -3 xlor konsentratsiyasi bilan) tasodifan SiO 2 ga kirgan natriy yoki kaliy aralashmalari ionlarini elektr faol bo'lmaganlarga aylantirishdir .

SiO_2 ning kremniy egallagan boshlang'ich hajmidan tashqarida chiqishi ularning turli xil zichligi bilan bog'liq .hosil bo'lishini nazariy asoslash uchun zaryadlangan zarralar yoki neytral juftlarning hajmli diffuziyasi, shuningdek, elektron tunnel ta'siri , adsorbsiya kinetikasi, fazoviy zaryad hosil bo'lishi, chegara kontsentratsiyasining o'zgarishiga asoslangan ko'plab modellar taklif qilingan . plyonka qalinligiga qarab tarqaladigan zarralar va boshqalar. Ushbu mexanizmlarning hech biri hozirgi kunga qadar mavjud bo'lgan eksperimental ma'lumotlarning katta miqdorini to'liq tushuntirishga qodir emas . Silikon dioksid plyonkalarini ishlab chiqarishga kelsak , uning SiO_2 qalinligining keng diapazonida o'sishi kinetikasini juda oddiy Deal-Grove modeli asosida tushuntirish mumkin**.** Oksidlanish jarayoni Si - SiO_2 interfeysida sodir bo'ladi , shuning uchun oksidlovchi molekulalar barcha oldindan hosil bo'lgan oksid qatlamlari orqali tarqaladi va shundan keyingina uning interfeysida kremniy bilan reaksiyaga kirishadi.

Deal-Grove modelidan kelib chiqadiki , qisqa oksidlanish vaqti uchun oksid qalinligi K doimiy sirt reaksiya tezligi bilan aniqlanadi va oksidlanish vaqtiga to'g'ridan-to'g'ri

proportsionaldir. Oksidlanishning uzoq vaqt davomida o'sish tezligi diffuziya konstantasi D ga bog'liq va oksid qalinligi jarayon vaqtining kvadrat ildiziga proportsionaldir . Oksidlanish tezligiga, shuningdek , substratning kristallografik yo'nalishi , suv bug'ining mavjudligi, natriy, xlor va kremniydagi dopant konsentratsiyasi ham ta'sir qiladi. E'tibor bering , mikroelektronikada qalinligi mikronning bir necha o'ndan biriga teng bo'lgan kremniy oksidlari ko'pincha ishlatiladi va an'anaviy termal oksidlanish uchun qalinligining yuqori chegarasi 1-2 mkm. DTLS texnologiyasi ham yupqaroq, ham qalinroq SiO_2 plyonkalaridan foydalanadi.

Qalinligi 2 - 5 nm bo'lgan kremniy dioksidning ultra yupqa qatlamlarini ishlatadigan qurilmalardan biri uchuvchan bo'lmagan xotira elementlaridir . Odatda, bu maqsadlar uchun ko'p qatlamli metall-kremniy nitridi-kremniy dioksidi-kremniy) strukturasi ishlatiladi . Ushbu tizimdagi SiO_2 tranzistor eshigiga yuqori potentsial qo'llanilganda (ma'lumotni yozib olish yoki o'chirish sikli) kremniy nitridiga boshqariladigan zaryadni kiritish imkonini beradi va eshikda potentsial bo'lmaganda bu zaryadning tarqalishini oldini oladi (axborotni IP integratsiyasi darajasi oshgani sayin, zarur bo'ladi yaxshi boshqariladigan eshikli dielektrik plyonkalarni olish qalinligi 20-50 nm bo'lgan parametrlar . Ba'zi hollarda, kremniy nitridining niqoblangan qatlamlari ostida mexanik kuchlanishlar mavjudligi sababli silikon substratda nuqsonlar paydo bo'lishining oldini olish uchun qalinligi 5±100 nm bo'lgan yuqori sifatli SiO_2 plyonkalariga ega bo'lish kerak.Odatda atmosfera bosimi reaktorlarida xossalari bo'yicha takrorlanadigan plyonkalarni olish uchun tegishli harorat -vaqt sharoitlari tanlanadi. Shu bilan birga, oksidlanish jarayonida plyonkaga kiritilgan xlor bilan natriy ionlarining passivlanishi etarli darajada yuqori oksidlanish haroratini talab qilishini hisobga olish kerak.Kreniydagi oksidning zichligi va nuqson kontsentratsiyasi ham harorat bilan belgilanadi . Ko'pincha ikki bosqichli ishlatiladi o'rta haroratlarda (taxminan 1000 ºS) HCl qo'shilishi bilan oksidlanishdan iborat bo'lgan kremniyni quruq oksidlanish jarayoni , so'ngra O 2 , N 2 va HCl atmosferasida 1150 ºS haroratda issiqlik bilan ishlov berish. Qayta tiklanadigan xususiyatlarga ega bo'lgan bir hil SiO 2 plyonkalari , past bosimli reaktorlar (RPDreaktorlar) ham qo'llaniladi. RPDda amalga oshirilgan oksidlanish bir necha angstrom aniqligi bilan SiO 2 ning yupqa qatlamlarini sintez qilish imkonini beradi. Oksidlanish harorati T= 900 - 1000ºS, bosim P = 30 - 300 Pa. Oksidlar bir hil, atmosfera bosimi reaktorlarida olingan oksidlarga o'xshash , plyonkalarning elektr parchalanish kuchi E = 10-13 MV / sm. RPDda sintez qilingan plyonkalarning qalinligi 2-14 nm .

Foydalanilgan adabiyotlar

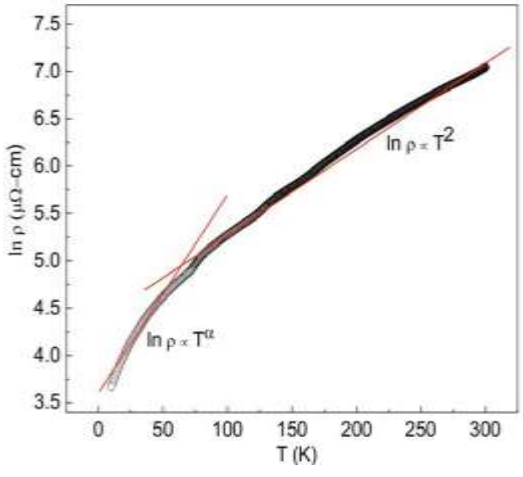
1.M.A Azizov. Yarim o’tkazgichlar fizikasi. O’qituvchi nashriyoti 1974 y. 57-61 betlar. Toshkent

2.В.В.Батавин, Ю.А.Концевой, Ю.В.Федорович. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М. «Радио связь» 1985 г. 11-20 стр

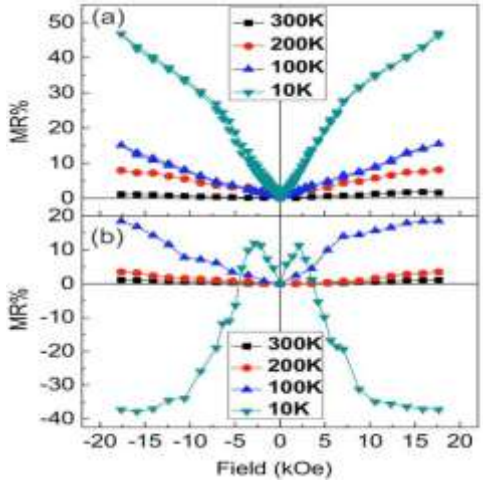
KREMNIY ASOSIDAGI GIBRID STRUKTURALAR

R. Usanov, A. Nurimov, U. Ashirov, T. Sharofova, Sh. Davurov
Samarqand davlat universiteti

MDY strukturalar hozirgi kunda magnit xotiralar, sensorlar, spintronika va elektronika elementlarining kelajagi sifatida katta qiziqish bilan o‘rganilmoqda. Ayniqsa, Ferromagnetik/yarimo‘tkazgich gibrid strukturalarda turli xil noma’lum va qiziqarli effektlarning yuzaga kelishi bu sohaga bo‘lgan izlanishlarning bejiz emasligini isbotlamoqda [1]. Kyure temperaturasi yuqori, magnet xossasiga ko‘ra yumshoq magnetik xususiyatlarini namoyon qiladigan Fe yupqa qatlamining kremniy taglik bilan Shottki to‘sig‘iga ega bo’lishi Fe/p-Si gibrid strukturasida bir qator effektlarni yuzaga keltirgan [2-3]. Zamonaviy yotqizish usullarining paydo bo'lishi bilan epitaksial Fe/Si geterostrukturasini tayyorlash juda oson bo'ldi, ammo turli xil o‘tqazish texnikasiga qaramay, yupqa qatlamlarning taglikka “o‘tirish” jarayonida katta ichki kuchlanishlarni vujudga keltiradi. Qatlamlar sirtini kamaytirishimiz bilan, ularning xususiyatlari sirt morfologiyasi va teksturasiga kuchli bog‘lanib boradi, chunki atomar o‘lchamda sirtning g‘adur-budur bo‘lishi muqarrardir. Sirt g‘adur-budurligini o‘rganish nafaqat qatlamning o‘sish morfologiyasini baholash, balki turli fizik va transport xossalarini tadqiq qilish uchun ham muhim ahamiyat kasb etadi [4]. 1-rasmda Fe yupqa qatlamining tashqi magnet maydon bo‘lmagandagi qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi keltirilgan. Yuqori temperaturalarda $ln\rho$ ning T^2 ga bog‘liqligini ko‘rish mumkin va buni metal qatlamlardagi fonon sochilishlar bilan tushintirish mumkin bo‘ladi. Ammo 100 K dan past haroratlarda solishtirma qarshilik temperaturaning kvadratiga proporsional bo’lmay $ln\rho = T^{\alpha}$ bog‘liqlikni kuzatish mumkin (bu yerda $\alpha = 0.57$), bu bog‘liqlikni esa ferromagnet/yarimo‘tkazgich chegarasidagi tunnel o‘tkazuvchanlik bilan tushintrish mumkin. No-chiziqli bog‘lanishlarni esa Fe yupqa qatlamida hosil bo‘ladigan oksidlanish, ya’ni sirt bo‘ylab tarqalgan izolatsiya orollari hosil bo‘lishi hisobiga vujudga kelishini taxmin qilish mumkin Shunday qilib, yuqori haroratda zaryad tashuvchilar qatlamlar chegaralarining potentsial to'sig'ini kesib o'tish uchun yetarli issiqlik energiyasiga ega, ammo pastroq haroratda elektr o'tkazuvchanligi Fe-ning zaif lokalizatsiyalangan joylari orasidagi qatlam chegaralari orqali tunnel o‘tish mexanizmi tomonidan bo'lishi taxmin qilinmoqda [5].



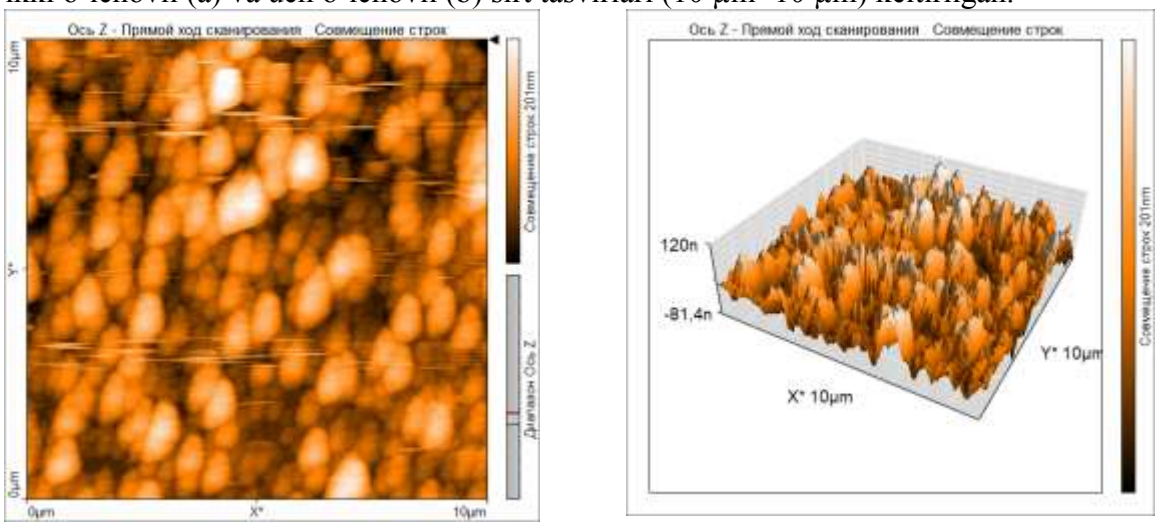
1-rasm. Fe yupqa qatlami solishtirma qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi



2-rasm. Fe yupqa qatlamining magnet maydonidagi magnetoqarshiligi (MR) ning, maydon sirtga (a) perpendicular va maydon (b) parallel bo‘lgandagi grafiklari.

2-rasmda Fe yupqa qatlamining magnetoqarshiligi (a) maydon tekislikka perpendikular va (b) maydon tekislikka parallel bo‘lganda temperaturaga qay yo‘sinda bog‘langani keltirilgan. Ko‘rinib turibdiki, (a) maydon tekislikka perpendikular MR barcha qayd qilingan temperaturalarda musbat qiymatga ega bo‘lgan; (b) maydon tekislikka parallel bo‘lganda esa 100 K dan yuqorida musbat, undan past haroratlarda esa manfiy qiymatga ega. Musbat magnet qarshilikni ferromagnet/yarimo‘tkazgich chegarasida spinga bog‘langan qatlamning hosil bo‘lishi bilan tushintirish mumkin. Ammo yarimo‘tkazgich qarshiligi Fe qatlam qarshiligidan o‘ta yuqori ekanligini ham albatta unutmaslik kerak, chunki bu narsa magnetqarshilikka ta’sir qiladi. Shunday qilib, qarshilikning oshishiga kremniyning qatlam chegara sohasida spin-burilishlar hisobiga sochilishlarining ortishi sabab bo‘lar ekan. Yupqa qatlamlarning morfologiyasi bilan turli fizik xususiyatlar o'rtasidagi bog'liqlikni bilish nafaqat ilmiy, balki texnologik jihatdan ham juda muhimdir. Xuddi shu uchun, biz p-Si taglikka yotqizilgan yupqa Fe qatlamining o'sish morfologiyasini o'rganib chiqmoqdamiz va u tizimning magnit va transport xususiyatlarini aniqlashda kuchli ta'sirga ega ekanligiga ishonch hosil qilyapmiz.

Tajribalar asosan kremniy asosidagi gibrid strukturalarda olib borilmoqda. 20 nm qalinlikdagi Fe yupqa qatlami hosil qilinishida taglik sifatida p-Si<B> monokristalidan foydalanildi. Kremniyli taglik sirtidagi iflosliklar kimoviy yo‘l bilan tozalangan. So‘ngra, yuqori vakuumda ya’ni qoldiq gazlar bosimi $\sim 10^{-6}$ mm.sim.ust ga teng bo‘lgan sharoitda toza temir elektron nurli bug‘latish yo‘li bilan taglikka o‘tqazilgan. Bug‘latish jarayonida 17.8 mg massali toza temir moddasi bug‘latilgan bo‘lib, anod kuchlanishi 2 kV, emissiya toki esa 10 mA bo‘ldi. Kremniy taglikda hosil qilingan nanoqatlamning adgeziyasini yaxshilash uchun nanoqatlamni past energiyali Ar^+ ionlar bilan bombardimon qilindi. Buning uchun Ar gazini ionlashtirib miltillama razryad hosil qilindi va razryad tufayli hosil bo‘lgan argon ionlari yordamida hosil bo‘lgan nanoqatlam bombardimon qilindi. Bunda ionizatordagi kuchlanish ~ 1 kV, ion toki 10-15 mA ga teng bo‘ldi va bombardimon qilish davomiyligi 3 daqiqani tashkil etdi. 3-rasmda $Fe/SiO_2/p-Si$ gibrid strukturasining “statik kuch” maromida olingan ikki o‘lchovli (a) va uch o‘lchovli (b) sirt tasvirlari (10 μm×10 μm) keltirilgan.



a) **b)**

3-rasm. Fe yupqa qatlamining “statik kuch” maromida olingan ikki o‘lchovli (a) va uch o‘lchovli (b) sirt tasvirlari (10 μm×10 μm).

(a) tasvirdan ko‘rish mumkinki, sirt donador teksturaga ega bo‘lgan. Sirtda mavjud bo‘lgan eng katta cho‘qqilarning balandligi 120 nm, eng chuqur jarlikning o‘lchami -81 nm bo‘lib, p-Si taglik sirtiga Fe yupqa qatlamining bir jisnli “o‘tirmagani” va kimyoviy tozalash davomida

hosil bo‘lgan sirt g‘adur-budurliklarining natijasida sifatida tushintiramiz. Ammo bu sirt haqida to‘liq ma’lumot olishimiz uchun 1-jadvaldagi sirt morfologiyasini aniqlaydigan parametrlarning qiymatiga e’tibor qilishimiz kerak.

1-jadval. *p-Si<B> taglik va Fe qatlamlarining g‘adur-budurlik parametrlari*

Sirt	R_m, fm	R_a nm	R_q nm	R_y nm	R_p nm	R_v nm
Fe	-20.87	29.6	36.36	241	139	-102

Bu yerda, R_m-balandlikning o‘rtacha qiymati, R_a- tanlangan chiziq yoki sirt bo‘yicha hisoblangan o‘rtacha balandlik, R_q-o‘rtacha kvadratik g‘adur-budurlik, R_y-namuna bo‘ylab eng yuqori va eng pastki cho‘qqilar orasidagi masofa, R_v-sirtning eng katta chuqurligini va R_p-eng katta balandligini aniqlovchi kattaliklar hisoblanadi. Yupqa qatlam hosilgan bu sirt teksturasi transport va magnetotrasport xossalariga, kremniy taglik va Fe qatlam chegarasida hosil bo‘lgan Shotkki o‘tishining hosil bo‘lishiga va albatta fotoelektrik xossalariga kuchli ta’sir qilishini taxmin qilmoqdamiz.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Zutic I, Fabian J, and Sarma SD. Rev. Mod. Phys.2004; 76: 323.
2. Hanbicki AT, Van ’t Erve OMJ, Magno R, KioseoglucG, Li CH, Jonker BT, Itskos G, Mallory R, Yasar M, and Petrou A. Appl. Phys. Lett. 2003; 82:
3. Hall KC and Flatté ME. Appl. Phys. Lett. 2006; 88: 162503
4. Klokholm E, and Berry BS. J. Electrochem. Soc. 1938; 118: 823
5. Anirban Sarkar, S. Bhaumik, R. Adhikari and A. K. Das Advanced Appl. Phys Research, 2014, 1, 40-48

NOL O‘LCHAMLI ELEKTRON GAZ. KVANT NUQTALAR

A.A. Akbaraliyev, M.S. Tohirjonov
Namangan davlat universiteti

Agarda elektronning xarakatini har uch yo‘nalish bo‘yicha chegaralasak, endi u xech bir yo‘nalish bo‘yicha erkin xarakatlana olmaydi. Uning erkinlik darajasi nolga teng bo‘ladi. Mos ravishda bunday elektronlar nol o‘lchamli elektron gaz deb ataladi. Amalda esa bu bog‘langan elektrondir. YOki kvantomexanik ibora bilan aytganda esa uch o‘lchamli potensial o‘ra ichidagi elektrondir[1-6]. Bunday tuzilmalar kvant nuqtalar (KN) deb ataladi. KNlarning - o‘lchamlari mavjud uch yo‘nalish bo‘yicha atomlar orasidagi masofa tartibida bo‘ladi. Bunday tuzilmalarda uchchala (x, y, z) yo‘nalishlarda ham masofalar juda kichik. SHuning uchun uchchala yo‘nalishda ham elektronning energiyasi kvantlangan. KNlar haqiqiy chuqurliklari (ΔE_C) inobatga olib, hisoblashlarni bajarsak, KNlarning amaldagi o‘lchamlari nanometrlar tartibida bo‘lishini topamiz . Kub yoki sfera shaklidagi kvant nuqtalarning minimal va maksimal o‘lchamlari quyidagicha aniqlanadi.

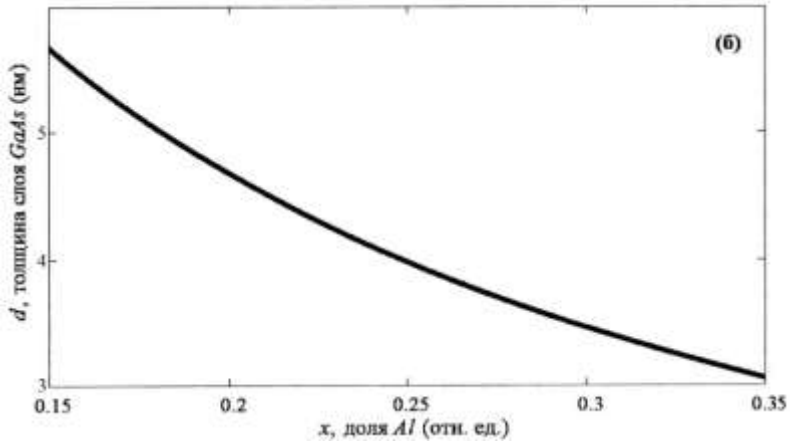
Odatda, kvant nuqtaning o‘lchami kichrayib borgani sari undagi diskret sathlar soni kamayib boradi. Berilgan ΔE_C da eng kamida bitta diskret sath qolish shartidan kvant nuqtaning minimal o‘lchamlari topiladi. Ular InAs-GaAs, GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ geterotuzilmalarda tahminan teng bo‘lib, 40 $\overset{0}{A}$ ni tashkil etadi[7-11]. SHuningdek, kvant nuqtalarning o‘lchamlari kattalashib borgani sari diskret sathlar soni ko‘payib boradi va ular bir-biri bilan yaqinlashib, oralig‘i kichrayib boradi. Ma'lum bir o‘lchamdan katta bo‘lganda, bu oraliq kTga nisbatan kichik bo‘lib qoladi va elektron bir sathdan ikkinchisiga bemalol o‘tib keta oladi. Bunda diskretlik va kvantlanish yo‘qoladi. Bu kvant nuqtaning maksimal o‘lchamlarini belgilaydi. Amalda kvant nuqtaning maksimal o‘lchami InAs-GaAs tizimida 200 $\overset{0}{A}$ ni, GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ tizimida esa 140 $\overset{0}{A}$ ni tashkil etadi. Kvant nuqtaning o‘lchamlari bundan katta bo‘lsa undagi elektronlar erkin elektronlarga aylanib qoladi[2].

Hozirgi paytda birinchi tur geteroo‘tishli hilma-xil geterojuftliklar asosidagi kvant nuqtalar amalda tayyorlangan va o‘rganilgan .

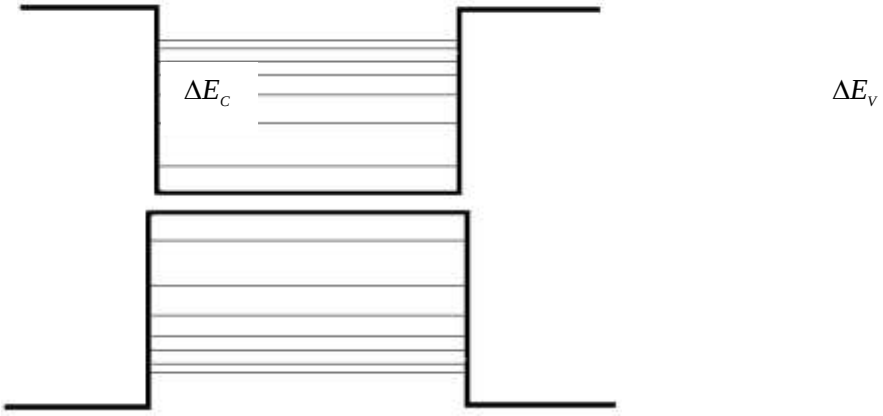
Misol uchun, bugungi kunda model juftlikka aylangan GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ geterotizimdagi taqiqlangan zonasi katta bo‘lgan $Al_xGa_{1-x}As$ matritsa materialida joylashgan tor zonali GaAs KNning minimal o‘lchamlarini hisoblash usulini ko‘rib chiqaylik. Minimal o‘lchamlar deyilganda, misol uchun sferik KN uchun uning diametri, kub holida esa kubning yoqlari nazarda tutiladi. Albatta, GaAs KNning minimal o‘lchamlari $Al_xGa_{1-x}As$ matritsa materiali taqiqlangan zonasining kengligiga yoki boshqacha aytganda $Al_xGa_{1-x}As$ qattiq aralashma tarkibidagi Al miqdoriga, demak, x ga bog‘liq bo‘ladi. Bunga sabab ΔE_c ning qiymati x ga bog‘liq bo‘ladi[1] . Shakldan x ning xar bir qiymati uchun ΔE_c ni aniqlab olamiz. KTning minimal o‘lchamida U=ΔE_c ekanligini inobatga olib, ifodadan KTning minimal geometrik o‘lchamlarini hisoblab topamiz.

KNlarni ulkan sun'iy diskret atomlar deb qarash ham mumkin. Bunday ulkan atomdagi elektronlarning soni juda katta bo‘lishi mumkin va u o‘z spektrlariga ega. Bunday spektrlarning mavjudligi fotolyuminesensiya va elektrolyuminesensiya tajribalarida tasdiqlangan.

Ta'kidlash joizki bunday ulkan sun'iy atomlar elektronli yoki kovakli bo‘lishi mumkin.



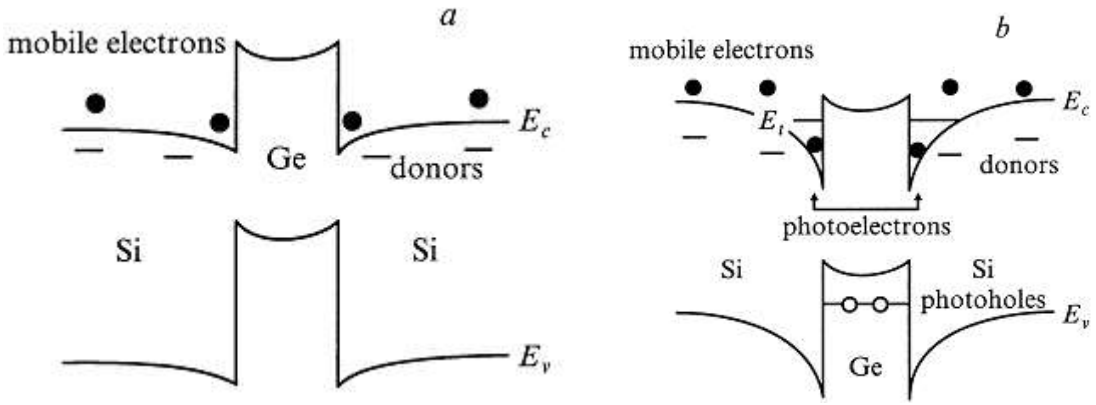
$Al_xGa_{1-x}As$ matritsadagi GaAs KN minimal o‘lchamlarining qattiq qotishma tarkibiga – x ga bog‘liqligi.



a) b)

a) n-turli materialdagi elektronlar uchun KNning ko‘rinishi; b) r-turli materiallardagi elektronlar uchun KNning ko‘rinishi

O‘z navbatida KN I-tur geteroo‘tishlar asosida yoki II-tur geteroo‘tishlar asosida hosil qilinishi mumkin. KNlar I-tur geteroo‘tishlar asosida hosil qilinganda zona energetik diagrammalari ustma-ust tushadi va bir paytning uzida elektronlar va kovaklar uchun kN xosil buladi KN chuqurligi ΔE_C va ΔE_V qiymatlarga bog‘liq bo‘ladi. Agar ularning bittasi juda kichik bo‘lsa, o‘sha turdagi tok tashuvchilar uchun KN hosil bo‘lmaydi. Misol uchun GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ tizimida ΔE_V juda kichik bo‘ladi va mos ravishda yuqori temperaturalarda kovaklar uchun KN hosil bo‘lmaydi.



II-tur geteroo‘tishlar asosidagi KNning qorong‘ulikdagi (a) va yoritilganlikdagi (b) zona energetik diagrammasi.

KN II-tur geteroo‘tishlar asosida hosil qilinganda o‘ziga hos xususiyatlarga ega bo‘ladi. Misol uchun Ge/Si, ZnSe/BeTe, InAsSb/AlSb geterojuftliklar asosida KN hosil qilinganda valent zonada kovaklar uchun KN hosil bo‘ladi, lekin elektronlar KN atrofida joylashgan bo‘ladi . Albatta, bu elektronlarning energiyasi ham kvantlangan. Bu holda elektronlar taqiqlangan zonasi katta bo‘lgan yarimo‘tkazgichda (matritsa materialida), kovaklar esa tor zonali yarimo‘tkazgichda joylashgan bo‘ladi va shunday qilib, ular fazoviy ajratilgan bo‘ladi.

Aytilganlarni quyidagi fikran o‘tkazilgan tajribada yaqqolroq tasavvur qilish mumkin. Futbolchi futbol maydonida darvozadan darvozagacha chopar ekan, u ikki o‘lchamli elektron gazni, ikki o‘lchamli elektronni eslatadi. Aslida, u uch o‘lchamli bo‘lishi kerak edi. Lekin uning xarakati ikki tomondan – pastdan va yuqoridan chegaralangan. holos, yon tomonlarga harakat chegaralangan. Bu esa bir o‘lchamli harakatga misol bo‘la oladi.

Agar endi futbolchining xarakatini barcha tomondan chegaralasak, endi u xarakat qila olmay qoladi. Bu esa kvant nuqtaga taqqoslanishi mumkin.

SHuni nazarda tutish lozimki, kvant nuqtadagi zaryad tashuvchilarning – elektron va kovaklarning harakati, energiyasi kvantlangan bo‘ladi. Faqatgina bu kvantlanish energiyasi potensial to‘siqlarning balandligiga, kvant nuqtaning o‘lchamlariga bog‘liq bo‘ladi. SHuningdek, temperatura ortishi bilan ham energetik sathlar yuqoriga ko‘tarila boshlaydi. Ma'lum bir temperaturada elektron kvant nuqtani butunlay tark etadi. Endi u yana kristall ichidagi uch o‘lchamli zarrachaga aylanadi.

Metallar va yarimo‘tkazgichlardagi elektronlar o‘z atomlarini tark etib kristall bo‘ylab erkin xarakat qilib yurishlari mumkin. Lekin aslida ular kvazierkin elektronlardir. Ular faqat kristal panjara ichida erkin xarakat qilib yura oladilar, muayyan shart-sharoit bo‘lmaguncha, kristalni tark eta olmaydilar. YA'ni, ular ham makroskopik masshtabdagi potensial o‘ra ichidagi elektronlardir. SHunday bo‘lsada, soddalik uchun bunday elektronlarni erkin elektronlar deb atash qabul qilingan. Bunday elektron gaz esa uch o‘lchamli elektron gaz deb xisoblanadi.

O‘lchamli kvantlanishni yarimo‘tkazgichlarda namoyon qilish yuqori texnologiyalar (molekulyar nurli epitaksiya) yordamida biror taglik ustida nafaqat kristallografik tuzilishi, balki kimyoviy tarkibi xam bir-biridan farq qiladigan o‘ta yupqa qatlamlar o‘stirish orqali amalga oshiriladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Физматгиз, 1963 .
2. Sokolov A.A., Ternov I.M., Jukovskiy V.CH. Kvantovaya mexanika. M.: Nauka, 1979.
3. Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А. Оптические свойства наноструктур: Учеб. Пособие / Под ред. Е.Л. Ивченко и Л.Е. Воробьева. СПб.:Наука, 2001.–188 с.
4. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие. –М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига, 2006. – 496 с.
5.. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J.Baymatov // Three-band simulation of the g-factor of an electron in an InAs quantum well in strong magnetic fields // Journal of Nanomaterials ,Volume 2021, Article ID 5542559, https://doi.org/10.1155/2021/5542559 (**scopus IF 2.9**)
6. G.Gulyamov, P.J. Baymatov, B.T.Abdulazizov // *Effect of Temperature and Band Nonparabolicity on Density of States of Two Dimensional Electron gas* // Journal of Applied Mathematics and Physics, 2016, **4**, 272-278, Published Online February 2016 in ciRes. http://www.scirp.org/journal/jamp, http://dx.doi.org/10.4236/jamp.2016.42034
7. П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов // *О структуре минизон в квантовой яме InAs/AlSb* // Узбекский Физический Журнал, 2016, №5, стр 301-306

8. B. T. Abdulazizov, G. Gulyamov, P. J. Baymatov, Sh. T. Inoyatov, M. S. Tokhirjonov// Peculiarities of the Temperature Dependence of the Chemical Potential of a Two-dimensional Electron Gas in Magnetic Field// SPIN Vol. 12, No. 1 (2022) 2250002 (7 pages)
9. Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов, П.Ж.Байматов //*О статистике электронов в квантовой яме InAs/AlSb*, Сборник публикаций мультидысциплинарного научного журнала «Архивариус». VII Международная научно-практическая конференция «Наука в современном мире» (19 марта 2016) г.Киев. стр 6-9. www.archivarius.org.ua
10. Г. Гулямов, П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов // *О термодинамике двумерного электронного газа с непараболичный дисперсией* // Самарқанд давлат университети Илмий Ахборотнома Журнали, 2016.№5 (99), стр 22-27
11. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov // *On the Thermodynamics of a Two- Dimensional Electron Gas with Non-’arabolic Dis’ersion //* World Journal of Condensed Matter physics, 2016, 6, 294-299, published November 17, 2016 SciRes. *htt’://www.scir’.org/journal/wjcm’*,

ISOMERIC YIELD RATIOS AND CROSS SECTION RATIOS OF THE REACTION (γ,n), (γ,2n) AND (n,2n) ON THE NUCLEUS ^{197}Au

S.R. Palvanov[1], X. Rustamova[1], M.I. Mamasupova[1], A. Tuymuradov[1], H. Tojiboev[2], S. Axmedov[1], G.S. Palvanova[1]
[1]*National University of Uzbekistan*
[2]*Institute of Nuclear Physics*
e-mail: satimbay@yandex.ru, palvanov1960@gmail.com

The study of the relative probabilities of excitation of the isomeric and ground states of the final nucleus in nuclear reactions is of fundamental and applied importance. Of great importance is the study of the formation of isomeric states of nuclei in nuclear reactions with various bombarding particles, which makes it possible to obtain information about the mechanisms of nuclear reactions and the properties of excited states of atomic nuclei [1, 2].

In the present work the results of the experimental study of the photoexcitation of isomeric states ^{196m}Au($J^{\pi}=12^{-}$) and ^{195m}Au($J^{\pi}=11/2^{-}$) in reactions (γ,n), (γ,2n) and (n,2n) on the nucleus ^{197}Au in the range 10-35 MeV are presented.

The isomeric yield ratios were measured by the induced radioactivity method. Samples of natural Au have been irradiated in the bremsstrahlung beam of the betatron in the energy range of 10÷35 MeV with energy step of 1 MeV. For 14,1 MeV neutron irradiation, we used the NG-150 neutron generator.

The gamma spectra reactions products were measured with a spectroscopic system consisting of HPGe detector CANBERRA with energy resolution of 1,8 keV at 1332 keV gamma ray of ^{60}Co, amplifier 2022 and multichannel analyzer 8192 connected to computer for data processing. The filling of the isomeric and ground levels was identified according to their γ lines.

To evaluate and compare the experimental results, we calculated the reaction cross section using the TALYS-1.0 software package [3]. TALYS is a versatile nuclear simulation package. As the energy distribution of γ-quanta - $W(E_{\gamma}, E_m)$, due to the fact that the thickness of the tungsten converter target was 1.05 mm, which is less than the radiation length for tungsten, which is about 1.87 mm [4], we used the Schiff spectrum [1,4].

Isomeric ratios for ^{197}Au(γ,n) ^{196m,g}Au reaction yields are measured in the 12-30 MeV energy range with 1 MeV energy step. The obtained $E_{\gamma max}$ dependence of the isomeric ratio yields for the (γ,n) reaction, <d>, looks like a saturation curve. In the saturation region $<d>=(5,6\pm0,4)10^{-4}$. Using the isomer yield ratio and the total cross section of the (γ, n) reaction on ^{197}Au [5] we estimated the cross sections of $(\gamma, n)^m$ and $(\gamma, n)^g$ reactions. For $(\gamma,2n)^m$ reaction cross sections are obtained at first. The cross section isomeric ratios of E_m= 17 MeV are estimated.

The cross section $\sigma(E_{\gamma})$ was calculated from the yield curves using the Penfold–Liess method [1,6]. The experimental dependence of the reaction cross sections on the boundary energy of bremsstrahlung quanta was approximated by the Lorentz function:

$$\sigma(E_{\gamma}) = \sigma_m \frac{E_{\gamma}^2 \Gamma^2}{\left(E_{\gamma}^2 - E_m^2\right)^2 + E_{\gamma}^2 \Gamma^2}, \quad (1)$$

where E_m is the position of the resonance maximum; σm is the cross section at the resonance maximum; Γ is the width of the resonance at half the height of the maximum. The parameters

(E_m, σ_m and Γ) by the Lorentz function were determined by the least squares method from a set of experimental values.

In the case of the reaction (n, 2n), the cross sections for the formation of the isomeric and ground states and their isomeric ratios σ_m/σ_g were determined. To obtain the absolute values of the cross sections of the ground and isomeric states, methods were used to compare the yields of the test and monitor reactions.

The obtained experimental isomeric ratios of yields are compared with the results of calculations performed by us in the framework of the statistical theory of the Fermi gas [1]. The density of nuclear levels was calculated using the Bethe-Bloch formula, the spin part of which has the form

$$\rho(J) = (2J+1)\exp\left[-(J+1/2)^2/2\sigma^2\right], \quad (2)$$

where σ is the spin constraint or spin cutoff parameter, which can be written as

$$\sigma^2 = 0,0889\sqrt{aU}\cdot A^{2/3}, \quad (3)$$

where A is the mass number, a is the level density parameter, U is the excitation energy, which is understood as the effective energy. The spin constraint parameter in the Fermi gas theory is related linearly to the solid-state moment of inertia of the nucleus.

It was possible to improve the quantitative agreement between the calculations and the experiment by fixing the spin confinement parameter σ. In this case, satisfactory agreement is achieved at σ=2.

The results obtained in this work can be used to solve applied problems, as well as in planning experiments to study isomeric ratios in photonuclear reactions and in studying the reaction mechanism.

References

1. V.M. Mazur//Physics of elementary particles and atomic nuclei. 2000.V.31. P.1043.
2. Palvanov S.R. //Physics of Atomic Nuclei. 2014. Vol.77. No.1. P. 35.
3. http://www.talys.ed/.
3. Амусья М.Я. Тормозное излучение . М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. A.V. Varlamov et al. Atlas of GDR. INDS(NDS)-394.// Vienna: IAEA, 1999.
5. Penfold A.S., Leiss J.E. Analysis of photonuclear cross-sections // Phys. Rev. - 1959. - Vol. 114, No. 5. -P. 1332 – 1337

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ (γ,n) И (n,2n) НА ЯДРАХ ^{74,80,82}Se

С.Р. Палванов, Д. Райимбаев, С.Э. Ахмедов, Г.С. Палванова, Д. Туймуродов, С. Ашуров
Национальный университет Узбекистана
e-mail: satimbay@yandex.ru, palvanov1960@gmail.com

Исследование сечения возбуждения изомерных состояний в ядерных реакциях позволяет получать ценные сведения о структуре атомного ядра и механизмах ядерных реакций [1]. Сопоставление экспериментальных данных по изомерным отношениям в ядерных реакциях с результатами теоретических расчетов, позволяет получить сведения о спиновой зависимости плотности уровней ядра.

Значительная часть напечатанных работ относится к изучению изомерного отношения в реакциях, инициируемых частицами, во взаимодействии фотонов с ядрами этот вопрос исследовался очень мало и для ограниченного класса реакций. Кроме того, эти данные необходимо для приложений физики фотоядерных реакций [2].

В настоящей работе методом наведенной активности исследованы сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{74,80,82}Se. Также с помощью программного пакета TALYS-1.6 [3] моделированы сечения образования изомерных состояний на этих реакциях.

Функции возбуждений (γ,n)–реакции получены по экспериментальным изомерным отношениям и полным сечениям фотонейтронной реакции $\sigma_{\text{п}}$ [4]. Спектр тормозных фотонов рассчитывался по программе GEANT4 [5]. Расчет сечения проводили методом Пенфолда-Лисса с шагом 1 МэВ [4]. Энергетическая зависимости сечений реакций аппроксимированы кривыми Лоренца. Сечения реакции определены на основе экспериментальных данных изомерных отношений выходов реакции (γ,n) на ядрах ^{74,80,82}Se [2].

Эксперименты проводились на нейтронном генераторе НГ-150 ИЯФ АН РУз. Нейтронный генератор НГ-150 реализует потоки быстрых нейтронов с энергиями ~ 2.4 и 14 МэВ из реакций **D+d —> ^{3}He+n** или **T+d —> α+n** при использовании дейтериевых и тритиевых мишеней. При этом потоки нейтронов составляют соответственно ~ 10^{8} и 10^{10} н/сек. Время облучения нейтронным потоком с энергией 14 МэВ составляет 30 мин. Мониторирование потока нейтронов осуществлялось с помощью пластинки из алюминия натурального изотопного состава, которые облучались вместе с мишенями.

Наведенная активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре фирмы Canberra, состоящем из германиевого детектора HPGe (с относительной эффективностью - 15 %, разрешением для линии ^{60}Co 1332 кэВ – 1,8 кэВ), цифрового анализатора DSA 1000 и персонального компьютера с программным пакетом Genie 2000 для набора и обработки гамма-спектров.

Идентификация заселения изомерного и основного уровней проводились по γ-линиям. Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций (γ,n) и (n,2n), необходимые для обработки результатов измерений, взяты из работы [7,8].

Для получения абсолютных значений сечений реакций (n,2n) использовались методы сравнения выходов исследуемой и мониторной реакции. В качестве мониторной реакции использовались ^{27}Al(n,α)^{24}Na ($T_{1/2}$=15 ч, E_{γ}=1368 кэВ), сечение которого равно: σ_{m} =114± 6 мбн при E_{n} =14,6±0,3 МэВ [7]. При определении сечений учитывались статистическая погрешность счетов в фотопике измеряемой γ-линии,

ошибка определения сечения мониторной реакции и эффективность регистрации γ-излучения.

Для сравнения с экспериментом нами проведены расчет изомерных отношений по статистической модели ядра. Плотность уровней возбужденного ядра оценивалась по формуле [17],

$$\rho(U,J)=\frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{1/4}U^{5/4}\sigma^{3}}\cdot\exp\left[2\sqrt{aU}-\frac{(J+1/2)^{2}}{2\sigma^{2}}\right], \qquad (1)$$

где σ - параметр ограничения спина, a - параметр плотности уровней, U - энергии возбуждения, под которой понимается эффективная энергия [17],

Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ. При этом удовлетворительное согласие достигается при $\sigma=(2\div3)\hbar$.

Результаты, полученные в настоящей работе, могут быт использованы для решения прикладных задач, а также при планировании экспериментов по изучению изомерных отношений в фотоядерных и нейтронных ядерных реакциях и при изучении механизма реакций.

Литература

1. Palvanov S.R. //Physics of Atomic Nuclei. 2014. Vol.77. No.1. P. 35.
2. Палванов С.Р., Ражабов О. // Атомная энергия. 1999. Т. 87, вып. 1. С. 75.
3. http://www.talys.ed/.
4. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. Atlas of Giant Dipole Resonances., INDS (NDS)-394, IAEA, Vienna. - 1999.
5. Agostinelli S. et al., Nucl. Instrum. Methods A 506, 250 (2003).
6. Penfold A.S., Leiss J.E. // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 1332.
7. C.Lederer, V. Shirley. Table of Isotopes (New York, Jon Willey & Sons Inc., 2000).
8. E. Browne, I. Fireste. Tables of Radioacive Isotopes (New York,Wiley & Sons. Inc., 2002).
9. Holub E., Cindro N.// J. Physics, Part G (Nucl. and Part. Phys.), 1976, v. **2**, p.405.
10. Мазур В.М.// ЭЧАЯ, 2000, v.31. вып.2. с.1043.

PHYSICS OF SEMICONDUCTORS AND DEVELOPMENT OF NANOTECHNOLOGY

G.A. Abdurahimova
New Uzbekistan University

Semiconductors are a fundamental component of modern electronics and enable many of the electrical devices we use on a daily basis. Semiconductors are materials with electrical conductivity that is between that of an insulator and a conductor. Conductors are those materials that impose minimum resistance in the flow of electrons or current. Whereas, insulator materials impose high resistivity and, thus, no current flows in them. As we know, for an atom, there are valence electrons, and when they gain a sufficient amount of energy they jump into the conduction band. The forbidden band is there in between these valence and conduction bands. The flow of current is due to the presence of free electrons in the conduction band. The forbidden energy gap in semiconductors is not that wide, as in insulators, nor overlapping, as in conductors. It is somewhere, in between, and at room temperature valence electrons of the semiconductor get enough energy to jump into the conduction band. However, the number of electrons jumping into the conduction band is not that much to cause a good current flow. Examples of semiconductors are Silicon, Germanium, and Germanium Arsenide.

One of the most important materials used in the manufacture of semiconductors is silicon. Silicon is abundant, relatively inexpensive, and can be easily processed into a variety of shapes and forms. It is also well-suited to electronic applications.

The most common form of doping used in silicon semiconductor manufacturing is the addition of small quantities of impurity atoms, such as boron or phosphorus. These impurity atoms are carefully integrated into the silicon crystal lattice, creating "p-type" or "n-type" materials. P-type materials have a deficiency of electrons, while n-type materials have an excess of electrons. By combining p-type and n-type materials, semiconductor manufacturers can create a wide range of electronic devices with different properties and functions.

A pure version of a semiconductor substance, such as silicon or germanium, is referred to as an intrinsic semiconductor. The periodic table's Group-IV classifies silicon, and as such, it possesses four valence electrons. These four (4) valence electrons combine with the valence electrons of nearby atoms to form covalent bonds. As a result, a pure crystal with a regular lattice structure is produced.

The dislodging of additional covalent bonds and the subsequent generation of more free electron-hole pairs as a result of rising temperature finally increases the conductivity of silicon crystal. Because there are an equal amount of electrons and holes produced, there are an equal number of concentrations per unit of volume. At thermal equilibrium, the recombination rate and the thermal production rate of electron-hole pairs are identical. Hence, the concentration of electrons per unit volume is the same as the concentration of holes.

Where “n_i“, is the number of electrons and holes per unit of volume (cm^3) at a certain temperature for intrinsic material. It is determined by:

The concentration of negative (n) charge carriers increases when the intrinsic silicon is doped with an element that has five (5) valence electrons; as a result, the semiconductor is referred to as N-type. The Phosphorous shares four(4) of its electrons with nearby Silicon atoms during the meticulous process of N-type doping to create covalent connections. While doing so, each phosphorous atom provides a free electron to the silicon crystal by leaving behind a free electron. Phosphorous is an element that donates electrons during N-type

doping; there are no holes present. Electrons make up the majority of carriers. The concentration of thermally produced charge carriers is substantially lower than the concentration of donor atoms. Doping is responsible for the majority of the negative (N) charge carrier concentration, which is independent of temperature. In contrast, the formula above can be used to compute the single concentration of holes, which is caused by heat production. The concentration of electrons (negative charge), which is substantially higher and temperature independent in the N-type semiconductor. Hence, in an N-type semiconductor, electrons make up the majority of the carriers and holes the minority.

When an intrinsic semiconductor, like silicon, is doped in a carefully regulated environment with materials that have three (3) valence electrons. In order to form four (4) covalent bonds, the trivalent impurity atoms take electrons from nearby silicon atoms. In this instance, the silicon atom contributes electrons and leaves a hole or positive charge in its place. P-type semiconductors are those in which silicon atoms contribute electrons to impurities to produce positive ions. The majority of carriers right now are holes and positive charges. The intrinsic semiconductor of a P-type semiconductor is doped with Group-III elements, such as boron. By absorbing an electron from Silicon, the trivalent boron's three electrons form four covalent bonds. In effect, the hole(s) created by the addition of the impurity shift from one spot to another as a result of the impurity attracting electrons from nearby silicon atoms. The number of holes is substantially higher than the number of electron-hole pairs produced thermally due to the high impurity concentration. With this P-type doping, electrons are the minority carrier while holes/positive charges are the majority. The concentration of the majority carrier depends on the amount of doping, whereas the concentration of the minority carrier depends on thermal generation. The fact that a pure semiconductor material is neutral should be mentioned at this point.

The majority carriers (electrons) in N-type semiconductors balance out the binding positive charges of phosphorus atoms. Similar to this, in a P-type semiconductor, the positive bound charges of the boron atoms are balanced by the majority carriers (holes).

Due to this special quality, semiconductors can be used to make a variety of electronic devices, such as transistors, diodes, and integrated circuits.

One of the most important semiconductor devices is the transistor. Bipolar junction transistors and field-effect transistors are two types of transistors. Bipolar junction transistors are created by forming two p-n junctions in different configurations, such as n-p-n or p-n-p. Three regions are formed in the transistor and are referred to as the emitter, collector, and base, or middle region. They are an essential component of modern electronics, and are used in everything from computers to smartphones to radios. The first practical transistor was developed in 1947 by John Bardeen, Walter Brattain, and William Shockley, and since then the development of increasingly powerful and efficient transistors has been a driving force in the growth of the electronics industry.

Another important semiconductor device is the diode. It consists of a single p-n junction. In most cases, p-n junctions are formed when p-type and n-type semiconductor materials are combined. The electrons diffuse from the n-type region to the p-type region because the n-type region has more electron concentrations whereas the p-type region has more hole concentrations. As a result, light is generated by this phenomenon. Diodes allow current to flow in only one direction, and are commonly used in electronic circuits to convert alternating current (AC) into direct current (DC). Like transistors, diodes have been a critical component of electronic devices for decades.

In recent years, the development of integrated circuits (ICs) has been a major trend in semiconductor manufacturing. ICs are electronic circuits that contain large numbers of interconnected transistors, diodes, and other electronic components on a single chip. The

development of ICs has revolutionized the electronics industry by allowing manufacturers to produce smaller, more powerful, and more efficient devices than ever before. Today, ICs are used in everything from smartphones to medical devices to automotive systems.

Two-terminal Semiconductors – It is a semiconductor material that only contains one positive-negative (p-n) junction.

Three-terminal Semiconductors – Positive-negative-positive (P-N-P) junctions are found in these semiconductor materials.

Examples of Two-terminal Semiconductor	Examples of Three-terminal Semiconductor
DIAC	TRIAC
PIN Diode	Field Effect Transistor
Tunnel Diode	Darlington Transistor
Laser Diode	Thyristor
Schottky Diode	Silicon Controlled Rectifier (SCR)
Zener Diode	Unijunction Transistor

One of the most promising areas of research in semiconductor nanotechnology is in the creation of advanced solar cells. Nanoparticles can be used to create advanced solar cells with greater efficiency than traditional photovoltaic, which convert solar energy into electrical energy. These advanced solar cells are based on quantum dots. Essentially, quantum dots are nanoparticles that can absorb and emit light when excited. When light hits the quantum dots, electron-hole pairs are created, and these then are separated by an electric field. This generates an electrical current, which can be captured as electricity. Semiconductor nanotechnology has also contributed significantly to medical research. Researchers have developed nanoscale semiconductor devices that can be implanted into the human body, including glucose sensors and drug delivery devices. These implants can monitor blood glucose levels continuously and deliver drugs at the appropriate dosage automatically. The result is that patients can receive treatment without constant supervision, leading to improved patient outcomes and reducing hospitalization periods. Another significant application of semiconductor is in the development of new electronic devices. By using nanoparticles, manufacturers can produce high-quality and reliable electronic devices, even for harsh environments. For example, researchers have created semiconductors that can withstand high temperatures, making them ideal for use in aircraft engines and other high-heat environments. The development has also been instrumental in creating ultra-fast computers. Researchers have created nanoscale transistors that can operate on the femtosecond scale - a femtosecond is one quadrillionth of a second. These ultra-fast transistors are used to create high-speed electronic devices for data communications, such as fiber-optic cables and computer networking equipment.

In conclusion, semiconductor nanotechnology has been significant in the development of new materials and devices, including advanced solar cells, medical implants, electronic devices, and ultra-fast transistors. These advancements will continue to drive the growth of the electronics industry, and new applications of semiconductor nanotechnology will continue to emerge. As researchers continue to develop new methods and techniques for utilizing semiconductor nanoparticles, the possibilities for future applications are limitless.

References

1. Donald R.Askeland, Wendelin J.Wright. The Science and Engineering of materials, Seventh edition. – Boston, 2014.
2. Muhammad Shahid. Semiconductor theory. https://www.electronics-lab.com/article/semiconductor-theory
3. Noel M.Morris. Semiconductor Devices. – London, 1976.

O‘TKAZGICH, YARIMO‘TKAZGICH VA IZOLYATORLARNING RIVOJLANISH OMILI SIFATIDA

L.A. Raximova
Farg’ona davlat universiteti

Atomlardagi elektronlar butunlay chiqarilib tashlanib, faqat “yalong`och” yadro qolgan deb faraz qilaylik. Endi olib tashlangan elektronlardan atomga bittadan qo`ya boshlasak, oldin 1s holat to`ladi, so`ngra 2s, 2p va h.k. holatlar to`la boshlaydi. Demak, atomda past energetik holatdan boshlab yuqori energetic holatga qarab to`la borar ekan. Lekin atomlarning elektron qobiqlari bu tartibda to`la borishi shart emas. Masalan, kaliy elementida K, L-elektron qobiqlari to`lgan bo`lib, M-elektron qobig`I butunlay to`lmay turib (unda 3s va 3p holatlar elektronlar bilan to`lgan xolos), oxirgi bitta elektroni N-qobiqdagi 4s holatda turadi. Bunga sabab N-elektron qobig`idagi 4s holat energiyasiga qarab 3d holatdan pastda turadi. Mis atomida 29 ta elektron bo`lib,bulardan 28 ta elektron K, L va M-elektron qobiqlarida turadi. Bitta elektroni 4s holatga joylashgan. Mis kristallida 4s holatlar energetik zonani hosil qilsa, bu zonaning yarmi to`lib, yarmi bo`sh qoladi. Agar bu zona qo`shni zonalardan biri bilan ustma-ust tushgan bo`lsa ham, elektronlar bilan to`lgan bo`lmaydi. Shu sababli mis o`tkazgich hisoblanadi.

Germaniy atomida 32 ta elektron bo`lib, ulardan 28 tasi K, L va M-elektron qobiqlarida turadi, qolgan to`rttasi esa ikkitadan 4s va 4p holatlarda turadi. Agar Nta germaniy atomi birikishidan kristall hosil bo`lsa, 4s va 4p holatlar parchalanib,bir-birlaridan man qilingan zona bilan ajralgan 2N energetik holatlardan tashkil topgan zonalarga ajraladi. Bu ikkita zonadan pastkisi T=0 temperatura yaqinida 4N ta electron bilan to`lgan bo`lib, yuqoridagisi esa butunlay bo`sh qoladi. Shuning uchun Ge kristali past temperaturalarda izolyatorga o`xshab qoladi.

Demak, kristallarda elektronlar qayta taqsimlanib, past energetik zonadan boshlab yuqori energetik zonaga qarab elektronlar bilan to`la borar ekan.

Past energetik zonalar elektronlar bilan to`lgan bo`lib, ma`lum energetik zonadan boshlab esa yuqoridagi zonalar butunlay bo`sh bo`lishi yoki qisman to`lgan bo`lishi mumkin.

Zonalardagi elektronlarning taqsimlanishi va man qilingan zonalarning kengligiga qarab, qattiq jismlar metallic (o`tkazgichlik), yarim o`tkazgichlik va izolyatorlik xossalariga ega bo`ladilar.

Hamma energetik sathlari elektronlar bilan to`lgan energetik zonalar to`ldirilgan zona deb yuritiladi. Kristallardagi hamda pastki zonalar to`ldirilgan zona bo`ladi.

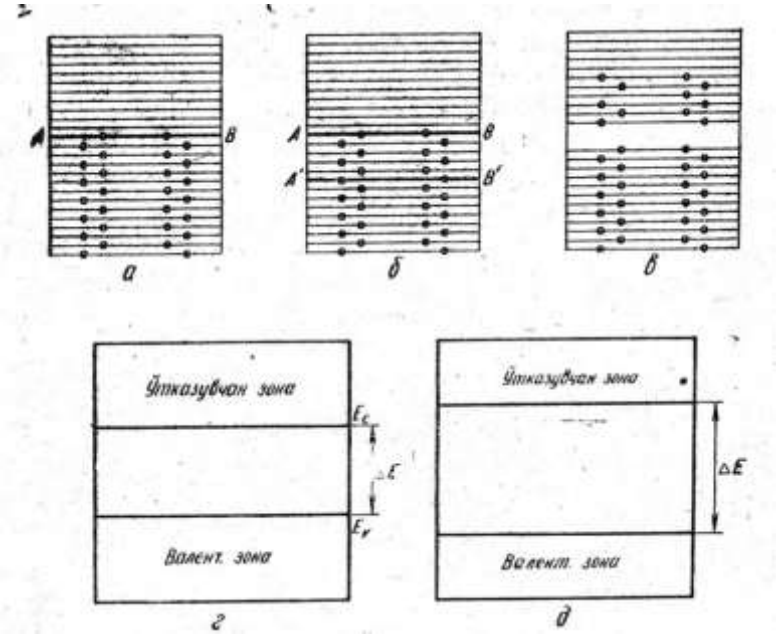
O`tkazgichlarda oxirgi to`ldirilgan zona bilan to`ldirilmagan energetik zona bir-biri bilan tutashib ketishi (1-a rasm), biri ikkinchisining ustiga tushishi mumkin. (1-b rasm). Bundan tashqari elektronlar bilan band bo`lgan yuqorigi zona butunlay to`lgan bo`lmay, balki qisman to`lgan bo`lishi mumkin (1-v rasm). Yarim o`tkazgichlarda yuqorigi to`ldirilgan zona bilan bo`sh zona man qilingan zona bilan chegaralangan bo`lib, uning kengligi bo`ladi (1-g rasm).

$$\Delta\varepsilon > kT$$

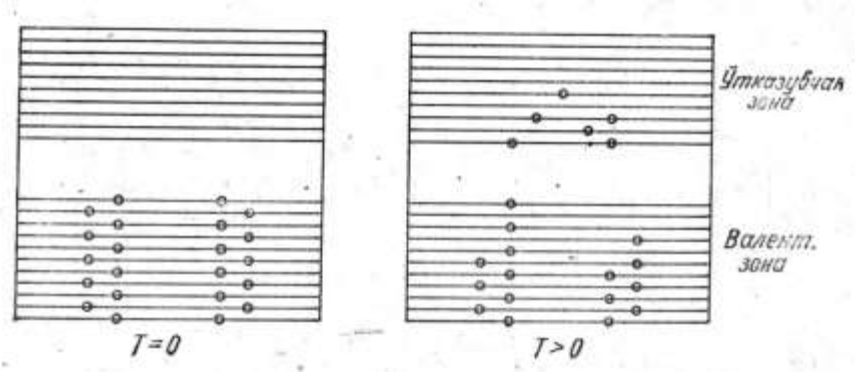
Izolyatorlarda esa bu tengsizlik yana ham kuchayadi. Yarim o`tkazgichlar bilan izolyatorlar orasida qat`iy chegara qo`yish mumkin emas (1-b rasm).

Umuman, qattiq jismlarda elektr o`tkazuvchanlikda ishtirok etuvchi elektronlar valentlik elektronlardir. Chunki, energetik sxemadagi eng oxirgi to`ldirilgan yoki qisman to`ldirilgan energetik zonadagi elektronlar valentlik elektronlardir. Shu sababli, yarim o`tkazgichlarda T=0 da oxirgi to`ldirilgan energetik zona balentlik zonasi deb, keying bo`sh zonani esa o`tkazuvchanlik zonasi deb yuritiladi. To`ldirilgan zona (valentlik zona) faqatgina

absolyut nol temperaturada elektronlar bilan to`lgan bo`lib, o`tkazuvchanlik zonasi esa butunlay bo`sh bo`ladi. Yuqori temperaturalarda esa valentlik zonasida elektronlar bilan band qilinmagam energetik sathlar, o`tkazuvchanlik zonasida esa, band qilingan energetik sathlar mavjud bo`ladi (2-rasm).



1-rasm. Kristallarning energetik sxemasi: a, b, v) o`tkazgichlar; g) yarim o`tkazgichlar; b) izolyatorlar.



2-rasm. Yarim o`tkazgichlarning energetik sxemasi.

Bundan ko`rinadiki, temperatura pasayib borishi bilan yarim o`tkazgichlarning elektr o`tkazuvchanligi kamayib, izolyatorlarga yaqinlashib boradi. Absolyut nol temperaturaga yaqin temperaturalarda esa yarim o`tkazgich izolyatorlik xossasiga ega bo`lib qoladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. M.Azizov «Yarimo’tkazgichlar fizikasi». Toshkent. 1974 y
2. Z.Zaynobiddinov, A.Teshaboyev, I.Karimov, N.Raximov, R.Aliyev «Yarim o’tkazgichli asboblar fizikasi» Andijon 2002 y
3. A.T. Mamadolimov. M.N.Tursunov. “Yarim o’tkazgichli quyosh elementlari fizikasi va texnologiyasi” Toshkent., 2002 y.

МЕХАНИЗМЫ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ КРЕМНИЯ С НАНОКЛАСТЕРАМИ ЦИНКА

Э.У. Арзикулов, Г. Гулямов, М. Раджабова, Р.М. Усанов
Самаркандский государственный университет
e-mail: eshkuvata@gmail.com

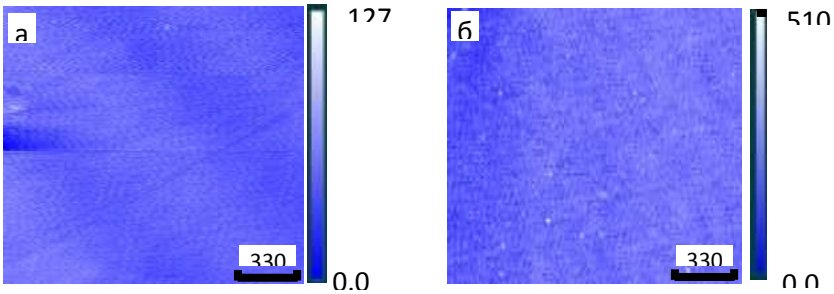
Известно, что вид вольт–амперной характеристики (ВАХ) полупроводников, содержащих глубокие уровни (ГУ), может иметь три или более характерных участков [0]. Экспериментально установлено [20], что на многих полупроводниковых материалах обычно на первом участке ВАХ наблюдается линейная зависимость тока от приложенного напряжения, т.е. выполняется закон Ома. На втором участке имеет место степенная зависимость между током и напряжением, т.е. зависимость типа $\boldsymbol{I = U^n}$, где n≥1. На третьем участке в зависимости ***I(U)*** начиная с определенных значений напряжения наблюдается резкое увеличение тока. Далее с увеличением напряженности электрического поля наблюдается уменьшение тока, т.е. имеет место область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Обычно ОДП бывает N– или S– типа. Возможны также комбинации ОДП S– и N– типов [3]. При определенных условиях они могут сменять друг друга, а также возможно превращение S–образной ВАХ на N–образную с течением времени. Статистическая характеристика может иметь и более сложную форму. Наблюдение ВАХ в области ОДП связано с неустойчивостями тока, т.е. могут наблюдаться колебания тока или напряжения с различными частотами и формами в зависимости от условий эксперимента.

В настоящем статье приводятся экспериментальные результаты зависимости плотности тока j от напряженности электрического поля E сильно компенсированных образцов кремния диффузионно–легированных цинком с нанокластерами. Исследование морфологии поверхности до, и после процесса диффузии образцов с помощью атомной силовой микроскопии АСМ (Рис. 1 и 2)

Исследования ВАХ в образцах n–Si<P, Zn> проводились при различных фоновых освещениях интегрального света при температуре T=80 K. Темновая ВАХ из–за большего удельного сопротивления образцов n–Si<P, Zn> при T=80 K не была измерена. Влияние внутреннего сопротивление источника постоянного напряжение на вид ВАХ нами не были исследованы. Однако во всех экспериментах рабочая точка находился на заданной участке ВАХ.

Вид ВАХ исследованных образцов сильно зависит от степени освещённости образцов. При относительно низкой освещённости (0,05÷0,01 Лк) ВАХ образцов график состоит из несколько четко выраженных участков (см. рис. 3, кривая 1): первый участок – когда приложенное электрическое поле в образце меньше чем 12,6 В/см наблюдается зависимость вида $I = U^{0,22}$, второй участок – когда E находится в интервале значений 12,6 В/см ≤ E ≤ 18,9 В/см наблюдается зависимость вида $I = U^{0,77}$, третий участок – когда E лежит в интервале значений 19 В/см ≤ E ≤ 62,9 В/см наблюдается почти квадратичная зависимость, т.е. $I = U^{1,91}$, четвертый участок – когда E находится в интервале значений 62,9 В/см ≤ E ≤ 94,3 В/см снова наблюдается зависимость близкая ко второму участку, т.е. зависимость вида $I = U^{0,71}$. Дальнейшее увеличение E в интервале значений 94,3 В/см ≤ E ≤ 471,1 В/см приводит к резкому возрастанию тока. При этом зависимость I(U) имеет следующий вид: $I = U^{4,26}$. Когда значение E лежит в интервале 471,1 В/см ≤ E ≤ 816,1 В/см наблюдается зависимость

вида $I = U^{1,65}$. Дальнейшее увеличение E не приводит к заметным изменениям значений тока, т.е. имеется слабая сублинейная зависимость вида $I = U^{0,52}$.



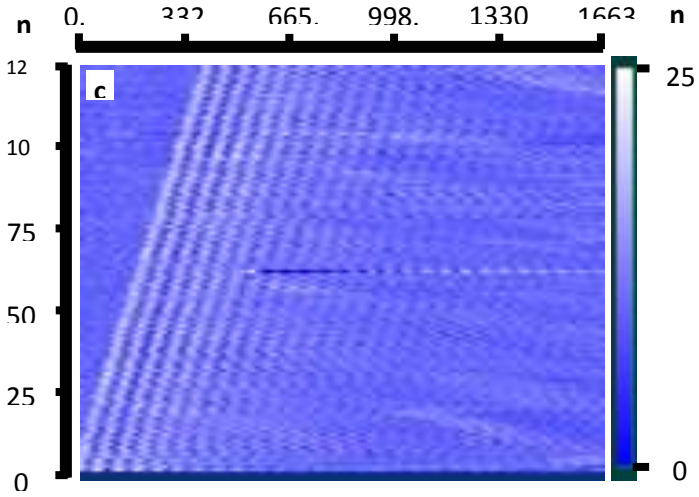


Рис. 1. AFM изображения поверхности монокристаллического образца кремния полученное до (а) и после диффузии атомов цинка при температурах диффузии равным T=1145 ^{o}C (б) и T=1150 ^{o}C (c)

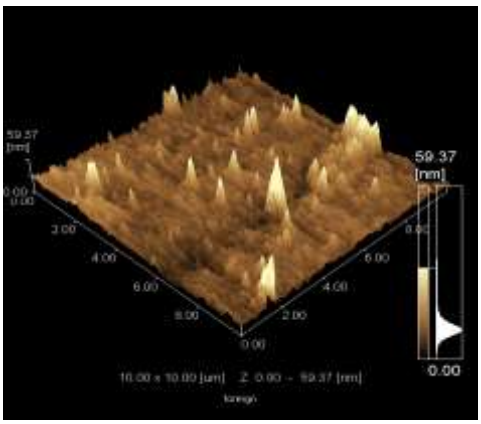


Рис. 2. Изображения морфологии по-

верхности образцов n-Si<P, Zn>

полученного в атомном силовом

Увеличение интенсивности освещения интегрального света приводит к заметному изменению как характера зависимости I(U), так и области существования той или иной зависимости по напряженности электрического поля. Так, например, увеличение интенсивности интегрального освещения от 0,012 Лк до значений 0,048 Лк приводит к уменьшению числа характерных участков от 8 до 6, кроме того, в зависимости I(U) добавляются участки с ОДП как N – так и S – типов, чередующихся неустойчивостями тока (автоколебания тока). При относительно больших интенсивностях интегрального света в зависимости I(U) наблюдается одна зависимость вида $I = U^{0,77}$ в интервале 25,2 В/см ≤ E ≤ 42,1 В/см.

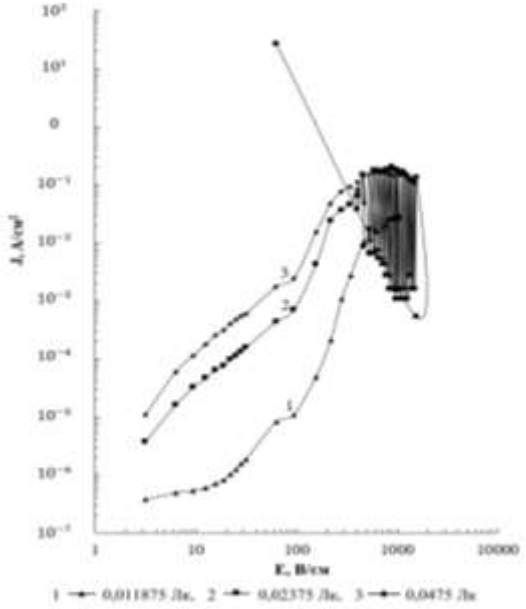


Рис. 3. ВАХ образца n–Si<P,Zn> с ρ = 6,91·10^4 Ом·см при различных фоновых освещениях интегрального света. Т=80 К.

Дальнейшее увеличение E приводит к уменьшению скорости роста тока, который, проходя через максимум, начинает уменьшаться, т.е. наблюдается область ОДП. Дальнейшее увеличение E приводит ко второму участку с ОДП. Два последовательных N – образных участка находятся в интервале значений 42,1 В/см ≤ E_1≤ 319 В/см и 320 В/см ≤ E_2≤ 751 В/см соответственно. При этом в первом участке с ОДП в определенном интервале значений E наблюдается инфранизкочастотное колебания тока с глубиной модуляции ~ 99,98 %, которое исчезает при достижение некоторого значения E. На втором участке с ОДП также при достижении некоторого значении E начинается квазигармонические колебания тока, которое приходят от однотактного пичкообразного к двухтактным с коэффициентами модуляции 99,98 %, 90,5 %, соответственно при увеличении E. Дальнейшее увеличение E приводит к резкому возрастанию тока при некотором критическом значении E, т. е. наблюдается S– образный участок ВАХ.

Дальнейшее увеличение E после окончания второго N образного участка приводит к резкому возрастанию тока. При некотором критическом значение E_K в кривой зависимости I(U) наблюдается S – образный участок.

Полученные результаты могут быть трактованы, так что, атомы цинка в кремнии при сильной компенсации образуют не только глубокие уровни, но и квантовые точки с

большими сечениями захвата носителей заряда что в свой очередь приводить к сильным изменениям ВАХ образцов.

Список использованной литературы

1. Бахадирханов М.К., Зикриллаев Н.Ф., Исамов С.Б., Ковешников С.В. Фотоэлектрические явления в кремнии с многозарядными нанокластерами. Ташкент, ТашГТУ, 2017. -279 с; С. 252-254. 111
2. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., Мир. 1973. 121
3. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. Главная редакция физико-математической литературы издательство «Наука», 1972, 416 с. С. 36-45. 122

IKKI TURDAGI ZARRACHALARDA PAULI PRINTSIPINING AHAMIYATI

A. Mamasoliev[1], SH. Inoyatov[1] , S. Madaliyeva[2]
[1] Namangan davlat universiteti,
[2] Norin maishiy xizmat ko’rsatish va servis texnikumi

Adabiyotlarda keltirilgani kabi to’lqin funktsiyaning simmetrik yoki antisimmetrikligi zarrachaning o’zining xususiyatiga bog’liq bo’ladi. Mos ravishda bu zarrachalarni spin qiymatini e’tiborga olgan xolda ikki sinfga yoki ikki turga ajratish zarur. Birinchi turga kirgan zarrachalar (Xind olimi nazariyasini ochgan va uni sharafiga qo’yilgan) o’zining xususiy xossalariga ega bo’lgan Boze zarrachalaridir. Ularni joylarini almashtirilsada to’lqin funktsiyasining ko’rinishi o’zgarmay qoladi. Qisqa qilib aytganda Boze zarrachalari uchun sistema holatining to’lqin funktsiyasi simmetrik ko’rinishda yoziladi. Xususiy xollarda foton, mezon va shunga o’xshash zarralar Boze zarrasini qanoatlantiradi [1].

Ikkinchi tur zarrachalari Fermi zarrachalari deb nom olgan. (bu turdagi zarrachalar nazariyasini kashf qilgan italiyan olimi sharafiga qo’yilgan) Bunday zarrachalarning sistemasining holat funktsiyasi antisimmetrik to’lqin funktsiyasiga mos keladi. Fermi zarrachalarini turiga elektron, proton, neytron va yana boshqa zarralar kiradi. Yana bir muhim tomonini ta’kidlash lozimki belgilangan bo’limga kiruvchi barcha mikrozarralar qat’iy ravishda ikki turga mansub [2]. Qaysidir guruxga kiruvchi zarrachalar, bu zarrachaning holatiga, energiyasiga, tashqi maydon ta’siriga bog’liq emas. Agar zarracha biror holatdan boshqa holatga o’tsa xam uning qaysi sinfga (Fermi yoki Boze zarra ekanligi) mansubligi avvalgidek qoladi.

Agar zarrachaning to’lqin funktsiyasi antisimmetrik bo’lsa, u xolda muhim holatni kiritish lozim, ya’ni Pauli printsipi deb nomlanuvchi qoidaga bo’ysunadi. Bu printsip bevosita to’lqin funktsiyasi uchun muhim o’rin tutadi. Sistemadan ikkita Fermi zarrachasini tanlab olamiz va ularni bitta umumlashgan koordinatalar holatida bir xil spin (bir xil kvant soni) bilan bo’la olmasligini ko’rsak. Xaqiqatan xam zarrachalarni koordinatalari k va j bir xil bo’lsin, $q_k=q_j=q$, u xolda to’lqin funktsiyasi esa $\psi(q,q)$ bo’ladi [1,2,3]. To’lqin funktsiyasida zarrachalarni joylarini almashtirsak, natijada bunday ifodalanganda o’zgarishsiz qoladi. SHunday qilib biz Fermi zarrachalaridan tashkil topgan sistemani olsak; U uchun to’lqin funktsiya antisimmetrik, fazodagi zarrachalarni joylarini almashtirilsa, funktsiyaning ishorasi qarama – qarshisiga almashib qoladi. Bu xolda bizning farazimiz noto’g’ri sistemadagi zarrachada antisimmetrik funktsiyada $\psi(q,q)$ xuddi shu kabi nolьga teng. Bunday xoldagi extimollik xam nolga intiladi. Bunday sistemada ikkita zarra bir xil holatda (bir xil kvant soni bilan)tura olmaydi. Bu holat Fermi zarralari uchun teng kuchli ta’qiq xisoblanib, “Ta’qiq” deb yoki “Pauli printsipi” deb ataladi. Bu nazariya dastavval faqat toza empirik yo’l bilan kiritilgan, keyinchalik nazariy asoslangan. Pauli ta’qiqi (printsipi) antisimmetrik to’lqin funktsiyasiga ega bo’lgan barcha mikrozarralar uchun o’rinli xisoblanadi. Ma’lumki Pauli printsipi yordamida atom qobig’idagi elektronlarni joylashishlarini, Mendaleev davriy jadvali elementlarni to’la joylashishlarini topish mumkin. Aniqki, Boze zarrachalar simmetrik to’lqin funktsiyasiga ega bo’lib Pauli printsipiga bo’y sunmaydi. Zarrachaning spin qiymatini Pauli printsipiga mos kelish yoki kelmasligiga qarab, u yoki bu sinfga ta’alluqli ekanligini aytish imkonini beradi.

a) Fermi zarralari. Bu zarralar Pauli printsipiga to’la bo’y sunib, ularning holati antisimmetrik to’lqin funktsiyasi bilan yoziladi. Bu yerda spini $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ bo’lgan sodda zarralarni elektron, pozitron, proton, neytronlarni qanoatlantiradi. BU zarralarning barchasini Fermi zarralari deb aytiladi. Bu toifaga mansub bo’lgan sodda zarrachalardan tashqari yana murakkab

zarralar xam mavjud, ular: atom, molekula, atom yadrosi, sababi bunday zarrachalarning spini summa yechimlarining qiymatlari shunga mos keladi. Fermi zarrachalari sinfiga mos keladigan murakkab zarrachalarniumumiy spini toq butun songa karrali. Ya’ni $S = \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ 1s, 3s,5s, . . . Bu zarrachalar toq sonlarni qabul qiladi hamda ½ spinga ega [2,3,4]. SHunday qilib 3ta proton va 4 ta neytrondan tashkil topgan litiy izotopi yadrosi Fermi zarrachasini qanoatlantiradi. Yoki yadrosida 14 dona nukloni, tashqarida 7 ta elektronga ega bo’lgan azotni qanoatlantiradi.

b) Boze zarrachasi. Bu zarrachalar Pauli printsipiga bo’ysunmaydi va bularning holati simmetrik to’lqin funktsiyasi bilan ifodalanadi. Bu sinfga tegishli bo’lgan zarraning spini nolga teng yoki juft sondagi spin koordinatalariga ega bo’ladilar. $2 * \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$, $4 * \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$, $6 * \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ . . . Bularni butun songa ega spinli zarrachalar. Bu elementar zarrachalarni Boze zarrachalar deb atalib, ularga spini $\frac{h}{2\pi}$ bo’lgan yoki karrali bo’lgan fotonlar, bozonlar kiradi. Murakkab Boze zarrachasi juft sondagi Fermi zarrachalalaridan tashkil topadi. Masalan bu toifadagi zarrachalarni qanoatlantiradigan 4 ta nuklondan iborat geliy yadrosi, 12 nuklondan iborat uglerod atomi yadrosi.

Kvant sistemalarda statistik metodlarni xossalarini qo’llanilishi: Statistikaning asosiy masalalarini kvant sistemalarda qo’llashda Ansambldagi juda katta sondagi deyarli erkin bo’lgan zarrachalar energiya taqsimotidagi yotadi. Bu masala yuqorida ko’rsatilgani kabi kvant sistemalari uchun statistik metod yordamida yechiladi. Katta sondagi zarrachalardan tashkil topgan, makroskopik sistemaning holatini olingan yig’indisi, xali xam o’rtacha ko’rsatkich sifatida olinadi. Gibbs metodida berilgan xolda kvant sistemalar uchun asosiy termodinamik tanglamalarni olish imkonini beradi.

Asosiy o’zgarish bu sistemaning kvant holatlarini aniqlashga ta’lluqli bo’lgan. Bu adabiyotlarda keltirib o’tilgan [1,2,3,4,5,6,7]. adabiyotlar ko’rib o’tganimizdek Mikrozarra holati energiyaga va boshqa xossalar bilan munosabati kvant sonlar sistemasi bilan aniq topiladi. Boshqa tarafdan mikrozarra holati odatdagi mexanikada umumlashgan impulьs va umumlashgan koordinatalar yordamida yozilishi mumkin, lekin to’la barilmaydi, ma’lum bir miqdorda xatolik bilan bajariladi. SHuning uchun xam sistama holatini, holatlar bo’yicha taqsomotni joylashda ikki xil baxolash imkoni bo’ladi. Mumkin masalan: birinchidan, umumlashgan koordinata va impulьsni va turli kvant holatlar bo’yicha zarralar taqsimotini, umuman rad qilsak. Bu sistema holatlarini kvant yozishga aniq va to’la mos keladi. Bundan kelib chiqadiki aynish imkoniyatlarini, bunday holatlar imkoniyatini xisobga olinsa. Qachonki bitta energiya darajasi bir necha kvant holatlarga mos kelsa. Ikkinchidan bunday nomlangan metod deyarli klassik (kvaziklassik) yaqinlashish yordamida odatdagi fazalar fazosida bir qator masalalarni yechishda ishlatib muvaffaqiyatlarga erishish mumkin. Aftidan klassik va kvant sistamalar orasidagi farq juda katta, ularga yagona metodni qo’llashni imkoni yo’q. Munosabatdagi noaniqliklar, bir vaqtning o’zida koordinata va impulьs bilan baxolasak kvant sistemalar uchun xatolik kelib chiqadi, ularning eng kam xosilalari h qiymat tartibida bo’ladi. Agar biz h=0 qo’ysak, u xolda biz klassik sistemaga ega bo’lamiz, agar biz h≠0 ni qo’ysak u xolda kvant sistemaga mos keladi. Ko’p xollarda, biz h ni nolga teng bo’lmagan qiymat deb qarasak u o’rnatilgan.

Endi fazalar fazosidan qandaydir qismidan $\Delta\Omega$ ga xajmni ajratib olsakda va u yerdagi energiyalarning o’zgarishi E_i dan $E_i + \Delta E_i$ gacha bo’lsin. Bu xajm chekli sondagi kvant fazaviy yacheykalar bilan to’lgan. Endi xar bir yacheykalarni xajmini bilan, ularni xisoblash osonlashadi. Aytib o’tilgan yacheykalar soni Z_i ni fazoda ko’rib o’tamiz.

$$z_i = \frac{\Delta\Omega}{h^F}$$

Ma’lumki, xuddi umumlashgan koordinata va umumlashgan impulьs fazaviy fazoda energiya bilan bog’langan kabi fazaviy xajm E_i ga bog’liq [7]. SHuning uchun xam umumiy ko’rinishi deyarli klassik yaqinlashishda qo’yidagicha ko’rinishda bo’ladi.

$$\Omega = F(E)$$

U quyidagicha

$$\Delta\Omega = \frac{\partial F(E)}{\partial E}\Delta E$$

Yacheykalar soni, holatlar sonidagi energiya E_i dan $E_i + \Delta E_i$ gacha bo’lsin

$$z_i = \frac{1}{h^F}\frac{\partial F(E)}{\partial E}\Delta E_i$$

Bu sistema taqsimotidan, energiyaning holatlar taqsimotiga o’tishga umumiy munosabatda imkon beradi

$$Q = \frac{1}{h^F}\frac{\partial F(E)}{\partial E}$$

Xulosa qilib shuni aytish mumkinki simmetrik yoki antisimmetrik to’lqin funktsiya belgisi bilan ikki toifali zarrachalar kvant nazariyasiga ko’ra ikki xil xil statistik xossaga bo’linadilar. Bu statistikalardan birini Fermi va Dirak elektronlarni xossalarini qayta ishlab chiqdilar. Boshqa turdagisini avvaliga Boze keyinchalik Eynshteyn fotonlar xossalarini o’rganib rivojlantirdi. Bu xar ikki tardagi zarralar xossalaridan juda ko’plab kvant effektlar kelib chiqadi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Kuni F. M. Statisticheskaya fizika i termodinamika. M.: «Visshaya shkola», 1983.
2. Mul’tanovskiy V. V. Kurs teoreticheskoy fiziki. 2-tom, M: «Prosveshenie», 1982.
3. A.A. Abdumalikov, R.Mamatqulov Nazariy fizika kursi Toshkent “Vodiy nashriyoti” MCHJ , 2006
4. Mamatqulov R. Termodinamika va statistik fizika (ma’ruzalar matni). Toshkent, «Universitet», 1998.
5. Rumer Yu. B., Rivkin M. S. Termodinamika, statisticheskaya fizika i kinetika. M.: Nauka, 1997.
6. Mamatqulov R., Tursunov A. A., ... Termodinamika buyicha masalalar tuplami. Toshkent, «O’zbekiston», 1993.
7. Mamatqulov R., Tursunov A. A., Mamatqulov B. R. Statistik fizika va kinetika masalalar to’plami. Toshkent, «O’zbekiston», 1993.

AYDAR-ARNASOY KO‘LI TIZIMI TASVIRINI RAQAMLI FILTRLASH JARAYONLARI

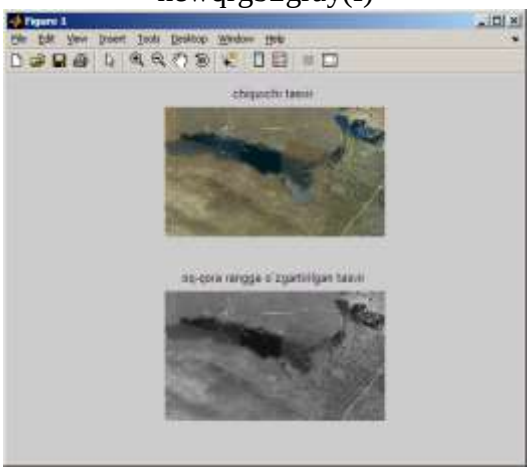
Sh.U.Eshonqulov, N.A.Qarshiboyev
Jizzax politexnika instituti

Image Processing Toolbox muhitining imread funksiyasidan foydalanamiz [33]. Bunda disk nomi, manzil, fayl nomi va formati ko‘rsatiladi:

Iqimread('F:g‘myimageg‘9.jpg')

Oq-qora tasvirlar ustida ishlash har tomonlama qulay bo‘lganligi sababli berilgan rangli tasvirni oq-qora tasvirga o‘takazib olamiz, buning uchun rgb2gray funksiyasidan foydalanamiz:

newqrgb2gray(I)



1-rasm. Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi raqamli tasviri va rangli tasvirini oq-qora tasvirga o‘tkazilgan tasviri.

Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirini ko‘rish uchun Image Processing Toolbox muhitining imshow(I) va imshow(new) buyrug‘idan, tasvirga nom berish uchun title('chiquvchi tasvir') va title('oq-qora rangga o‘zgartirilgan tasvir') buyrug‘laridan, ikkita tavirni bir oynada aks ettirish uchun subplot(2,1,1) va subplot(2,1,2) buyruqlaridan foydalanamiz (1-rasm).

Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi kosmik tasviri haqida axborot olish uchun Image Processing Toolbox muhitining whos funksiyasini qo‘llaymiz. Bu erda bizga tasvir nomi, xajmi, bayti va sinfi haqida ma’lumot ishchi oynada hosil bo‘ladi:

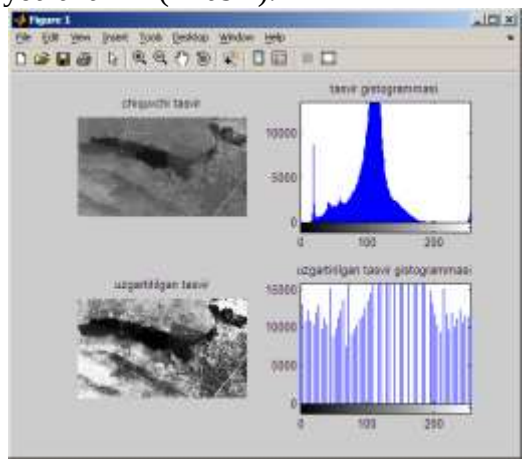
Name Size Bytes Class
I 657x1122x3 2211462 uint8 array
h 1x1 8 double array
new 657x1122 737154 uint8 array
Grand total is 2948617 elements using 2948624 bytes

Tasvirni ravshanligini oshirish uchun histeq funksiyasidan foydalanmiz. Bunda, asl tasvir ravshanligi oshirilgandan so‘ng tasvir haqidagi axborot yanada aniqligi ortadi:

I2 q histeq(new)

Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirini raqamli gistogrammasini qurish uchun imhist(new) va imhist(I2) buyruqlaridan foydalanamiz. Bunda, imhist(new) chiquvchi tasvir gistogrammasi, imhist(I2) ravshanligi oshirilgan tasvir gistogrammasi. Ikkala tasvirni taqqoslab ko‘rish uchun asl tavirning o‘zi hamda uning gistogrammasi, ravshanligi oshirilgan

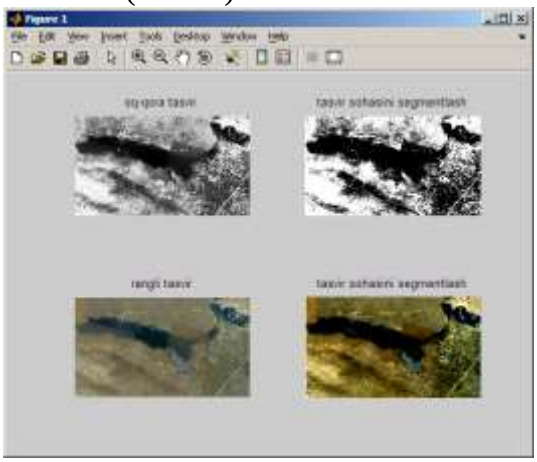
tasvir hamda uning gistogarammasini bitta oynada aks etiramiz, buning uchun subplot, imhist, imshow funksiyalaridan foydalanamiz (2-rasm).



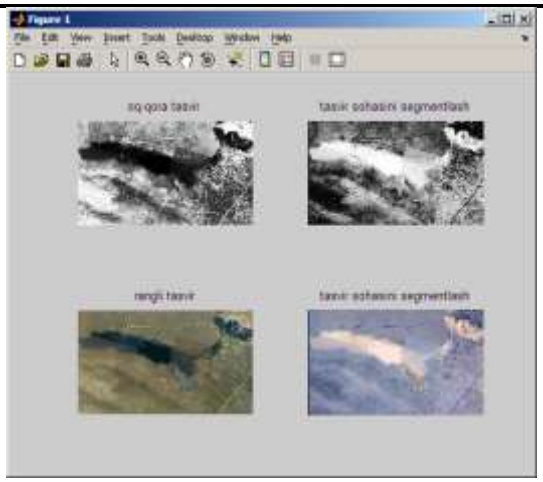
2-rasm. Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirining gistogrammasi.

Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirini sohasini segmentlashda oq-qora va rangli raqamli tasviri ustida ish olib boramiz. Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimining oq-qora va rangli tasvirni yuklab olamiz, ya’ni Iqimread('F:g‘myimageg‘15.png') va Aqimread('F:g‘myimageg‘9.jpg'). Tasvir xususiyatlarini ajratib olamiz. Buning uchun gqimadjust(I, [0.3 0.7],[]) va >> gqimadjust(I, [0 1],[1 0]) funksiyalaridan foydalanamiz.

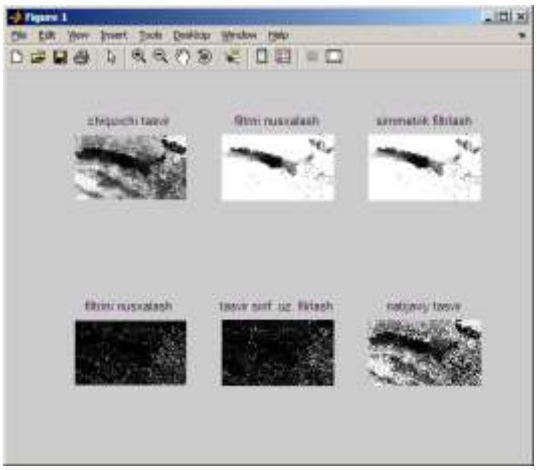
Berilgan Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi raqamli tasvirlarini bitta oynada tasvirlash uchun subplot(2,2,1), subplot(2,2,2), subplot(2,2,3) subplot(2,2,4) buyruqlaridan, tasvirlarni ko‘rish va har birini nomlash uchun imshow(I), title('oq-qora tasvir'), imshow(g), title('tasvir sohasini segmentlash'), imshow(A), title('rangli tasvir'), imshow(k), title('tasvir sohasini segmentlash') kabi fukntsiyalaridan foydalanamiz (3-rasm).



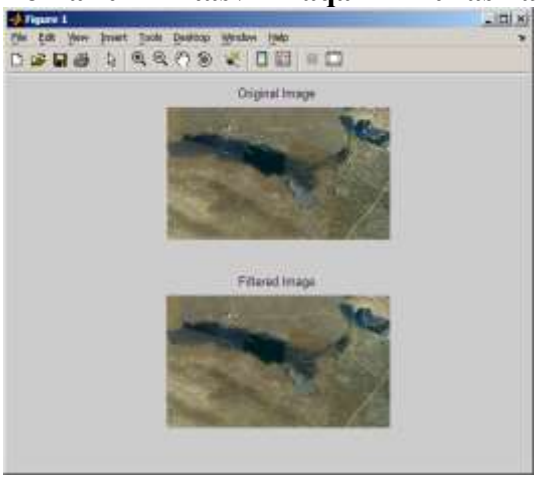
3-rasm. Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi oq-qora va rangli tasvirining sohasining segmentlangan ko‘rinishi.



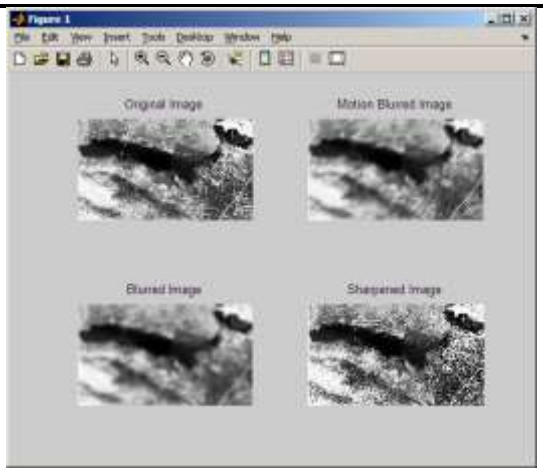
4-rasm. Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi oq-qora va rangli tasvirining sohalari ajratilgan holati.



5-rasm. Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasviri raqamli filtrlash asosida olingan natijalar.



6-rasm. Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi asl tasviriga filtrlangan tasvirini taqqoslangan holati.



7-rasm. Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasvriga filtrlash amallarini tadbiq etish natijasida olingan tasvir.

Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasviriga raqamli filtlash asosida bir qator xalaqitlar yo‘qotildi, ob’ekt haqida yanada aniqroq ma’lumot olishga erishildi. Bunda, wq[0 1 0; 1 -4 1; 0 7 0] filtrlanuvchi qiymat, gr q imfilter(I,w,'replicate'); filtrni nusxalash, gsqimfilter(I,w,'symmetric') simmetrik filtrlash, w q fspecial('laplacian', 0) maxsus Laplasan operatori, fqim2uint8(I) tasvir sinfini o‘zgartirish kabi amallarni bajaramiz (8-rasm). Bundan tashqari, hqones(5,5) / 25 birlik massivni hosil qilinib I2qimfilter(I,h) filtrlash funksiyasi yordamida Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasviri filtrlaymiz (9-rasm). H q fspecial('motion',20,45) xarakatlantirish va H q fspecial('unsharp') sekinlashtirish funksiyalari asosida berilgan tasvirni filtrlaymiz (7-rasm).

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Гонсалес Р. Цифровая обработка изображений Ғ Р. Гонсалес, Р. Вудс. - М.: Техносфера, 2005. - 1072 с.
2. Претт У. Цифровая обработка изображений: Пер. с англ. - М.: Мир. 1982. - Кн. 1 и 2
3. Reusch B. Soft Computing Multimedia and Image Processing B. Reusch, M. Fathi // Proceedings of the World
4. Тавбоев С. А., Каршибоев Н. А. МЕТОДЫ УЛУЧШЕНИЯ КОНТРАСТА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ НЕЧЕТКОЙ ИСХОДНОЙ ИНФОРМАЦИИ //Экономика и социум. – 2021. – №. 3-2. – С. 427-432.
5. Tovbaev Sirojiddin Karshiboev Nizomiddin International Journal of Trend in Scientific Research and Development (IJTSRD) Volume 4 Issue 4, June 2020 Available Online: www.ijtsrd.com e-ISSN: 2456 – 6470
6. Tavboyev Sirojiddin Akbutayevich, Qarshiboyev Nizomiiddin Abdumalikovch Application of the theory of indistinct sets in the estimation of quality of educational process // Journal of Critical Reviews ISSN-2394-5125 Vol 7, Issue 12.2020

SUYUQLIKDAGI METALL NANOZARRACHALARNING NANOSEKUNDLI LAZERLI YORAMIDA ABLATSIYA QILISH

[1]A. Xudoyberdiyev, [2]G. Boltayev
[1]O‘zbekiston milliy universiteti
[2]Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti

Ultraqisqa lazer impulslarining metallar bilan o‘zaro ta’siri kichik o‘lchamdagi nanomateriallarni sintez qilish imkonini beradi, eritmalarda [1, 2] va yupqa qatlamli qoplamalar [3,5]. Bundan tashqari, lazer nurlanishi bilan metallarning sirtlarini o‘zgartirishga imkon beradi [6, 7]. Impulsli lazer ablasiyasi nanozarrachalar hosil bo‘lishini ikkita yondashuv bilan izohlash mumkin: ulardan kerakli nanostrukturalarni yaratish uchun materialning katta qismlarini kichik o’lchamli zarrachalarga parchalanishi “yuqoridan-pastga” yondashuvi va “pastdan yuqoriga” yondashuvi asosida yakka atomlar va molekulalar katta bo‘lib yig‘iladi. Nanostrukturalar “pastdan yuqoriga” yondashuvi nanozarrachalarni tayyorlash uchun ushbu texnikaning o‘ziga xos xususiyatlarini tushuntirishning eng mos usuli hisoblanadi. Lazer ablasiyasi yoki fotoablyatsiya - qattiq (yoki ba’zan suyuq) sirtdan materialni lazer nurlari bilan bug’lantirish orqali olib tashlash jarayoni. Nurlanish oqimi kichik bo’lgan laser impulsi materialga yutilish natijasida material sirti isitiladi va bug‘lanadi yoki sublimatsiyalanadi.

Lazer impulslari parametrlarining nanozarrachalar hosil bo‘lishiga ta’siri ko‘plab tadqiqotlarda muhokama qilingan (masalan, [8] va undagi havolalarga qarang). [8] da ablatsion nanosekundning xususiyatlarini taqqoslash, 532 nm to‘lqin uzunligidagi nanosoniyali impulslar kichikroq nanozarrachalar hosil qildi. Marganes nanozarralari lazer yordamida sintezlanadi. Turli suyuqliklardagi ablasyon 532 va 1064 nm, 50 ps lazer impulslari yordamida tekshirildi [9]. Ushbu metall NP suspenziyalarining ahamiyati ularning rezonans bilan mustahkamlangan chiziqli bo‘lmagan optik xususiyatlariga asoslanadi. Ularning sirt plazmon rezonansi (SPR) to‘lqin uzunliklari zondlash to‘lqin uzunligiga mos kelgan taqdirda lazer impulslari [10]. Xususan, Au NPs suspenziyasida yaxshilangan chiziqli bo‘lmagan optik javob kuzatildi. Keng polosali SPR bilan mos kelishi tufayli zondlash pikosoniyali lazer pulslarining 532 nm to‘lqin uzunligi. Bu tuzilmalar (525 nm) uchinchi tartibli chiziqli bo‘lmagan jarayon bimetalik NPs suspenziyasida ham o‘rganildi femtosekundlik fundamental lazer impulslaridan foydalanish [11] o‘sib borayotgan chiziqli yutilish koeffitsienti ko‘rsatilgan lazer impulslarining to‘lqin uzunligi ikki foton yutilish (2PA) o‘sishiga va chiziqli bo‘lmagan belgilarning o‘zgarishiga olib keladi. Ushbu maqolada biz sintez qilish uchun Ag, Au, Sn va Zn ommaviy maqsadlarini ablatsiya qilish uchun nanosekundli impulslarni qo‘llanldi

Tajriba qurilmasi. Biz etalondagi metallarni ablatsiya qilish uchun 3 kHz impulslarni takrorlash tezligi Nd: YAG nanosekundli lazerdan foydalanamiz. Lazer ishlab chiqarilgan 15 mJ impuls energiyasi bilan 50 ns impulslar metall nishonlarni ablatsiya qilish uchun eksperimental o‘rnatish [15] da tasvirlangan. Briey, lazer nuri odatda deionlashtirilgan kyuvetaning devoriga vertikal ravishda o‘rnatilgan ommaviy namunaga qaratilgan.

Lazer nurlarini fokuslash fokus uzunligi 150 mm bo‘lgan linzalar yordamida amalga oshiriladi. Hodisani o‘lchash uchun impuls energiyasi, tushayotgan yorug‘likning ma’lum bir qismi nur ajratgich tomonidan bo‘lindi va piroelektrik bilan o‘lchandi. Joulemeter (Ophir, Nova II).

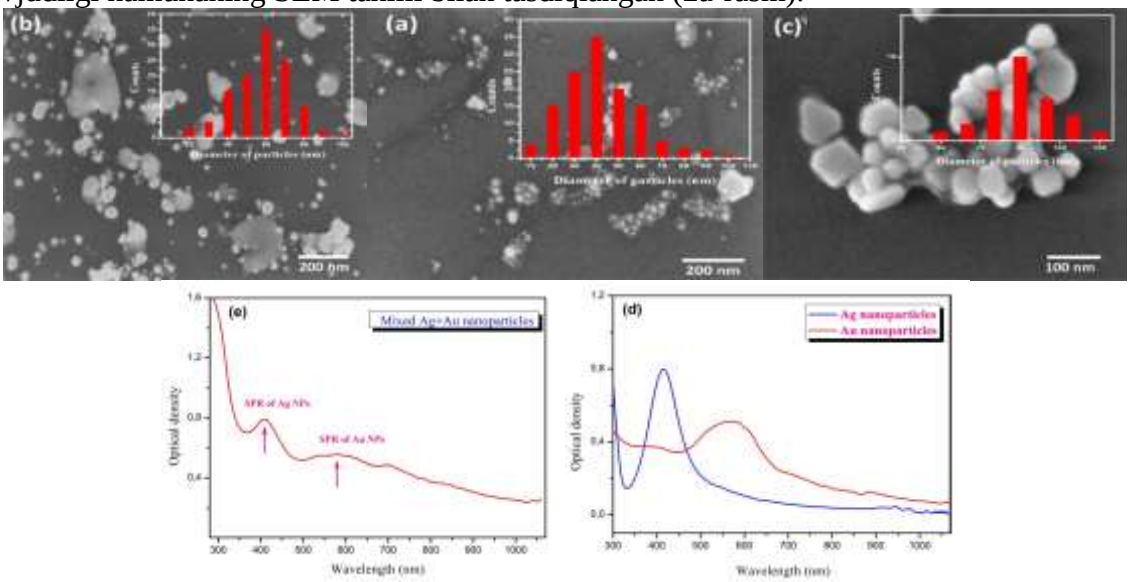
Ushbu o‘lchovning noaniqligi 5% deb baholanadi. Morfologiyasi nanosekundlik lazer ta’sirida yuzaki o‘zgarishlar SEM yordamida o‘rganiladi. Mexanik sayqallangan kumush, oltin, qalay, va rux (99% tozaligi bilan) etalonda lazerli ablasyon uchun ishlatilgan. Lazer

diapazoni ablasyon uchun ishlatiladigan vositalar 5,2 va 9,6 J/sm^2 orasida o‘zgaradi. Ablatsiya vaqti har bir namuna uchun 5 minut davomida saqlanadi. SEM (S-4800, Hitachi). Namunalarning morfologiyasini tavsiflash uchun ishlatilgan NPs suspenziyalarining yutilish xususiyatlari optik bor spektrofotometr (HR4000, Ocean Optics) yordamida o‘rganiladi.

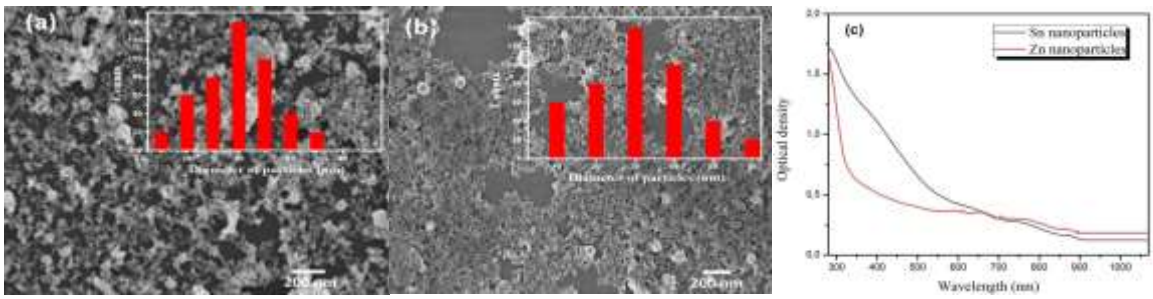
Natijalar va muhokama. 1a-1b-rasmlarda Ag va Au ablatsiya qilish jarayonida sintez qilingan zarrachalarning SEM tasvirlari keltirilgan. 3 kHz takrorlash tezligida 50 ns, 1064 nm lazer impulslari yordamida sferik kumush va oltin NPlar sintez qilingan etanol, ularning SPRlari ushbu NP suspenziyalarining optik zichligini o‘lchash yo‘li bilan aniqlanadi (1d-rasm). Kumush va oltin nanozarrrachalarining sirtiy plasmon resonanslari (SPR) mos ravishda = 415 nm va = 570 nm da markazlashtirilgan. Odatda, kichik o‘lchamdagi SPR oltin NPs 530 nm to‘lqin uzunligiga to‘g‘ri keladi [10]. SPRning bu o‘zgarishi Au NPs uchun mumkin bo‘lishi mumkin. 1c-rasmda etalonda aralashtirilgandan so‘ng, Ag va Au NPlarining SEM tasviri ko‘rinadi. Shunga mos ravishda, aralashma NPs suspenziyasining optik zichlik spektrida SPRning ikkita cho‘qqisi kuzatildi. (1e-rasm).

Ag va Au bimetalik nanozarrachalarining optik zichlik spektrini o‘lchash 1064 nm to‘lqin uzunligidagi yutilish koeffitsienti, bu ikki fotonli yutilishning kuchayishiga olib keldi.

Sof Zn va Sn ablasyonu, shuningdek, 3 kHz takrorlashda 50 ns, 1064 nm impulslar yordamida etalonda amalga oshiriladi. Darajasi. l dan keyin aser ablasyonu biz ablatsiya qilingan zarrachalarning morfologik xususiyatlarini ko‘rib chiqamiz. Zn NPlarining mavjudligi namunaning SEM tahlili bilan tasdiqlangan (2a-rasm).



1-rasm: (a) Ag NPs, (b) Au NP va (c) Ag va Au NP aralashmasining SEM rasmlari va etalonda Au. Nanozarrachalarning o‘lcham-taqsimoti keltirilgan. (d) Ag ning optik zichlik spektrlari (ko‘k egri) va Au (qizil egri) nanozarrachalar suspenziyalari (e) Ag va Au nanozarrachalarining optik zichlik spektri teng nisbatda aralashtirilgan.



2-rasm: (a) Zn nanozarralari va Sn nanozarralarining SEM tasvirlari 50 dan foydalanib Zn va Sn maqsadlarini ablatsiya qilish jarayonida sintezlanadi.

Kolloid suspenziyalar sifatida etalondagi nanozarrachalarning morfologiyasi va optik xususiyatlari tahlil qilinadi. Skanerlovchi elektron mikroskop va optik spektroskopiyadan foydalanish ularning 1 kHz chastotada chiziqli bo‘lmagan optik xususiyatlari nanosekundlik impulslarning takrorlanish tezligi tahlil qilinadi.

Foydalanilgan adabiyotlar

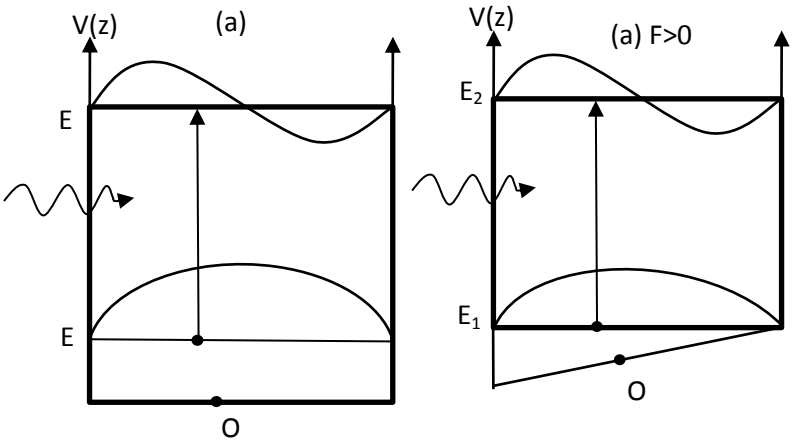
1. A.V. Simakin et al., Appl. Phys. A 79, 1127{1132 (2004).
2. R.A. Ganeev et al., Applied Optics 46, 1205{1210 (2007).
3. R.A. Ganeev et al., Applied Physics A 100, 119{123 (2010).
4. J.C. Alonso et al., Applied Surface Science 255, 4933{4937 (2009).
5. V.N. Lednev et al., Spectrochimica Acta Part B: At. Spectr. 88, 15{19 (2013).
6. L. Fangfang et al., Appl. Surf. Sci. 328, 405{409 (2015).
7. A. Hamad et al., Appl. Phys. A 120, 1247{1260 (2015).
8. R. Ganeev et al., Optical Materials 33, 419{423 (2011).
9. R. A. Ganeev et al., Appl. Phys. B 100, 571{576 (2010).
10. J. Jiang et al., Nanomaterials 11, 2485 (2021).
11 G. Boltaev et al., Appl. Phys. A 124, 766 (2018).
12. A. J. Frank et al., Journal of Chemical Education 87, 1098{1101 (2010).
13. M. Sheik-Bahae et al., IEEE Journal of Quantum Electronics 26, 760{769 (1990).

ASSIMMETRIK KVANT O’RA SISTEMASI UCHUN OPTIK YUTILISHNING CHIZIQLI VA NOCHIZIQLI MATEMATIK IFODASI

A.A. Abdukarimov
Namangan davlat universiteti

Umumiy assimetrik kvant o’ralari tizimlari uchun chiziqli va uchinchi tartibli chiziqli bo'lmagan optik pastki tarmoqli yutilish koeffitsientining mavhum-analitik shakllari zichlik matritsasi formalizmidan foydalangan holda, bandlararo bo'shashishni hisobga olgan holda olinadi. Ushbu modelga asoslanib, biz yarimo'tkazgichli kvant o’raning chiziqli va uchinchi tartibli chiziqli bo'lmagan pastki tarmoqli optik yutilish koeffitsientlarining elektr maydoniga bog'liqligini hisoblaymiz. Elektr maydoni tufayli chiziqli bo'lmagan yutilish koeffitsientiga hissa qo'shuvchilar 1) matritsa elementining o'zgarishi 2) energiya siljishlarini o'z ichiga oladi.

Yarimo'tkazgichli kvant qudug'idagi tashuvchilarning kvant bilan chegaralanishi diskret energiya darajalarining shakllanishiga va optik yutilish spektrlarining keskin o'zgarishiga olib keladi. Ushbu kvazi-ikki o'lchovli elektron tizimlarning eng diqqatga sazovor xususiyatlaridan biri shundaki, o'lchamli kvantlangan pastki bandlar orasidagi optik o'tishlarni amalga oshirish mumkin.



1-rasm. (a) F=0 va (b) F>0 holat uchun cheksiz kvant o’raning to’lqin funksiyasi va energiya sathlarining sxematik diagrammalari.

Biz assimetrik kvant o’ra tizimi uchun chiziqli va nochiziqli optik yutilish koeffitsienti uchun nazariy formulani taqdim etamiz. Hisob-kitoblar, garchi matematik bo'lsa ham juda oddiy. Bu ifodaning amaliy elektr maydon bilan kvant o’rada intersubband optik yutilishni amaliy ahamiyatini ko’rib chiqilgan. A. Matrissa tenglmalar zichligi.

Biz kvant o’rani ***z*** o’ra yo’nalishi bo’yicha qutublanishi bilan ω-optik radiatsiyaning burchak chastotasi mavjud bo’ganda hisoblaymiz. Matrissa elementida asossiz qutublanish holatlari uchun qo’shimcha omil cos ɵ qaysiki ɵ intersubband o’zgarish [5] uchun qutublanish yo’nalishi va ***z*** –o’qi orasidagi burchak ifodalanadi. **ρ**-bu sistema uchun bir elektron matrissa zichligi bo’lsin, H_0-bu sistema va assimmetrik potensial energiya uchun bezovtalanmagan Hamilton bo’lsin, M-dipol operatori va E(t) optik nurlanishning elektr maydon kuchlanganligi va ω-chastota bo’lsin. Biz assimetrik kvant o’ra tizimini ko'rib chiqayotganimiz sababli, diapol operatori yo'qolmaydigan diagonal elementlarga ega bo'lishi mumkin, bu faqat diagonaldan tashqari elementlarga ega bo'lgan simmetrik tizimdan farq

qiladi . Bir electron matrissa zichligi tenglamasi bilan ichki o’tish relaksatsiyasi quyidagicha bo’ladi

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{1}{i\hbar}\left[H_0-ME(t),\rho\right]-\frac{1}{2}\left[\Gamma(\rho-\rho^{(0)})+(\rho-\rho^{(0)})\Gamma\right] \qquad (1)$$

bu yerda [,] kvant mexanikasi almashtirishi $\hbar$-Plank doimiysini 2π ga bo’lingani, $\rho^{(0)}$-bezovtalanmagan matrissa zichligi, Γ- elektron-fonon o'zaro ta'siri, elektronlar o'rtasidagi to'qnashuvlar va hk natijasida pasayish uchun mas'ul bo'lgan fenomenologik operator. Faraz qilamizki, Γ-dioganal matrissa va uning elementi γ_{mm}-$|m\rangle$ holat uchun relaksatsiya vaqtining teskarisi.

Soddalashtirish uchun, biz diqqatimizni faqat ikki darajali sistema uchun qaratamiz. Biz ikkita qisqa-qo’l yozuvini kiritdik, shunday qilib

$$|a\rangle=\left|1,\vec{k}_t\right\rangle \quad \text{va} \quad |b\rangle=\left|2,\vec{k}_t'\right\rangle \qquad (2)$$

bu yerda, $\vec{k}_t$ va $\vec{k}_t'$ xy tekisligida elektronning to’lqin vektorlari va 1 va 2 o’z navbatida boshlang’ich va oxirgi holat uchun momentlarning kvantlangan o’lcham z-tarkibiy qismlari hisoblanadi. H_0- $|a\rangle$ va $|b\rangle$ da dioganali bo’lib, mos ravishda E_a va E_b energiyalari bilan berilgan, ular quyidagicha berilgan.

$$E_a=E_1+\frac{\hbar^2}{2m_1^*}k_t^2 \qquad (3a) \quad \text{va} \quad E_b=E_2+\frac{\hbar^2}{2m_2^*}k_t'^2 \qquad (3b)$$

bu yerda m_1^*, m_2^* o’z navbatida intersubband o’tish uchun boshlang’ich va oxirgi holatlarning effektiv massasi. Biz $m_1^*=m_2^*=m^*$ deb olamiz va u o’tkazuvchanlik zonasi chetiga yaqin elektronlarning effektiv massasi. Bu yerda zona tuzilishning noparabolik ta’siri hisobga olinmagan. Uni turli xil effevtiv massalar m_1^* va m_2^* orqali kiritish mumkin yoki E_a va E_b uchun to’g’ri ifodalar

Foydalanilgan adabiyotlar

1. R. Dingle, W. Wiegman, C. H. Henry, “Quantum states of confined carriers in very thin Al_x Ga_{1-x} As - GaAs – Al_x Ga_{1-x} - As heterostructures,” Phys. Rev. Lett., vol. 33, pp. 827-830, 1974.
2. L. C. West and S. J. Eglash, “First observation of an extremely large dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well,” Appl. Phps. Lett., vol. 46, pp. 1156-1 158. 1983.
3. B. F. Levine, R. J. Malik, J. Walker, K. K. Choi, C. G. Bethea, D. A. Kleinrnan, and J. M. Vandenberg, “Strong 8.2 pm infrared intersubband absorption in doped GaAs/AIAs quantum well wave guide,” Appl. Phys. Lett., vol. 50, pp. 273-275, 1987.
4. A. Hanvitt and J. S. Harris, Jr., “Observation of Stark shifts in quantum well intersubband transitions,” Appl. Phys. Lett., vol. 50, pp. 685-687, 1987.
5. D. Ahn and S. L. Chuang, “Intersubband optical absorption in a quantum well with an applied electric field,” Phys. Rev. B, vol. 35,
6. S. Y. Yuen, “Fast relaxing absorption nonlinear refraction in superlattices,” Appl. Phys. Letr., vol. 43, pp. 813-815, 1983.

KIMYOVIY TOZALANGAN KREMNIY SIRTINI RAQAMLI MIKROSKOP YORDAMIDA TAHLIL QILISH

Sh.I.Hamroqulov, G‘.A.Kushiyev, B.O.Isakov
Toshkent davlat texnika universiteti
shakhzodbek_khamrokulov@mail.ru

Elektronika amalda inson faoliyatining barcha sohalariga kirib keldi. Bugun fan va texnikaning keyingi rivojlanishini, jamiyatning iqtisodiy o‘sishini, shuningdek XXI asr insoniyati oldida turgan ekologiya, energetikaning ulkan muammolarini yechishni elektron sanoati mahsulotlarini keng ishlab chiqarishga tatbiqisiz va ulardan foydalanishsiz tasavvur qilib bo‘lmaydi. Ayniqsa zamonaviy informatsion texnologiya rivoji ancha zamonaviy, chidamli, tez ishlovchi elektr sig‘imli mikroelektron, nanoelektron asboblarni va ular asosida sistemalar yaratish va ularni ishlatishni talab qiladi. Nanoelektronika – mikroelektronika rivojlanishining navbatdagi revolutsion bosqichi bo‘lib, u nanoo‘lchamli strukturalarning kvant mexanik xossalariga asoslanadi. Nanoelektronika haqida gapirganda, eng avvalo informatsiya tashuvchi sifatida elektronlarning to‘lqin xususiyati ishlatilishini tushunish kerak. Nanoelektronika faqat o‘lchami kichik elektron asboblar yaratish mumkinligini ko‘rsatibgina qolmasdan, balki mavjud elektron asboblariga qaraganda o‘n minglarcha marta kam va tezligi ko‘p marta katta bo‘lgan asboblar yaratish mumkinligini ko‘rsatdi. Nanostruktura va nanoelektronika fizikasining asosiy xossalarini chuqur va har tomonlama o‘rganish bunday hayratga soluvchi obyektlar imkoniyatining yangi qirralarini ochadi deb aytish mumkin. Yarimo‘tkazgichlar fizikasi va integral mikrosxemalar tuzilishi hamda ularning yaratilish texnologiya jarayonlarining asosini to‘la tasavvur qilmasdan, ularning funksional imkoniyatlaridan to‘la foydalanish va ularni rivojlantirish muammolarini hal qilish imkonini bermaydi. Ammo hozirgi kunda oliy ta’limning ilmiy va o‘quv laboratoriyalarida bularni amalga oshirish imkoniyatlari ortib bormoqda. Mavjud bo‘lgan ba’zi bir noyob elektron mikroskoplar, hamma vaqt, hamma joyda va umuman o‘quv jarayonida faol ishlatish imkoniyati ortmoqdi.

Mikroskopning asosiy parameterlari 1-jadvalda keltirilgan. Mikroskop to‘g‘ridan-to‘g‘ri kompyuterga ulangan bo‘lib, o‘rganilayotgan tasvir va jarayonlarni uzluksiz namoyish etish, xotirada saqlash va uzatish imkonini beradi (1-rasm).

1-rasm. Murakkab integral mikosxemani kopyuterda ko‘rinishi. Mikroskopning asosiy parameterlari.

Jadval-1

№	PARAMETRLARNING NOMI	QIYMATI (TURI)	BIRLIGI
1	Kattalashtirish darajasi	510	marta
2	Tasvirni ko’rish	displeyda	----------
3	Malumot uzatish	usb	----------
4	Malumotni tasviriy fayl holatda saqlash	JPEG	----------
5	Malumotni video fayl holatida saqlash	MP4	----------
6	Elektr taminoti	usb	----------
7	Obyektivdan namunagacha masofa (fokuslash masofasi)	3	mm
8	Obyektivning podlojkadan maksimal uzoqlashishi	4,75	sm
9	Gorizontal tekislikda surilish aniqligi	0,002	mm
10	Podlojka yuzasi	90,25	sm^2
11	Boshqarish turi	qo’lda	----------
12	Boshqarish dastaklari va tugmalari soni	5	dona
13	Yoritish tizimi	svetodiodli	----------
14	Namunani yoritish holatlari	2	holatda
15	Umumiy balandligi	24	sm
16	Umumiy uzunligi	24,5	sm
17	Umumiy kengligi	18	sm
18	Og’irligi	3,590	kg

Metallarni yemirish uchun kremniyli texnologiyada qo‘llaniladigan yemiruvchilar tarkiblari (2-jadval).

Jadval-2

Metall	Formula	Yemirish tezligi , Å/min
Titan (Ti)	HF 0,5% eritma	500; 20 ^oC
Titan – volfram (Ti-W)	H_2O_2, 30%	200–1000; 20–60 ^oC
Mis (Cu)	H_2SO_4: H_2O_2: DI 1:1:100 H_3PO_4: H_2O_2: DI 1:1:50	> 3000; 20 ^oC 3000; 20 ^oC
Xrom (Cr)	$(NH_4)_2Ce(NO_3)_6$	250; 20 ^oC
Nikel (Ni)	H_2SO_4:HNO_3:DI 3:1:1	2000; 20 ^{o} C

Yemiruvchilarni tarkibini tanlashda va komponentlarni optimal konsentratsiyasini tanlashda alohida e’tiborni foydalanilayotgan kislotalarni va boshqa kimyoviy reagentlarni tozaligiga qaratish kerak bo‘ladi. Barcha reaktivlar tozalikni yuqori darajasiga ega bo‘lishi kerak, ishlab chiqaruvchilar tomonidan kafolatlangan, chunki dastlabki reagentlarni mavjud bo‘lgan aralashmalar, ulardan kuydirguvchi eritmalar tayyorlanadi.

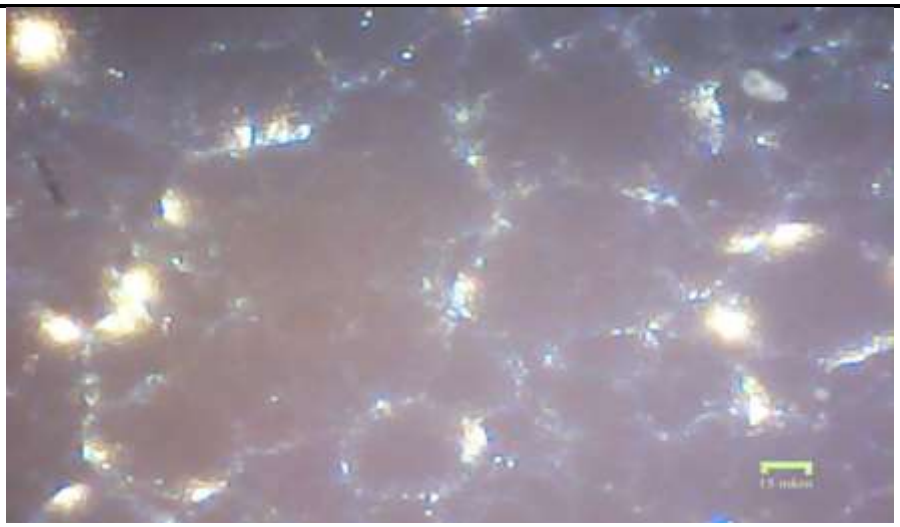
2-rasm. Kremniy namunasini mikroskop yordamida to‘g‘ridan-to‘g‘ri olingan holati.

Yemirgich tarkibini quydagi konsentratsiya qilib olganda kremniy sirtidagi holatlarni ko‘rish mumkin.

1-Kremniy namunasi sirtini HNO_3:HF (2:1) nisbatda, yemirilish vaqti 2 minut tarkiblar bilan yemirilganda, namuna sirti quydagi holatga keldi (3-rasm).

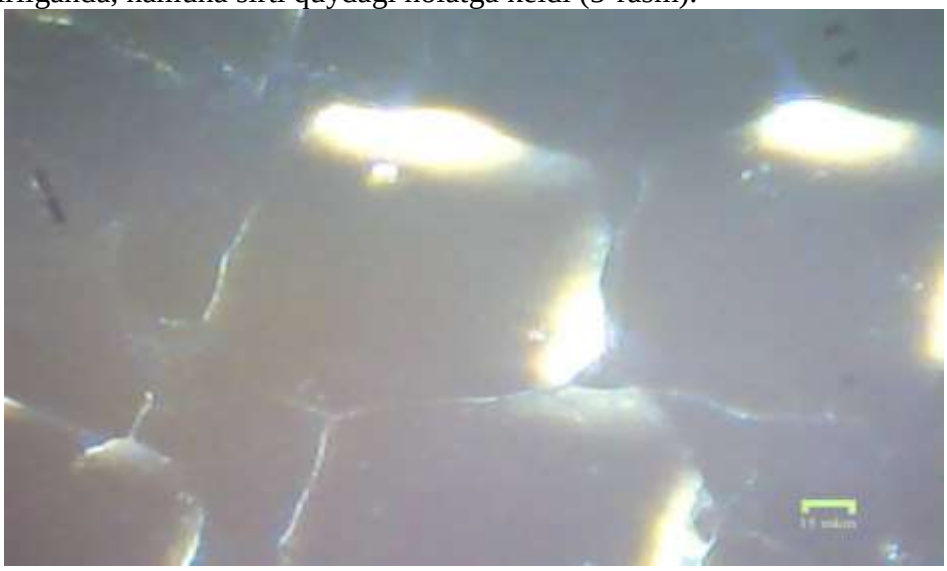
3-rasm. 1-yemirishdan so‘ng kremniy namunasi sirti.

2-Kremniy namunasi sirtini HNO_3:HF:CH_3COOH (5 : 3 : 3) nisbatda, yemirilish vaqti 3 minut tarkiblar bilan yemirilganda, namuna sirti quydagi holatga keldi (4-rasm).



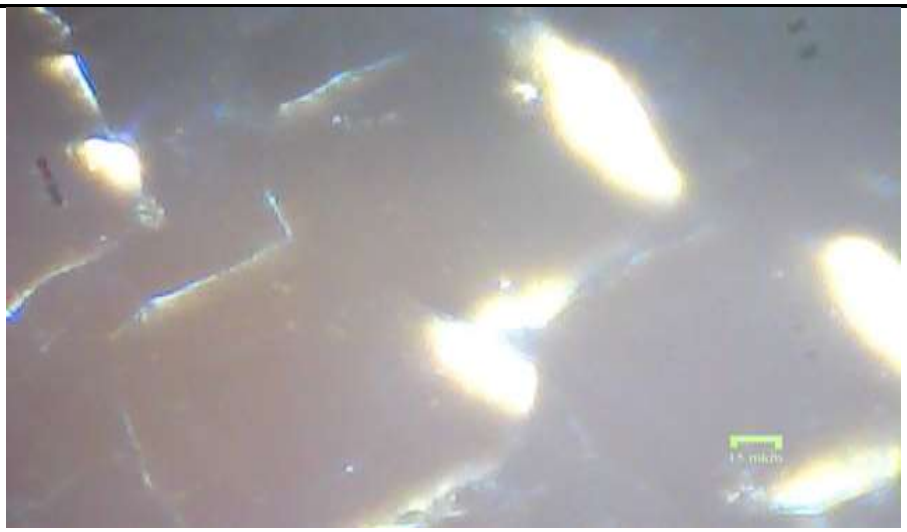
4-rasm. 2-yemirishdan so‘ng kremniy namunasi sirti.

3-Kremniy namunasi sirtini HNO_3:HF (3:1) nisbatda, yemirilish vaqti 15 sekund tarkiblar bilan yemirilganda, namuna sirti quydagi holatga keldi (5-rasm).



5-rasm. 3-yemirishdan so‘ng kremniy namunasi sirti.

4-Kremniy namunasi sirtini HNO_3:HF:CH_3COOH (3:1:8) nisbatda, yemirilish vaqti 4 soat 30 minut tarkiblar bilan yemirilganda, namuna sirti quydagi holatga keldi (6-rasm).



6-rasm. 4-yemirishdan so‘ng kremniy namunasi sirti.

Kremniy sirtida hosil qilingan nanoklasterlarni yuzada namoyon bo‘lishi uchun turli xil yemirgichlar yordamida ishlov berib uning holatini optik mikroskop yordamida tadqiq etildi. Kremniy sirtida cho‘qqichalar yaqqol namoyon bo‘lishi uchun tanlangan yemirgich tarkibini aniqlandi. Nanostruturali materiallarni tekshirishda ular dastlabki qayta ishlovdan o‘tkaziladi. Quydagi yemiruvchi tarkiblar HNO3:HF:CH3COOH mos ravishda 3:1:8 nisbatda (yemirilish vaqti 4 soat 30 minut) kremniy namunasi sirtini ko‘rishimiz mumkin.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Bahodirhonov M.K., Zikrallayev N.F., Iliyev X.M., “Yarimo‘tkazgichlar fizikasi”-Toshkent: 2020.
2. В.Б.Пикулев, С.В.Логинова «НАНОФОТОНИКА» Петрозаводск Издательство ПетрГУ 2012 й – 95 с.
3. Lenert D et al. Nature Nanotechnol. 9 126 (2014)
4. Данилина Т.И., Кагадей В.А., Анищенко Е.В. «Технология кремниевой наноэлектроники»: Учебное пособие. – Томск: В-Спектр, 2011й. – 263 с

YARIMO‘TKAZGICHLI Ge (Li) VA Si (Li) DETEKTORLARNING TURLARI VA ULARNING ISHLASH PRINSIPI

I.I. Maripov, S.K. Otaboyev
O’z R FA Fizika-texnika instituti
imaripov@list.ru , suraj2959@mail.ru

Yarimo‘tkazgichli detektorlarning turlari [1] Ssintillyatsion detektorlarning boshqa detektorlarga nisbatan ustunligi uning zarralarni qayd qilish effektivligi kattaligi va vaqt bo‘yicha ajrata olish qobiliyati kichikligi hamda tajribada ishlatish qulayligidir. Uning eng muhim kamchiliklardan biri energiya bo‘yicha ajrata olish qobiliyatining pastligidir. Yarimo‘tkazgichli detektorlarni paydo bo‘lishi bilan gamma kvantlar va zaryadli zarralarni spektrometrlash sohasida inqilob bo‘ldi desak mubolag‘a bo‘lmaydi. Hozirgi kunda esa kremniy hamda germaniy kristallari asosida tashkil etilgan yarimo‘tkazgichli detektorlar fan va texnikaning barcha sohalariga to‘la kirib bordi. Kristall yarimo‘tkazgichli detektorlarni tayyorlashda kremniy va germaniydan boshqa yarimo‘tkazgich moddalar ham mavjud. Bu moddalarning ba’zi bir tavsiflari to‘g‘risida ma’lumotlar 1-jadvalda keltirilgan. **Kristall yarimo‘tkazgichli detektorlarni tayyorlashda ishlatiladigan ba’zi bir materiallarning asosiy tavsiflari.**

1-jadval

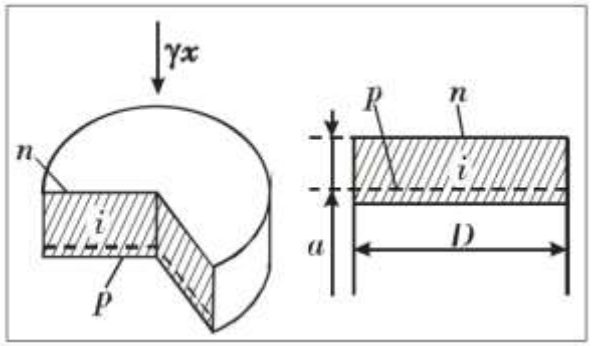
Yarimo‘tkazgich elementlari	Z	Zichligi $sm^{-3}\cdot10^{22}$	Taqiqlangan zona kengligi (eV)	Juft xosil bo’lish energiyasi (eV)	Dielektirik doimiysi
Si	**14**	**5,02**	**1,12**	**3,61**	**12**
Si	**14**	**5,02**	**1,16**	**3,76**	**12**
SiC	**14**	**19**	**2,96**	**11,3**	**-**
Ge	**32**	**4,44**	**0,65**	**-**	**-**
Ge	**32**	**4,44**	**0,74**	**2,98**	**16**

Hozirgi paytda yadroviy nurlanishlarni qayd qilishda faqatgina kremniy va germaniy kristallaridan yasalgan detektorlardan foydalanilmoqda. Boshqa yarimo‘tkazgichli yuqori sifatli kristall detektorlarni yasash uchun esa o‘ta sof materiallar kerak. Ularni hosil qilish uchun yangi sohalar yaratish talab qilinadi.

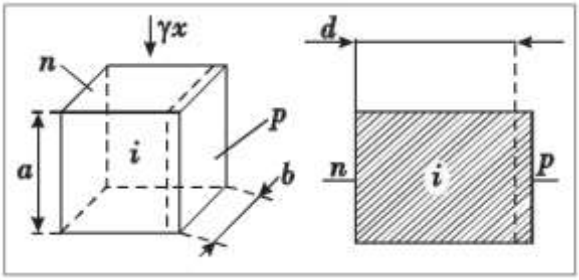
p-n va p-i-n o‘tishli detektorlar. Kristall detektorning ishlash tamoyili ionizatsion kameraning ishlash tamoyiligi o‘xshash bo‘ladi. Bu detektor yordamida qayd qilinayotgan zaryadlangan zarra detektor moddasi orqali o‘tib, unda elektron va teshikdan iborat erkin zaryad tashuvchilarni paydo qilad. Bu zaryad tashuvchilar o‘z navbatida doimiy elektr maydoni yordamida boshqarib turiladi. Bunday detektorni gazli ionizatsion kameradan muhim va afzallik tomoni shundan iboratki, bunda yuqori darajada zichligi katta ishni modda hosil qiladi. Qattiq jismda yo‘qotilgan energiya birligiga to‘g‘ri keluvchi atomlarning yuqori zichligi mavjudligi hisobiga, zaryadlangan zarralar o‘tish paytida ko‘plab erkin elektr zaryad tashuvchilar jufti yuzaga keladi [2]. Shu tufayli hosil bo‘lgan zaryad tashuvchilar juftidagi statistik fluktuatsiya kamroq bo‘ladi. Demak, kristall detektorning energiya bo‘yicha ajrata olish qobiliyati gazli ionizatsion kameraga qaraganda, yaxshiroq bo‘ladi. Detektor materialida nuqsonlar, aralashmalar mavjudligi tufayli kristall detektorda ushlab qoluvchilar (lovushka) mavjud bo‘ladi va ularda erkin elektron tashuvchilarning rekombinatsiyasi yuzaga keladi. Bu esa paydo bo‘lgan elektr zaryadlarning to‘la to‘planishiga xalaqit qiladi. Shu sababdan ham yarimo‘tkazgichli detektorlar yasash uchun sof va o‘ta sof kristall kerak bo‘ladi. Kristall

detektorlar hajmida elektr zaryadlarning to‘planishini doimiy elektr maydoni yordamida amalga oshirish uchun detektor materiali o‘tkazmovchi bo‘lishi kerak. Aks holda detektor orqali katta doimiy qochoq toklar o‘ta boshlaydi va haddan ziyod shovqinning paydo bo‘lishiga sabab bo‘ladi. O‘tkazmovchilar asosida qurilgan kristall detektorlar hozir-cha keng tarqalgan emas.

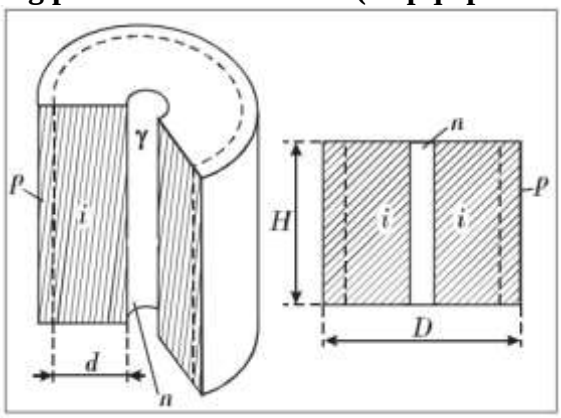
Ge(Li)-detektorlar. Bu detektor gamma-kvantlar spektrini o‘lchashga mo‘ljallangan. Detektorning energiya bo‘yicha ajrata olish qobiliyatining mumkin bo‘lgan eng maksimum qiymatiga erishilgan. Ma’lumki, Ge(Li)-detektorlari turli xil konfiguratsiyalarda bo‘ladi. Kuzatishlar shuni ko‘rsatadiki, spektral chiziqning shakli va vaqt birligi ichida zaryadlarning to‘planishiga elektr maydonining bir jinsligi o‘ta muhim rol o‘ynaydi. Odatda detektorlar beshta turli xil konfiguratsiyalar (1-3-rasmlar) ko‘rinishida tayyorlanadi va ular quyidagi masalalarni yechishda qo‘llaniladi:



1-rasm Ge(Li)-detektorining parametri va tuzilishi (Yupqa parallel Ge(Li)-detektori)



2-rasm. Ge(Li)-detektorining parametri va tuzilishi (Yupqa parallel Ge(Li)-detektori)



3-rasm. Koaksial Ge(Li)-detektorining parametri va tuzilishi (Koaksial, o‘ra ko‘rinishli Ge(Li)-detektori

.- katta gavdali burchakda past energiyali kvantlarni qayd qilishda;

- maydon effektini hisobga olmaganda gamma kvantlar energiyasini o‘ta aniqlik (pretsizion) bilan o‘lchashda;

- vaqt bo‘yicha ajrata olish qobiliyati yomon, maydon effektivligi va yuqori darajada qayd qilish effektivligiga ega bo‘lganda gamma-kvantlar spektrini o‘lchashda;
- kichik effektivlikka, detektorda maydon effektivligi bo‘lganda, lekin vaqt bo‘yicha yuqori darajada ajrata olish qobiliyatiga ega bo‘lganda gamma-kvantlar spektrlarini o‘lchashda;
- kuchsiz radioaktivlikka ega bo‘lgan manbalar va namunalar aktivligini o‘lchashda.

Si(Li)-detektorlar. Bu detektor beta-zarralar va gamma-kvantlar spektrlarini o‘lchashga mo‘ljallangan [3]. Aytish mumkinki, detektorlarning energiya bo‘yicha ajrata olish qobiliyatida energiya bo‘yicha mumkin bo‘lgan maksimum qiymatga erishilgan. Haqiqatdan ham, ichki konversion elektronlar (IKE) spektrini o‘lchashda energiya bo‘yicha ajrata olish qobiliyati E_e=100 keV da 880 eV ga teng. Beta-zarralarni qayd qilishda energiyasi 100 keV bo‘lganda bundan yuqoriroq natijaga erishish qiyinroq. Chunki detektor joylashtirilgan alyuminiy qoplama, zaryadlar to‘plash, radioaktiv zarralar va boshqa effektlar ma’lum daraja yarimo‘tkazgichli detektorning energiya bo‘yicha ajrata olish qobiliyatiga ta’sir qiladi. Past energiya diapazonida (< 50 keV) joylashgan gamma kvantlar spektrini o‘lchashda energiya bo‘yicha ajrata olish qobiliyatida yuqori ko‘rsatgichga erishish ancha og‘ir. Buning sababi shundaki, oldkuchaytirgichga (OK) katta qiymatli R_c va elektron-optik teskari bog‘lanish (obratniy svyaz) qo‘llanilishidir.

Foydalanilgan Adabiyotlar

1. Azimov.S.A.,Muminov R.A,ShamirzayevS.A.,YafasovA.Ya ―Кремний-литиевы детекторы ядерного излучения,-Ташкент, Изд-во ―Фан‖1981,с.256
2. Abramov A.I.,Kazanskiy Yu.A.MatusevichY.S. ―Основы экспериментальных методов ядерной физика Изд 2-е,перераб. и доп. М.Атомиздат, с.528
3. G.Dearnaley, M.A., Ph.D., D.C.Northrop, B.Sc.,Ph.D ―SEMICONDUCTOR COUNTERS FOR NUCLEAR RADIATIONS‖ E.& F.N.SPON LTD LONDON 1964, 360 p

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ **$LiNbO_3$ И $LiNbO_3$:Fe**

З.Т. Азаматов, М.А. Йулдошев, Н.Н. Базарбаев, А.Б. Бахромов
НИИ физики полупроводников и микроэлектроники
murod.yuldoshev1993@gmail.com

Среди перспективных регистрирующих материалов для создания голографических систем оптической обработки информации, особое место занимают фоторефрактивные кристаллы, номинально чистого легированного ионами железа в различных концентрациях, ниобата лития [1]. Запись информации в сегнетоэлектрических кристаллах основана на эффекте локального обратимого изменения показателя преломления в этих кристаллах при освещении лазерным лучом. На фотоэлектрические свойства, исследуемых образцов, влияет спонтанная поляризация, с изменением которой, под воздействием света, появляется внутреннее поле, которое способствует перераспределению носителей и образованию пространственного заряда. Поле пространственного заряда, вследствие электрооптического эффекта, вызывает изменение показателей преломления вещества.

Чувствительность к оптически индуцированному изменению показателя преломления может быть выражена через параметры материала следующим образом.

$$\frac{dn_e}{dJ} = el\left(\frac{n_e^3}{2}\cdot\frac{r_{33}}{\varepsilon_0\varepsilon_{33}}\right)\frac{\alpha\beta}{\hbar\omega} \quad (1)$$

где $\frac{dn_e}{dJ}$ – энергетическая чувствительность, el – изменение электрического дипольного момента, механизм которого может быть различным для разных материалов и условий эксперимента.

В наиболее распространенном случае, дрейфа фотовозбужденных электронов во внутреннем или внешнем электрическом поле, дрейфовая длина пробега электрона определяется выражением $(l = \mu\tau E_0)$, которое обусловлено электрооптическим эффектом. Выражение $\alpha\beta/\hbar\omega$ дает число возбужденных центров или количество фотоэлектронов в зоне проводимости. Легирование переходными металлами, нарушение стехиометрии, отжиг в восстановительной атмосфере, облучение γ-лучами и приложение электрического поля позволяют значительно увеличить их светочувствительность.

В работе проведены сравнительные исследования спектральных характеристик кристаллов $LiNbO_3$. Исследованы как номинально чистые, так и легированные Fe, с массовой концентраций железа – 0,03 %, кристаллов ниобата лития – $LiNbO_3$ и $LiNbO_3$:Fe. *Образцы для исследований были изготовлены из номинально чистых кристаллов* $LiNbO_3$ и $LiNbO_3$:Fe, *в виде параллелепипедов с размерами 2×3×10 мм, ребра которых ориентированы по направлению кристаллографических осей.* В настоящей работе использовался голографический метод измерения Δn. *Исследования спектров* поглощения *проведены с помощью спектрометра “Shimadzu”. Измерения проводились в диапазоне 320-1100 нм с шагом 1 нм.* Обработка спектров производилась с использованием пакета программ Origin 8.1. Ширина запрещенной зоны определялась по формуле:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (2)$$

где λ– длина волны, соответствующая краю поглощения, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме.

Принципиальным вопросом при анализе механизма образования оптического повреждения Δn (изменения показателя преломления) является вопрос о его зависимости от длины волны облучающего света λ. Эта зависимость позволяет судить об обменах электронами между возбужденными и не возбужденными ионами железа, с переходом электронов в зону проводимости.

По нашему мнению, это обусловлено существенным увеличением изменения показателя преломления $LiNbO_3$:Fe при λ<500 нм, которое приведено на рис. 1.

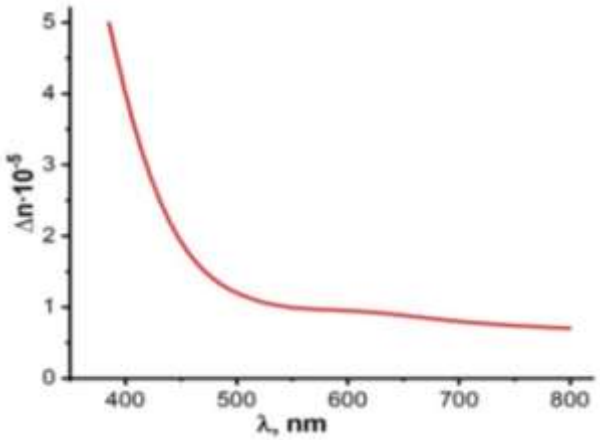


Рис. 1. Зависимость изменения показателя преломления кристаллов $LiNbO_3$:Fe от длины волны записывающего излучения

Изменение показателя преломления Δn вычислялось из величины дифракционной эффективности η по формуле:

$$\Delta n = [\lambda \cos\frac{\theta}{2}/\pi D]\arcsin\sqrt{\eta} \qquad (3)$$

где λ – длина волны считывающего излучения; θ – угол между интерферирующими лучами. Значения Δn во время записи информации могут изменяться от 10^{-5} до $5\cdot10^{-5}$.

На рис. 2 приведены спектры поглощения номинально чистого и легированного железом ниобата лития $LiNbO_3$:Fe, из которого видно, что добавление примеси значительно увеличивает поглощение.

Известно, что использование переходных металлов в качестве легирующих добавок связано с их способностью обратимо отдавать d-электроны в зону проводимости под действием излучения. При легировании кристалла ионами Fe^{3+} поглощение света в нем вызывается ионизацией. Чувствительность к свету кристаллов, легированных железом, определяется концентрацией ионов Fe^{2+}, имеющих в решетке широкую полосу поглощения с максимумом около 400 нм. При фотовозбуждении Fe^{2+} отдает фотоэлектрон в зону проводимости, который в процессе диффузии захватывается ионом Fe^{3+} в неосвещенной области. С ростом концентрации Fe^{2+} увеличивается поглощение

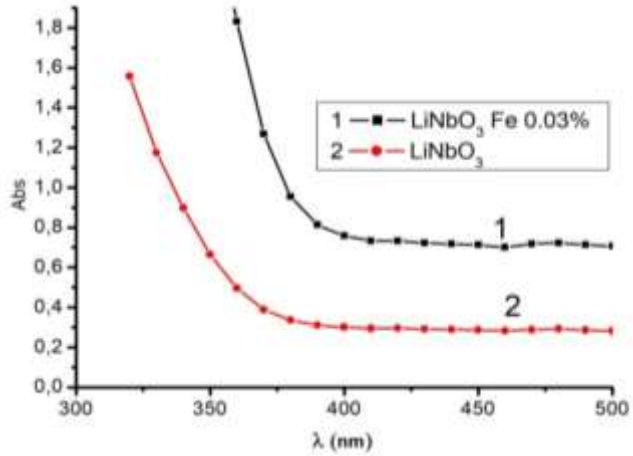


Рис. 2. Спектры поглощения номинально чистого и легированного железом ниобата лития $LiNbO_3$:Fe

на длине волны, на которой записывается информация, что приводит к повышению чувствительности кристалла к свету.

Равиндра и др. [2] предложили различные соотношения между шириной запрещенной зоны и высокочастотным показателем преломления и представили линейную форму n как функцию E_g:

$$n = \alpha + \beta E_g \quad (4)$$

где α = 4,048 и β = -0,62 эВ$^{-1}$.

Эрве и Вандамм [3], учитывая простоту физики преломления и рассеивания света, предложили эмпирическое соотношение:

$$n = \sqrt{1 + (\frac{A}{E_g + B})^2} \quad (5)$$

где A = 13,6 эВ и B = 3,4 эВ.

Рассмотрев зонную структуру и квантовую формулировку Пенна и Ван Вехтена [4], Гош и др. [5] по-иному подошли к проблеме. Они, приняв A – как вклад валентных электронов, B – как постоянную добавку к наименьшей запрещенной зоне E_g, получили выражение для высокочастотного показателя преломления:

$$n^2 - 1 = \frac{A}{(E_g + B)^2} \quad (6)$$

где A = 25Eg + 212, B = 0,21E_g + 4,25 и (E_g + B) относятся к соответствующей ширине запрещенной зоны материала. Таким образом, индийскими и другими исследователями были предложены три эмпирической формулы для определения изменений n в зависимости от ширины запрещенной зоны – E_g.

Показатели преломления образцов были рассчитаны по трем моделям изменения n в зависимости от энергетической щели, $n_{экс}$ – определены интерференционным методом. Расчетные значения оптической диэлектрической проницаемости (ε_∞) были получены с использованием соотношения $\varepsilon_\infty = n^2$ [6]. Увеличение толщины образцов приводит к общему увеличению показателя преломления. Это увеличение связано с общим снижением пропускания образца по мере увеличения его толщины. Расчитанные показатели преломления и оптические диэлектрические проницаемости приведены в таблице.

Таблица

Результаты определенных: геометрически – E_g, эмпирически – показателей преломления и оптические диэлектрические проницаемости (ε_∞) номинального чистого и легированного железом кристаллов ниобата лития

образец	E_g (эв)	n, рас	n, экс	ε_∞, рас	ε_∞, экс
$LiNbO_3$	3,39	1,9462 n[3] 2,2387 n[4] 2,2922 n[5]	2,2971	3,7877 5,0118 5,2542	5,2767
$LiNbO_3$:Fe	3,17	2,0826 n[3] 2,2989 n[4] 2,3356 n[5]	2,3285	4,3372 5,2849 5,4550	5,4219

СПИСОК ЛИТЕРАТУР

1. Азаматов З.Т., Йўлдошев М.А., Базарбаев Н.Н. Перспективы голографических систем хранения информации. // ДАН АН РУз., №1. Ташкент 2022 г. с. 17-21
2. Ravindra N. M., Auluck S., Srivastava V. K. On the Penn gap in semiconductors. // Phys. Status Solidi (B) 93, pp. 155–160 (1979)
3. Herve P. J. L, Vandamme L. K. J. Empirical temperature dependence of the refractive index of semiconductors. // J. Appl. Phys. 77, pp. 5476–5477 (1995).
4. Penn D. R. Wave-number-dependent dielectric function of semiconductors. // Phys. Rev. 128, pp. 2093–2097 (1962).
5. Ghosh D. K., Samanta L. K., Bhar G. C. A simple model for evaluation of refractive indices of some binary and ternary mixed crystals. // Infrared Phys. 24, pp. 43–47 (1984).
6. G.A. Samara, Temperature and pressure dependences of the dielectric constants of semiconductors. Phys. Rev. B 27, 3494–3505 (1983).

KRISTALLARDAGI Eu^{3+}NING NODIR YER IONLARI FARADEY GIROMAGNIT EFFEKTI

B. Sapayev , A.B. Abdinazarov
Toshkent davlat agrar universiteti

Shen tahliliga binoan Faradeyning magnito dipol effekti uchun ifoda quyidagi ko‘rinishda yozilishi mumkin:

$$\alpha_F^m = \frac{\pi\omega\cdot e^2 N\alpha}{mc}\cdot\sum_{a,b}\left[\frac{(\omega+1/2\cdot i\tilde{A}_{ab})/\omega_{ab}}{(\omega_{ab}^2-\omega^2+1/4\cdot\tilde{A}_{ab}^2)-i\omega\tilde{A}_{ab}}\right](f_{ba}^{+}-f_{ba}^{-}) , \qquad (1.1)$$

bu yerda α-Lorens yaqinlashishida, sindirish ko‘rsatgichining o‘rtacha qiymatiga ekvivalent; $f_{ba}^{\pm}$- ikkita sirkulyar qutblangan to‘lqinlar uchun $\hbar\omega_{ba}$ energiyali $|a>$ xolatdan $|b>$ s xolatga MD o‘tish ossillyatori kuchi.

Boshqa tomondan, ossillyator kuchini quyidagicha ifoda etish mumkin:

$$f_{ba}^{\pm} = (2m\omega_{ba}/\hbar e^2)\cdot|<j|\frac{1}{2i}\hbar\cdot[(\vec{l}+2\vec{s})\times\vec{k}]_{\pm}|a>|^2\cdot\rho_a^0 \qquad (1.2)$$

Bu yerda $\vec{l}$ va p- mos xolda orbital va spin momentlar;

$\vec{k}$ yorug‘lik to‘lqini vektoridir; ρ_a^0 - magnit jihatidan faol bo‘lgan ionning asosiy xolati bolsman egallanishi.

(3.2) ifodani

$$f_{ba}^{\pm} = (2m\omega_{ba}/\hbar e^2)\cdot|<j|-i[\vec{n}\times\vec{M}]_{\pm}|a>|^2\cdot\rho_a^0 \qquad (1.3)$$

Ko‘rinishida qayta yozamiz, bu yerda $\vec{n}$ - z o‘qi magnit maydoni bo‘ylab yo‘naltirilgan birlik vektor H ||;

$\vec{M} = -(\frac{e\hbar}{2mc})\cdot(\vec{l}+2\vec{s}) = -\mu_B(\vec{l}+2\vec{s})$ -ionnig magnit momenti; μ_B - Bor magnetoni.

Vektor ko‘paytma komponentalari

$[\vec{n}\times\vec{M}]_{+} = \hat{M}_{-} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{M}_x - i\hat{M}_y)$ i $[\vec{n}\times\vec{M}]_{-} = \hat{M}_{+} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{M}_x + i\hat{M}_y)$ ko‘rinishida ifoda etilishi mumkinligidan va tushuvchi elektromagnit to‘lqin chastotasi ωMD o‘tishlar rezonans ω_{ab}chastotasidan ancha kata bo‘lishidan, (t.ye.$\omega>>\omega_{ab}$), Faradeyning magnito dipol effekti uchun ifoda

$$\alpha_F^{(m)} = \frac{2\pi N\bar{n}}{\hbar c}\sum_{a,j}\rho_a^0\left[|<a|\hat{M}_{-}|j>|^2 - |<a|\hat{M}_{+}|j>|^2\right] \qquad (1.4)$$

ko‘rinishni oladi. Endi (3.4) ni magnit momenti $\hat{M} = -\beta(\hat{L}+2\hat{S})$ operatorining x – va u- komponentalarini qo‘llagan xolda qayta yozish qulay:

$$\alpha_F^{(m)} = \frac{2\pi N\bar{n}}{\hbar c}\sum_{a,j}\mathrm{Im}[<a|\hat{M}_x|j><j|\hat{M}_y|a> - <a|\hat{M}_y|j><j|\hat{M}_x|a>]\rho_a \qquad (1.5)$$

bu yerda $<a|$ va $|j>$ - asosiy va birinchi uyg‘otilgan multipletlar quyi sathlarining to‘lqin funksiyalari bo‘lib, Van-Flekovsk «kiritilgani» ni qo‘llagan xolda quyidagicha yozilishi mumkin:

$$<a| = <J_0 m| + \frac{\mu_B H}{\Delta} S_m <J_1 m| \qquad (1.6)$$
$$|j> = |J' m'>$$

bu yerda J_0vaJ_1–NE-ioni asosiy va birinchi uyg‘otilgan multipletlari burchak momentlari; J'- asosiy multipletli MD-o‘tish bilan bog‘langan yuqori energetik uyg‘otilgan multipletning to‘liq burchak momenti[1-3].

Bo‘ylama zeyeman geometriyasida: $m' = (m \pm 1)$,S_m – tashqi magnit maydoni N da Van-Flekovsk«kiritilgan» parametri.

$$< J_0 m \mid \mu_B(\hat{L}_z + 2\hat{S}_z)H \mid (J_0 \pm 1)m' > = < J_0 m \mid \mu_B \hat{S}_z H \mid (J_0 \pm 1)m > \qquad (1.7)$$

$$S_m = < Jm \mid \hat{S}_z \mid (J+1)m > = < (J+1)m \mid \hat{S}_z \mid Jm > \qquad (1.8)$$
$$= - < Jm \mid \hat{L}_z \mid (J+1)m > = - < (J+1)m \mid \hat{L}_z \mid Jm >$$

ni va « aralashishi » $(J+1) \to J$ multipletlari orasida yuz berishini xisobga olgan xolda, «kiritilgan» parametri uchun quyidagi ifodani olishimiz mumkin [4-6]:

$$S_m = -\frac{1}{2}\sqrt{1 - \frac{m^2}{(J+1)^2}} \cdot \frac{\sqrt{(J+L+S+2)(S+L-J)(S-L+J+1)(J+L-S+1)}}{(2J+1)(2J+3)} \qquad (1.9)$$

$(J+1) \to J$ multipletlar oradagi «kiritilgan» uchun ish natijalariga binoan,

$$S_m = -\frac{1}{2}\sqrt{1 - \frac{m^2}{J^2}} \cdot \frac{\sqrt{(J+L+S+1)(S+L-J+1)(S-L+J)(J+L-S)}}{(2J-1)(2J+1)} \qquad (1.10)$$

(1.6) dagi to‘lqin funksiyalarini (1.5) ifodadagi magnit momenti komponentalari matrik elementlarga qo‘yib va J'va m'kvant sonlarining barcha qiymatlari bo‘yicha yig‘indilab (ya’ni uyg‘otilgan xolatlardagi barcha MD-o‘tishlar bo‘yicha),

$$< a \mid \hat{M}_x \mid j >< j \mid \hat{M}_y \mid a > - < a \mid \hat{M}_y \mid j >< j \mid \hat{M}_x \mid a > =$$
$$= < J_0 m \mid \hat{M}_x \hat{M}_y - \hat{M}_y \hat{M}_x \mid J_0 m > + \frac{\mu_B H}{\Delta} S_m . \qquad (1.11)$$
$$\cdot [< J_1 m \mid \hat{M}_x \hat{M}_y - \hat{M}_y \hat{M}_x \mid J_0 m > + < J_0 m \mid \hat{M}_x \hat{M}_y - \hat{M}_y \hat{M}_x \mid J_1 m >]$$

ga ega bo‘lish qiyin emas. (1.11) ifodaning birinchi a’zosidagi magnit momenti operatori $\hat{M}_{x,y}$ komponentalarini burchak momenti $\hat{J}_{x,y}$ to‘liq operatori komponentalari bilan

$$\hat{M} = -\mu_B(\hat{L} + 2\hat{S}) = -g_0 \mu_B \hat{J} \qquad (1.12)$$

ifoda yordamida almashtiramiz. Bu amaashtirishlar J “yaxshi” kvant soni bo‘lganidagi yaqinlashishda NE-ioni asosiy multipleti oralmig‘ida o‘rinlidir. Natijada (1.11) tenglamani

$$(< a \mid \hat{M}_x \mid j >< j \mid \hat{M}_y \mid a > - < a \mid \hat{M}_y \mid j >< j \mid \hat{M}_x \mid a >) = i \cdot [(\frac{e\hbar}{2mc})^2 \cdot g_0^2 \cdot < J_0 m \mid \hat{J}_z \mid J_0 m > + \frac{\mu_B H}{\Delta} S_m^2 \cdot 6\mu_B^2] \qquad (1.13)$$

ko‘rinishida yozish mumkin. (1.11) tenglamani matirirda biz quyidagi ifodalarni qo‘lladik:

$$(\hat{M}_x \hat{M}_y - \hat{M}_y \hat{M}_x) = \mu_B^2[(\hat{L}_x + 2\hat{S}_x)(\hat{L}_y + 2\hat{S}_y) - (\hat{L}_y + 2\hat{S}_y)(\hat{L}_x + 2\hat{S}_x)] =$$
$$= \mu_B^2[(\hat{L}_x\hat{L}_y + 2\hat{S}_x\hat{L}_y + 2\hat{L}_x\hat{S}_y + 4\hat{S}_x\hat{S}_y) - (\hat{L}_y\hat{L}_x + 2\hat{S}_y\hat{L}_x + 2\hat{L}_y\hat{S}_x + 4\hat{S}_y\hat{S}_x)] = i\mu_B^2[\hat{L}_z + 4\hat{S}_z] \qquad (1.14)$$

Kommuntatirmunosabatlar: $[\hat{L}_x, \hat{L}_y] = i\hat{L}_z$ i $[\hat{S}_x, \hat{S}_y] = i\hat{S}_z$.

Natijada $\omega^2 >> \omega_{a,b}^2$ spektral sohada Faradeyning magnito dipol effekti uchun umumiy ifodani quyidagicha ko‘rinishda yozish mumkin [7-10]:

$$\alpha_F^{(m)} = \frac{\pi \bar{n}}{c}(\frac{e}{mc}) \cdot [g_0 M_0 + 3\Delta M_{VV}] \qquad (1.15)$$

bu yerda (umumiy xolda) $M_0 = \sum_{mi} m g_0 \mu_B N \rho_i$ - multiplet J_0 ning asosiy xolati o‘rtacha magnit momenti; $\Delta M_{VV} = \frac{2N\mu_B^2 H}{\Delta} \sum_{mi} S_m^2 \rho_i$ - NE-birikmasi magnitlanganligiga Van-Flekovsk xissasi.

Namoyishli misol sifatida T = 0 bo‘lganida Eu^{3+} ionlaridagi giromagnit FE ni ko‘rib chiqamiz. MD-o‘tishlarga asoslangan Faradey aylanishlari uchun ifoda u xolda (1.15) ko‘rinishida ifodalanishi mumkin [2-7], bunda Eu^{3+} (J_0= 0) ionining asosiy multipleti nolga teng bo‘lgan Lande faktoriga ega (g_0 = 0) bo‘ladi. Bu vaqtda temperaturaanin $T \neq 0$ shalarida yevropiy ionlari “giromagnit” FE ning temperaturaviy bog‘liqligi quyidagi ko‘rinishga ega (erkin ioni yaqinlashishida):

$$\alpha_F^{(m)} = 2g_1 \frac{\pi \bar{n}}{c} \left(\frac{e}{mc}\right) \cdot [\Delta M_{VV} + \frac{1}{2}(M_1 + M_2)] \qquad (1.16)$$

$$\Delta M_{VV}^{(0)} = \frac{8N\mu_B^2}{\Delta_1 Z_0} (1 - e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}) H \qquad (1.17)$$

$$M_1 + M_2 = \frac{9N\mu_B^2}{2\hat{e}T \cdot Z_0} \left(e^{-\frac{\Delta_1}{kT}} + 5e^{-\frac{\Delta_2}{kT}} \right) H \qquad (1.18)$$

bu yerda M_1 va M_2 – Eu^{3+} ionlari $J_1 = 1$ va $J_2 = 2$ multipletlarining zeyeman quyi sathlari termik egallanishiga asoslangan o‘rtacha magnit momentlar; $g_1 = g_2 = 1{,}5$ – $J_1 = 1$ va $J_2 = 2$ multipletlarining Lande faktorlari; Z_0- statistik yig‘indi, va $\Delta_1 \approx 350$ cm^{-1} , $\Delta_2 \approx 10^3 cm^{-1}$ [4].

Kristalldagi Eu^{3+} ionlarning natijaviy magnitlanganligi odatda M_1, M_2va $\Delta M_{VV}^{(0)}$ xissalarning additiq yig‘indisi kabi ifoda etilishidan:

$$M = (\Delta M^{(0)}{}_{VV} + M_1 + M_2) \qquad (1.19),$$

FE uchun ifoda bu xolda quyidagichatarzda qayta yozilishi mumkin [2-7]:

$$\alpha_F^{(m)}(Eu^{3+}) = \frac{\pi \bar{n}}{c}\left(\frac{e}{mc}\right) \cdot [3\Delta M_{VV}^{(0)} + (g_1 M_1 + g_2 M_2)] = \frac{2\pi \bar{n}}{c}\left(\frac{g_1 e}{mc}\right) \cdot [\Delta M_{VV}^{(0)} + \frac{1}{2}(M_1 + M_2)]$$
$$= \frac{2\pi \bar{n}}{c}\left(\frac{g_1 e}{mc}\right) \cdot [M - \frac{1}{2}(M_1 + M_2)] = \frac{2\pi \bar{n}}{c}\left(\frac{g_1 e}{mc}\right) \cdot [\chi - \frac{1}{2}(\chi_1 + \chi_2)] H = \frac{2\pi \bar{n}}{c}\left(\frac{g_1 e}{mc}\right) \cdot \chi'' H \qquad (1.20)$$

bu yerda $\chi'' = \chi - \frac{1}{2}(\chi_1 + \chi_2)$, $\chi_1$va χ_2–$^7F_1$ va $^7F_2$ multipletlarining zeyeman quyi sathining termik egallanishidagi farqga asoslangan Eu^{3+} ionlari magnit qabl qilvchanligiga χ mos xissasi.

[9] ish natijalariga ko‘ra, ajratilgan $4f \rightarrow 5d$ o‘tishlar rezonans chastotasidan uzoqlashtirilgan yorug‘lik chastotalari diapazonida yevropiyning uch valentli (NE) nodirer ionlari Verde $V(Eu^{3+})$ doimiysi spektral bog‘liqligi -keltirilgan:

$$V(Eu^{3+}) = \frac{K}{\lambda^2 - \lambda_0^2} + V_{gm}^{(m)} \ , \qquad (1.21)$$

bu yerda birinchi a’zo EuGG dagi magnito optik faol (ED) elektro dipol o‘tishlar faradey aylanishidagi xissani ifoda etadi, λ_0 = 250 nm – granat tuzilmasida Eu^{3+} ionlarida yuz beruvchi ruxsat etilgan ED o‘tishlarning “samarali” to‘lqin uzunligi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Abdinazarov A. B. YBa2 Cu3 O7-x Investigation of the Nature of Relaxation Phenomena in Ceramics //American Journal of Social and Humanitarian Research. – 2022. – Т. 3. – №. 12. – С. 163-
2. Shats P.N., Mak-Kafri A.D.Effekt Faradeya.//Uspexi ximii.-1971.-tom 11, № 9.-S.1698-1725.
3. Zvezdin A.K., Kotov A.V. Modern magneto-optics and magnetooptical materials (Bristol and Philadelphia: IOP Publishing, 1997), p. 386.
4. Stephens P.J. Magnetic circular dichiroism // Advan. Chem. Phys. – 1976. V.35. - R.197-264.
5. Valiev U.V., Gruber J., Burdick G. Magnetooptical Spectroscopy of the Rare-Earth Compounds: Development and Application. -USA (Irvin),2012, 139 s

TO’G’RI TO’RTBURCHAKLI NANOIP ICHIDAGI NANONUQTA ENERGIYA SATXLARI

A.B. Davlatov[1], R.Z. Muhiddinov[1], A.A. Sobirov[1], A.A. Qosimov[2]
[1]Namangan davlat universiteti
[2]To’raqo’rg’on agrosanoat texnikumi

Hozirgi kunda tajriba yo’li bilan nanoiplar optik yoki sirtida nanonuqtalar o’stirilmoqda. [1], [2] ishlarda vapor liquid-solid MOCVD method yordamida GaAs/InP nanoipi sirtida InAs kvant nuqtasi o’stirilgan va optik spektrlari o’rganilgan. [3] ishda GaAs nanoipida $In_{0.22}Ga_{0.78}As$/GaAs kvant nuqtasi tuzilmalarining juda bir xil va zich to’plamini namoyish etilgan. [4] ishda InP nanoipida InAsP kvant nuqtasini o’stirilgan va fotolyumensension spektrlar olingan. Bu gibrid strukturalar infraqizil lazerlar, 110ptic detektorlar, kvant kompyuterlar va quyosh batareyalari kabi yuqori samarali nanoiplarga asoslangan optoelektron qurilmalarda muhim element bo’lib xizmat qilishi mumkin. Nanoiplar ichidagi nanonuqtali heterostrukturalar yuqori samarali bitta fotonli manbalarni ishlab chiqarish, yangi kvant-optik tajribalar, shuningdek uchinchi avlod fotovoltaiklari, kvant kompyuterlar va oraliq diapazonli quyosh batareyalarini ishlab chiqarish uchun yangi yo’l ochadi.

Yarimo’tkazgichli nanoip ichidagi nanonuqta energiya satxlari va to’lqin funksiyalarini aniqlash uchun Shredinger tenglamasini yechamiz. Bitta zarraning statsionar holati uchun uch o‘lchovli Dekart koordinatalar fazosida Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi.

$$-\frac{\hbar^2}{2}\left(\nabla\frac{1}{m^*(x,y,z)}\nabla\right)\psi(x,y,z)+V(x,y,z)\psi(x,y,z)=E\psi(x,y,z) \qquad (1)$$

Bunda, V -zarrachani tashqi maydondagi potensial energiyasi, m^* -effektiv massa, ψ -to‘lqin funksiya, E -to‘la energiya, $\hbar$ - Plank doimiysi, ∇ -Nabli operatori. (1) tenglamani analitik hamda chekli orttirmalar usullari yordamida yechamiz, elektronlar va kovaklar energiya satxlarini aniqlaymiz.

Analitik usul. GaAs/InP/GaAs geterotuzilmali nanoipida InP ning ichidagi InAs nanonuqtasidagi elektronlar va kovaklar energiya satxlarini aniqlaymiz. GaAs/InP/GaAs geterotuzilmali nanoipida InP ning ichidagi InAs nanonuqtasida elektron va kovaklarning zona profili x va y yo’nalishlari bo’yicha 1-rasmda, z yo’nalishi bo’yicha esa 2-rasmda keltirilgan. (1) tenglamaning x va y yo’nalishlaridagi yechimlari bir xil bo’ladi va u quyidagicha qidiriladi.

$$\psi(x,y)=\begin{cases}\psi_I(x,y)=C_{(x,y)1}e^{\chi(x,y)}, & (x,y)\in(-\infty,0]\times(-\infty,0]\\ \psi_{II}(x,y)=C_{(x,y)2}e^{\lambda(x,y)}+C_{(x,y)3}e^{-\lambda(x,y)}, & (x,y)\in(0,a_x]\times(0,a_y]\\ \psi_{III}(x,y)=C_{(x,y)4}\sin(k(x,y))+C_{(x,y)5}\cos(k(x,y)), & (x,y)\in[a_x,b_x]\times[a_y,b_y]\\ \psi_{IV}(x,y)=C_{(x,y)6}e^{\lambda(x,y)}+C_{(x,y)7}e^{-\lambda(x,y)} & (x,y)\in[b_x,c_x]\times[b_y,c_x]\\ \psi_V(x,y)=C_{(x,y)8}e^{-\chi(x,y)} & (x,y)\in[c_x,\infty)\times[c_y,\infty)\end{cases} \qquad (2)$$

(1) tenglamaning z yo’nalishidagi yechimlari esa quyidagicha qidiriladi.

$$\psi(z)=\begin{cases}\psi_{II}(z)=B_1e^{\lambda z}, & z\in(-\infty,0]\\ \psi_{III}(z)=B_2\sin(kz)+B_3\cos(kz), & z\in[0,h]\\ \psi_{IV}(z)=B_4e^{-\lambda z} & z\in[h,\infty)\end{cases} \qquad (3)$$

Bunda $\chi = \sqrt{\frac{2m_{(e,lh)1}}{\hbar^2}\left(V_{(e,lh)1} - E\right)}$, $\lambda = \sqrt{\frac{2m_{(e,lh)2}}{\hbar^2}\left(V_{(e,lh)2} - E\right)}$, $k = \sqrt{\frac{2m_{(e,lh)0}}{\hbar^2}E}$

Hosil qilingan (2) va (3) tenglamalar uchun to’lqin funksiyaga qo’yiladigan uzluksizlik va sinmaslik chegaraviy shartlarni qo’llaymiz hamda energiya satxlarini aniqlaymiz.

Chekli orttirmalar usuli. Yarimo’tkazgichli kvant o’rada, kvant ipda hamda kvant nuqtada energiya satxlarini aniqlash uchun chekli orttirmalar usulidan foydalanilgan [5]. To’g’ri to’rtburchkli va silindrik nanoiplarda energiya satxlarini hamda to’lqin funksiyalarini aniqlashda, effektiv massa o’zgarishini hisobga olgan holda chekli orttirmalar usulidan foydalanilgan [6-8]. Yarimo’tkazgichli nanoip ichidagi nanonuqta energiya satxlari va to’lqin funksiyalarini aniqlashda effektiv massa o’zgarishini hisobga olgan holda Shredinger tenglamasini yechishning chekli orttirmalar usulidan foydalanganimizda quyidagi tenglama kelib chiqadi.

$$\frac{m_{i,j,k}+m_{i-1,j,k}}{m_{i,j,k}+m_{i+1,j,k}}\psi_{i+1,j,k} + \frac{m_{i,j,k}+m_{i,j-1,k}}{m_{i,j,k}+m_{i,j+1,k}}\psi_{i,j+1,k} + \frac{m_{i,j,k}+m_{i,j,k-1}}{m_{i,j,k}+m_{i,j,k+1}}\psi_{i,j,k+1} - 6\psi_{i,j,k}$$
$$-\left(m_{i,j,k}+m_{i-1,j,k}\right)\frac{(\delta x)^2}{\hbar^2}\left(V_i - E\right)\psi_{i,j,k} - \left(m_{i,j,k}+m_{i,j-1,k}\right)\frac{(\delta y)^2}{\hbar^2}\left(V_j - E\right)\psi_{i,j,k} \quad (4)$$
$$-\left(m_{i,j,k}+m_{i,j,k-1}\right)\frac{(\delta z)^2}{\hbar^2}\left(V_k - E\right)\psi_{i,j,k} + \psi_{i-1,j,k} + \psi_{i,j-1,k} + \psi_{i,j,k-1} = 0$$

Hosil qilingan (8) tenglamadan foydalanib energiya satxlarini aniqlaymiz.

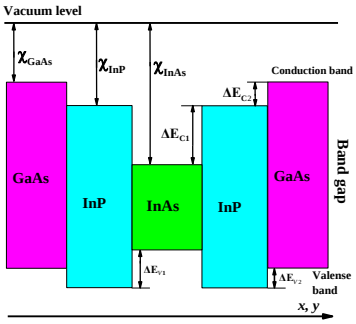
Natijalar va muloxazalar. Ko’plab yarimo’tkazgichli birikmalarda o’tkazuvchanlik va valent zonalari zaryad tashuvchilar energiyasi uchun noparabolik dispersiya qonuniga ega bo’ladi. Zonaning noparabolikligini hisobga olish uchun Keyn nazariyasidan [9] foydalaniladi. A_3B_5 birikmali potensial o’ra uchun o’tkazuvchanlik zonasini noparabolikligini hisobga olgan holda, energiya satxlarini hisoblashni sodda variantlari keltirilgan [10]. [11-12] ishlarda effektiv massa uchun turli xil taqribiyliklar keltirilgan. Biz elektronlar va kovaklarning effektiv massalarini energiyaga bog’liqligi uchun Nelson modelidan foydalanamiz [12]. Nelson modeli noparaboliklik effektini ifodalashda effektiv massalarning energiyaga bog’liqligi uchun juda qulay va sodda hisoblanadi. Yuqorida keltirilgan (2), (3), va (4) tenglamalarda kiritilgan parametrlarni 1-2-rasmlardan va [13-14] ishda keltirilgan GaAs, InP va InAs moddalar zonaviy parametrlaridan foydalanib ifodalab olamiz. 3-4-rasmlarda o’lchamlari 25x25 nm bo’lgan nanoip ichidagi kubik nanonuqtaning qirrasi 5 dan 25 nm gacha o’zgarganda elektron va yengil kovaklarning birinchi to’rtta satx energiyalarining o’zgarishi tasvirlangan. Yuqorida keltirilgan analitik yechim va chekli orttirmalar usuli (14) beradigan yechimlar bir-biriga yaqin natijalar berishini ko’rishimiz mumkin. Nanonuqta qirrasi kichik bo’lganda chekli orttirmalar usuli beradigan natijalar 1 % xatolik bilan, nanonuqta qirrasi katta bo’lganda esa 0,1 % xatolik bilan natija berar ekan.

Xulosalar. Yarimo’tkazgichli nanoip ichidagi kubik nanonuqtadagi elektronlar va yengil kovaklarning birinchi to’rtta satx energiyalari Shredinger tenglamasini analitik va chekli orttirmalar usuli yordamida yechish orqali dispersiyaning noparabolikligini hisobga olgan holda aniqlandi.

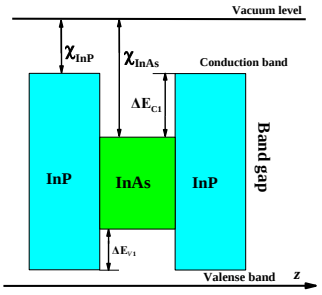
Nanonuqta nanoip devoriga yaqin joylashganda satxlarga to’g’ri keluvchi energiyalar kattaroq qiymatlarda bo’lishini va nanonuqta nanoip o’rtalarida ko’chirilganda esa deyarli satxlariga to’g’ri keluvchi energiyalar o’zgarmas bo’lishi keltirilgan.

Agar yarimo’tkazgichli nanoipning qirrasi o’lchami nanonuqta qirrasi o’lchamiga yaqin bo’lganda energiya satxlariga mos keluvchi energiya qiymatlari kattaroq, nanoip qirrasi o’lchamini orttirib borganimizda nanonuqtadagi energiya satxlari kamayib borishi, nanoip

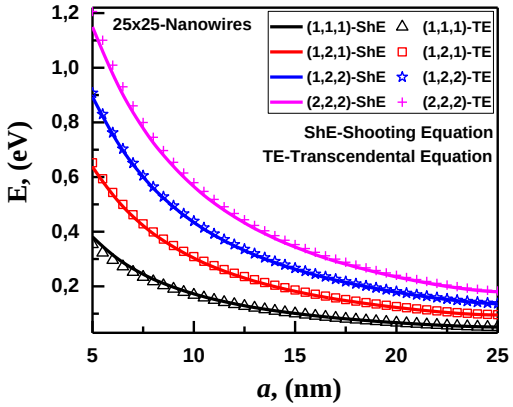
qirrasining o’lchami nanonuqta qirrasi o’lchamiga nisbatan kattaroq qiymatlarida energiya satxlariga to’g’ri keluvchi energiyalar deyarli o’zgarmas ekanligi ko’rsatildi.



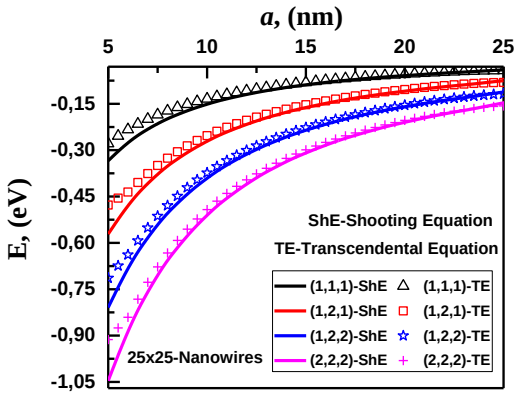
1-Rasm. GaAs/InP/InAs/InP/GaAs geterotuzilma uchun zona profili.



2-Rasm. InP/InAs/InP geterotuzilma uchun zona profili.



3-rasm. To’g’ri to’rtburchakli o’chamlari 25x25 nm bo’lgan GaAs/InP/GaAs geterotuzilmali nanoipida InP ning ichidagi InAs kubik nanonuqtasidagi elektronlar energiya satxlarini nanonuqta qirrasi o’lchamiga bog’liqligi.



4-rasm. To’g’ri to’rtburchakli o’chamlari 25x25 nm bo’lgan GaAs/InP/GaAs geterotuzilmali nanoipida InP ning ichidagi InAs kubik nanonuqtasidagi yengil kovaklarning energiya satxlarini nanonuqta qirrasi o’lchamiga bog’liqligi.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. Yan, X., Tang, F., Wu, Y., Li, B., Zhang, X., & Ren, X. (2017). Growth of isolated InAs quantum dots on core-shell GaAs/InP nanowire sidewalls by MOCVD. Journal of Crystal Growth, 468, 185–187. doi:10.1016/j.jcrysgro.2016.11.085.

2. Yan, X., Zhang, X., Li, J., Cui, J., & Ren, X. (2015). Fabrication and optical properties of multishell InAs quantum dots on GaAs nanowires. Journal of Applied Physics, 117(5), 054301. doi:10.1063/1.4906966.

3. Tatebayashi, J.; Ota, Y.; Ishida, S.; Nishioka, M.; Iwamoto, S.; Arakawa, Y. (2014). Highly uniform, multi-stacked InGaAs/GaAs quantum dots embedded in a GaAs nanowire. Applied Physics Letters, 105(10), 103104.doi:10.1063/1.4895597

4. Zhong, Z., Li, X., Wu, J., Li, C., Xie, R. B., Yuan, X., … Jagadish, C. (2019). Wavelength-tunable InAsP quantum dots in InP nanowires. Applied Physics Letters, 115(5), 053101. doi:10.1063/1.5095675.

5. Harrison P. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures, 4th Edition. 624 Pages. 2005 John Wiley.

6. Gulyamov G., Davlatov A.B., Inoyatov S.T., Makhmudov S.A. Calculation of the energy levels and wave functions of electrons in nanowires by the shooting method. Journal of Applied Science and Engineering, **25**. 1, 31-36, (2022). https://doi.org/10.6180/jase.202202_25(1).0004.
7. Gulyamov G., Gulyamov A.G., Davlatov A.B., Juraev Kh.N. Energy levels in nanowires and nanorods with a finite potential well. Advances in Condensed Matter Physics. **2020**. 4945080, 12 p. (2020). https://doi.org/10.1155/2020/4945080.
8. Gulyamov G., Gulyamov A.G., Davlatov A.B., Shahobiddinov B.B. Electron energy in rectangular and cylindrical quantum wires. Journal of Nano- and Electronic Physics. **12**. 4, 04023-1-5 (2020). https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04023.
9. Kane E. Band structure of indium antimonide. J. Phys. Chem. Solids. **1**, 249 (1957); doi: 10.1016/0022-3697(57)90013-6.
10. Ekenberg U. Nonparabolicity effects in a quantum well: Sublevel shift, parallel mass, and Landau levels. Physical Review B, 40(11) (1989), 7714–7726. doi:10.1103/physrevb.40.7714.
11. Godoy A., Yang Z., Ravaioli U., Gámiz F. Effects of nonparabolic bands in quantum wires. J. Appl. Phys. **98**, 013702 (2005); doi: 10.1063/1.1940143.
12. Nelson D.F., Miller R.C., Kleinman D.A. Band nonparabolicity effects in semiconductor quantum wells. Physical Review B, 35(14), (1987), 7770–7773. doi:10.1103/PhysRevB.35.7770.
13. Adachi S. // GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications // Journal of Applied Physics, (1985). **58**(3), R1-R29 (1985). doi:10.1063/1.336070.
14. Haug, H. & Koch, S. W. Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors (World Scientific, 2009) https://doi.org/10.1142/7184.

YARIMO‘TKAZGICHLI TERMOELEKTR GENERATORLARI BILAN BIRLASHTIRILGAN TEKIS PLASTINKA PULSATSIYALANUVCHI ISSIQLIK QUVURLARINING ISHLASHI

N.B. Turg‘unova
Andijon mashinasozlik instituti

Qazib olinadigan yoqilg'idan ortiqcha foydalanish jiddiy energiya inqirozi va atrof-muhitning ifloslanishiga olib keldi. Uglerodning eng yuqori cho'qqisiga chiqish va uglerod neytralligi maqsadlarini amalga oshirish bilan vodorod energiyasi, shamol energiyasi va quyosh energiyasi kabi samarali va toza energiyani rivojlantirishga global talablar tez o'sib bormoqda [1]. Bundan tashqari, energiyani samarali boshqarish ham energiya inqirozini engillashtirishning muhim usuli hisoblanadi. Chiqindilarni issiqlikni qayta tiklash energiyadan foydalanish samaradorligini oshirish va uglerod chiqindilarini kamaytirishning samarali usuli sifatida [2] barqaror energiya tizimlari bilan qo'shimcha yechim sifatida qaralishi mumkin.

Ko'p miqdorda chiqindi issiqlik resurslarining qayta ishlanishi chiqindi issiqlikni qayta ishlashning zaruriy shartidir. Ma'lumotlarga ko'ra, sanoat chiqindi issiqlik umumiy energiya iste'molining 17-67% ni tashkil qiladi, shundan 60% chiqindi issiqlik qayta tiklanishi va energiya sarfini kamaytirish uchun nazariy jihatdan ishlatilishi mumkin . Chiqindilarni issiqlik resurslari uch darajaga bo'linishi mumkin, ya'ni yuqori haroratli (>650 ^{o}C), o'rta haroratli (650-230 ^{o}C) va past haroratli (<230 ^{o}C) chiqindi issiqlik energiyasi . Umuman olganda, yuqori energiya darajasi tufayli yuqori va o'rta haroratli chiqindi issiqlik energiyasidan foydalanish osonroq bo'ladi. 200 ^{o}C dan past bo'lgan past darajadagi chiqindi issiqlik, chiqindi issiqlikning taxminan uchdan bir qismini tashkil qiladi, shuningdek, katta qayta ishlash salohiyatiga ega . Ammo 200 ^{o}C dan past, ayniqsa 150 ^{o}C dan past bo'lgan past darajadagi chiqindi issiqlikning past eksergiyasi tufayli samarali va iqtisodiy jihatdan qayta tiklanishi juda qiyin [3]. Shunday qilib, past sifatli chiqindi issiqlik energiyasini qanday qilib samarali tarzda olish - hal qilinishi kerak bo'lgan dolzarb muammo.

Energiyani konversiyalash qurilmasi sifatida termoelektr generator (TEG) Zeebek effekti orqali chiqindi issiqlik energiyasini bevosita elektr energiyasiga aylantira oladi. TEG nol emissiya, shovqin yo'qligi, uzoq umr ko'rish, harakatlanuvchi mexanik qismlarning yo'qligi va ixcham tuzilish afzalliklari tufayli keng e'tiborni tortdi. TEG ning termoelektrik konversiya samaradorligi asosan termoelektrik materiallarning sifatiga (ZT) va issiq va sovuq uchlari orasidagi harorat farqiga bog'liq. Yuqori ZTga ega yangi termoelektrik materiallarni tadqiq qilish va ishlab chiqish TEG ning termoelektrik konversiya samaradorligini oshirish bo'yicha tadqiqot nuqtalaridan biridir. Bi_2Te_3 asosidagi material eng etuk tijorat termoelektrik materiallardan biridir, u atrof-muhit haroratida (<150 ^{o}C) qo'llash uchun ko'proq mos ekanligi isbotlangan va uning maksimal ruxsat etilgan ish harorati taxminan 250 ^{o}C. TEGlar fotovoltaik termoelektrik (PV-TE) gibrid tizimlari, quyosh-termoelektrik generatorlar, portativ energiya ishlab chiqarish, chiqindi issiqlikni qayta ishlash va boshqalar kabi ko'plab sohalarda keng qo'llanilishi mumkin. Chiqindilarni issiqlikni qayta ishlash sohasida TEGlarni qo'llash uchun chiqindi issiqlik odatda sanoat chiqindi issiqlik va avtomobil chiqindi chiqindilari issiqlikni o'z ichiga oladi. Lan va boshqalar yoqilg'i tejamkorligiga TEGlarni gibrid elektr transport vositalariga integratsiya qilish orqali yaxshiroq erishish mumkinligini aniqladi. Ma va boshqalar egzoz gazining simulyatsiya qilingan mis kvadrat kanaliga biriktirilgan TEGlarning termoelektrik chiqish ko'rsatkichlarini o'rganib chiqdi. Natijalar shuni ko'rsatdiki, tizimning maksimal aniq samaradorligi taxminan 0,7% ni tashkil etdi.

Biroq, past darajadagi xarakteristikalari va chiqarilgan energiya va zarur energiya o'rtasidagi geografik nomuvofiqlik tufayli sanoat chiqindisining ko'p qismini to'g'ridan-to'g'ri qayta tiklash va ishlatish mumkin emas [4]. Bundan tashqari, quyosh-termoelektr generatorlarining konversiya samaradorligi quyosh nurlanishining past intensivligi tufayli ancha past bo'ladi. TEG issiq uchining issiqlik oqimini oshirish uchun issiqlik uzatish moslamasini joriy etish orqali konversiya samaradorligini yanada yaxshilash kerak. Passiv issiqlik uzatish moslamasi sifatida issiqlik trubkasi (IQ) issiqlik uzatilishiga erishish uchun faza o'zgarishiga va ishchi suyuqliklarning uzluksiz aylanishiga tayanadi. Issiqlik trubkasi tashqi quvvatsiz uzoq masofalarga issiqlik uzatish uchun ishlatilishi mumkin va uning samarali issiqlik o'tkazuvchanligi ma'lum bo'lgan har qanday qattiq materiallardan yuqoridir. Elghool va boshqalar sinterlangan issiqlik trubkasi issiqlik moslamasi bilan TEG ulanishining ishlashini o'rganib chiqdi va issiqlik qabul qiluvchining strukturaviy optimallashtirilganidan keyin maksimal samaradorlik 3,3% ekanligini aniqladi. Shittu va boshqalar PV-TE gibrid tizimlarini tekis issiqlik trubkasi bilan yoki bo'lmagan holda ulashning elektr samaradorligini o'rgandi. Natijalar shuni ko'rsatdiki, issiqlik trubkasi joriy etilishi bilan samaradorlik 1,47% ga oshdi. Zhao va boshqalar yanada samarali issiqlik quvurlarini ishlab chiqish tizim samaradorligini yanada oshirish uchun ayniqsa muhimdir.

Pulsatsiyalanuvchi issiqlik trubkasi (PIQ), shuningdek, tebranuvchi issiqlik quviri (TIQ) nomi bilan ham tanilgan, pitili bo'lmagan issiqlik quvurlarining yangi turidir. Geometrik konfiguratsiyaga ko'ra, PIQ odatda ikki turga bo'linadi: kapillyar naychali PIQ va tekis plastinkali PIQ [2]. PIQ kapillyar naychasi ko'p burilishlarga egilgan kapillyar naychadan iborat . Flat-plate PIQ - bu qayta ishlangan serpantin kanallari bo'lgan tekis plastinka. An'anaviy tayoqqa asoslangan issiqlik quvurlari bilan solishtirganda, PIQ oddiy va ixcham tuzilish, arzon narxlardagi va mukammal issiqlik o'tkazish qobiliyatining afzalliklariga ega. Yassi plastinkali PIQ tashqi tekis shakli tufayli, u issiqlik uzatish uchun qulayroq bo'lgan tekis issiqlik manbai bilan yaxshiroq termal aloqaga ega. Bundan tashqari, PIQ kapillyar naychasining quvurli tuzilishi tufayli energiya ishlab chiqarish uchun chiqindi issiqlikni qayta tiklashni qo'llash uchun PIQ kapillyar trubasiga TEGlarni o'rnatishda PIQ sirtini qoplash uchun kanallari bo'lgan qo'shimcha tekis plastinka talab qilinadi, bu esa o'sishiga olib keladi. termal qarshilik. Yassi plastinkali PIQ o'rnatish nuqtai nazaridan PIQ kapillyar naychasining kamchiliklarini to'ldiradi.

Yassi plastinkali PIQ elektron sovutish va chiqindi issiqlikni qayta tiklash kabi ko'plab sohalarda qo'llash istiqbollariga ega. Bundan tashqari, strukturani optimallashtirish dizayni orqali tekis plastinkali PIQ-larning issiqlik uzatish ko'rsatkichlariga tortishish kuchining ta'siri sezilarli darajada zaiflashishi yoki hatto e'tiborga olinmasligi mumkin, ya'ni tekis plastinkali PIQ mikrogravitatsiya va antigravitatsiya sharoitida ham normal ishlashi mumkin, bu har xil chiqindi issiqlik manbalarining yo'nalishi noaniqligi sababli chiqindi issiqlikni qayta tiklash uchun juda muhimdir.

Yassi plastinali PIQ ning afzalliklarini hisobga olgan holda, nazariy jihatdan, chiqindi issiqlikni qayta ishlash va energiya ishlab chiqarish uchun an'anaviy IQ o'rniga tekis plastinali PIQ lardan foydalanish istiqbolliroq. PIQ yoki TEG larning ishlash ko’rsatkichlari keng o‘rganilgan, biroq ularning ulanish tizimining ishlashi o‘zaro ta’sir effektlari tufayli bitta qurilmadan farq qiladi [5]. Bizning ma'lumotlarimizga ko'ra, TEGlar bilan birlashtirilgan tekis plastinkali PIQ larning issiqlik va termoelektrik chiqish ko'rsatkichlari bo'yicha bir nechta eksperimental tadqiqotlar mavjud.

Ushbu tadqiqotda PIQ ning issiqlik ko'rsatkichlari doimiy isitish harorati va doimiy isitish quvvati sharoitida har xil bo'lishini hisobga olgan holda, doimiy isitish harorati va doimiy isitish quvvati sharoitida TEG bilan birlashtirilgan tekis plastinka PIQ ning termal va termoelektrik ko'rsatkichlari qiyosiy o'rganildi [6]. Turi, soni va qatlam raqami, ulanish

rejimi, TEGlarni o'rnatish rejimi va sovutish suvi oqimining ulanish tizimining ishlashiga ta'siri batafsil o'rganildi. Va nihoyat, ishlab chiqarilgan elektr energiyasini yorug'lik chiqaradigan diodli (LED) lampalarni haydashda va suv elektrolizi orqali vodorod ishlab chiqarishda qo'llashning maqsadga muvofiqligi o'rganildi.

Eksperimental o'rnatish va protsedurada o'n ikkita parallel to'rtburchaklar kanalli (2 × 3 mm) 6061-T6 alyuminiy qotishma plitasi (100 × 180 × 6 mm) kompyuterning raqamli boshqaruv (CNC) dastgohlari bilan ishlov berilgan. Har bir kanal orasidagi masofa 4 mm. Balandligi 1 mm bo'lgan mos keladigan yopiq pasta boshqa alyuminiy qotishma plastinkasida (100 × 180 × 4 mm) ishlab chiqilgan va ishlangan. Ikkita alyuminiy qotishma plitalari to'rtburchaklar (2 × 2 mm) kanalli tekis plastinka PIQ hosil qilish uchun murvat bilan birlashtirilishi mumkin. Yassi PIQ doimiy isitish quvvati sharoitida ulanish tizimining termal va termoelektrik ko'rsatkichlari issiqlik tekis plastinka PIQ ga qo'llanilganda, bug'lanish qismida ishlaydigan suyuqlik issiqlikni yutadi va bug'lanadi, shu bilan ichki bosimni oshiradi. Hosil bo'lgan pufakchalar yoki bug' tiqinlari bosim farqi ostida kondensatsiya bo'limiga oqadi va issiqlikni chiqaradi va suyuqlikka kondensatsiyalanadi. Keyin suyuqlik og'irlik kuchi yordamida bug'lanish qismiga qaytadi. Shu tariqa evaporatatordan kondensatorga issiqlik uzatish jarayoni tugallanadi .

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. M.F. Remeli *et al.”*Experimental investigation of combined heat recovery and power generation using a heat pipe assisted thermoelectric generator system” Energy Convers. Manage.2016

2. Y.H. Luo *et al. “*Modeling and experimental analysis of U-shaped segmented unidirectional heat pipe array cogeneration unit” Case Stud. Therm. Eng. 2021

3. A. M. Kasimakhunova and others. “Photo Thermal Generator of Selective Radiation Structural and Energetic Features.” JAMP. Vol.07 No.06 (2019). DOI: 10.4236 / jamp.2019.76086

4. Kasimakhunova A.M., Turgunova N.B., Research of thermal conductivity and applications of thermoelectric generators in production//Scientific Bullettin of NamSU 2022 № 7 (13.00.00.30)

5. Kasimakhunova A.M., Turgunova N.B., Research of the application of thermoelectric generators on oil-fat combines// Scientific-technical journal (STJ FerPI, 2021, T.24, №6) (05.00.00.20)

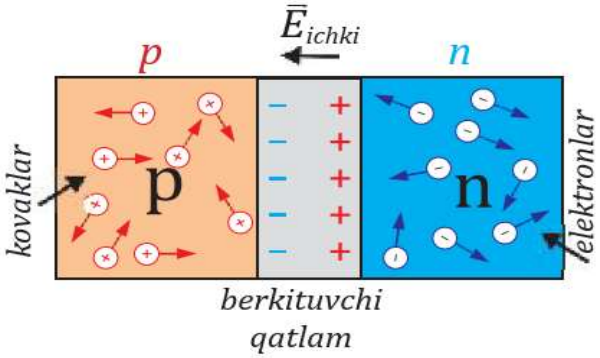
6. Turgunova N.B “Investigation of Thermal Conductivity Efficiency and Application of Thermoelectric Generators as Sources of Alternative Energy” Texas Journal of Engineering and Technology. Vol.17 ISSN No: 2770-4491 https://zienjournals.com 2023

YARIMO’TKAZGICHLARDA $p-n$ O‘TISHNING HOSIL BO‘LISHI

I.A. Muminov, A. Axmadjonov
Farg’ona davlat universiteti

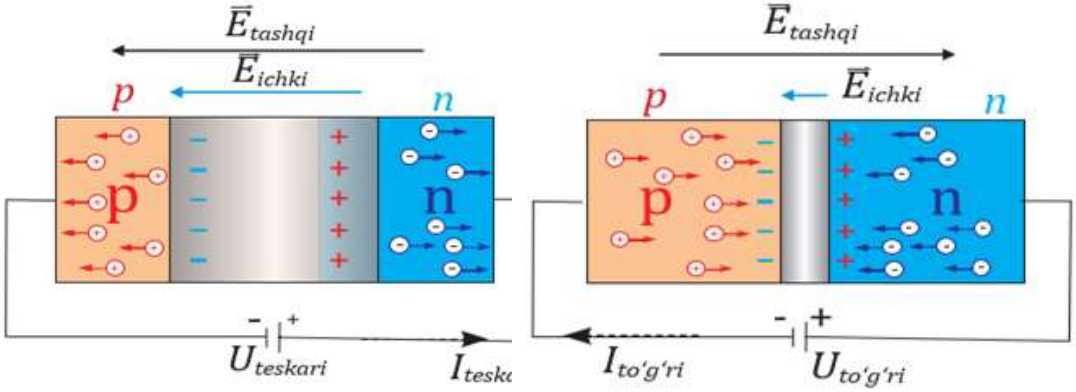
Hozirgi kunda elektronika va radiodetallarning asosiy elementlari yarimo‘tkazgich moddalari asosida ishlab chiqariladi. Bunday elementlarni ishlash prinsipi hamda ularda elektron jarayonlarni amalga oshiruvchi qismlar qanday tuzilishga ega ekanligi haqida ushbu maqolada qisqacha to‘xtalib o‘tamiz.

Biror yaxlit yarimo‘tkazgich kristalining bir qismida n turdagi, ikkinchi qismida p turdagi o‘tkazuvchanlik sohalarini hosil qilaylik (1-rasm). p va n sohalarning o‘zaro tutashgan chegara qismida erkin elektronlar kovaklarni to‘ldiradi, ya’ni elektron-kovak rekombinatsiyasi yuz beradi. Natijada yarimo‘tkazgichning ushbu qismida zaryad tashuvchilari deyarli bo‘lmagan, xususiyati dielektriknikiga o‘xshash soha hosil bo‘ladi. Bu soha erkin elektronlarni p sohaga tomon, kovaklarni esa n sohaga tomon o‘tishiga to‘sqinlik qiladi. Shu sababli ushbu soha berkituvchi qatlam deyiladi.



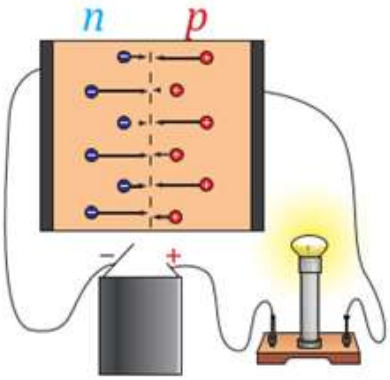
1-rasm.

Berkituvchi qatlamda p turdagi yarimo‘tkazgichga tegishli qismida erkin ko‘cha olmaydigan, manfiy zaryadlangan akseptor atomlari n- turdagi yarimo‘tkazgichga tegishli qismida esa musbat zaryadlangan donor atomlari ichki elektr maydonni (E_{ichki}) hosil qiladi. Ichki elektr maydon kuch chiziqlari n turdagi yarimo‘tkazgichdan p turdagi yarimo‘tkazgichga tomon yo‘nalgan bo‘ladi (1-rasm). Mazkur yarimo‘tkazgichni tok manbaiga ulaylik. Dastlab yarimo‘tkazgichning p sohasini manbaning manfiy qutbiga, n sohasini manbaning musbat qutbiga ulaylik (2-rasm). Bunda elektronlar manbaning musbat qutbiga, kovaklar manbaning manfiy qutbiga tortiladi. Natijada berkituvchi qatlam kengayadi va uning qarshiligi ortadi.

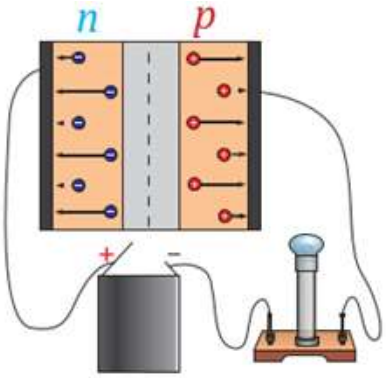


2-rasm

Yarimo‘tkazgich orqali tok deyarli o‘tmaydi. Bunday holat teskari $p-n$ o‘tish deb ataladi. Endi yarimo‘tkazgichning p sohasiga manbaining musbat qutbini, n sohasiga manfiy qutbini ulaylik. Bunda elektronlar tok manbaining manfiy qutbidan itarilib, musbat qutbga ulangan p-sohaga tortiladi. Kovaklar esa musbat qutbdan itarilib, n sohaga tortiladi. Natijada berkituvchi qatlam torayadi, uning qarshiligi kamayadi va undan tok o‘ta boshlaydi (2-rasm). Bunday holat to‘g‘ri $p-n$ o‘tish deyiladi. To‘g‘ri $p-n$ o‘tishda yarimo‘tkazgichning elektr qarshiligi, teskari $p-n$ o‘tishga nisbatan bir necha o‘n, ba’zan bir necha yuz marta kichik bo‘ladi. $p-n$ o‘tishga ega bo‘lgan yarimo‘tkazgichda elektr toki faqat bir tomonlama o‘tishini 3-rasmda ko‘rsatilgan elektr zanjiri yordamida kuzatish mumkin. 3a-rasmda $p-n$ o‘tish to‘g‘ri yo‘nalishda ulangan bo‘lib, zanjirda tok mavjudligini lampochkaning yonishidan aniqlaymiz. 3b-rasmda esa $p-n$ o‘tish teskari yo‘nalishda ulangan bo‘lib, bunda yarimo‘tkazgich orqali tok o‘tmayotganligini lampochkaning yonmaganligidan bilib olamiz. $p-n$ o‘tishli yarimo‘tkazgichlarning elektr tokini bir tomonlama o‘tkazish xususiyatidan yarimo‘tkazgichli asboblarda foydalaniladi.



3a-rasm



3b-rasm

Yarim o‘tkazgichli asboblarning ko‘pchiligi bir jinsli bo‘lmagan yarim o‘tkazgichlardan tayyorlanadi. Xususiy xolatda bir jinsli bo‘lmagan yarim o‘tkazgich bir sohasi *p*–turdagi, ikkinchisi esa *n*-turdagi monokristaldan tashkil topadi. Bunday bir jinsli bo‘lmagan yarim o‘tkazgichning *p* va *n* – sohalarining ajralish chegarasida hajmiy zaryad qatlami hosil bo‘ladi, bu sohalar chegarasida ichki elektr maydoni yuzaga keladi va bu qatlam elektron – kovak o‘tish yoki *p-n* o‘tish deb ataladi. Ko‘p sonli yarim o‘tkazgichli asboblar va integral mikrosxemalarning ishlash prinsipi *p-n* o‘tish xossalariga asoslangan.

Adabiyotlar ro‘yxati

1. И.С. Андреев, Х.К. Арипов, Ж.Т. Махсудов, Ш.Б. Рахматов. Полупроводниковые приборы многослойной структуры. Транзисторы и тиристоры. Част 1: 1994. 164 с.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. - М.: Наука, 1978, 790 с.
3. Х.К. Арипов, Н.Б. Алимова, З.Е. Агабекова, Ж .Т Махсудов. Аналоговая и интегральная схемотехника. Т.2000.
4. R.Ya.Rasulov, V.R.Rasulov, I.M.Eshboltayev. “Yarimo’tkazgichli nanofizikaning nazariy asoslari” o‘quv qo‘llanma, Farg‘ona 2022.
5. R.Ya.Rasulov, M.A.Mamatova. “Ko’p qatlamli yarim o’tkazgichlarning Volt Amper xarakteristikalari” , Monografiya, Farg‘ona 2021.

YARIMO’TKAZGICHLARNING NOYOB XOSSALARI

I.A. Muminov, M. Muminova
Farg’ona davlat universiteti

Yarimo’tkazgich materiallar o‘zining quyidagi bir qancha hossalari bilan hozirgi zamon elektronikasi, mikroelektronikasi va nanoelektronikasining asosi hisoblanadi:

Yarimo’tkazgich materialining solishtirma qarshiligi harorat oshishi bilan ($0\ K$ dan) eksponensial qonun bilan kamayadi. Masalan, kremniyning harorati $T = 100\ K$ dan $300\ K$ ga oshganda, uning solishtirma qarshiligi qiymati $10^{24} Om \cdot sm$ dan gacha, ya’ni $2 \cdot 10^{5} Om \cdot sm$ karra kamayadi, Shu oraliqda eng yaxshi metall oltinni solishtirma qarshiligi bor yo‘g‘i 17% ortadi. Demak, yarimo’tkazgichlarning elektr xossalarini harorat yordamida juda katta oraliqda boshqarish mumkin ekan. Bu yarimo’tkazgichlarga xos juda noyob xossadir.

Yarimo’tkazgich materiallarning solishtirma qarshiligi kirishma atomlariga o‘ta sezgir bo‘ladi. Misol uchun oltinga 30% mis yoki $InGa$ moddasi qo‘shilsa, uning solishtirma qarshiligi bor yo‘g‘i 3% o‘zgaradi. Shu holda xususiy 1 kg Si ga $0{,}001\ mg$ ya’ni Si dagi atomlar sonidan 10^{9} karra kam bo‘lgan P yoki Sb ni qo‘shadigan bo‘lsak, uning solishtirma qarshiligi karra oshadi. Demak, xona haroratida Si ning solishtirma qarshiligini faqat kirishma atomlar konsentratsiyasi 10^{3} ga oshirish hisobiga uning solishtirma qarshiligi p~$10^{5}\ Om \cdot sm$ dan $p \sim 10^{-3} Om \cdot sm$ ga o‘zgartirish mumkin. Demak, yarimo’tkazgichlarga kirishma elementlari kiritilganda ularning xususiyatlarini keskin o‘zgarishi ham ularning noyob xossaga ega ekanligidan darak beradi.

Yarimo’tkazgich materiallarida metallardan farqli holda 2 xil tok tashuvchilar ya’ni elektron va kovaklar mavjud. Bu degani bitta yarimo’tkazgich materiali asosida elektron o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan n-tur yoki kovak o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan p-tur material olishimiz mumkin. Mana bu xususiyat “Qattiq jismlar elektronikasi,, ga asos bo‘lishiga diod (p-n) va tranzistorlarning kashf etilishiga va hozirgi zamon mikro hamda nanoelektronika paydo bo‘lishiga va rivojlanishiga asos bo‘ldi. Yarimo’tkazgich materiallarining mana bu o‘ta noyob xossasi insoniyat hayotida texnika sohasi texnik revolyutsiya davrini boshlab berdi.

Yarimo’tkazgich materiallarida metallardan farqli holda 2 xil tok tashuvchilar ya’ni elektron va kovaklar mavjud. Bu degani bitta Yarimo’tkazgich materiali asosida elektron o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan n-tur yoki kovak o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan p-tur material olishimiz mumkin. Mana bu xususiyat “Qattiq jismlar elektronikasi” ga asos bo‘lishiga diod ($p - n$) va tranzistorlarning kashf etilishiga va hozirgi zamon mikro hamda nanoelektronika paydo bo‘lishiga va rivojlanishiga asos bo‘ldi. Yarimo’tkazgich materiallarining mana bu o‘ta noyob xossasi insoniyat hayotida texnika sohasi texnik revolyutsiya davrini boshlab berdi.

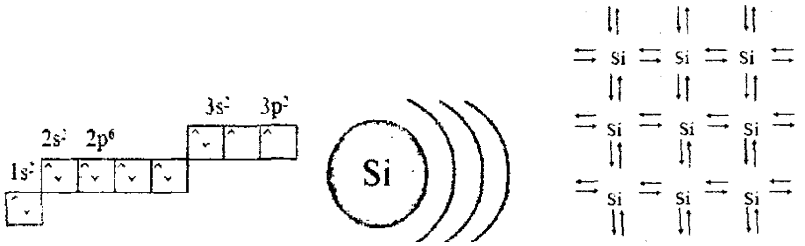
Metallarda umuman mavjud bo‘lmagan holat ya’ni, tok tashuvchilarning (elektron va kovaklar) yashash vaqtini boshqarish usuli bilan Yarimo’tkazgichlar asosida umuman yangi turdagi elektron asboblar yaratish imkonini berdi. Bularga; lazerlar, fotoelementlar va boshqalarni kiritish mumkin. Yarimo’tkazgichlarda tok tashuvchilarning yashash vaqtini qiymatini juda katta oraliqda o‘zgarishi ($10^{3} \div 10^{-11} sek$) o‘ta tez ishlaydigan hozirgi zamon hisoblash mashinalari yaratishga sabab bo‘ldi.

Metallarga qaraganda yarimo’tkazgich materiallarini elektrik, optik, magnit xossalari tashqi ta’sirlarga (magnit maydoni, radiatsiya, bosim, yorug‘lik va h.k) o‘ta sezgirdir. Mana bu noyob xossa - texnikada tubdan yangi bo‘lgan asbob va qurilmalarni yaratilishiga sabab

bo‘ladi. Bu hozirgi zamon hisoblash texnikasi, robototexnika va diagnostika sohalarini o‘ta yuqori darajada rivojlanishiga asos bo‘ldi.

Yarimo’tkazgich materiallarni metallardan yana bir farqli xususiyati bu tok tashuvchilar harakatchanligi nafaqat o‘ta yuqori qiymatlarga erishshi balki, harorat hamda nuqsonlarga o‘ta bog‘liqdir.

Yarimo’tkazgich materiallaridagi asosiy kimyoviy bog‘lanish bu kovalent bog‘lanishdir. Yarimo’tkazgich materiallarini tashkil etadigan atomlarning asosiy qismi s va p elektron qobiqlari to‘lmagan bo‘lgan, kristall hosil bo‘lganidan, ulardagi hamma atomlarning tashqi elektron qobiqlari to‘lishi shart. Natijada kristalldagi har bitta atomni tashqi qobig‘ida elektronlar soni 8 taga yetib s^2p^6 holatiga o‘tadi. Bunday bog‘lanishda spinlari bir-biriga qarama-qarshi bo‘lgan 2 ta elektron, ikki atom o‘rtasida umumiy bo‘lgan holda, ikki atomga tegishli. Misol uchun, Si kristallini ko‘radigan bo‘lsak, undagi atomlarning valent elektronlari holati s^1p^3 holatda bo‘lib, bunday atom to‘rt tomondagi qo‘shnilaridan bittadan, qarama-qarshi spinli elektronlarni qabul qilishi bilan, s^2p^6 holatiga o‘tadi.



1 - rasm. Si da elektron qobiqlarning to‘lishi va Si kristalining kovalent bog‘lanishi

Bunday bog‘lanishlar s^1p^3 gibrid bog‘lanishlar deb atash qabul qilingan. Yarimo’tkazgich materiallarida kovalent s^1p^3 bog‘lanish mavjud bo‘lishi uchun kristall shunday atomlaridan tashkil topgan bo‘lishi kerakki, unda kristallni tashkil etgan 2 ta qo‘shni atom valent elektronlarni yig‘indisi 8 ga teng bo‘lishi kerak. Bunday kristallar $Si(s^2p^2)$, $Ge(s^2p^2)$, $Sn(s^2p^2)$, $C(s^2p^2)$ yoki III-guruh elementlari Ga, In(s^1p^2) va V-guruh elementlari $As, Sb, P(s^2p^3)$, bunda bitta elektron V- guruh to‘la atomlaridan III-guruh atomlariga o‘tadi va natijada III va V- guruh atom elektronlar soni 4 tadan ya’ni s^1p^3 bo‘ladi yoki II-guruh elementlari $Gd, Zn(s^2p^2)$ va VI-guruh elementlari S,Se,Te(s^2p), bu holatda VI-guruh elementlari (s^2p^4) dan 2 ta elektron II-guruh elementlari (s^2) ga o‘tadi va natijada har ikkala atomga ham s^1p^3 holatlari vujudga keladi hamda s^1p^3 tetroedrik kovalent bog‘lanish hosil qiladi.

Adabiyotlar ro‘yxati

1. Шалимова К.В. «Физика полупроводников». М.2010.
2. Назиров Э.Н., Тешабоев А.Т., Назиров Д.Э. “Яримўтказгич терминлари”. ЎзМУ. 2003.
3. Кардона М., Петер Ю. «Основы физики полупроводников». М. 2002.
4. http://irc/s.ru/Library/Method/index.html
5. http://www/college.ru/physics/index.

YARIMO’TKAZGICHLI NANOIPLARDA SHTARK EFFEKTI

A.B. Davlatov, A.A. Abdukarimov, M.X. Xakimjonova
Namangan davlat universiteti

Hozirgi kunda kichik o‘lchamli kvant qatlam, kvant ip va kvant nuqtalarda tok tashuvchilar tabiatini bilish dolzarb hisoblanadi. Bir o’lchovli yarimo’tkazgichli konstruksiyalarni o’rganish ishlab chiqarish texnologiyasi jadal rivojlanib borayotganligi sababli katta qiziqish uyg’otmoqda, chunki turli xil optik va elektron asboblarlar uchun potensial qurilish bloklari, masalan nanometr miqyosidagi lazerlar, yorug’lik diodlari, maydon-effektli tranzistorlar, fotodetektorlar va quyosh elementlari ishlab chiqilmoqda. Ushbu noyob xususiyatlarni nanomaterialning cheklangan o’lchamlaridagi elektronlarning cheklangan harakati bilan bog’lash mumkin. Bunday asboblarni aniqlik bilan ishlashini ta’minlash-nanotuzilmalardagi tok tashuvchilar tabiatini bilishni talab etadi.

Yarimo’tkazgichli nanoiplardagi energiya satxlari va to’lqin funksiyalarini aniqlash uchun Shredinger tenglamasini yechamiz. Bitta zarraning statsionar holati uchun uch o‘lchovli Dekart koordinatalar fazosida Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi.

$$-\frac{\hbar^2}{2}\left(\nabla\frac{1}{m^*(x,y,z)}\nabla\right)\psi(x,y,z)+V(x,y,z)\psi(x,y,z)=E\psi(x,y,z) \tag{1}$$

Effektiv massani hisobga olganda bitta zarraning statsionar holati uchun ikki o‘lchovli Dekart koordinatalar fazosida Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi.

$$-\frac{\hbar^2}{2}\left(\frac{\partial}{\partial x}\frac{1}{m(E_x)}\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}\frac{1}{m(E_y)}\frac{\partial}{\partial y}\right)\psi(x,y)+V(x,y)\psi(x,y)=E_{(x,y)}\psi(x,y) \tag{2}$$

Potensial energiya quyidagicha ifodalanadi

$$V(x,y)=\begin{cases}V, & (x,y)\in(-\infty,-L_x/2)\times(-\infty,-L_y/2)\cup(L_x/2,\infty)\times(L_y/2,\infty)\\ 0, & (x,y)\in(-L_x/2,L_x/2)\times(-L_y/2,L_y/2)\end{cases} \tag{3}$$

Elektronlar effektiv massalari

$$m(x,y)=\begin{cases}m_2, & (x,y)\in(-\infty,-L_x/2)\times(-\infty,-L_y/2)\cup(L_x/2,\infty)\times(L_y/2,\infty)\\ m_1, & (x,y)\in(-L_x/2,L_x/2)\times(-L_y/2,L_y/2)\end{cases} \tag{4}$$

Elektr maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalanadi

$$F(x)=\begin{cases}F\cos\alpha/\varepsilon_1, & x\in(-\infty,-L_x/2)\cup(L_x/2,\infty)\\ F\cos\alpha/\varepsilon_2, & x\in(-L_x/2,L_x/2)\end{cases}$$
$$F(y)=\begin{cases}F\sin\alpha/\varepsilon_1, & y\in(-\infty,-L_y/2)\cup(L_y/2,\infty)\\ F\sin\alpha/\varepsilon_2, & x\in(-L_y/2,L_y/2)\end{cases} \tag{5}$$

Ko’plab yarimo’tkazgichli birikmalarda o’tkazuvchanlik va valent zonalari zaryad tashuvchilar energiyasi uchun noparabolik dispersiya qonuniga ega bo’ladi. Zonaning noparabolikligini hisobga olish uchun Keyn nazariyasidan [1] foydalaniladi. Biz elektronlar effektiv massalarini energiyaga bog’liqligi uchun Nelson modelidan foydalanamiz [2-5]. Nelson modeli noparaboliklik effektini ifodalashda effektiv massalarning energiyaga bog’liqligi uchun juda qulay va sodda hisoblanadi.

$$m(E)=m_i\left(1+\alpha(E-V)\right),\qquad \alpha=\frac{1}{E_g}\left(1-\frac{m_i}{m_0}\right)^2 \tag{6}$$

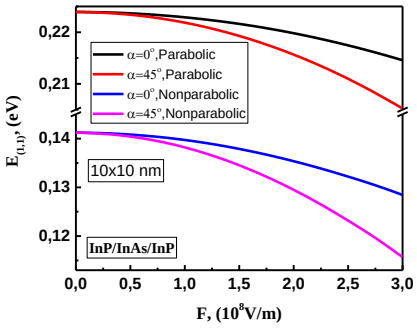
Shredinger tenglamasi quyidagicha ko’rinishni oladi.

$$-\frac{\partial^2\psi(x)}{\partial x^2}\frac{1}{(1+2\alpha(x)(E_x+F(x)x-V(x)))}+$$
$$+\frac{\partial\psi(x)}{\partial x}\frac{2\alpha(x)F(x)}{(1+2\alpha(x)(E_x+F(x)x-V(x)))^2}=\frac{2m}{\hbar^2}(E_x+F(x)x-V(x))\psi(x) \quad (7)$$
$$-\frac{\partial^2\psi(y)}{\partial y^2}\frac{1}{(1+2\alpha(y)(E_y+F(y)y-V(y)))}+$$
$$+\frac{\partial\psi(y)}{\partial y}\frac{2\alpha(y)F(y)}{(1+2\alpha(y)(E_y+F(y)y-V(y)))^2}=\frac{2m}{\hbar^2}(E_y+F(y)y-V(y))\psi(y)$$

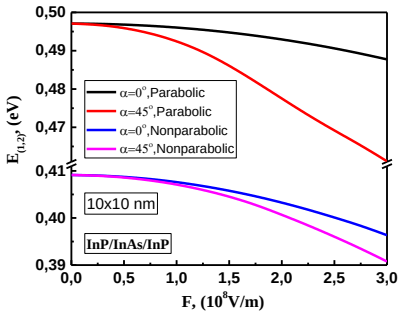
Elektronlar energiya satxlari va to’lqin funksiyalari quyidagicha topiladi

$$E_{(x,y)}=E_x+E_y, \qquad \psi(x,y)=\psi(x)\psi(y) \quad (8)$$

1-rasmlarda o’lchamlari 10x10 nm va 2-rasmlarda o’lchamlari 15x15 nm va bo’lgan nanoiplarga 0° va 45° burchak ostidan qo’yilgan elektr maydoni kuchlanganligini 0 dan $3\cdot10^8$ V/m gacha orttirilishida (1,1) va (1,2) energiya satxlarni parobolik va noparabolik dispersiyali holatlar uchun o’zgarishi tasvirlangan. Elektr maydon kuchlanganligini orttirib borsak, energiya satxlari pasayib borishini ko’rishimiz mumkin. 3-4-rasmlarda nanoip o’lchamlarini 5x5 nm dan 15x15 nm gacha o’zgarishida 0, $2\cdot10^8$ V/m va $3\cdot10^8$ V/m bo’lgan hollar uchun (1,1) va (1,2) energiya satxlarni noparabolik dispersiyali holatlar uchun o’zgarishi tasvirlangan. Nanoip chiziqli o’lchamlarining ortishi elektr maydoni ta’sirini orttirishini ko’rishimiz mumkin.

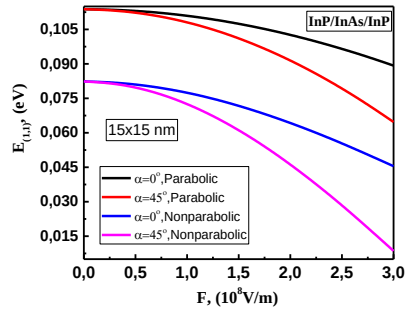


(1,1)

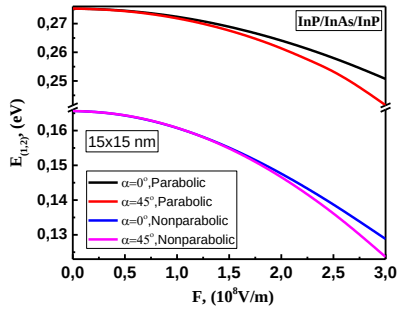


(1,2)

1-rasm. O’lchamlari 10x10 nm bo’lgan nanoiplarda elektronlar energiya satxlariga elektr maydon kuchlanganligini ta’siri. (1,1) satx uchun parabolik va noparabolik holatlar.

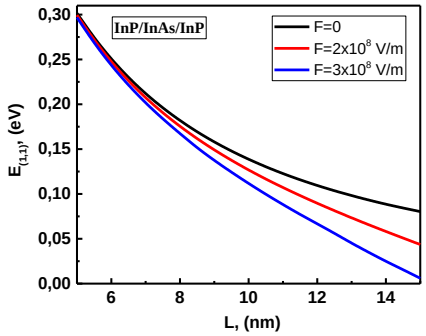


(1,1)

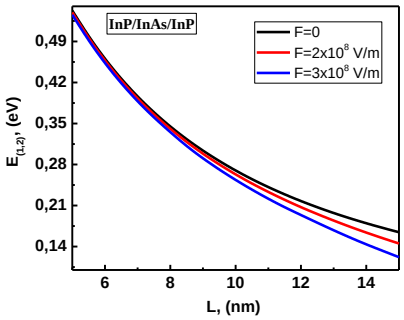


(1,2)

2-rasm. O’lchamlari 15x15 nm bo’lgan nanoiplarda elektronlar energiya satxlariga elektr maydon kuchlanganligini ta’siri. (1,1) satx uchun parabolik va noparabolik holatlar.

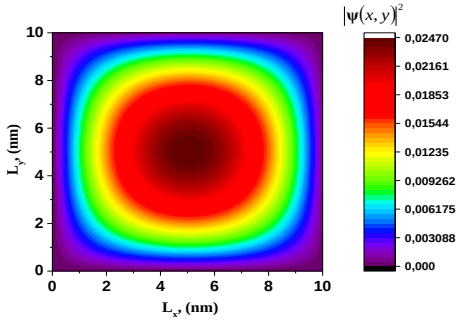
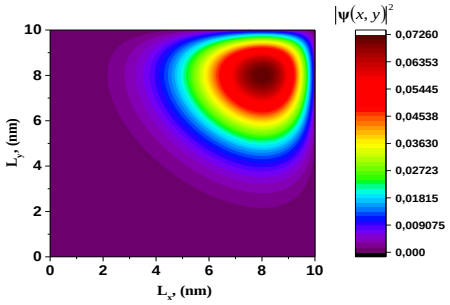
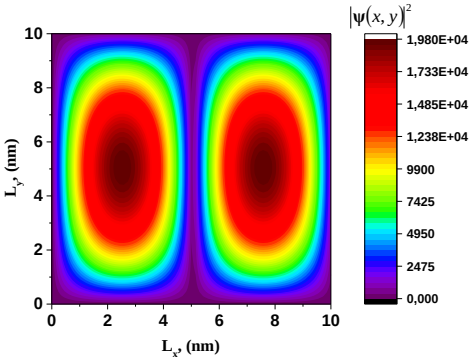
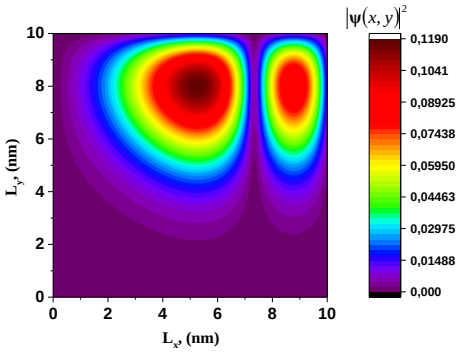
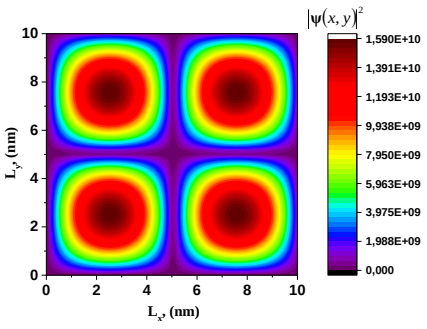
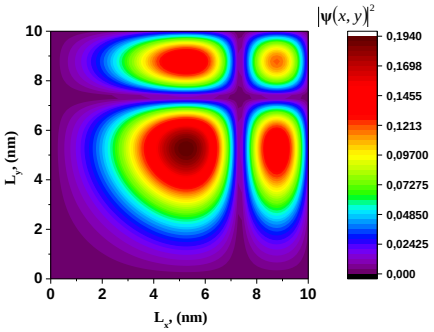


3-rasm. Nanoiplarda noparabolik dispersiyali (1,1) satx energiyasini chiziqli o’lchamlarga bog’liqligi. Turli elektr maydonlar uchun.



4-rasm. Nanoiplarda noparabolik dispersiyali (1,2) satx energiyasini chiziqli o’lchamlarga bog’liqligi. Turli elektr maydonlar uchun.

5-rasmda 10x10 nm o’chamdagi nanoipda α=45° bo’lganda, elektr maydon kuchlanganligi F=0 va F=2000 kV/sm bo’lgan holatlar uchun birinchi 4 ta satxda elektronlar topilish extimolliklari 2D grafiklari tasvirlangan.

	F=0	α=45°, F=2000 kV/sm
(1,1)		
(2,1)		
(2,2)		

5-rasm. InP/InAs/InP-nanoiplarda turli satxlarda elektronlar topilish extimolliklari.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Kane E. Band structure of indium antimonide. J. Phys. Chem. Solids. **1**, 249 (1957); doi: 10.1016/0022-3697(57)90013-6.
2. Nelson D.F., Miller R.C., Kleinman D.A. Band nonparabolicity effects in semiconductor quantum wells. Physical Review B, 35(14), (1987), 7770–7773. doi:10.1103/PhysRevB.35.7770.
3. Gulyamov G., Davlatov A.B., Inoyatov S.T., Makhmudov S.A. Calculation of the energy levels and wave functions of electrons in nanowires by the shooting method. Journal of Applied Science and Engineering, **25**. 1, 31-36, (2022). https://doi.org/10.6180/jase.202202_25(1).0004.
4. Gulyamov G., Gulyamov A.G., Davlatov A.B., Juraev Kh.N. Energy levels in nanowires and nanorods with a finite potential well. Advances in Condensed Matter Physics. **2020**. 4945080, 12 p. (2020). https://doi.org/10.1155/2020/4945080.
5. Gulyamov G., Gulyamov A.G., Davlatov A.B., Shahobiddinov B.B. Electron energy in rectangular and cylindrical quantum wires. Journal of Nano- and Electronic Physics. **12**. 4, 04023-1-5 (2020). https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04023.
6. Ekenberg U. Nonparabolicity effects in a quantum well: Sublevel shift, parallel mass, and Landau levels. Physical Review B, 40(11), 7714–7726(1989). doi:10.1103/physrevb.40.7714.

YARIMO’TKAZGICHLI NANOIPLARDAGI ELEKTRONLAR GAZI ENTROPIYASI.

A.B. Davlatov[1*], D.R. Urinboev[2], Sh.A. Abduqodirova[1]
[1]Namangan davlat universiteti
[2]Namangan muxandislik texnologiyalar instituti

So‘nggi yillarda nanoipli tuzilmalar ko‘pchilikning e’tiborini tortdi chunki, nanipli lazer qurilmalarini ishlab chiqarish va qo‘llashda istiqbolli yutuqlarga erishildi. Bu, birinchi navbatda, ularning noyob transport xususiyatlari, ya’ni, yuqori elektron harakatchanligi, shuningdek, yaxshilangan optik xususiyatlari bilan bog‘liq. Shunday qilib, fundamental va amaliy fizika nuqtai nazaridan nanoiplarda tok tashuvchilar xususiyatlarini tushunishga qiziqish ortib bormoqda.

Termodinamik xususiyatlarning asosiy ifodalari zarrachalarning impulsi yoki energiyasining xos qiymatlari bo‘yicha cheksiz yig‘indilarga asoslanadi va bu yig‘indilar makroskopik termodinamikada integrallar bilan almashtiriladi.

Entropiya termodinamikaning va aslida butun fizikaning asosiy tushunchalaridan biri bo‘lib, uni tushunish qiyin bo‘lishi mumkin, chunki uning bir nechta ta’riflari, tushuntirishlari va hatto hosilalari mavjud. Entropiyani bilish orqali, yangi materiallarning termodinamikasini, issiqlik uzatishni, energetik tartibsizlikni, termoelektrik va termomagnit xususiyatlarini tushuntirish mumkin.

Nanoiplarda kuzatiladigan kvant effektlar temperaturaga va nanoip o‘lchamlariga bog‘liq bo‘ladi va energiya holatlar zichligi, entropiya, issiqlik sig‘imi, elektr o‘tkazuvchanlik, issiqlik o‘tkazuvchanlik va hakazo kattaliklar ossilatsion tabiatga ega bo‘ladi. Nanoip o‘lchamlari ortganda va temperatura ko‘tarilganda kvant effektlar yo‘qolib boradi [1]. [2] ishlarda ikki o‘lchamli elektron gazi to‘la energiyasidan foydalanib entropiya va issiqlik sig‘imi ifodalangan va haroratga bog‘liq ravishda o‘zgarishi nazariy tahlil qilingan. Dirak materiallari uchun entropiya hisoblangan [3]. Magnit maydonida joylashgan ikki o‘lchamli elektron gazi termodinamikasi o‘rganilgan [4]. Yarimo‘tkazgichli nanoiplarda termodinamik potensial [5] o‘rganilgan. Yarimo‘tkazgichli nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasi nazariy hisoblangan va tahlil qilingan [6]. Magnit maydonidagi nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasi o‘rganilgan [7]. Nanoiplarda termoelektrik kattaliklar tabiati o‘rganilgan [8]. [9] ishda hajmiy yarimo’tkazgichlardagi fermionlar va bozonlar uchun termodinamik potensial va entropiya ifodalari keltirilgan.

Fermi-Dirak va Boze-Eynshtayn statistik funksiyalariga bo’ysunuvchi Low dimensional gazlarda kimyoviy potensialni haroratga bog’liqligi nazariy o’rganilgan [10]. Low dimensional ideal Fermi gazlarida kimyoviy potensialni haroratga bog’liqligini termodinamik potensialdan foydalanib topilgan [11].

Nanoiplardagi elektronlar gazi termodinamik potensiali. Ideal elektron gazi uchun termodinamik potensial quyidagicha bo’ladi [9].

$$\Omega = -k_0 T \sum_k \ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu - E_k}{k_0 T}\right)\right) \tag{1}$$

(1) tenglamadagi yig’indini quyidagi ifodadan foydalanib [9], integralga o’tkazib olamiz.

$$\sum_k \phi(k) \Rightarrow \frac{V g_0}{(2\pi)^3}\int \phi(\mathbf{k}) d\mathbf{k} \tag{2}$$

Bunda, $g_0 = 2s+1$, $s = 1/2$ – elektron sipini, V – hajm. U holda (1) tenglama quyidagi ko’rinishni oladi.

$$\Omega = -k_0 T \frac{V g_0}{(2\pi)^3} \int \ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu - E_k}{k_0 T}\right)\right) d\mathbf{k} \tag{3}$$

Dekart koordinatalar sistemasida $d\mathbf{k} = dk_x dk_y dk_z$ munosabat o’rinli. U holda (3) tenglama bir o’lchovli elektron gazi uchun quyidagicha ko’rinishni oladi:

$$\Omega = -k_0 T \frac{L_z g_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu - E_k}{k_0 T}\right)\right) dk_z \tag{4}$$

Bunda, L_z – nanoip uzunligi. Cheksiz chuqur potensial o’rali yarimo’tkazgichli nanoipda energiya spekri quyidagicha ifodalanadi [12-14].

$$E(1+\alpha E) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + E_n + E_l = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + E_{n,l}$$

$$dk_z = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \frac{1+2\alpha E}{\sqrt{E(1+\alpha E) - E_{n,l}}} dE \tag{5}$$

Biz elektronlar effektiv massalarini energiyaga bog’liqligi uchun Nelson modelidan foydalanamiz [15]. Elektronlar dispersiyasining noparaboliklik darajasi α – quyidagiga teng bo’ladi.

$$\alpha = \frac{1}{E_g}\left(1 - \frac{m_i}{m_0}\right)^2$$

(5) tenglamani hisobga olsak (4) tenglamada quyidagicha ko’rinishni oladi.

$$\Omega = -k_0 T \frac{(2s+1)L_z}{2\pi} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \sum_{n,l} \int_{\overline{E_{n,l}}}^{\infty} \ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu - E}{k_0 T}\right)\right) \frac{1+2\alpha E}{\sqrt{E(1+\alpha E) - E_{n,l}}} dE \tag{6}$$

Bunda, $\overline{E_{n,l}} = \frac{\sqrt{1+4\alpha E_{n,l}} - 1}{2\alpha}$ – nanoipda noparaboliklikni hisobga olgandagi diskret energiya satxlari. Hosil qilingan (6) tenglama cheksiz chuqur potensial o’rali yarimo’tkazgichli nanoipda ideal elektronlar gazi termodinamik potensialini ifodalaydi.

Bunda $\Omega_0 = \frac{(2s+1)L_z}{2\pi} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} k_0$ belgilash kiritsak:

$$\Omega = -\Omega_0 T \sum_{n,l} \int_{\overline{E_{n,l}}}^{\infty} \ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu - E}{k_0 T}\right)\right) \frac{1+2\alpha E}{\sqrt{E(1+\alpha E) - E_{n,l}}} dE \tag{7}$$

Agar zonalar dispersiyasini noparabolikligini hisobga olmasak: ya’ni dispersiya parabolik bo’lsa, u holda $\alpha \to 0$ bo’ladi. (7) tenglama quyidagi ko’rinishga keladi:

$$\Omega = -\Omega_0 T \sum_{n,l} \int_{E_{n,l}}^{\infty} \ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu - E}{k_0 T}\right)\right) \frac{1}{\sqrt{E - E_{n,l}}} dE \tag{8}$$

Nanoiplardagi elektronlar gazi entropiyasi. Yarimo’tkazgichli nanoiplardagi ideal elektron gazi entropiyasini ifodalash uchun quyidagi tenglamadan foydalanamiz[9].

$$S = -\frac{\partial \Omega}{\partial T} \tag{9}$$

(7) ifodani hisobga olsak, (9) tenglama quyidagicha ko’rinishni oladi.

$$S=\Omega_0\sum_{n,l}\int_{E_{n,l}}^{\infty}\left[\left(\ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu-E}{k_0T}\right)\right)-\frac{\frac{\mu-E}{k_0T}}{1+\exp\left(\frac{E-\mu}{k_0T}\right)}\right)\frac{1+2\alpha E}{\sqrt{E\left(1+\alpha E\right)-E_{n,l}}}\right]dE \qquad (10)$$

Hosil qilingan (10) tenglamadagi integralni analitik hisoblashni imkoni yo’q. $\mu=E_{N,L}$ bo’lgan holat uchun hisoblash mumkin.

$$S_{(\mu=E_{N,L})}=\Omega_0\sqrt{k_0T}\sum_{n,l}\int_0^{\infty}\left[\left(\ln\left(1+\exp\left(-\varphi\right)\right)+\frac{\varphi}{1+\exp\left(\varphi\right)}\right)\frac{2\alpha\varphi k_0T+\sqrt{1+4\alpha E_{n,l}}}{\sqrt{\varphi\left(\varphi\alpha k_0T+\sqrt{1+4\alpha E_{n,l}}\right)}}\right]d\varphi \qquad (11)$$

Agar zonalar dispersiyasini noparabolikligini hisobga olmasak: ya’ni dispersiya parabolik bo’lsa, u holda $\alpha\to 0$ bo’ladi. (10) tenglama quyidagi ko’rinishga keladi:

$$S=\Omega_0\sum_{n,l}\int_{E_{n,l}}^{\infty}\left(\ln\left(1+\exp\left(\frac{\mu-E}{k_0T}\right)\right)-\frac{\frac{\mu-E}{k_0T}}{1+\exp\left(\frac{E-\mu}{k_0T}\right)}\right)\frac{dE}{\sqrt{E-E_{n,l}}} \qquad (12)$$

(11) tenglama esa quyidagi ko’rinishga keladi:

$$S_{(\mu=E_{N,L})}=\Omega_0\sqrt{k_0T}\sum_{n,l}\int_0^{\infty}\left(\frac{\ln\left(1+\exp\left(-\varphi\right)\right)}{\sqrt{\varphi}}+\frac{\sqrt{\varphi}}{1+\exp\left(\varphi\right)}\right)d\varphi \qquad (13)$$

(13) ifodadagi integralni hisoblaganimizda quyidagi tenglama kelib chiqadi.

$$S_{(\mu=E_{N,L})}=\frac{3}{2}\left(1-\frac{\sqrt{2}}{2}\right)\sqrt{\pi}\zeta\left(\frac{3}{2}\right)\Omega_0\sqrt{k_0T}\approx 2\Omega_0\sqrt{k_0T} \qquad (14)$$

Bunda $\zeta(a)-$Zeta funksiya hisoblanadi [16].

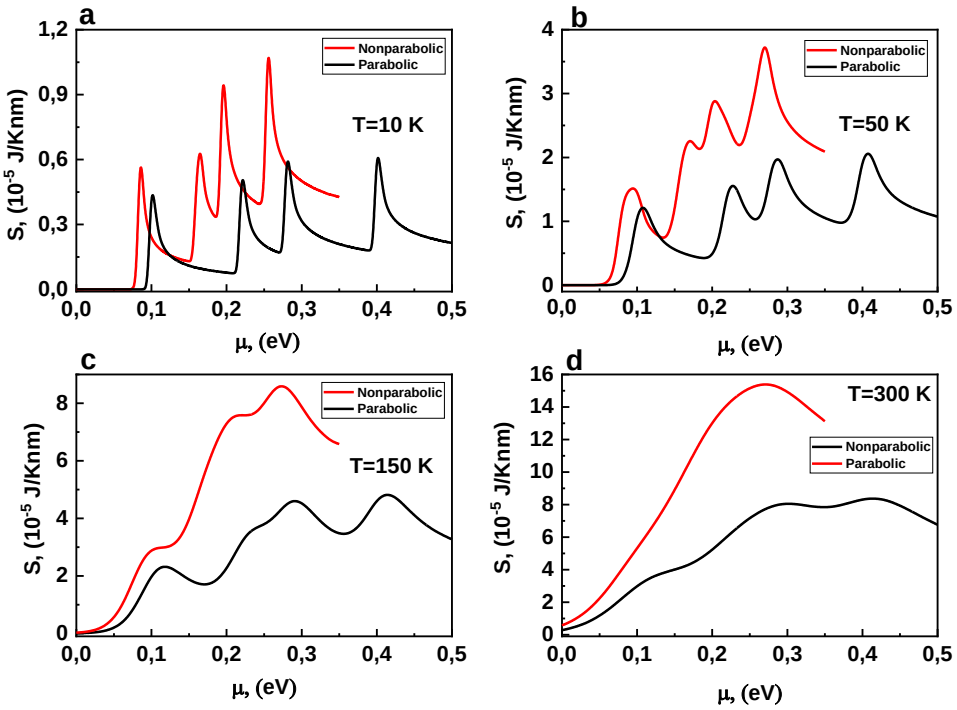
Natijalar va mulohazalar. Yarimo’tkazgichli nanoiplardagi elektronlar gazi entropiyasini termodinamik potensial ifodasidan foydalanib elektronlar zonasi noparabolikligini hisobga olgan holda topildi. 1-rasmda (10) va (12) tenglamalardan foydalanib InAs nanoipi uchun elektron gazi entropiyasini kimyoviy potensialga bog’liqligi cheksiz chuqur potensial o’ra modelida ifodalangan. Nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasi kimyoviy potensialga bog’liqli past haroratlarda ossilatsion tabiatiga ega ekanligi namoyon bo’lmoqda. Nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasida zona noparabolik bo’lganida parabolik holatga nisbatan quyidagicha o’zgarishlar bo’ladi:

- Noparaboliklik darajasi koeffitsienti α ko’paytma bo’lib kelmoqda, shuning uchun elektronlar gazi entropiyasi katta bo’ladi;
- Noparaboliklikni hisobga olganda parabolik holatga nisbatan qo’shni satxlar orasi yaqinlashadi shuning uchun elektronlar gazi entropiyasidagi ossilatsiyalar pastroq haroratlarda yo’qolib boradi;
- Noparaboliklikni hisobga olganda parabolik holatga nisbatan satxlar pastga suriladi va bir-biriga yaqinlashadi shuning uchun elektronlar gazi entropiyasidagi ossilatsiyalar siqilgan bo’ladi.

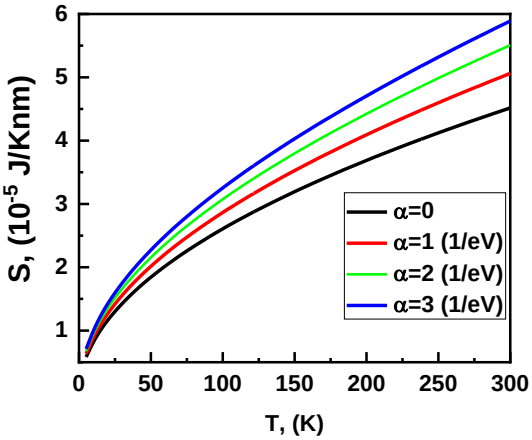
Yarimo’tkazgichli nanoiplarda elektronlar dispersiyasining noparaboliklik darajalarini $\alpha=0,1,2,3$ bo’lgan turli qiymatlari uchun elektronlar gazi entropiyasining haroratga bog’liqligi 2-rasmda keltirilgan. Rasmdan elektronlar gazi entropiyasi zona noparabolikligi darajasiga kuchli bog’liq bo’lishini ko’rishimiz mumkin. Harorat ortganda elektronlar gazi

entropiyasi ortadi va noparaboliklik darajasi qancha katta bo’lsa, bu ortish kattaroq bo’lishini ko’rishimiz mumkin.

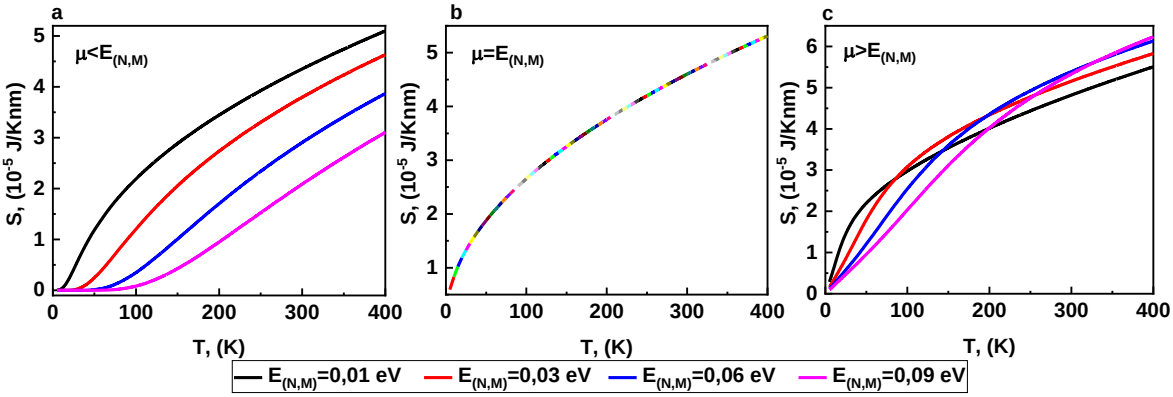
Nanoiplarda μ-kimyoviy potensial va ixtiyoriy $E_{(N,L)}$ -energiya satx orasidagi munosabat $\mu < E_{(N,L)}$, $\mu = E_{(N,L)}$ va $\mu > E_{(N,L)}$ bo’lgandagi hollar uchun elektronlar gazi entropiyasini haroratga bog’liqligi 3-rasmda keltirilgan. $\mu < E_{(N,L)}$ bo’lganda $E_{(N,L)}$ ortishi bilan entropiya ortishini va kamayishi bilan entropiya kamayishini kuzatish mumkin. $\mu = E_{(N,L)}$ bo’lganda entropiya $E_{(N,L)}$ ga bog’liq bo’lmasligi va faqat haroratga bog’liq ekanligi ayon (14). (14) tenglamadan $\mu = E_{(N,L)}$ bo’lganda $S_{(\mu=E_{N,L})} \sim \sqrt{T}$ ekanligi kelib chiqadi. $\mu > E_{(N,L)}$ bo’lganda $E_{(N,L)}$ o’zgarishi bilan entropiyaning haroratga bog’liqligi tarqoq o’zgarishini ko’rishimiz mumkin. 4-Rasmda yarimo’tkazgichli nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasi kimyoviy potensiali va harorati orasidagi bog’lanish keltirilgan. Hisoblashlarni to’g’ri to’rtburchakli cheksiz chuqur potensial o’rali InAs nanoipi uchun ($L_x = 20$, $L_y = 16.5$, $L_z = 2000$ nm) elektronlar energiya satxlari $E_{(1,1)} = 0.1$, $E_{(2,1)} = 0.22$, $E_{(1,2)} = 0.28$, $E_{(2,2)} = 0.4$ eV bo’lgan holda bajarilgan. Nanoiplarda entropiyaning kimyoviy potensialga bog’liqligi ossilatsion tabiatga ega ekanligi va $\mu = E_{(N,L)}$ da rezanansga erishishini ko’rishimiz mumkin. Haroratning ko’tarilishi grafikdagi ossilatsiyalar amplitudasini kamaytiradi va entropiyani orttirishiga olib keladi, yuqori haroratlarda ossilatsiya yo’qolib chiziq silliqlashib borar ekan.



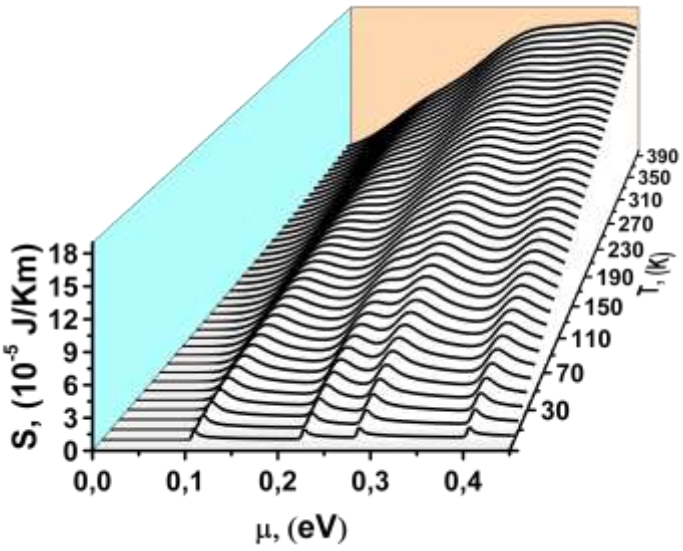
1-Rasm. Yarimo’tkazgichli nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasining kimyoviy potensialga bog’lanish grafigi. 10, 50, 150 va 300 K haroratlar, elektronlar dispersiyasining noparabolik va parabolik bo’lgan holatlari.



2-Rasm. Yarimo’tkazgichli nanoiplarda elektronlar dispersiyasining noparabolik darajalarini turli qiymatlari uchun elektronlar gazi entropiyasining haroratga bog’liqligi.



3-Rasm. Yarimo’tkazgichli nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasining harorat ta’sirida o’zgarishi.



4-Rasm. Yarimo’tkazgichli nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasi, kimyoviy potensiali va harorati orasidagi bog’lanish.

1-jadval. InAs uchun zonaviy parametrlar[13].

Material parameters	$E_g,(eV)$	m_e/m_0	$\Delta_0,(eV)$	$\alpha,\left(1/eV\right)$
InAs	0.36	0.023	0.38	2.65

Xulosalar. Yarimo’tkazgichli nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasi kimyoviy potensialga bog’liqli past haroratlarda ossilatsion tabiatiga ega bo’ladi. Nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasining kimyoviy potensialga bog’liqligida zona noparabolik bo’lganida parabolik holatga nisbatan quyidagicha o’zgarishlar bo’ladi:

- elektronlar gazi entropiyasi katta bo’ladi;
- elektronlar gazi entropiyasidagi ossilatsiyalar pastroq haroratlarda yo’qolib boradi;
- elektronlar gazi entropiyasidagi ossilatsiyalar siqilgan bo’ladi.

Harorat ortganda elektronlar gazi entropiyasi ortadi va noparaboliklik darajasi qancha katta bo’lsa, bu ortish kattaroq bo’lishi aniqlandi.

Nanoiplarda elektronlar gazi entropiyasining haroratga bog’liqligi, kimyoviy potensial ixtiyoriy energiya satxidan pastroqda bo’lganida $E_{(N,L)}$ ortishi bilan ortishini va kamayishi bilan kamayishi aniqlandi. Kimyoviy potensial ixtiyoriy energiya satxiga teng bo’lganda entropiya $E_{(N,L)}$ ga bog’liq bo’lmasligi va faqat haroratga bog’liq ekanligi aniqlandi ($S_{(\mu=E_{N,L})}\sim\sqrt{T}$). Kimyoviy potensial ixtiyoriy energiya satxidan katta bo’lganida $E_{(N,L)}$ o’zgarishi bilan entropiyaning haroratga bog’liqligi tarqoq o’zgarishini ko’rishimiz mumkin.

Nanoiplarda haroratning ko’tarilishi elektronlar gazi entropiyasining kimyoviy potensialga bog’liqlik grafikdagi ossilatsiyalar amplitudasini kamaytiradi va entropiyani orttirishiga olib keladi, yuqori haroratlarda ossilatsiya yo’qolib boradi, $\mu=E_{(N,L)}$ da rezanansga erishishi aniqlandi.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. Gulyamov G., Davlatov A.B., Juraev Kh.N. Concentration, thermodynamic density of states, and entropy of electrons in semiconductor nanowires. Low Temperature Physics, **48**. 148 (2022). https://doi.org/10.1063/10.0009295

2. Varlamov A.A., Kavokin A.V., Galperin Y.M. Quantization of entropy in a quasi-two-dimensional electron gas // Physical Review B, (2016). **93**(15), 155404-1-4. (2016), doi:10.1103/PhysRevB.93.155404.

3. Kuntsevich A.Y., Tupikov Y.V., Pudalov V.M., Burmistrov I.S. Strongly correlated two-dimensional plasma explored from entropy measurements // Nature Communications, (2015). **6**(1), 1-6, doi:10.1038/ncomms8298.

4. Geyler V.A., Margulis V.A. Specific heat of quasi-two-dimensional systems in a magnetic field // Physical Review B, (1997). **55**(4), 2543–2548. doi:10.1103/PhysRevB.55.2543.

5. Baymatov, P. J., Gulyamov, A. G., Davlatov, A. B., & Uzakov, B. B. Broadening Thermal Energy Levels and Density States Quasi One-Dimensional Electron Gas. Journal of Applied Mathematics and Physics. (2016) 4(4), 706-710. http://dx.doi.org/10.4236/jamp.2016.44081

6. Khordad R., Rastegar Sedehi H. R., Bahramiyan H. Effects of impurity and cross-sectional shape on entropy of quantum wires // Journal of Computational Electronics, (2018). **17**(2), 551–561. doi:10.1007/s10825-018-1133-9.

7. Najafi D., Vaseghi B., Rezaei G., Khordad R. Combinations of tunneling and spin-orbit interaction effects on the thermodynamics and entropy of coaxial quantum wires // The European Physical Journal Plus, (2019). **134**(1), 1-10. doi:10.1140/epjp/i2019-12388-5.

8. Kim J., Bahk J.-H., Hwang J., Kim H., Park H., Kim W. Thermoelectricity in semiconductor nanowires // Physica Status Solidi (RRL)-Rapid Research Letters, (2013). **7**(10), 767–780. doi:10.1002/pssr.201307239.
9. Askerov, B.M., Figarova, S.R. (2010). Quantum Statistics: Equilibrium Electron Gas. In: Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, vol 57. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-642-03171-7_7.
10. Sotnikov A.G., Sereda K.V., Slyusarenko Y.V. Chemical potentials and thermodynamic characteristics of ideal Bose- and Fermi-gases in the region of quantum degeneracy. Low Temperature Physics, 43(1), (2017), 144–151. doi:10.1063/1.4975807.
11. Sevilla F.J. Thermodynamics of Low-Dimensional Trapped Fermi Gases. Journal of Thermodynamics, 2017, 1–12. doi:10.1155/2017/3060348.
12. Gulyamov G., Davlatov A.B., Inoyatov S.T., Makhmudov S.A. Calculation of the energy levels and wave functions of electrons in nanowires by the shooting method. Journal of Applied Science and Engineering, **25**. 1, 31-36, (2022). https://doi.org/10.6180/jase.202202_25(1).0004.
13. Gulyamov G., Gulyamov A.G., Davlatov A.B., Juraev Kh.N. Energy levels in nanowires and nanorods with a finite potential well. Advances in Condensed Matter Physics. **2020**. 4945080, 12 p. (2020). https://doi.org/10.1155/2020/4945080.
14. Gulyamov G., Gulyamov A.G., Davlatov A.B., Shahobiddinov B.B. Electron energy in rectangular and cylindrical quantum wires. Journal of Nano- and Electronic Physics. **12**. 4, 04023-1-5 (2020). https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04023.
15. Nelson D.F., Miller R.C., Kleinman D.A. Band nonparabolicity effects in semiconductor quantum wells. Physical Review B, 35(14), (1987), 7770–7773. doi:10.1103/PhysRevB.35.7770.
16. Abramowitz M., and Stegun I.A., Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, Dover, New York, NY, USA, 10th edition, 1972.

ZnSCdS QATLAMI UCHUN BIR O’LCHOVLI CHEKSIZ CHUQUR POTENSIAL O‘RA MODELIDA ELEKTRON ENERGETIK SATHINI HISOBLASH.

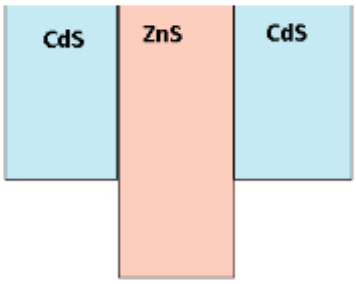
A.A. Saydaliev[1], A.A. Abdulxayev[1] O.M. Yunusov[2], D.M. Azimjonov[3]
[1]Namangan muhandislik-texnologiya instituti
[2]O’z.R.F.A. Fizika-texnika instituti
[3]Namangan davlat universiteti

Mikrozarrachalarni (masalan, elektronni) Ikki tomoni cheksiz baland to‘siq bilan chegaralangan potensial o‘radagi harakati - kvant mexanikasi orqali bayon qilinib, Shredinger tenglamasini yechib topiladi. Bitta zarraning statsionar holati uchun bu tenglama bir o‘lchovli Dekart fazosida quyidagicha yoziladi:[1-3, 6-11]

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi(x)}{\partial x^2}+U(x)\psi(x)=E\psi(x) \qquad \textbf{(1)}$$

Bu yerda potensial energiya operatori uzlukli funksiya bo‘lib quyidagicha yoziladi:

$$U(x)=\begin{cases}0, & 0<\mathrm{x}<\mathrm{L}\\ \infty, & \mathrm{x}<0,\ \mathrm{x}>\mathrm{L}\end{cases} \qquad \textbf{(2)}$$



Zarracha faqat o‘ra ichida xarakatlanadi. O‘ra ichida esa (2) ga asosan potensial energiya nolga teng. Shu sababli o‘ra ichida $0<\mathrm{x}<\mathrm{L}$ (1) tenglamani quyidagi ko‘rinishda yozib olamiz[4-5]

$$\frac{\partial^2\psi(x)}{\partial x^2}+k^2\psi(x)=0, \qquad k=\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \qquad \textbf{(3)}$$

Buning qanoatlantiruvchi yechim

$$\psi(x)=A\sin(k\,x+\alpha) \qquad \textbf{(4)}$$

Bu yerda A va α ixtiyoriy o‘zgarmaslar, noaniq integrallash doimiylari. (4) yechim qanoatlantirish lozim bo‘lgan ikkita chegaraviy sharti:

$$\psi(0)=0, \qquad \psi(L)=0 \qquad \textbf{(5)}$$

hamda normallashtirish sharti:

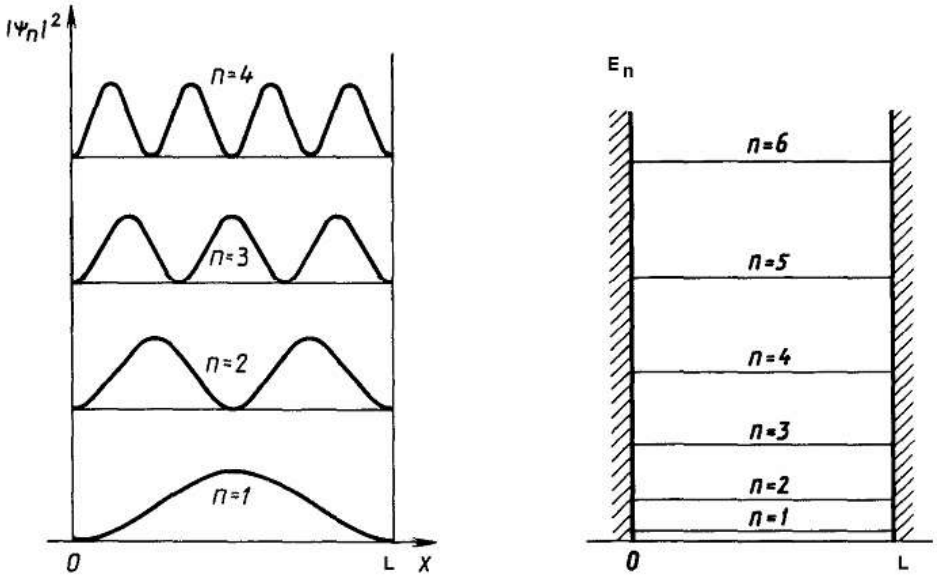
$$\int_0^L\psi^2(x)dx=1 \qquad \textbf{(6)}$$

(5) va (6) dan foydalanib, $A=\sqrt{2/L}$ ga va natijada yakuniy to‘lqin funksiya quyidagicha bo‘ladi:

$$\psi_n(x)=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin(k_n\,x)=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right), \quad k_n=\frac{\sqrt{2mE_n}}{\hbar}, \quad k_nL=n\pi, \quad n=1,2,3... \qquad \textbf{(7)}$$

O‘ra ichida zarrachani energiyasini qabul qilish mumkin bo‘lgan qiymatlari diskret bo‘lib, u quyidagiga teng:

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2}, \qquad n = 1,2,3... \tag{8}$$



Ixtiyoriy ketma ket ikkita satx orasidagi farq (8) dan

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}(2n+1) \tag{9}$$

Agar bunga ZnSCdS qatlami uchun elektron effektiv massasini 0.02 qo‘yib, Agar o‘ra kengligin *atomlar razmerida* $L = 10^{-8}$ *ñì* deb olinsa

$$\Delta E_n = 165(2n+1)\ \text{eV}$$

diskretlik kuchli namoyon bo‘ladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Б.М.Аскеров.Электронные явления переноса в полупроводниках. - М.: Наука. 1985. 320 с.
2. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем / Под ред. А.Я. Шика.–СПб.: Наука, 2001. 160 с.
3. Vovk, I.A.; Tepliakov, N.V.; Baimuratov, A.S.; Leonov, M.Y.; Baranov, A.V.; Fedorov, A.V.; Rukhlenko, I.D. Excitonicphenomenainperovskitequantum-dotsupercrystals. Phys. Chem. Chem. Phys.2018,20,25023–25030. [CrossRef] [PubMed] ‘eter Y. Yu., Manuel Cardona. Fundamentals of Semiconductors. ‘hysics and Materials ‘ro’erties. S’ringer Heidelberg Dordrecht London // ‘‘ 474-478
4. Yu E.T., McCaldin J.O., and McGill T.C., // Solid State ‘hysics, Advances in Research and A’’lications, vol. 46, Academic ‘ress, Boston, (1992). ‘‘. 1-14
5. Nakagawa A., Kroemer H., English J. H. // Electrical ‘ro’erties and band offsets of InAs/AlSb n-N isoty’e heterojunctions grown on GaAs //A’’lied ‘hysics letters. 54, (1989).’’. 1893-1895
6. B.T. Abdulazizov, G. Gulyamov, ‘.J. Baymatov, Sh.T. Inoyatov, M.S. Tokhirjonov. S’IN **12**, No 1, 2250002 (7 ‘ages) (2022).
7. J. Baymatov, A.G. Gulyamov, B.T. Abdulazizov, Kh.Yu. Mavlyanov, M.S. Tokhirjonov. International Journal of Modern ‘hysics B 2150070 (1-13), 2022 World Scientic ‘ublishing Com’any DOI: 10.1142/S0217979221500703 (sco’us)

8. Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов, П.Ж.Байматов //*О статистике электронов в квантовой яме InAs/AlSb*, Сборник публикаций мультидысциплинарного научного журнала «Архивариус». VII Международная научно-практическая конференция «Наука в современном мире» (19 марта 2016) г.Киев. стр 6-9. www.archivarius.org.ua
9. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J.Baymatov // Three-band simulation of the g-factor of an electron in an InAs quantum well in strong magnetic fields // Journal of Nanomaterials ,Volume 2021, Article ID 5542559, https://doi.org/10.1155/2021/5542559 (**scopus IF 2.9**)
10. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov // *On the Thermodynamics of a Two- Dimensional Electron Gas with Non-’arabolic Dis’ersion //* World Journal of Condensed Matter physics, 2016, 6, 294-299, published November 17, 2016 SciRes. *htt’://www.scir’.org/journal/wjcm’*
11. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov // Concentration dependences of the electron effective mass, Fermi enerjy, and filling of subbands in doped InAs/AlSb quantum wells // Украинский Физический Журнал. Ukr. J. Phys. 2017. Vol. 62, No. 1, стр 46-50 , doi: 10.15407/ujpe62.01.0046

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ОБРАЗЦОВ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКГО КРЕМНИЯ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ МАРГАНЦА

Э. У. Арзикулов, Ф.Салахитдинов, М. Исакова
Самаркандский государственный университет имени Шарафа Рашидова

Экспериментально исследовано образование нано размерных объектов, ионно-имплантированных образцов монокристаллического кремния с ионами марганца с энергией 40 кэВ и с дозами $10^{16}\div10^{17}$ ион/см^2 методами АСМ и спектроскопии КРС. Имплантация образцов осуществлялось по методики описанной в работе [1]. В качестве исходного материала использовался промышленный образец марки КЭФ -4,5. Сразу после процесса имплантации образцы подвергались лазерному температурному и обычному отжигу. Спектры КРС и снимки АСМ были получены для исходного, после имплантационного и после температурного отжигов образцов.

Известно, что спектроскопия КРС и АСМ является одним из высокоточных и информативных метод исследование образование нано размерных объектов в твердых телах [2, 3]. Кроме того, спектроскопия КРС является одним из информативных методов для изучения колебательных спектров твердых тел и жидкостей.

Поверхностное комбинационное рассеяние является интригующим эффектом, эффективность которого зависит от многих факторов (температуры, механических напряжений, интенсивности и энергии облучения и т.д.). Интенсивность, положение и ширина полосы спектра КРС дают ценную информацию об геометрических размерах и формы нано образований при различных значениях механических напряжений, температуры и интенсивности а также энергии облучений. Известной проблемой обычной рамановской спектроскопии является небольшое сечение этого процесса, что налагает определенные ограничение на мощности источника монохроматического излучения, поскольку при превышение этого порога свойства исследуемых образцов сильно изменяется, что является недопустимым особенно в рамановской микроскопии. При снятии спектров КРС, основную рол играет чувствительность системы регистрации спектрометра. В существующих установках их чувствительность относительно мала и обычно не позволяет регистрировать слабые сигналы рассеяние.

В нашем случае снятие спектров КРС проводились на экспериментальной установке InVia Raman Spectrometer, производства компании «Renishaw» (Великобритания).

Использование данного спектрометра обеспечивает проведение, идентификации, качественного и количественного анализа органических и неорганических веществ.

В качестве исходных образцов нами были использованы промышленные пластинки монокристаллического кремния марки КЭФ-4,5 (кремний с электронной электропроводностью, легированный фосфором, с удельным сопротивлением 4,5 Ω·sm с кристаллографическим направлением [100]). Для экспериментальных исследований были вырезаны образцы с размерами 0,2×5×8 мм из как исходных, так и имплантированных пластин. Нами были изучены спектры КРС в исходных объёмных, а также пластины такого же кристалла толщиной 200 мкм и имплантированных с ионами марганца с энергией 40 кэВ с различными дозами на конфигурации обратного отражение поверхностного рассеяние света.

Снятие спектров КРС производилось при комнатной температуре в области волновых чисел 50-1000 см$^{-1}$. В качестве источника возбуждения использовался Cobolt CW 532 nm DPSS лазер с длиной волны излучения 532 нм и номинальной мощностью

50 мВт. В процессе измерений использовалась дифракционная решётка с периодом 1800 линий/мм, а в качестве регистрирующего устройства – штатный детектор Renishaw CCD Camera. Мощность излучения на поверхности образца варьировалась в зависимости от величины выходного сигнала на детекторе. Объектив со ×100 кратным увеличением использовался для фокусировки возбуждающего света, а также для сбора рассеянного света. Время экспозиции составляло 10 секунд, при этом измерения проводились в режиме “extended”, которое позволяет проводить измерения в требуемом спектральном диапазоне длин волн.

Длина волны возбуждения выбиралась с таким расчётом, чтобы уменьшить глубину проникновения света и предотвратить регистрацию спектра подложки, а небольшая мощность – для избежание кристаллизации образца под действием света. Образец помещался в фокальной плоскости объектива микроскопа, которая служить для фокусировки лазерного пучка и сбора рассеянного излучения. Диаметр пятна лазерного света на поверхности образца 2 μm. Геометрия рассеяния 180^{o}. Спектры регистрировались с разрешением 2 cm^{-1}.

Для изучения морфологию образцов поверхности монокристаллов кремния применён метод АСМ с использованием многофункционального сканирующего атомно-силового микроскопа AFM Core 300 в контактном режиме.

АСМ марки AFM Core 300 предоставляет прибор с уникальными возможностями по исследованию различных свойств поверхностей (и сколов) материалов с высоким (до атомарного) разрешением. Этот прибор предназначен для изучения свойств поверхности при помощи твердотельных заостренных зондов (игл) в процессе их взаимного перемещения по заданным алгоритмам. Любой сканирующий зондовый микроскоп состоит из твердотельного зонда, сканера, обеспечивающего относительное перемещение зонда и образца по трем координатам, системы подвода зонда и образца, системы регистрации аналитических сигналов, электронной системы управления и считывания данных, системы записи-обработки информации, системы ветрозащите. Методы сканирующий зондовой микроскопии (СЗМ) открыли возможность решать задачи в различных областях науки и техники. Обобщая методы АСМ, можно выделить следующие основные направления: – микро- и наноскопия (картографирование поверхности в различных аналитических откликах (распределение по поверхности значений свойств различной физической природы)); – спектроскопия (регистрация информации в заданной координате на поверхности образца в диапазоне изменений аргумента (силовая спектроскопия, локальные вольт-амперные характеристики (ВАХ), локальная туннельная спектроскопия и т. п.)); – модификация поверхности (или нано литография). Различные воздействия зонда на поверхность: локальное оксидирование, механическое воздействие, локальный разогрев и т. п.; – манипуляция микро- и нано объектами на поверхности (атомами, молекулами, нано трубками и т. п.), сборка объектов на атомарном уровне. По многим своим параметрам сканирующие силовые микроскопы (ССМ) превосходят растровые электронные микроскопы (РЭМ), которые до сих пор наиболее широко используются для диагностики поверхности. Отличительной особенностью ССМ помимо сравнимого высокого разрешения является возможность получения псевдотрехмерного изображения поверхности с визуализацией количественных данных о ее электрических, магнитных, типологических и других характеристиках. На рис. 1 приведена спектры КРС исходного объемного образца монокристаллов кремния.

Спектры КРС ионно-имплантированных образцов с дозой имплантации от 5.10^{15} до $1{,}0 \cdot 10^{17}$ ион/$см^2$ приведена на рис.2. Как видно из рис.2 в отличие от исходного образца в ионно-имплантированных образцах наблюдается 6 новых пиков с частотами

150, 292, 449, 654,7 99 и 934 $см^{-1}$ в КРС спектре, 3 из них в сторону низких частот относительно центрального пика равным 520 $см^{-1}$ и три в сторону высоких частот. Положение и изменение локальной интенсивности в разных участках образца изменяется в зависимости от дозы имплантации.

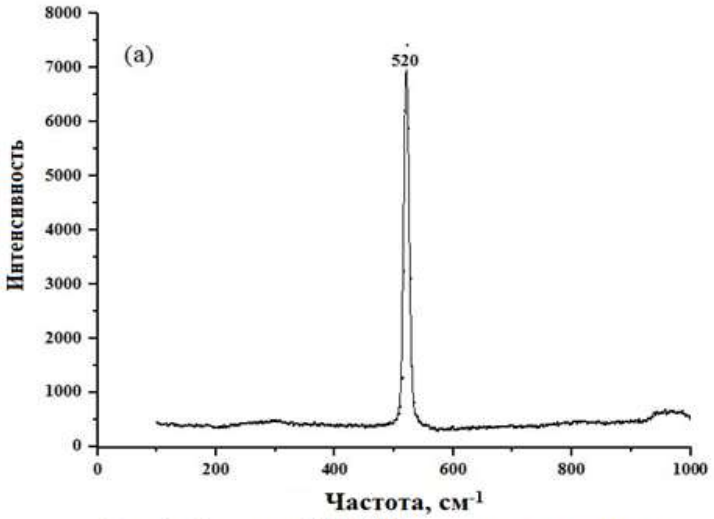


Рис 1. Спектры КРС (а) исходного кремния.

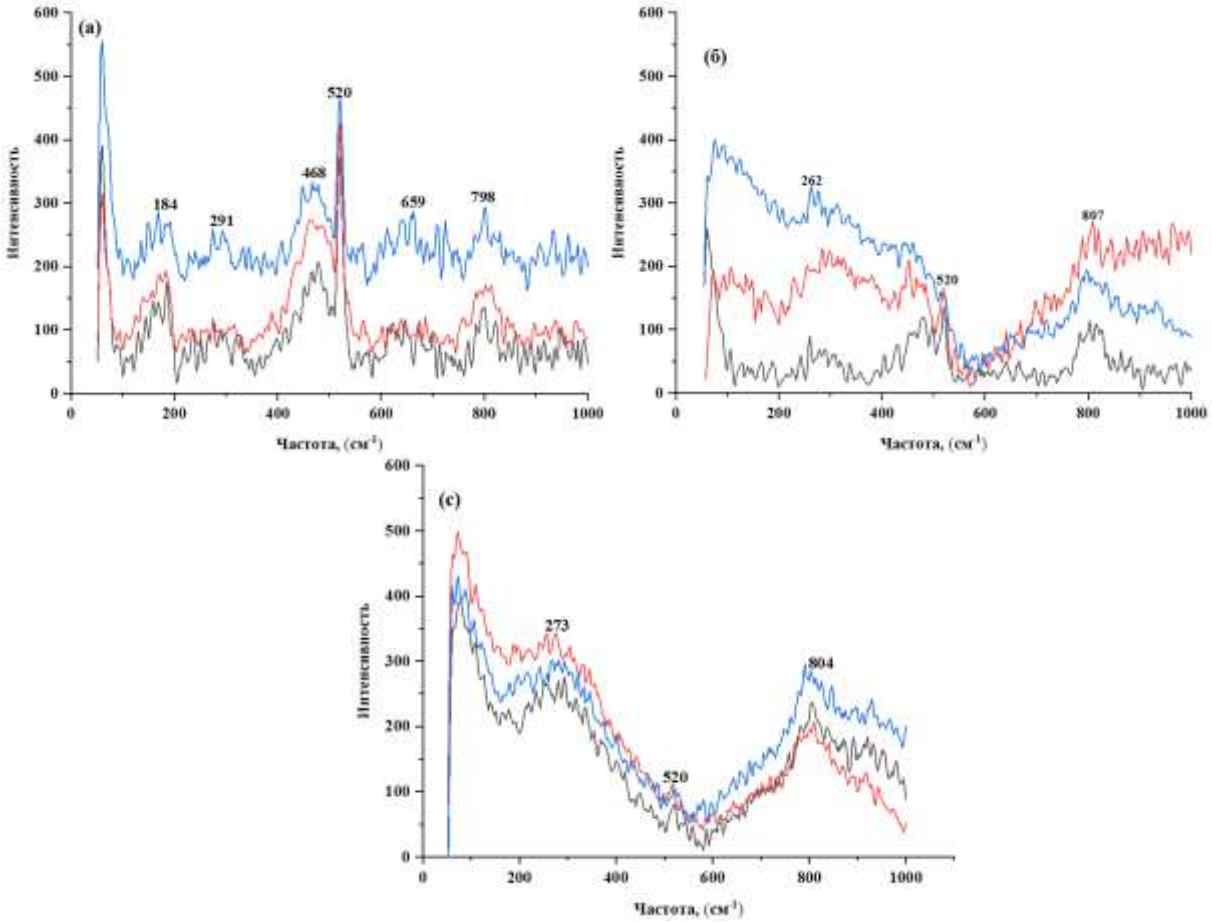
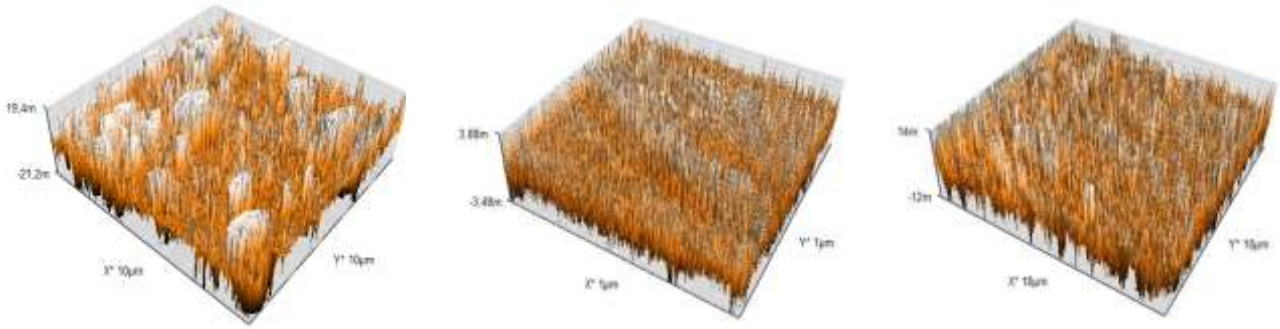


Рис. 2. Изменение локальной интенсивности спектры КРС ионно-имплантированных образцов кремния в зависимости от дозы имплантации: доза имплантации, ион/$см^2$: , a – $0{,}5 \cdot 10^{16}$, b– $5{,}0 \cdot 10^{16}$, c – $1{,}0 \cdot 10^{17}$, энергия ионов 40 кэВ, T = 300 К.

Для изучения морфологии поверхности исходных и инно-имплантированных были проведены АСМ измерение в режиме электростатической силовой микроскопии. Результаты измерений приведено на рис. 3.



a b c

Рис. 3. АСМ изображение поверхности монокристаллического кремния, ионно-имплантированного марганцем. Доза имплантации, ион/см^2: a – 0,5·10^{16}, b– 5,0·10^{16}, c – 1,0·10^{17}, энергия ионов 40 кэВ, T = 300 К

Как видно из рис.3 с увеличением дозы имплантации морфология поверхности сильно изменяется, становится более шероховатыми. Средние размеры образованных шероховатостей значительно растет в зависимости от дозы имплантации от ~ 9 нм при 5,0·10^{15} до ~ 200 нм при 1,0·10^{17} ион/см^2.

Результаты экспериментальных данных для исходного не имплантированного кремния показали, что в спектре КРС присутствует полосы с максимумами узкого пика частотой 520 см$^{-1}$ и сателлиты с частотой 301 см$^{-1}$, и 971 см$^{-1}$. Полоса в спектре узкого пика вблизи 520 см$^{-1}$, связан с кристаллической фазой кремния [3, 4]. Полоса с частотой 971 см$^{-1}$ является характерной для полосы тетраэдрической связи в кремнии [6,7].

Наблюдаемые локальное изменение интенсивностей в разных участках образца положения и форма фононной полосы содержат полную информацию о нано структурном составе и структуре монокристаллических и пленок кремния.

Литература

1. Arzikulov E U and Parmankulov I P Vibrations of Photocurrent Induced by IR Light in Silicon with Quantum Dots *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2008, Vol. 44, No. 6, P. 504–507

2. Smith E and Dent G 2019 *Modern Raman spectroscopy: a practical approach* Second Edition, Hoboken, NJ: Wiley

3. Жепаров Ф.С., Львов Д.В. Нейтронные исследования конденсированных сред: Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. – 188 с.

4. Кордона М. Рассеяние света в твердых телах. М.: Мир, 1979. – 392 с.

5. Shuker R., Gammon R. Raman scattering selection-rule breaking and the density of states in amorphous materials. Phys. Rev. B. 1970. V.25, N 4. P.222-225.

6. Бродский М.Х. Комбинационное рассеяние света в аморфных полупроводниках. Рассеяние света в твердых телах. Под ред. М. Кардоны. М., "Мир", 1979. Гл.5, С. 239-289.

7. Brodsky M H 1975 Raman Scattering in Amorphous Semiconductors. In book *M. Cardona. Light Scattering in Solids*. Springer Berlin Heidelberg Pages 205-251

ЛИЯНИЕ НЕКОНТРОЛИРУЕМОЙ БЫСТРО ДИФФУНДИРУЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ НА КИНЕТИКУ ГЕНЕРАЦИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕРМОДОНОРОВ В КРЕМНИИ ПРИ 450°С

Ш.И. Аскаров, Б.З. Шарипов, Ш.К. Салиева, Д.Т. Расулова
Ташкентский Государственный технический университет имени Ислама Каримова

Как в процессе роста монокристаллов кремния, так и при изготовления различных полупроводниковых приборов на их основе, когда кристаллы подвергаются к длительной термообработке в интервале темпера-тур 350–500°С происходит перегруппировка растворенного в материале кислорода, сопровождаемой генерацией низкотемпературных термодоноров (НТД) [1]. НТД оказывает существенное влияние на целый ряд электрофизических параметров кремния, таких как электропроводность, время жизни неосновных носителей заряда и холловскую подвижность. В работе [2] было предложена модель формирования НТД, которая в литературе получила название «модель Кайзера». Согласно модели Кайзера НТД представляет собой преимущественно устойчивые тетраэдры – комплексы SiO_4. С генерацией НТД в кремнии связывают появление центров, дающих глубокий донорный уровень и систему мелких донорных уровней. Глубина залегания этих уровней по различным литературным источникам составляет Ес – (0,13÷0, 16) и Ес – (0,033÷0,05)эВ [3,4].

К сожалению, при разработке модельных представлений по механизму образования НТД Кайзер с соавторами не учли возможность взаимодействия кислорода с другими примесями с образованием электрически активных центров. Возможно, к моменту опубликования своей работы они не были знакомы с результатами работ [5,6], где авторами было установлено заметное ускорение генерации НТД по мере увеличения концентрации мелких акцепторных примесей (Al, B, Ga).

Спустя некоторое время о возможном участии примесных центров с глубокими уровнями в процесс формирования НТД говорится в работах [7,8]. Такое предположение было высказано ими на основании экспериментального факта, об увеличении времени жизни неосновных носителей заряда $\tau_{ннз}$ по мере увеличение длительности отжига кристаллов кремния. Одновременно с увеличением $\tau_{ннз}$ после отжига при 450°С появляется много дополнительных полос поглощения в области длин волн 9 – 30 мкм [8], которые авторы интерпретировали как результат поглощения на различных донорных комплексах. В состоянии настоящего времени на основе спектров инфракрасного поглощения обнаружены и подтверждены шестнадцать нейтральных термодоноров и девять положительно заряженных разновидностей термического двойного донора [9,10].

Несмотря на имеющийся консенсус в научной среде относительно моделей НТД, они представляют двойные донорные комплексы, которые включают только атомы кислорода. Наличие различных типов двойных термодоноров, а также увеличение начальной скорости образования и их максимальные концентрации НТД по мере увеличения концентрации исходной мелкой акцепторной примеси всё же сложно объяснить в рамках модели Кайзера. Действительно, как показали результаты исследований [11] в кристаллах кремния, диффузионно легированных хромом, марганцем и железом кинетика генерации НТД ускоряется независимо от типа БДП. При этом для каждой БДП имело место определенный интервал температур генерации НТД, отличающихся от примеси к примесу. Эти результаты подтверждали мнения авторов [7,8] относительно участия примесных центров с глубокими уровнями в процессе формирования НТД.

Здесь возникает естественный вопрос, если в формировании НТД в кремнии неконтролируемые БДП непосредственно участвуют, то снижение концентрации легкомигрируемой части БДП путём связывания их электронейтральные химические связанные комплексы должно способствовать снижению концентрацию генерируемые НТД. Для выяснения этого вопроса кристаллы кремния, предварительно легированные серой при T=1250˚C подверглись к последующей термообработке при 880 ˚C. Выбор температуры неслучаен так, как оно соответствует температуре наиболее эффективного взаимодействия ($T_{эфф}$) серы с хромом, что является наименьшей среди $T_{эфф}$ серы с железой (910°C) и медью (920°C). Такой отжиг способствует снижение концентрации легко мигрируемый части неконтролируемых БДП центров за счет связывание части их в электронейтральные химически связанные комплексы серы [12]. Известно, что электрнейтральные химически связанные комплексы серы с БДП термически стабильны до $T_{эфф}$ [13] .

Исследование кинетики генерации НТД в кристаллах Si<S> оттоженных при 880°C показали, что концентрация генерируемых НТД в этих кристаллах значительно ниже чем в контрольных образцах Si. В частности после 150 часового отжига концентрация генерируемых НТД в этих кристаллах составило ~ $1{,}3\cdot 10^{15}$ $см^{-3}$, тогда как их концентрация в контрольных образцах составляло ~ $1{,}38\cdot 10^{16}$ $см^{-3}$.

Данный результат указывает на непосредственное участие БДП в процессе формирования НТД, как активный центр, ответственный за донорную природу НТД.

Литература

1. Fuller C.S., Ditzenberger J.A., Hanny N.B., Buehler E. Resistivity Changes in Silicon Induced by Heat Treatment // Phus.Rev.1954. V.96. №3. P.833.
2. Kaiser W., Frisch H.L., Reiss H. Mechanism of the Formation of Donors States in Heat - Treated Silicon // Phus.Rev.1958. V.112. №5. P.1546 – 1554.
3. Fuller C.S., Logan R.A., Hanny N.B. Effect of Heat Treatment upon the Electrical Properties of Silicon Crystals // J. Appl.Phus. 1957.V.28. №12. P.1427 – 1436.
4. Morin F.J., Maita J.P., Shulman R.G., Hanny N.B. Impurity Levels in Silicon // Phus.Rev.1954. V.96. №3. P.883
5. Fuller C.S., Doleiden F.H. Interaction between Oxygen Acceptor Elements in Silicon // J. Appl.Phus. 1958.V. 29. № 8. P.1264 – 1265.
6. Fuller C.S., Doleiden F.H., Wolfstirn K. Reactions of Group III Acceptors with Ox-ygen in Silicon Crystals // J. Phus. Chem. Solids.1960. V. 13. P.187 – 203.
7. Graff K. Pieper H., Goldbach G. Carrier Lifetime Doping of p – type Silicon by Annealing processes // Semiconductor Silicon 1973 / Eds Huff H.R., Bur-gess R.R. P. 170 – 178.
8. Graff K., Pieper H. The Carrier Lifetime of Heat Treated Silicon Crystals // J. Electron. Mater. 1975. V. 4. № 2. P. 281 – 298.
9. S. Singh, B. C. Yadav, R. Singh, “Role of nitrogen on formation of oxygen related donors in step annealed cz-silicon”, J. Optoelectronics & Adv Mater, vol. 10 (6), pp. 1522, 2008.
10. R. Singh , P.B.Nagabalasubramanian. A review on thermal donors in CZ – silicon and their impact on electronic industry. International Jurnal of Applied Engineering ISSN 0973 – 4562 Vol. 14, Number 2, pp, 43, 2019
11. Бахадырханов М.К., Аскаров Ш.И., Норкулов Н., С.Н. Сражев письма ЖТФ, 1994, т.24, №12, с. 23-25.
12. Bakhadihanov M.K., Askarov Sh.I., Norkulov N., Phus, Stat, Sol (a), 1994, p. 339.
13. Бахадырханов М.К., Аскаров Ш.И., Норкулов Н., Сражев С.Н. ФТП, Т.29, с.1396-1401.

ФОТОТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРЕМНИИ ФОТОПРИЕМНИКА НАНОЛЕНТЫ

М.О. Атажонов
Андижанский машиностроительнқй институт
тел: (91) 106-08-75, e-mail: cool.atajonov@mail.ru

Введение. Преобразование фотоэлектрической энергии - это метод преобразования зеленой энергии, применимый к энергетическим и информационным устройствам. Сообщалось, что на практике до 40% термодинамические потери, возникающие в фотоэлектрике устройства преобразования энергии являются результатом потерь при термализации носителя и плохого поглощения света. Ключевым аспектом преобразования света в электричество является использование тепловой энергии, выделяемой при расслаблении фотогенерированных горячих носителей. Подход, использующий фототермоэлектрический (ФТЭ) эффект, при котором электрический сигнал генерируется в ответ на термоэлектрический эффект материала и разницу температур в несущей системе, вызванную падающим световым облучением, появившимся в последнее время. Эффект ФТЭ может использовать энергию теплых носителей и, таким образом, как ожидается, улучшит реакцию фотонов фотоприемников и эффективность преобразования энергии солнечных элементов.

Методы исследования. В последние годы значительно продвинулись работы над эффектом ФТЭ, возникающим из-за разницы температур развязанных носителей и решетки. Этот эффект обычно возникает в наноматериалах из-за неэффективного взаимодействия фононов с носителями, особенно во многих низкоразмерных наноматериалах. При изучении эффекта ФТЭ в графене фотогенерированные горячие электроны играли важную роль в устройствах с графеновым p-n переходом с двойным затвором, что приводило к тому, что фотоотклик превышал фотоэлектрический (PV) эффект в графеновом p-n переходе. Время охлаждения горячих электронов оценивается в 100 пс по профилю фототока, при этом температура носителей остается намного выше температуры решетки [1,2,4].

Результаты исследования. Si-наноленточные фотодетекторы были изготовлены на пластинах Si-on изолятора (слой SiO2 толщиной 3 мкм) с верхним слоем кремния p-типа (концентрация легирования 1,72 × 1018 м–3 оценивалась по измеренной электропроводности слоя). Псевдоцветное изображение сканирующей электронной микроскопии и схема поперечного сечения устройства показаны на рис. 1a, б соответственно. Процесс изготовления описан в разделе «Материалы и методы». Нанолента Si имела длину 18 мкм, ширину 2,75 мкм и толщину 80 нм [3,5,6].

Образец, использованный в этом исследовании, был изготовлен на 8-дюймовом диске. Пластина кремний-на-изоляторе (Shenyang Silicon Technology Co.Ltd, Китай) с верхним слоем Si (p-тип, ориентация кристалла (100), толщина 220 нм, удельное сопротивление 0,085-0,115 Ом*м), средний слой 3 мкм слой SiO_2 и подложка Si толщиной 750 мкм. После нанесения металлических меток на пластина с помощью фотолитографии и термического испарения, пластина кремния на изоляторе была разрезана на мелкие кусочки и тщательно очищена с использованием процесса очистки RCA, названного в честь компании, которая его изобрела: Radio Corporation of America. Затем толщина верхнего слоя кремния была уменьшена до 80 нм с помощью реактивного ионного травления (RIE150A, Tyrone Electronics, Китай, SF6, расход 200 см3/см, ВЧ-мощность 200 Вт, напряжение смещения 190 В, вакуум 4,6 Па, в течение 20 с) и промывали с использованием процесса очистки RCA. Наноленты Si были получены методами электронно-лучевой литографии (Raith Elline Plus, Германия, 20

кВ, 450 нм полиметилметакрилат (ПММА), 200 мкКл/см$^{-2}$) и реактивного ионного травления, параметры которых были такими же, как и для утонения кремния. процесс.

Заключение. После удаления ПММА путем погружения в горячий ацетон на 15 минут и выполнения процесса очистки RCA металлические электроды были изготовлены с помощью электронно-лучевой литографии с использованием выравнивающей маски, термического испарения и фотолитографического отрыва. Испаренный металл представлял собой 5 нм Cr (0,2 Å с$^{-1}$) и 150 нм Au (0,5 Å с$^{-1}$).

Список использованной литературы.

1. Wei Dai, Weikang Liu, Jian Yang, Chao Xu, Alessandro Alabaster, Chang Liu. Giant photothermoelectric effect in silicon nanoribbon photodetectors. Science & Applications (2020) doi.org/10.1038/s41377-020-00364-x

2. Limpert, S. et al. Bipolar photothermoelectric effect across energy *fi*lters in single nanowires. Nano Lett. 17, 4055–4060 (2017).

3. Ma, Q. et al. Giant intrinsic photoresponse in pristine graphene. Nat. Nanotechnol. 14, 145–150 (2019)

4. Tedeschi, D. et al. Long-lived hot carriers in III-V nanowires. Nano Lett. 16, 3085–3093 (2016)

5. Мухиддин Атажонов, Formalization of the dynamics of the functioning of petrochemical complexes based on the theory of fuzzy sets and fuzzy logic. AIP Conference Proceedings, Published 2023-01-05. DOI: 10.1063/5.0112403

6. Мухиддин Атажонов, Фото - термоэлектрический преобразователь плазмонного нанохол массива. Scientific and technical journal Machine Building Published 2022-12-22. volume 1. issue 5

ПОЛУЧЕНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕД С НАНОГРАНУЛАМИ ТЕЛЛУРИДОВ ВИСМУТА И СУРЬМЫ

Д.А. Юсупова, И.Б. Мадаминов, С. Мухаммаджонов
Ферганский государственный университет

Как известно, упорядоченная картина доменов разного состава, с характерными наноразмерами образуется. при отжиге или выращивании в определённых условиях некоторых типов твёрдых растворов. При осаждении на поверхности кристаллической решётки, материала с другим параметром решётки, при определённых условиях на поверхности образуются нанохолмики. Эти нанохолмики активно используются при разработке нового поколения твердотельных лазеров на квантовых точках [1]. При правильном подборе таких технологических параметров, как температуры, скорости осаждения, отношения потоков атомов и т.д. можно получить как раз те размеры и те плотности, что и нужны для практических применений. В этой ситуации выходные параметры прибора улучшаются на несколько порядков (в частности, люминесценция для лазера на квантовых точках [1] улучшается на четыре порядка). Поликристаллические плёнки теллуридов висмута-сурьмы и плёнки, полученные из сплавов на их основе, являются примером появления упорядоченных гетерогенных сред, гранулы которых имеют характерные наноразмеры.

Гетерогенный материал. составленной из теллурида висмута – сурьмы получают термовакуумным испарением шихты на полиамидную подложку. Шихта состоит из мелкодисперсной смеси различных исходных компонентов. Например, смеси гранул теллуридов висмута-сурьмы с кадмием. При наложении необратимой циклической деформации структура электронной подсистемы чувствительного элемента пленочного датчика меняется. Это приводит к изменению эффективного электрического сопротивления Rэфф пленки, жестко установленного на элемент конструкции. Изменения носят «автономный» характер, обусловленный принципом минимальности джоулевых потерь. Каждая исходная структура имеет свою «автономию» формирующую историю процесса перестройки ее электронной подсистемы.Структуры, имеющие одинаковую «автономию», воспроизводятся в узком технологическом интервале. Поэтому используется высокий уровень автоматизации технологического процесса получения пленок.

Нами разработана система [2] предназначеная для автоматического управления процессом напыления полупроводниковых пленочных преобразователей методом термовакуумного испарения смеси гранулированных материалов. В ходе процесса имеется возможность
изменить его режимы.

Для получения упорядоченной гетерогенной среды из теллуридов висмута и сурьмы нужно использовать два испарителя. Вначале нагревается до необходимой температуры первый испаритель и производится испарение легколетучего теллура и теллурид висмута. Второй испаритель нагревается позднее, так как к моменту закрытой заслонке необходимо, чтобы испарился только теллур. Когда заслонка открывается, то происходит напыление вначале теллурида сурьмы из первого испарителя, а затем на него напыляется теллурид висмута из второго испарителя. Таким образом, мы получаем послойное напыление одной фазы на другую.

При этом проявляется эффект самоорганизации, для которого необходимым условием является напыление на фазу теллурида сурьмы с меньшим параметром решетки (a=0,4275нм, c=3,0490нм) фазы теллурида висмута с большим параметром

решетки (a=0,43835нм, c=3,0487нм) [3]. В результате можно предполагать, что при конденсации происходят эффекты образования наноупорядоченных островков, на основе которых можно получить как раз те размеры и те плотности, что и нужны для практических применений. В этой ситуации выходные параметры прибора улучшаются на несколько порядков. В результате чего получаются упорядоченные гетерогенные среды с наногранулами, в нашем случае теллуридов висмута и сурьмы.

Наладка и запуск автоматизированной системы предназначенная для автоматического управления процессом напыления полупроводниковых пленочных тензопреобразователей методом термовакуумного испарения смеси гранулированных материалов из $(Bi,Sb)_2Te_3$ позволило резко сократить разброс сопротивлений получаемых полупроводниковых тензопреобразователей [4]. Разброс сопротивлений определялся по их средним значениям и среднеквадратичным отклонениям.

На рис.1 и рис.2 приведены зависимости среднего значения сопротивления пленок их стандартного отклонения от среднего значения от числа циклов наложенной деформации. Полученные данные могут быть использованы как один из критериев выбраковки пленок из полученной технологической партии.

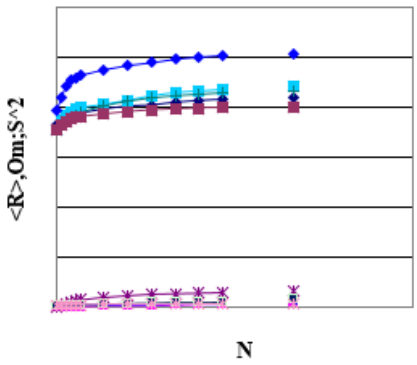


Рис.1 Зависимость среднего значения сопротивления пленок их стандартного отклонения от среднего значения по маскам от числа циклов наложенной деформации (маски от 1-5)

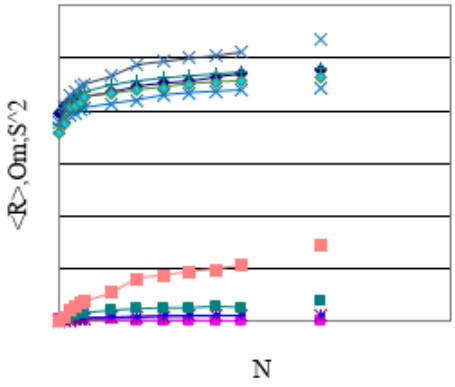


Рис.2 Зависимость среднего значения сопротивления пленок их стандартного отклонения от среднего значения по маскам от числа циклов наложенной деформации (маски от 6-10)

Таким образом, изменение величин удельного сопротивления чувствительных элементов, полученных термическим напылением теллуридов висмута и сурьмы в зависимости от технологических параметров можно объяснить диссоциацией соединения при испарении, степень которой зависит от температуры испарения, и изменением химического и фазового состава получаемого полупроводникового

пленочного преобразователя по толщине за счет различного давления паров компонентов, входящих в состав испаряемого соединения.

Литература

1. Н.Н. Леденцов, “Наноструктуры – как это делает природа”. Лекция, размещенная на сайте Санкт-Петербургского Физико-технического института, АН РФ, 2004. edu.ioffe.ru/lectures/leden.

2. Э.Мухамедиев, С.Шамирзаев, К.Онаркулов, Д.Юсупова, В.Смирнов, “Технологические установки для получения чувствительных элементов ДНУП на основе $(BiSb)_{2-x}Te_{3+x.}$ “ Международная конференция, посвященная 90-летию академика С.А.Азимова «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», Тошкент, 18-19 ноября 2004. № 3. 429 с.

3. Д.А.Юсупова,”Автоматизация процесса получения тензочувствительных плёнок теллуридов висмута-сурьмы, содержащих наногранулы с воспроизводимыми характеристиками” Актуальные научные исследования в современном мире выпуск 4(24) Часть 4 Апрель 2017 г. Сборник научных Трудов. Переяслав-Хмельницкий 128-133с

4. Д.А.Юсупова. Способ автоматизации технологического процесса получения тензочувствительных плёнок теллуридов висмута-сурьмы. Научный журнал «Universum: технические науки». Москва. декабрь 2021. № 12 (93) с.23-26

Pd VA Pd-Ba YUZASIDA NANO O‘LCHAMLI STRUKTURALARNING HOSIL BO’LISH MEXANIZMI

A.Q. Tashatov, D.X. Bekmurodov
Qarshi davlat universiteti

So‘nggi yillarda nanoo‘lcham tizimlar fizikasidagi fundamental muammolar va amaliy muammolarni hal qilishda foydalaniladigan nanoo‘lchamli fazalar va ko‘p qatlamli tuzilmalarni hosil qilish va fizik xususiyatlarini o‘rganishga katta e’tibor qaratilmoqda. Bunday tuzilmalar mikroelektron qurilmalar va integral mikrosxemalar uchun sifatli yangi o‘ta yuqori chastotali elektron qurilmalarni, xususan, qisqa to‘lqinli va ionlashtiruvchi nurlanishni planar integral detektorlari, UB nurlari detektorlari, ballistik tranzistorlar, integral mikrosxemalar, quyosh batareyalari va boshqalarni yaratishga imkon beradi. Bu muammolarning barchasi nanoo‘lchamli plyonkalar va geteroepitaksial tizimlarni shakllantirish va qayta ishlash jarayonida fizik jarayonlarni o‘rganish orqali hal qilinadi. Xususan integratsiyalashgan qurilmalarni yaratish uchun Pd-Ba asosidagi yupqa plyonkalar va strukturalar keng qo‘llaniladi. Shu bilan birga, mikroelektronikadagi tuzilishi va texnologik yechimlar nanoo‘lcham tuzilmalarga o‘tish va operatsion xususiyatlarini yaxshilashni va qurilmalarning asosiy elementlarining geometrik o‘lchamlarini doimiy ravishda pasaytirishni talab qilinadi.

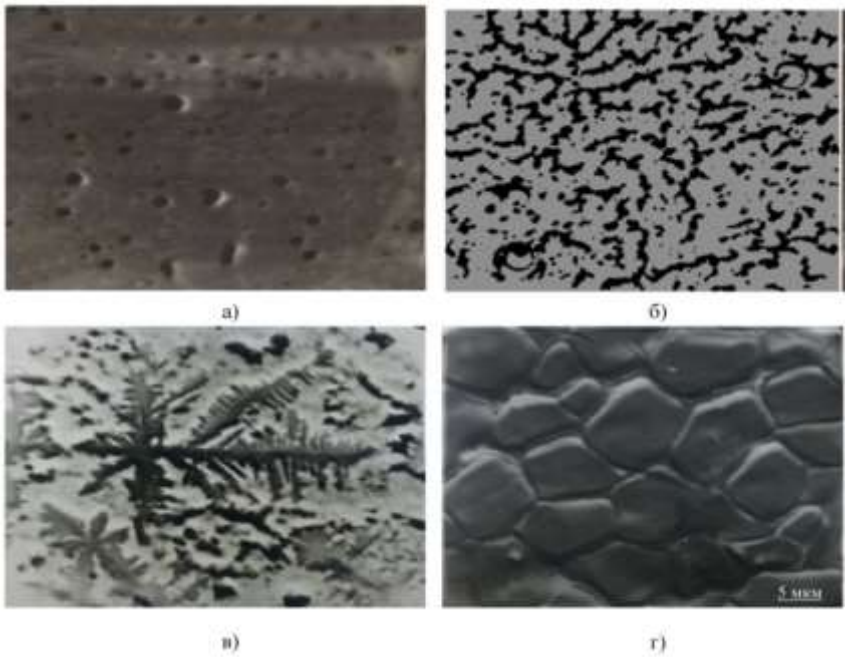
Shu munosabat bilan, ko‘p qatlamli kvant-o‘lchamli geterostrukturalar ko‘rinishidagi yangi materiallarning shakllanish mexanizmlarini yaratish va hosil qilish zamonaviy elektron asbobsozlikning muhim muammolaridir.

Shuning uchun yangi nanoo‘lchamli materiallar va ko‘p komponentli tuzilmalarni sintez qilishga qaratilgan kompleks eksperimental nazariy tadqiqotlar zamonaviy fizik elektronikaning istiqbolli sohasi hisoblanadi [1,2].

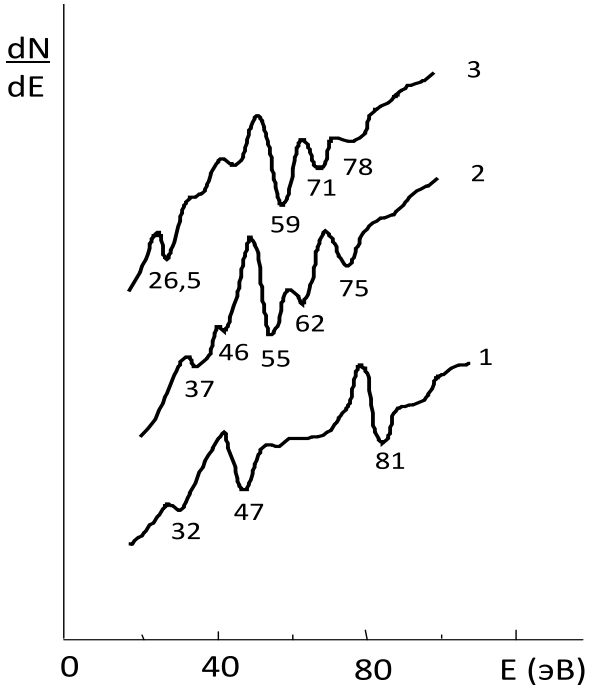
Pd–Ba ga bir xil energiya va dozali Ba^+ ionlarini implantatsiya qilishda (1-rasm) klaster fazalari bilan birga Ba atomlari bilan boyitilgan, kengligi 2-3 mkm bo‘lgan chiziqlar xam hosil bo‘ladi. Ko‘rinib turibdiki, Pd –Ba holatida mexanik tozalanish mavjudligi ion bombardimoni paytida aralashmalarning qayta taqsimlanishiga olib keladi. Dozani $6*10^{16}sm^{-2}$ gacha oshirilganda huddi Pd–Ba kabi Pd da xam kristall plyonkalarga xos xususiyat bulgan aniq qirra va o‘lchamlari 5-10 mkm bo‘lgan dag‘al donador dog‘lar paydo bo‘ladi. Donalarning yuzasi to‘lqinli bo‘lib, bu ichki kuchlanish yuqoriligini ko‘rsatadi. OES spektrlarining tahlili bu joyda Pd_2Ba va PdBa tipidagi birikmalarning to‘plami borligini ko‘rsatadi. Bu dog‘larning qalinligi 40-50Å.

Yuqori dozali ionlarni implantatsiya qilish ta’sirida kristall tuzilishga ega bo‘lgan birikmalarni shakllantirishning mexanizmi, bu materialning erishiga olib keladi. Ko‘rinib turibdiki, kvazi kristalli xususiyatlarning hosil bo‘lish samaradorligi namunaning kaskad mintaqasida ajralib chiqadigan energiya zichligiga mutanosib bo‘ladi. Dozaning oshishi Pd-Ba yuzasidagi mikrostrukturalarning o‘zgarishiga olib kelmadi, balki faqatgina ayrim klaster fazalari chegaralarining bir biriga mos kelishi kuzatildi. Keyingi tadqiqotlar natijasi $D=(4-6)*10^{16}sm^{-2}$ doza to‘yinish dozasi ekanligini ko‘rsatdi. Pd va Ba, Ba va O atomlari orasidagi birikmalarning hosil bo‘lishi bariy ionlari bilan implantatsiya qilingan Pd va Pd-Ba uchun oje-elektronlarning spektrida aniqroq namoyon bo‘ladi. Yuqori vakuumda va kislorod atmosferasida ($P=10^{-4}$ Pa) Pd ni $E_0=0,5$ keV va $D=6*10^{16}sm^{-2}$ dozada Ba^+ ionlari bilan implantatsiya qilish 2-rasmda ko‘rsatilgan. Yaxshi tozalangan Pd spektrida energiyalari 32, 45, 81 eV bo‘lgan palladiyning oje-cho‘qqilari aniqlandi. Ma’lumki, past intensivlikdagi S va O oje-cho‘qqilari spektrining yuqori energiyali qismida ham aniqlangan. Ularning umumiy konsentratsiyasi 1-1,5 at.% dan oshmaydi. Yuqori vakuumda implantatsiya qilingandan keyin Pd ning kichik energiyali oje-piklari yo‘qolishini va 37, 46, 55, 62 va 75 eV energiyaga ega

yangilari paydo bo‘ladi. Bunda 37 va 46 eV lar Pd va Ba ga tegishli ekani, qolganlari esa Ba ga tegishlidir.



1-rasm. E_0=1 keV energiyada va turli dozalarda (D,sm^{-2}) Ba^+ ionlari bilan implantatsiya qilingan Pd (a,b), Pd-Ba (v,g) yuzalarining REM tasviri: a-$6*10^{14}$; v-$5*10^{15}$; g-$6*10^{16}$.



2-rasm. Yuqori vakuumda (1) va kislorod atmosferasida (2) (P=10^{-4} Pa) Pd ni E_0=0,5 keV va D=$6*10^{16}sm^{-2}$ dozada Ba^+ ionlari bilan implantatsiya qilish

Taqqoslash shuni ko‘rsatdiki, Pd va Pd-Ba ning oje- spektri Ba^+ ionlari bilan yuqori dozada implantatsiya qilingandan so‘ng xam bir biridan farq qilmaydi. Bu shuni ko‘rsatdiki,

ikkala holatda ham deyarli bir xil miqdordagi Ba atomlari sirtga yaqin joyda to‘planadi va Pd hamda Ba komponentlari orasidagi bog‘lanish tabiati ham bir xil. Shuning uchun,bu ion birikgan namunalarning emissiya hususiyatlari bir biridan juda kam farq qiladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Дюбуа Б.Ч. Сытник А.Я. // Электронная техника. Сер. 1.Электроника СВЧ. – 1976. – Вып.6. –с.68-71.

2. Ташатов А.К., Умирзаков Б.Е., Нормурадов М.Т. // Радиотехника и электроника. - 1989, -Т.34, №4. –с.885-887.

ION IMPLANTATSIYASI PAYTIDA Si YUZASIDA SiO_2 NANOKRISTALLLARINI HOSIL QILISH XUSUSIYATLARI

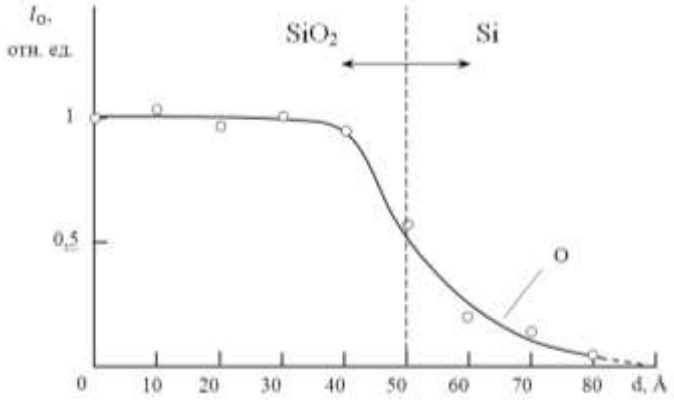
A.Q. Tashatov, Q.T. Dovranov, B.Z. Nuriddinov
Qarshi davlat universiteti

Hozirgi vaqtda kremniy oksidi plyonkalari va ularga asoslangan tizimlar elektronika sanoatida va energetikaning turli sohalarida, ayniqsa toza Si va uning birikmalari ishlab chiqarishda, neft va neft mahsulotlarini qayta ishlash uchun katalizatorlar ishlab chiqarishda, yorug‘lik filtrlarida, sensorlarda va organik qo‘yosh elementlarida keng qo‘llash muxim axamiyatga egadir. Bu jihatdan, ion implantatsiya va yuqori vakuumli termodiffuziya usullaridan foydalanib kremniyning qalinligi va stexiometrik tarkibi bir xil bo‘lgan nanoo‘lchamli oksidlarini olish va ularning elektron tuzilishini, emission va optik xossalarini o‘rganish hozirgi zamon elektronikasining muhim vazifalaridan hisoblanadi.

Nano- va optoelektron qurilmalarni yaratish uchun Si va SiO_2 asosidagi nanoo‘lchamli va ko‘p qatlamli tizimlar asos bo‘lib hisoblanadi. Xususan, nanoo‘lchamli SiO_2/Si geterostrukturalar yuqori chastotali tranzistorlar, integral sxemalar, mikrosxemalar va quyosh elementlarini yaratish uchun asos bo‘lib xizmat qiladi. Shu bilan birga ishlab chiqarish texnologiyasini takomillashtirish va yangi fizik xususiyatlarga ega bo‘lgan nanoo‘lchamli strukturalarning shakllanish qonuniyatlarini o‘rganishga alohida e’tibor berilmoqda [1,2].

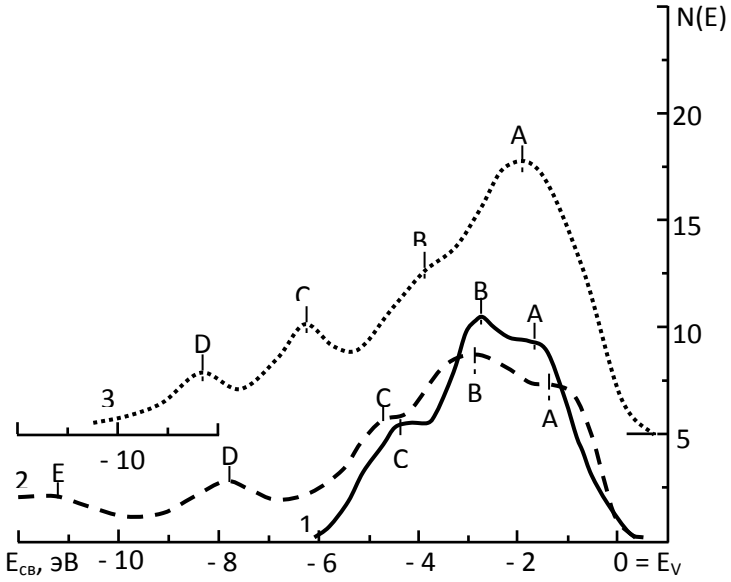
Ion implantatsiyasidan oldin Si yuzasi 10÷12 soat davomida T = 1200÷1300 K gacha qizdirilgan va impulsli T = 1500 K da qizdirilgan holda tozalangan. Kislorod atomlari metall tirqish orqali qurilmaga kiritilgan. Ion manbai ≈ 10^{-2} Pa kislorod bosimida ishlagan, asbobning o'lchash qismidagi bosim esa ≈ 10^{-6} Pa dan oshmagan. Nishondagi ion oqimining zichligi $(1\div10)\cdot10^{-6}$ A/sm^2 ga teng. Nishondagi ion nurining diametri 1,5÷2 mm ni tashkil etadi. Namuna sifatida diametri ∼10 mm va qalinligi 1 mm bo'lgan disklar shaklidagi Si (111) n - tipidagi namunalar ishlatilgan.

Qalinligi ≈ 50 Å bo'lgan uzluksiz SiO_2/Si (111) plyonkasi hajmiy chuqurligida kislorod atomlarining taqsimlanish profilini 1- rasmda ko'rsatilgan. Ko'rinib turibdiki, SiO_2 - Si o'rtasida qalinligi 40 - 50 Å bo'lgan o'tish qatlami hosil bo'ladi, bu erda kislorod atomining konsentratsiyasi chuqurlik bilan monoton ravishda kamayadi. O'tish qatlamining katta qalinligi, panjara parametrlaridagi keskin farq bilan izohlanadi Si (Si = 5,43 Å) va SiO_2 (SiO_2 = 7,13 Å).



1- rasm. SiO_2/Si (111) plyonkasi chuqurligida kislorod atomlarining taqsimlanish profillari.

Sof Si (111) va SiO_2/Si nanoplyonkalarining fotoelektron spektrlari 2-rasmda hv = 10,8 va 21,2 eV da olingani keltirilgan. Valentlik zonasining tepa qismi va Fermi sathining holati ishlatilgan namunalar bilan birga yuqori vakuumli qurilmaga joylashtirilgan sof Pd ning E_F sathiga nisbatan aniqlandi. Ko'rinib turibdiki, barcha egri chiziqlar aniq nozik tuzilishga ega. Sof Si uchun, asosiy cho'qqilarning mavjudligini elektronlarning sirt holatlaridan, shuningdek, Si valentlik elektronlarining 3p va 3s holatlaridan qo'zg'alishi bilan izohlash mumkin. Kremniy oksidi holatida maksimal xususiyatlari birikma element atomlari va Si namunasining valentlik elektronlarining elektron holatlarining gibridlanishiga bog'liq bo'lishi mumkin [3]. 1 va 2 spektrlarni solishtirish shuni ko'rsatadiki, Si holatida UVES hv = 10,8 eV da valentlik elektronlari holatlari zichligi taqsimotini hv = 21,2 eV ga qaraganda yaxshi aks etadi. Buning sababi shundaki, yarimo'tkazgichlar va metallar holatida kvantlar energiyasining 20÷25 eV gacha ko'tarilishi ikkilamchi elektronlarning paydo bo'lishiga olib keladi, shuning uchun fotoelektronlarning spektrlari sezilarli darajada o'zgaradi. 1-jadvalda Si va SiO_2 ning fotoelektronlar spektrida cho'qqilarni hosil bo’lish mexanizmlari, soha energiya parametrlari va kristall panjara doimiylari keltirilgan.



2-rasm. Qalinligi d ≈ 50 Å bo'lgan Si (1, 2 holatlari) va SiO_2 nanokristalllarining (egri 3) fotoelektron spektrlari: 1 - 10,8; 2 - 21.2.

1-jadval.

Si va SiO_2 plyonkalarining xususiyatlari va kristall panjara parametrlari

Tadqiqot ob’ekti	Cho’qqi				Zona parametrlari, eV				a, Å
	A	B	C	D	E_V	E_F	E_g	χ	
Si	3p +	3p	3s+3p	3p	5,1	4,7	1,1	4	5,43
SiO_2	2p(O)+ 3p(Si)	2p(O)+ 3p(Si)	2p(O)+ 3p(Si)	2p(O)+ 3s(Si)	9,1	4,5	8,9	0,1-0,2	polikristall

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, SiO_2 nanoplyonkalarining taqiqlangan zonasining kengligi ~9 eV ni tashkil qiladi, bu esa SiO_2 polikristallari uchun xosdir.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Ergashov Y.S., Tashmukhamedova D.A., Rabbimov E. // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. -Russia, 2015, -Vol. 9,№2,-P.350–354. © Pleiades Publishing, Ltd.

2. Болтаев Х.Х., Ташмухамедова Д.А., Умирзаков Б.Е. //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.2014. №4. с.24–29.
3. Ergashov E. S., Isakhanov Z. A., and Umirzakov B. E. //Technical Physics, 2016, Vol. 61, No. 6, -P.953–955.

Nb^+ IONLARI BILAN IMPLANTATSIYA QILINGAN Mo (111) NING SIRTIY TARKIBI VA ELEKTRON TUZILISHI

A.Q. Tashatov, S.N. Eshboboyev, N.R Xolmuminov
Qarshi davlat universiteti

Hozirgi vaqtda dunyoda molibden plyonkalari va ularga asoslangan tizimlar elektronika sanoatida va energetikaning turli sohalarida, ayniqsa toza Mo va uning qotishmalarini ishlab chiqarishda, neft va neft mahsulotlarini qayta ishlash uchun katalizatorlar ishlab chiqarishda, yorug‘lik filtrlarida, sensorlarda va organik qo‘yosh elementlarida keng qo‘llash yetakchi o‘rinlardan birini egallamoqda. Bu jihatdan, ion implantatsiya usulidan foydalanib molibdenning elektron tuzilishini, emission va optik xossalarini o‘rganish hozirgi zamon elektronikasining dolzarb vazifalaridan hisoblanadi.

Respublikamizda yangi elektron qurilmalar, jumladan quyosh elementlarini yaratishda, nanoo‘lchamli ko‘pkomponentli qatlamlar tizimlarini olish va ularning elektron, optik va emissiya hossalarini o‘rganish bilan bog‘liq keng qamrovli fundamental va amaliy tadqiqotlar olishib, muayyan natijalarga erishilmoqda. Belgilangan fizik xususiyatlarga ega bo‘lgan nanoo‘lchamli ko‘p qatlamli strukturalarni yaratish ilmiy va amaliy axamiyatga ega. Biroq hozirgi vaqtgacha molibden asosida nanoo‘lchamli fazalari va qatlamlari olinmagan va ularning fizik kimyoviy xususiyatlari o‘rganilmagan. Shuning uchun ushbu magistrlik dissertatsiya ishida ko‘rsatilgan dolzarb muammolarni o‘rganishga bag‘ishlangan.

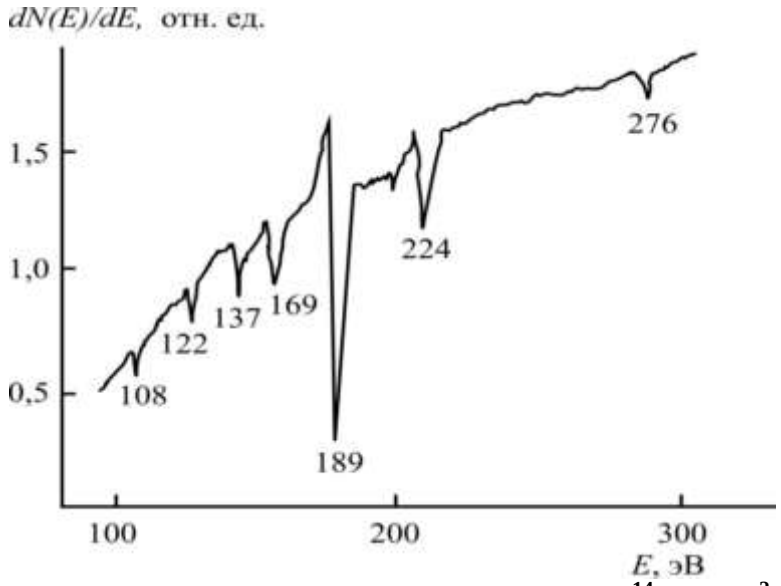
Yarimo'tkazgich va dielektrik plyonkalarning yuzasida va yuzasiga yaqin joyda yaratilgan nano o'lchamdagi tuzilmalar mikro, opto- va nanoelektronikaning yangi asboblarini yaratish istiqbollariga erishgan. Turli elementlarning nano o'lchamdagi fazalariga ega bo'lgan issiqlikka chidamli metallar ko'plab elektron texnika asboblarida, xususan vakuum texnologiyasi va o'ta yuqori chastotali asboblarda keng qo'llaniladi [1-3].

Issiqlikka chidamli metallar yuzasida yaratilgan yarimo'tkazgichlarning nano o'lchamdagi plyonkalari katta qiziqish uyg'otmoqda. Ushbu plyonkalar turli xil optik va elektron qurilmalarda, quyosh panellarida va yorug'likka sezgir qurilmalarda ishlatiladigan ko'p qatlamli geterostrukturalarni ishlab chiqarishda keng qo'llaniladi.

Ushbu ishda Ba^+ ionlarini implantatsiya qilish orqali Mo monokristalining sirt sohasida yaratilgan nano o'lchamdagi tuzilmalarning tarkibi va elektron xossalari o'rganilgan.

Ion implantatsiyasidan oldin Mo namunalari T= 2200 K da 50-60 soat davomida qizdirilgan va 2400 K da esa qisqa muddatli impulsli qizdirilgan. Shu bilan birga, uglerodning sirtiy konsentratsiyasi 1 -2 at.% dan oshmadi. Ba'zi hollarda sirtdan ugleroddan to'liq qutilish uchun kislorod atmosferada qizdirish bilan amalga oshirildi ($P_{O2} = 10^{-4}$ Pa). D = $3 \cdot 10^{14}$ sm^{-2} da E_0 = 3 keV li niobiy ionlarining implantatsiyasidan so'ng olingan Mo ning Oje spektrlarida asosan uglerod atomlarining intensiv cho'qqisi va Mo taglikning zaif cho'qqilari kuzatildi. Namunani T=1000 K da qizdirgandan so'ng, Oje spektrida 10,8 va 16,9 eV energiyali asosiy Mo cho'qqilari va Nb cho'qqilari aniqlandi (rasm-1). T = 1200 K da uglerod cho'qqisi yo'qoladi va Nb cho'qqilarining intensivligi oshadi. Implantatsiya qilingan niobiy atomlarining maksimal sirtiy kontsentratsiyasiga namunani 1350-1400 K gacha qizdirgandan so'ng erishildi. Kristalning keyingi qizdirilishi (1400 K dan katta) niobiyning sirtiy konsentratsiyasining pasayishiga olib keladi. Mo(111) da Nb atomlarining chuqurlik bo'yicha taqsimlanishini aniqlash uchun kristall yuzasini argon ionlari bilan qatlamma-qatlam yemirish amalga oshirildi. Amaldagi oqim zichligi va ionlarning energiyasi bilan E_r = 1 keV ~6-7 daqiqada bitta Mo va Nb qatlamlari olib tashlandi. Kristall yuzasidan ~10 atom qatlami olib tashlangandan so'ng, Nb atomlarining kontsentratsiyasi ~1 at.%. ga kamaydi. Miqdoriy

tahlillashlar elementlar sezgirlik omillari usuli bilan amalga oshirildi. Xuddi shu sirtni qayta ishlash rejimlarida fotoelektronlarining kvant chiqish spektral bog'liqliklar tahlil qilingan, Mo (111) sirtini niobiy ionlari bilan implantatsiyadan oldin va keyin tekshirilgan kristallarning fotoelektronlari (FKCh) va fotoemissiya chiqish ishining qiymatlari hisoblab chiqilgan. Agar Mo(111) uchun implantatsiyadan oldin $e\varphi_{(111)} = 4{,}52 \pm 0{,}02$eV bo'lsa, implantatsiyadan keyin bu qiymat $e\varphi_{(111)} = 4{,}42 \div 4{,}43$ eV ga teng bo’ladi, ya'ni. chiqish ishining ~0,1 eV ga pasayishi kuzatiladi.

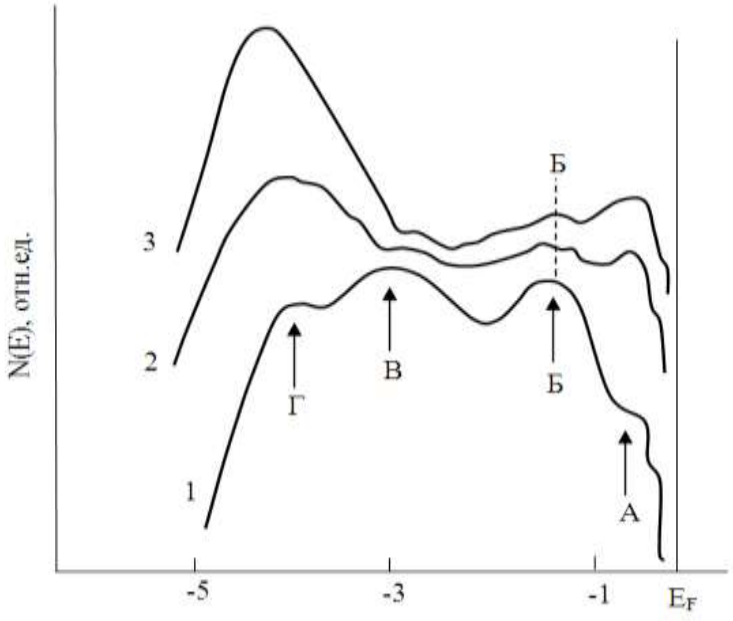


1-rasm. Nb^+ ionlari bilan legirlangan Mo (111) ning D = $3 \cdot 10^{14}$ ion·sm^{-2} dozasida E_0= 3 keV olingan Oje spektri.

Fotoelektronlarning energiya taqsimlanish egri chiziqlari $(2–4) \cdot 10^{14}$ion·sm^{-2} dozali va E_0= 3 keV energiyasi bilan niobiy atomlari implantatsiyasidan oldin va keyin Mo(111) yuzasidan olingan. Shu bilan birga, element sezgirligi usuli bilan hisoblangan niobiyning sirt konsentratsiyasi 2–3 at.%. ni tashkil etdi. Implantatsiya qilingan Mo(111) kristalli uchun fotoelektron spektrlarni 2-rasmda $h\nu$ = 8,4 ev da keltirilgan. Ko'rinib turibdiki, 8,4 eV fotonlari energiyasida Mo(111) yuzasidan olingan fotoelektronlarning spektrlarida 0,8; 1,4; 3,1; 4,2 eV (egri chiziq 1) energiya qiymatlarida to'rtta maksimum mavjud. Ko'rsatilganidek $h\nu$ = 10 eV da Fermi sathidan pastga yana ikkita – 3,8 и 4,5 eV maksimumgacha bo’lgan pik sathidan paydo bo'ladi. Fermi sathidan past bo'lgan -0,5 eV va -1,4 eV energiyali A va B cho'qqilarining holati foton energiyasiga bog'liq emas. B cho'qqisi energiya qiymati bo'yicha 0,2 ev ga siljiydi. Qizdirishdan keyin T =1200 K (egri 2) va T = 1400 K (egri 3) 0,5 eV; 1,4 eV; 2,5 eV; 2,9 eV va 4,5 eV Fermi sathidan past bo'lgan sohalarda bir qator xususiyatlar kuzatiladi. Sof molibdendan farqli o'laroq, N(E) egri chizig'i energiya sohasida qiymati 4 – 4,5 eV ga ega edi va T =1400 K da qizdirilgandan so'ng, bu maksimal intensivlikning pasayishi kuzatildi. Xuddi shu rasmda sof monokristall Mo(111) uchun fotoelektron spektri ko'rsatilgan (egri chiziq 1). Ushbu uchta egri chiziqni taqqoslab, quyidagilarni aytishimiz mumkin, 1,4 ev da B cho'qqisi niobiyning elektron holatlarining zichligi bilan bog'liq ko'rinadi, chunki $h\nu$ = 10 eV da fotoelektron spektrlarida bu qiymat holati o'zgarmagan. Biz A va B cho'qqilarini sof Monokristal Mo(111) uchun to'g'ridan-to'g'ri optik o'tishlar bilan bog'laymiz. Shunday qilib, sof Mo(111) uchun fotoelektron spektrilarda molibdenning zona tuzilishi tufayli energetik qiymatlar aniqlanadi, niobiy ionlari bilan legirlangandan keyin olingan spektrda esa Fermi sathidan 0,5 eV pastda qo'shimcha pik paydo bo'ladi.

Shunday qilib, past energiyali temperaturaga chidamli metall ionlarini implantatsiya qilishda birikma atomlari asosan metallning sirtga yaqin sohasida o'n atom qatlamigacha chuqurlikdagi namunada taqsimlanadi. Agar namuna implantatsiyasidan oldin Mo(111) fotoemissiyaning kvant chiqishining tushayotgan fotonlarning energiyasiga qarab mahalliy darajada o'sishi, Implantatsiyadan keyin zaif bog'liqlik mavjud Y =f(hν). Bu, ehtimollik, sirtda atom qatlami tuzilishining tartibsizligi va niobiy atomlari implantatsiyasidan keyin sirt aks ettirish effektining o'zgarishi bilan bog'liq. Ikkinchidan, kiritilgan ionlar namuna bilan qattiq birikma hosil qiladi, bu esa panjara tuzilishining o'zgarishiga olib keladi. Sirt qatlamidan emissiyada ishtirok etadigan fotoelektronlar nuqsonlarning paydo bo'lishi va ion kiritish paytida radiatsion ta’siri tufayli energiyasining bir qismini yo'qotadi. Shuni ham ta'kidlash kerakki, bu jarayonlarga kristalning qizishi va o'rnatishda qoldiq gazlarning mavjudligi ta'sir qiladi.

Qizdirishda keyingi hν=8,4 eV da T = 1400 K da olingan birikma sirt qatlamining elektron holatlarining xususiyatlari aniq namoyon bo'ladi. Sof metallarda past energiyali qiymatining kelib chiqishi, asosan, fotoelektronlarning energiya yo'qotilishi, elektron-elektron tarqalishning noelastikligi bilan bog'liq. Ionli legirlash bilan qattiq jismda to'qnashuvlar kaskadi rivojlanadi. Bunday holda, metall matritsada bo'sh joylar va tugunlararo atomlar kabi ko'plab nuqsonlar hosil bo'ladi. Shunday qilib, past energiyali maksimal amplitudaning sezilarli darajada oshishi strukturaviy va nuqta nuqsonlarida fotoelektronlarning energiya yo'qotilishi bilan bog'liq. Amplitudaning pasayishi kristallni qizdirishdan keyin strukturaning ba'zi holatlari bilan bog'liq. Molibden (100) va (110) yuzasidan yo'naltirilgan fotoemissiya o'rganildi. Mo (111) ning toza yuzasi uchun bizning ma'lumotlarimiz natijalarga yaxshi mos keladi. Fermi sathidan 0,5 va 1,4 eV past bo'lgan A va B cho'qqilarining holati foton energiyasiga bog'liq emas. Bilvosita o'tish modelidagi N(E) egri chiziqlar uchun o'xshash xususiyatlar valentlik zonasining elektron holatlarining maksimal zichligiga mos keladi. Shuni ta'kidlash kerakki, Fermi sathi (0,5 eV) yaqinida joylashgan cho'qi sirtiy adsorbsiyalangan gazlar bilan ifloslanishiga juda sezgir.



2-rasm. Sof fotoelektron spektrlari (egri chiziq 1) va ion bilan implantatsiya qilingan Nb^+ E= 3 keV li D=3•10^{14} ion·sm^{-2} da Monokristal Mo (111): 2– T= 1200 K, 3– T=1400 K da qizdirilgandan keyin.

Ko'rinishidan, bu cho'qqi sirt rezonans holati bilan bog'liq. Ion qo'shilgan molibden yuzasidan 10 va 8,4 eV foton energiyasida olingan N(E) egri chiziqlarini tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, Fermi sathidan past bo'lgan 1,25-1,3 eV energiyadagi qo'shimcha maksimallar implantatsiya qilingan niobiy atomlari bilan bog'liq. Implantatsiya qilingan niobiy atomlari Niobiyning 4d-elektronlari bilan bog'langan energiya taqiqlangan zona hosil qiladi. Ko'rinib turibdiki, ushbu elektronlar molibden taqiqlangan zonasining sirt simmetriyasi yo'nalishi bo'yicha tarmoqli bo'shliqda joylashgan. Olingan natijalarni tahlil qilar ekanmiz, shuni ta'kidlaymizki, bir qator mualliflar tomonidan sirt holatlaridan elektronlarning chiqishini modeli hisob-kitoblari shuni ko'rsatdiki, sirt holatlari qatlami 2,5 atom qatlamidan iborat. 0,5 keV da fotoelektronlarning spektridagi cho'qqilar ham sirt holatlari bilan bog'liq bo'lishi mumkin. Niobiyning ГН yo'nalishidagi zonaviy tuzilishida Fermi sathidan 1,3–1,4 eV past energiyada yuqori zichlikdagi holatlar mavjud emas. Shuning uchun spektrda 8,4 eV va 10 eV da yaxshi o'sadigan B cho'qqisi, ehtimol, sirt holatlarining emissiya natijasidir.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Бурибаев И., Нурматов Н.А., Эргашов Ё.С., Талипов Н., Холов А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. -Россия, 2012, №9, -С.55-58.
2. Томошев Н.Д., Гусева Н.И., Федосеева Г.А. Техническая физика 265, 1129 (1981).
3. Buribaev I., Nurmatov N.A. //Journal of Elect. Spect. and Relat Phenom. – 1994, -V-68, -P.547-551.

GADOLINIY KIRISHMA ATOMLARI BILAN LEGIRLANGAN KREMNIYNING ELEKTR XUSUSIYATI

G‘.X. Mavlonov, Y.A. Abdug‘aniyev, B. K. Ismaylov, SH.N. Ibodullayev, B.O. Isakov, G‘.A. Kushiev

Islom Karimov nomidagi Toshkent davlat texnika universiteti

e-mail: yoldoshaliabduganiyev2@gmail.com

Lantanoid element birikmalar bo‘yicha so‘ngi paytlarda ko‘plab olimlar va mutaxasislar tomonidan olib borilgan tadqiqotlar tufayli zamonaviy datchiklar va magnitelektron qurilmalarni yaratishga imkon beradigan yangi materiallar olingan [1-4]. Ushbu sohaga bo‘lgan katta qiziqishning sababi nafaqat ushbu materiallarning texnologiyada keng qo‘lanilishi, balki ularning asosiy fizik xususiyatlarini tushinishga hissa qo‘shish imkoniyatidir. Ferromagnitizim atom magnit momentlarining qattiq jisimning hajmida o‘zaro parellel tartiblanishi bilan belgilaniladi [5]. Metallarda elektronlar konsentratsiyasi ko‘p bo‘lganligi uchun ularning spinlarini boshqarish nisbatan oson. Yarimo‘tkazgichlar esa, xususan kremniy diamagnetik material. Kremniyga yuqori spin tartiblanish imkoniyatiga ega lantanoidlar kabi kirishma atomlarini kiritish orqali uning magnit xossasini o‘zgartirish mumkinligi ko‘rsatilgan[6]. Natijada yarimo‘tkazgichli materiallardan spintronikada foydalanishga qiziqish ortti, masalan spin tranzistorlarini ishlab chiqarish. *4f* guruxi elementlaridan kremniy magnit xossalarini o‘zgartirishda foydalanishga qiziqish ortib bormoqda.Gd atomlari elektron qobiqlaridagi $4f^7$ elektronlar spini S=$\frac{7}{2}$ga teng deb xisoblanadi. Shuning uchun kremniyga kiritilgan Gd atomlarining uning magnitxossalariga ta’sirini o‘rganish ham ilmiy xam amaliy ahamiyatga ega.

Kirishma atomlari sifatida tanlab olingan 99,999% (Hebei Suoyi New Material Technology Co., Lt zavodidan olingan) kimyoviy toza bo‘lgan yevropiy (Gd) metall elementining kirishma atomlari boshlang‘ich n-turdagi kremniyga gaz holatdan diffuziya qilindi. Bunda boshlang‘ich kremniyning solishtirma qarshiligi ρ=6; 40; 60 va 80 Om·sm tanlab olindi va geometrik o‘lchamlari 8×4×1mm^3 da qilib tayyorlandi. MG17-60/300 rusmli turbkali elektrpechda T=1200˚÷1350˚C harorat va t=6÷15 soat oralig‘ida kirishma atomlar kremniyga gaz holatidan diffuziya qilindi. Diffuziyadan so‘ng kremniy namunalari sekin sovitish yo‘li bilan sovutib olindi. Gadoliniy kirishma atomlarining diffuziya koeffitsienti kichikligini hisobiga kirishma atomlarni kremniyga kirish chuqurligi kichik qiymatlarida bo‘ldi.

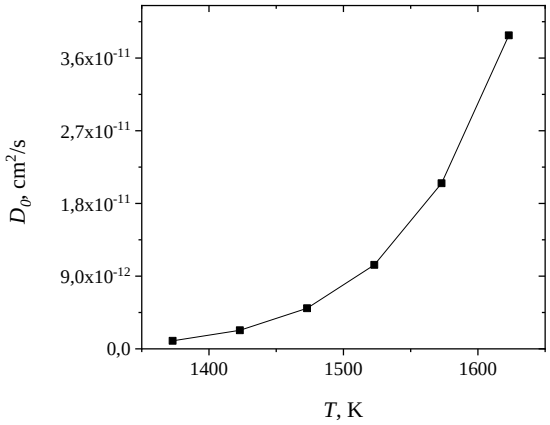
$$D = D_0 e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad (1)$$

Ushbu bog‘liqliklardan foydalanib asosiy diffuziya parametrlari aniqlandi(2).

$$D_{Gd} = 3\cdot 10^{-2} e^{-\frac{2,9}{kT}} \quad (2)$$

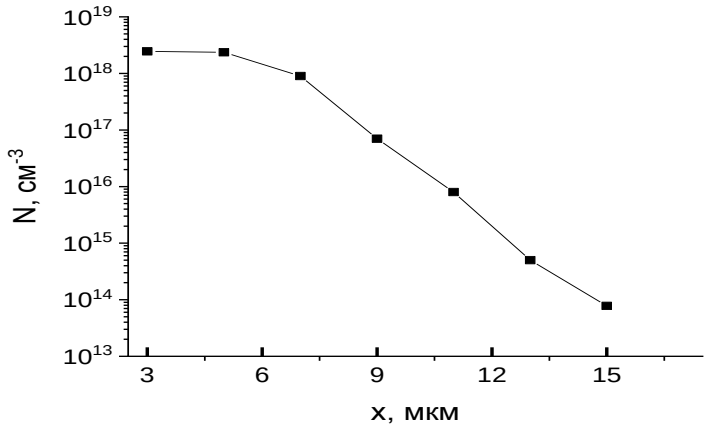
Bu yerda E_{Gd}=*2,9* eV kremniyda gadoliniyni energiya aktivatsiyasi.

Kirishma atomlarni kremniy monokristallining kristal panjarasidagi asosiy kremniy atomlarini o‘rniga panjara tuginida joylashishi aniqlandi [6]. Diffuziyadan so‘ng olingan kremniy namunalarining elektrofizik parametrlari ECOPIA HALL HMS-3000 rusmli qurilma yordamida o‘rgandi.Gadoliniy kirishma atomlarining kremniydagi maksimal eruvchanlik konsentratsiyasi $N=10^{18}\div10^{19}$ sm^{-3} oralig‘ida bo‘ladi [7]. Tajriba natijasida gadoliniy kirishma atomlarining kremniydagi konsentratsiyasining taqsimoti olindi (1-rasm)



Rasm-1. Kremniyda gadoliniyni temperaturaning diffuziya koefsentiga bog‘liqligi.

$$C(x,t) = C_0 erfc(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}) \quad (1)$$



Rasm.2. Kremniyga gadoliniy krishma atomini konsentrasiya taqsimoti.

Diffuziadan keyingi zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi Si<Gd> μ=*191-309* sm^2/V×s Kremniy monokristalliga gadoliniy kirishma atomlarini diffuziyasidan keyingi elektrofizik parametrlari haqidagi ma’lumotlar 1-jadvalda berildi.

Namunalar	O‘tkazuv-chanlik turi	Boshlang‘ich materilaning solishtirma qarshiligi, ρ, Om·sm	Zaryad tashuvchilar-ning harakatchanlig, μ, $sm^2/B \cdot c$	Tok tashuvchilarning konsentratsiya miqdori, N, cm^{-3}
KEF-80	n	73	1077	$7{,}9 \cdot 10^{13}$
KEF-40	n	38,6	978	$1{,}65 \cdot 10^{14}$
KEF-6	n	6,93	571	$1{,}1 \cdot 10^{15}$
Si<Gd> KEF-80	p	0,7	74	$1{,}1 \cdot 10^{17}$
Si<Gd> KEF-40	p	1,3	133	$3{,}5 \cdot 10^{16}$
Si<Gd> KEF-6	p	0,38	208	$7{,}21 \cdot 10^{16}$

Foydanilgan adabiyotlar

1. M.A. Ruderman, C. Kittel. Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons// Phys. Rev. 96 (1954) pp. 99–102.
2. Dmitry V. Averyanova, Andrey M. Tokmacheva, Oleg E. Parfenov, Igor A. Karateev,Ivan S. Sokolova, Alexander N. Taldenkova, Mikhail S. Platunovb, Fabrice Wilhelmb, Andrei Rogalevb, Vyacheslav G.Storchaka. Probing proximity effects in the ferromagnetic semiconductor EuO//Applied Surface Science/488, 1 N.I.
3. Solin, L.N. Romashev, S.V. Naumov, A.A. Saranin, A.V. Zotov, D.A. Olyanich, V.G. Kotlyar, O.A. Utas. Magnetic resistive properties of nanostructured magnetic metals, manganites and magnetic semiconductors // JTF. 2016. T. 86. Vyp. 2. S. 78–845, -2019 pp.107-114.
4. Arne Brataas, Bart van Wees, Olivier Klein , Grégoire de Loubens, Michel Viret//Spin insulatronics. 885(2020) 1-27.
5. F. Formisanoa, R. Medapallib, Y. Xiaob, H. Renb, E.E. Fullertonb, A.V. Kimela. Femtosecond magneto-optics of EuO//Journal of Magnetism and Magnetic Materials 502 (2020)166429.
6. B.I. Boltaks, M.K. Bakhadyrkhanov, S.M. Gorodetsky, G.S. Kulikov. Compensated silicon. //L.: Nauka, 1972. p 122.
7. D.E. Nazyrov, A.R. Regel, G.S. Kulikov. Silicon alloy rare earth elements. //Preprint. FTI im. A.F. Ioffe AN USSR. No. 1122. 1987. 56 S
8.Vladimir V. Korolkov, Alex Summerfield, Alanna Murphy, David B. Amabilino, Kenji Watanabe,Takashi Taniguchi& Peter H. Beton.//Ultra-high resolution imaging.

СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО АТОМАМИ ЖЕЛЕЗА

Х.С Далиев, [1]С.А. Музафарова, [1]З.М. Хусанов, [2]М.К. Хусанова
[1]НИИ физики полупроводников и микроэлектроники УзМУ,
Ташкентский химико-технологический институт,
[2]Школа-315, Алмазарский район, город Ташкент

Исследованы состояния атомов железа в кремнии и установлено, что при диффузии n-Si с железом сплавление с резким увеличением удельного сопротивления приводит к смене типа проводимости на p-тип. Это свидетельствует о том, что при внедрении железа в кремний вводятся как акцепторные, так и донорные центры.

На сегодняшний день известно, что легирование кремния Si редкими элементами оказывает существенное влияние на рабочие характеристики полупроводниковых приборов и интегральных схем [1-2]. Кроме того, в литературе имеются противоречивые сведения об активности атомов редких элементов (РЭ) и их взаимодействии с другими дефектами.

Во многих исследованиях информация об электрической активности атомов НЭ неполна. Известно, что РЭ, введенный в кремний в процессе роста, обладает высокой химической активностью и находится в кремнии в электрически неактивном состоянии [3-4].

Поэтому целью настоящей работы является комплексное исследование состояния атомов Fe-железа в кремнии и их взаимодействия с растущими включениями.

В качестве исходного Si-кремния был выбран КЭФ-50.

Исходный образец – [КЭФ-50] ***(Исходный Si)*** ***Таблица 1***

Si	**Концентрация действующих перевозчиков, n ($см^{-3}$)**	**Мобильность текущих перевозчиков, μ ($см^2$/Вс)**	**Удельное сопротивление образцов, ρ (Ом*см)**	**Тип проводимости (тип)**
	1,402E+14	9,855E+2	5,016E+1	n

Результаты измерений удельного сопротивления ρ после диффузии Fe в Si при 1200 ^{0}C в течение 10 часов приведены в табл. 2.

Для атома железа Si<Fe> T=1200^{0}C, t=10 часов. Таблица 2

№	Толщина удаляемого слоя, X (мк)	Концентрация действующих перевозчиков, n (см$^{-3}$)	Мобильность текущих перевозчиков, μ (см^2/Вс)	Удельное сопротивление образцов, ρ (Ом*см)	Тип проводимости (тип)
1	5	1,290E+16	1,191E+2	4,062E+0	p
2	10	1,226E+16	1,070E+2	4,758E+0	p
3	20	8,142E+15	1,473E+2	5,204E+0	p
4	30	6,523E+15	1,376E+2	6,953E+0	p
5	40	6,308E+15	7,625E+1	1,298E+1	n
6	50	5,315E+15	9,345E+1	1,257E+1	n
7	60	3,260E+15	1,549E+2	1,236E+1	n
8	70	2,957E+15	1,789E+2	1,180E+1	n
9	80	2,802E+15	1,660E+2	1,342E+1	n
10	90	4,303E+15	1,117E+2	1,299E+1	n
11	100	3,200E+15	1,673E+2	1,166E+1	n

Первая поверхностная область характеризуется резким увеличением удельного сопротивления ρ на 4-5 порядков, а вторая характеризуется практически плоским распределением удельного сопротивления ρ в объеме кремния [7-8]. Следует отметить, что значение удельного сопротивления ρ в контрольных образцах (без входов РЭ) существенно не меняется с глубиной. На основании полученных результатов для данного монокристаллического кремния был определен уровень Ферми (рис. 1).

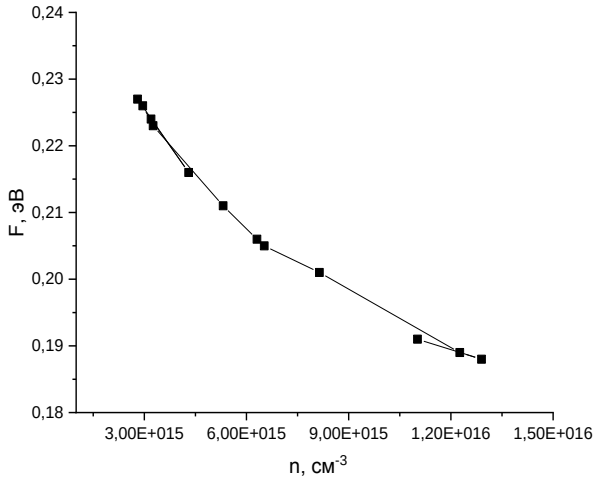


Рис. 1. Очевидное изменение уровня Ферми в кремнии n-типа после легирования железом.

Полученные результаты показывают, что уровень Ферми увеличивается с увеличением концентрации (рис. 1). Из полученных результатов можно сделать вывод, что легирование n-Si путем диффузии с железом приводит к резкому увеличению значения удельного сопротивления, что свидетельствует об образовании как донорного, так и акцепторного уровней при внедрении атома железа в кремний.

Литература

1. X.S. Daliev «The Energy Spectrum of Defects in Silicon, Doped with Vanadium» World Journal of Research and Review (WJRR) ISSN:2455-3956, Volume-5, Issue-2, // 2017. Pages 54-56

2. Bakhadirkhanov M.K., Isamov S.B., Zikrillayev N.F., Tachilin S.A. «Quantometers of solar IR radiation based on silicon with multicharged nanoclusters of magnesium atoms». // Applied Solar Energy (English translation of Cellotekhnika). 2012. 48 (1). С. 55-57.

3. С. Зайнабидинов. Физические основы образования глубоких уровней в кремнии. // Т. Фан. 1984 г. С. 121.

4. Э.М. Омельяновский, В.И. Фистуль. Примеси переходных металлов в полупроводниках. // М., Металлургия, 1983. С.192.

5. Далиев Х. С., Лебедев А. А. Свойства легированных полупроводниковых материалов. // 1990. М.: Наука

6. З.М. Хусанов, А.А.Акбаров. “Металларда ва бошқа элементар кристаллардаги хусусий атомлар диффузияси”. Таълим жараёнида аниқ ва табиий фанлар инавацион татқиқотларининг долзарб масалалари Республика илмий – амалий анжумани. // Қўқон ДПИ – 2020 й. 29 – май. 101-105 б

7. Kh.S. Daliev, Z.M. Khusanov, F.A. Saparov “Study of temperature effects in structures Silicon with Vanadium” Яримўтказгичлар физикаси микро ва наноэлектрониканинг фундаментал ва амалий муаммолари” мавзусидаги 1-халқаро анжуман // Тошкент 2021. с 16-17

8. Далиев Х.С., Тукфатуллин О.Ф., З.М. Хусанов., Йулдошев З.Н. “Спектры ИК-поглощения в кремнии, легированном ванадием и железом” Ўзбекистон Миллий Университети ҳузуридаги яримўтказгичлар физикаси ва микроэлектроника илмий-тадкикот институти Ўзбекистон физик-талабалари ва ёш олимлар ассоцияцияси “Ёш олимлар ва физик талабаларнинг I-Республика илмий анжумани (ЁОЛФТРИА-I)” // Тошкент 2021 й. 23-24 б.

RADIOELEKTRON (RE) QURILMALARINI DIAGNOSTIKA QILISHDA YUZAGA KELADIGAN QIYINCHILIKLAR VA ULARNI YECHISH YO’LLARI

M. Aripova, B. Ibragimova, N. Yunusov Nurod
Toshkent davlat texnika universiteti

Texnik ob’ektlar va sistemalar chegaralangan puxtalikka ega hisoblanadi va tashqi va ichki xarakterdagi ta’sirlar asosida buzilishi va ishlash qobiliyatini yo‘qotishi mumkin. RE vosita ham murakkab texnik vosita hisoblanadi. RE vositalarni ishlab chiqarish sanoati RE vositasini buzilmasdan ishlashini ta’minlash uchun juda ko‘p izlanishlar olib bormoqda va bu yo‘nalishda sezilarli yutuqlarga erishildi. Shu sababli RE vositalarini seriyali ishlab chiqarishda nosozliklar juda kam holatlarda yuzaga keladi. RE vositalaridagi ba’zi buzilishlar turli talofatlar yuz berganda, tabiat xodisalari ta’sirida yoki texnika bilan noto‘g‘ri muloqat qilinganda yuzaga kelishi mumkin.

Har qanday texnik ob’ektni buzilishi tasodifiy hodisa hisoblanadi, uni yuzaga kelish joyi, vaqti, buzilishlar tipini oldindan aytib berishning umuman imkoniyati yo‘q hisoblanadi. RE vositalaridan foydalanish amaliyoti shuni ko‘rsatadiki, vositalardagi buzilishlar va zararlanish RE vositasining barcha elementlarini ishdan chiqarmaydi. Qurilma tarkibidagi sezilarli qism elementlari ishdan chiqmagan va ishlashga tayyor hisoblanadi. RE vositalardan foydalanuvchilarining ko‘pchiligi, qurilmadagi buzilishni bartaraf etish, uni to‘liq almashtirishga qaraganda arzonroq tushishini biladi. Shuning uchun vositani buzilgan joyini tuzatishga harakat qilinadi. Bunda RE vositasini buzilgan joyini izlash va aniqlash masalasi yuzaga keladi. Agar buzilish joyi yuqari aniqlik bilan topilsa uni bartaraf etishga sarflanadigan vaqt va ketadigan ish xajmi kamayishiga erishiladi, tiklash uchun ketadigan sarf-xarajatlar qisqaradi va zaxira qismlarni sarflash kamayadi.

RE qurilmasidagi nosozlikni aniqlash masalasi asosan xizmat ko‘rsatish xodimlari operatorlari yoki sozlovchilari tomonidan yechiladi. Nosozliklarni izlash va aniqlash malakasi asosan malakali mutaxassislar ishlarini kuzatish va takrorlash orqali yoki izlash eksperimentlarini mustaqil amalga oshirish yo‘li bilan egallanadi. Xozirda RE vositalarida to‘satdan yuz beradigan nosozliklarni izlash va uni bartaraf etishning asoslangan va ob’ektiv texnologiyasi mavjud emas. Bu esa nosozliklarni izlash malakasini egallash uchun birmuncha qiyinchiliklarni keltirib chiqaradi. Katta RE sistemalarda nosozliklarni izlash va ularni bartaraf etishga ketadigan sarf xarajatlar sezilarli katta bo‘ladi.

Texnik qurilmalarda nosozliklarni bartaraf etish - bir-biriga o'xshash ob'ektlar to'plamidan berilgan xususiyatlarga ega ob'ektni tanib olishning bir turidir. Bunday masalalar noaniqliklar sharoitida yechimlar qabul qilish kerak bo‘lgan bilim sohalarida, ya’ni tibbiyotda, biologiya, texnika sohalarida, insonning tashkiliy-texnik va tashkilotchilik faoliyati sohasida xarakterli bo‘lib, diagnostik muammolar qatoriga kiradi. Ilmiy adabiyotlarda xolatlarni idrok etish masalasiga bir qator ilmiy qarashlar mavjud bo‘lib, lekin amaliy uslublar va yechilgan misollar juda kam uchraydi.

Nosozliklarni bartaraf etish bu montaj qilish, o‘lchash va sozlash operatsiyalar to‘plamlari hisoblanib, ko‘pchilik holatlarda apparatdagi buzilgan joyni almashtirish va uni qaytadan sozlash amallari bajariladi. Juda ko‘p ta’mirlash bo‘yicha mutaxassislar asosan buzilishlarni oddiy detallar darajasida bartaraf etishni taklif etadilar. Lekin, radioelektron qurilmani professional ishlatilganda shunday holatlar yuzaga keladiki, RE qurilmani qaytadan tiklash vaqti juda qisqa bo‘lishligi talab etiladi. Bunday holatlarda buzilish sodir bo‘lganda, ta’mirlash uchun vaqt sarf qilmay, qurilmadagi katta blokni yoki butun qurilmani almashtiriladi. Bu yerda qurilmani tiklash uchun minimum vaqtni izlash muammosi kelib

chiqadi. Holatlarni idrok etish yoki diagnostika qilish RE qurilmani ta’mirlashga yaroqliligi muammosini yechishda asosiy o‘rinni egallaydi.

Radioelektron qurilmani tashkil etuvchi radioelektron va elektromexanik qismlar, juda turli-tuman elementlardan tashkil topadi va bu elementlarning har biri qurilmani ishlashi uchun juda muhim hisoblanadi. Hohlagan elementning ishdan chiqishi, RE qurilmani butunlay buzilishiga yoki ishlashi sifatining yomonlashishiga olib keladi. Qurilmaning ishlamay qolishining sababini aniqlashning bir zumda topish, qaysi detal ishdan chiqqanligini, qanday buzilish yuz berganini aniqlash juda muhim hisoblanadi.

Buzilish yuz berishi bilan RE qurilma nosoz holatga o‘tadi. Har bir elementning ishdan chiqishi, qurilmani alohida holatga o‘tishiga sabab bo‘ladi. Shuning uchun qurilmaning turli nosoz holatlari, qurilmadagi barcha elementlarining buzilish holatlari soniga teng bo‘ladi.

Inson texnika bilan ishlaganda doimo uning holatidan xabardor bo‘lib turishi zarur hisoblandi. Bu masala birinchi texnika vositasi yaratilgandan beri dolzarb bo‘lib hisoblanadi. Lekin texnik maxsulotning murakkablik darajasi oshib borishi bilan, uning holatini baholab borishga qiziqish ham oshib bormoqda.

Keyingi yillarda texnik qurilmaning holatini baholash sistemalashtirildi va uni aniqlash bo‘yicha tadqiqotlar o‘tkazilib kelinmoqda. To‘plangan barcha ma’lumotlardan murakkab ob’ektlar holatlarini idrok etish va ularning holatlarini diagnostika qilish uchun foydalaniladi.

Texnik diagnostika qilishda asosan uchta o‘zaro bog‘langan masalalar yechiladi:

1) Diagnostika qilinayotgan ob’ekt ishchanlik holati tekshiriladi. Bu masalani yechimi natijasiga qarab qurilmadan mo‘ljallanishi bo‘yicha foydalanish yoki uning holatini taxlil qilishga o‘tiladi.

2) Diagnostika qilinayotgan ob’ekt tarkibidagi nosoz elementlar izlanadi. Bu masalaning yechimida dastlabki buzilish sababi aniqlanadi, buzilgan elementlar yoki zararlangan qismlar aniqlanadi.

3) Diagnostika qilinayotgan ob’ekt holati imkoniyatiga qarab prognoz qilinadi, ya’ni ma’lum vaqtgacha ishlashi mumkinligi, xarakteristikalari sekin asta yomonlashib borishi yoki ob’ekt umuman o‘z vazifasini bajarmasligi aniqlanadi.

Texnik diagnostika qilishdagi bu uchta masala RE qurilmani holatini aniqlashda bir-biriga bog‘liq hisoblanadi. Diagnostika va ta’mirlashga yaroqlilik masalasini o‘rganshda doimo qiyinchiliklarga duch kelinadi. Ko‘pgina holatlarda RE vositalar, elektron jixozlar va elektromexanik vositalar avtonom harakatlanuvchi ob’ektlarda qo‘llaniladi va ularning holatlari hayot uchun zarur bo‘lgan holatlar hisoblanadi. Bunday murakkab vositalarni ko‘plab ishlab chiqarish sharoitlarida va ulardan foydalanishda ta’mirlash sistemasini ta’minlash juda muhim hisoblanadi. Shuning uchun tamirlashga yaroqlilik masalasida, texnik ob’ektlarda to‘satdan yuz beradigan nosozliklarni izlash va ularni bartaraf etish vosita va texnologiyalari, uslublari to‘plamlari ko‘rib chiqilgan bo‘lishi, texnik ob’yektni usha joyda ishlash qobiliyatini tiklashni ta’minlovchi texnologiya ishlab chiqilishi, kerakli zaxira elementlar va qismlar, o‘lchash vositalari va texnologik jixozlar mavjud bo‘lishligi ta’minlanishi kerak.

Foydalanilgan adabiyotlar

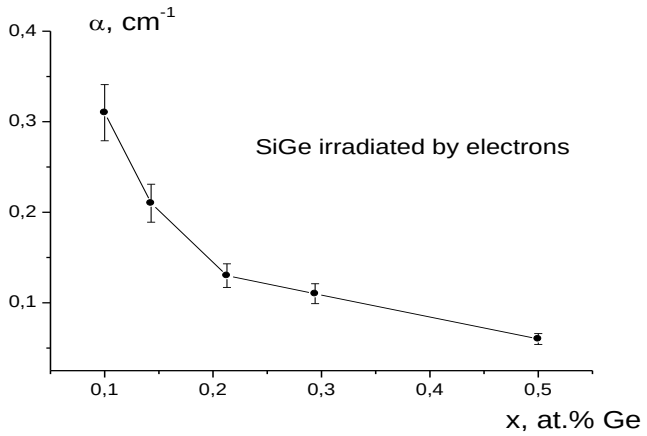
1. Gumenyuk V.M. Nadejnost i diagnostika elektrotexnicheskix sistem: Ucheb. posobiye dlya vuzov. — Vladivostok: Izd-vo Dalnevost. gos. texn. un-ta, 2010. - 218s.
2. Davidov P.S. Texnicheskaya diagnostika radioelektronnx ustroystv i sistem. M.: Radio i svyaz, 1988. -256 s.

KREMNIY VA KREMNIY GERMANIY NUQSONLARINING TAVSIFI

M.A. Solayeva
Urganch Davlat Universiteti

Turli intensivlik bilan nurlantirilgan qattiq aralashmalarda radiatsion nuqsonlarning miqdorini aniqlash matematik ifodasi keltirilib chiqarilgan. Bu ifodadan birlamchi nuqsonlar orasidagi reaktsiyalar sodir bo`lish extimolliklari germaniy miqdoriga bog`liq bo`lishi mumkin. Buni tekshirish maqsadida turli tajribalar o`tkazilgan.

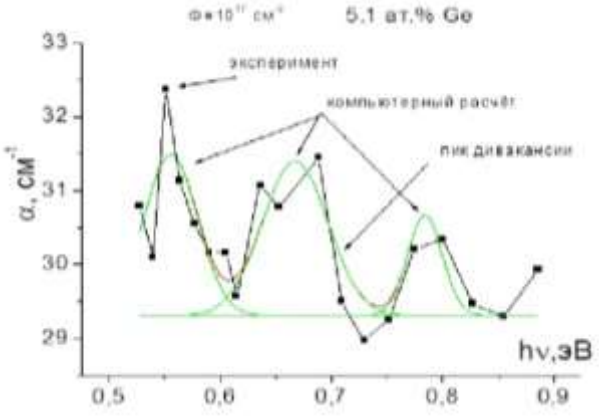
Buning uchun turli tarkibli SiGe namunalari olinib, 5 MeV energiyali elektronlar bilan nurlantirilgan. Nurlantirish dozalari 10^{17} sm^{-2} , $5{\cdot}10^{16}$ sm^{-2} , 10^{16} sm^{-2} qilib tanlangan.



1-rasm. Tarkibida germaniy miqdori kichik bo`lgan namunalarni elektronlar bilan nurlantirilgan divakansiya miqdorining bog`lanishi.

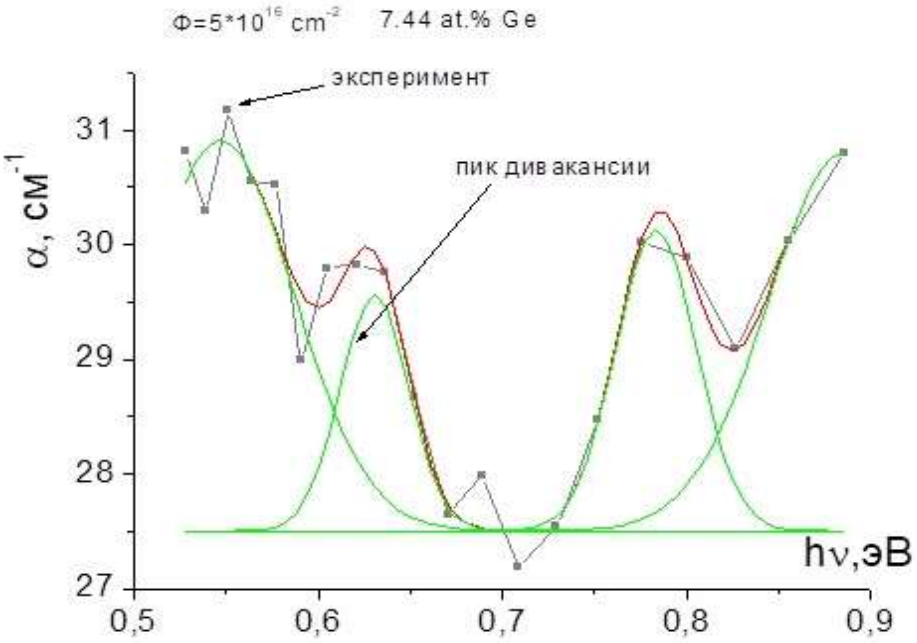
Divakansiyalar kontsentratsiyasini infraqizil yutilish spektrdagi divakansiyalar yutilish chizig`iga qarab aniqlangan. 2 va 3- rasmlarda ayrim namunalarning yutilish spektrlari keltirilgan.

Olingan natijalar kompyuter yordamida “Origin” dasturida qayta ishlangan. Qayta ishlashda qo`shni ikki pikning ta’siri xisobga olingan, undan uzoqdagi piklarning ta’siri sezilarli darajada emas deb xisoblangan. SiGe qattiq qotishmalar tarkibida germaniy miqdori ortib borgan sayin uning ta’qiqlangan soha kengligi kamayib boradi (E_g(Si)=1,07 eV, E_g(Ge)=0,74 eV). Shu sababli divakansiyaning yutilish pikining o`rni o`zgarib boradi.



2- rasm. Tarkibidan 5,1 at% IQ yutilish spektri.

Atomlarning temperaturaviy tebranishlari natijasida yutilish spektrida yutilish chizig`i kengayishi kuzatiladi. Bundan tashqari namunaning bir jinsliligi yomon bo`lganda va komponetlar tarkibining fluktuatsiyalari sababli yutilish pikining kengayishi sodir bo`ladi.



3-rasm. Tarkibidan 7,44 at % IQ yutilish spektri.

1-rasmda Eksperimental tajribalardan olingan ma’lumotlar nazariy xisoblangan ma’lumotlar bilan mos kelayotganini ko`rsatyapti. Natija qilib shuni aytish mumkinki radiatsion nurlantirish natijasida xosil bo`ladigan divakansiyalar miqdori qattiq qotishma miqdoridagi germaniy miqdoriga bog`liq.

Namuna sifatida ushbu mavzumizda innovatsion texnologiyalarni qo’llanishini ko’rib chiqamiz. Masalan, **“FSMU” metodi:**

Texnologiyaning maqsadi: Mazkur texnologiya o’quvchilardagi umumiy fikrlardan xususiy xulosalar chiqarish, taqqoslash, qiyoslash orqali axborotni o’zlashtirish, xulosalash, shuningdek, mustaqil ijodiy fikrlash ko’nikmalarini shakllantirishga xizmat qiladi. Mazkur texnologiyadan ma’ruza mashg’ulotlarida, mustahkamlashda, o’tilgan mavzuni so’rashda, uyga vazifa berishda hamda amaliy mashg’ulot natijalarini tahlil etishda foydalanish tavsiya etiladi.

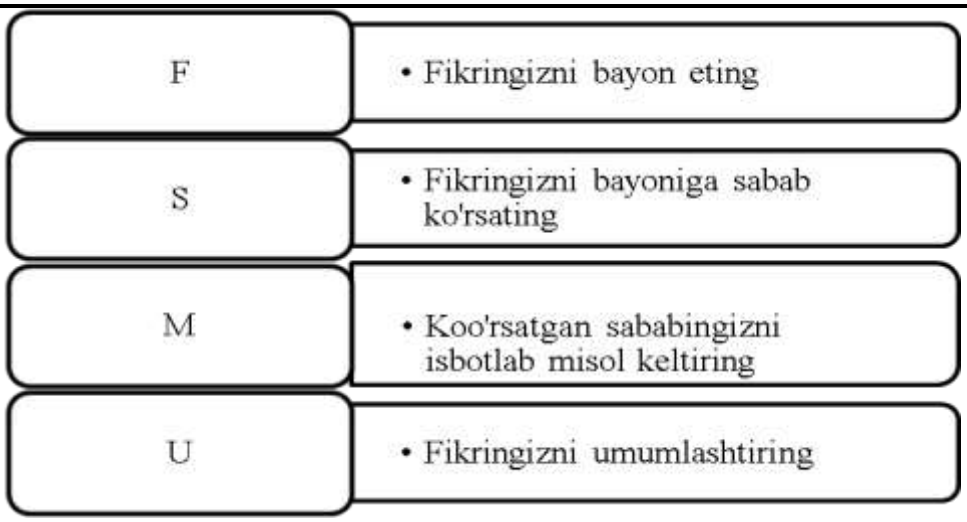
Texnologiyani amalga oshirish tartibi:

O’quvchilarga mavzuga oid bo’lgan yakuniy xulosa yoki g’oya taklif etiladi;

har bir o’quvchiga FSMU texnologiyasining bosqichlari yozilgan qog’ozlarni tarqatiladi:

o’quvchilarning munosabatlari individual yoki guruhiy tartibda taqdimot qilinadi.

FSMU tahlili o’quvchilarda kasbiy–nazariy bilimlarni amaliy mashqlar va mavjud tajribalar asosida tezroq va muvaffaqiyatli o’zlashtirilishiga asos bo’ladi.



Fikr:“ Kremni va germaniy yarim o’tkazgichlarning radiatsion nuqsonlarini tadbiq qilish usullari haqida fikr bildiring!”.

Topshiriq: Mazkur fikrga nisbatan munosabatingizni FSMU orqali tahlil qiling.

O’quvchlarga dars mavzusini mustahkamlash jarayonida yuqoridagi fikr bo’yicha savollar beriladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1.Saidov M.S.,Atabaev I.G. i dr.Fononnie spektri poglosheniya tverdix rastvorov Si1-xGex . DAN RUz, 1986, № 3, s. 24-25.

2.Atabaev I.G.,Saidov D.Reshenie sistemi uravneniy,opisivayushix obrazovanie divakansiy v tvyordix rastvorax $Si_{1-x}Ge_x$//UzFJ.–Tashkent,2008.-Vip 10.-№1.S.4246.

3. Atabaev I.G., Matchanov N.A., Yusupov A., Saidov D.Sh., Saidov M.S.
Influence of Ge content on formation of radiation defects in $Si_{1_x}Ge_x$ solid solutions // Computational Materials Science. - Accepted 10 June 2008.

4. Bugay A.A., Maksimenko V.M., Turovskiy B.M., Xirunenko L.I., Shaxovtsov V.I. Shinkarenko V.K., Gorbacheva N.I. Issledovanie radiatsionnix defektov v splave kremniy-germaniy metodom EPR i IK spektroskopii // FTP.1984.t.18. vip. 11.S. 2020-2023.

5. Jalolova P.M. Methods of atomic physics classes organization based on e-learning technologies // European Journal of Research and Reflection in Educational Sciences, 2020. No 12. – Pp. 1547–1553

6. Jalolova P.M. Theoretical- methodological aspects of quantum physics section in the credit module system // Solid State Technology, 2020. – Vol. 63 Issue 6. – Pp.152–158.

7. Jalolova P.M. Методы использования информационных технологий в изучении физики. // Materialien von XVI International wissen schaftliche und praktische Konferenz. Februar – März. – Berlin, 2020. –Vol.11. Pp. C.69–73.

QUYOSH ELEMENTLARINI TAYYORLASH UCHUN KERAK BO’LADIGAN OPTIMAL PARAMETRLI YARIM O’TKAZGICHLI MATERIALLAR

[1]M.I. Abdubannobov, [2]X.T. Yuldashev
[1]Farg’ona Davlat Universiteti
[2]Farg’ona politexnika instituti

Quyosh elementlari yaratishning dastlabki davrlarida Quyosh nurlanishining spektri maksimumiga qiyoslab, optimal material sifatida man qilingan sohasining kengligi 2 eV bo’lgan YO’ material olingan. Keyinchalik esa, shu narsa aniqlandiki, fotoaktiv kvantlar sonini oshirish va qisqa tutashuv tokining o’sishi uchun man qilingan soha kengligi E_g ning qiymati 2 eV dan kichik bo’lishi kerak ekan. Ammo bu holat uchun generatsiya qilinayotgan foto-EYuK ning qiymati nisbatan kamayishi aniq, chunki p-n o’tishdagi potentsial to’siq qiymati pasayadi [1-2].

Keyinchalik varizon (man qilingan soha qiymatini o’zgartirish imkoniyati mavjud bo’lgan materiallar) YO’ materiallarni QE tayyorlashda ishlatilishi imkoniyati paydo bo’lganida, ularni tadbiq qilishning 2 turi taklif qilindi.

1. Bevosita geteroo’tishlarni qo’llash.
2. Man qilingan sohasi qiymati baza materiali man qilingan sohasi qiymatidan katta bo’lgan YO’ qatlamni keng sohali darcha sifatida qo’llash.

Har xil optimallashgan materialdan tayyorlangan QE uchun optik va fotoelektrik yo’qotishlarning qiymati baholandi.

Quyosh elementining effektiv kvant chiqishi Q_{eff} va yig’ish koeffitsienti γ amalda bir xil kattalikdir, shuning uchun bu ikki kattalikni bir xil belgida yozamiz va uni yig’ish koeffitsienti Q deb ataymiz [3-4]. Bu fizik kattalik, p-n o’tish orqali o’tgan va ajratilgan ortiqcha zaryad tashuvchilarning optik nurlanish vositasida hosil qilingan elektron- teshik juftliklar soniga, nisbatidir. Q xuddi p-n o’tish orqali o’tayotgan toklardek, r- va n- sohalar yig’ish koeffitsientlarining yig’indisiga teng bo’ladi, ya’ni$Q= Q_n+Q_p = I_{kz}(l-r)qN_e$,
bu yerda I_{kz} r- va p-sohalardagi elektron va teshiklar toklarining yig’indisidir. YaO’ material ichiga kirgan quyosh nurlanishi fotonlari taqsimoti N_e, material uchun belgilangan $\alpha(\lambda)$ orqali hisoblanadi.

Quyosh batareyalari tayyorlashdagi asosiy texnologik jarayonlar quyidagilardan iboratdir:
-QE larini tegishli parametrlar bo’yicha saralash,
-elementlarni berilgai kuchlanish va tok kuchi olish uchun kommutatsiya qilish,
-QB larini korpuslarini tayyorlash,
-kommutatsiya qilingan elementlarni batareyaga joylash va uni germetizatsiya qilish,
-QB larini parametrlar bo’yicha o’lchash va saralash.

Quyosh batareyalari va fotoelektrik qurilmalarning quvvatini hisoblash namunalari. QB va FEQ lar quvvatini hisoblash uchun quyidagilarni hisobga olish zarur:

1. Fotoelektrik qurilma quvvatini hisoblash uchun avvaliga uni ishlatilishi ko’zda tutilgan muxit bilan tanishish va shu muxit xususiyatlarini (o’rtacha harorat, yorug’lik nurlarining o’rtacha quvvati, yorug’lik tushish muddati, yil davomidagi yorug’ kunlar va hokazo) o’rganish zarur.
2. Elektr energiyasi iste’molchilarining xarakterini (o’zgarmas va o’zgaruvchan tok iste’molchilari xususiyatlari), iste’molchilarning elektrik parametrlari (tok kuchi, kuchlanishi, o’zgaruvchan tok chastotasi), kerakli umumiy elektr quvvatini hisoblash va xar bir iste’molchiga bir
kunda o’rtacha ishlatish vaqtini aniqlash zarur.

3. Ortiqcha ishlab chiqilgan elektr energiyasini hisoblash va energiyani yig’ish usulini tanlash.
4. Yig’uvchi akkumulyator elektr sig’imini hisoblash.
5. Fotoelektrik qurilma yig’ish uchun kerak bo’ladigan standart va nostandart asbob uskunalarni aniqlash.
6. Invertorlar parametrlarini, quvvatini va foydali ish koeffitsientini aniqlash.
7. Kontrollerlarning parametrlarini va quvvatini aniqlash.
8. Fotoelektrik qurilma konstruktsiyasini tanlash, parametrlarini rejalash, tayyorlash texnologiyasini aniqlash.
9. Fotoeletrik qurilmani tayyorlash.
10. Fotoelektrik qurilma qismlarini sinash. Qurilmani butunicha sinash.
11. Fotoelektrik qurilmani sinash natijalarini hisobga olgan xolda uni parametrlarini optimal holga keltirish.
12. Qurilmani tajribaviy sinash, hisob va rejaviy natijalar bilan taqqoslash.
13. Fotoelektrik qurilmaga ketgan xarajatlarni qoplash muddatini va samaradorligini aniqlash.

Ilmiy tadqiqotlar shuni ko’rsatadiki, agar frontal yupqa qatlamga kontakt materiali dastlab butun sirtga qoplama sifatida olinib, keyin ma’lum shaklli rasmni fotolitografik jarayon vositasi bilan ximik yemirish orqali bajarilsa, frontal yuzada ko’plab mikro teshilgan xududlar paydo bo’lar ekan. Bu esa o’z navbatida, shunt qarshiligini kamaytirib teskari to’yinish toki I_0 ni oshirib yuborar ekan.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. S.Bozorova, N.Kamolov – Fizika kursi. Optika va atom yadro fizikasi. Toshkent 2007 yil. st. 272
2. A.Teshaboev, S. Zaynobiddinov,I.Karimov,N.Raximov,R.Aliev –yarim o’tkazgichli asboblar fizikasi. Andijon 2002 yil. st. 258
3. Yu.Xalikov A.A. «Elektron qurilmalar, analog va raqamli sxemotexnika». Toshkent «Temiryo’lchi» 2002 yil. st.186
4. X.Akramov, S.Zaynobidinov, A.Teshaboev-Yarim o’tkazgichlarda fotoelektrik hodisalar.Toshkent 2001y st.272

GAZ HALOKATLI CHIQISHINI ANIQLOVCHI OPTOELEKTRON QURILMANING ELEMENTLARINI TANLASH

[1]U.Mirzaeva, [2]X.T. Yo’ldashev
[1]Farg’ona Davlat Universiteti
[2]Farg’ona politexnika instituti
E-mail:hurshid5704@mail.ru

Keyingi vaqtlarda optoelektron nazorat o’lchov qurilmalariga alohida e’tibor qaratilmoqda. Bunday qurilmalarda ko’proq tolali svetovodlar ishlatilyapti. SHisha tolani tashkil qiladigan diametri bir necha o’n va yuz mkm – ga teng bo’lgan alohida tolalardan svetovod tayyorlanadi [1].

Tolali svetovodlarning yorug’lik o’tkazish xususiyati shundaki, taxminan 100 tola 1mm ga to’g’ri keladi.

Buzmasdan nazorat qiluvchi optoelektron qurilmalarda asosan nur tarqatuvchi diodlardan foydalaniladi [2].

Nur tarqatuvchi diodlarni ishlash jarayoni yarim o’tkazgichlarda rekombinatsiyali lyuminatsenttsiya xodisasidan foydalanishdan iborat. Qo’zg’algan kavakni elektronlari rekombinatsiyasi kvant yorug’lanishi bilan birgalikda bo’ladi. Oddiy sharoitda bunday rekombinatsiyalar shu darajada kamki ularni yoritilishi sezilarli emas.

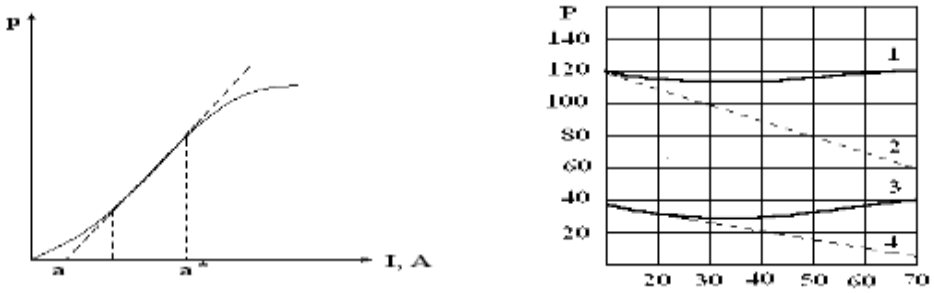
Natijada, r-n o’tishda kavaklar r-yarim o’tkazgichdan n-yarim o’tkazgichga, elektronlar esa aksincha harakatlanadi. r-n o’tishni shu yerida sekundiga shuncha ko’p rekombinatsiya sodir bo’ladiki, natijada sezilarli darajada yoritilish hosil bo’ladi. r-n o’tish zonasida bunday o’tish har qanday yarim o’tkazgichda bor. Ammo material kerakli holatda tanlanmagan bo’lsa, yoritish past va sezilarli bo’ladi. Bu yorug’likni to’lqin uzunliklari berilgan nur tarqatuvchi diodlar yasalgan, r va n yarim o’tkazgichlarini materialini tanlash bilan aniqlanadi.

Yarim o’tkazgichlar materialining sindirish burchagi $\varphi=arcsin(n_1/n_2)$ unchalik katta emas, shuning uchun nur tarqatuvchi diodni tekis yuzasidan unda hosil bo’lgan yorug’likni katta qismi to’la ikki qaytarishga uchraydi va tashqariga chiqmaydi.

CaAs dan tayyorlangan nur tarqatuvchi diodlar uchun φ taxminan 10^0 tashkil etadi va nur tarqatuvchi diodni tekis konsturktsiyasida u hosil qilgan yorug’lik 4% chetga chiqadi. Nur tarqatuvchi diodlarni effetivligini oshirish uchun ularni optik yorug’lik chiqaruvchi yuzasi sferik, elliptik parabolik shaklda bo’lishi kerak. r-n o’tish radiusini tashqi yuza radiusiga nisbatan yarim sfera ko’rinishda tayyorlangan nur tarqatuvchi diodlarda n_2/n_1 nisbatan juda yaxshi bo’lib, undan tarqalgan yorug’lik n_1 nisbatan normal bo’yicha tarqaladi. Bugungi kunda statik rejimda ishlovchi (doimiy tok) nur tarqatuvchi diodlarning yoritish quvvati, issiqlik bilan yorituvchi manbalarnikiga nisbatan kam. Arsenidgalliy nur tarqatuvchi diodlarini eng yaxshi namunalari quvvati bir necha o’n mVt dan oshmaydi, fosfidgallarning ko’k turi bir necha mkVt va qizil turi bir necha yuz mkVt dan oshmaydi.

Nur tarqatuvchi diodlarning inertsiyasi vaqtning o’sib borishi va to’g’riburchak elektrik impulьsni berishida nurlanish impulьsi tushishi bilan xarakterlanadi. Umuman *GaAS* nur tarqatuvchi diodlari uchun 10^{-10} -10^{-6} sek ga teng, *GaR* nur tarqatuvchi diodlar uchun – 10^{-9}-10^{-7} sek ga va *SiR* – nur tarqatuvchi diodlar uchun – 10^{8}-10^{-5} sek ga teng.

Optoelektron o’lchash apparaturasida qo’llaniladigan nurlanish manbasi bo’lgan nur tarqatuvchi diodlarning asosiy qulayligi inertsiyalanishidir. Bu bir qator qulayliklarga ega bo’lgan optoelektron o’lchash qurilmalarini yaratilishiga olib keladi. Nur tarqatuvchi dioddan oqib o’tayotgan tokni har xil usullar bilan boshqarish mumkin.

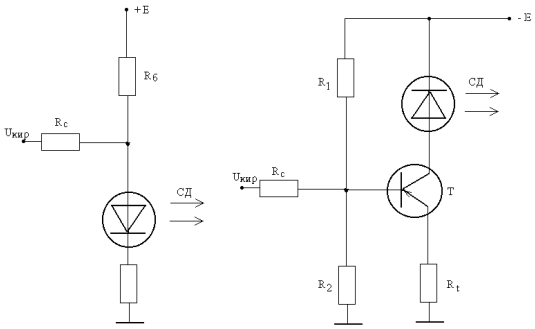


a) **b)**

1-rasm. a) Nur tarqatuvchi diodning quvvat xarakteristikasi, b) Nur tarqatuvchi diod yoritish quvvatining tashqi muhit temperaturasiga bog’liqligi.

2.a-rasmda nur tarqatuvchi diodni tok bilan boshqarishni sodda sxemasi keltirilgan. Asosiy ta’minlash tokni nur tarqatuvchi dioddan oqib o’tishini tashkil qilib beradi. Boshqariladigan manbadan nur tarqatuvchi diodning zanjiriga kerakli qonun bilan ta’minlaydigan o’zgaruvchan tok keladi. Nur tarqatuvchi dioddan oqib o’tayotgan tok quyidagi tenglama bilan aniqlanadi:

$$I_{СД} = \frac{ER_C + U_{кир} \cdot R_0}{(R + Z_Д)R_0 + (R + \Gamma_Д)R_C + R_0 \cdot R_C}$$



a) **b)**

2-rasm. a) Nur tarqatuvchi diodni tok bilan boshqarishni sodda sxemasi, b) Nur tarqatuvchi diodni boshqarishni murakkab sxemasi.

R qarshiligini I_{SD} kattaligiga nur tarqatuvchi diod parametrlarining har xilligi ta’sirini kamaytirish uchun kiritiladi. Bu yerda Z_D – nur tarqatuvchi diodning to’g’ri qarshiligi.

2.(b)-rasmda nur tarqatuvchi diodni boshqarishni boshqa sistemasi keltirilgan.

I_{SD} toki nur tarqatuvchi diodlarning bunday ulanishida, kirish signali yo’qligida nur tarqatuvchi dioddan oqib o’tayotgan tok va tranzistorlar kirishiga beriladigan, signal sathiga proportsional bo’lgan, ushbu tokning o’zgaruvchan kattaligi toklarning yig’indisiga tengdir. Boshqarish kuchlanishi qiymati bo’lgan nur tarqatuvchi dioddan oqib o’tayotgan tok kattaligi, tranzistor kirishiga beriladigan, R qarshiligi yordamida o’rnatiladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Мамасадиков Ю.М., и др. Применение многокаскадных оптоэлектронных газоанализаторов в химической промышленности / Тезисы докладов. II - Республиканской конференции, Фергана, 1999.

2. Мухитдинов М.М. Оптоэлектронные методы неразрушающего контроля, Изд-во. «Фан» Ташкент, 1984.

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$

А.Й. Бобоев[1, 2], Д.П. Абдурахимов[1], С.Д. Тухтасинова[1], М. Мамиров[1], М. Исматуллаева[1], С. Мамадалиев[2]

[1]*Андижанский государственный университет*

[2]*НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана*

[3]*Андижанский государственный педагогический институт*

Как известно гетероструктура представляет собой один или несколько эпитаксиальных слоев различного состава, выращенных на подложке, задающей кристаллографическую ориентацию, и является, несомненно, более сложным объектом исследования, чем монокристаллы элементарных полупроводников. Эксперименты по взаимодействию первичного пучка рентгеновских лучей с гетероструктурой показывают, что минимальная толщина гетероструктуры, необходимая для формирования дифракционной картины, может быть значительно меньше, чем глубина проникновения рентгеновского пучка для данного материала. Это дает принципиальную возможность, получения дифракционных линий одновременно от двух и более слоев гетероструктуры. Ясно, что в случае равенства постоянных решеток контактирующих слоев, дифракционные линии от них будут совпадать (при отсутствии разориентации одного слоя относительно другой). Если же имеет место рассогласование постоянных решеток, то линии сдвинутся друг относительно друга на значительные расстояния по углу рассеяния [1, 2]. Поскольку физические свойства гетероструктуры и характеристики приборов на ее основе зависят от напряжений и дефектов в эпитаксиальных слоях, определение структурных [3] параметров их является важным как с приборной, так и технологической точек зрения. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований по структурным характеристикам полупроводникового твердого раствора $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$.

Эпитаксиальные пленки были получены на GaAs подложке с удельным сопротивлением 250 Ом·см и толщиной 350 мкм n-типа проводимости методом жидкофазной эпитаксии из раствора-расплава (Sn−Ge−GaAs) в атмосфере очищенного палладием водорода. Структурные исследования выращенных пленочных твердых растворов и подложек были выполнены на рентгеновском диффрактометре-6100 (XRD-6100, Sahimdzu, Japan, $Cu_{K\alpha}$ – излучения, λ = 0.15418 нм) по схеме θ-2θ в режиме пошагового сканирования. Рентгеновское напряжение составляло 40 кВ, а ток – 30 мА. Диапазон сканирования: 8.0÷90.0, скорость сканирования 2 град/мин и шаг выборки = 0,02 град. Экспериментальные результаты, полученные с помощью XRD-6100, изучались методом Ритвельда с использованием программы Fullprof.

На рис. 2 представлена рентгенограмма выращенной эпитаксиальной пленки $GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ и она существенно отличается от рентгенограммы подложки. Дифракционная картина пленки аналогична спектру пленки, полученной нами в работе [2], за исключением, появления на рентгенограмме пленки рефлекса (400), который меньше на ~ 10 % по сравнению такого же рефлекса подложки, а интенсивность второго порядка (200) увеличился на 85 %, интенсивность шестого порядка (600) ~ 2 раза. Эти данные свидетельствуют о неравномерном распределении парных атомов германия и молекул из ионов селенида цинка по глубине в арсенид галлиевой решетке пленки.

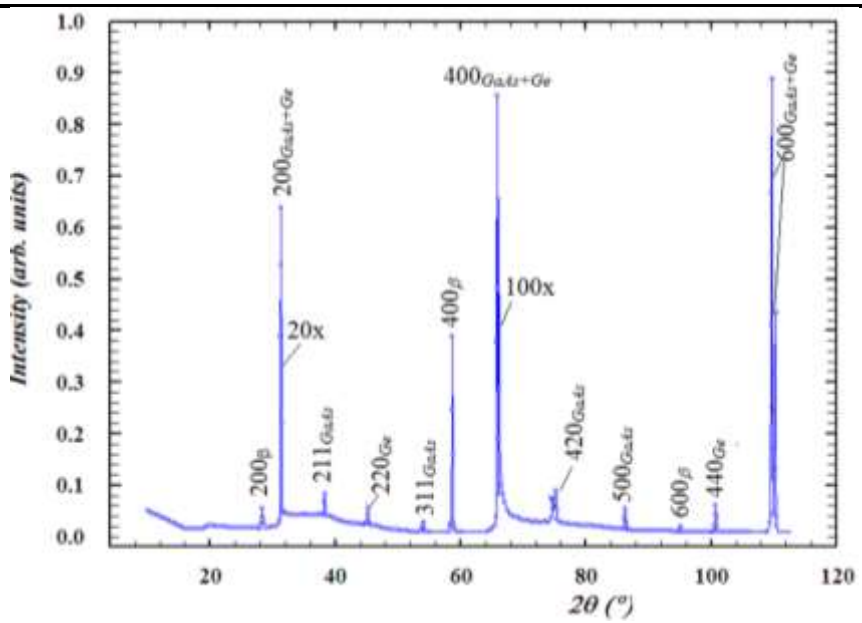


Рис.2. Рентгенограмма эпитаксиальной пленки – $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$

В приповерхностном слое их содержание, видимо, существенно ниже, чем в более глубоких слоях пленки. Об этом свидетельствует, близость значений интенсивностей и ширины основного рефлекса (400) подложки и пленки. В глубине от поверхности, парные ионы германия и молекулы селенида цинка все больше замещают молекулы арсенида галлия и это приводит к усилению искажения кристаллической решетки пленки, вследствие которого происходит нарушение условий дифракции Брэгга–Вульфа для высоких порядков отражений типа {H00}. В результате этого, нормали атомных плоскостей высоких порядков типа {H00} приобретают произвольную ориентацию по отношению к направлению нормали соответствующих плоскостей совершенной кристаллической решетки. Вследствие этого увеличиваются потери интенсивности дифракционного отражения (400). Кроме того, уменьшение интенсивности основного рефлекса (400) возможно, также связано с увеличением толщины пленки. Появляется новое, энергетически более выгодное направление роста кристаллитов, обусловленное накоплением упругой энергии в локальных участках решетки, искаженных присутствием примесных атомов или молекул. Следовательно, увеличение толщины пленки способствует росту кристаллитов с другой ориентацией, что снижает степень монокристалличности выращиваемой пленки. Наблюдаемые при исследованиях увеличение неупругого фона в малых и средних углах на 29 %, а в дальних углах рассеяния-снижение на 32 %, видимо, связаны с локальным характером сосредоточения упругой энергии в решетке пленки и наличием микроискажений в значительно меньших величинах (возможно, они являются следствием близости ионных радиусов элементов пленки: r_{As} = 0.058 нм, r_{Ga} = 0.062 нм и r_{Ge} = 0.053 нм) [5]. Наличие атомов германия в решетке твердого раствора, подтверждается присутствием на рентгенограмме дифракционного отражения от плоскости (220) с d/n = 0.2000 нм (2θ = 45.3°) и (440) (d/n = 0.1001 нм, 2θ = 100.8°) нанокристаллов Ge с другой ориентацией. Размеры нанокристаллов Ge составляли ~ 44 нм. Следовательно, примеси Ge в решетке GaAs распределены неравномерно и в дефектоспособных областях матричной решетки эти примеси самообразуются в нанокристаллы германия. Видимо рост нанокристаллитов германия с другой ориентацией, связан со скоростью релаксационного процесса упругого напряжения в эпитаксиальном слое при выращивании. Значение параметра решетки нанокристаллов Ge определенное из

рентгенограммы составило a_{Ge} = 0.5662 нм, что близко к её табличному значению a_{Ge} = 0.5657 нм [5]. На рентгенограмме также видно присутствие еще трех, более слабо запрещенных отражений $(211)_{GaAs}$ с d/n = 0.2305 нм ($2\theta = 38.5^{\circ}$), $(311)_{GaAs}$ с d/n = 0.1689 нм ($2\theta = 54.3^{\circ}$) и (500) с d/n = 0.1128 нм ($2\theta = 86.1^{\circ}$) (которые свойственны) для сфалеритных структур. Соотношение их интенсивностей к интенсивностям основного рефлекса (400), оцениваются как $I(211)/I(400) = 8.73\times10^{-4}$, $I(311)/I(400) = 3.24\times10^{-4}$ и $I(500)/I(400) = 5.78\cdot10^{-4}$, соответственно. Эти значения несколько больше, чем величина 10^{-4}, соответствующую для равномерного распределения примесей в алмазаподобной решетке. Из-за близости параметров решетки монокристалла Ge (a_{Ge} = 0,56576 нм) и соединений GaAs (a_{GaAs} = 0,5646 нм) [5], на рентгенограмме пленки селективные рефлексы типа {H00} (где H =2,4) при малых углах рассеяния, совпадали по угловому положению с такими же линиями рентгенограммы подложки. Размеры субкристаллитов (блоков) пленки, оцененные по ширине данного пика по методу Селякова–Шеррера, составили около 49 нм.

Список литературы

1. Бобоев А.Й. Структурные особенности, электрофизические и фотоэлектрические свойства гетероструктур n-(GaAs)-p-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$. Дис… PhD по.физ.-мат. наук. -Ташкент: ИФПМ, 2019. -С. 127.

2. Scanning Probe Microscope SOLVER NEXT (Instruction Manual). Copyright © “NT-MDT, - 2012. P. 266.

3. А.А. Русаков. Рентгенография металлов. Атомиздат. М. (1977). 480 с.

4. Зайнабидинов С.З., СаидовА.С., Бобоев А.Й., Усмонов Ж.Н. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2021. № 1. С. 107.

5. Равделя А., Пономаревой А.М. Краткий справочник физико–химических величин. Ленинград: Химия, 1983. 138 с.

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$

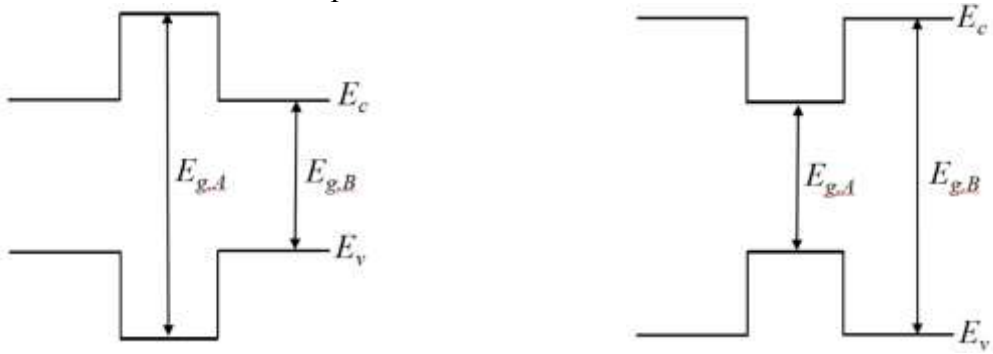
А.Й. Бобоев[1,2], Д.П. Абдурахимов[1], С.Д. Тухтасинова[1], М. Мамиров[1], М. Исматуллаева[1], С. Мамадалиев[3]

[1]*Андижанский государственный университет*

[2]*НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете*

[3]*Андижанский государственный педагогический институт*

Известно, что на поверхности тонких эпитаксиальных слоев, полученных методом жидкофазной эпитаксии, образуются различные наноразмерные объекты типа квантовые ямы, квантовые точки, нанообъединения примесных атомов и другие, обусловленные возникновением периодических упорядоченных структур в результате образования смачивающего слоя на поверхности и в объеме эпитаксиальных пленок полупроводниковых геткроструктур [1]. Основными факторами для формирования таких нанообъектов являются различия в величинах постоянных кристаллических решеток материалов нанообразований и матрицы. Спонтанное упорядочение наноструктур позволяет образовать включения узкозонных полупроводников в широкозонной матрице и тем самым создавать локализующий потенциал для носителей тока. Периодические структуры таких включений могут создавать массивы КТ, КЯ и квантовых проволок или сверхрешеток. Авторы работы [2] исходя из энергии ковалентной связи атомов материалов нановключений и матрицы, предлагают разделит эти нанобъекты на «квантовые точки» и «квантовые ямы» следующим образом: - когда ширина запрещенной зоны нановключений ($E_{g,A}$) больше, чем ширины запрещенной зоны базового полупроводника ($E_{g,B}$) - $E_{g,A} > E_{g,B}$, то образуется квантовая точка (рис. 1 *а*), и когда наоборот $E_{g,A} < E_{g,B}$ то - квантовая яма (рис. 1 *б*). Однако природа таких образований, их энергии взаимодействия, а также влияния, их составляющих на структурные и фотоэлектрические свойства в зависимости от состава и присутствия примесных атомов остаётся открытыми.



а *б*

Рис. 1. Зонная диаграмма полупроводника с квантовой точкой (*а*) и квантовой ямой (*б*). $E_{g,A}$ - ширина запрещенной зоны полупроводникового материала с квантовой точкой (*а*) или квантовой ямой (*б*), $E_{g,B}$ - ширина запрещенной зоны базового полупроводникового материала

Отсюда следует, создание новых многослойных гетероструктур с нанообъектами, исследования структурных особенностей и механизмов примесного фотовольтаического эффекта с изовалентными примесями, а также механизмов

выброса-транспорта-разделения носителей заряда в структурах с КТ и КЯ весьма актуальны.

Эпитаксиальные пленки были получены на GaAs подложке с удельным сопротивлением 250 Ом·см и толщиной 350 мкм n-типа проводимости методом жидкофазной эпитаксии из раствора-расплава (Sn−Ge−GaAs) в атмосфере очищенного палладием водорода. Начальная температура кристаллизации эпитаксиального слоя составляла 700^{o}C, скорость охлаждения раствора-расплава 1^{o}C/мин. Выращенные слои имели толщину 10 мкм, удельное сопротивление 0,17 Ом·см, *p*-типа проводимости.

Рельеф поверхности эпитаксиальных пленок $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ изучался с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). На рис. 2 показано трехмерное АСМ изображение эпитаксиальной пленки. Видно, что на поверхности пленок образуются отдельные нанообъекты различного размера. В работе [3] показано, что физические свойства эпитаксиальных слоев сильно зависят от формы и плотности (телесного угла) наноконуса: если угол составляет около 60°, то наноконус - система квантовой точки - 0D; если угол стремится к 180°, тогда наноконус вырождается в квантовую яму - 2D система; и если угол стремится к 0°, затем наноконус вырождается в систему проволок - 1D. В нашем случае телесной угол наноконуса стремится к 180°, т.е. они являются квантовыми ямами. Анализ показал, что диаметр основания наноконусов варьируется в интервале от 70 до 90 нм, а высота от 3 до 12 нм. При эпитаксиальном выращивании различных полупроводниковых материалов, энергия деформации, вызванная несоответствием параметров кристаллической решетки контактирующих материалов, является основным факторам, для формирования самоорганизующихся трехмерных наноконусов [4]. Поскольку величины постоянных решеток для систем GaAs/Ge (0,323%) почти одинаковы, то возможно формирование наноконусов Ge на поверхности GaAs. В работе [5] нами было показано, что эпитаксиальные пленки $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)$, выращенные на GaAs подложке имели совершенную монокристаллическую структуру с ориентацией (100). В пленке присутствовали когерентно расположенные нанокристаллиты от Ge с параметром решетки a_{Ge} = 5.67 Å и размерами 44 нм по направлениям (100), соответственно.

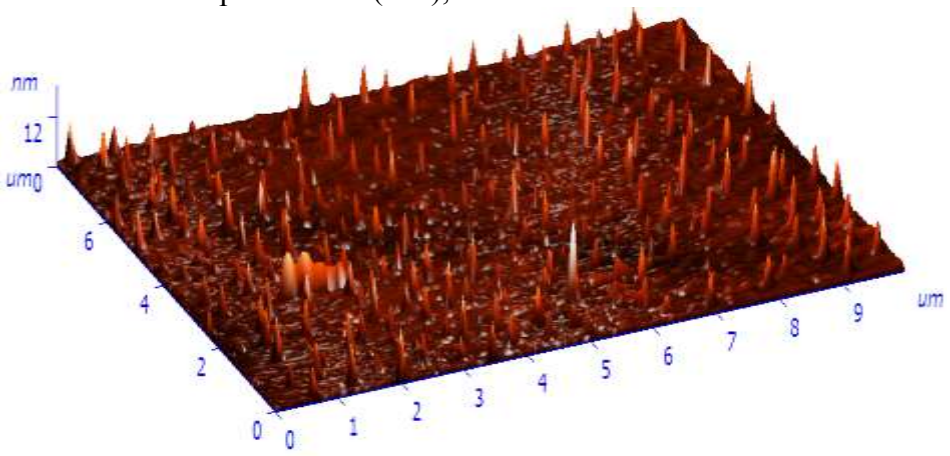


Рис. 4.4. АСМ изображение эпитаксиального слоя твердого раствора $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$

Заметим, что параметр решетки нанокристаллитов Ge в эпитаксиальной пленке ~ на 0,22% больше, чем его табличное значение, что возможно обусловлено деформацией кристаллической решетки эпитаксиальной пленки. Размеры наноконусов, полученные исследованиями АСМ на поверхности пленки и наноконусов, и рентгеновской дифракцией в эпитаксиальной пленке имели близкие значения. На

основе этих данных, а также результатов структурных анализов исследованных структур можно сделать вывод о том, что наблюдаемые наноконусы на поверхности эпитаксиальных слоев обусловлены нанокристаллитами Ge.

Список литературы

1. Моисеев К.Д., Пархоменко Я.А., Гущина Е.В., Анкудинов А.В., Михайлова М.П., Берт Н.А., Яковлев Ю.П. Особенности эпитаксиального роста указанных квантовых точек InSb на подложке InAs. *Физика и техника полупроводников*, 2009, том 43, вып. 8, ст. 1142-1150.

2. Saidov A.S., Usmonov Sh.N., Amonov K.A., Saidov M.S., Kutlimuratov B.R. Photosensitivity of *p*Si-*n*$(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ heterostructures with quantum dots. *Appl. Sol. Energy*, 2017, вып. 53, ст. 287–290.

3. Artur Medvid, Pavels Onufrijevs, Renata Jarimaviciute-Gudaitiene, Edvins Dauksta and Igoris Prosycevas. Formation mechanisms of nano and microcones by laser radiation on surfaces of Si, Ge, and SiGe crystals. *Nanoscale Research Letters*. 2013, 8, ст. 264.

4. Дубровский В.Г., Теория формирования эпитаксиальных наноструктур. М., 2009.

5. Zaynabidinov S.Z., et.al. Growth, Structure, and Properties of GaAs-Based $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)y$ Epitaxial Films. *Semiconductors*, 2016, Vol. 50, № 1, pp. 59-65.

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ С УЧАСТИЕМ КИСЛОРОДА

Ш.А. Махмудов[1], И.М. Солиев[2], О.Р. Дехконбоев[2], М. Мамиров[2], М. Исматуллаева[2], С. Мамадалиев[3]

[1]*Институт ядерной физика академии наук Республика Узбекистан*

[2]*Андижанский государственный университет*

[3]*Андижанский государственный педагогический институт*

Известно, что кислород в монокристаллическом кремнии является основной фоновой примесью, определяющей поведение термодоноров, термостабильность времени жизни носителей заряда, образование микродефектов. Эффективность формирования микродефектов определяется диаметром и массой выращенного кристалла, скоростью его охлаждения и концентрацией кислорода в кремнии. Уменьшение содержания микродефектов можно достичь, регулируя режимом выращивания и понижением концентрацию кислорода в кристалле дополнительной термообработкой [1-3]. Таким образом в процессе роста кристалла по мере его охлаждения на поверхность монокристалла и фронта кристаллизации стекают различные дефекты типа вакансии, собственные и примесные атомы внедрения, ассоциаты атомов примеси друг с другом и точечными дефектами. Все эти дефекты остаются в объеме кристалла и являются причиной образования неоднородностей в монокристалле. На физике и технике современной физики полупроводников для исследования образования неоднородностей в монокристалле кремния в основном используют рентгенодифракционные методы. В связе с этим в данной работе проводится экспериментальные результаты по исследованию структурных неоднородностей образованные с участием кислорода в монокристаллическом кремнии кремний р-типа марки КДБ-20.

Объектом исследования являлось монокристаллический кремний р-типа марки КДБ-20, выращенный методом Чохральского с удельным сопротивлением $\rho \simeq 18{,}7\ \Omega\cdot$см, концентрацией примеси дырок $n \simeq 9\cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, подвижность дырок 367 см^2/В·с и концентрацией кислорода$\cdot \approx 10^{17}$ см$^{-3}$. Из слитков монокристалла кремния алмазным диском вырезали образцы в виде параллелепипеда размером с размерами 10х10х1 мм^3 ориентированных длинной гранью вдоль основных кристаллографических направлений. Поверхность образцов перед измерением подвергалась механической шлифовке абразивным порошком М10. Затем химико-механическая полированы пластин кремния до достижения высокое структурное совершенство и атомарная гладкость поверхности с шероховатостью на уровне десятых долей нанометр. Контроль структурных и фазовых состояний, исследуемых образцов проводилось на рентгеновском дифрактометре третьего поколения типа Empyrean Malvern. Для определения максимума пика использовалась программа OriginPro2019. Рентгено дифракционные измерения проводились в геометрии пучка Брэгга – Брентано в диапазоне $2\theta_Б$ = от 15° до 120° непрерывно со скоростью сканирования 0.33 градуса/мин и угловым шагом 0.0200 (град).

На рис.1 представлена рентгенограмма монокристаллического кремния марки КДБ-20. Из рис. 1 видно, что в рентгненограмме наблюдается селективных структурных линии с различной по величиной интенсивностью. Кроме того, на дифракционной картине присутствует диффузное отражение в интервале углов по 2Θ от 12 до 53°. Анализ показал, что поверхность пластин кремния соответствует кристаллографической ориентации (100). Этот вывод подтверждается на

рентгенограмме присутствует серии селективных структурных линии типа {H00}, где (H = 2, 4): интенсивные линии (200) с d/n = 0,2717 (2Θ = 32,97°), (400) с d/n = 0,1357 (2Θ = 69,23°). Бета (β) составляющая основной структурной линии (400) видно при угле рассеяния 2Θ = 61,75°. Большая интенсивность ($1{,}82\cdot10^{5}$ имп·сек$^{-1}$) и узкая ширина (FWHM = $2{,}73\cdot10^{-3}$ рад) дифракционного отражения (400) свидетельствуют о совершенстве кристаллической решетки кремния марки КДБ-20.

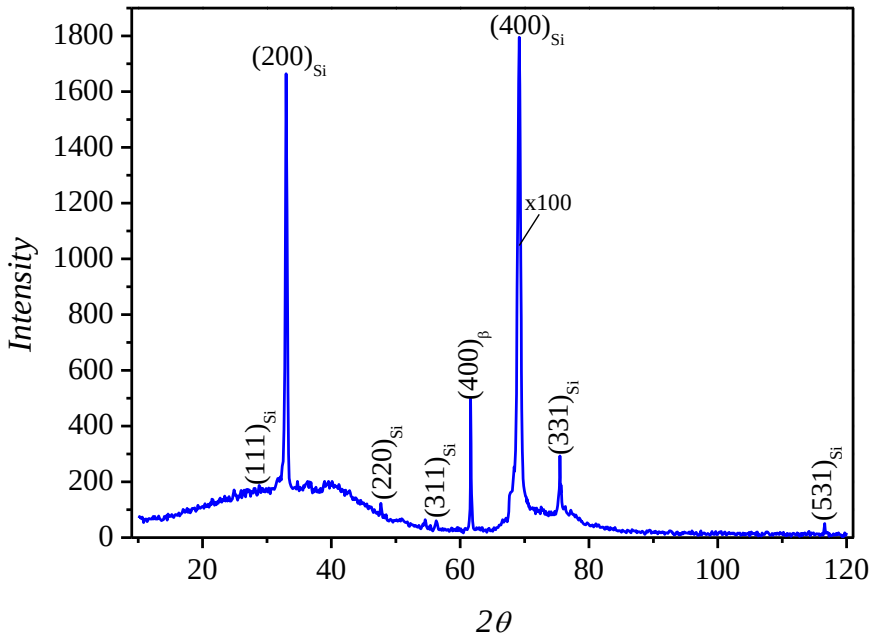


Рис.1. Рентгенограмма монокристаллического кремния марки КДБ-20

Только рефлекс (400) из всех структурных линий, подходит для определения параметра решетки образцов кремния составляло $\mathbf{a_s}$ = 0,54292 нм. Однако присутствие на рентгенограмме структурных линий другими индексами 111), (220), (311), (331) и (531) с малой интенсивностью и сравнительно большой шириной по сравнению с $(400)_{Si}$, указывают на наличие низкие поликристаллические участки в объеме пластин кремния. Кроме того, на рентгенограмме из серии отражений {H00} присутствуют две селективные рефлексы (200). По законам погасания, эти рефлексы не должны появляется на рентгенограмме от неискаженной решетки алмазоподобной структуры кремния [1, 2]. Запрешенные (200) и дополнительные (111), (220), (311), (331) и (531) отражения появляются при наличии искажений в решетке матрицы, вызванные термоупругими напряжениями, возникающие в технологических процессах при получения образцов и напряжений, связанные с неоднородным распределением один из основных фоновых примесей – кислорода в решетке кремния [4].

В интервале углов по 2Θ от 12 до 53° на рентгенограмме наблюдается широкое (FWHM = 0,348 рад) диффузное отражение, обусловленное структурными фрагментами SiO_x в приповерхностных слоях с не насыщенными химическими связями. Известно, что в монокристаллах кремния, выращенных по методу Чохральского, кислород может находиться не только в межузельном положении в виде квазимолекул Si-O-Si, но и в виде различных преципитатов SiO_x, которые образуются в процессе выращивания слитка. Так, в работе [5] было показано, что в некоторых выращенных кристаллах содержание кислорода в различных преципитатах может достигать 20 % от общей концентрации кислорода.

Таким образом, исследованные монокристаллические кремния имеют совершенную структуру с параметрами решетки 0,54292 нм и субкритсаллитами

размерами 94 нм. В монокристаллах кремния, выращенных по методу Чохральского в областях примесно-дефектных скоплениях, происходит образования низкоразмерных дефектных состояний с участием кислорода.

Литературы

1. К. Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. // Под ред. С. Н. Горина, пер. с англ. –М.: Мир, 1984. – 475 с.
2. М.Ю. Ташметов, М.Каланов, Ш.Махкамов, Ф.Т. Умарова, А.Р. Саттиев, М.Н. Эрдонов, Х.М. Холмедов. Медь кислородные нанокристаллиты в монокристаллах кремния, легированных медью // Узбекский физический журнал. –Ташкент, 2018, – Т.20, №2, с. 90-97.
3. Newman R.S., Binns M.J., Brown W.P., Livingston F.M., Messoloras S., Stewart R.J., Wilkes J.G. Precipitation of Oxygen in Silicon: Kinetics, Solubility, Diffusivity and Particle Size // Physica B. 1983. Vol.116, №1-3. P. 264 -270.
4. Бабич В.М., Блецкан Н.И., Венгер Е.Ф. Кислород в монокристаллах кремния. Киев. Interpres LTD, 1997. – 240 с.
5. Валикова Г., Витман Р.Ф., Лебедов А.А., Мухаммедов С. К вопросу о поведении кислорода в кремнии //ФТП, 1982. Т.16, №12. С. 2204 – 2206.

СОВРЕМЕННЫЕ ПОЛОЖЕНИЕ ИЗУЧЕНИЙ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В КРЕМНИИ

А.Д. Палуанова
старший преподователь НГПИ
e.mail: anifa_84@mail.ru

В полупроводниках Si и Ge, относящихся к IVгруппе периодической системы Менделеева, мелкие доноры образуются элементами V группы, например P, As и Sb, замещающими основные атомы решетки. Мелькие акцепторы образуются примесями замещения элементами III группы периодической системы: к ним относятся B, Al, Ga и In.

При изучении глубоких примесей мы сталкиваемся с проблемой, в которой наблюдаемые уровни могут быть связаны либо с ассоциациями примесей, либо с комплексами примесь-вакансии, примеси могут внедряться преимущественно не в узлы решетки, а в междоузлия.

Энергетическое состояние уровней примеси зависит от того, насколько хорошо ее атомы вписываются в электронную и геометрическую структуры основной решетки, т.е определяется местоположениями примесных атомов в решетке, их размерами и структурой электронных оболочек. С этими же факторами тесно связана и предельная растворимость примеси в твердом теле. Вместе с тем наличие тенденции к образованию соединений и преципитатов при охлаждении, а также к внедрению атомов примеси в различные места решетки может приводить к изменению соотношения между числом электрически активных и неактивных центров.

Поэтому даже тщательные исследования иногда дают результаты, которые кажутся противоречивыми.

Для обнаружения ряда уровней многозарядных глубоких примесей необходимо обеспечить их компенсацию мелкими примесями. Это предъявляет особые требования к технологии получения материалов. В общем, исследование глубоких примесей в полупроводниках- имеется трудности.

В современной полупроводниковой технологии основной задачей считается получение материалов с данными электрофизическими свойствами и изготовление приборов на их основе с необходимыми параметрами. Известно, что легирование полупроводников примесями, создающими глубокие энергетические уровни - один из главных способов формирования свойств полупроводниковых материалов. Из известных в настоящее время полупроводниковых материалов наиболее широко используемым и перспективным в науке и технике является кремний.

Тугоплавкие элементы часто применяется в качестве барьерного слоя современных технологии и микроэлектроники. Из литературных данных мы знаем, что легирование кремния с тугоплавкими элементами имеет возможность ухудшить электрические свойства и его поверхности из-за введения глубоких уровней запрещенной зоне.

В последнее время увеличился внимание к кремнию, легированному тугоплавкими элементами [1]. Эти специально введенные примеси вступают в всевозможные взаимодействия со структурными дефектами и различными неконтролируемыми примесями в процессе технологических обработок, которыми сопровождается практически любой маршрут изготовления полупроводниковых приборов. Среди всех тугоплавких элементов в кремнии наиболее практически не изученным считаются молибден и вольфрам.

Воздействие примесей на электрофизические и фотоэлектрические свойства проявляются более значимо в случае появления энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводника. Эти уровни энергии сильно влияют на время жизни носителей заряда и на значение удельного сопротивления полупроводника. С целью улучшения и получения новых технологических свойств полупроводников зачастую вводят примесный элемент. В следствие этого сегодняшний день более глубоко исследуется взаимовлияние примесей в полупроводниках[2].

А еще, формирование дефектной структуры кремния определяется наличием специально введенных примесей или дефектных центров, введенных методом влияния облучения, температуры или же давления. Эти дефекты создают в запрещенной зоне кремния ряд глубоких уровней и оказывают заметное влияние на электрофизические параметры кремния [3].

Для контролируемого управления параметрами кремния в последние годы все обширнее применяется легирование нетрадиционными примесями. Примерами этих примесей считаются тугоплавкие элементы –атомы гафния, вольфрама, молибдена и др.

Литературы

1**.** Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках, Изд Мир. 1977,577 С.
2. Расмагин С. И. Воздействие вольфрамного покрытия на свойства выскоомного компенсированного кремния. //канд диссер-2000г.
3. Далиев Ш.Х.Инфракрасная спектроскопия кремния, легированного молибденом. Science and world, International scientific journal, **(№6 (58),** 2018, Vol. I, pp. 11-13

ИЗУЧЕНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ДЕФЕКТНЫХ СОСТОЯНИЙ В ВЫРАЩЕННОМ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ С УЧАСТИЕМ КИСЛОРОДА

М.Ю. Ташметов, Ш. Махкамов, Ш.А. Махмудов, А.К. Рафиков, А.А. Сулаймонов, Ф.Х. Холлоков
Институт ядерной физики АН РУз
e-mail:rafikov@inp.uz, Phone: +988 99 880 0854

Введение. Успехи современной твердотельной наноэлектроники в значительной мере определяется достижением в области получения высокочистых и совершенных полупроводниковых кристаллов. При изготовлений изделий микроэлектроники в зависимости от ихфункционального назначения на практике применяются различные полупроводниковые материалы. Однако из существующих материалов массовое применение в современной электронике находит в основном кремний. Монокристаллический кремний выпускают в мировом масштабе в количестве, свыше ста тонн для удовлетворения нужд только полупроводникового производства. Такое применениие кремния в основном связана с совершенствованием технологии и невысокой ценой получения высокочистого монокристалла [1-5].

Известно, что промышленная технология получения кремния базируется в основном на двух методах: метод Чохральского и бестигельная зонная плавка [1-7]. Метод Чохральского является наиболее распространенным методом выращивания монокристаллов с совершенной структурой. В настоящее время этим методом производят более 80% всех полупроводниковых монокристаллов. При изготовления приборов на базе кремния требуется высокочистые монокристаллы с минимальным содержанием неконтролируемых примесей. Наличие в кристалле кремния примесей и дефектов структуры искажает кристаллическую решетку, формируя в матрице инородные включения, которые в своя очередь определяют свойства материала [2].

Одним из неконтролируемом примесью, присутствующей в кремнии в достаточно больших концентрациях является кислород. Кремний в процессе кристаллизации из расплава при высоких температурах поглощает избыточное количество кислорода. Некоторая часть его, взаимодействуя с кремнием, образует оксид (SiO_x), который имеет форму выделения (вторая фаза) размером 1÷50 мкм [1,2], равномерно распределенных в объеме кремния до концентрации ~10^7 $см^{-3}$. Остальная часть кислорода входит в состав твердого раствора кислород-кремний в концентрации до $2\cdot10^{18}$ $см^{-3}$ [3-6]. В таком состоянии примесь кислорода не влияет на электропроводность. Однако по мере охлаждения выращенного кристалла в температурном интервале 400-800^{0}C с выдержкой ≥ 1 часа (одно из обязательных технологических стадий метода Чохральского) происходит распад пересыщенного твердого раствора кислорода в кремнии с образованием комплексов типа $Si\text{-}O_n$ (где n=1÷4 целое число). Некоторые из этих комплексов, например SiO_4 распадаются с выделением свободного кислорода связываемого атомами кремния в SiO_2, однако его выделение в объеме монокристалла кремния приводит к возникновению микродефектов и уменьшению времени жизни неосновных носителей заряда [2,3,5].

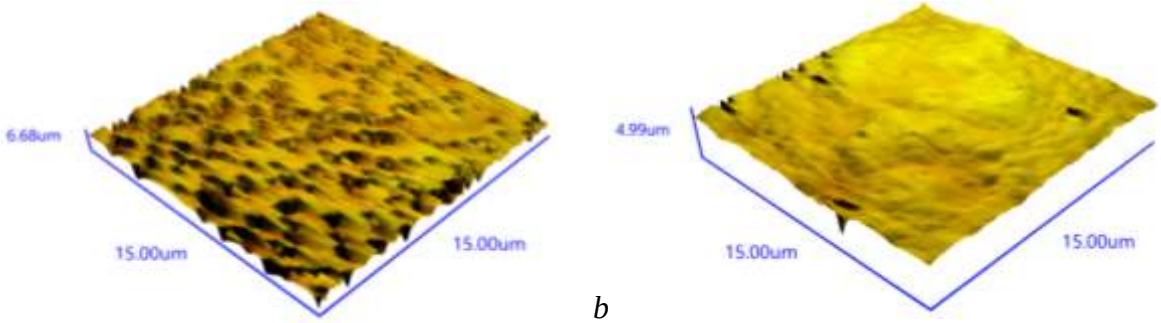
Анализ литературных данных [7] показывает, что определение различных неоднородностей с участием кислорода в кремнии достаточно сложно, таккак кислород в структуре кремнии находясь в междоузельном состоянии и в процессе выращивания кристалла образует нелинейные конфигураций молекулы SiO_i, нестехиометрические межатомные слои SiO_x, преципитаты и стехиометрический аморфный SiO_2. На

практике для изучения структурных параметров кристалла, процесса возникновения и роста кислород содержащих структурных комплексов в основном используют рентгенодифракционные и электронно-микроскопические методы.

В связе с этим целью настоящей работы является выявление структурных неоднородностей формированные с участием кислорода в монокристаллическом кремнии.

Объекта и методов исследования. Объектом исследования являлось монокристаллический кремний n-типа, выращенный методом Чохральского с удельным сопротивлением $\rho \simeq 3 \div 10$ Ω·см, концентрацией примеси фосфора $N_p \simeq 2 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, концентрацией кислорода $N_0 \simeq 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Образцы с размерами 1,4×4×22 мм^3 были изготовлены из вырезанных пластин монокристаллического кремния. Термический отжиг образцов при 350 °C, 500 °C в течение 20 минут до и после электронного облучения.

Описание и анализ результатов. При исследовании поверхностикремния получено следующий результат: Для выявления связи между поверхностными и объемными структурными состояниями в кремнии проводились исследование АСМ-изображения поверхности *n*–Si. Изображения *n*–Si образцов показывают, что на поверхности (111) формируются нанообъекты фазы диоксида кремния в цилиндр образной форме с не четкой кристаллографической огранкой (рис.1).



a *b*

Рисунок 1. Топография поверхности монокристалла *n*–Si: *a* - исходный образец; *b*-облученных дозой 2×10^{17} электрон/см^2.

Таблица-1

Характеристика микроразмерный профиль поверхности кремния

Образец	Высота средней шероховатости R_z (мкм)	среднего арифметического отклонения профиля R_a (нм)
n-Si (исходный)	6.74	789.3
n-Si (облученный 2×10^{17} эл./см^2)	4.47	211.3

Изучение влияния радиации на шероховатость поверхности монокристаллического кремния показало, что при воздействии на него электронного облучением происходит сглаживание шероховатости. Измерение показало, что на выбранном участке образца монокристаллического кремния размером 15×15 мкм после электронного облучение максимальное значение среднеарифметического отклонения профиля и средняя высота шероховатости уменьшаются. На таблица-1 видно, что после облучения 2×10^{17} эл/см^2 максимальное значение среднеарифметического отклонения профиля составляет R_a= 789.3 нм, высота средней шероховатости R_z= 6.74 мкм. При воздействии на кремная

электронного облучением шероховатость поверхности сглаживается, в результате чего значение средней шероховатости поверхности уменьшается после облучения.

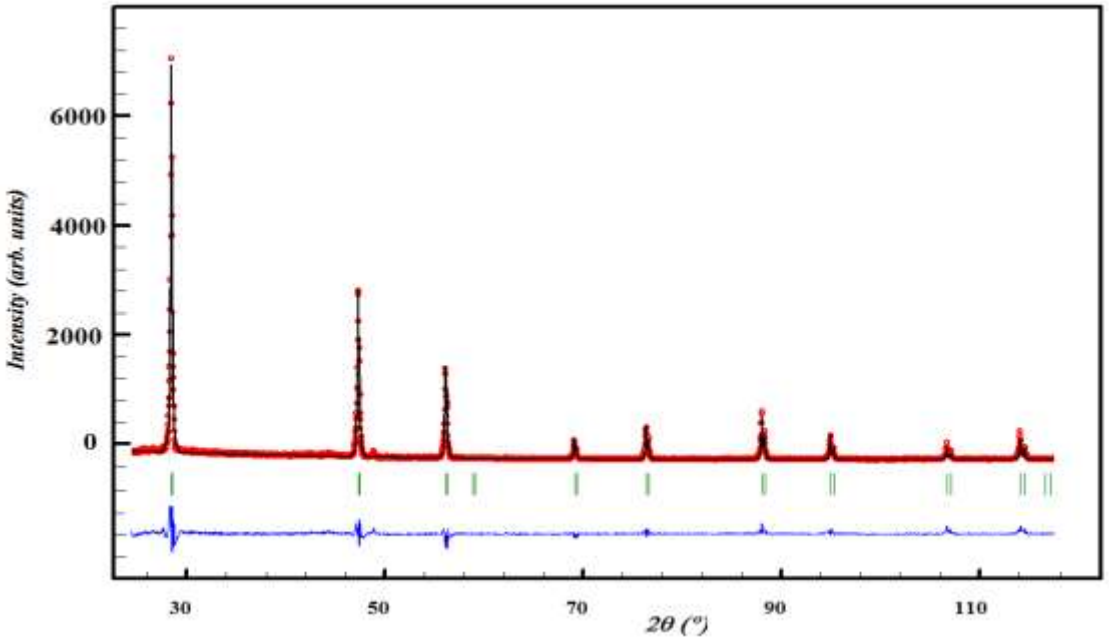


Рисунок 2. Рентгенограмма порошкого кремния *n*-типа.

Полученные экспериментальные данные с использованием рентгенодифракционного метода для кремния приведены на рис. 2. Анализ рентгенограммы монокристаллического кремния *n*-типа показывает, что на дифракционной картине наблюдается структурные рефлексы (рис.2*a*) с различной интенсивностью.

Наблюдаемое дифракционное отражение от образцов кремния с интенсивным рефлексом $(111)_{Si}$ при 2θ=28.7° и его третий порядок $(333)_{Si}$ при 2θ=94.9°, их значении полной ширины на полувысоту рефлекса (FWHM(111)≈$2.65\cdot10^{-3}$rad и FWHM(333)≈$3.79\cdot10^{-3}$rad) свидетельствует о совершенстве кристаллического кремния со значением параметры решетки a_{Si}=0,54265 нм [4].

Результаты электрофизических параметров образцов до и после облучения показывают, что В процессе облучения было замечено, что их относительное сопротивление увеличивается (одновременно в них уменьшается концентрация носителей заряда) и изменяется в зависимости от воздействия различных дефектов под действием электронных пучков. Результаты электрофизических параметры образцов до и после электронного облучения

Таблица-2

Тип образцов	Толщине d (μм)	Удельного сопротивление, ρ (Ом·см)	Поверхностное сопротивление, R (Ом)	Подвижность, μ($см^2$/В·с)	Магнитное сопротивление, R (Ом)	Концентрация, N ($см^{-3}$)	Поверхностная концентрация, N ($см^{-2}$)
До облучение							
n-Si (исх.)	910	4,03	44,3	1543	3,8	10^{15}	$9,14\cdot10^{13}$
n-Si (350 ^oC)	880	3,95	4,71	1578	0,25	10^{15}	$8,81\cdot10^{13}$

n-Si (500 ^{o}C)	830	3,87	4,67	1582	4,1	$1{,}02\cdot10^{15}$	$8{,}81\cdot10^{13}$
После облучение $2\cdot10^{17}$ электрон/см^2							
n-Si (исх.)	878	$3{,}04\cdot10^{4}$	$3{,}68\cdot10^{5}$	1480	$2{,}85\cdot10^{4}$	$1{,}39\cdot10^{11}$	$1{,}22\cdot10^{10}$
n-Si (350 ^{o}C)	890	$4{,}68\cdot10^{4}$	$5{,}26\cdot10^{5}$	1354	$3{,}96\cdot10^{4}$	$9{,}85\cdot10^{10}$	$8{,}77\cdot10^{9}$
n-Si (500 ^{o}C)	888	5,16	63,7	1545	5	$7{,}82\cdot10^{14}$	$6{,}95\cdot10^{13}$

Заключение. Таким образом на основании полученных результатов рентгенодифракционных и микроскопических исследований кремния выращенного методом Чохральского можно сделать следующие выводы. Исследованный монокристаллический кремний имеет совершенную структуру с параметрами решетки a=0.54265 нм. При посткристаллизационном охлаждении от температуры плавления кремния в областях примесно-дефектных скоплениях происходит образования низкоразмерных дефектных состояний с участием кислорода.

На основании полученных результатов было установлено, что при облучении образцов n-Si электронами с длиной волны $2\cdot10^{17}$ элект./см^2 их удельное сопротивление возрастало до 10^4 Ом и соответственно уменьшалась концентрация носителей заряда, что можно объяснить образованием различных первичных и вторичные дефекты при облучении. При их изохронном отжиге наблюдалось незначительное снижение удельного сопротивления облученного и необлученного образцов при 350^0C в 20 мин. (контрольный образец 4,03 Ом·см - 3,95 Ом·см, облученный образец $4{,}68\cdot10^4$ Ом·см - $3{,}04\cdot10^4$ Ом·см).

Показано, что скопление атомов междоузельного кислорода в неоднородных областях в процессе термовыдержки выращенного кристалла приводит к формированию частиц зародыша преципитатов кислорода в составе стехиометрического SiO_2. Определено, что в аморфном SiO_2 кремния при достижении некоторой критической концентрации твердого раствора $Si\text{-}O_n$, приводит к изменению соотношений наноструктур. Образованные в аморфном SiO_2наноструктура, обусловлен с насыщением кислород содержащих преципитатов формированных на поверхности n-Si типа нанокластера, а формированные структура на границе $Si\text{-}SiO_2(SiO_x)$ являются нанокристаллитами стехиометрического оксида кремния в кристаллической фазе с размерами 65-72 нм и параметрами решетки $a_{exp} = b_{exp} = 0.5128$ нм и $c_{exp} = 0.8379$ нм.

Литература

1. Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветнов. *Технология полупроводниковых и диэлектрических материалов*. «Высшая школа», 1990. 423 с.

2. К. Рейви. *Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии*. // Под ред. С. Н. Горина, пер. с англ. –М.: Мир, 1984. – 475 с.

3. Бабич В.М., Блецкан Н.И., Венгер Е.Ф. *Кислород в монокристаллах кремния*. Киев. InterpresLTD, 1997. – 240 с.

4. М.Ю. Ташметов, М.Каланов, Ш.Махкамов, Ф.Т. Умарова, А.Р. Саттиев, М.Н. Эрдонов, Х.М. Холмедов. Медь кислородные нанокристаллиты в монокристаллах кремния, легированных медью // *Узбекский физический журнал*. –Ташкент, 2018, –Т.20, №2, с. 90-97.

5. И.Я. Козырь, Ю.И. Горбунов, Ю.С. Чернозубов, А.С. Пономарев. «*Общая технология*», Технология полупроводниковых приборов и изделий микроэлектроники, Москва «Высшая школа», 1989. 223 с.

6. MahmudovSh.A., RafikovA.K., MirzarayimovJ.Z.. Clusters of Atoms of Copper and Irridium and Their Influence on Recombination Properties of Silicon / International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis./ Volume 3 Issue 09 September 2020, Page No : 94 – 98. https://doi.org/10.47191/ijmra/v3-i9-04

7. И. Л. Шульпина, Р. Н. Кютт, В. В. Ратников, И. А. Прохоров, И. Ж. Безбах, М. П. Щеглов. Методы рентгеновской дифракционной диагностики сильнолегированных монокристаллов полупроводников // *ЖТФ*, 2010. Т. 80, № 4. - С. 105–114.

KINETIC EQUATION OF CHARGE CARRIERS IN NANOSCALE SEMICONDUCTOR STRUCTURES IN THE ABSENCE OF A QUANTIZING MAGNETIC FIELD

U. Erkaboev, R. Rakhimov
Namangan Institute of Engineering and Technology
rgrakhimov@gmail.com,

In nanoscale semiconductor structures, the analysis of the electrical conductivity of electrons or holes is carried out using the Boltzmann distribution function $f_n(k)$ and in a homogeneous electric field F, this distribution function satisfies the solutions of the kinetic equation in the absence of a magnetic field [1,2]:

$$\frac{q}{\hbar}F\nabla_k f_n(k) = \sum_{n`k`} w_{nn`}(k,k`)(f_{n`}(k`) - f_n(k)) \quad (1)$$

Here, q is the charge of the charge carriers, $w_{nn`}(k,k`)$ is probability of scattering per unit time from the $|nk\rangle$ в $|n`k`\rangle$ state, n and n' are the subzone or minizone numbers.

In the case of classical electric fields, when the deviation of the distribution function $\varphi(k)$ from the equilibrium Fermi-Dirac function $f_0(E)$ can be considered small, in the one-minizone approximation the kinetic equation (1) is described as follows:

$$qFv(k)\frac{\partial f_0(E)}{\partial E} = \sum_{k`} w(k,k`)(\varphi(k`) - \varphi(k)) \quad (2)$$

Here, $\varphi(k) = f_1(k) - f_0(E)$; $E = E_1(k)$ is the energy of a free electron or hole in a main subzone or minizone; v(k) is the velocity of a free electron or hole.

To solve equation (2), we can use the approximation of the relaxation time tensor taking into account the anisotropic nature of nanoscale semiconductors and obtain the following expression, in this approximation, to solve equation (2):

$$\varphi(k) = q\left(-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E}\right)\sum_i \tau_i(E)F_i v_i(k) \quad (3)$$

In here

$$\frac{1}{\tau_i} = \sum_{k`} w(k,k`)\left(1 - \frac{v_i(k`)}{v_i(k)}\right) \quad (4)$$

The relaxation time tensor component in the principal axes of the tensor is inverse of the effective mass.

Influence of two-dimensional state density on temperature dependence of electrical conductivity oscillation in heterostructures with quantum wells at quantizing magnetic field

Now let's calculate the temperature dependence of the oscillation of longitudinal electrical conductivity in a quantum well when exposed to a quantizing magnetic field. In heterostructures with quantum wells for a two-dimensional free electron or hole, the addition to the distribution function (3), taking into account the symmetry, is written as:

$$\varphi(k) = q\left(-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E}\right)\tau_\perp(E)Fv(k) \quad (5)$$

Here, $\tau_\perp = \tau_x = \tau_y$.

In this problem, the induction of the magnetic field is directed along the thickness of the quantum plate and is calculated perpendicular to the plane of the quantum plate (plane XY). Hence, when carrying out theoretical calculations, we introduce transverse electrical conductivity ($\sigma_{\perp}(E,B)$) perpendicular to the thickness of the quantum well (along the plane XY), one of the kinetic quantities calculated from the thickness of the quantum well is defined as longitudinal electrical conductivity ($\sigma_{\parallel}(E,B)$).

Using the expression (5) quantizing magnetic field, we can obtain the expression of the transverse electrical conductivity of $\sigma_{\perp}(E,B)$:

$$\sigma_{\perp}(E,B)=\sigma_{xx}(E,B)=\sigma_{yy}(E,B)=qn_s\mu_{\perp}(E,B)=\frac{e^2n_s\langle\tau_{\perp}(E,B)\rangle}{m^*} \quad (6)$$

Here, the n_s is concentration of charge carriers for a two-dimensional electron gas; $\mu_{\perp}$ mobility; m* is the effective mass of a free electron or hole in a quantum well. $\langle\tau_{\perp}(E,B)\rangle$ is the energy-averaged relaxation time of a free electron when exposed to a quantizing magnetic field, and is calculated by the following expression [1,2]:

$$\langle\tau_{\perp}(E,B)\rangle=\frac{\int_0^{\infty}N_s^{2d}(E,B)\left(\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\tau_{\perp}(E)EdE}{n_s} \quad (7)$$

Where, $N_s^{2d}(E,B)$ is the two-dimensional density of energy states in a quantizing magnetic field.

In a quantizing magnetic field, the two-dimensional density of energy states in the conduction zone of the quantum well is taken as the sum of Gaussian peaks [3]:

$$N_s^{2d}\left(E,B,n_L,d,n_Z\right)=\frac{eH}{2\pi c}\sum_{n_L}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{G}\exp\left[-2\left(\frac{E-\left[\hbar\omega_c\left(n_L+\frac{1}{2}\right)+\frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}n_Z^2\right]}{G}\right)^2\right] \quad (8)$$

Where, n_L is the number of Landau levels. $\omega_c=\frac{eH}{mc}$ is a cyclotron frequency. G is a widening parameter that is assumed to be constant.

In a strong magnetic field, two-dimensional electron systems of non-interacting electrons are considered according to the parabolic law of dispersion at low temperature T. In addition to the Gaussian peak of state density, at each Landau level there is a common multiplier of the magnetic field B before the total density of energy states. This means that as magnetic field B increases, each Landau level can contain more and more electrons. According to (8), there is no density of states between Landau levels if their distance $h\omega_c$ is noticeably greater than G.

Calculation of the temperature dependence of transverse electrical conductivity in quantum wells when exposed to a quantizing magnetic field

For the basic mechanisms, in massive semiconductors in the approximation of elastic scattering, the dependence of $\tau_3(E,T)$ relaxation time on energy and temperature is of a power nature [4]:

$$\tau_3(E,T)=\gamma_3(k_0T)^{\beta}E^{\alpha} \quad (9)$$

For free electrons in a quantum well, the change in the density of states and the energy spectrum, taking into account dimensional quantization, leads to the following equation [5]:

$$\tau_{\perp}/\tau_{3}=\gamma dk_{\perp}=\gamma d\sqrt{\frac{2m^{*}E}{\hbar^{2}}}\sim E^{\frac{1}{2}} \tag{10}$$

From (10), we get:

$$\tau_{\perp}=\gamma_{\perp}(k_{0}T)^{\beta}E^{\alpha+\frac{1}{2}} \tag{11}$$

Here, *d* is the thickness of the quantum well. Taking into account (7), (8) and (11), the dependence of transverse electrical conductivity on the quantizing magnetic field and temperature in heterostructures with quantum wells takes the following form:

$$\sigma_{\perp}^{2d}(E,B,T,d)=\frac{e^{3}B}{2\pi m^{*}c}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{G}\cdot$$
$$\int_{0}^{\infty}\sum_{n_{L}}\exp\left[-2\left(\frac{E-\left[\hbar\omega_{c}\left(n_{L}+\frac{1}{2}\right)+\frac{\pi^{2}\hbar^{2}}{2m^{*}d^{2}}n_{Z}^{2}\right]}{G}\right)^{2}\right]\gamma_{\perp}(k_{0}T)^{\beta}E^{\alpha+\frac{3}{2}}\left(\frac{\partial f_{0}(E,T)}{\partial E}\right)dE \tag{12}$$

Thus, we can determine the temperature dependence of the oscillation of electrical conductivity in a quantum well when exposed to a quantizing magnetic field. And so, a new analytical expression was derived for calculating the oscillation of electrical conductivity in heterostructures with quantum wells in the presence of temperature and a magnetic field, based on the equation (12). Using equation(12), it is possible to analyze some experimental results at different temperatures and magnetic fields. In addition, using the equation(12), it is possible to calculate the temperature dependence of the oscillation of transverse magnetoresistance in the conduction zone of the quantum well in the presence of a quantizing magnetic field. Then, for a heterostructure based on a quantum well, the change in the oscillation of the transverse magnetoresistance $\rho_{\perp}^{2d}(E,B,T,d)$ with respect to temperature and quantizing magnetic field is determined in the following new analytical expression:

$$\rho_{\perp}^{2d}(E,B,T,d)=1/\sigma_{\perp}^{2d}(E,B,T,d)$$

$$\rho_{\perp}^{2d}(E,B,T,d)=\frac{1}{\left[\frac{e^{3}B}{2\pi m^{*}c}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{G}\cdot\int_{0}^{\infty}\sum_{n_{L}}\exp\left[-2\left(\frac{E-\left[\hbar\omega_{c}\left(n_{L}+\frac{1}{2}\right)+\frac{\pi^{2}\hbar^{2}}{2m^{*}d^{2}}n_{Z}^{2}\right]}{G}\right)^{2}\right]\gamma_{\perp}(k_{0}T)^{\beta}E^{\alpha+\frac{3}{2}}\left(\frac{\partial f_{0}(E,T)}{\partial E}\right)dE\right]} \tag{13}$$

References

1. Shik A.Ya., Bakueva L.G., Musikhin S.F., Rykov S.A. Physics of low-dimensional system. Saint Petersburg. Press “Science”. 2001. p.160

2. Tavger B.A., Demikhovskii V.Ya. Quantum size effects in semiconducting and semimetallic films // Soviet Physics Uspekhi. 1969. Vol.11, Iss.5, pp.644-658. https://doi.org/10.1070/PU1969v011n05ABEH003739

3. Zawadzki W., Raymond A., Kubisa M. Reservoir model for two-dimensional electron gases in quantizing magnetic fields: A review // Physica Status Solidi (b). 2013. Vol.251, Iss.2, pp.247-262. https://doi.org/10.1002/pssb.201349251

4. Anselm A.I. Introduction to the theory of semiconductors // Physics-Uspekhi. 1965. Vol.85, Iss.1, pp.183–184. https://doi.org/0.3367/UFNr.0085.196501f.0183

5. Shik A.Ya. Superlattices-Periodic Semiconductor Structures (Review) // Soviet Physics-Semiconductors. 1975. Vol.8, Iss.10, pp.1195-1209.

Si:Er STRUKTURALARINING OPTOELEKTRONIKAGA TADBIQI

SH.B. Utamuradova, J.J.Xamdamov, J.SH. Zarifbaev, SH.SH.Madraximova
O‘zMU huzuridagi YArimo‘tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot instituti

YArimo‘tkazgichli elektronikaning dolzarb masalalaridan biri nuqson hosil bo‘lish jarayonlari shuningdek, yarimo‘tkazgich strukturasidagi turli kirishmalar va nuqsonlarning o‘zaro ta’sirini o‘rganish orqali yangi materiallarni olish va ishlab chiqarish zaruriyatini keltirib chiqardi.

Tadqiqot maqsadi texnologiyani rivojlantirish va optoelektronika uchun yangi material bo‘lgan erbiy bilan legirlangan kremniyda nuqson hosil bo‘lish jarayonlari hamda namunalarning elektrofizik va optik xossalarini o‘rganishdan iborat.

Ma’lumki, sof monokristall kremniy to‘g‘ri zonali bo‘lmagan yarimo‘tkazgich material, u effektiv, zonalararo nurlanuvchi rekombinatsiya olinishiga to‘sqinlik qiladi. Kremniy asosidagi yorug‘lik nurlantiruvchi strukturalarni yaratishning yo‘llaridan biri, unga nodir er elementlarini kiritilishidan iborat.

Birinchi marta nodir er elementi Si:Er (77 K haroratda) asosidagi fotolyuminessensiya va elektralyuminessensiyani muvofiq ravishda 1983 va 1985 yillarda kuzatilgan [1-3]. Si:Er strukturali yorug‘lik nurlantiruvchi elementlarni tayyorlash va ular asosidagi qurilmalardan optoelektronikada foydalanish ilmiy tadqiqot ishlarida istiqbolli yo‘llarni yaratadi.

Tadqiqotlar o‘tkazish uchun Si, n- va p- turdagi namunalar CHoxral usulida (kristallografik) yo‘nalishlarda (100) va (111), 1÷20 Om·sm solishtirma qarshilikka ega kremniydan foydalanildi. Si ga erbiy kirishmalarni kiritish diffuziya usulida, 400-1250 ^{o}S haroratda va 10^{-3} mm.sim.ust. atmosfera gaz muhitida o‘tkazildi.

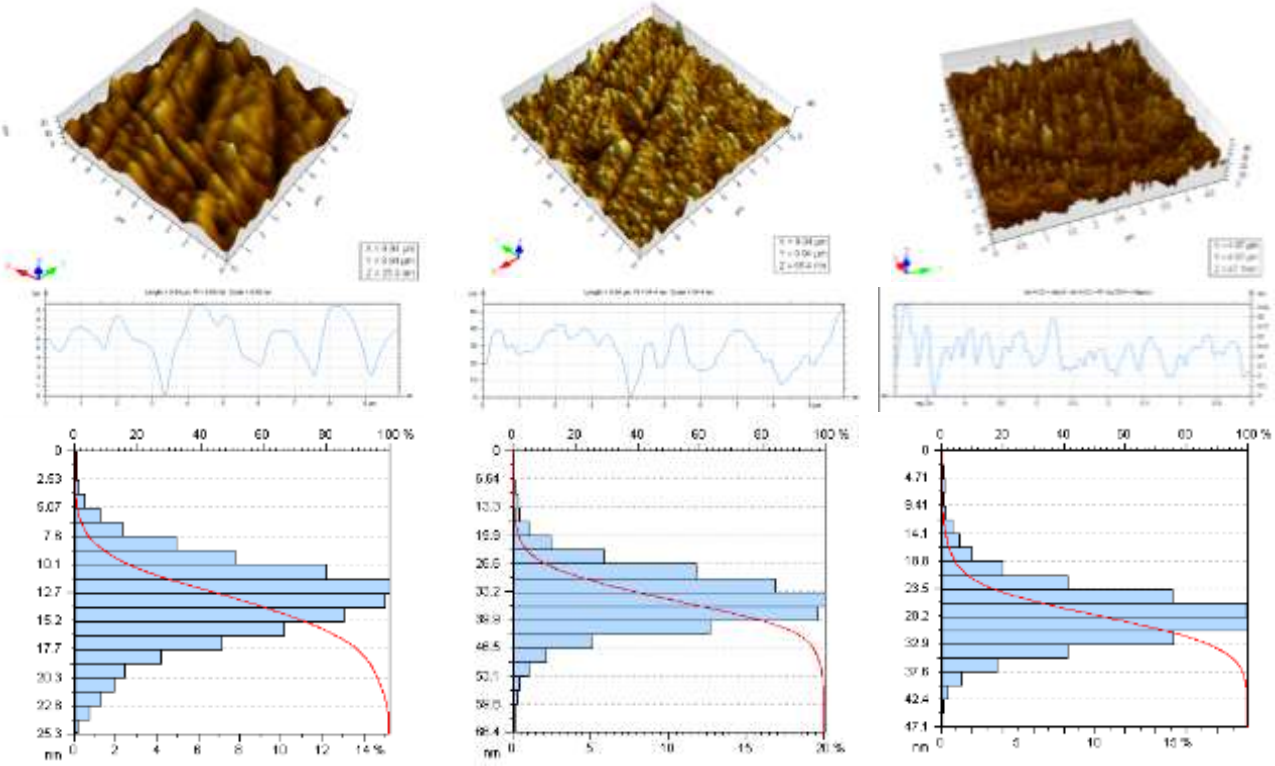
Hozirgi vaqtda skanerlovchi atom kuch mikroskopi (AKM) qattiq jismlar sirtini atom darajasida va nanoo‘lchamlarda o‘rganish uchun eng kuchli vositalardan biridir [4-5].

AKM yordamida olib borilgan tadqiqotlar shuni ko‘rsatdiki (1-rasm) (a), etalon Si (KEF-20), yo‘nalish (100) namunasi tahlili natijalari namunaning yuzasi relefi kengligi 1-2,5 mkm va balandligi 5-22 nmli cho‘qqilardan tashkil topganligi, (b) shu namunalarni 1200 ^{0}S haroratda 2 soat mobaynida 10^{-3} mm.sim.ust. vakuumda termik kuydirib, tez sovutilgandan so‘ng esa cho‘qqilarning kengligi 0,4-1,8 mkm va balandligi 13-60 nm tashkil etishi hamda (d) 1200^{0}S haroratda 20 soat mobaynida diffuziya usulida Er bilan legirlangan namunalar yuzasi relefi kengligi 20-300 nm va balandligi 9-42 nm o‘lchamdagi nanostrukturali sirtiy nuqsonlar hosil bo‘lishini ko‘rsatdi. Rentgen nurlari difraksiyasi ma’lumotlari bilan taqqoslash shuni ko‘rsatadiki, nuqsonlar tasodifiy yo‘naltirilgan nanokristallardan iborat.

Elektr aktiv markazlarning taqsimlanish profillari differensial o‘tkazuvchanlik va volt-farad usuli yordamida o‘lchandi. Fotoo‘tkazuvchanlik usuli orqali Si:Er elektr aktiv markazlarning aktivlashish energiyasini va konsentratsiyasini aniqlash uchun foydalanildi.

Fotoo‘tkazuvchanlik 77-300 K haroratlarda o‘lchandi. Spektrlar IKS-21, sinxron detektrlash sxemasi bo‘yicha qayd etildi. Fotodetektor sifatida Ge- va InGaAs-fotodiodlardan foydalaniladi.

YUqori haroratda nuqsonlar hosil bo‘lishida, kremniy panjarasining xususiy nuqtaviy nuqsonlari asosiy rol o‘ynay boshlaydi, shuning uchun strukturaviy nuqsonlarni, legirlangan kremniydagi elektr va optik aktiv markazlar tadqiq etilishi bo‘yicha olingan eksperimental natijalarni krishmalar dozasi va diffuziya haroratlari bilan nisbatlantirilishi maqsadga muvofiqdir.



a) **b)** **d)**

1-rasm. a) etalon n-Si namuna, b) termik ishlov berilgan n-Si namuna, d) n-Si<Er>

Kislorod tarkibli termodonorlardan farqli ravishda, Er-tarkibli donorlar bir ionlashish energiyasi bilan tavsiflanadi. “Sayoz” energetik sathlar hosil qiluvchi termodonorlarning sezilarli konsentratsiyalari, faqatgina Er kiritilgan na’muna haroratini 900 ^{o}S gacha ko‘tarilishi, O tarkibli donorlar va Er-tarkibli markazlar konsentratsiyalarini pasayishiga olib keladi. 1200 ^{o}S haroratda kuydirilishdan keyin boshqa donor markazlar paydo bo‘ldi.

Eksperimental ma’lumotlar, aynan oxirgi markazlar energiyani Er^{3+} ionlariga uzatilishida ishtirok etishini ko‘rsatadi. Biz ularning hosil bo‘lishini, elektr aktiv markazlarning to‘liq konsentratsiyasi bilan tenglashtiriluvchi konsentratsiyada birinchi bor kuzatdik.

Taqdim etilgan tadqiqotlar natijalari erbiy bilan legirlangan, monokristall kremniy asosidagi yorug‘lik nurlantiruvchi strukturalar texnologiyasida nuqsonlar injeneriyasi asoslarini qo‘yish imkonini berdi. Er ionlarini Si taglikka diffuziya usuli bilan kremniy qavatlarini qattiq fazali epitaksial qayta kristallanishi bilan Si:(Er,O) yorug‘lik nurlantiruchi strukturalarini olish uslubi taklif etildi. Si:(Er,O) p-n- o‘tishlarda elektrolyuminessensiya jadalligining haroratga oid cho‘g‘lanish effekti aniqlandi. Tadqiqod natijalari AKM yordamida sirt strukturasi tuzilishi va elektron xususiyatlarini tadqiq qilish uchun foydalanish imkoniyatlarini kengaytiradi. Natijalardan noyob xususiyatlarga ega nodir er elementlari bilan legirlangan yarimo‘tkazgichlar yuzasida nano o‘lchamdagi elektron qurilmalarni yaratish uchun foydalanish mumkin.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Ennen H., Schneider J., Pomrenke G. e. a. Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 943-945.
2. Ennen H., Pomrenke G., Axmann A. e. a. Ibid., 1985, v. 46, p. 381-383.
3. Соболев Н.А. Физика и техника полупроводников, 1995, т. 29, № 7, с. 1153-1177.

4. Бухараев А.А., Овчинников Д.В.У Бухараева А.А. Диагностика поверхности с помощью сканирующей силовой микроскопии (обзор) // Заводская лаборатория, 1997, №5. с. 10-27.
5. Рехвиашвили С.Ш. Современные методы сканирующей зондовой микроскопии и спектроскопии. Препринт №2. Нальчик: НИИ ПМА КБНЦ РАН, 2001, 51 с.

MURAKKAB GETEROTUZILMALI KVANT O’RADA ZONANING PARABOLIK VA NOPARABOLIK MODELLARIDA ELEKTRON ENERGIYA SATXLARI

P.J.Baymatov, Sh.T. Inoyatov, M.S. Tohirjonov
Namangan davlat universiteti,

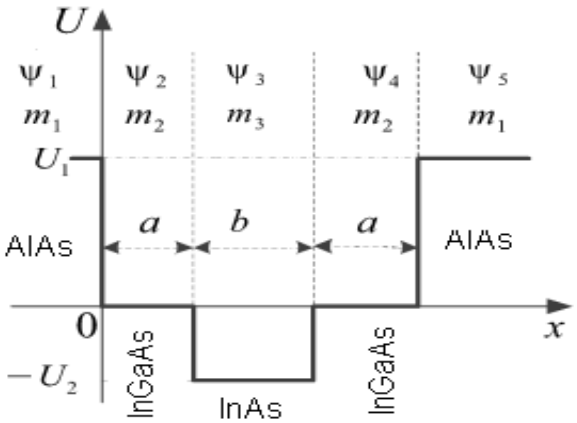
Hozirgi kunda yarimo’tkazgichli geterotuzulmalar asosida ultra yuqori chastotali tranzistorlar, rezonans tunnel diodlar va boshqa elektron asboblar yaratilmoqda. Bunday qurulmalarni tayyorlashda murakkab geterotuzilmali yarimo’tkazgichlardan ham keng foydalanilmoqda. 1-rasmda *AlAs/In$_x$Ga$_{1-x}$As/AlAs* geterotuzilma va unga kiritilgan yupqa InAs qatlam tasvirlangan.

Elektronning energiya sathlarini hisoblash uchun SHredinger tenglamasidan foydalanamiz

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi(x)}{\partial x^2}+U(x)\psi(x)=E\psi(x) \qquad (1)$$

Energiyaning sanoq boshi sifatida $In_xGa_{1-x}As$ ning o’tkazuvchanlik zonasini tubi olingan. Ushbu geterosistema o’tkazuvchanlik zonasidagi elektron uchun potentsial energiyani quyidagicha yozamiz:

$$U=\begin{cases}U_1, & x\le 0,\ x\ge 2a+b\\ 0, & 0\le x\le a,\ a+b\le x\le 2a+b\\ -U_2, & a\le x\le a+b\end{cases} \qquad (2)$$



1-rasm. Yupqa InAs nanoqatlam kiritilgan AlAs/In$_x$Ga$_{1-x}$As/AlAs geterotuzulma o’tkazuvchanlik zonasining ‘rofili

Ushbu geterotuzulmada beshta soha mavjud. Har bir soha uchun alohida to’lqin funktsiyani yozib olish mumkin. Noma’lumlarni aniqlashda Bastard chegaraviy shartlarini qo’llanadi.[1]

Noma’lumlar uchun bir jinsli algebraik tenglamalar sistemasiga ega bo’lamiz. Bu sistema yagona yechimga ega bo’lishi uchun noma’lumlar oldidagi koeffitsientlardan tuzilgan determinant nolga teng bo’lishi kerak *det(E)=0*. Bu trantsendent tenglamani sonli yechib energetik sathlarni topish mumkin.

O’tkazuvchanlik zonasini dispersiyasi noparabolik bo’lsa, elektronning effektiv massasini Keynning ikki zonali modelidan foydalanib quyidagicha almashtirish mumkin[2, 7-10]:

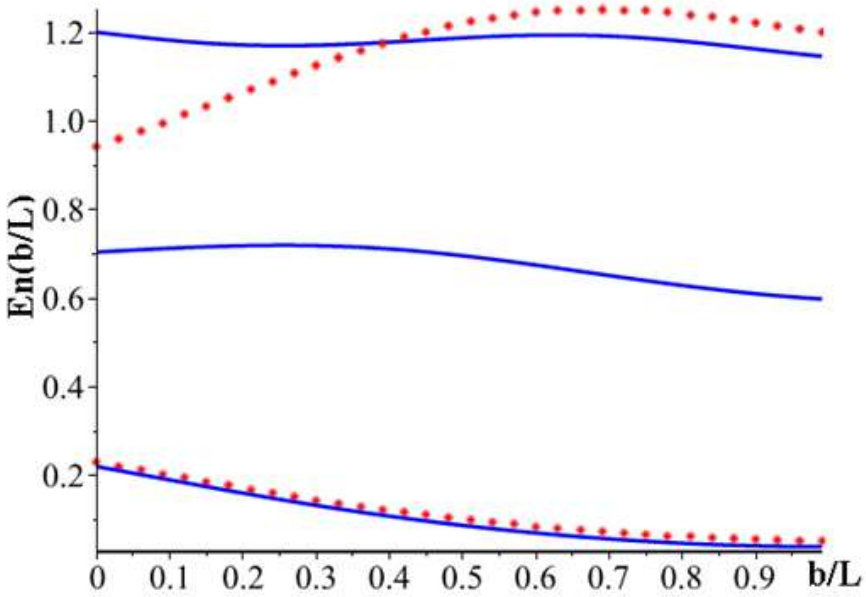
$$m_1(E) = m_1(0)(1+(E-U_1)/E_{g1}), \quad \text{AlAs}$$
$$m_2(E) = m_2(0)(1+E/E_{g2}), \quad \text{InGaAs} \qquad (5)$$
$$m_3(E) = m_3(0)(1+(E+U_2)/E_{g3}), \quad \text{InAs}$$

Bunda, $m_n(0)$ – elektronning o’tkazuvchanlik zonasi tubidagi effektiv massasi, Ye_{gn} – berilgan qatlam tahqiq zonasi kengligi.

AlAs/$In_xGa_{1-x}As$/AlAs geterotuzulma zona ‘arametrlari adabiyotlarda keltirilgan [3-6] (1-jadval). det(E)=0 trantsendent tenglamani sonli yechib, energetik sathlarni InAs qatlam qalinligi(*b*)ga bog’lanishini topish mumkin. Bunda o’ra kengligi *L* ni fiksirlaymiz, yahni *b* ortsa *a* kamayadi. Hisoblashlar har ikki – parabolik va noparabolik model uchun o’tkazilgan. Natijalar 2-rasmda grafiklarda tasvirlangan.

1-jadval

Parametr	InAs	InGaAs	AlAs
Eg, eV	0.418	0.82	3
$m_{n,}$ (m_0)	0.023	0.046	0.123
a,*b*(nm)	*b*=1.84	*a*=0.9	



2-rasm. Nuqtali chiziqlar – parabolik modeldagi $E_1(b/L)$, $E_2(b/L)$ bog’lanishlar, quyuq chiziqlar – noparabolik modeldagi $E_1(b/L)$, $E_2(b/L)$, $E_3(b/L)$ bog’lanishlar.

2-rasmda parabolik zona modelida sathlar orasi ortib borya’ti. Noparabolik zona modelida esa ayni bir xil parametrlarda sathlar soni bittaga ortdi va yuqori sathlarning o’sishi kamaydi. Energetik sathlarning orasi deyarli o’zgarmadi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. G. Bastard, J. A. Brum, and R. Ferreira// Electronic States in Semiconductor Heterostructures// *Solid state physics, volume* 44 Copyright *0* 1991 by Academic Press, pp 251-252

2. Б.М.Аскеров //Электронные явления переноса в полупроводниках // М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985.— 320 с.

3. В.Д. Дымников, О.В.Константинов. Уровни энергий в квантовой яме с пвямоугольными стенками сложной формы // Физика и техника полупроводников том 29, вып. 1 (1995). с.133-139 Санкт-Петербург, Россия
4. В.В.Филиппов, А.А.Заваротний, С.В.Мицук. Энергетический спектр носителей заряда в структурах наноэлектроники, Липецк, ЛГПУ, 2012. с.46-53
5. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие. –М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига, (2006). – 496 с.
6. I. Vurgaftman, J. R. Meyer and L. R. Ram-Mohan// Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys// Journal of applied physics, volume 89, number 11 1 June 2001, pp 24-48
7. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov // Concentration dependences of the electron effective mass, Fermi enerjy, and filling of subbands in doped InAs/AlSb quantum wells // Украинский Физический Журнал. Ukr. J. Phys. 2017. Vol. 62, No. 1, стр 46-50 , doi: 10.15407/ujpe62.01.0046
8. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov. On the thermodynamics of a two-dimensional electron gas with non-parabolic dispersion. World Journal of Condensed Matter Physics **6**, 294-299 (2016).
9. B. T. Abdulazizov, G. Gulyamov, P. J. Baymatov, Sh. T. Inoyatov, M. S. Tokhirjonov// Peculiarities of the Temperature Dependence of the Chemical Potential of a Two-dimensional Electron Gas in Magnetic Field// SPIN Vol. 12, No. 1 (2022) 2250002 (7 pages)
10.G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J.Baymatov // Three-band simulation of the g-factor of an electron in an InAs quantum well in strong magnetic fields // Journal of Nanomaterials ,Volume 2021, Article ID 5542559, https://doi.org/10.1155/2021/5542559 (**scopus IF 2.9**)

SURFACE PHOTOCONDUCTIVITY IN A MULTIVALLEY SEMICONDUCTOR

I.M.Eshboltayev, U.Isomaddinova, O.R.Yusupova, M.Quchqorov
Kokand State Pedagogical Institute named after Mukimi

Problems of the surface today are, one of the most interests of physicists. From a purely physical point of view, the study of the surface is fundamentally important. The surface is a two-dimensional system, and not only its structure, but also many of the phenomena look on it quite differently from the volume. In essence, the surface of a solid and its "interior" are two different forms of the same substance. Therefore, surface physics has become a new field of science on the structure of matter in a condensed state.

Below we theoretically research the surface photoconductivity in a semi-infinite multivalley semiconductor. It is calculated by mirror reflection of electrons about the surface in the approximation of the Boltzmann kinetic equation.

For convenience of further calculations, we choose the following geometry of the problem. By directing the x axis in the plane zz' (z' directed along the main axis of the ellipsoidal isoenergetic surface), and the axis y is normal to this plane, we write the energy spectrum in the form $\mathrm{E}=\sum_{\alpha,\beta} A_{\alpha\beta}\, v_\alpha\, v_\beta$ or $\mathrm{E}=\sum_{\alpha,\beta} B_{\alpha\beta}\, p_\alpha\, p_\beta$, where p_i and $v_i=\partial E/p_i$ are the *i*-components of momentum and velocity, respectively.

Now let us discuss about the electron distribution function, with which the photocurrent is determined. Suppose that a light wave with frequency ω is incident on a semiconductor plate with width $d\left(-d/2\le z\le+d/2\right)$ perpendicular to the surface $z=+d/2$, and an electric field with a strength $\vec{\tilde{\varepsilon}}=2\times\mathrm{Re}\,\vec{\varepsilon}\exp\left(-i\,\omega t\right)$ on the current carriers and a constant external magnetic field with a strength $\vec{H}$, where the z axis is directed along the inner normal to the surface $z=+d/2$, according to which, we assume that the electromagnetic wave propagates.

The nonequilibrium electron distribution function *f* satisfies the kinetic equation

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\vec{v}\vec{\nabla}_{\vec{r}}\,f-e\left(\tilde{\varepsilon}+\left(\vec{v}\times\vec{H}\right)\right)\vec{\nabla}_{\vec{p}}\,f=-\frac{f-f_0}{\tau}\quad , \tag{1}$$

which is solved in the τ-approximation (τ is the momentum relaxation time) by the iteration method, where it is impossible to expand $f(\vec{r},t)$ over the spherical functions by the parameter $l/\left|\vec{\nabla}f/t\right|$, because in the near-surface region *f* varies on the length (or $l/\omega\tau$)), where lis the mean free path of an electron, ω is the frequency of the exciting light. For this reason we write the collision integral as $-(f-f_0)/\tau$, where f_0 is the equilibrium distribution function of the electrons.

In the following we consider two mechanisms for the scattering of current carriers on a surface: mirror reflection (MR) and diffuse scattering (DS) with which the boundary conditions for the distribution function are determined. We assume that the energy spectrum of the carriers is spherical. Then for MR the tangential components of the momentum are conserved, and the normal component changes sign.

We will also take into account the spatial dependence of the electric field of the light wave, and also take into account that in semiconductors of cubic symmetry $\varepsilon_z=0$.

To calculate the nonlinear electric field of the electromagnetic wave of photoconductivity ($\chi_{\alpha\beta\delta}$ and $\gamma_{\alpha\beta}$, where $\alpha,\beta,\delta = x,y,z$) a semi-infinite multivalued semiconductor, we will use the energy spectrum $E = \sum_{\alpha,\beta} B_{\alpha\beta}\, p_\alpha\, p_\beta$ and the calculation method proposed in [2]. Further, we will use that when the mirror is reflected from the boundary of the surface of the semiconductor pate, we have $p_{y_2} = p_{y_1}$, $p_{x_2} = p_{x_1}$. And the interrelation of quantities p_{z_2} and p_{z_1} is determined from the law of conservation of energy, from which we have $p_{z2} + p_{z1} = -\frac{2\bar{D}}{\bar{A}} p_{x1} = \frac{2D}{B} p_{x1}$ or $p_{z2} = -p_{z1} + \frac{2D}{B} p_{x1}$.

If we take into account that $V_y = \frac{\partial E}{\partial p_y} = 2\bar{A}(p_x - \frac{D}{B} p_z)$. Then

$V_{x1} = 2\bar{B}(p_{x1} - \frac{D}{A} p_{z1})$, $V_{x2} = V_{x1} + 2\frac{D}{B} V_{z1}$ or $V_{x2} = V_{x1} + 2\frac{D}{B} V_{z1}$, also $p_{x2} = p_{x1}$, $p_{z2} = p_{z1} + 2\eta p_{x1}$, $V_{x2} = V_{x1} + 2\eta V_{z1}$, $V_{z2} = -V_{z1}$, где $\eta = \frac{D}{B} = \frac{m_{xz}}{m_{xx}}$.

Consequently, on the semiconductor surface for the distribution functions $f_-(V_x, V_y, V_z\langle 0)$ corresponding to the current carriers coming to the surface and $f_+(V_x, V_y, V_z\rangle 0)$ corresponding to the current carriers coming from the surface of the sample, we have

$$f_-(V_x, V_y, V_z; z=0) = f_+(V_x + 2\eta V_z, V_y, -V_z; z=0), \quad (2)$$
$$f_+(V_x, V_y, V_z; z=0) = f_-(V_x + 2\eta V_z, V_y, -V_z; z=0).$$

We will immediately assume that the electromagnetic field is transverse, i.e. $\vec{\varepsilon} = \vec{\varepsilon}(z)$ and the components ε_x, ε_y are nonzero. The solution of the kinetic equation for $f_{11} = f_1(z;t)$ will beas

$$f_1 = f_1(z;t) = f_1(z) \times \exp(i\omega t) \quad (3)$$

Then

$$-i\omega f_1 + V_z \frac{\partial f_1}{\partial z} - e(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V})\frac{\partial f_0}{\partial E} = -\frac{f_1}{\tau} \quad (4)$$

Here for the electron $e = |e|$, $\vec{F} = -e\vec{\varepsilon}$.

We seek the solution of the Boltzmann equation in the form

$$f_1(z) = e^{-\frac{\gamma z}{V_z}}\left[C_1 - \frac{e}{V_z}\int_z^\infty e^{-\frac{\gamma z'}{V_z}}(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V})\frac{\partial f_0}{\partial E}\,dz'\right] \quad (5)$$

Then

$$f_1(z) = C_1 e^{-\frac{\gamma z}{V_z}} + \frac{e}{\gamma}(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V})\frac{\partial f_0}{\partial E} = C_1 e^{-\frac{\gamma z}{V_z}} + \frac{ie}{\omega}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V})\frac{\partial f_0}{\partial E} \quad (6)$$

Since $V_z \langle 0$ the distribution function $f_-\left(V_x, V_y, V_z; z \to \infty\right) = 0$, then $C_{1^-} = 0$

$$f_{1^-}(z) = \frac{ie}{\omega}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) \Rightarrow \frac{e}{\gamma}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E} \tag{7}$$

Then from condition (2) we find that for diffuse scattering (at $z = 0$)

$$f_{1^-} = \frac{ie}{\omega}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) = \frac{ie}{\omega}\left[\frac{\varepsilon_x b \sin\theta\sin\phi}{\left(1+\delta\sin(2\phi)\right)^{1/2}} + \varepsilon_y c\cos\theta\right] \times \tag{8}$$

$$\times\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\sqrt{E}$$

The same way

$$f_{1^+}(E) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left[\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\left(1 - e^{-\frac{\gamma z}{V_z}}\right) + \frac{2}{3}\frac{\delta}{\left(1-\delta^2\right)^{1/2}} b\varepsilon_x\sqrt{E}\, e^{-\frac{\gamma z}{V_z}}\right] \tag{9}$$

The photoconductivity tensor is $\chi_{\alpha\beta\delta}$ determined by solving the Boltzmann kinetic equation [2]. In particular, for a semi-infinite multivalley semiconductor, the solution of the Boltzmann equation in the first in the electric field strength of an electromagnetic wave has the form

$$f_{1+}(z) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left[\left(2\eta\varepsilon_x V_z \exp(-\gamma z / V_z) + \vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\right] \tag{10}$$

for mirror reflection,

$$f_{1+}(z) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) \times \tag{11}$$

$$\times\left[\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\left(1 - \exp(-\gamma z / V_z)\right)\right) + \frac{2}{3}\frac{\delta}{\left(1-\delta^2\right)^{\frac{1}{2}}}\varepsilon_x b\sqrt{E}\exp(-\gamma z / V_z)\right]$$

for diffuse reflection of electrons about a surface.

It is not difficult to see that in order to determine the components of the tensor $\chi_{\alpha\beta\delta}$ and $\gamma_{\alpha\beta}$ for a semi-infinite multivalued semiconductor, we must calculate the following integral

$$\Im = -e\int_0^\infty dz \int d^3V\ f(V)V_\alpha = -eN\frac{\int_0^\infty dz \int d^3V\ f(V)V_\alpha}{\int d^3V\ f_0(V)}$$

or, in the case we are considering,

$$\Im = -eN\frac{\int\limits_{V_z\rangle 0}^{\infty} C_2\tau V_z V_\alpha d^3V}{\int d^3V\ f_0(V)} = -\frac{3}{4\pi}\frac{\left(m_{II}\,m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}eN\int\limits_{V_z\rangle 0}^{\infty} C_2\tau V_z V_\alpha d^3V.$$

$$\int f_0(V)d^3V = -\frac{3}{4\pi}\frac{\left(2E_F\right)^{3/2}}{\left(m_{II}m_\perp^2\right)^{1/2}} = -\frac{8\sqrt{2}}{3}\frac{1}{\left(m_{II}m_\perp m_\perp\right)^{1/2}}\int\frac{\partial f_0}{\partial E}E^{3/2}dE.$$

Then we have the following relations for the component of the tensor $\chi_{\alpha\beta\delta}$

$$\chi_{\alpha xx} = -\frac{3}{\pi}\frac{\left(m_{II}m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}e\frac{e^2}{\omega^2}N\eta\frac{1}{2}abc\int\limits_{\cos\phi\rangle 0}^{\infty}\frac{\sqrt{E}dE}{1+\delta\sin 2\phi}\sin\theta\,d\theta\,d\phi\times$$

$$\chi_{\alpha xy} = -\frac{3}{\pi}\frac{\left(m_{II}m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}e\frac{e^2}{\omega^2}N\eta\frac{1}{2}abc\int\limits_{\cos\phi\rangle 0}^{\infty}\frac{\sqrt{E}dE}{1+\delta\sin 2\phi}\sin\theta\,d\theta\,d\phi\times$$

$$\times V_\alpha V_z\tau\left\{\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)V_y V\right\}.$$

Thus, the theory of the photoconductivity of a multivalley semiconductor due to the scattering of current carriers on the crystal surface and dependent on the degree of polarization of light is developed.

References

1. Green R.F. Transfer and scattering at the crystal surface. In the book: New in the study of a surface solid body. - M .: Mir. -1977. -P. 104 - 154.
2. Normantas E., Picus G.E. Surface photovoltaic effects in multivalley semiconductors// Phys. Sol. Stat. -1986. -№ 6. -P. 1665 – 1679.

KVANT O’RADA O’RA BALANDLIGINI HISOBLASH USULLARI

M.S.Tohirjonov[1], A.A.Saydaliev[2], O.M.Yunusov[3], H.M.Abduqahhorov[1], I.R.Ne’matov[1]
[1]Namangan davlat universiteti
[2]Namangan muhandislik-texnologiya instituti
[3] O’z.R.F.A. Fizika-texnika instituti

Bir nechta qatlamli geterotuzulmalardan iborat yarimo’tkazgichlarning kontakt nuqtalaridagi to’siq balandligini hisoblashda Andersonni «elektronga o’chlik qoidasi» [1-3] (Anderson qoidasi) dan foydalanishadi. Anderson qoidasiga ko’ra geteroo’tishdagi o’tkazuvchanlik zonalar tubidagi farq (sakrash) – ikki materialni elektronga o’chlik kattaliklari farqiga teng.

Bu qoidadan kelib chiqilsa, ikki xil yarimo’tkazgich (yoki yarimo’tkazgich va dielektrik) kontaktlashtirilganda, o’tkazuvchanlik zonalari ΔE_c farqi hosil bo’lib, u quyidagiga teng bo’ladi.

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 \qquad (1)$$

Bunda, χ_1 va χ_2 lar mos ravishda kontaktga keltirlayotgan ikki moddaning vakuumga nisbatan chiqish ishlari.

Ma’lumki, valent zonalar farqi ham hosil bo’ladi va uni (2) ko’rinishda ifodalash mumkin.

$$\Delta E_v = E_{g2} - E_{g1} - \Delta E_c \qquad (2)$$

Bunda E_{g1} va E_{g2} lar mos ravishda kontaktga keltirlayotgan ikki moddalarning ta’qiq zonasi kengligi

Zonalar farqining qiymatlari musbat ham manfiy ham bo’lishi mumkin:

- agar o’tkazuvchanlik zonalar farqi ΔE_c va valent zonalar farqi ΔE_v har ikkisi ham musbat bo’lsa, u holda I tur geteroo’tish hosil bo’ladi. Bunday hol masalan, *GaSb/AlSb* va *GaAs-AlGaAs* geterotuzilmalarida kuzatiladi;

- agar zonalar farqidan biri musbat, ikkinchisi manfiy bo’lsa, II tur (zinasimon) geteroo’tish hosil bo’ladi. Bunday hol masalan, *InAs/GaSb* i *InAs/AlSb* geterotuzilmalarida kuzatiladi;

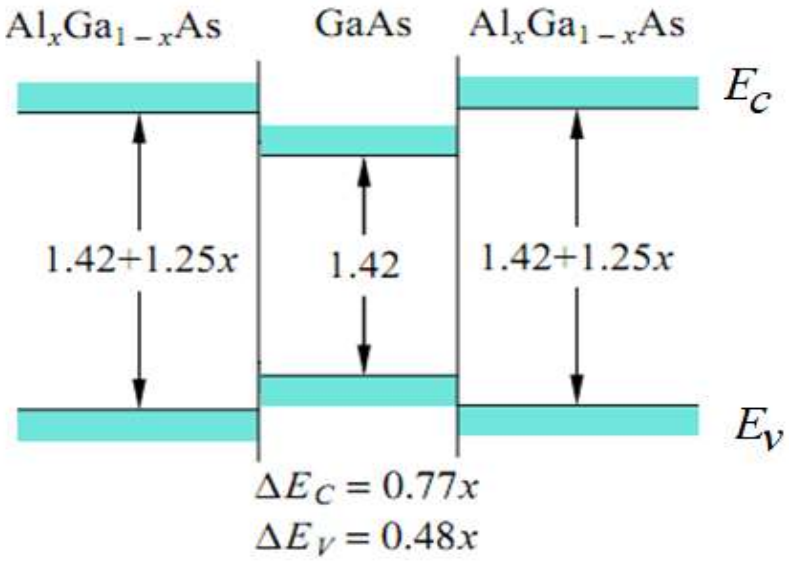
Biroq shuni nazarda tutish kerakki, ushbu qoida hamma vaqt ham o’rinli bo’lavermaydi, chunki zonalar farqi yana geterochegarada bog’lanishlar hosil bo’lishdagi faktorlarga hamda deformatsion potentsialga ham bog’liq. SHuning uchun qachonki tajribalarda o’lchangan parametrilar – o’tkazuvchanlik zonasidagi farq ΔE_c va valent zonasidagi farq ΔE_v qiymatlari nazariyada hisoblangan qiymatlarga mos kelsagina ma’lumot ishonchli hisoblanadi.

Misol tariqasida bu yerda hozirgi kungacha keng o’rganilgan *AlGaAs/GaAs/AlGaAs* va *AlSb/InAs/AlSb* geterotuzilmalar uchun zona diagrammasini keltirib o’tamiz [4-5].

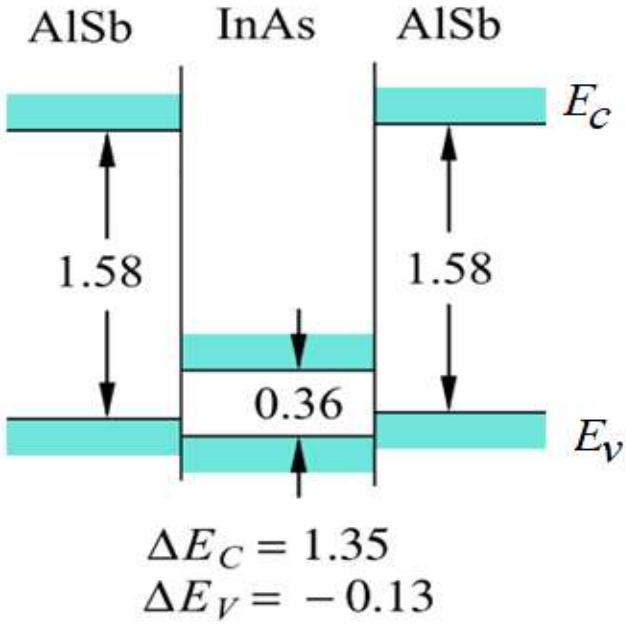
$Al_xGa_{1-x}As$ qatlamni o’stirish jarayonida *Ga* va *Al* atomlarini molyar ulushi *x* ni o’zgartirish mumkin bo’lib, uni turlicha qiymatlarida $Al_xGa_{1-x}As$ ni taqiqlangan zonasini turlicha tanlash mumkin. Natijada, elektronlar va kovaklarni tutib turuvchi potentsial to’siq balandliklari ΔE_C hamda ΔE_V lar ham *x* ga bog’liq bo’ladi, bu rasmda ko’rsatilgan. Ushbu geterotuzilmani *GaAs* qatlamida nafaqat elektronlar, balki kovaklar uchun ham kvant o’ra hosil bo’ladi.

Arsenid indiy *InAs* - A_3B_5 gruppasidagi o’tkazuvchanlik zonasi minimumi to’g’ri bo’lgan va tor zonali yarimo’tkazgichlardan hisoblanadi. Antimonid alyuminiy *AlSb* zona

minimumi to’g’ri bo’lmagan taqiq zonasi *InAs* ga nisbatan ancha kattaroq bo’lgan birikmadir[6-11]. SHu sababli, *AlSb/InAs/AlSb* geterotuzilmalarida hosil bo’gadigan kvant o’ralar o’ta chuqur bo’ladi. Rasmda keltirilgan diagrammadan ko’rinadiki, ushbu geterotuzilmani *InAs* qatlamida elektronlar uchun kvant o’ra hosil bo’ladi, kovaklar uchun esa kichik to’siq hosil qilar ekan.



1-rasm. AlGaAs/GaAs/AlGaAs geterotuzilmaning zona diagrammasi. Energiyalar strelka bilan ko’rsatilgan (eV).



2- rasm. *AlSb/InAs/AlSb* geterotuzilma zona diagrammasi. Energiyalar strelka bilan ko’rsatilgan (*eV*).

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Фистуль В. И. Введение в физику полупроводников. М.: Высш. шк., (1984). с 352-365.

2. Anderson R.I. // Experiments on Ge-GaAs heterojunctions // Solid State Elec., (1962), V.5, p.341-349.

3. Peter Y. Yu., Manuel Cardona. Fundamentals of Semiconductors. ‘hysics and Materials properties. Springer Heidelberg Dordrecht London // pp 474-478
4. Yu E.T., McCaldin J.O., and McGill T.C., // Solid State physics, Advances in Research and Applications, vol. 46, Academic press, Boston, (1992). pp. 1-14
5. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov, P.J.Baymatov // Three-band simulation of the g-factor of an electron in an InAs quantum well in strong magnetic fields // Journal of Nanomaterials ,Volume 2021, Article ID 5542559, https://doi.org/10.1155/2021/5542559 (**scopus IF 2.9**)
6. B.T. Abdulazizov, G. Gulyamov, P.J. Baymatov, Sh.T. Inoyatov, M.S. Tokhirjonov. SPIN **12**, No 1, 2250002 (7 pages) (2022).
7. P.J. Baymatov, A.G. Gulyamov, B.T. Abdulazizov, Kh.Yu. Mavlyanov, M.S. Tokhirjonov. International Journal of Modern physics B 2150070 (1-13), 2022 World Scientic Publishing Company DOI: 10.1142/S0217979221500703 (scopus)
8. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov // *Concentration dependences of the electron effective mass, Fermi enerjy, and filling of subbands in doped InAs/AlSb quantum wells* // Украинский Физический Журнал. Ukr. J. Phys. 2017. Vol. 62, No. 1, стр 46-50 , doi: 10.15407/ujpe62.01.0046
9. Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов, П.Ж.Байматов //*О статистике электронов в квантовой яме InAs/AlSb*, Сборник публикаций мультидысциплинарного научного журнала «Архивариус». VII Международная научно-практическая конференция «Наука в современном мире» (19 марта 2016) г.Киев. стр 6-9. www.archivarius.org.ua
10. Г. Гулямов, П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.С.Тохиржонов // *О термодинамике двумерного электронного газа с непараболичный дисперсией* // Самарқанд давлат университети Илмий Ахборотнома Журнали, 2016.№5 (99), стр 22-27
11. G.Gulyamov, B.T.Abdulazizov. On the thermodynamics of a two-dimensional electron gas with non-parabolic dispersion. World Journal of Condensed Matter Physics **6**, 294-299 (2016).

MUNDARIJA

1	Структурные особенности монокристаллов YAG И Nd:YAG	С.З. Зайнабидинов, О.Р. Дехконбоев, М. Мамиров, М. Исматуллаева, С. Мамадалиев	4
2	Dozimetr qurilmasi uchun yarimo‘tkazgichli detektorlar ishlab chiqish	R.A. Muminov, A.K. Saymbetov, Y.Q. Toshmurodov, M.O. Yavqochdiyev	6
3	Размерное квантование энергетического спектра в полупроводниках горбообразной зонной структурой	В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов, У. Исомаддинова, Н. Кодиров	9
4	Auger elektron spektroskopiyasi	O.O. Mamatkarimov, B.X. Kuchqarov, A.A. Abdulxayev	13
5	Исследование разработки рецептуры пвдф-композиций с улучшенными электрическими свойствами	Д.И. Камалова, А.В. Умаров, М.А. Кувватова	16
6	Nano getero o‘tishli quyosh elementida fermi sathlarini tenglashtiruvchi parametrlarining optimal qiymatlarini aniqlash	E.Z. Imamov, M.A. Askarov, X.N. Karimov	18
7	Fotodinamik terapiya polimer bo’yoqlari fluorosent parametrlarini tadqiq qilsh	Soatillayev A., Sayfullayev D, Salomov U., Boynazarov I.R., Tojiboyev I.I.	21
8	Ширина квазистационарных уровней двумерного электронного газа	П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, О.М.Юнусов, А.А.Акбаралиев	24
9	Ширина плотности состояний двумерного электронного газа	П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, Д.С.Собиров, М.Р.Тохиржонова, Ш.Р.Абдулхамидова	27
10	Atom kuch mikroskopiyasi	A.A. Abdulxayev, S.B. Fazliddinov, A.A. Saydaliyev	30
11	Bir o’lchovli chekli potensialli kvant o’rada elektron energiya spektrini tahlil qilish usullari	O.M. Yunusov, A.A. Saydaliev, H.M. Abduqahhorov, I.R. Ne’matov, A.I.Mamasoliyev	32
12	${}^{14}_{7}N(\mathrm{p},\alpha){}^{11}_{6}C$ reaksiyalar yordamida tibbiyotda qo‘llaniladigan radionuklidni siklotronda olinishi	L.S. Habibullayeva, N.A. Tursunboyeva, A.U. Muxammadjonov, Sh.A. Abduqodirova	36
13	InAS/AlSb geterotuzilma kvant o’rasida elektron dispersiyasi (chekli chuqur holat uchun)	M.S. Tohirjonov, X.N. G’ofirjonov, A.A. Nishonov, M.A. Usmonova, S.R. Yusupov	39
14	Atmosfera shaffofligining integral xarakteristikalari	M.M.Sobirov, X.U.Isayeva	43

15	Bi_2Te_3 ning termoelektrik transport xususiyatlari	K.E.Onarqulov, S.A.Jakbaraliyeva	46
16	Yuriq tashilganlarni uch o‘lchamli lokalizatsiyasiga ega bo‘lgan yorug‘lik chiqaradigan III-N geterosuziliklar	B.X. Quchqarov, D.M. Jo’raxanov, M.A. Ergashev	49
17	Yuqori sezgir bo’yoqli quyosh elementlari (DSSC)ni tayyorlash texnologiyasi	A.M. Naimjonov, A.U. Adashaliev, A.K. Turg’unov, A.A. Abdukarimov	53
18	Issiqlik o‘tkazuvchanlikni o‘lchashga mo‘ljallangan qurilmani avtomatlashtirish	Sh. Mamarasulov	55
19	Termorezistiv datchiklar yaratish uchun yangi materiallar olish	M.I. Mannanov	57
20	Oksidlanish jarayonlari va mexanizmlarining xususiyatlari kremniy oksidlanish jarayonida nuqson hosil bo'lishi	R.A. Yoqubjonova	59
21	Kremniy asosidagi gibrid strukturalar	R. Usanov, A. Nurimov, U. Ashirov, T. Sharofova, Sh. Davurov	61
22	Nol o‘lchamli elektron gaz. Kvant nuqtalar	A.A. Akbaraliyev, M.S. Tohirjonov	64
23	Isomeric yield ratios and cross section ratios of the reaction (γ,n), (γ,2n) AND (n,2n) on the nucleus ^{197}Au	S.R. Palvanov, X. Rustamova, M.I. Mamasupova, A. Tuymuradov, H. Tojiboev, S. Axmedov, G.S. Palvanova	68
24	Исследование сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n) И (n,2n) на ядрах ^{74,80,82}Se	С.Р. Палванов, Д. Райимбаев, С.Э. Ахмедов, Г.С. Палванова, Д. Туймуродов, С. Ашуров	70
25	Physics of semiconductors and development of nanotechnology	G.A. Abdurahimova	72
26	O‘tkazgich, yarimo‘tkazgich va izolyatorlarning rivojlanish omili sifatida	L.A. Raximova	76
27	Механизмы токопрохождения в сильно компенсированных образцах кремния с нанокластерами цинка	Э.У. Арзикулов, Г. Гулямов, М. Раджабова, Р.М. Усанов	78
28	Ikki turdagi zarrachalarda pauli printsipining ahamiyati	A. Mamasoliev, SH. Inoyatov, S. Madaliyeva[2]	82
29	Aydar-arnasoy ko‘li tizimi tasvirini raqamli filtrlash jarayonlari	Sh.U.Eshonqulov, N.A.Qarshiboyev	85
30	Suyuqlikdagi metall nanozarrachalarning nanosekundli lazerli yoramida ablatsiya qilish	A. Xudoyberdiyev, G. Boltayev	89
31	Assimmetrik kvant o’ra sistemasi uchun optik yutilishning chiziqli va nochiziqli matematik ifodasi	A.A. Abdukarimov	92
32	Kimyoviy tozalangan kremniy sirtini raqamli mikroskop yordamida tahlil qilish	Sh.I.Hamroqulov, G‘.A.Kushiyev, B.O.Isakov	94
33	Yarimo‘tkazgichli Ge (Li) va Si (Li) detektorlarning turlari va ularning ishlash prinsipi	I.I. Maripov, S.K. Otaboyev	99

34	Оптические характеристики широкозонных полупроводников $LiNbO_3$ и $LiNbO_3$:Fe	З.Т. Азаматов, М.А. Йулдошев, Н.Н. Базарбаев, А.Б. Бахромов	102
35	Kristallardagi Eu^{3+}ning nodir yer ionlari faradey giromagnit effekti	B. Sapayev, A.B. Abdinazarov	106
36	To’g’ri to’rtburchakli nanoip ichidagi nanonuqta energiya satxlari	A.B. Davlatov, R.Z. Muhiddinov, A.A. Sobirov, A.A. Qosimov	110
37	Yarimo‘tkazgichli termoelektr generatorlari bilan birlashtirilgan tekis plastinka pulsatsiyalanuvchi issiqlik quvurlarining ishlashi	N.B. Turg‘unova	114
38	Yarimo’tkazgichlarda $\boldsymbol{p} - \boldsymbol{n}$ o‘tishning hosil bo‘lishi	I.A. Muminov, A. Axmadjonov	117
39	Yarimo’tkazgichlarning noyob xossalari	I.A. Muminov, M. Muminova	119
40	Yarimo’tkazgichli nanoiplarda shtark effekti	A.B. Davlatov, A.A. Abdukarimov, M.X. Xakimjonova	121
41	Yarimo’tkazgichli nanoiplardagi elektronlar gazi entropiyasi.	A.B. Davlatov, D.R. Urinboev, Sh.A. Abduqodirova	120
42	ZnSCdS qatlami uchun bir o’lchovli cheksiz chuqur potensial o‘ra modelida elektron energetik sathini hisoblash.	A.A. Saydaliev, A.A. Abdulxayev, O.M. Yunusov, D.M. Azimjonov	132
43	Колебательные спектры образцов монокристаллическго кремния имплантированных ионами марганца	Э. У. Арзикулов, Ф.Салахитдинов, М. Исакова	135
44	Лияние неконтролируемой быстро диффундирующих примесей на кинетику генерации низкотемпературных термодоноров в кремнии при 450°c	Ш.И. Аскаров, Б.З. Шарипов, Ш.К. Салиева, Д.Т. Расулова	139
45	Фототермоэлектрический эффект в кремнии фотоприемника наноленты	М.О. Атажонов	141
46	Получение упорядоченных гетерогенных сред с нанограпулами теллуридов висмута и сурьмы	Д.А. Юсупова, И.Б. Мадаминов, С. Мухаммаджонов	143
47	Pd va Pd-Ba yuzasida nano o‘lchamli strukturalarning hosil bo’lish mexanizmi	A.Q. Tashatov, D.X. Bekmurodov	146
48	Ion implantatsiyasi paytida si yuzasida SiO_2 nanokristalllarini hosil qilish xususiyatlari	A.Q. Tashatov, Q.T. Dovranov, B.Z. Nuriddinov	149
49	Nb^+ ionlari bilan implantatsiya qilingan Mo (111) ning sirtiy tarkibi va elektron tuzilishi	A.Q. Tashatov, S.N. Eshboboyev, N.R Xolmuminov	152
50	Gadoliniy kirishma atomlari bilan legirlangan kremniyning elektr xususiyati	G‘.X. Mavlonov, Y.A. Abdug‘aniyev, B. K. Ismaylov, SH.N. Ibodullayev, B.O. Isakov, G‘.A. Kushiev	156
51	Свойства кремния, легированного атомами железа	Х.С Далиев, С.А. Музафарова, З.М. Хусанов, М.К. Хусанова	159
52	Radioelektron (RE) qurilmalarini diagnostika qilishda	M. Aripova,	162

	yuzaga keladigan qiyinchiliklar va ularni yechish yo’llari	B. Ibragimova, N. Yunusov	
53	Kremniy va kremniy germaniy nuqsonlarining tavsifi	M.A. Solayeva	164
54	Quyosh elementlarini tayyorlash uchun kerak bo’ladigan Optimal parametrli yarim o’tkazgichli materiallar	M.I. Abdubannobov, X.T. Yuldashev	167
55	Gaz halokatli chiqishini aniqlovchi optoelektron qurilmaning elementlarini tanlash	**U.Mirzaeva, X.T. Yo’ldashev**	169
56	Структурные особенности твердого раствора $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$	А.Й. Бобоев, Д.П. Абдурахимов, С.Д. Тухтасинова, М. Мамиров, М. Исматуллаева, С. Мамадалиев	171
57	Морфологические исследования эпитаксиальных пленок $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$	А.Й. Бобоев, Д.П. Абдурахимов, С.Д. Тухтасинова, М. Мамиров, М. Исматуллаева, С. Мамадалиев	174
58	Рентгеноструктурные исследования монокристаллического кремния с участием кислорода	Ш.А. Махмудов, И.М. Солиев, О.Р. Дехконбоев, М. Мамиров, М. Исматуллаева, С. Мамадалиев[3]	177
59	Современные положение изучений глубоких центров в кремнии	А.Д. Палуанова	180
60	Изучения формирования низкоразмерных дефектных состояний в выращенном монокристаллическом кремнии с участием кислорода	М.Ю. Ташметов, Ш. Махкамов, Ш.А. Махмудов, А.К. Рафиков, А.А. Сулаймонов, Ф.Х. Холлоков	192
61	Kinetic equation of charge carriers in nanoscale semiconductor structures in the absence of a quantizing magnetic field	U. Erkaboev, R. Rakhimov	187
62	Si:Er strukturalarining optoelektronikaga tadbiqi	SH.B. Utamuradova, J.J.Xamdamov, J.SH. Zarifbaev, SH.SH.Madraximova	191
63	Murakkab geterotuzilmali kvant o’rada zonaning parabolik va noparabolik modellarida elektron energiya satxlari	P.J.Baymatov, Sh.T. Inoyatov, M.S. Tohirjonov[1]	194
64	Surface photoconductivity in a multivalley semiconductor	I.M.Eshboltayev, U.Isomaddinova, O.R.Yusupova, M.Quchqorov	199
65	Kvant o’rada o’ra balandligini hisoblash usullari	M.S.Tohirjonov, A.A.Saydaliev, O.M.Yunusov, H.M.Abduqahhorov, I.R.Ne’matov	201