

2. Зикриллаев Н.Ф., Кушиев Ф.А., Абдурахманов Б.А., Курбонова Ў.Х., Вахобов Қ.У. “GeSi1-x бирикмалари мавжуд кремний материали олишнинг истикболлари”. // журнал ДАН РҮз, 2022. №5. –С. 21-26.
3. Захаров А.Г., Какурин Ю.Б., Филипенко Н.А. Моделирование процессов массопереноса в неоднородных твердых телах с учётом электродиффузии. // Естественные науки. 2009. № 2. -С. 35-37.
4. Варехов А.Г. Электродиффузия зондирующих ионов к поверхности частиц биокolloидов. // Научное приборостроение. 2017. Т. 27. № 4. -С. 24-33.
5. Шалимова К.В. Физика полупроводников. –Москва: энергоатомиздат 1985.
6. Болтакс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. -Ленинград: «Наука», 1972.

REZYUME. Kremniya elektrodifuziya usuli bilan nikel kirishma atomlari klasterlarini hosil qilish orqali manfiy qutbga joylashgan namunaga, kirishma atomlarini yuqori konsentratsiyada kirish hodisasi kuzatilgan. Kremniy namunasi bilan o'tayotgan elektr maydonini boshqarish orqali, nikel klasterlari konsentratsiyasini boshqarish mumkinligi ko'rsatilgan.

РЕЗЮМЕ. Путём формирования кластеров легирующих атомов никеля в кремний методом электродиффузии наблюдалась высокая концентрация легирующих атомов в образце, расположенном у отрицательного полюса. Показано, что путем управления электрическим полем, проходящим через образец кремния, можно управлять концентрацией кластеров никеля.

SUMMARY. By forming clusters of alloying nickel atoms in silicon by electrodiffusion, a high concentration of alloying atoms was observed in the sample located at the negative pole. It is shown that by controlling the electric field passing through the silicon sample, it is possible to control the concentration of nickel clusters.

$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ YUPQA PARDASI O'TAO'TKAZUVCHANLIK HARORATINING HOSILAVIY QIYMATLARI HAQIDA

A.S.Jalekeshov – tayanch doktorant

Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti

Tayanch so'zlar: kritik harorat, deformatsiya (bosim), Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi, kupratlar.

Ключевые слова: критическая температура, напряжение (давление), Бозе-Эйнштейновская конденсация, купраты.

Key words: critical temperature, strain (pressure), Bose-Einstein condensation, cuprates.

1. **Krish.** Yuqori haroratli o'tao'tkazuvchanlik (YHO'O') hodisasi 1986-yilda G.Bednorz va K.A.Myuller tomonidan 30 K haroratda $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ birikmasida kashf etildi [1]. Oradan ko'p vaqt o'tmay P.Chu tomonidan 90 K dan yuqori o'tao'tkazuvchanlik kritik harorati- (T_c) ga ega Y-asoli kuprat sintez qilingan [2]. Hozirgi kungacha erishilgan eng yuqori natija bu $T_c \approx 164 K$ [3] bo'lib, u $HgBa_2CaCu_3O_{8+x}$ kupratida yuqori gidrostatik (odatiy bosimda $T_c \approx 133 K$ [4]) bosim ostida olingan. Bu kashfiyotlardan keyin bunday noodatiy yuqori- T_c li o'tao'tkazuvchanlikning mikroskopik kelib chiqishini aniqlash bo'yicha juda ko'plab nazariy va eksperimental tadqiqotlar olib borildi va hali ham olib borilmoqda. Olib borilayotgan tadqiqotlarga qaramasdan, hozirgi kungacha kupratlardagi bunday noodatiy yuqori- T_c li o'tao'tkazuvchanlikning mikroskopik kelib chiqishini tushuntirish uchun umumiy kelishuvga kelinmagan. Mavjud nazariy modellar kupratlarning o'tao'tkazuvchanligining barcha jihatlari tushuntirib bera olmaydi. $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) eng oddiy kristall tuzilishga ega bo'lgan kupratlardandir. Shunga qaramay hatto uning ham T_c to'liq tushuntirilmagan. LSCO yupqa pardasining o'tao'tkazuvchanlik xususiyatlari hajmiy namuna LSCO ning o'tao'tkazuvchanlik xususiyatlaridan biroz farq qiladi. LSCO yupqa pardalarining o'tao'tkazuvchanligi bo'yicha bir qator maqolalar chop etildi [5-7].

Kupratlardagi o'tao'tkazuvchanlik T_c ni o'rganish bilan birga ularning deformatsiya ($\partial T_c / \partial \epsilon_i$) va bosim $\partial T_c / \partial P_i$) hosilalarini o'rganish ham YHO'O' likni o'rganishda ahamiyat kasb etadi. La-asosli kupratlar uchun bunday o'rganishlar [8-12] adabiyotlarda keltirilgan. Kupratlarning hosilaviy qiymatlariga deformatsiya ham o'z ta'sirini tekkizadi. Kupratlardagi anizotropiya sababli ulardagi bir o'qli deformatsiyaning T_c ga ta'siri biroz murakkab hisoblanadi [8]. Parda va taglik o'rtasida panjara mos kelmasligi natijasida paydo bo'ladigan deformatsiya asosiy ro'lni o'ynaydi [7]. Bundan tashqari Sr konsentratsiya- x ham T_c ning o'zgarishiga o'z hissasini qo'shadi. Ishning keyingi qismida biz hisoblashlarni amalga oshirish modeli bilan tanishtiramiz.

2. **Nazariy qism.** Kupratlar kuchli bog'langan elektron va kuchli elektron-fonon tizimi sifatida tavsiflanadi. Bunday tizimni kengaytirilgan Holstein-Xabbard modeli (KHXM) doirasida o'rganish qulay [13]. Kupratlarda tugunlararo bipolaronlar ideal Boze gazini hosil qiladi va bipolaronlarning massasi polaron massasidan ikki marta katta, ya'ni $m_{bp} = 2m_p$ deb hisoblaymiz. So'ngra Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi harorati ($T_{BEC} = T_c$) ni to'g'ridan-to'g'ri panjara deformatsiyasi ϵ_i ($i = a, c$) bilan bog'laymiz [10]:

$$T_{BEC} = \frac{3.31 \hbar^2 n^{2/3}}{2k_B m^*} e^{-g^2}, \quad (1)$$

bu yerda n -bipolaronlar konsentratsiyasi, $\hbar$ -Plank doimiysi, k_B -Bolsman doimiysi, $m^* = \hbar^2 / 2t(a) a^2$ -effektiv massa, va g^2 -polaron tizimning massa renormalizatsiyasi omili. Uning ifodasini olish uchun CuO_2 tekisligidagi kovakning apikal kislorod ionlarining tebranishlari bilan o'zaro ta'sirini o'rganish uchun Aleksandrov va Kornilovich [14] tomonidan kiritilgan 1-rasmdagidek zanjirli model panjarasidan foydalanamiz. Farqli jihati shundaki, ular panjara doimiylari ideallashtirilgan tarzda 1 ga teng qabul qilishgan. Biz esa ularni haqiqiy panjara doimiylari bilan bog'laymiz.

$$g^2 = \gamma E_p / \hbar \omega \quad (2)$$

Bu ifodada $\hbar \omega = 75 meV$ ga teng bo'lib, kupratlarga xos fonon energiyasini ifodalaydi,

$$\gamma = 1 - \frac{\sum_m [f_m(n) \cdot f_m(n+a)]}{\sum_m [f_m^2(n)]} \quad (3)$$

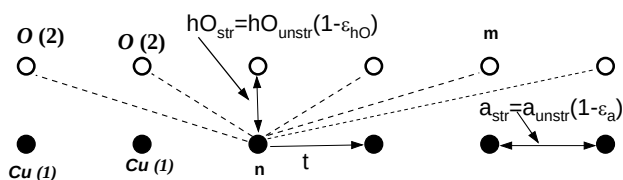
formula bilan hisoblanuvchi birliksiz miqdor,

$$E_p = \frac{1}{2M\omega^2} \sum_m f_m^2(n). \quad (4)$$

Bu yerda E_p -polaron energiyasi, M -apikal kislorod ionlar massasi, $f_m(n)$ - CuO_2 tekisligi zaryad tashuvchisi va kislorod apikal ionlari orasidagi elektron-fonon ta'sir kuchi bo'lib, u quydagi ifodadan topiladi

$$f_m(n) = \frac{\kappa \hbar \omega (1 - \epsilon_{ho})}{((n-m)(1-\epsilon_a))^2 - (\hbar \omega (1 - \epsilon_{ho}))^2}^{2/3}. \quad (5)$$

Bu yerda κ -biror koeffitsiyent, $|n-m|$ -panjara doimiysi a birliklari bilan o'lchanadigan masofa, a - CuO_2 tekisligidagi ikkita kislorod ioni orasidagi masofa, $\hbar \omega$ -mis ioni va apikal kislorod ioni orasidagi masofa. ϵ_a va ϵ_c esa i ($i = a, c$) o'qlar bo'ylab deformatsiyani ifodalaydi va $\epsilon_a = (a_{unst} - a_{str}) / a_{uns}$ va $\epsilon_c = (c_{unst} - c_{str}) / c_{uns}$ ifodalar bilan hisoblanadi.



1-rasm. Kupratlarning panjara modeli. Elektron ionlarning pastki zanjiriga sakrab tushadi va yuqori zanjir ionlarining c -polaron tebranishlari bilan zichlikdagi siljish tipidagi $f_m(n)$ kuch orqali o'zaro ta'sirlashadi. $h_o - Cu(1)$ ioni va apikal kislorod $O(2)$ ioni orasidagi masofani, a -esa $O(1)-Cu(1) - O(1)$ masofani bildiradi.

5-formuladagi o'zgaruvchi ε_i , ($i = a, c$) ning musbat qiymati siqilishni, manfiy qiymati esa cho'zilishni ifodalaydi. Oksidli o'tao'tkazgichlar srukturaviy

ta'dqiqotlarining ko'pchiligida apikal $Cu(1) - O(2)$ uzunligi zaryad taqsimotiga sezilarli ta'sir etishi yozilgan. Apikal $h_o = Cu(1) - O(2)$ masofa qisqarishi c -o'qi qisqarishidan taxminan ikki marta katta [15]. Biz hisoblashlarimizda foydalaniladigan masofalar, ya'ni a va h_o ni Radaelli [16] ishidagi keltirilgan ma'lumotlar asosida hisoblab topdik. Ishning keyingi bo'limida mazkur modeldagi ifodalar yordamida bajarilgan hisoblashlar natijalarini muhokama qilamiz.

3. Natijalar va muhokama. Biz bu qismda ba'zi kupratlar T_c nig deformatsiya hosilalari va bosim hosilalari haqida to'xtalamiz va LSCO yupqa pardasi uchun hisoblashlar natijalarini muhokama qilamiz. 1-2-jadvallarda LSCO birikmasining adabiyotlarda keltirilgan hosilaviy miqdorlarni keltirib o'tamiz.

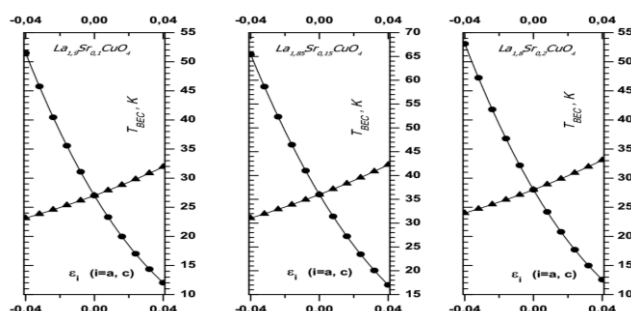
1-jadval: T_c ning deformatsiya hosilalari

Manbalar	LSCO	$\frac{\partial T_c}{\partial \varepsilon_{ab}}, (K)$	$\frac{\partial T_c}{\partial \varepsilon_b}, (K)$	$\frac{\partial T_c}{\partial \varepsilon_c}, (K)$
M. Nohara et.al [8]	$x=0.09$	284		-851
F. Gugenberger et al., [9]	$x=0.1$	470	280	-2.440
B.Yavidov [10]	$x=0.15$	112		-450
F. Gugenberger et al., [9]	$x=0.15$	250	400	-1090
F. Gugenberger et al., [9]	$x=0.2$	70	580	-1590

2-jadval: T_c ning bosim hosilalari

Ma'nabalar	LSCO	$\frac{\partial T}{\partial P_a}, (K/GPa)$	$\frac{\partial T}{\partial P_b}, (K/GPa)$	$\frac{\partial T}{\partial P_c}, (K/GPa)$
M. Nohara et.al [8]	$x=0.09$	$\partial T_c / \partial P_{ab} = 3.2$		-6.6
F. Gugenberger et al., [9]	$x=0.1$	7 ± 3.9	5.9 ± 3.5	-13.8 ± 7.8
Schnelle et al. [11]	$x=0.12$	$\partial T_c / \partial P_{ab} = 6.2$		-6.7
Maeno et al. [12]	$x=0.14$	$\partial T_c / \partial P_{ab} = 3$		-2
M. Nohara et.al [8]	$x=0.14$	$\partial T_c / \partial P_{ab} = 3.8$		-6.5
F. Gugenberger et al., [9]	$x=0.15$	2.5 ± 0.9	4.9 ± 1.4	-6.8 ± 2.1
M. Nohara et.al [8]	$x=0.19$	2.9		-5.4
F. Gugenberger et al., [9]	$x=0.2$	1.2 ± 0.6	8.1 ± 2.6	-9.4 ± 2.9

Adabiyotlar tahlili shuni ko'rsatmoqdaki, LSCO yupqa pardasi uchun a o'qi bo'ylab deformatsiya hosilasi musbat $\frac{\partial T_c}{\partial \varepsilon_a} > 0$, c -o'qi bo'ylab esa manfiy $\frac{\partial T_c}{\partial \varepsilon_c} < 0$ qiymatlarni qabul qilar ekan. LSCO kristlalining $T_c = T_{BEC}$ harorati Sr ning miqdori x ga bog'liq ravishda o'zgarishi ma'lum. Biz $x = 0.1$ past legirlangan, $x = 0.15$ maqbul legirlangan va $x = 0.2$ yuqori legirlangan holatlardagi hisoblash natijalarini taqdim etamiz. Pardaning bu legirlash darajalaridagi $T_c = T_{BEC}$ lar Naito [17] ishidagi 16-rasmdan olindi.



2-rasm. Uch xil legirlash darajasida LSCO kuprati T_{BEC} ning deformatsiyaga bog'liqligi.

2-o'ng tarafdagi rasmda $x = 0.1$ da $\varepsilon_i = 0$ bo'lgandagi $T_{BEC} = 27 K$ [17] ga teng. Mana shu legirlash darajasida o'stirilgan yupqa parda uchun, 1-formuladan foydalanib T_{BEC} ning deformatsiya ta'sirida o'zgarishini hisobladik va shunga asosan deformatsiya hosilalarining qiymatlarini o'rgandik. a va c o'qlari bo'ylab ularning qiymatlari mos ravishda $\partial T_{BEC} / \partial \varepsilon_a = 109.95 K$ va $\partial T_{BEC} / \partial \varepsilon_c = -493.07 K$ ga teng bo'ldi. Mazkur qiymatlardan foydalanib, T_{BEC} ning bosim hosilalari ham topildi. Bu hosilaviy qiymatlarni hisoblash uchun quyidagi ifodadan foydalanamiz:

$$\frac{\partial T_{BEC}}{\partial \varepsilon_i} = \sum_j C_{ij} \frac{\partial T_{BEC}}{\partial P_j}, \quad (6)$$

bu yerda C_{ij} elastik doimiylar. Temperaturaning bosim hosilalarini hisoblash uchun bizga elastik doimiylar kerak bo'ladi Adabiyotlarda $x = 0.1$ legirlash darajasidagi elastik doimiylarning qiymatlari keltirilmaganligi bois biz uning o'rniga qiymati yaqin, $x = 0.13$ bo'lgandagi elastik doimiylardan foydalandik. Ularning qiymatlari $C_{11} =$

259.39 GPa, $C_{12} = 90.83$ GPa, $C_{13} = 59.47$ GPa, $C_{33} = 159.01$ GPa [18] ga teng. 6-formuladan hisoblash natijalari mos ravishda $\partial T_{BEC}/\partial P_a = 0.962$ K/GPa, $\partial T_{BEC}/\partial P_c = -3.81$ K/GPa ga teng bo'lib chiqdi. Ammo, bizlar haqiqiy c -ni emas ho -masofani hisobga olayotganimiz uchun, Pei [15] fikridan foydalangan holda hosilaviy qiymatlari uchun $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_a = 109.95$ K va $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_c = -1026.22$ K qiymatlarni, bosim bo'yicha hosilalari uchun mos ravishda $\partial T_{BEC}/\partial P_a = 1.615$ K/GPa, $\partial T_{BEC}/\partial P_c = -7.66$ K/GPa qiymatlarni olamiz.

2- o'rtadagi rasmda LSCO ning $x = 0.15$ legirlash darajasida $\varepsilon_i = 0$ bo'lganda $T_{BEC} = 36$ K ga teng. 1-formuladan foydalanib T_{BEC} ning deformatsiya ta'sirida o'zgarishini hisobladik. Undan keyin T_{BEC} ning deformatsiya hosilalarini hisobladik. Hisoblash natijalari mos ravishda $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_a = 139.85$ K va $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_c = -604.84$ K ga teng bo'ldi. Mazkur qiymatlardan foydalanib, T_{BEC} ning bosim hosilalari ham topildi. Bosim hosilalarini hisoblash uchun bizga $C_{11} = 239.89$ GPa, $C_{12} = 84.01$ GPa, $C_{13} = 55.01$ GPa, $C_{33} = 147.06$ GPa [18] elastik doimiylari kerak bo'ladi. 6-formuladan foydalangan holda bajarilgan hisoblash natijalari mos ravishda $\partial T_{BEC}/\partial P_a = 1.3$ K/GPa,

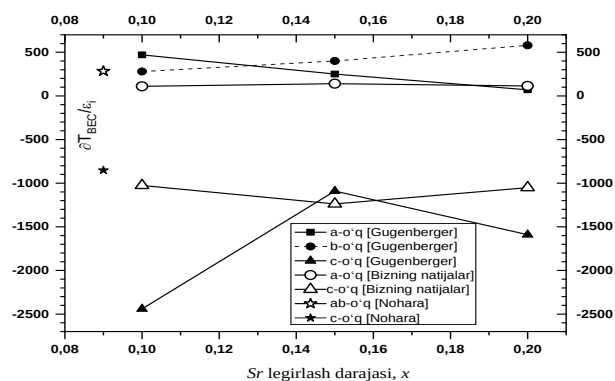
$\partial T_{BEC}/\partial P_c = -5.8$ K/GPa ga teng bo'lib chiqdi. Ammo, bizlar haqiqiy c -ni emas ho -masofani hisobga olayotganimiz uchun Pei [15] fikriga asoslanib, deformatsiya bo'yicha hosilaviy qiymatlari uchun $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_a = 139.85$ K va $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_c = -1237.85$ K qiymatlarni, bosim bo'yicha hosilalari uchun $\partial T_{BEC}/\partial P_a = 2.13$ K/GPa, $\partial T_{BEC}/\partial P_c = -10.01$ K/GPa qiymatlarni olamiz.

2- chapdagi rasmda LSCO ning $x = 0.2$ legirlash darajasida $\varepsilon_i = 0$ bo'lganda $T_{BEC} = 28$ K ga teng. Mana shu legirlash darajasida o'stirilgan yupqa parda uchun 1-formuladan foydalanib T_{BEC} deformatsiya ta'sirida o'zgarishini hisobladik va shunga asosan deformatsiya hosilalarining qiymatlarini o'rgandik. a va c o'qlari bo'ylab ularning qiymatlari $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_a = 113.62$ K va $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_c = -506.408$ K ga teng chiqdi. Jayachandran [19] ishida keltirilgan $C_{11} = 194$ GPa, $C_{12} = 66$ GPa, $C_{13} = 59$ GPa, $C_{33} = 206$ GPa elastik doimiylarni 6-formulaga qo'yib hisoblashlar bajarilganda, bosim hosilalari $\partial T_{BEC}/\partial P_a = 1.14$ K/GPa, $\partial T_{BEC}/\partial P_c = -3.11$ K/GPa ga teng bo'ldi. Ammo, bizlar haqiqiy c -ni emas ho -masofani hisobga olayotganimiz uchun Pei [15] fikriga asoslanib, deformatsiya bo'yicha hosilaviy qiymatlari uchun $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_a = 113.62$ K va $\partial T_{BEC}/\partial \varepsilon_c = -1051.66$ K qiymatlarni, bosim bo'yicha hosilalari uchun ravishda $\partial T_{BEC}/\partial P_a = 1.83$ K/GPa, $\partial T_{BEC}/\partial P_c = -6.15$ K/GPa qiymatlarni olamiz.

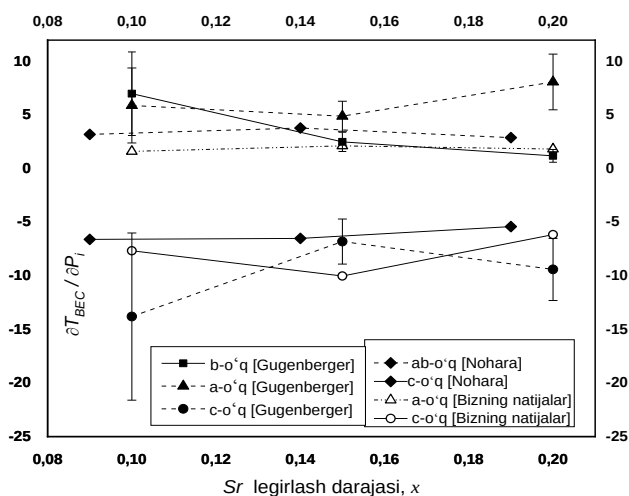
3-4-rasmlarda ba'zi adabiyotlardagi va bizning hisoblash natijalarimizdagi hosilaviy qiymatlarning grafiklari keltirilgan.

Adabiyotlar

1. Bednorz J.G., Muller K.A., Phys. Z. 64-b. (1986)189.
2. Schrieffer J.R., Brooks J.S., (eds.). Handbook of high-temperature superconductivity. Springer, 2007.
3. L. Gao et al., Phys.Rev. 50-b. (1994) 4260.
4. Schilling A., Cantoni M., Guo J.D., Ott H.R., Nature 363 (1993) 56.
5. Sato H., Naito M. Physica. B 274(3-4), 221 (1997).
6. Sato H., Tsukada A, Naito M., Matsuda A. Phys. Rev. B 61, 12447 (2000)
7. Chen X.J., Lin H.Q., Gong C.D. Phys. Rev. B 61.9782. 2000.
8. Nohara M et.al., Phys.Rev.B 52,570-580, 1995.
9. Gugenberger F. et al., Phys.Rev.B 49, 13137-13142, 1994.



3-rasm. T_{BEC} ning x -ga bog'liq bir o'qli deformatsiya bo'yicha hosilalarining tasvirlanishi. Quyuq to'rtburchak, uchburchak va doiralar Gugenberg, quyuq va ochiq yulduzchalar Nohara tajribalaridagi ma'lumotlar. Ochiq doira va uchburchaklar bizning hisoblash natijalarimiz.



3-rasm. T_{BEC} ning x -ga bog'liq bir o'qli bosim bo'yicha hosilalarining tasvirlanishi. Quyuq to'rtburchak, uchburchak va doiralar Gugenberg, uzluksiz va uzik chiziqli ro'mbalar Nohara tajribalaridagi ma'lumotlar. Ochiq doira va uchburchaklar bizning hisoblash natijalarimiz.

Olib borilgan o'rganishlar natijasida biz quyidagi xulosaga kelishimiz mumkin.

4. Xulosa. Bizning hisoblash natijalarimiz tajribalar bilan mos kelmoqda. Jumladan:

-deformatsiya yo'q holatdagi haroratlar bir xil qiymatga ega;

-adabiyotlarda o'qlar bo'ylab deformatsiya hosilalari $\partial T_c/\partial \varepsilon_a > 0$ va $\partial T_c/\partial \varepsilon_c < 0$ ekanligi keltirilgan va bu bizning hisoblash natijalarimizda ham takrorlanmoqda.

Olingan nazariy natijalar turli xil tagliklarga o'stirilgan $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ yupqa pardalar o'tkazuvchanligi bo'yicha tajriba natijalarini tahlil qilish va tushuntirishda foydali bo'lishi mumkin. Shu bilan birga, biz qo'llagan modelning umumiyliigi tufayli uni boshqa kupratlarda ham qo'llash mumkin deb hisoblaymiz.

10. Yavidov B.Ya. Physica C. 471 2011, 71-76.
11. Schnelle et al., in Physics and Materials Science of HTS II, vol.209 of Nato Advanced Study Institute, Series E, edited by R. Kosowsky, B. Raveau, D. Wohlleben and S. Patapis (Kluwer Academic, Dordrecht, 1992), p.151
12. Maeno et al., Phys. Rev. B 44, 7753, 1991.
13. Alexandrov A., Kornilovitch P., Journal of Physics: Condensed Matter 14(21), 5337, 2002.
14. Alexandrov A., Kornilovitch P., Phys. Rev. Lett. 82(4), 807, 1999.
15. S.Pei et al., Physica C 169 (1990) 179-183.
16. Radaelli P.G., Hinks D.G., Mitchell A.W., Hunter B.A., Wagner J.L., Dabrowski B., Vandervoort K.G., Viswanathan H.K., Jorgensen J.D., Phys. Rev. B 49, 4163, 1994.
17. Naito M., Sato H., Tsukada A., Yamamoto H. Physica C: 546, 84 (2018)
18. B.Singh et al., Physica C **419**, 1-6. 2005.
19. Jayachandran K.P., Menon C.S. Physica C 454, 2007, 27-29.

РЕЗЮМЕ. Kengaytirilgan Xolstein modeli negizida kuchlanish (bosim) ning tugunlararo bipolaronlari Boze-Eynshteyn kondensatsiyalanishi haroratiga ta'sirini o'rganish uchun universal yondashuv taklif etilgan. Bunda Boze-Eynshteyn kondensatsiyalanishi haroratining bir o'qli kuchlanish (bosim) bo'yicha hosilalari panjarada ionlarning joylashishiga kuchli bog'liq ekanligi ko'rsatilgan. Bundan tashqari ular legirlash darajasiga bog'liqligi o'rganilgan. Xususan, hosilaviy qiymatlar musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin. Nazariy jihatdan olingan natijalar bilan tajriba natijalari muvofiq qilingan.

РЕЗЮМЕ. Предложен универсальный подход к исследованию влияния деформации (давления) на температуру Бозе-Эйнштейновской конденсации межузельных биполяронов в рамках расширенной модели Холстейна. Показано, что производные температуры такой Бозе-Эйнштейновской конденсации по одноосной деформации (давлению) сильно зависят от расположения ионов в решетке. Кроме того, изучена их зависимость от уровня легирования. В частности, производные значения могут быть положительными или отрицательными. Обсуждаются теоретические и экспериментальные результаты.

SUMMARY. A universal approach is proposed to study the influence of strain (pressure) on the temperature of Bose-Einstein condensation of intersite bipolarons within the extended Holstein model. It is shown that uniaxial strain (pressure) derivatives of the temperature of such a Bose-Einstein condensation strongly depend on the arrangement of ions in the lattice. In addition, their dependence on the level of doping was studied. In particular, derived values may be positive or negative. Theoretical and experimental results are discussed.

SÓYLEW SIGNALLARINDAǴI SHAWQIMDI JOQ ETIWDE AYNALAW USILLARIN PAYDALANIW

N.S.Mamatov – *texnika ilimleriniń doktori, professor*

K.M.Jalelov – *assistent*

“Tashkent irrigatsiya hám awıl xojalıǵın mexanizatsiyalaw injenerleri institutı” Milliy izertlew universiteti

B.N.Samijonov – *student*

Senjong Universiteti, Qubla Koreya

A.N.Samijonov – *student*

Muhammed al-Xorezmiy atındaǵı Tashkent axborot texnologiyaları universiteti

A.D.Madaminjonov – *assistent*

Namangan mámleketlik universiteti

Tayanch so'zlar: FIR filtrlari, Rectangular, Hanning, Hamming, Blackman, Kaiser, oynalar, asosiy signal, shovqinli signal, shovqinni kamaytirish.

Ключевые слова: КИХ-фильтры, Rectangular, Hanning, Hamming, Blackman, Kaiser, окна, основной сигнал, зашумленный сигнал, шумоподавление.

Key words: FIR filters, Rectangular, Hanning, Hamming, Blackman, Kaiser, windows, fundamental signal, noisy signal, denoising.

Insanlar baylanıstıń tiykarǵı usılı retinde birinshi nábette sóylewge tirkalanadı. Sóylewdi qayta islewde filtr gerekli signallarga ruxsat beriw ushin isletiledi. Filtrlar analog yamasa cıfrlı bolıwı múmkin. Cıfrlı filtrlew cıfrlı signallardı qayta islew programmalarında sheshiwshi qural bolıp tabıladı, sebebi cıfrlı filtrlardıń xarakteristikaları programmalıq támiynattı basqarıw járdeminde ańsatǵana ózgeritilwi múmkin. Cıfrlı filtrlar sistemalıq impulske juwap formasına tıykarlanıp, chekli impulsli juwap (FIR) filtrlari yamasa sheksiz impulsli juwap (IIR) filtrlari retinde klassifikaciyanadı.

Filtrlew usılı signaldı normallastırıw, ıdıraw texnikası hám maqsetlerimizge erisiw ushin filtrlew processinde paydalanatıǵın rekonstrukciya texnikasına ibarat. FIR filtrlari Rectangular, Hanning, Hamming, Blackman hám Kaiser aynaları sıyaqlı hár qıylı ayna funksiyaları járdeminde islep shıǵılǵan hám ámelge asırılǵan.

FIR filtri qásiyetlerin orınlaw ushin aynalaw funkciyası usılınan paydalanıw salıstırmalı jaman kórsetkishler payda bolıwına qaramastan, bazı bir qattı qatal dizayn ushin kemirek ámeliy boladı [1], biraq bul maqala tárepinen úyrenilgen tarawda ayna funkciyası usılı eń kóp hám qolay dizayn usılı. Dizayn basqıshları :

Kerekli chastotalı juwap funkciyası $H(e^{j\omega})$ berilgen

$$H(\omega) = \sum_{n=0}^{(N-1)/2} a(n) \cos(\omega n) \quad \text{formulaǵa} \quad \text{baylanıslı}$$

$$h_d = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_d(e^{j\omega}) e^{j\omega} d\omega$$

Ótiwdiń minimal ótkizgishligi hám toqtap qalıw sızǵınıń minimal ázzilewshi talaplarınan kelip shıqqan halda, tómendegi 1-kesteden paydalanıp, aynanıń forması $\omega(n)$ hám N ólshemin tańlaw ushin ádette bir neshe sinawlar menen anıqlanadı [2].

Proektlestirilgen FIR filtrinıń birlik implus juwapın tabıw

$$h(n) = h_d(n) \quad n = 0, 1, \dots, N-1$$

$$H(e^{j\omega}) = DTFT[h(n)] \quad \text{boyınsha natiyjeni anıqlaw ushin}$$

proektlestiriw talaplarına juwap bereme yamasa juwap beremeyme, eger juwap bermese qayta proektlestiriw kerek boladı.

1-keste: Ádette qollanılátıǵın ayna funksiyalarınıń tiykarǵı parametrlarin salıstırıw tómendegi kestede keltirilgen [3].