

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI**

BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI

Qo'lyozma huquqida

UDK 536.248

Hikmatov Jalilbek Baxtiyorovich

**Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi va Boze-
Eynshteyn kondensatsiyasi.**

Mutaxassislik: 5A140202 - "Fizika (yo'nalishlar bo'yicha)"

Magistr akademik darajasini olish uchun yozilgan

DISSERTATSIYA

Ilmiy rahbar:

f.m.f.d.prof. K.R.Nasriddinov

Buxoro-2015 y.

MUNDARIJA

KIRISH	3
I bob. Kvant fizikasining paydo bo‘lish tarixi	6
1-§. Kvant fizikasining paydo bo‘lishiga asos bo‘lgan jarayonlar.....	6
2-§. Korpuskulyar-to‘lqin nazariyasi va uning haqidagi tarixiy ma’lumotlar.....	27
II bob. Yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasi	38
1-§. Yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasining kashf etilishi..	38
2-§. YHO‘O‘ larning kristall tuzilishi va nazariy modellar.....	44
3-§. Yuqori haroratli o‘ta o‘tkazgichlarni olish usullari.....	50
4-§. Eksperimental qism.....	55
III bob. Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi	62
1-§. Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi asosiy holatlari.....	62
2-§. Gazning muvozanati va zich gaz.....	69
3-§. Sochilish uzoqligi va Boze-kondensatni magnitli ushlab tirish.....	75
4-§. Boze-kondensatlar bilan tajribalar.....	79
Xotima.....	84
Adabiyotlar.....	86

Kirish

“Kadrlar tayyorlash milliy dasturi tasodifan paydo bo’lgani yo’q bu aynan shu xalqimizning qon-qoniga singgan ma’rifat qonuniyatining davomi”

I.A. Karimov.

Dunyodagi barcha davlatning rivojlanganlik darajasi fan-texnika yutuqlarining ishlab chiqarish sohasida qo’llanilganligi bilan belgilanadi. Shuning uchun ham Prezidentimiz I.A. Karimovning “Muqobil energiyadan foydalanishga” doir 2013 yil 1 martda chiqargan farmonlari hamda “Ta’lim to’g’risida” gi qonun, kadrlar tayyorlash milliy dasturidagi yoshlarni fan-texnika yutuqlari bilan qurollantirish va ularning xalq xo’jaligining istiqbolli yonalishlariga yo’naltirish raqobatbardosh kasbga tayyorlashga alohida e’tibor qaratilgan.

Insonning har tomonlama uyg’un kamol topishi uchun shart sharoitlar va ta’sirchan mexanizmlarni yaratish Respublikamizda amalga oshirilayotgan yangilanish islohotlarning asosiy maqsadi va harakatlanuvchi kuch hisoblanadi: zero bu borada Prezidentimiz I.A. Karimov o‘z asarida “Kadrlar tayyorlash milliy dasturi” va yoshlar to‘g‘risida alohida to‘xtalib o‘tganlar. Men ham ushbu talab va harakatlardan o‘rnak olib, bugungi kunda eng muhim muammolardan biri bo‘lgan energiyani isrofsiz yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasi o‘rganish va tahlil qilish borasida ish olib bordim.

Mavzuning dolzarbligi: Ma’lumki, fan-texnikaning rivoji inson farovon hayot tarzini yaratishga xizmat qiladi. Ilm-fandagi taraqqiyot natijasida insoniyat XX asrda mislsiz yutuqlarga erishdi. Bunga atom energiyasining egallanishi, insoniyatning kosmosga chiqishi, aloqa vositalari, televidenie, internet, nanotexnologiyalar kabi eng katta yutuqlarni sanab o‘tishning o‘zi etarli. Hayot tarzimizning bunday mislsiz o‘zgarishida ilm-fan yutuqlarining ahamiyati beqiyosdir.

Albatta, fan yutuqlari va keyinchalik bu yutuqlarning amalda qo'llanilishi o'z-o'zidan oson yuz bermaydi. Bu yutuqlarga yillar davomida ko'p sonli aqlidrok sohiblarining mislsiz katta va tinimsiz mehnat natijasida erishiladi.

Qattiq jismlar fizikasi sohasida 1911-yilda kashf qilingan o'ta o'tkazuvchanlik va 1987-yilda kuzatilgan yuqori temperaturali o'ta o'tkazuvchanlik hodisalari ham shunday murakkab tabiatli hodisalar sirasiga kiradi. Bu hodisalarning amaliyotda qo'llanilishi bizning, ya'ni insoniyatning hayot tarzini yanada, tasavvur qilib bo'lmaydigan darajada, o'zgartirib yuborishi shubhasiz. Agar yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik holatiga erisha olsak, elektr energiyaning AES, GES va IESlaridan hech qarshiliksiz xonadonlarimizga kirib kelishi orqali qancha energiya resurslarini tejashimizning o'zini tasavvur qilish qanchalik qiyinligini bilamiz.

Ushbu "Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi va Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi" mavzusidagi magmistrlik dissertatsiyasi yuqorida qayd qilib o'tilgan yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini o'rganish, tahlil qilish Yva bu hodisani o'rganishdagi muammolarni tahliliy o'rganishga bag'ishlangan. Mavzuning dolzarbligi ushbu ta'kidlangan holatlar bilan izohlanadi.

Tadqiqot ob'yekti: Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik jarayoni, Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi.

Tadqiqot predmeti: Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi, Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi.

Tadqiqot maqsadi va vazifalari: Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik holatini nazariy tadqiq qilishning hozirgi holatini, muammolarini o'rganish, tahlil qilish va nazariy xulosalar hamda takliflar ishlab chiqish tadqiqot maqsadidir. Ushbu maqsaddan kelib chiqib, tadqiqot vazifalarini quyidagicha belgilaymiz:

- O'ta o'tkazuvchanlik, xususan, yuqori temperaturali o'ta o'tkazuvchanlik asosida yotgan kvant fizika asoslarini o'rganish, tahlil qilish;
- Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini o'rganish bo'yicha olib borilgan tadqiqot ishlarini o'rganish va tahlil qilish;

- Boze-Eynshteyn kondensati, holatlari, bu holatni ushlab turish va ular ustida o'tkazilgan tajribalarni o'rganish va tahlil qilish;
- O'rganilganlar asosida xulosa va takliflar ishlab chiqish.

Tadqiqotning asosiy masalalari va farazlari: Tadqiqotning asosiy masalasi yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik sohasidagi so'nggi tadqiqot yangiliklarini o'rganish va tadqiqotlar samarasini oshirishga qaratilgan takliflar ishlab chiqish. Tadqiqotning ilmiy farazi - yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini tadqiq qilish samaradorligini oshirish uchun tajriba izlanishlarini kuchaytirish zarurligi to'g'risidagi farazdir.

Mavzu bo'yicha qisqacha adabiyotlar tahlili: Kvant fizikasining paydo bo'lish tarixi, yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik va Boze-Eynshteyn kondensati yuzasidan turli o'quv adabiyotlaridan foydalanildi hamda yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik va Boze-Eynshteyn kondensati bo'yicha tadqiqot natijalari aks etgan ilmiy adabiyotlar qiyosiy o'rganildi. Bu adabiyotlar foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatida keltirilgan.

Tadqiqotda qo'llanilgan uslublarning qisqacha tavsifi: Mavzu bo'yicha o'quv va ilmiy adabiyotlarni o'rganish, induktsiya va deduktsiya usullari, tahlil qilish, qiyoslash, natijalarni jamlash, umumlashtirish, xulosalar chiqarish.

Tadqiqot natijalarining nazariy va amaliy ahamiyati: Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik kursini o'rganishda va shu sohada ilmiy-tadqiqot ishlari olib borishga tayyorlanayotgan yosh tadqiqotchilar uchun qo'llanma sifatida foydalanish mumkin.

Tadqiqotning ilmiy yangiligi: Tadqiqot natijasida

- Kvant fizikasining paydo bo'lish tarixi, unga asos bo'lgan jarayonlar, kvant jarayonlari to'g'risidagi ma'lumotlar o'rganildi va ularning bayoni keltirildi.
- O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi, xususan, yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi, yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik holatining

strukturasi, uni tushuntirishga qaratilgan modellar, shunday holatlarni hosil qilish usullari bayon qilindi.

- Boze-Eynshteyn kondensati, uning asosiy holatlari, uni magnitli ushlab turish, bunday kondensatlar bilan o'tkazilgan tajribalar bayon qilindi.

- Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik holatini o'rganish dunyo miqyosida jadallashganligi va bu holatning fizika nuqtai-nazaridan tushuntirilishiga yaqin qolganligi ta'kidlandi.

- Boze-Eynshteyn kondensati xossalarini to'la o'rganish uchun mavjud tajriba texnikasi yanada rivojlantirilishi kerakligi ta'kidlandi.

Ishning ilmiy yangiligi sifatida esa yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini to'la o'rganish va yakuniy natijaga erishish uchun Boze-Eynshteyn kondensati xossalarini to'la o'rganishga imkon beruvchi tajriba texnikasini yanada rivojlantirish kerakligi taklifi beriladi. Ushbu magistrlik dissertatsiya kirish, uchta bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat bo'lib 85 betni tashkil etadi. Magistrlik dissertatsiyasining kirish qismida mavzuning dolzarbligi, tadqiqot ob'ekti, predmeti, maqsad vazifalari, farazi, adabiyotlar tahlili, izlanish usullari, tadqiqot natijalarining nazariy va amaliy ahamiyati, tadqiqotning ilmiy yangiligi bayon qilingan. Dissertatsiyaning I bobi "Kvant fizikasining paydo bo'lishi tarixi" deb nomlanib, unda kvant fizikasining paydo bo'lishiga olib kelgan fizik jarayonlar, fundamental kashfiyotlar, kvant fizikasi asoslari bayon qilingan. II bob "Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi" deb nomlanib, unda bu hodisaning kashf qilinishi, uning struktural hodisaligi, uni tushuntirishga qaratilgan nazariy modellar va hosil qilish yo'llari hamda tajribalar bayoni keltiriladi. Dissertatsiyaning III bobi "Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi" deb nomlanib, unda kondensatsiyaning asosiy holatlari, gaz muvozanat holatlari, sochilish uzoqligi, kondensatni magnit yordamida ushlab turish, Boze-Eynshteyn kondensati bilan o'tkazilgan tajribalar bayon qilinadi. Dissertatsiyaning xulosa qismida bajarilgan ishlar yuzasidan xulosa va takliflar bayon qilingan. Ish yuzasidan o'rganilgan o'quv va ilmiy manbalar foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatida keltirilgan.

Nashr etilishi. Dissertatsiya materiallari bo'yicha respublika nashrlarida 4 ta ilmiy maqola va tezislari chop etilgan.

Ishning hajmi va tuzilishi: Magistrlik dissertatsiyasining hajmi 3 bobdan tashkil topgan. Jumladan 10 paragraf, 15 ta chizma. Magistrlik dissertatsiyasining asosiy mazmuni 80 betni tashkil etadi. Har bir bob so'ngida xulosa keltirilgan va xotima bilan yakunlangan.

I bob. Kvant fizikasining paydo bo'lish tarixi.

1 - §. Kvant fizikasining paydo bo'lishiga asos bo'lgan jarayonlar.

Kvant hodisalari uzlukli hodisalar fizikasidir. Kvant hodisalarning qonuniyatini o'rganadigan fanni *kvant fizika* deb atashadi. Kvant fizika mikroolamga taalluqli bo'lgan zarralarni, ularning tabiatini, xossalarini, strukturasi va harakat qonunlarini uzluklik tasavvuriga tayanib o'rganadigan fandır.

Elektr va magnitni noyob hodisalarini tinch turgan va harakatdagi zaryadlarini o'zaro ta'siri konsepsiyasidan kelib chiqqan holda tushuntirish imkoniyati tug'ildi. Elektr va magnit hodisalarini to'la tavsiflaydigan tenglamalar Maksvell tomonidan yaratildi. Maksvell elektr, magnit, yorug'lik hodisalarini o'rganishda va birlashtirishda eng muhim qurol bo'ldi. Maksvell tenglamalari yordamida elektromagnit maydon mavjudligi kashf qilindi. Maksvell o'zining yaratgan qonunlaridan kelib chiqib, elektromagnit to'lqinlarini kashf qildi va bu fikr Gers tomonidan tajribada tasdiqlandi. Maksvell nazaryasidan kelib chiqqan yana bir yangi natija yorug'likni ham ma'lum to'lqin uzunlikdagi elektromagnit to'lqinlari ekanligi edi. Natijada, bir-biriga bog'liq bo'lmagan deb qaralgan elektr, magnit va yorug'lik bitta konsepsiyasiga birlashdi. Maksvell qonunlari katta yutuqlarga erishganiga qaramay efir muammosini hal qila olmadi. Efir masalasi 1905-yilda A.Eynshteynm fazo-vaqt tasavvurini qayta ko'rishi natijasida barham topdi.

1890-yilda Tomson elektronni kashf etdi. Fotoeffekt kashf qilindi, chiziqli spektrlar aniqlandi. Xullas, XIX asrni boshi juda ko'p yangi atomlar, eksperimentlarga boy bo'ldi. 1911-yilda Ernest Rezerford yadroni kashf etdi. Lekin, atomning barqarorligini Rezerfordning planetar modeli tushuntirib berolmadi. Klassik tasavvurlarga tayangan holda atomning nurlanishida chiziqli spektrlar masalasi ham ijobiy natijasini topmadi. Shunday qilib, klassik fizika juda ulkan natijalarga erishganiga qaramay, yuqrida keltirilgan masalalarni yechishda juda ham ojiz edi.

1925-yilda V. Gayzenberg kvant mexanikaning matritsali ko‘rinishdagi birinchi variantini yaratdi. 1932-yilda kvant mexanikani yaratishdagi xizmatlari uchun unga Nobel mukofoti berildi. 1926-yilda Lui de-Broyl g‘oyalaridan ruhlangan E. Shryodinger to‘lqin mexanikani yaratdi. Klassik mexanikada Nyuton qonunlari qanday rol o‘ynasa, Shryodinger tenglamasida atom jarayonlarini tushuntirishda shunday rol o‘ynaydi. 1933-yilda Shryodinger bilan Dirak birgalikda yangi mexanika yaratganligi munosabati bilan Nobel mukofotiga sazovor bo‘ldilar.

1927-yilda 25 yoshli Pol Dirak kvant mexanikaning relativistik matematik apparatini yaratdi va birinchi bo‘lib bu apparatni elektromagnit maydonga qo‘lladi. Natijada, u yangi kvant elektrodinamika fanini paydo bo‘lishiga asos soldi.

XIX asrning boshlari va XX asrning oxirlariga kelib klassik fizika qonunlari yordamida tavsiflab bo‘lmaydigan qator tajriba ma’lumotlari tuplandi. Bunday tajriba ma’lumotlarini shartli ravishda ikki guruhga bo‘lib urganaylik. Ularning biriga: absolyut qora jismning nurlanishi, yoritilgan metallardan elektronlarning urib chiqarilishi¹, Kompton effekti, past energiyali elektronlar dastasining difraktsiyasi kabilar kirsa, ikkinchisiga: Atomlar tuzilishining murakkabligini tasdiqlovchi tajribalar, atomlarning nurlanish va yutilish spektrlari kabilar kiradi. Bunday xodislarning dastlabki guruh samaralaridan zarrachalarning to‘lqin, to‘lqinlarning zarracha (korpuskula) tabiatliligi kelib chiqsa², ikkinchi guruh effektlardan Klassik fizika qonunlari bilan tavsiflab bo‘lmaydigan optik xodislarning mavjudligi kelib chiqadi.

XIX asrning oxirlariga kelib Klassik fizikaning: a) XVI asrda Galiley, XVII asrda Nyuton asos solgan **klassaik mexanika**; b) Mayer, Gelmgolts, Klaizius va Kelvinlar tomonidan «entropiyaning ortib borishi» va «energiyaning saqlanish» qonunlarining kashf etilishi bilan bog‘liq bo‘lgan **termodinamika**; v) Faradey-Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasiga asoslangan

¹ Bu xodisa fanga tashki fotosamara nomi bilan kiritildi.

² Bu xol zarracha va tulkinlarning ikkiyoklama, яxni dualistik tabiatliligi deb nomlangan.

elektrodinamika; g) Klaizius, Maksvell, Boltsman va Gibbslar asos solgan **Klassik statistik fizika** bilan tavsiflangan gazlarning kinetik nazariyasi kabi bo'limlari tugal holga kelgan edi.

O'sha davrda Klassik mexanikada katta yutuqlarga erishildi: osmon jismlarining hamma turdagi harakatlari Nyutonning butun olam tortish qonuniga asoslangan holda juda katta aniqlik bilan tasvirlandi. Uning oddiy va tabiiy ilovalari uzluksiz muhitlar: gaz, suyuqlik, qattiq jism va plazmalarning zarrachalari harakatlari qonuniyatlarida ham o'z aksini topdi. Faradey-Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasi elektromagnetizmning nafaqat statsionar va kvazistatsionar jarayonlarini tushuntira oldi, balki elektromagnit to'liqlarning mavjudligini oldindan aytib berdi. Bu hol G. Gertsning tajribalarida tasdiqlandi. Bunda yorug'likning to'liq nazariyasi korpuskulyar nazariyasi ustidan g'alaba qilgandek tuyular edi.³

XIX asrda ochilgan uch kashfiyot: elektron, rentgen nuri (1895-y.) va radiofaollik⁴ (Bekkerel, 1896-y.), shuningdek jahon efirining yo'qligini isbotlovchi Maykelson tajribasi o'sha vaqt Klassik fizika qonunlari yordamida tushuntirilmadi. Ularning biri kvant fizikasi⁵, oxirgisi nisbiylik nazariyasi (A. Eynshteyn, 1905-y.)ning yaratilishiga olib keldi.

1859-y. Y. Plyukker katodga katta elektr maydon ta'sirida kelib urilayotgan elektronlar hisobiga katodning sirtiga tik va chiziqli tarqalayotgan nurni ochdi⁶. Bu nurning manfiy zaryadlangan zarrachalar to'plamidan iboratligini J. Perren (1895-y.) va J. J. Tomson (1897 y.) aniqlashgan⁷.

1895-y. noyabrida V. Rentgen (Vyurtsberg universiteti) maxsus tabiatli nurning mavjudligini ko'rsatdi. Bu nur, katod nurini berayotgan razryadli trubkadan chiqishini va juda katta kirish va utish kobilyatiga ega ekanini topdi⁸. U uzining keyingi uch yil davomidagi kuzatishlariga asoslanib bu noma'lum nur

³ Kvant mexanikasi ikkala holning bir vaktida namoyon budishi mumkinligini isbotladi.

⁴ RADIUS lotincha nur mazmunini anglatadi.

⁵ Kvant mexanikasi mutlak kora jismning nurlanishi konunlarini urganish jarayonida yuzaga kelgan.

⁶ Bu nurni I.Goldshteyn (1876 y) «katod» nuri deb atagan.

⁷ «Elektron» so'zini Fiizika faniga Jonstan Stoney (1891 y.) kiritgan.

⁸ U nurni V..Rentgen «x – nur» deb atadi.

elektronlarning keskin tormozlanishidan kelib chiqadi degan to'g'ri xulosaga keldi.

Atomda musbat zaryadlarning taqsimoti to'g'risida ikki xil model taklif etilgan edi. Ularning biri nuklear (yadroviy) modeli⁹ bo'lib, ikkinchisi esa musbat zaryadlar atomning hajmi bo'ylab bir jinsli taqsimlangan deb hisoblangan modeldir. Nuklear (yadroviy) model: J. Perren (1901 y.) taklif etgan «nuklear-planetar»; X. Nagaoki (1904 y.) taklif etgan «saturnsimon tizilma» modellardan iboratdir. Nuklear-planetar modeli nazariy tasavvurga asoslanganligi boisidan klassik elektrodinamikaning qonunlarini qanoatlantirmas edi. Chunki bu model atomni noturg'un holatga olib keladi. Bu kamchilik J. J. Tomson taklif etgan ikkinchi modelda yukdek edi. Unga asosan (Ze) musbat zaryad atomning asosiy massasini tashkil etib, atom radiusi $a \approx 10^{-8} \text{ cm}$ bo'lgan sferaning hajmi bo'ylab tekis taqsimlangandir. Masalan atom 4 elektronli bo'lsa, uning elektronlari tetraedr tugunlarida joylashgan bo'lib, uning markazida musbat zaryadlar joylashgandir. J.J.Tomsonning fikricha atom spektridagi chiziqli spektrlar elektronlarning tebrashilariga asoslangandir. Biroq bu model atom spektridagi chiziqli spektrlarning fizikaviy tabiatini to'la ochib bera olmadi. Shuningdek P. Lenardning (1903-y.) β nurlar yordamida o'tkazilgan tajribalari J. J. Tomsonning modelini tasdiqlamadi. Manchestr ilmiy laboratoriyasida G. Geyger va E. Marsdenlarning α -zarrachalar bilan o'tkazgan tajribalari¹⁰dan ham J. J. Tomson modeli tasdiqlanmadi. Shu sababdan E.Rezerford og'ir elementlar yadrolaridan sochilishiga asoslangan tajribalariga asoslanib atomning nuklear-planetar modelining to'g'riligini isbotladi.

Markazida yadro joylashgan atomning modeli 1911-yilga qadar aniqlangan bo'lsa-da, radiofaollik¹¹ka ega bo'lgan kimyoviy elementlarning yarim emirilishi davrlari ehtimoliy tabiatli: ayrimlarda u kattalik bir necha

⁹ Nuklear-planetar modeli buyicha atomning markazida musbat zaryadlar joylashgan deb taklif kilingan.

¹⁰ α - zarrachalar 150° burchakkacha ogganlig aniqlangan.

¹¹ Radiofaollik xodisadini Anri Bekkerel (1896 y.) birinchi bulib urian elementida topgan. Bu xodisaning boshka elementlarda xam bo'lishi mumkinligini Mariya va P'er Kyurilar (1898 y.) aniqlashgan.

sekundni tashkil etsa, ayrimlarida bir necha yilni tashkil etadi. Bu hol kvant mexanikasi yaratilgandan sung to‘la-to‘kis hal etildi.

Kvantlar haqida tasavvur. Nemis olim G. Kirxgof absolyut qora jismning bir jinsli nurlanishini tekshirib, uning xususiyati faqat haroratiga bog‘liq degan xulosaga keldi. Bu holni nazariy tushuntirishi mumkin bo‘lgan ikki: Vinning siljish qonuni va Stefan Boltsman qonuni tajriba natijalarining ikki tomoni: mos holda ultrabinafsha va infraqizil sohalarnigina tushuntira olardi. Bu holni to‘la-to‘kis M.Plank (1900-y. 19-oktyabr) «kvant»lar tushunchasini kritib, tushuntira oldi. Tajribaga mos keladigan nazariyani ko‘rish uchun M.Plank absolyut qora jismni *ostsillatorlar, ya’ni muvozanat holatiga nisbatan tebranib turuvchi zarrachalar tizimidan* iborat, va *ostsillatorlarning energiyalari uzluksiz bo‘lmasdan, balki uzlukli-uzlukli (disret) bo‘ladi* degan xulosaga kelgan. Uning fikricha, nur uzluksiz energiyali tizim bo‘lmasdan, uzlukli (diskret) energiyaga ega bo‘lgan zarracha-kvantlardan iboratdir. Kvantning energiyasi $E = \hbar\omega$ ($\hbar = h/(2\pi)$) ifoda yordamida aniqlanadi. Bu erda $\omega = 2\pi\nu$ - yorug‘likning siklik chastotasi, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J sek –Plank doimiysi.

Kvantlar nazariyasini birinchi bo‘lib buyuk kashfiyot ekanligini A. Eynshteyn tushunib o‘tdi. U 1905-yil energiyaning kvantlashgan holda yutilishi yoki nurlanishi, faqatgina issiklikli nurlanishgagina xos bo‘lmasdan, balki ixtiyoriy nurlanish uchun o‘rinli degan genial fikrni o‘rtaga tashladi¹². Bunda A. Eynshteyn yorug‘lik to‘lqinining $E = \hbar\omega$ energiyadan tashqari, $p = h/c$ va $\lambda = hc/\nu$ ham ega bo‘lishini ko‘rsatdi (c - yorug‘likning bo‘shliqdagi tezligi¹³). Xususan A.Eynshteyn «Yorug‘likning yuzaga kelishi boshqa zarrachaga aylanishi haqida bir evristik ta’limot» makolasida nafaqat yorug‘likning kvantlardan iboratligini, balki metallarda kuzatilgan tashqi fotoelektrik xodisani to‘g‘ri tavsifladi va fotouyg‘otilgan elektronlarning bo‘shliqqa metallardan chiqqandan keyingi

¹² A.Eynshteynning 1905 y. CHop etgan uch: nisbiylik nazariyasi, braun xarakati nazariyasi va yoruglik kvantlarining gepotezasi ilmiy ishlarining xar biri Nobel mukofotiga loyik deb xisoblangan. Xususan u oxirgi keltirilgan ishga 1921 y. Nobel mukofotiga sazovor bulgan. YOruglikning kvanti amerikalik fizik va kimyogar olim Gelbert Luis tomonidan *foton* deb nomlangan.

¹³ Aniqrok aytganda c *elektrodinamik kttalik* bulib, $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ munosabat yordamida aniqlanadi

energiyasi $\frac{mv^2}{2} = h \cdot \nu - A$ ifodadan aniqlanishini hisoblagan. Bunda m – elektronning bo‘shliqdagi massasi, A – metallardan elektronning chiqish ishi. Bunday fizikaviy original qarash A. Kompton (1923-y.) va R. Milleken (1925-y.) tajribalarida tasdiqlandi. Bu bilan paradoksial: birgina yorug‘lik ham zarracha, ham to‘lqin xususiyatlariga ega bo‘lish vaziyati yuzaga keldi. Bu hol kvant mexanikasi yordamida hal etildi. Lekin M. Plank va A. Eynshteynning kvant (foton)lar nazariyasi N. Borning Vodorod atomining nazariyasini ko‘rishga imkon berdi.

Vodorod atomining Bor nazariyasi. E. Rezerford, G. Geyger va E. Mardsdenlarning tajribaviy natijalari nuklear-planetar modelining ishonchli ekaniga asos soldi. Bu model buyicha o‘lchamlari $\sim 10^{-12}$ sm bo‘lgan o‘ta massiv yadro atrofida aylanib yuruvchi engil elektronlar joylashgandir¹⁴. Bu model, bir qaraganda, klassik elektrodinamika qonunlariga zid kelardi, chunki tashqi uyg‘otuvchi maydon ta’sir etmagunga qadar elektronlar yadroga tortiladi. Bu esa atomning stabil uzoq yashashiga imkon bermaydi. E. Rezerford laboratoriyasida o‘z ilmiy ishlarini olib borayotgan N. Bor (1913 y.):

1. Atomda elektronlarning bir nechta statsionar holatlari bo‘lib, bu holatda uzoq vaqt harakatlana oladi. Bunda elektron energiya yutmaydi ham, nurlantirmaydi ham.

2. Elektron bir statsionar holatdan ikkinchisiga o‘tsa energiya yutadi yoki nurlantiradi kabi *ikkita postulati* yordamida klassik elektrodinamika va mexanika qonunlariga bo‘ladigan ziddiyatni yo‘qotdi. Bu postulatlar yordamida vodorod atomining spektri chiziqli ekanini va har spektral chiziqqa mos keladigan elektronli o‘tishlar to‘la-to‘kis tushuntirildi. Bu postulatlarisiz esa – klassik fizika spektrning uzluksiz bo‘lishiga olib kelar edi. Bu tajribaga zid natija bo‘lardi.

N. Bor uzining «*Atom va molekulaning tuzilishi*» maqolasida (1913-y.) nafaqat tajribada kuzatiladigan ultrabinafsha nurlanish (Balmer seriyasi)ni, balki

¹⁴ Ядрони Quyosh, elektronlarni –planetalar sifatida karasak bu xol Kuyosh tizimini takrorlaydi. SHu sababdan bu model **planetar model** deb ataladi.

o'sha paytda tajribada aniqlanmagan infraqizil nurlanishni ham oldindan aytib berdi. Bor nazariyasi chegaralangandir. Uning yordamida barcha nurlanish (masalan, Pekiring seriyasi¹⁵) va vodorod va geliy aralashmasida kuzatilgan Fauler seriyalarining nazariy tavsifini berish imkoni yo'q, chunki bunday hollarda ikki jism maslalasini e'tiborga olish zarur. Bu hol Bor nazariyasida e'tibordan chetda qolgan. Shuningdek Bor nazariyasiga ko'ra elektronga zaryadli nuqta tusi berilgan. Bu hol vodorodsimon atomlardagina emas, balki ixtiyoriy ko'p elektronli tizimlarda o'rinli bo'lavermaydi. Ma'lumki elektron aniq orbita bo'ylab harakatlanadi deyish mumkin emas, chunki u to'lqin xususiyatiga ham ega. Bor nazariyasi zarrachaning dualistik tabiatliligini e'tiborga ola olmaydigan kamchilikka ega bo'lsa-da, u mikrofizikaga asos soldi. Xususan J. Frank va G.Gertslarning (1914-y.) qator kimyoviy elementlarning ionlanish energiyasini aniqlash maqsadida o'tkazgan tajribasi¹⁶da statsionar elektronli holatlarning mavjudligini isbotladi.

Shunday qilib, Bor nazariyasi makro- va mikrofizika qonunlari turlicha tabiatli ekanini tasdiqlovchi faktdir.

Materiyaning to'lqinlari. Korpuskulaviy to'lqin dualizm. Fransuz fizigi Lui de-Broyl (1923-yil sentyabr) har bir qarashda g'alati tuyulgan g'oyani, ya'ni tinchlikda massaga ega bo'lgan zarralarning, yorug'lik kvant (foton)lariga xos, bir vaqtning o'zida ham korpuskula, ham to'lqin tabiatli bo'lishi mumkin va ular *mexanikaviy va elektromagnitaviy to'lqinlardan ehtimoliy tabiatliligi bilan farq qiladi* degan g'oyani ilgari surdi. U keyingi ilmiy maqolalarida materiyaning korpuskulyar-to'lqin tabiatli ekanini e'tirof etib, yangi (kvant) va klassik mexanikalar bir-biridan to'lqin va geometrik optikalar kabi farqlanishini yozdi. 1925-yil Elzasser tomonidan Ramzauer samarasi, ya'ni kichik energiyali elektronlar uchun atomning kirituvchanligining ortishi, elektronlarning atomlardagi difraksiyasi orqali tushuntiriladi. Bu esa de Broyl nazariyasining

¹⁵ Bunday nurlanish ζ yulduzlar turkumining spektrida aniqlangan.

¹⁶ J.Frank va G.Gertslar bu ishlariga (1925 y.) Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan.

tajribada tasdig'idir. Bunday tajribalar K.J. Devisson, L.G. Jermerlar va J.Tomson (J.J.Tomson – lord Kel'vinning o'g'li)lar tomonidan o'tkazilib elektronlar difraktsiyasi yaqqol tasdiqlandi (difraktogrammlar olindi)¹⁷.

Yuqorida qayd etilgan tajribaviy faktlar E. SHryodingerning «To'lqin mexanikasi», Geyzenbergning «Matritsaviy kvant mexanikasi» kitoblarida o'z aksini topgan. Geyzenbergning «Matritsaviy kvant mexanikasi» da korpuskulaviy tabiatli zarrachalar masalalarning echimi mantiqan tushunarligi bilan ajralib turadi. Shryodinger tenglamasining echimi kvant nazariyasining ehtimoliy tabiatini ochib berdi. Shuningdek Geyzenbergning noaniqlik tamoyilini tushunarli tarzda ifodaladi. Borning to'ldirish tamoyilini oydinlashtirdi. Bundan tashqari kvant mexanikasidan klassik mexanikaga o'tishni ifodalab berdi. Shryodinger tenglamasining echimi – *to'lqin funktsiya* deb yuritiladi va u umuman olganda, fizik ma'noga ega emas. To'lqin funktsiya modulining kvadrati zarracha bo'lish ehtimoligining hajmiy zichligini aniqlaydi.

V.Geyzenberg tomonidan ochilgan (1925 yil), V. Geyzenberg, N. Born, Iordan tomonidan rivojlantirilgan *matritsaviy kvant mexanikasi* atomda kechadigan xodisani fazo va zamonga nisbatan aniq ifodalashdan bosh tortadi; unda kuzatilishi mumkin bo'lgan kattaliklar: *energiyaviy termalar, ehtimoliy o'tish amplitudalari* xususida fikr yuritishi mumkin holos. Bir so'z bilan aytganda atomdagi elektronning harakati haqida so'z yuritib bo'lmaydi. Ikkinchi tomondan Shryodinger mikrozarachalarni to'lqin paketi (to'plami) ga moslab ular haqida fikr yuritadi. V. Geyzenberg *noaniqlik tamoyilini* ochib kvant mexanikada katta iz koldirdi¹⁸. Bu tamoyilga asosan ixtiyoriy o'zaro mavxum qo'shmalashgan kattaliklar, masalan energiya (ΔE) va vaqt (Δt) oraliqlari, impuls (ΔR) va koordinata (ΔX) o'zgarishlarini bir vaqtda aniq o'lchab bo'lmaydi. Masalan zarrachaning koordinatasi (traektoriyasi) kancha aniq bo'lsa, uning impulsi shuncha noaniq bo'ladi. Bu tamoyil kvant mexanikasidagi

¹⁷ Tsyurix universitetining professori E.Shryodinger (1926 yil 26 sentyabr) Annalen der Physik jurnalida to'lqinli kvant mexanikasining asosini tashkil etgan tenglamalarni e'lon qildi.

¹⁸ Bu natijaga elektronning traektoriyasi, aylanish chastotasi kabi tushunchalarni rad etish bilan keldi.

sababiylik qonunini ham to'la ifodalashda qo'l keladi va yorug'lik va materiyaning dualistik-korpuskulaviy to'liqlik tabiatidan kelib chiqadi. Kvant mexanikasidagi fundamental tamoyillardan yana biri *Borning to'ldirish tamoyilidir*. Unga asosan: to'liqlik va zarracha bir-birini to'ldiradi, sodir bo'layotgan jarayonning tasvirini oydinlashtiradi. Mikrozarralarning korpuskulaviy to'liqlik xususiyatlaridan ziddiyat mikroobyekt va mikroasboblarning o'rtasidagi nazorat qilib bo'lmaydigan o'zaro ta'siridir. O'lchov asboblari ikki tabaqalidir: biri borliqning to'liqlik, ikkinchisi korpuskular xususiyatlarini his qiladi. Shu sababdan to'liqlik va korpuskular mavjud fizikaviy tajribadagi «izlaridir».

Shunday qilib mikrodunyoni korpuskulaviy to'liqlik dualizm yordamida to'la tasavvur etish mumkin.

Elementar zarralar materiyaning tashkil etuvchilaridir. XIX asrning 30-yillarida yadro fizikasi, so'ngra elementar zarralar fizikasi keng rivojlandi, chunki bu vaqtda norelyativistik kvant mexanikasi to'la tavsiflandi, relyativistik kvant mexanikasining asosiy qonunlari kashf qilingan edi. Xususan Dirakning relyativistik tenglamasining ikki echimi (1931-yil) elektronning antizarrachasi – pozitronning mavjudligini oldindan aytib berishga imkon beradi.

AQSh olimi K. Anderson tomonidan 1932-yil 1-sentabrda pozitron tajribada topildi. J.Chedvik (1932-y) berilliyning nurlantirishga bag'ishlangan tajriba natijalaridan neytronni kashf etdi. Shundan so'ng V.Geyzenberg, D.D.Ivanenkolar yadroning proton va neytronlardan iboratligini qayd qilganlar. Yadroning bu modeli proton, neytronning o'zaro ta'sirini o'rganishga, bu esa mezonlarning yaratilishiga olib keldi, chunki proton-neytronli o'zaro ta'siri elektromagnit tabiatli emasligi aniq edi. Bunday o'zaro ta'sir «kuchli o'zaro ta'sir» deb yuritiladi va bu maydonning zarra xasi nuklonidir. Bu ta'sir aniq masofalarda mavjuddir: neytron va proton yadro o'lchami (10^{-13} sm) dan katta masofalarda o'zaro ta'sirlashmaydilar. Yapon fizigi X. Yakova (1935-yil) nuklonlarda o'zaro ta'sir $\approx 200 m_0$ massali ($m_0=9,1 \cdot 10^{-31}$ kg erkin elektron massasi) mezonlar bilan almashishi hisobiga kechadi deb hisoblangan. Biroz

o'tgandan so'ng bu hol mezonlar (massasi $\approx 206 m_0$) xosligi kashf etildi. Kuchli o'zaro ta'sir yangi tabiatli o'zaro ta'sir bo'lib, elektromagnit va gravitatsiyaviy o'zaro ta'sirlardan tubdan farq qiladi.

Bu bilan taxminan bir vaqtda neytronning β - emirilishida aniqlangan kuchsiz o'zaro ta'sir ham topilib, u ham yangi, yuqoridagilardan tubdan farq qiluvchi fundamental o'zaro ta'sirdir. Bunda neytron uzidan elektron chiqarib protonga aylanadi. V. Pauli bu iborani oydinlashtirib neytronning β - yemirilishida yana bir neytral zarra («neytrino») ham ajralib chiqishini ta'kidlagan. Bu zarrachaning emirilishda mavjudligi energiya va impuls saqlanish qonunining bir vaqtda bajarilishidan kelib chiqadi. Keyinroq kuchsiz o'zaro ta'sir bilan bog'langan π mezon ham aniqlangan. Shu sababdan neytrino deyarli muhitda tutib qolinmaydi.

Kuchli o'zaro ta'sirning keyingi zarralari K-mezon, giperonlar aniqlangan. Bu zarralar «adronlar» ham deb yuritiladi. Ular tez vaqtda nisbatan engilrok «g'alati» zarralarga emirilishi mumkin. Ularning yashash vaqti 10^{-8} - 10^{-10} sek.

Oxirgi 20 yil ichida elementar zarralar fizikasi rivojlanib adronlar «kvark»lar va «glyuon»lardan iboratligi isbotlandi. Ularni tabiiy erkin holda kuzatish mumkin emas. Shunday qilib, bo'linmas erkin zarralar ham boshqa zarralardan tashkil topgandir. Fizikada esa turt xil: gravitatsiyaviy, elektromagnit, kuchli va kuchsiz o'zaro ta'sirlar mavjuddir. Endi qisqacha gravitatsiyaviy va elektromagnit o'zaro ta'sirlarga to'xtalaylik. Kuchli (qisqa masofalarda) va kuchsiz (uzoq masofalarda) o'zaro ta'sirlardan fizikaviy tabiati bilan farq qiluvchi elektromagnit ta'sir klassik fizikadan ham, masalan, zaryadlar o'rtasida uchraydi. Elektromagnitning o'zaro ta'sirini tashuvchi kvant – fotondir. Bu o'zaro ta'sir kimyoviy va biologiyaviy jarayonlarda ham uchraydi.

Gravitatsiyaviy o'zaro ta'sir butun olam tortishish qonuni bilan ifodalanuvchi eng kuchsiz o'zaro ta'sir bo'lib, mikrofizikada bu ta'sir e'tiborga

olinmasa ham bo‘ladi. Gravitatsiyaviy ta’sir ultra kichik (10^{-33} sm) masofalarda sezilarlidir. Mikrodunyoda bu ta’sir asosiy bo‘lib, kosmik jismlar tasviri bu o‘zaro ta’sir qonunlariga bo‘ysinadi.

Umuman olganda bir fizikaviy jarayonda bir vaqtning uzida bir necha o‘zaro ta’sir o‘z ta’sirini ko‘rsatadi, faqat ularning ulushlari miqdoran har xil bo‘ladi.

Har qanday o‘zaro ta’sir maydoni orqali uzatiladi. Hozirgi zamon fizikasida maydon ko‘p sonli o‘zgaruvchan qiymatli zarralar (maydon kvantlari) to‘plami sifatida qaraladi. Maydon kvantlari bo‘lmagan va eng kichik energiyali maydon bushlikdir. Bu holatda klassik fizika qonunlari ma’noga ega emas, chunki bo‘shliq odatdagi materiyaning bir ko‘rinishi emas. Bo‘shliq klassik fizikaviy bo‘shliq emas, u kvant fizikasi bo‘yicha, uyg‘otgan holatda mikrozarralarga ega bo‘ladi. Xususan bo‘shliqda gravitatsiyaviy maydon, uning kvanti – gravitonlar ham bo‘lishi mumkin. Biroq bu nazariy taxmin, tajribada kuzatilmagan.

Hozirgi zamon fizikasida, masalan kvantli xromodinamikada «virtual (oralik) maydon», « virtual zarralar» tushunchalarga to‘xtalib o‘tmaymiz, chunki ularni tushunish uchun o‘quvchi ma’lum darajada chuqur nazariy fizikaviy tushunchalar bilan qurollangan bo‘lishi kerak.

1915-1916 yillarda nemis fizigi A. Zommerfeld Borning nazariyasini rivojlantirib, vodorod atomi spektrining nozik tizilmasi nazariyasini ko‘rdi. U bunda *radial va azimutal kvant sonlarini* kiritdi. Nemis olimi P. Debay bilan hammualliflikda Zeeman samarasining nazariyasini ko‘rib, *magnit kvant sonidan* foydalandi va fazoviy kvantlashish tushunchasini kiritdi.

A. Eynshteyn kvant nazariyasidan foydalanib, atomli tizimlarda spontan (o‘z-o‘zidan) va majburiy optikaviy nurlanishlarning ehtimolliklari koeffitsientlarini kiritdi va indutsirlangan nurlanigshlarni bashorat qilgan edi.

1921-yil N. Bor kvantlar nazariyasiga asoslangan holda kimyoviy elementlarning davriy tizimining ko‘pgina qonuniyatlarini tavsiflab berdi.

Ko'pgina tajriba faktlarining ayrimlari bir vaqtning uzida fizikaviy ob'yektlarning dualistik tabiatining zoxir bo'lishini talab etardi. Bu holni tavsiflashda va murakkab atomlarning fizikaviy tabiatini tushuntirishda M. Plank va N. Bor nazariyasi ojizlik qila boshladi. Bunday kamchiliklardan xoli nazariyani avstriyalik Ervin Shryodenger, germaniyalik Verner Geyzenberg (keyinchalik Maks Born, Paskual Iordan) va Angliyalik Pol Andri Mari Diraklar ko'rdilar. Ular yaratgan nazariyalarga asoslangan fanlar mos holda *norelativistik to'lqin va matritsaviy kvant mexanikasi* va *relativistik kvant mexanikasi* deb yuritila boshladi.

1926-yil E. Shryodenger o'zining mashxur "Shryodingerning statsionar va nostatsionar tenglamalari" ni kashf qilib, ma'lum vaqt o'tgandan so'ng Geyzenbergning *matritsaviy kvant mexanikasi* va o'zining nomi bilan bog'langan *to'lqin kvant mexanikasi* riyoziyot nuqtai nazaridan aniqligini ko'rsatdi. Bu orada M. Born esa *to'lqin funktsiyasining* fizikaviy ma'noga ega emasligi, uning modulining kvadrati esa *zarrachaning izalanayotgan sohada topilishi ehtimolligini bildirishini* ta'kidlab o'tgandi. Shryodenger tenglamasi sferik simmetriyaviy potentsial maydondagi yechimlaridan *bosh, magnit va orbital ekvant sonlari* bevosita kelib chiqadi.

1927-yilda V. Geyzenberg o'zining mashhur *noaniqlik munosabatlarini* hosil qildi. 1928-yili P.A. Dirak Shryodingerning statsionar va nostatsionar tenglamalarini maxsus nisbiylik nazariyasining talablarni qanoatlantiradigan tenglamalarini topdi. Bu tenglamalarning yechimlaridan elektrondan ishorasi bilan farqlanuvchi musbat zaryadlangan, massasi elektron massasiga teng bo'lgan *antielektron*, ya'ni *pozitronning* mavjudligini bashorat qilgan edi.

Ayrim tajriba faktlarini to'la tasvirlash maqsadida AQShlik olimlar Samuel Gaudsmit va Jorj Ulenbeklar elektronlarning *spini* tushunchasini o'rta tashlagan bo'lsalar, shveysariyalik Volfgang Pauli *spin tushunchasini* to'la-to'kis bayon qila oldi. Bu holni yorituvchi tenglamani *Shryodenger – Pauli tenglamasi* deb yuritiladi.

Fransuz fizigi Lui de-Broyl 1924-yilda Bor postulatlarining mohiyatini tushuntirish maqsadida o'sha davr fiziklarini o'ta taajjubga solgan gipotezani o'rta tashladi: moddiy zarracha harakatiga ma'lum to'liq tarqalishi mos keladi, masalan, elektor ham korpuskulyar, ham to'liq xususiyatga ega: boshqacha aytganda yorug'lik uchun Eynshteyn taklif qilgan korpuskulyar-to'liq dualizm bir xil darajada elektron va boshqa har qanday zarrachalar uchun ham o'rinalidir. Eynshteynning yorug'lik kvanti uchun yozgan munosabatidan foydalanib de-Broyl zarracha impulsi va uning erkin harakatiga mos kelgan monoxromatik to'liq (de-Broyl to'liqini) ning uzunligi λ orasidagi $\lambda = h/p$ bog'lanishni topdi. De-Broyl to'liqining tabiati mexanik yoki elektromagnit to'liqlarnikidan farq qilib statistik tavsifga egadir (Maks Born 1926-yil). Elektronlarning to'liq xususiyatlariga bog'liq xodisalari 1927-yilda amerikalik fiziklar Klinton Devisson va Lester Jermer tajribasida kuzatildi. Keyinroq to'liq xususiyatlari atomlar va xatto molekulalar dastalarida ham topildi va de-Broyl gipotezasi tajribada to'liq tasdiqlandi.

Tajriba natijalarini tushuntirishda ma'lum muvaffaqiyatlarga erishgan bo'lishiga qaramay, Plank Bor kvant nazariyalari mantiqiy ichki qarama-qarshilikdan holi emas edi: bir tomondan Nyuton mexanikasi asoslaridan foydalanilsa, boshqa tomondan esa unga va klassik elektrodinamikaga absolyuto begona bo'lgan qandaydir sun'iy kvantlashish qoidalarini qo'llanilardi. Buning ustiga Bor nazariyasi murakkab atomlar xususiyatlarini tushuntirishga o'zilik qildi, nurlanish intensivliklarini qat'iy hisoblashda katta qiyinchiliklarga duch keldi. Shu sababdan elektron va boshqa mikrozaralarning korpuskulyar-to'liq xossalari birgalikda e'tiborga olib tashqi maydonlardagi harakatini to'g'ri va batafsil ifodalovchi nazariya zarur bo'lib qoldi. 1925-yilda nemis fizigi Verner Geyzenberg bu yo'lda ilk qadam qo'ydi. Uning harakat tenglamalarida elektron koordinatasi va tezliklari o'rniga ma'lum abstrakt algebraik kattaliklar-matritsalar katnashadi, tajribada kuzatiladigan fizik kattaliklar (masalan, nurlanish chastotalari va intensivliklari) va matritsalar orasidagi bog'lanish uchun sodda qoidalar berildi. Geyzenbergning bu ishlari vatandoshlari Maks

Born va Paskual Jordanlar (1926-yilda) tomonidan rivojlantirildi. Shunday qilib matritsaviy mexanika vujudga keldi.

1926-yilda avstriyalik nazariyotchi fizik Ervin Shryodinger faqat erkin mikrozaralarning to‘lqin harakati (de-Broyl to‘lqinlari) nigina emas, balki ixtiyoriy tashqi maydon ta‘siridagi zarracha harakatini ifodalovchi mashur to‘lqin tenglamasini berdi. To‘lqin funktsiyasi uchun yozilgan bu tenglamani Shryodinger vodorod atomidagi elektron harakatiga qo‘lladi. Borning sirli tuyulgan kvantlashish qoidalari endilikda elektron harakatlarini ifodalovchi turg‘un de-Broyl to‘lqinlarining mavjudlik shartlari sifatida tabiiy ravishda o‘z-o‘zidan kelib chiqdi. Ana shunday yo‘l bilan to‘lqin mexanikasi yuzaga keldi. Tez orada Shryodinger matritsaviy va to‘lqin mexanikalar matematik jihatdan ekvivalent ekanligini isbot qildi. Mikrozaralar harakatini o‘rganuvchi yangi mexanika umumiy bir nom bilan kvant mexanikasi deb atala boshlandi. Shryodingerning to‘lqin tenglamasi norelyativistik kvant mexanikasining asosiy tenglamasi hisoblanadi. 1928-yilda ingliz fizigi Pol Dirak Shryodinger tengdamosini umumlashtirib, maxsus nisbiylik nazariyasi talablarini qanoatlantiradigan relyativistik to‘lqin tenglamasini xosil qildi. Dirak tenglamasi relyativistik kvant mexanikasining eng muhim tenglamalaridan biri bo‘lib, xususan, elektron-pozitron jufti tug‘ilishi mumkinligini bashorat etdi.

Bir qator atom xodisalarini, birinchi navbatda, atomlar nurlanish spektrlarini sinchiklab o‘rganish elektron xossalari to‘liq ifodalash uchun uni elektr zaryad va massadan tashqari ichki (xususiy) impuls momenti-spin bilan ham tavsiflash zarurligiga olib keldi. Elektron $\hbar/2$ xususiy mexanik moment va $\ell_0: \frac{e_0 \hbar}{2m_0 \ell}$ yoki $e_0 \hbar / 2m_0 \ell = \hbar / 2m_0 \left(\hbar = \frac{\hbar}{2\pi} \right)$, e_0, m_0 elektron zaryadi va massasi) xususiy magnit momentga egaligi to‘g‘risidagi gipoteza 1925-yilda amerikalik fiziklar Semyuel Gaudsmit va Jorj Ulenbeklar tomonidan o‘rtaga tashlangan edi. Elektronning spin nazariyasi shveysariyalik fizik Wolfgang Pauli ishlarida keng rivojlantirildi. U elektron spinini hisobga olish natijasida atomlar, molekulalar, atom yadrolari va qattiq jismlar nazariyalarida hal qiluvchi ahamiyat kasb etgan

o'zining taqiqlanish tamoyilini (Pauli tamoyili 1925-yil) kashf etishga muvaffaq bo'ldi. Pauli tamoyiliga muvofiq ixtiyoriy atom tizimda ayni bir kvant holatda bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas. Elektron spinining mavjudligi atomlar spektrining multiplet (nozik) strukturasi, Zeeman samarasini, atomlar elektron qobiqlarining to'lib borish tartibini, ferromagnetizm va boshqa juda ko'p xodisalarni to'g'ri tushuntirib berdi. Bu yerda shuni qayd qilmoq kerakki, agar norelyativistik kvant mexanikasining matematik apparatiga spin tushunchasi Pauli tomonidan fenomenologik ravishda kiritilgan bo'lsa, Dirakning relyativistik to'lqin tenglamasidan elektron spinga va spin magnet momentga ega bo'lishi bevosita kelib chiqadi.

Atom tuzilishini o'rganish umuman aytganda, o'z mohiyatiga kura ko'p jism masalasi bo'lib, dastlabki paytdan boshlab kvant mexanikasini o'zaro ta'sirlashuvchi ko'p sondagi zarrachalar tizimiga tadbiiq etishni talab etardi. 1926-yilda V. Geyzenberg almashinuv energiyasi tushunchasini kiritib geliy atomining kvant nazariyasini ko'rdi, nemis nazariyotchi fizigi Valter Gaytler va ingliz fizigi Geynts London 1927-yilda birinchi bo'lib vodorod molekulasini taqribiy hisoblash yo'lini ishlab chiqdilar. Ana shu tarika kvant-ximiyasi vujudga kela boshladi. Ko'p elektronli tizimning kvant mexanikasiga metallar va yarim o'tkazgichlar nazariyasida ham keskin extiyoj sezildi. P. Dirakning ko'rsatishicha (1926-yil) spini $\hbar/2$ ga toq karrali zarrachalar tizimsining to'lqin funktsiyasi ikki zarracha koordinatalarini almashtirishga nisbatan antisimmetrik (Fermi-Dirak statistikasi), spini \hbar ga karrali zarrachalar tizimi uchun esa simmetrik (Boze-Eynshteyn statistikasi) bo'ladi. Tez orada og'ir atomlar elektron qobiqlarini hisoblashga imkon beradigan statistik modeli (amerika fizigi Levelin Tomas va E. Fermi, 1927-1928-yillar) va o'z-o'ziga moslashgan maydon metodi (ingliz fizigi Duglas Hartri va V. Fok, 1928-1930-yillar) yaratildi.

Ma'lumki, fizika fani materiyaning eng oddiy harakatlarini o'rganadi. Materiya ko'rinishi xilma-xil bo'lib, cheksiz kichik ob'yektlardan tortib to koinot galaktikalarigacha bo'lishi mumkin. Tarixan inson dastlab o'zini o'rab

olgan ko'zga ko'rinadigan atrof-muhitni mukammal o'rgangan. Bunda u ma'lum qonuniyatlar, tushunchalar yaratdi. Ana shu ilmiy bisoti bilan u o'zidan uzoqda joylashgan koinot jismlarining harakatini va atrof-muhitning ko'zga ko'rinmas qismlarini o'rganishga kirishdi. Ammo har qaysi sohalarning o'ziga xos xususiyatlarini e'tiborga olish natijasida fizika fanining yangi bo'limlari paydo bo'ldi. Shulardan biri kvant mexanikasi bo'lib, u asrimizning 20- yillarida shakllana boshladi. Kvant mexanikasining fizika fanidagi tutgan o'rnini va qo'llanish chegarasini olam masshtabi (o'lchami) tushunchasida tasavvur qilamiz. Hozirgi kunda inson o'z tafakkuri, fan va texnika yutuqlari yor-damidagi uzunlikni eng kichik 10^{-18} m (elektron o'lchami) dan boshlab eng katta 10^{26} m (koinot chegarasi) gacha o'lchay oladi. Bu bir butun olam uchun umumiy (universal) qonuniyatlar yo'qligi tufayli uni xususiyatlariga qarab quyidagi to'rtta sohaga shartli ravishda bo'lishi mumkin.

I soha $0 \leq R \leq 10^{-18}$ m bo'lib, u *submikroolam* deyiladi;

II soha 10^{-18} m $\leq R \leq 10^{-7}$ m bo'lib, u *mikroolam* deyiladi;

III soha 10^{-7} m $\leq R \leq 10^{24}$ m bo'lib, u *makroolam* deyiladi;

IV soha 10^{24} m $\leq R \leq \infty$ bo'lib, u *megaolam* deyiladi.

Har qaysi olam o'zining fundamental doimiysiga ega bo'lib, bu kattalik mazkur olamdagi fizik kattaliklarining o'lchov birligi hisoblanadi. Shu bilan birga bu fundamental doimiylik bir olamdan ikkinchi olamga o'tish chegarasini bildiradi. Submikroolam o'lchami elektron o'lchamidan (10^{-18} m) kichik bo'lgan sohalar bo'lib, texnik qiyinchiliklarga kura amaliy jihatdan o'rganilmagan. Nazariy hisoblashlarga qaraganda bu sohada vaqt va fazo tushunchami o'z ma'nosini yo'qotadi. Bu sohada uzunlikning fundamental doimiysi bo'lishi kerak, ammo hozircha u aniqlanmagan. Makroolam xususiyatlari, u, yerdagi harakat qonuniyatlari klassik fizika tomonidan boshqa sohalarga qaraganda nisbatan mukammal o'rganilgan. Megaolam fizikaning kosmologiya bo'limi tomonidan o'rganilmoqda. Mikroolam elektron o'lchamidan (10^{-18} m) boshlab molekula o'lchamigacha (10^{-7} m) bo'lgan sohani o'z ichiga oladi. O'lchami shu oralikka mos kelgan barcha zarrachalar (elementar zarrachalar, yadro, atom,

molekula va hakazo) mikrozarachalar deyiladi. Biz ularni qisqacha zarachalar deb ham yuritamiz. Bu sohaning boshqa sohalardan tubdan farq qildiruvchi xususiyatlari bor. Ularning asosiylari quyidagilardan iborat:

a) mikroolam zarachalari bir vaqtning o'zida ham to'liq, ham korpuskulyar xususiyatga ega bo'ladi;

b) mikroolam strukturasi makroolamnikiga o'xshash uzluksiz bo'lmay, balki diskret (uzlukli) dir;

v) mikroolamda zarachalarni tavsiflovchi fizik kattaliklar ko'pincha diskret qiymatlar oladi;

g) mikroolam Plank doimiysi deb ataluvchi fundamental doimiylikka ega. Ko'pgina fizik kattaliklar \hbar birligida o'lchanadi ($\hbar = 1.05492 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$);

d) mikroolamda makroolamga xos bo'lgan traektoriya tushunchasi yo'q. Buning urniga mikroolamda zarachaning fazoni biror elementida ma'lum vaqt momentida bo'lish ehtimolligi ishlatiladi;

e) mikroolamda zarracha holatini o'rganish ehtimollik nazariyasiga asoslanganligi tufayli u statistik tavsifga ega. Ammo u makroolamga xos bo'lgan klassik statistikadan tubdan farq qiladi. Klassik statistika ko'p zarrachali tizimlarga xos bo'lsa, mikroolamda har bir zarracha holati ham statistik ma'noga ega bo'lishi mumkin.

Mikroolamning yuqorida qayd etilgan ob'yektiv xususiyatlarini o'zida aks ettiruvchi fizikaning bo'limi kvant mexanikasidir. Kvant mexanikasi mikroolam zarachalarning harakati bilan bog'liq bo'lgan xodisalarini o'rganadi. Ravshanki, har qanday makrojism xossalari uni tashkil etgan zarachalar xususiyatlari bilan uzviy bog'liqdir. Shu boisdan kvant mexanikasi mikroolam xususiyatlarini o'rganish jarayonida klassik fizika hal eta olmagan makroolam xususiyatlarini asoslab beradi.

Kvant mexanikasi XX asr fizikasining eng rivojlangan sohasi bo'lib, fan va texnikaning hamma sohalariga kirib bormoqda. Modda tuzilishining funadamental asosi hisoblanadi. Hozirgi zamon yadro energetikasining rivoji,

lazer nurlarining keng qo'llanilishi, o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi kvant mexanikasining maxsulidir.

Kvant mexanikasi norelyativistik (zarracha tezligi yorug'lik tezligidan juda kichik va spini hisobga olinmaydigan) va relyativistik (zarracha tezligi yorug'lik tezligiga yaqin, spinga ega) kvant mexanikasiga bo'linadi.

Absolyut qora jism deb o'ziga tushgan har qanday to'lqin uzunlikdagi elektromagnit to'lqinni to'la yutuvchi jisimga aytiladi. Garchi mutlaq qora, yaltirok yoki tiniq jism tabiatda topilmasa ham xususiyati shunga yaqin bo'lgan jismlar bo'ladi. O'zidan issiqlikni o'tkazmaydigan materialdan yasalgan, *a* tirqishli, sferik shakldagi (1.1- chizma) jism absolyut qora jism xususiyatiga ega. Chunki uning tirqishidan o'tgan nur ichki sirtida bir necha bor qaytib, har qaytishda energiyasini yo'qota borib, oqibatda to'la yutiladi. Shunday jismni ma'lum haroratgacha qizdirsak, uning ichida termodinamik muvozanatli nurlanish xosil bo'ladi.



1.1-chizma. Absolyut qora jism xossasi.

Kovak ichida mutlaq vakuum bo'lganda ham elektromagnit to'lqinlar chiqarilishi va yutilishi hisobiga jismlar bir-biri bilan o'zaro energiya almashib issiqlik muvozanatiga kelishi mumkin. Termodinamik issiqlik muvozanatida kovakdagi nurlanishning makroskopik holati vaqt bo'yicha o'zgarmaydi. Muayyan temperaturaga ega bo'lgan jismlar bilan ushbu nurlanishning termodinamik muvozanati *muvozanatli nurlanish* yoki *qora nurlanish* deb ataladi. Tajribadan ma'lum bo'lishicha, nurlanish energiyasining spektral zichligi $\rho_T(\omega)$ nurlanish chastotasi ω ortishi bilan ortadi va ω ning ma'lum (T ning har bir qiymati uchun alohida) $\omega = \omega$ qiymatdan sung ω ortishi bilan $\rho_T(\omega)$ kamayadi. Nazariyaning vazifasi bu tajriba natijasiini (1.1 - chizma) tushuntirish va

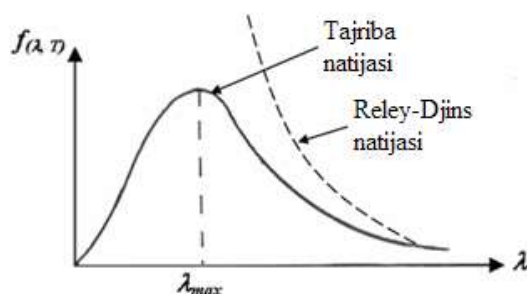
$$\rho_T(\omega) = f(\omega, T) \quad (1.1)$$

bog‘lanishni aniqlashdan iborat edi. Shu maqsadda ko‘p urinishlar bo‘ldi. Termodinamika qonuniga asosan G. Kirxgof muvozanatli nurlanishning umumiy qonunlarini berilgan haroratda nurlanish energiyasining spektral zichligi $\rho_T(\omega)$ qora jism moddasining tabiatiga bog‘liq emasligini hamda qora jism nurlanish qobiliyatining nur yutish qobiliyatiga nisbati $\rho_T(\omega)$ ga mutanosibligini aniqladi. Oberts Stefan-Boltsman absolyut qora jism yuza birligidan vaqt birligi ichida sochilgan nurlanish energiyasi ε haroratning to‘rtinchi darajasiga to‘g‘ri mutanosib

$$\varepsilon = \sigma T^4 \quad (1.2)$$

ekanligini topdi. Bu yerda $\sigma = 5.6697 \cdot 10^{-8} \frac{\text{JK}}{\text{m}^2 \text{cK}^4}$ bo‘lib Stefan - Boltsman doimiysi deyiladi.

Stefan Boltsman qonuni 1.2-chizmadagi egri chiziq ostidagi yuzaga son jihatdan teng bo‘lsa ham (1.2) bog‘lanishni izoxlay olmaydi.



1.2-chizma. Absolyut qora jismning nurlanish spektrori.

Statistik fizika qonunlariga asoslanib V. Vin nurlanish energiyasi spektral zichligining maksimumini aniqladi:

$$\lambda_{max} T = 2.8979 \cdot 10^{-3} [\text{MK}] \quad (1.3)$$

Bu qonunga binoan nurlanish energiyasining maksimumiga to‘g‘ri kelgan to‘lqin uzunlik qora jism haroratsiga teskari mutanosib ekan.

Reley va Jins elektrodinamika, statistik fizika va umuman klassik fizikaning barcha yutuqlaridan foydalanib, absolyut qora jismni ossillyatorlar to‘plamidan iborat deb qarab, nurlanish energiyasining spektral zichligi uchun quyidagi natijani aniqlashdi:

$$\rho_T(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \langle E \rangle \quad (1.4)$$

Bu yerda c - yorug'likning bo'shliqdagi tezligi, ω – ossillyatorning tebranish chastotasi, $\langle E \rangle$ – bitta ossillyatorning o'rtacha energiyasi Bolsman teoremasiga binoan, har bir erkinlik daraja soniga o'rtacha $k_B T/2$ miqdordagi energiya to'g'ri keladi. Tebranma harakat qilayotgan zarracha ikkita erkinlik daraja soniga ega bo'lganligi sababli $\langle E \rangle = k_B T$ ga teng bo'ladi (bu yerda k_B – Bolsman doimiysi). Buni hisobga olsak (1.4) formula

$$\rho_T(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} k_B T \quad (1.5)$$

ko'rinishga keladi. Aniqlangan (1.5) nazariy natija tajriba bilan solishtirilganda u chastotaning kichik qiymatlarida ($\hbar\omega \ll k_B T$) tajribaga mos kelib, yuqori chastotalarda ($\hbar\omega \gg k_B T$) (ultrabinafsha sohada) tajribaga absolyut zid bo'ladi (1.3-chizma). Bu holni "ultrabinafshaviy halokat" deyiladi. Shunday qilib klassik fizika tushunchalariga asoslanga (1.5) nazariy ifodalar tajriba natijalarni tushuntirsada, qisman spektrlarini taqqoslash ham $\rho_T(\omega)$ ning berilgan haroratda ω ga bog'liqligini aniqlay olmadi. Bu masala muamoliqicha qoldi. Bunday natijalar klassik fizika absolyut qora jism nurlanishining tajribaga mos keluvchi umumiy qonuniyatini aniqlashga ojiz ekanligini ko'rsatdi.

Absolyut qora jism nurlanishi uchun Plank nazariyasi. Klassik fizika namoyondalaridan farqli ravishda M. Plank ossillyator tomonidan nurlanayotgan energiya o'zluksiz bo'lmasdan diskret bo'lsin deb qabul qildi. Shuning uchun ossillyator energiyasini quyidagicha olinadi:

$$E = n\hbar\omega \quad (1.6)$$

Bu yerda $n=1,2,3, \dots$ qiymatlarni oladi va *kvant soni* deb yuritiladi, ω - ossillyatorning tebranish chastotasi, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ Plank doimiysi ($\hbar = 6.62491 \cdot 10^{-34}$ Ж.с).

Shunday qilib, Plank tomonidan klassik fizikaga yot bo'lgan yangi tushuncha – mikroob'yekt energiyasining kvantlanishi kiritildi, hamda mikro- va makroolamning chegaraviy doimiysi \hbar aniqlandi.

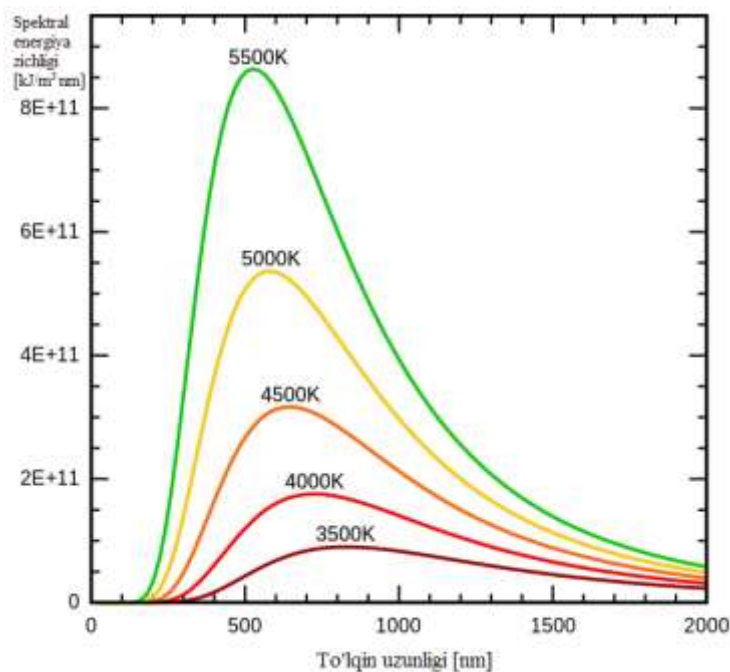
Statistik fizika qonunlariga binoan (1.6) ifodaning o'rtacha qiymati

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{\exp\frac{\hbar\omega}{k_B T} - 1} \quad (1.7)$$

teng bo'ladi. Buni (1.4)ga qo'ysak,

$$\rho_T(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1} \quad (1.8)$$

kelib chiqadi. U Plank formulasi deyiladi va u tajribadan olingan natijaga (ω_0 ning katta va kichik qiymatlarida ham) yaxshi mos keladi. Bu borada shuni ta'kidlash o'rinliki, tajriba haqiqat mezonidir. Nazariyaning tajribaga mos kelishi esa uning yaratilishiga asos qilib olingan tushunchalarning to'g'riligidan dalolat beradi. Demak, kvantlashish tushunchasi absolyut qora jismni tashkil etgan ossillyatorlarning, ya'ni mikroob'yektlarning ob'yektiv xususiyatidir.



1.3-chizma. Spektral energiya zichligi to'lqin uzunlikka bog'liqligi turli haroratlarda keltirilgan.

Plank formulasi (1.8) tajribaga mos kelish bilan birga, u umumiy hamdir. Bunga quyidagi amallarni bajarish bilan ishonch xosil qilish mumkin: a) (1.8) ifodani ω ning barcha o'zgarish sohasi bo'yicha integrallasak

$$E = \int_0^{\infty} \rho_T(\omega) d\omega = \frac{\pi^2 k_B^4 T^4}{15c^3 \hbar^3} \quad - \text{ Stefan-Boltsman qonuni kelib chiqadi; b) (1.8)}$$

ifodadan $\frac{d\rho_T(\omega)}{d\omega} = 0$ tenglamaga asosan $\rho_T(\omega)$ ning maksimumi $\left(\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}\right)$

almashtirish

$$\eta \ell^n = 5(\ell^n - 1) \quad (1.9)$$

transsendent tenglamadan aniqlanadi. U η ning $\eta = \frac{2\pi \hbar c}{k_B T \lambda_{\max}} = 4.96$

qiymatida qanoatlanadi. Bu esa Vin qonunidir;

v) (1.8) ifodadagi ekisponensial funktsiyani ω ning $\hbar\omega \ll k_B T$ shartni qanoatlantiruvchi qiymatlarida qatorga yoysak, Reley va Jins qonuni (1.5) kelib chiqadi.

2 - §. Korpuskulyar - to'liqin nazariyasi va uning haqidagi tarixiy ma'lumotlar.

Yuqorida qayd etganimizdek, bir qancha xodisalarni, jumladan fotosamara, Kompton samarasi, atomning nurlanish va nur yutishini yorug'likning to'liqin tabiati yordamida tushunitirib bo'lmaydi. Bunday xodisalarni izohlash uchun yorug'likning kvant nazariyasi (Plank tomonidan fanga kiritilgan nurlanish energiyasining kvantlashish xususiyati) asos qilib olinadi. A. Eynshteynning (1905-yil) taklifiga binoan yorug'lik kvanti

$$\varepsilon = \hbar\omega \quad (1.10)$$

energiya va

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (1.11)$$

impulsga ham ega bo'lishi kerak. Bu yerda \vec{k} - to'liqin vektori bo'lib, yo'nalishi yorug'lik tarqalish yo'nalishini ko'rsatadi. Uning X, Y, Z o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilarini quyidagicha yozish mumkin:

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cos\alpha, k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \cos\beta, k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \cos\gamma,$$

α, β, γ – yorug‘lik tarqalish yo‘nalishi bilan X, Y, Z o‘klari orasidagi burchaklar λ – yorug‘lik to‘lqin uzunligi. Keyinchalik energiyasi (1.10), impulsi (1.11) formulalar bilan aniqlanuvchi yorug‘lik kvantiga G. Lyuis (1926-yil) *foton* deb nom berdi. Faraz qilaylik, foton energiyasi E , impulsi r bo‘lgan zarracha bilan to‘qnashsin. To‘qnashish natijasida zarracha hamda fotonning energiya va impulslari o‘zgaradi. O‘zaro to‘qnashish jarayoni uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlari o‘rinli bo‘ladi:

$$\hbar\omega_0 + E_0 = \hbar\omega + E \quad (1.12)$$

$$\hbar\vec{k}_0 + \vec{p}_0 = \hbar\vec{k} + \vec{p} \quad (1.13)$$

Bu yerda $\hbar\omega_0, E_0$ va $\hbar\vec{k}_0, \vec{p}_0$ – mos holda foton va zarrachaning to‘qnashgungacha energiyalari va impulslari $\hbar\omega, E$ va $\hbar\vec{k}, \vec{p}$ xuddi shu kattaliklarning to‘qnashishidan keyingi qiymatlari (1.11) va (1.13) ifodalar yordamida quyidagi hodisalarni izohlash mumkin: a) $\hbar\vec{k} = 0$ (bu holda $\vec{k} = 0$) bu $\hbar\omega_0$ energiyali yorug‘lik kvantining yutilishidir: b) $\hbar\vec{k}_0 = 0$ (bu holda $R \cdot = 0$). Bu $\hbar\omega$ energiyali yorug‘lik kvantining nurlanishidir: v) $\hbar\vec{k}_0 = 0, \hbar\omega_0 = 0$. Bu holda $\hbar\omega_0$ energiyali va $\hbar\vec{k}_0$ impulsi yorug‘lik kvanti to‘qnashish tufayli sochilib, boshqa yorug‘lik kvantiga ($\hbar\omega, \hbar\vec{k}$) aylanadi. Yorug‘lik kvant nazariyasining tub ma‘nosi shundan iboratki, yuqoridagi hodisalarda, ya‘ni yutilishda, nurlanishda va sochilishda energiya va impulsning o‘zgarishi ixtiyoriy bo‘lmay, kvantlashgan bo‘ladi. Shunday qilib, hozirgi zamon ta‘limotiga ko‘ra yorug‘lik kvanti bir vaqtning o‘zida ham to‘lqin, ham korpuskulyar xususiyatiga ega bo‘lgan dinamik zarrachadir. U faqat to‘lqindan iborat emas, chunki uning energiyasi chastotaga mutanosib. To‘lqin maydonining energiyasi esa to‘lqin amplitudasi bilan aniqlanadi. Amplituda bilan chastota o‘rtasida hech qanday bog‘lanish yo‘q. Demak, foton energiyasi to‘lqin kabi amplitudaga bog‘liq emas. Tinch holatda mavjud bo‘la olmasligi sababidan foton korpuskula ham emas. (1.10) va (1.11) formulalar fotonning korpuskulyar va to‘lqin

xususiyatini o‘zaro bog‘lovchi asosiy tenglamadir. Shunday qilib, yorug‘lik ikkilangan xususiyatga – to‘lqin-korpuskulyar dualizmiga ega. Uning tarqalishida to‘lqin xususiyati ko‘proq namoyon bo‘lsa, biror mikrozarra bilan to‘qnashishda korpuskulyar xususiyati ko‘proq ahamiyatli bo‘ladi. Bitta ob‘yektga xos bo‘lgan bu ikki xususiyat mikroolamning ob‘yektiv xususiyati bo‘lib, ularni bir-biridan ajratib bo‘lmaydi, aksincha ular bir-birini to‘ldiradi. A. Eynshteyn tomonidan yaratilgan yorug‘likning kvant nazariyasi fotosamara, Kompton samarasi xodisalarini, atomning nurlanishi va nur yutishini to‘g‘ri tushuntirishga imkon berdi. Ma’lumki, tashqi fotosamara deyilganda yorug‘lik ta’sirida metallan elektronni urib chiqarilishi tushuniladi. A. Eynshteyn energiyaning saqlanish qonuni (1.11) ga asoslanib fotosamara uchun

$$\hbar\omega = A + \frac{m_0\mathcal{G}^2}{2} \quad (1.14)$$

qonuniyatni aniqlanadi. Bu yerda $\hbar\omega$ metallga tushayotgan yorug‘lik kvantining energiyasi, A – elektronning metallan chiqish ishi, $\frac{m_0\mathcal{G}^2}{2}$ – urib chiqarilgan elektronning bo‘shliqdagi kinetik energiyasi. Topilgan (1.14) qonuniyat tajribaga to‘la mos keladi va fotosamaraning boshqa qonuniyatlarini ham tushuntirishga imkon beradi. *Kompton samara* erkin elektronlarda yorug‘likning to‘lqin uzunligini o‘zgartirib sochilishidir. Bu xodisani to‘g‘ri tushuntirish uchun energiya (1.11) va impuls (1.13) ning saqlanish kounida foydalanish lozim. U 2 holda yorug‘lik to‘lqin uzunligining o‘zgarishi

$$\Delta\lambda = \frac{4\pi\hbar}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.15)$$

munosabatdan aniqlanadi. Yorug‘lik oqimining fotonlardan iboratligi S.I.Vavilov tajribasida ham isbotlandi. Bu tajribada yorug‘lik oqimining fluktuatsiyasi ko‘zatildi. Fluktuatsiya xodisasi esa ko‘p zarrachali tizimlarga xos statistik xususiyatdir. Demak, yorug‘lik oqimi fotonlardan iborat. Shunday qilib, yorug‘likning Nyutondan keyingi zamonda rad etilgan korpuskulyar xususiyati yangi mazmunda bir-biri bilan qarama-qarshi ikki xususiyatning falsafiy umumiyligida tiklandi.

Zarrachalarning to‘lqin xususiyatlari. De Broyl to‘lqini. Yorug‘likning korpuskulyarlik xususiyati e‘tibordan chetda qolgani kabi zarrachaning to‘lqin xususiyatiga ham nazar qilinmadi. Bunga birinchi marta e‘tibor bergan Lui de Broyl A. Eynshteynning yorug‘lik kvanti uchun yozilgan

$$E = \hbar\omega, \quad (1.16)$$

munosabatlar mikrozzarrachalarga ham xos bo‘lishi kerak degan qarorga keldi. Shunga asoslanib de-Broyl E energiyali va p impulsli har qanday erkin zarrachaning harakatini quyidagi

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (1.17)$$

$$\vec{\psi}(r, t) = \psi_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (1.18)$$

munosabatlari mikrozzarrachalarga ham xos bo‘lishi kerak degan qarorga keldi. Shunga asoslanib de-Broyl E energiyali va \vec{p} impulsli har qanday erkin zarrachaning harakatini quyidagi

$$\vec{\psi}(r, t) = \psi_0 e^{-i(\omega t - \vec{p}\vec{r})} \quad (1.19)$$

yassi to‘lqinning tarqalishi bilan bog‘ladi. Bu yerda \vec{r} – fazo ixtiyoriy nuqtasining radius vektori, t – vaqt (1.16) va (1.17) ni e‘tiborga olib, (1.17) ni quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$\vec{\psi}(r, t) = \psi_0 e^{\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{r})} \quad (1.20)$$

Bu zarracha harakatiga mos keltirilayotgan bunday to‘lqin *de-Broyl to‘lqini* deb yuritiladi. Elektromagnit to‘lqinidan farqli ravishda de-Broyl to‘lqin bo‘sh fazoda ham dispersiyalanadi. (1.17) ifodadagi $\varphi = \omega t - \vec{k}\vec{r}$ ga to‘lqinning fazasi deyiladi. Bir o‘lchovli fazoda tarqalayotgan to‘lqin fazasining konkret biror qiymatini olaylik:

$$\omega t - kx = const. \quad (1.21)$$

Albatta, bu faza vaqt o‘tishi bilan x o‘qi bo‘ylab ko‘chib boradi. Bu yerdan

$$g_\phi = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1.22)$$

bo‘lib, unga *to‘lqinning fazoviy tezligi* deyiladi. (1.22) formulada c – yorug‘lik tezligi, ϵ , μ – muhitning elektr va magnit singdiruvchanligi. Endi to‘lqin

xususiyatga ega bo'lgan zarrachaning fazaviy tezligini aniqlaylik. Ma'lumki nisbiylik nazariyasiga ko'ra zarracha energiyasi E uning impulsi \bar{p} bilan quyidagicha

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (1.23)$$

bog'langan, $v \ll c$ shartida (1.16) ifodani qatorga yoysak

$$T = m_0 c^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \dots \quad (1.24)$$

kelib chiqadi. Bu yerda m_0 – zarrachaning tinchlikdagi massasi. (1.10) va (1.11)ni hisobga olsak, (1.17) dan

$$\omega = \frac{m_0 c^2}{\hbar} + \frac{\hbar k^2}{2m_0} + \dots \quad (1.25)$$

xosil bo'ladi. Demak $v_\phi = \frac{\omega}{k} = f(k)$, ya'ni zarracha uchun fazaviy tezlik k ga bog'liq ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ga bog'liq). Boshqacha qilib aytganda, de-Broyl to'liqini hatto bo'shliqda ham dispersiyaga ega.

Endi zarracha harakati bilan to'liqin tarqalishi o'rtasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Buning uchun to'liqinni chastotasi qat'iy monoxromatik emas, balki chastotalari bir-biriga yaqin bo'lgan (1.11) kabi to'liqinlar superpozitsiyasidan iborat deb kabul qilaylik. Bunday to'liqinni *to'liqinlar guruhi* deyiladi. Uni x o'qi yo'nalishida tarqalayotgan hol uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\psi(x,t) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} \psi_0(k) e^{-i(\omega t - kx)} dk. \quad (1.26)$$

Bu yerda $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ – to'liqin soni, $\psi_0(k)$ – koordinata va vaqtga bog'liq bo'lmagan, ammo k yoki t ning etarlicha sekin o'zgaruvchan funksiyasi. Shuning uchun uni integraldan tashqariga chiqaramiz. Chastota ω ni k ning funktsiyasi sifatida qarab, (1.25) ni $k - k_0$ ning darajasi buyicha qatorga yoyamiz:

$$\omega = \omega_0 + \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_0} (k - k_0) + \dots \quad (1.27)$$

(1.27) ni e'tiborga olgan holda (1.26) dan

$$\psi(x, t) = \psi_0(x, t)e^{-i(\omega_0 t - k_0 x)} \quad (1.28)$$

natijaga ega bo'lamiz. Bu yerda

$$\psi_0(x, t) = 2\psi_0(k_0) = \frac{\sin\left\{\left[\left(\frac{d\omega}{dk}\right)t - x\right]\Delta k\right\}}{\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_0} t - x} \quad (1.38)$$

funktsiya vaqt va koordinataga bog'liq holda etarlicha sekin o'zgaruvchi bo'lib, to'lqin guruhining amplitudasidir. Shuning uchun (1.28) formula bilan ifodalanuvchi to'lqinni deyarli monoxromatik deyish mumkin, $\varphi = \omega_0 t - k_0 x = t \cdot R_0$ bunday to'lqinning fazasi bo'ladi. (1.28) formula bilan aniqlanuvchi amplituda maksimum bo'lgan nuqtaning koordinatasini aniqlaylik. Bu to'lqin guruhsining markazi bo'ladi. (1.28) ifodadan ko'rinadiki,

$$\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_0} t - x = 0 \quad (1.30)$$

bo'lganda $\lim_{\varphi \rightarrow 0} \frac{\sin \varphi}{\varphi} = 1$ to'lqin guruhsining amplitudasi $\Psi_0(x, t)$ maksimumga erishadi. Bu nuqtaning tezligi qaralayotgan to'lqin guruhi markazining tezligi yoki qisqacha *guruh tezlik* (v_{gr}) deyiladi. Guruh tezlik (1.23) tenglamadan topiladi:

$$g_{zp} = \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_0} \quad (1.31)$$

Zarrachaning harakati de-Broyl to'lqini yordamida ifodalansa, uning chastotasi (1.18) ga binoan k ga nohiziqli bog'liq bo'lganligi sababli guruh va fazaviy tezliklari o'zaro farqlandi, (1.18) ni hisobga olsak, guruh tezligini quyidagicha yozish mumkin :

$$g_{zp} = \frac{d}{dk} \left(\frac{m_0 c^2}{\hbar} + \frac{\hbar k^2}{2m_0} + \dots \right) = \frac{\hbar k}{m_0} + \dots \quad (1.32)$$

(1.32) ni va $p = m_0 v$ ni e'tiborga olsak

$$g_{zp} = \frac{p}{m_0} = \frac{m_0 v}{m_0} = v \quad (1.33)$$

bo‘lib, guruh tezligi zarrachaning tezligi ϑ ga teng bo‘lar ekan. Shunday qilib to‘lqin guruhi markazining tezligi (v_{gr}) zarrachaning tezligiga (v) tengdir. Ammo bu natijalardan mikroolamda zarrachani to‘lqin to‘plami (paketi) dan iborat bo‘ladi deb tushunish noto‘g‘ri bo‘lar edi. Chunki to‘lqin guruhining tashkil etgan har bir to‘lqin hatto bo‘shliqda ham dispersiyaga uchraganligi, ya‘ni turli tezlik bilan tarqalishi tufayli vaqt o‘tishi bilan u guruhdan ajralib chiqib ketadi. Boshqacha aytganda, to‘lqin guruhining o‘lchami vaqt o‘tishi bilan kattalashib boraveradi. To‘lqin guruhi bir jinsli bo‘lmagan muhitda tarqalganda uning dispersiyasi yanada kuchli bo‘ladi. Shuning uchun mikrozarrachani aynan to‘lqinlar to‘plamidan iborat deb qabul qilish noto‘g‘ridir. Uning fazodagi harakati to‘lqinning tarqalishiga o‘xshash bo‘lishi mumkin. Ammo har bir o‘lchashda zarracha bir butun moddiy ob‘yekt sifatida namoyon bo‘ladi. Shuning uchun to‘lqin va korpuskulyar xususiyatga ega bo‘lgan zarrachaning harakatida to‘lqinlik xususiyati ko‘proq namoyon bo‘lsa, uning biror boshqa ob‘yekt bilan to‘qnashishida esa (jumladan har qanday o‘lchash o‘zaro ta‘sirga asoslangan) korpuskulyarlik xususiyati asosiy bo‘ladi deb tushunish to‘g‘riroq bo‘ladi. Har ikkala xususiyat bir-biridan ajralmasdir. To‘lqin va korpuskulyar tushunchalar mikroolamda dialektik birlashadi. Ular bir - biri bilan Plank doimiysi orkali bog‘langan

$$E = \hbar\omega, p = \frac{\hbar}{\lambda}$$

(1.29) ifodadan

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{\hbar}{m\vartheta} \quad (1.34)$$

Bunga de-Broyl to‘lqinining uzunligi ega bo‘lishi mexanik tasavvurlarga tamoman yot bo‘lib, uning to‘g‘riligini faqat tajriba isbotlashi mumkin. Tabiatidan qat‘i nazar har qanday to‘lqin uchun interferentsiya va difraktsiya xodisasi xosdir.

Zarrachalar difraktsiyasi. Devisson va Jermerlar (1927-yil) elektronlar oqimining kristall sirtida sochilishini tajribada tekshirayotib, sochilgan

elektronlar intensivligi fazoda notekis taqsimlanganligini aniqlashdi. Bu to‘lqinga xos xususiyat edi. Monokriatall K dan qaytgan elektronlar oqimi F Faradey silindriga tushib elektr tokini hosil qiladi. Galvanometr (G) ning ko‘rsatishiga qarab tokning qiymatini, ya’ni qaytgan elektronlar intensivligini baholash mumkin. F silindr bir-biriga tik bo‘lgan o‘klar bo‘yicha siljish imkoniyatiga ega. Uni har xil yunalishlarda siljitib K monokristalldan qaytgan elektronlar intensivligining fazodagi taqsimotini aniqlash mumkin. Tajribadan aniqlanishicha K monokristalldan qaytgan elektronlar ma’lum yo‘nalishlarda maksimumlarga va minimumlarga ega bo‘lgan. Maksimumlarning tartibi quyidagicha:

$$d \cdot \sin \varphi = n\lambda \quad (1.35)$$

Bu yerda d – kristall panjarasining doimiysi (berilgan material uchun o‘zgarmasdir), φ – difraksion maksimumlarni kuzatish burchagi, n – maksimumlar tirtibi, λ – kristallga tushayotgan elektron to‘lqin uzunligi. Elektronning tezligi v ni elektr potentsiallar farqi U orkali ifodalasak (1.35) formuladagi to‘lqin uzunligi λ ni elektr o‘lchov asboblari yordamida aniqlash mumkin bo‘lgan quyidagi

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{U}}, \text{ \AA} \quad (1.36)$$

ifodaga ega bo‘lamiz. Buni e’tiborga olib (1.35) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{1}{n} \sqrt{U} = \sin \varphi = \text{const} \quad (1.37)$$

Shunday qilib, berilgan K monokristalldan qaytayotgan elektronlar, elektr kuchlanishi, elektronning to‘lqin uzunligiga bog‘liq holda fazoning qaysi yo‘lishlarida maksimumga ega bo‘lishi (1.35) va (1.36) formulalar yordamida oldindan aytib berish va uni tajriba bilan taqqoslash mumkin. Tajriba natijalari zarracha (1.34) to‘lqin uzunlikka ega deb topilgan (1.35) va (1.37) natijalarni, ya’ni de-Broyl. Vodorod (H_2) molekularining gipotezasini to‘la tasdiqladi. Litiy ftorid ($Li F$) kristallidan elektronlar difraksiyasi qaytishdagi difraksion manzarasi Devisson va Jermer birinchi tajribasida monokristallning sirtidan

qaytishi tufayli kuzatilgan. Tartakovsiy va Tomsonlar (1928-yil) elektronlarning polikristalldan difraktsiyasini tekshirishdi. Bu holda elektronlar oqimi yupka polikristall parda (plyonka) dan o'tkazilgan. Pardada kristallchalar betartib joylashganligi sababli elektronlar difraktsiyasi fazoviy bo'lib, rentgen nurlari difraktsiyasi uchun aniqlangan

$$2d \sin \varphi = n\lambda \quad (1.38)$$

Vulf-Bregglar shartini qanoatlantiradi. Bu holda ham ni (1.37) yordamida aniqlash mumkin. Ekranga tushgan elektronlar intensivligi kontsentrik halqalar ko'rinishida (yorug'lik difraktsiyasiga o'xshash) bo'lgan. Shtern va Esterman geliy (${}^4\text{He}$) atomi va vodorod (H_2) molekulasini Li F-litliy ftorid kristalidan qaytgan difraktsiyasini kuzatishgan. Bu holda atom va molekulalar qizdirish yo'li bilan tezlashtiriladi, ularning kristall sirtidan qaytgandagi intensivligi esa sezgir monometrlar yordamida aniqlanadi. Shuningdek, neytronlarning difraktsiyasi ham tajribada tekshirib ko'rilgan.

Yuqorida keltirilgan tajriba natijalari de-Broyl gipotezasining to'g'riligini mikrozarrachalar korpuskulyarlik xususiyati bilan bir qatorda to'lqin xususiyatiga ham ega ekanliklarini to'la isbotladi. Tajriba natijalaridan ko'rinadiki, to'lqin xususiyat faqat elektronga emas, proton, neytronlarga, atom va molekulalarga, umuman hamma mikrozarrachalarga xosdir. Shunday qilib, bir vaqtning o'zida zarrachaning ham korpuskulyar, ham to'lqin xususiyatga ega bo'lishi mikroolamning ob'yektiv xususiyati ekanligidan kelib chiqadi.

Xulosa.

1900-yil 14-dekabrda Berlin shahrida bo'lib o'tgan nemis fiziklari jamiyatining anjumanida so'zga chiqqan Maks Plank qora jismning nurlanish qonuniyatini topganligi haqida axborot berdi. Xuddi shu kuni *kvant nazariyani* tug'ilgan kuni deb atasa bo'ladi. Kvant nazariyaning hozirgi zamon matematik apparatiga *kvant mexanika* deyiladi.

Kvant mexanika hozirgi zamon nazariy fizikasining eng muhim bo'limlaridan biri bo'lib, u 1926-28-yillarda nemis olimi Verner Gayzenberg,

avstriya olimi Ervin Shryodinger va ingliz fizigi Pol Dirak tomonidan yaratildi. Kvant mexanikaning asosiy vazifasi mikrozaralarning xatti-harakati qonuniyatlarini o'rganishdir.

XIX asrda kimyo fani moddalarning atom va molekulalardan tashkil topganligi haqida ma'lumot berdi. Bu g'oya va Nyuton qonunlariga asoslangan holda issiqlikning kinetik nazariyasi yaratildi. Maksvell va boltsman gazlarini kinetik nazariyasini rivojlantirishdi, idish ichidagi gaz tartibsiz harakatdagi molekulalardan tashkil topganligi, ular o'zaro to'qnashishi va idish devori bilan to'qnashishda ekanligini e'tirof etdilar. Kinetik nazariya yordamida avagadro soni chamalandi va u $N_a = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ekanligi aniqlandi. Molekulyar kinetik nazariya gaz, suyuq va qattiq jismlarni ko'p hodisalarini tushuntirib berdi. Bu sohadagi katta yutuqlarga qaramay, molekular kinetik nazariya gaz va qattiq jismlarni issiqlik sig'imlarini tushuntirishga ojizlik qildi. XX asr davomida ochilgan Komton effekti, annigilyatsiyasi, rentgen nurlari, Devisson va Jermer tajribasi kabi juda ko'p yangi eksperiment natijalarini ham klassik nuqtayi nazaridan tushuntirib berib bo'lmadi. Kvant mexanikaning asosiy kashfiyoti - mikroolam qonunlarini ehtimol xarakteridir. Fizikaviy hodisalarning ehtimolli tavsifi, mikroolam qonunlarini statistik xarakterga ega ekanligidan dalolat beradi. *Umuman olganda, to'lqin funksiya-fizikaviy maydon emas, balki u axborot maydonidir.* Shunday qilib, to'lqin tenglamalar faqat mikroolamda o'rinlidir. Ularni makroolam sohasida qo'llashdan hech qanday foyda yo'q, chunki uning natijalari bu sohada oddiy mexanikaning natijalaridan farq qilmaydi. Zarralarning massasi kattalashganda kvant mexanika oddiy mexanikaga aylanadi.

Xullas kvant mexanika 1926-1928-yillarda nemis fizigi Verner Gayzenberg, shvetsariyalik olim Ervin Shryodinger, ingliz fizik nazariyotchisi Pol Dirak tomonidan yaratilindi.

II bob. Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi.

1-§. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining yaratilishi.

1986-yilning 27-yanvarida, o'ta o'tkazgichning xossasi ochilishining 75 yilligida IBM firmasining xodimlari Shvetsariyada (Tyurix sh.), Bednors va Myullerda perovskit tuzilishi bilan, bariy bilan dopirovka qilishda La uchun ($\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$, $x=0,15-0,2$), aralashma-almashish yo'li bilan dopirovka qilishda boshlang'ich kuchli antiferromagnitli dielektrik La_2CuO_4 , $\sim 30-35$ K haroratda o'ta o'tkazuvchi xususiyatlar faoliyatini ko'rsatadi. Nafaqat elektrqarshilik, balki hajmiy diamagnitli javobi, o'ta o'tkazuvchan holatining ikkita shubxasiz o'ziga xos xususiyati yo'qolar edi. Kritik haroratning bunday hammani hayratda qoldiradigan voqeaning sakrashi shunchalik kutilmagan ediki, hatto 1986-yilning aprel oyida Kritik haroratning bunday sensatsion skrashi shu qadar hayratlanarli ediki, hatto 1986-yilning aprel oyida *Zeitschrift für Physik* jurnalida, uni juda ehtiyotkorlik bilan “ Ba-La-Cu-O tizimida ehtimolli o'ta o'tkazuvchanlik” deb nomlashdi. Avvaligi bu natijalar ishonchsizlik bilan kutib olingan edi. Shunday qilib Rossiyada to 1986-yilning kuz fasligacha bu yangilikka munosabat ochiq-oydin shubxa bilan qaralar edi. Gap shundaki, qoida bo'yicha o'ta o'tkazuvchilarning kritik parametrlarining mohiyatli oshishiga da'vo qilgan hamma ishlarga (bunday “sensatsiyali” maqolalar yetarlicha edi) abadiy dvigatelni tuzish ishlari kabi qarardilar. Bu vaziyatda o'tkazilayotgan asoslarning jiddiy xarakteri, tajribani ko'rsatib berishning aniqligi qayta ishlab chiqish va to'g'ri tekshirishga yo'l qoyardilar, bu esa shu yilda boshqa tadqiqotchilar tomonlaridan qilingan edi va natijalar tasdiqlandi. Shu uchun 1986-yilning aprel oyini yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar (YHO'O') erasi (davri) ning boshi deb hisoblash mumkin. 1988-yilda yangilikni ochgan mualliflarga rekordli tezlik bilan Nobel mukofoti topshirildi. Bednors va Myullerning kashfiyoti, nafaqat suyuq vodorodning qaynash nuqtasidan taxminan 20 gradusga kritik haroratning ko'tarilishini (20,3 K) va neonning qaynash nuqtasidan oshganini (27,2 K), hatto normal holatda yangi o'ta

o'tkazuvchi birikmalar amaliy jihatdan dielektrikdir (shunga birinchi namunalari o'zicha Ba, Cu, va oksidlangan yuqori haroratda qizdirib yaxlitlangan kerakli "tabletkalar" ni o'zicha tavsiflaydigan, tarkibi ko'p fazali edi, namunasi-granulyatsiyalangan (qumolangan), shu haqda o'tishning mohiyatli e'lon beradi). Ya'ni malum bo'lib qoldiki, texnologlar va nazariyotchilar yangi yuqori haroratli birikmalar qidirishni mutlaqo noto'g'ri tasavvur qilishardi, ularning fikriga ko'ra yaxshi o'ta o'tkazgich normal holatda (o'ta o'tkazgich bo'lmaganda) ham yaxshi o'tkazgich bo'lib qolishi kerak edi. Bundan tashqari Ba-La-Cu-O (va Sr-La-Cu-O) tuzilishlar kimyoviy laboratoriyalarda qachonlardir tadqiqot qilingandi va "javonlarda" yotardi (aynan, hali 1978-yilda Moskvada RFA (PAH) ning umumiy va noorganik kimyo Institutida bu birikmalar sintezlashtirilgandi), biroq ularning past haroratli xususiyatlari o'lchanmagan edi. To'g'ri qadamni faqat Shvetsiya olimlari qilib bildilar. Shunday qilib, Bednors va Myuller sharofariga ko'ra tadqiqotchilar nazarlari nometalli birikmalarga, aniqroq aytganda, peroksido-o'xshash strukturali metalloksidlarga murojaat qilishdi va natijalar osmondan yog'ilgandek yog'ildi.

Shunday qilib, 1987-yilning yanvarida Kava Hyuston universiteti xodimlari bilan La_2CuO_4 o'sha tizim bo'yicha natijalarni taqdim qildilar, lekin aralashma-aralashish sifatida (yengil metall) stronsiy bilan ($\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $x=0,2$). Shuningdek yaqin kritik parametrlarda ($T_c=36\text{ K}$) o'ta o'tkazuvchanlik kuzatildi. Bugungi kunda bu birikmalar – "lantalli YHO'O' " – eng ko'p tadqiq qilingan yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar. O'sha yilning fevral oyida Texasdan K.Chu guruhi va aprel oyida Alabamadan Vu guruhi yana bir sensatsiyani e'lon qilishdi – kritik harorat "azotli chegara" dan oshdi – suyuq azotning qaynash nuqtasi ($77,4\text{ K}$) va 92 K ga erishdi. Bunga esa, mis-oksidli birikma tarkibida kam uchraydigan element itriy ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $0<\delta<0,5$) bilan uddalandi va "itriyli YHO'O' " deb nomlandi. Bunday tuzilish bilan o'ta o'tkazgichlar shuningdek, hozirgi vaqtda ko'proq o'rganikgan (tuzilishli formulaga ko'ra ularni "1-2-3" deb ham atashadi). Bu qadamning zarurligi suyuq azotning qulayligi va arzonligi bilan tushuntiriladi, uni qoida bo'yicha,

qora metallurgiyada suyuq kislorodni ishlab chiqarishda va havoni suyultirishda qo‘shimcha maxsulot kabi oladilar.

Suyuq geliyni olish murakkab texnologiyasi bilan taqqoslaganda va u bilan ishlashda azotli haroratda taqqoslab bo‘lmaydigan ko‘proq oddiy kriogenli jihoz fan va texnikada past haroratli birikmalardan ko‘ra yuqori haroratli o‘ta o‘tkazgichlardan ko‘proq keng foydalanishga imkon beradi. Shu yilning oxirida fransuz tadqiqotchilari Bi-Sr-Cu-O ($T_c=7\div 22K$ da) aralashmaning nodir elementlarga ega bo‘lmagan “past haroratli” o‘ta o‘tkazuvchanlik belgilarini sezidilar, 1988-yilning yanvarida esa yapon olimlari Bi-Sr-Ca-Cu-O aralashmaning tadqiqotida suyuq azot qaynashining nuqtasiga yaqin kritik haroratli namunalarni oldilar. Shuni aytib o‘tish kerakki, hozirgi vaqtda ikkita yuqori haroratli modifikatsiya ko‘proq o‘rganiladi: $T_c\sim 85\div 88 K$ da $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (2-2-1-2) va $T_c=110 K$ da esa $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ (2-2-2-3). Shunday qilib, azotli chegarani o‘tgan yagona ittriyl YHO‘O‘ (aniqrog‘i, 1-2-3 tuzilishlar) emas ekan. Vismut ishtirokida YHO‘O‘ ning ko‘pgina modifikatsiyalari yaratilgan edi, masalan 1988-yilda $Bi_4(SrCa)_6CuO_{16}$ $T_c=105K$ bilan. Bugungi kunda vizmutli mis-oksiddar eng ishlov berishga qulay YHO‘O‘ dir.

Kritik haroratning oshishiga hali ham musobaqa davom etardi. 1988-yilning oxirida amerikalik olimlar talliy asosida $Tl_2BaCa_2Cu_3O_{16}$ $T_c=110\div 120K$ da YHO‘O‘ ixtiro haqida axborot berdilar (talliyli YHO‘O‘ ning kristalli modifikatsiyasi vismutlilarga juda o‘xshaydi). Ko‘proq tartibga rioya qiladigan elementlar $T_c=125 K$ da kuzatildi. 1993-yilda katta mehnatdan keyin, simobli YHO‘O‘ deb nomlangan namunalarda $T_c=140 K$ ni va hatto $160 K$ ni ko‘rsatdilar. Hozirgi vaqtda $T_c=150K$ (1996-yilda) ni simobli birikmalarda mustahkam o‘rnatilgan fakt bo‘lib hisoblanadi. Hatto hozirgi vaqtgacha bu birikmalar – kritik harorat bo‘yicha rekordsmenlar. $39K$ kritik harorat bilan shuning dek 2000 yilda ochilgan MgB_2 o‘ta o‘tkazgichning ochilishini bu yerda belgilab o‘tish zarur – kimyogarlar va farmotsevtlar monokristallaridan va qachondan beri mashhur va metalloksidli tuzilishga burilgan tadqiqotlar

tomonlaridan yana birikma “o‘tkazib yuborilgan”. Gap shundaki, bu aniq ko‘rinib turadigan metall hamma parametrlar bo‘yicha BKSh nazariyasining tartibi bo‘yicha o‘ta o‘tkazuvchanlik holatiga o‘tadigan va o‘ta o‘tkazgichning ikkinchi turi bo‘lib hisoblanadi (hech bo‘lmaganda, kritik kovak, kritik maydon tokning haroratli qaramligi bo‘yicha asosiy elementlar bu haqda guvohlik beradi). Shunisi hayratlanarliki, aytish mumkinki xususiyatlar bo‘yicha odatdagi bo‘lgan an’anaviy o‘ta o‘tkazgich “yuqori haroratli” diapazonda haroratga egadir.

2001-yilning boshida Xorvatiyadan fiziklar guruhi $Ag_xPb_6CO_{9+\delta}$ birikmani o‘rganish natijalarini taqdim etadi. Ma’lumotlar 340 K da ehtimolli kritik o‘ta o‘tkazuvchanlikdan guvohlik beradilar. Biroq, bu shuningdek tadqiqotlarning faqat boshi hamdir va bunday, xona haroratidagi o‘ta o‘tkazuvchanlik kabi, hammani hayratga qoldiradigan voqea, juda qunt bilan tekshirilishi kerak.

Shunga qaramay so‘ngi ikkita misol kritik haroratni olish uchun bo‘ladigan poygani susytirmaydigan tezlikda davom ettirishi haqida darak beradilar. Kritik parametrlarni oshirishda borayotgan poyga bilan parallel ravishda, ochilib bo‘lgan YHO‘O‘ sinflarning jadal tadqiqoti ketar edi. Fundamentalli, texnologik, kimyoviy va boshqa profillar bilan yuzlab laboratoriyalar bu birikmalarni o‘rganish bo‘yicha ishga kirishdilar. Shunday qilib, lantanli tizimlarda shuningdek kalsiy bilan almashish o‘tkazildi, ya’ni mavjud bo‘lgan birikmalar sinfi $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M – ikki valentli ion Ba^{2+} , Sr^{2+} , Ca^{2+}) $T_c \sim 30 \div 40$ K ga yaqin haroratlarda (tuzilishi 2-1-4). O‘ta o‘tkazadiganlar bo‘lib $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ ($T_c = 24$ K) – neodimli YHO‘O‘, shunda boshqa YHO‘O‘-dan ko‘ra u o‘tkazuvchanlikning elektronli tipi bo‘lib chiqdi (qolganlarning ba’ri – kovakli tiplar). 1-2-3 tizimlar quyidagicha ko‘rinishga kelib bo‘lgandi: $MBa_2Cu_3O_{6+y}$, M=Y, Lu, Nd, Sm, Eu, Gd, Er, Ho, Yb, ya’ni tadqiqotchilar deyarli hamma kamyob elementlarni ko‘rib chiqdilar va kritik harorati kuchsiz o‘zgarardi: $T_c \sim 80 \div 90$ K. YHO‘O‘ quyidagi tartib bilan olingan edi: $La_3Ba_3Cu_6O_{14+y}$, $Y_2BaCu_2O_{6-y/2+y}$, $YBa_2Cu_4O_8$ va boshqalar, ko‘pchiligi $T_c > 77$ K. Tadqiqotda almashtirishning har xil aralashmasining ta’sirida $MBa_2Cu_{3-x}Z_xO_{6+y}$,

Z=Fe, Co, Mn, Ni, Zn va boshqa tuzilishlar (strukturlar) yaratilardi. Suyuq azot qaynashi tartibidagi o'ta o'tkazadigan haroratlar bilan metalloksidli birikmalar soni ham baland – ikki yuzda ko'proq.

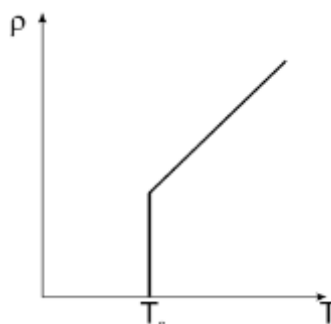
Metalloksidli birikmalar soni o'ta o'tkazadigan haroratlar bilan suyuq azot qaynashi tartibi va undan baland – ikki yuzda ko'proq. YHO'O' ni tayyorlash texnologiyasi doimiy yaxshilanadi vafaqat "keramik" namunalarni olish emas, balki lazerli va magnetronli idish yordamida plyonkalarni ham olish va monokristallarni yetishtirish uddalandi. Aytib o'tish kerakki, plyonkali namunalarda yuqroli kritik parametrlarni SrTiO₃ dan podlojkaga inishidan juda qimmat, kamtexnologik, yomon issiqlikni o'tkazadigan va optik xususiyatlarga ega materialni oladilar. So'nggi vaqtlarda materiallar amaliyoti uchun ko'proq istiqbolli kremniy va sapfir (Al₂O₃) da yomon bo'lmagan YHO'O' plyonkalar olish uddalanmoqda.

Yuqorida aytib o'tilgandan kelib chiqqan termodinamik barqarorli YHO'O' ning bir necha oilasini ajratish mumkin: 2-1-4 lantanli(neodimlistrukturalar, kamyob 1-2-3; 1-2-4 (ittrioo'xshashlar) va nihoyat favqulotda xilma-xil, stexiometrik tarkiblar va fazalarni(vismutli, talliyli, simobli va boshqa YHO'O') egallagan (Bi, Tl, Pb, Hg)_m (Sr, Ba)₂ Ca_{n-1}Cu_nO_x, $m, n, = 1, 2, \dots$, kabi umumiy formula bilan taqdim etilgan murakkab ko'p komponentli kupratlar. Ta'kidlab o'tish zarur, anizotrop tuzilishili o'ta o'tkazgichlar (ular an'anaviy YHO'O' deb nomlanadi), fizikada o'ta o'tkazuvchanlik yo'nalishi, kubli tuzilishlarni o'rganish bo'yicha ixtisoslashgan. Birinchi navbatda shuni e'tiborga olamiz, 1988-yilda hali ma'lum bo'lgan, kubli stukturaga ega bo'lgan "past haroratli" o'ta o'tkazgich bo'lmish BaPb_{1-x}Bi_xO₃ (T_c=13 K) ga tuzilishi bo'yicha juda o'xshagan Ba_{1-x}K_xBiO₃ birikma, $x=0,4$ bo'lganda kritik harorat T_c=30 K "yuqori haroratli" diapazonga o'tadi. Dielektriklar sinfi o'rtasida yangi o'ta o'tkazuvchilarni qidirish muvofaqiyati bilan ilhomlangan tadqiqotchilar 1991-yilda yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning yangi turini – fullerenlarni aniqlashdi. Bu birikma ishqorli metallar (K, Rb, Cs) bilan dopirlangan ilk kuchli dielektrik – kubli

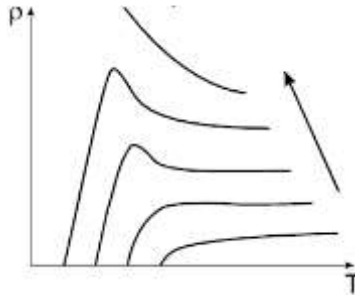
modifikatsion uglerod C_{60} , uning molekulasi to‘g‘ri kopyoqlikni ifodalaydi (kesik ikosaedr, 2.4-chizma). Mos ravishda K_3C_{60} birikma $19K$ kritik haroratga ega, $Rb_3C_{60} - 28K$, $Cs_2Rb_1C_{60} -$ endi $33\div 40K$.

YHO‘O‘ tadqiqotining o‘tgan 13 yilida qanday asosiy eksperimental ma‘lumotlar to‘plangan? Hamma turli tuman eksperimental ma‘lumotlarni aks ettirishning iloji yo‘q. Shuni belgilab o‘tish lozim, YHO‘O‘ ochilishining birinchi yillari bu mavzuga bag‘ishlangan ilmiy ishlarning soni yiliga 3-4 mingga yaqin edi. Shunisi qiziqki past haroratli o‘ta o‘tkazgich (1911-yildan to 1970-yilgacha) tadqiqotning 60 yilida bu mavzuga bag‘ishlangan hammasi bo‘lib 7000 dan kamroq ishlar chop etilgan. *Physical Review B* jurnalida hozirga qadar sonlarining yarmi yuqori haroratli o‘ta o‘tkazgichlarga tegishli ishlarga bag‘ishlangan. YHO‘O‘ bo‘yicha hatto maxsuslashtirilgan jurnallar paydo bo‘ldi (masalan, *Physical C Superconductivity*, *СФХТ(Сверхпроводимость: Физика, Химия, Техника)*) va boshqalar). Shuning uchun YHO‘O‘ ning yorqin namoyon bo‘ladigan ba‘zi faktlarni tahlil qilib ko‘raylik.

Birinchi bo‘lib shuni belgilab olamizki, bu elektr qarshilikning haroratli qaramligidir (2.1-chizma). Oksidli YHO‘O‘ ning yaxshi monokristallarida va plyonkalarida hatto to $T=300K$ va to‘yinshsiz yuqori T_c ga haroratning oshishi bilan qarshilikning qariyb chiziqli o‘sishi kuzatiladi. Haroratli bog‘liqlikning bunday “metallik” yurishi hozirga qadar oxirigacha aniqlanmagan. Aytish joiz, shunda solishtirma qarshilikning miqdori $\sim 400\div 800 \cdot 10^{-6} \text{ Om}\cdot\text{sm}$ (taqqoslash uchun odatdagi, tozalanmagan mis – $10^{-6} \text{ Om}\cdot\text{sm}$), ya’ni metallarga nisbatan uch tartibda yuqori.



2.1.a-chizma. Toza monokristallarda YHO‘O‘ qarshilikning chiziqli yo‘li.



2.1.b-chizma. “metall-dielektrik” ning stexiometrik tarkibining o‘zgarishida yoki nurlanish, bosim ta’siri ostida fazaviy o‘tishi. Strelkaning yo‘nalishi yo kislrod konsentratsiyasining kamayishi, yo nurlanish dozasining oshishi, yoki posim oshib ketishiga mos keladi.

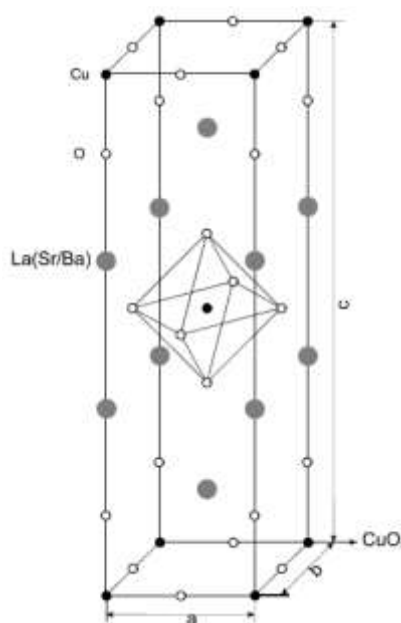
Yana bir narsaga e’tibor beraylik, yuqori haroratli o‘ta o‘tkazgichlarning o‘ziga xosligi, o‘ta o‘tkazuvchanlik va dielektrik holatlari bir biriga juda ham yaqinda. Shuning uchun “metal-dielektrik” fazaviy o‘tish kuzatiladi (2.1.b-chizma), indutsirlanganlar, masalan, kislrodning konsentratsiyasining o‘zgarishi bilan (1-2-3 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$) namunalarda), yoki metall atomlarini egallash (1-2-3 tizimda ittriy atomlari bor bilan, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ tizimda kalsiy atomlari biror kamyob elementlar (Nd, Sm, Gd, Dy) bilan va shunga o‘xshaganlar bilan almashtirish).

2-§. YHO‘O‘ larning kristall tuzilishi va nazariy modellar.

YHO‘O‘ larning kristall tuzilishi. YHO‘O‘ ning kristall tuzilishi ko‘rib chiqsak. Rentgena tuzilishli va neytronografik tadqiqotlar, elektronli mikroskopiya ko‘rsatganidek metalloksidli o‘ta o‘tkazgichlarning asosiy oilasining perovskitsimon tuzilish degan nomga egadirlar (ya’ni, perovskitning yacheykasiga o‘xshagan elementar katak – K_2NiF_4 birikma). 2-1-4 tizimli ($\text{La}_{2-x}(\text{Sr}/\text{Ba}/\text{Ca})_x\text{CuO}_4$) (2.2-chizma) birikmada – ma’lum tipdagi perovskitli yacheyka bo‘ladi. U mis atomining markazi va burchaklarida, qirra va chegaralarda – kislrodli atomlar tomonlaridan, chetdagi kubiklarning markazlarida va chegaralarda – lantan atomlari tomonidan (yoki almashtirish: bariy/stronsiy) hosil bo‘ladigan yasama ko‘priqli KHM (KHM – kubsimon

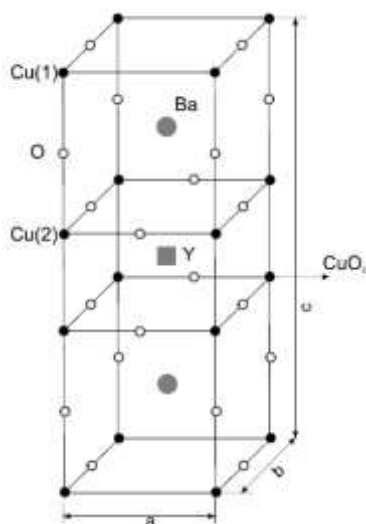
hajmiy- markazlashgan) - o'xshash tuzilishni tasvirlaydi. Anizotropli yacheyka c o'q bo'yicha cho'zilgan bo'lib, taxminan uch baravar ko'ndalang yo'nalish (a, b) dan kattaroqdir. Shunga o'xshash tuzilishga 1-2-3 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, 2.3-chizma) birikma egadir – bu yerda mis atomlari jiddiy kublar burchaklarida, kislorod atomi – faqat chegaralarda, ittriy va bariy atomlari esa kublarining markazidadir.

Kislorod bilan to'liq to'ldirish $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ (bu ham o'ta o'tkazgich) tuzilishni berish mumkin edi, biroq 6,5 dan to 7 gacha yacheykaga kislorod atomlari bo'lgan, ko'proq yuqori haroratli o'ta o'tkazgich fazasida tayanch tekisliklarda kislorodning vakansiyalari mavjud, aynan, a va b plyonka parametrlari teng emas (2.3-chizma), Cu-O vositasida esa ularda ancha burchak ostida. Kislorodning bo'layotgan defitsiti amaliyotida aniqlik bilan doimo ma'lum va namunalarni tayyorlash jarayonida nazorat qilinadi. Natijada, aktivatsiyaning past energiyaga ega kislorodli atomlar kristall bo'yicha ko'chishi mumkin va juz'iy hollarda namunani tark etadi. Shuning uchun ma'lumki, vaqti kelib kislorodning optimal tarkibga ega ittriyli keramika (elementlar yacheykaga ~ 7 atomlar) 6,5 ga kislorodli tarkib bo'yicha siljiydi va o'ta o'tkazuvchan bo'lmaydi (ya'ni vaqtda barqarorsiz). Bu birikmalarda kislorodning migratsiyasi masalalari, ining tartiblashtirish muammolari, tadqiqotning mustaqqil sohasidir.



2.2-chizma. $\text{La}_{2-x}(\text{Sr/Ba})_x\text{CuO}_4$ ($a=b=3,787 \text{ \AA}$; $c=13,288 \text{ \AA}$) birikmaning kristall tuzilishi.

1-2-3 birikmada kislorod soni tuzilishli tuzilishli aylantirishlarda asosiy rol ni o'ynaydi. Ma'lumki, aynan $\delta \sim 0,5$ da ortorombik modifikatsiyadan ($\delta > 0,5$; $a \neq b$, o'ta o'tkazadigan faza) tetragonalli tuzilishga ($\delta < 0,5$; $a=b$, o'ta o'tkazmaydigan faza) fazali o'tish bo'ladi.



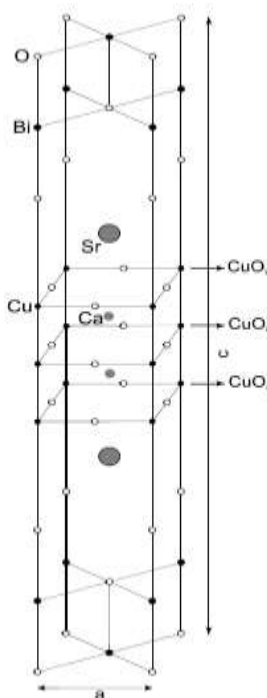
2.3-chizma. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ ($a=3,824 \text{ \AA}$; $b=3,894 \text{ \AA}$; $c=11,683 \text{ \AA}$) birikmaning stukturasi.

Bu yerda Cu(1) – tayanch tekisligidagi misning holati, Cu(2) – CuO_2 tekisligidagisi.

Kristall tuzilishga qaytaylik. Vismut (talliyevlilar) YHO'O' ning, shuningdek shartli elementli yacheykasini tasavvur qilsak, masalan, yuqori haroratli modifikatsiyasi bo'lmish $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (2.5-chizma). Bu hammasidan ko'ra eng murakkabi, ular ko'plab kristallik modifikatsiyalarga egadirlar. Agar YHO'O' ning kristalli stukturalariga diqqat bilan qarasaq, yacheykaga to'g'ri kelgan CuO_2 mis-oksidi tekisliklar sonining va kritik harorat o'rtasida aniq aloqa mavjudligini sezish mumkin.



2.4-chizma. Makromolekula C_{60} – kesik ikosaedr – fulleren o‘ta o‘tkazgichlarning asosi.



2.5-chizma. 2-2-2-3 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ ($a=3,85 \text{ \AA}$; $c=17,8 \text{ \AA}$) birikmaning strukturasi.

Xullas, lantanli tizimda, 2-1-4, CuO_2 va $T_c \sim 40 \text{ K}$ da bitta tekislikka egadirlar, ittriyli 1-2-3 lar ikkita CuO_2 tekislikda va $T_c \sim 80 \div 90 \text{ K}$ ga ega, vismutli strukturalar esa 2-2-2-3 – tekislikda uchta tekislikka va $T_c \sim 110 \text{ K}$ ga egadi.

YHO‘O‘ ning nazariy modellari. YHO‘O‘ ga tegishli ma‘lum nazariy yondashishlar ikkita katta guruhga bo‘lish mumkin: virtulalli fononlar vositasida elektronlarning o‘zaro ta‘sirining an‘anali sxemasiga suyanayotgan *fononli* modellar va boshqa juftlashishning boshqa tiplarini asos qilib oluvchi *fononlimas* modellar deb nomlanadi (magnitli korrelyatsiya, kulonli o‘zaro ta‘sir va boshqalar). Har xil mualliflar tomonlaridan taqdim qilingan, juftlashishning fononli mexanizmlarni YHO‘O‘ ning nazariy mobellarini ko‘rib chiqsak. Zero, kulonli o‘zaro ta‘siri haqidagi Landauning mashhur fikrini aytish mumkinki, “fononlarni, kulon qonuni kabi inkor qila olmaydi”. Ma‘lumki ko‘pgina tadqiqotlar bir xilli elektron-fononli sxemani modifikatsiya qilib faqat baland T_c ga erishish emas, balki YHO‘O‘ anomalli xususiyatlarini tushuntirishga erishish mumkinligi nuqtai nazariga qattiq turadilar. Shunday qilib, bu uchun Ginzburg –

Landau (GL) nazariyasining asoslilaridan biri V. L. Ginzburg bir xil sikr yuritdi. Bu nuqtai nazar lantanli YHO‘O‘ da tajribachilar tomonlaridan qo‘llaniladi, ularga ko‘ra izotop-effekt o‘ringa ega va elektronli-fononli o‘zaro ta‘sirining baholari $\lambda_f \sim 2$ ni beradilar. Birinchi fononli modelni ko‘rib chiqamiz, BKSh odatdagi yondashish bilan yoki Eliashbergning kuchli aloqasi hodisasiga uning umumlashtirilishi bilan YHO‘O‘ (va yuqori kritik harorat) xususiyatlarini tushuntirish oddiy urinishidir. Birinchi bo‘lib mualliflarga zurrur bo‘lgani – bu T_c ga katta ahamiyat berish chegarasi mavjud emasligini isbotlash edi. Axir ma‘lumki, bu yondashishning dushmanlari (mahshhur nazariyotchilar Anderson va Koen) hali 1972 yilda BKSh nazariyasining chegaralari kritik haroratning yuqori ahamiyatlarini mutlaqo olish mumkin emas deb tasdiqladilar. Andersonning asosiy argumenti – elektronli-fononning o‘zaro ta‘siri hisobidan tortishni smarali susaytiradigan, kuchli to‘g‘ri kulonli itarishdan iborat. Oddiy modeli sxemada bu argumentlar bilan tanishamiz. Haqiqatdan ham, eslab ko‘rsak, BKSh modeliga ko‘ra kritik harorat quyidagi munosabatga bo‘ysunadi:

$$T_c = 1.14 \hbar \omega_D \exp[-1/\lambda_f] \quad (2.1)$$

Tizimda elektron-fononli tortishdan tashqari to‘g‘ri kulonli itarish ham o‘rinli ekanligini hisobga olib, bu nisbatni modifikatsiyalaymiz, ya‘ni elektronlarning k va k' impulslar bilan o‘zaro ta‘sirining yig‘indili matritsabob element o‘zaro mana bunday ko‘rinishga ega:

$$V_{kk'}^{eff} = V_{kk'} + V_{kk'}^C \quad (2.2)$$

Bu yerda, V –elektronli-fononli (BKSh) tortish, V^C –kulon itarishi. Yaqinlashishni soddalashtirish uchun, unda kulonli o‘zaro ta‘sirni xuddi BKSh nazariyasidagi kabi tasavvur qilamiz, ya‘ni o‘zgarmas $E_F \pm \hbar \omega_p$ intervalda, bunda ω_p –plazmali chastota va nol bu intervaldan tashqarida. O‘shanda quyidagini olamiz:

$$V_{kk'} = \begin{cases} -V, & |\xi_k, \xi_{k'}| \leq \hbar \omega_D; \\ 0, & \text{bo'lmasa} \end{cases} \quad V_{kk'}^C = \begin{cases} V^C & |\xi_k, \xi_{k'}| \leq \hbar \omega_p; \\ 0, & \text{bo'lmasa.} \end{cases} \quad (2.3)$$

Bu yerda $\xi_k = \hbar^2 k^2 / 2m - E_F$ – elektron energiyasi, Fermi sathidan sanalganda. Bu nisbatlarni BKSh ningasosiy tenglamasiga qo‘yib, uni yechish mumkin va quyidagilarni topsa bo‘ladi:

$$T_c = 1.14 \hbar \omega_D \exp(-1/\lambda_{eff}); \quad (2.4)$$

$$\lambda_{eff} = \lambda_f - \mu^*; \quad \mu^* = \mu / \{1 + \mu \ln(\omega_p / \omega_D)\};$$

$$\lambda_f = N(0)V, \quad \mu = N(0)V^C. \quad (2.5)$$

Bu ifodalardan ko‘rinadiki, T_c kritik harorat μ ning o‘zgarish kulon yo‘nalishi bilan emas, balki katta energiyalarda hatto plazmaligacha elektronlarning qayta tarqatishi hisobidan paydo bo‘lgan μ^* kulonli soxta potensialiga teng mohiyatli kam miqdor bilan aniqlanadi. Kritik haroratning oshirilishiga birinchi sodda yondashish (2.4) formulada ω_D old eksponentlarni ko‘paytirish uchun fononlar bilan taqqoslaganda ancha ko‘proq energiyalar bilan qo‘zg‘alishlarning o‘zaro ta’sirining tshuvchilari rolini qidirishdan iboratdir (masalan, eksitonlar). Biroq, buning iloji yo‘q deb Anderson tasdiqlaydi. U buni quyidagicha tasdiqlaydi: aslida esa elektronlarning (2.3) samarali o‘zaro ta’siri muhitning dielektrik o‘zgaruvchanligi orqali ifodalash mumkin:

$$V^{eff}(\vec{q}, \omega) = 4\pi e^2 / q^2 \varepsilon(\vec{q}, \omega), \quad (2.6)$$

$$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}', \quad \omega = \xi_k - \xi_{k'},$$

bu yerda $\varepsilon(q, \omega)$ – ham elektronli, ham fononli podsistemaning ekranirovkasiga ulushni hisobga oladigan tartibning bo‘ylama dielektrik o‘tkazuvchanligi. Xususan, aytish mumkinki, V^{eff} quyidagi ko‘rinishga ega (shunga o‘xshash xulosa Tomas-Fermining yaqinlashishida elektronlar uchun va plazmali fononlar uchun masalalarda berilgan):

$$V_{kk'}^{eff} = V_q^{eff} = \frac{4\pi e^2}{q^2 + k_D^2} \left[1 + \frac{\omega_q^2}{\omega^2 - \omega_q^2} \right]. \quad (2.7)$$

Bu yerda, $\omega_q = \omega_{ip} q / \sqrt{q^2 + k_D^2} \approx \omega_{ip} q / k_D \approx \omega_D$ – xarakterli fononli chastota; ω_{ip} – plazmali fononli chastota. V_q da birinchi qo‘shiluvchi –

ekranlashtirilgan kulonli itarish; ikkinchi – $|\omega| = |\xi_k - \xi_{k'}| < \omega_q \sim \omega_D$ tortishishda javob beradigan elektron-fononli.

Anderson tasdiqlaydiki, barqaror tizimlarda $\varepsilon(q,0)$ dielektrik o'tkazuvchanlik $\varepsilon(q,0) > 0$ tengsizlikni qondirishi kerak, shu yerda (2.4)-(2.6) larni hisobga olgan bilantezda $\mu > \lambda$ keladi, ya'ni fononlar bilan elektronlar aloqasining konstantasi kulonli itarish konstantasiga ko'ra kam edi. Bu vaziyatda ω_D old eksponentaning ko'payishi μ^* ning o'sishiga va T_c ning kamayishiga olib kelaveradi. ω_D bo'yicha differensiyalasak, yanada ko'proq optimalli hol uchun $\mu = \lambda$ ni oson aniqlash mumkin:

$$T_{c,\max} \cong \omega_p \exp[-1-2/\lambda], \quad \omega_{Dopt} = \omega_p \exp[-1-2/\lambda].$$

Anderson bu kabi baholashni kuchli aloqa samaralarini qo'shimcha hisob bilan o'tkazdi va yanada jiddiyroq fikrga keldi, belgilashda u quyidagi shaklga ega:

$$T_{c,\max} = \omega_p \exp[-4-3/\lambda], \quad \omega_{Dopt} = \omega_p \exp[-2-1/\lambda]. \quad (2.8)$$

Odatdagi o'ta o'tkazgichlar uchun $\hbar\omega_p \sim E_F \sim 10$ eV, $\omega_{Dopt} \sim \omega_D \sim 0,1$ eV va biz $T_{c,\max} \sim 10$ K ni topamiz. YHO'O' uchun Fermi energiyasi yanada bundan kam va kritik harorat ~ 1 K.

Shunday qilib, Anderson tasdiqlaydiki, ($\mu > \lambda$) statik itaruvchi o'zaro ta'sirirashadigan tizimda katta kritik haroratlarni kutish mumkin emas. Agarda $\varepsilon(q,0) > 0$ da, ya'ni $\mu > \lambda$, unda qo'zg'algan to'lqinning zaryadli zichligi (TZZ) tizim nisbatan mustahkam bo'lmaydi, ya'ni tipik dielektrik holat.

3-§. Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarni olish usullari.

Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning namunalarini olish birinchi navbatda savdo-sotiq maqsadlarida yuqori haroratli o'ta o'tkazgich (YHO'O')li materiallardan foydalanuvchi tadqiqotchilar va firmalar o'z oldiga qo'ygan masalalar bilan aniqlanadilar. YHO'O' materiallaridan salmoqli maxsulotlarni tayyorlash uchun yarim kristalli holatda YHO'O' materiallarining katta sonini olish usullarining ishlab chiqilishi talab qilinadi. O'ta sezgir elektronika maqsadida yuqori kritik temperaturalar bilan epitaksik pardani olish usullarining

ishlab chiqilishi talab qilinadi. YHO‘O‘ tabiatining mustahkam tadqiqotlari uchun shubhasiz YHO‘O‘ ning takomillashgan monokristallarini olish usullari zarur ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ tartibi holatiga esa – o‘xshash bo‘lmaganlik).

Yuqori kritik xususiyatlari bilan YHO‘O‘ namunalarini olish uchun prekursorli poroshogini tayyorlash katta ahamiyatga egadir. Shunday kukunni olish usullari o‘rtasida $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ quyidagicha nomlaymiz: qattiq fazalarning standartli reaksiyasi va kimyoviy inish, plazmali sprej, suyuq azotda qurutish va quritish va oksidlanish sintezi, zoljel usuli, atsetatli usul va oksidlanish gazfazali reaksiya. O‘ta o‘tkazadigichli keramik kukunlarni olish standartli muolajasi bir necha bosqichlarni o‘z ishiga oladi. Avvalo “aralashtirish-tortish” yoki suyuqfazli aralashtirish tegishli jarayon aniq molyarli munosabatda boshlang‘ich materiallar aralashiriladi. Shunga aralashma o‘xshashligi zarrachlar kattaligi bilan chegaralanadi va eng yaxshi natijalarga $1\mu\text{m}$ kam kattalik bilan zarrachalar uchun erishiladi. Ultra yupqa kukunlarga ($1\mu\text{m}$ dan ancha kachik zarrachalar kattaligi bilan) ularning aralashishini yomonlovchi zarrachalarning segregatsiyasi tez-tez kuzatiladi. Bu muammo kompozitsiyaning nazoratini va kimyoviy bir xilligini ta‘minlovchi suyuq fazali aralashishda foydalanishga minimizirlangan bo‘lishi mumkin. Bundan tashqari, bu kukunlarning aralashishi va tortilishida muhitning ifloslanadigan ta‘sirini yo‘q qiladi. Yuqori haroratli o‘ta o‘tkazgichlar kabi ko‘p komponentli muhitlarga aralashish jarayoni yuqori fazali tozalikni olishda rol ni o‘ynaydi. Yuqori sifatli aralashma reaksiyaning tezlashishini ta‘minlaydi. Bunday kukunlarga kalsinatsiya qilishda kamroq harorat va istalgan fazali tozalikka erishish uchun vaqt talab qilinadi. Keyingi qadam bo‘lib, eritmani quritish yoki yo‘q qilish hisoblanadi, bu esa aralashish jarayonida erishilgan kimyoviy bir xilligini saqlab qolish uchun zarurdir. Ko‘p komponentli (YHO‘O‘) tartiblar uchun asta-sekinlik bug‘lanishida eritmani yo‘q qilish komponentlarning har xil erishishi natijasida bir xillik bo‘lmagan quyqaga olib kelishi mumkin. Bu muammoning minimizatsiya uchun aynan sublimatsiya, filtratsiya va boshqa jarayonlarni o‘ziga kiritadigan har xil texnologiyalardan foydalaniladi. Quritilgandan keyin

kukunlar oxirgi strukturali (tuzilishli) va fazali kompozitsiyaga erishish uchun nazoratli atmosferada kolsinatsiyaga duch keladilar. YBCO – tartibi uchun reaksiya tartibi quyidagi texnologik parametrlar bilan aniqlanadi: kolsinatsiya harorati va vaqti, isitish tezligi, atmosfera (kislorodning parsialli bosimi) va boshlang'ich fazalar. Kukunlar shuningdek piroliz texnologiyasi yordamida suyuqlikdan bevosita sintezlangan yoki erikma orqali tokni o'tkazish yordamida elektr inish bilan olingan bo'lishi mumkin. Shunda hatto kompozitsiyaning katta bo'lmagan funksiyasi quyidagi me'yoriy (o'ta o'tkazgichlar bo'lmagan) fazalarni shakllantirishga olib kelishlari mumkin: Y_2BaCuO_5 , CuO va $BaCuO_2$. Uglarodga ega prekursorlardan foydalanish shuningdek $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ fazalarning shakllanishini murakkablashtiradi va o'ta o'tkazuvchanlik xususiyatlarining pasayishiga olib keladi. O'z navbatida, $Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O$ tarkibining o'ta o'tkazuvchi pardalarni olish uchun kukun qattiq fazali reaksiya birga inishlar, aerazol-sprey pirolizi, kuydirish texnologiyasi, muzlatish bilan quritish, suyuq aralashtirish usuli, mikroemulsiya usuli yoki zol-gel usuli. BSCCO – tasmalar va simlarni tayyorlashda foydalaniladigan o'ta o'tkazadigan prekursorli kukunlarni olish uchun "bir kukun" yoki "ikki kukun" sintez usullari deb nomlanuvchi standart yondashishlar bo'lib hisoblanadi. Birinchi vaziyatda prekursor oksidlar va karbonatlar aralashmasining kolsinatsiyasi natijasida olinadi. Ikkinchidan – ikkita kupratli birikmalar aralashmasining kuydirishi o'tkaziladi. Bu shartlarga rioya qilish yetarlicha kattalikning polikristalli namunalarni olishga yordam beradi (masalan, transportli tizimning kontaktsiz elektromagnitli ilmoqlarining magnitlari uchun).

YHO'O' – plyonkalar sinteziga kelsak, (YBCO ham va boshqa tizimlarda ham) unda umumiy vaziyatda bir-(in situ) va ikki bosqichli (ex situ) usullar qo'llaniladi. Birinchi vaziyatda, pardalarning kristalizatsiyasi bevosiya usullarning jangitish jarayonida bo'ladi va tegishli sharoitlarda ularning epitaksialli o'sishi amalga oshiriladi. Ikkinchi vaziyatda, plyonkalar avval zarur kristallik tuzilishini shakllantirish uchun yetarlicha katta bo'lmagan haroratda changlanadilar, keyin esa ular zarur bo'gan fazalarning kristalizatsiyasini

ta'minlovchi haroratda O_2 atmosferada kuydiriladi (masalan, YBCOplyonkalar uchun bu harorat 900-950 °C). Ko'pincha bir bosqichli ikkita bosqichda plyonkalarni olish uchun talab qilinadiganga ko'ra ancha pastroq harohatda amalga oshiriladi. Yuqori haroratli kuydirish kritik tokning past zichligini aniqlaydigan yirik kristallitlari va utini dag'al shakllantiradi. Shuning uchun, avvaliga, in situ usullari ustunlikni egallaydi. YHO'O' komponentlarining qo'yilishida, olish va yetkazib berish usullari jismoniy jihatdan changlash usullarini farqlaydi, shuningdek inishning kimyoviy usullarini kiritadigan changitishning jismoniy usullari farq qilinadi.

Vakuimli bug'lanish usullari masalan elektron nur trubkalar yoki rezistivli bug'latgichlar yordanida har xil manbalardan bug'lanadigan YHO'O' komponentlarning bir vaqtda yoki birin-ketin (qatlamma-qatlam) inishini nazarda tutadi. Shunday texnologiya bo'yicha olinadigan plyonkalar lazerli yoki magnetronli changlanish usullari bilan tayyorlagan o'zining o'ta o'tkazgichlar namunalari bo'yicha yon beradilar. Vakuimli bug'lanish usuli birinchi bosqichda changlanadigan va ularda kislorodning mavjudligi plyonkalar tuzilishining prinsipiiali ahamiyatiga ega bo'lmaganda ikki bosqichli sintezdan foydalanadilar.

Lazerli bug'lanish YHO'O' - plyonkalarining changlanishida yuqori samarali. Amalga oshirishda bu usul oddiy, changlanishning yuqori tezligiga ega va katta bo'lmagan nishonlar bilan ishlashga imkon beradi. Uning asosiy qadr-qimmatini bo'lib nishonda mavjud bo'lgan hamma kimyoviy elementlarning bir xilli yaxshi bog'lanishi hisoblanadi. Nishonlarning bug'lanishida aniq sharoitlarda shu nishonlarning o'zlari kabi xuddi shunday tarkibli plyonkalarni olish mumkin. Zarur texnologik parametrlar bo'lib quyidagilar hisoblanadilar: nishondan to podlojkagacha (qo'yiladigan) masofa, shuningdek kislorod bosimi. Ularning to'g'ri tanlovi bir tomondan lazer bilan bug'langan plazma quvvati bilan o'sayotgan plyonkaning ortiqcha qizdirishiga va haddan tashqari katta urug'larning tegishli hosil bo'lishiga va boshqa tomondan podlojkaning ko'proq mumkin bo'gan past haroratida plyonkalarining o'sishi uchun zarur bo'lgan

energetikaga oid tartibni o'rnatishga yo'l qo'ymaslikka imkon beradi. Changlanishga imkon beradigan komponentlarning yuqori quvvati va lazerli fakelda atomarli va ionizirlangan kislorodning mavjudligi YHO'O'-plyonkalarni birta bosqichda tayyorlashga imkon beradi. Shunda monokristallik yoki yuqori teksturirlangan *c*-o'qi orientatsiya bilan bo'ladi (*c* o'qi, podlojka tekisligiga perpendikulyar). Lazerli bog'lanishning asosiy kamchiligi bo'lib quyidagilar hisoblanadi: a) soha kattaligining kichikligi, unda stexiometrik plyonka karkibi bo'yicha changitish mumkin; b) ular qalinligining bir xil bo'lmaganligi va c) yuzaning g'adir-budirligi. YHO'O' kuchli anizotropiyaga ko'ra yaxshi transportli va ekranlashtirilgan xususiyatlari faqat *c*-o'qli orientatsiyaga ega. Shu vaqtning o'zida *a*-o'qli orientatsiya bilan plyonkalar (*ab* oqqpodlojkalar tekisligida *a* o'qi joylashgan) yuzaga perpendikulyar bo'lgan yo'nalishda kogerentli katta uzunlikka ega bo'lib va yuqori silliqlik bilan farq qiluvchi bo'lib ketma-ketli changlangan "YHO'O' – normal metall" (yoki dielektrik – YHO'O') qatlamlaridan iborat jozefsonli o'tishlarning sifatli YHO'O' ni tayyorlash uchun qo'llaydilar. Aralash orientatsiyali pyonkalar barcha nuqtai nazarda kerak emas.

Magnetronli sochish bir bosqichda lazerli bog'lanish usuli bilan o'stirilgan namunlarga o'z o'ta o'tkazgichlar bo'yicha bo'sh kelmaydigan YBCO plyonkalarini olishga imkon beradi. Shunda ular ko'proq bir xilli qalinlikka va yuz qismining ko'proq yuqori silliqlikka egadirlar. Lazerli bog'lanishda kabi magnetronli sochishda plazmaning hosil bo'lishi yuqori bo'lmagan haroratda YHO'O'-plyonkalarining bir boshqichliligini olishga imkon beradigan yuqori energetik atomlar va ionlarni tug'diradi. Bu yerda "nison-podlojka" masofa shuningdek zarurdir. Podlojkadan nishonning yaqin joylashishiga va muhitning yetarli bo'magan bosimida o'sayotgan plyonkaning tuzilishi va uning stexiometriyasini buzuvchi kislorodning salbiy ionlari bilan podlojka jadalli bombardimonlikka duch keladi. Bu muammoni yechish uchun yuqori energetik ionlarning bombardimon qilinganidan podlojkaning himoyasini va uning changlanishining yuqori tezligi va maksimal past haroratlarda plyonkaning muvoffaqiyatli o'sishini ta'minlash uchun gaz razryadli

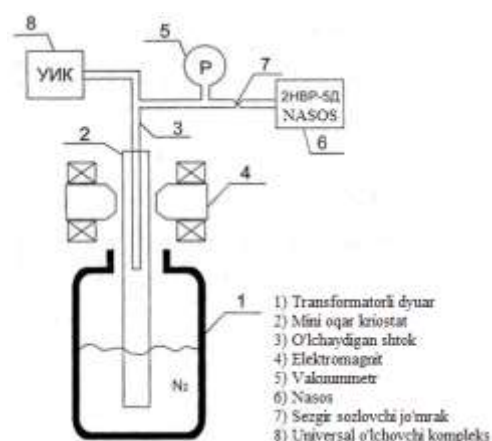
plazmalardan optimalli masofada joylashishini kirituvchi qator yondashishlar ishlatiladi. Aylanish o'qidan tashqari magnetronli elektrik xususiyatlarga ega bo'lgan, olingan in situ yupqa YBCO-plyonkalar tegishli $T_c=92$ K va $J_c=7 \cdot 10^6 A/sm^2$ o'ta o'tkazgichli o'tish va kritik tokning haroratni namoyish etib bo'ldilar. Qatlam osti bilan va ularsiz har xil mono- va polikristalli podlojkalarda tayyorlanadigan yuqori tekstura bilan YBCO simlari va plyonkalarni olish uchun ishlatiladigan impulsli lazerli changlatishning xilma-xilligi 77 K haroratda va nolli magnitli maydonda $J_c=2,4 \cdot 10^6 A/sm^2$ kritik tok zichligiga erishishga imkon beradilar. Bu usullar texnikaning o'ta sezgir elementlarni ishlab chiqarish uchun har xil firmalar tomonidan yetarlicha keng ishlatiladi, masalan, kuchaytiradigan tuzilishning rezonatorlari, uyali telefon aloqasi va sputnikli aloqaning yerli statsionarli tuzilish stansiyalari. Metalaorganik birikmalarning bug'li fazasidan kimyoviy inish usulining mohiyati bo'lib, reaktorga metalloorganik birikmalarning uchuvchi bug'lari ko'rinishida matematik komponentlarning transportirovkasi hisoblanadi, gazzimonli oksidlovchi modda bilan aralashtirish, bug'larning tarqalishi va podlojkaga oksidli plyonkaning kondensatsiyasi hisoblanadi. Berilgan usul changlanishning jismoniy usullari bilan tayyorlagan namunalar orqali o'z tavsiyalari bo'yicha taqqoslaydigan yupqa YHO'O'-plyonkalarini olishga imkon beradi. Berilgan usulning nisbattan afzalliklarga oxirgisi oldida quyidagilar ta'luqli: a) planarli bo'lmagan konfiguratsiyalar va katta maydon detaliga bir xil plyonkalarni qo'yish imkoniyati; b) yuqori sifatlarni saqlab qolishda inishning ko'proq yuqori tezliklar; c) bug'li fazalar tarkibining asosiy o'zgarishiga ko'ra texnologik tartibni sozlash bosqichida jarayonning egiluvchanligi. Oxirgi jarayon mikroelektronli kommersiyali maxsulotlarning buyumlarida plonkalarining murakkab konfiguratsiyasi vaziyatlarida yuqori kritik parametrlari bilan YHO'O'-plyonkalarni ishlab chiqarish uchun tez-tez ishlatiladi.

4-§. Eksperimental qism.

1. Tajriba metodikasi. Bu ish uchun monokristallar $YBa_2Cu_3O_7$ ni eritma - suyuqlikli texnologiya bo'yicha yetishtirardilar. $Pr, Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ga Y ning qisman almashtirish bilan kristallarni olish uchun oshlang'ich shixtaga (shixta – metallurgiya pechiga tashlanadigan ruda, shlak) $Y:Pr=20:1$ atomli nisbatga Pr_5O_{11} ni qo'shdilar. Y_1 kristallarni kislorod bilan yetishtirish va to'ydirish tartibi legirlanmagan (legirlamoq – metallga boshqa metall qo'shib fizika-kimyoviy xususiyatlarini yaxshilamoq) monokristallar uchun kabi shunday edilar. Kristallarni yetishtirish uchun dastlabki komponentlar sifatida $Y_2O_3, BaCO_3, CuO$ va Pr_5O_{11} , yuqori tozalikdagi markalar ishlatilardi. Bir tomonlama yo'nalgan chuqurligining o'lchamlari $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ bo'lgan, to chuqur qismlarigacha kirib boradigan yupqa kristallar rezistivli tadqiqotlarda tanlab olinar edi. Bu esa, bir tomonlama yo'nalgan chuqurchalarning kengligi $0,2 \text{ mm}$ va potensial kontaktlar orasidagi masofa $0,3 \text{ mm}$ bo'lgan monokristallardan ko'prikchalarni qirqib olishga imkon beradi. *ab*-tekislikdagi elektr qarshilikni standartli 4 kontaktli usul bo'yicha to 10 mA gacha o'zgarmas tokda o'lchanar edi. Namunaning haroratini mis-kontaktli termobug' bilan aniqlardilar.

2. Elektrqarshilikni o'lchaydigan eksperimental qurilma.

Elektrqarshilikning haroratli bog'liqligini o'lchash uchun o'rnatish sxemasi 2.6-chizmada keltirilgan.



2.6-chizma. $77-300 \text{ K}$ haroratlar oralig'ida elektrqarshilikning haroratli bog'liqligini o'lchash uchun oqar kreostat bilan tajribali o'lchashning sxematik tasviri.

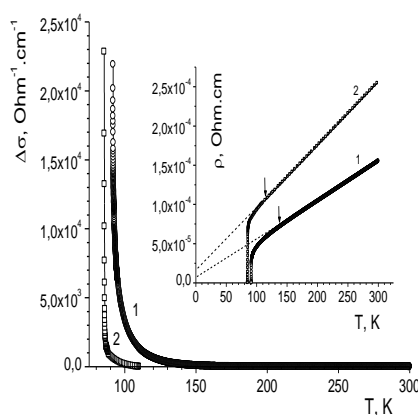
Qurilma quyidagilardan iborat: 1) dyurning transportli azotli idish, 2) miniatyurali oqar azotli kriostat, 3) o'lchovchi shtok (shtok – qing'ir-qiyshiq shakldagi yirik tog' jinsi), 5) vakuummetr, 6) 2 HBP-5Д vakuumli nasos, 7) sovuqomil (xladoagent) tezligini sezgir sozlovchi jo'mragi va 8) elektrqarshilik va haroratni o'lchash uchun universal o'lchovchi kompleks. 4) o'rnatish zaruriyatida elektromagnitni ishlatish bilan to 4 kErst gacha magnet maydonda o'lchashni o'tkazishga imkon beradi.

Qarshilikni o'lchashda tokning ikkita yo'nalishiga 1 mA doimiy tok o'tkazardilar. Haroratning mis-konstantali termobug' bilan o'lchardilar. Namunada han, namunali qarshilikda ham kuchlanishni B2-38 nanovoltmetri bilan o'lchardilar. Voltmetrlardan ma'lumotlar avtomatik ravishda kompyuterga interfeys orqali berilardi. O'lchashni haroratning dreyfining tartibida o'tkazardilar. Harorat dreyfi T_c yaqinidagi o'lchashlarda 0,1 K/min ga yaqin va $T > T_c$ da 5 K/min ga yaqindan iboratdir.

3. Tajriba natijalari va ularning muhokamasi.

YBaCuO (K1) va $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (K2) kristallarning $\rho_{ab}(T)$ tekislikning ab da solishtirma elektrqarshilikning haroratli bog'liqligi 2.3. chizmaning qo'shimchasiga ko'rsatilgan. Ko'rinadiki, ikkala vaziyatda ham bog'liqliklar metalli bo'lib hisoblanadilar, biroq $\rho_{ab}(300K)/\rho_{ab}(0K)$ nisbati har xil va K1 va K2 kristallar uchun 40 va 22 dan iborat. Shunga $\rho_{ab}(0K)$ ahamiyatini $\rho_{ab}(T)$ bog'liqligining uchastka harorati bo'yicha (punktir chiziq) chiziqli interpolyatsiya bilan aniqlanadi. Uy haroratida K1 va K2 kristallarning ab – tekisligida solishtirma elektrqarshilik taxminan 155 va 255 $\mu\Omega\cdot cm$ dan iboratdir, ularning kritik harorati - 91.7 va 85.8 K. Prazeodim (lantanoidlar guruhiga kiruvchi kimyoviy element Pr) konsentratsiyasidan T_c bog'liqligi haqidagi ma'lum adabiy ma'lumotlaridan foydalanib, K2 kristallda Pr ning mavjudligi $z \leq 0,05$ dan iborat deb xulosa chiqarish mumkin. K1 kristallning rezistivli o'tishlarining kengligi 0,3 K dan kam, K2 kristallniki esa - 2,5 K ga yaqin.

2.7-chizmaning qo‘shimchasidan ma’lumki, T^* ba’zi bir xarakterli ahamiyatidan past haroratning pasayishida chiziqli qaramlikdan $\rho_{ab}(T)$ ning chetga burilishi bo‘ladi, bu esa ba’zi bir ortiqcha o‘tkazishning paydo bo‘lishi haqida guvoh beradi, yuqorida aytib o‘tilganidek, soxta kovakli (SK) o‘tish bilan shartlangan. 2.7-chizmadan ko‘rinadiki, prazeodim aralashmasi bilan namuna uchun $\rho_{ab}(T)$ chiziqli bog‘liqlik sohasi aralashmasiz kristallar bilan taqqoslanganda ancha kengayadi, T^* harorat esa 30 K dan ko‘ra ko‘proq past haroratlar sohasiga ko‘chadi. Bu o‘z navbatida mos ravishda harorat intervalining qisqarishini haddan tashqari ko‘p o‘tkazuvchanlikning mavjudligidan dalolat beradi. Haroratli bog‘liqligi odatda $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ tenglamadan odatda aniqlanadi, bu yerda $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ – haroratning nolli ahamiyatida chiziqli sohasining ekstrapolyatsiyasi bilan aniqlanadigan o‘tkazish, $\sigma = \rho^{-1}$ esa – normal holatda o‘tkazishning tajribali ahamiyati. $\Delta\sigma(T)$ olingan tajribali bog‘liqlik 2.7-chizmada taqdim etilgan. Tahlil ko‘rsatgani kabi yetarlicha keng haroratli masofada bu egri chiziqlar ko‘rinishning eksponensial bog‘liqlikda yaxshi ko‘rsatib berilgan:



2.7-chizma K1 va K2 monokristallarning $\Delta\sigma(T)$ ortiqcha o‘tkazishining haroratli bog‘liqligi mos holda 1 va 2 egri chiziqlar tegishli.

Bunda shu namunalarning $\rho_{ab}(T)$ elektrqarshilikning haroratli bog‘liqligi ko‘rsatilgan. Ko‘rsatgichlar bilan T^* soxta kovakli tartibda o‘tish harorati ko‘rsatilgan. Kiritishda egri chiziqlarning raqami chizmadagi raqamiga mos keladi.

$$\Delta\sigma \sim \exp(\Delta^*_{ab}/T) \quad (2.9)$$

Bu yerda Δ^*_{ab} – energetik kovak – «soxta kovak» orqali ba’zi bir termoaktivatsion jarayonni aniqlaydigan hajm.

$\Delta\sigma(T)$ eksponensial bog‘liqlik YBaCuO plyonkali namunalarda avval kuzatilgan edi. Eksperimental ma’lumotlar approksimatsiyasi $(1-T/T^*)$ ko‘paytuvchi yordami bilan jiddiy kengayishi mumkin. Bu vaziyatda ortiqcha ko‘paytuvchi $n_s \sim (1-T/T^*)$ o‘ta o‘tkaziladigan tarqatuvchilarning zichligi proporsional bo‘ladi va issiqlik harakati bilan buzilishidagi bug‘ miqdori $\sim \exp(-\Delta^*/kT)$ ga teskari mutanosib.

$$\Delta\sigma \sim (1-T/T^*)\exp(\Delta^*_{ab}/T), \quad (2.10)$$

Shunda T^* o‘ta o‘tkazadigan o‘tishning o‘rtamaydonli harorati kabi chiqiladi, $T_c < T < T^*$ haroratli masofa esa (unda soxta kovakli holat mavjud) o‘z navbatida kislorodning zararidan yoki dopirlanuvchi element konsentratsiyasidan bog‘liq bo‘lgan tartib parametri fazasining qattiqligi bilan aniqlanadi.

2.8-chizmada $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max}$ - T/T^* keltirilgan koordinatalarda soxta kovaklarning haroratli bog‘liqlari ko‘rsatilgan ($\Delta^*_{max} - T^*$ dan uzoqda platoga Δ^* ahamiyati). BKSh-BEK krassover nazariyasining chegaralarida soxta kovaklarning haroratli bog‘liqligi quyidagi umumiy shakldagi tenglama bilan ko‘rsatiladi:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \Delta(0) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{T}{\Delta(0)}} \exp\left[-\frac{\Delta(0)}{T}\right] \left[1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\sqrt{x_0^2 + 1} - 1}{T/\Delta(0)}}\right)\right] \quad (2.11)$$

Bu yerda $x_0 = \mu / \Delta(0)$ (μ – tashuvchilar tizimining ximpotensial; $\Delta(0) - T=0$ da energetik kovakning hajmi), $\operatorname{erf}(x)$ esa – nuqsonlarning funksiyasi.

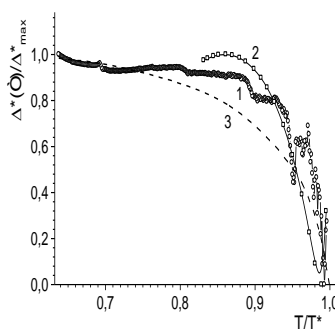
$x_0 \rightarrow \infty$ chegarali vaziyatda (kuchsiz juftlanishda) analitik ifoda (2.11) quyidagi shaklga ega:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \Delta(0) \sqrt{2\pi\Delta(0)T} \exp\left[-\frac{\Delta(0)}{T}\right] \quad (2.12)$$

Bu BKSh nazariyasida yaxshi ma’lum. Shu vaqtning o‘zida o‘lchamdagi holatda ($x_0 < -1$) kuchli o‘zaro ta’sir chegarasi uchun (2.11) formulasi

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \frac{8}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-x_0} \left(\frac{\Delta(0)}{T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2(0)}}{T} \right] \quad (2.13)$$

ga o'tadi.



2.8-chizma. $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max} - T/T^*$ (Δ^*_{\max} dan uzoqda platoga Δ^* ahamiyati – Δ^*_{\max}) keltirilgan koordinatalarda K1, K2 kristallarning soxta kovagining haroratli qaramligi. Egri chiziqlarning raqami 2.7-chizmadagi raqamiga mos keladi. 3 punktir chiziq bilan $\mu/\Delta(0) = -10$ BEK chegarasining krossoveri parametrining ahamiyatiga ko'ra mo'ljallangan $\Delta^*(T)/\Delta(0)$ o't T/T^* bog'liqligi ko'rsatilgan.

Hisoblash natijalari shuni ko'rsatadiki, prazeodim bilan kichik dopirlashda $t^* = 0,530$ dan to $0,243$ gacha ikki martadan ko'ra ko'p soxta kovakni amalga oshirshining haroratli sohasining umumiy tegishli torayishi bo'ladi. Tegishli K1 va K2 kristallari uchun $t_f = 0,0158$ dan to $0,0411$ gacha fluktuatsion o'tish (FO) ning mavjudlik sohasining bir vaqtda tegishli kengayishida.

Xulosa.

Ushbu ishdan olgan natija haqida aytsak. Ortiqcha o'tkazuvchanlik $\Delta\sigma(T)$ haroratning keng intervalida $T_f < T < T^*$ YBaCuO va $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ eksponensial haroratli bog'lanishga bo'ysunadi, soxta tirqishning haroratli bog'liqligi – BKSh-BEK nazariyasi doirasida qoniqarli tushuntiriladi.

Shu vaqtgacha YHO'O' mavzusi bo'yicha qilingan ishlarni yig'ib qayd qiladigan bo'lsak, yuqori haroratli o'ta o'tkazgich tashuvchilarining juftlashish muammosi haligacha hal qilingani yo'q. YHO'O' larning birlashishi, ularning murakkab kristall tuzilishi, tashqi sharoitlarga yaqin bo'lganda strukturali,

magnitli va o'ta o'tkazuvchan fazali o'tishni amalga oshirish juda murakkab fizik manzaralarga olib keladi. Spektralli tasvirlarning o'ziga xosligi, normalda qanday bo'lsa, o'ta o'tkazuvchan holatda ham transportli va termodinamik xususiyatlari, kuchli anizotropiyada YHO'O'larni ta'riflashda muammolar qo'shadi. Bir vaqtning o'zida aytish kerakki, YHO'O'ning muammosi, o'z navbatida, qattiq jismlar fizikasida tadqiqot qilishning intensiv o'sishini rag'batlantiradi. Qattiq jismlar ichida birinchi bo'lib kuchli korrelyatsiyalangan YHO'O'lar edi, ular asnosida metodlar sayqallanar, qaysilari keyinchalik fullerenlarni amaliy olishda va o'rganishda qo'llanilgan. 20-asrning 90-yilarida kuzatigandek yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik muammosini o'rganish, boshqa birorta ham fizik muammolarga bu qadar ko'p tadqiqotchilar qiziqib qolishmagan. Shunda ham YHO'O'larni kuchsiz toklar va kuchli toklarda qo'llash boshlab yuborildi. YHO'O'-datchiklar, bolometrlar, tranzistorlar, pereklyuchatellar va boshqalar azotli temperaturada – bu hozirda mavjud; tomograflar, energiyani magnitli yig'uvchilar, tokamaklardagi o'ta o'tkazuvchan magnitlar chulg'amlarida – bu yaqin kelajak. Umid qilamizki, yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik fenomenini tushuntirishga ham oz qoldi.

III bob. Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi.

1-§. Boze – Eynshteyn kondensatsiyasining asosiy holatlari.

1995-yilda o‘ta past haroratlarda ishqorli elementlarning gazlarida boze-eynshteynli kondensatlarni yaratish va tadqiqot qilish bo‘yicha birinchi uchta ish chop etilgan edi. Diamagnitli tomonlardan kondensatlar potentsialli chuqurlik shaklini boshqarish uchun ba’zida lazerli “probkalar” bilan to‘ldirilganmini atyurali magnitli tutib turuvchilarda ushlab qolardilar. Shu bilan boze-kondensatlarning kamtarin oilasi faqatgina II o‘ta oquvchan geliy va eksitonli tomchilardan iborat bo‘lib jismoniy xususiyatlarning odatdan tashqari va qiziqarli yangi a’zolari bilan to‘ldirildi.

Fizikaning boshqa sohalarida rivojlangan yangi g‘oyalar va texnologiyalar, ishqorli atomlar kondensatlarining yaratilishi imkoni bo‘ldi. Kondensatni ushlab qolish uchun avvalo magnitli ushlovchi ixtiro qilish kerak. Bunday bunday ushlovchilar avvaliga yuqori haroratli plazmani ushlab qoladigan taqdim qilindi: magnitli maydonda diamagnitli plazmaning mustahkamligi haqida nazariy tasavvur asosida Ioffe xodimlari bilan kvadrupolli barqarorlaydigan maydon bilan magnitli ushlovchini yaratdilar. Bu ushlovchida birinchi marta diamagnitli plazmaning mustahkam magnitli ushlab qolish imkoniyati namoyish qilingan edi. Keyinchalik Pritchard diamagnitli holatda neytral atomlarni ushlab qolish uchun shunday tipdagi ushlovchi qopqonlarni ishlatish taklifini bildirdi.

Magnitli ushlovchilarni gaz bilan to‘ldirish lazerli sovutish yordamida amalga oshiriladi. Faraz qilamiz, bizning farmoyishimizda atomlarning chastotasini so‘ndirishdan ozgina past chastotada sozlangan lazerlar mavjud. Shunda tinchlikda bo‘lgan atom lazerli nurlanish kvantlarini so‘ndirib bo‘lmaydi. Lekin, Dopler effektiga ko‘ra lazerl nuri qarshisiga harakat qiluvchi atom yorug‘lik kvantini yutishi mumkin. Shunda atom harakatining yo‘nalishiga qarama-qarshi tomonga kvantdan impulsini oladi. Bir necha vaqtdan keyin to‘lqinlangan atom hamma yo‘nalishlar bo‘yicha o‘rtacha izotoplida yorug‘lik

kvantini nurlaydi. Shunday qilib, agar atomlarni har tomonidan bir vaqtning o'zida nurlantirilsa, ularni magnitli ushlovchida qadam ba qadam tormozlash mumkin.

Lazerli sovutish usuli ushlovchini juda past haroratda gaz bilan to'ldirish imkonini beradi. Keyingi qadam esa gazni bug'lantirishli sovutish. Potensialli chuqurlik shaklini shunday tanlash kerakki, maydon qo'shilishi bilan ko'proq issiq atomlar uning chegaralariga yengil kelishlari kerak, ya'ni maydonni tark etisin. Bunday usullar kombinatsiyasi bilan submikrokelvinli haroratgacha tushurish uddalaniladi. Bunday haroratlarda ishqorli elementlar gazlarining Boze – Eynshteyn kondensatsiyasi bo'ladi.

Avvalo, nol haroratda siyraklashtirilgan boze-gazning holatini ko'rib chiqsak. Bunda Feynmanning mulohazasiga e'tibor bersak qulay bo'ladi.

Gaz V hajmli idishda turgan bo'lsin. Bu gazdagi bitta zarracha $\psi = 1/\sqrt{V}$ normallashtirilgan to'lqinli to'lqinli funksiyaga ega. $r=0$ nuqtada ham xuddi shunday, biroq $r=0$ da qotirilgan zarracha. Ikkichinchi zarrachaning mavjudligi birinchi zarrachaning $\psi(\mathbf{r})$ to'lqin funksiyasini o'zgina o'zgartirishi kerak. Faraz qilaylik zarrachalar o'rtasida o'zaro ta'sir potentsiali $U(r)$ ikkita oddiy shaklga egadir:

$$U(r) = \begin{cases} r < a \text{ bo'lganda } \infty, \\ r \geq a \text{ bo'lganda } 0. \end{cases} \quad (3.1)$$

a parametri ikkita zarrachalarning minimalli yaqinlashishning miqdoriga javob beradi. $\psi(\mathbf{r})$ to'lqinli funksiya $r=a$ da nolga teng, $r>a$ da esa u erkin harakat uchun Shryodinger tenglamasini qoniqtirishi kerak: $\Delta\psi=0$. Bundan kelib chiqadi:

$$\psi(r) = \psi \left(1 - \frac{a}{r}\right), \text{ bunda } \psi = \frac{1}{\sqrt{V}}. \quad (3.2)$$

Aytish mumkinki, (3.2) funksiya harakatsiz markazda tarqalgan 5-to'lqinni oladi hisobga oladi. Funksiya shaklida (3.2) Shryodinger tenglamasi yechilishining tanlovida bitta noaniqlik mavjud. Jiddiy aytganda, $\psi(\mathbf{r})$ funksiya V hajm chegarasida nolga aylanishi kerak edi. Shuning uchun ε_0 o'rtacha kinetik energiya ifodada bo'laklab integrallash mumkin, shu sabab

$$\varepsilon_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \int \psi \Delta \psi \, dr = \frac{\hbar^2}{2m} \int \psi^2 \left(\nabla \frac{a}{r} \right)^2 \, dr,$$

bu yerda integrallash V hajmi bo'yicha o'tkaziladi. To'g'ri integrallashda amin bo'lish mumkinki, $\varepsilon_0 = 2\pi\hbar^2 a/U$, bu yerda $\psi^2 = 1/V$ hisobga olingan. Agar V hajm makroskopik bo'lib hisoblansa, ε_0 ning miqdori albatta juda kam bo'ladi. shuning uchun (3.2)- yaqinlashish to'liq asoslangan deb olish mumkin.

Endi faraz qilsak, V hajmli idishda o'xshash zarrachalarning $N \gg 1$ bo'ladi. Bunday gazlarning zarrachalari zaryadsizlantirilgan deb hisolaymiz, shunday ekan $N \ll Va^{-3}$. Yaqin masofada har qanday zarrachalarning to'lqin funksiyasi (3.2) funksiya kabi ko'rinishda bo'ladi, bu yerda r – shu zarrachalarning bir birida o'zaro masofasi. Bu parchalarning $2\varepsilon_0$ kinetik energiyasi ularning o'zaro ta'sir energiyasi kabi ko'rish mumkin. Agar $2\varepsilon_0$ miqdorini $N(N-1)/2 \cong N^2/2$ zarrachalarning mumkin bo'lgan juftining soniga ko'paytirilsa, unda biz $E = N2\pi\hbar^2 na/m$ zarrachalarning to'liq energiyasini olamiz, bu yerda $n = N/V$ – zarrachalar zichligi. Bitta parchaga to'g'ri keladigan n^{-1} hajmiga V hajmini o'zgarish bilan ε_0 dan farq qiladigan ε energiya har bir zarrachaga to'g'ri keladi.

Ravshanki, yaqin masofada ikkita zarrachaning to'lqin funksiyasi (3.2) ifodadan ko'p farq qilishi kerak emas. Shu uchun, $r = 0$ koordinatalar boshida zarrachalardan birini belgilab, ikkinchi zarracha uchun Shryodinger tenglamasining yechimini qidiramiz:

$$\psi(\mathbf{r}) = \bar{\psi}[1 - \varphi(\mathbf{r})]. \quad (3.3)$$

Bu yerda, \mathbf{r} – ikkinchi sinov zarrachasining radius-vektori. Tasavvur qilamiz, hamma qolgan zarrachalar $n = (N - 2)/V \cong N/V$ o'rtacha zichlik bilan hajmi bo'yicha baravar taqsimlangan. Mulohaza qilish qulay bo'lishi uchun shuningdek vaqtinchalik $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ koordinatalar bilan sinov zarrachasini ham joyiga mustahkamlab (qotirib) qo'yamiz. Mayli, j sonli zarrachaning radius-vektori \mathbf{r}_j ifodalasin. j sonli zarracha bilan sinov zarrachasi ning o'zaro ta'siri (3.3) formula bo'yicha ψ ni $\psi(\mathbf{r}_j)$ ga almashtirish farqi bilan (3.2) ko'rinishning to'lqinli funksiyasini yaratadi, r ning miqdorini esa $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$ ga almashtirish lozim.

Shu bilan j zarrachasiga sinov zarrachalari to‘lqinlarining qayta tarqalishini biz hisobga olamiz. Bizda mavjud:

$$\psi(\mathbf{r}) = \bar{\psi} [1 - \varphi(\mathbf{r}_j)] \left[1 - \frac{a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|} \right]. \quad (3.4)$$

Bu yerda $[1 - \varphi(\mathbf{r}_j)]$ ko‘paytiruvchi \mathbf{r}_j nuqtada olinadi.

a/r ifoda zaryaddan r masofada a “zaryad” ning elektrik potentsiali kabi ko‘rinishini ko‘rish oson. Agar sinov zarrachasining to‘lqin funksiyasiga hamma zarrachalar ta’sirini topmoqchi bo‘lsak, unda ko‘p zarrachalarning hamma hissasini yig‘ish kerak. r radius bilan a/r “potensial” ning juda sekin pasayish kuchida boshqa zarrachalar o‘z vaqtida hisobga olishi kerak bo‘lgan uzoq ta’sir etuvchi ulushlarni beradilar. $\varphi(r)$ funksiyani a/r bilan ikkinchi zarrachadan yaqin masofada faqat to‘g‘ri keladigan deb hisoblash kerak, $\varphi(r)$ uzoq masofalarda esa boshqa parchalar bilan “ekranlashtirilgan” bo‘ladi. (3.4) ga ko‘ra quyidagini olamiz:

$$\psi(\mathbf{r}) \equiv \bar{\psi} \left[1 - \frac{a}{r} - A + \sum_j \frac{a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|} \varphi(\mathbf{r}_j) \right]. \quad (3.5)$$

Bu yerda ikkinchi ko‘paytuvchi kvadratli qavslarga (3.2) munosabatga ko‘ra $r = 0$ da mustahkamlangan zarracha bilan sinov zarrachalarining o‘zaro ta’sir natijalarini hisobga oladi. Qolgan barcha zarrachalarning yig‘indisi esa (3.4) munosabatning chiziqli handi $\varphi(\mathbf{r})$ bo‘yicha paydo bo‘lgan boshqa zarrachalar ulushini hisobga oladi. Bundan tashqari, (3.5) munosabatda A konstanta mavjud

$$A = \sum_j \varphi(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|). \quad (3.6)$$

Agar $na^3 \ll 1$ bo‘lsa, (3.5) da summalashtirish juda ko‘p zarrachalar soni bo‘yicha o‘tkaziladi. Shu uchun \sum_j taxminiy yig‘indini $\mathbf{r}_j \equiv \mathbf{r}'$ o‘zgaruvchi bo‘yicha $\int n d\mathbf{r}'$ ko‘rinishdagi integralga almashtirish mumkin. (3.5) ning chap tomonida $\psi(r)$ to‘lqin funksiya (3.3) ifoda bilan berilishini hisobga olib $\varphi(r)$ uchun integrally tenglamani olamiz:

$$\varphi(r) = \frac{a}{r} - \int \frac{an}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \varphi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + A. \quad (3.7)$$

$1/r$ funksiya $\Delta(1/r) = -4\pi\delta(\mathbf{r})$ tangalani qoniqtirishini hisobga olamiz.
 (3.6) tenglamaga Δ operatorini qo'llaymiz va quyidagicha yozamiz:

$$-\Delta\varphi + \kappa_0^2 \varphi = 4\pi a \delta(\mathbf{r}) \quad (3.8)$$

Bunda o'zgarmas son $\kappa_0^2 = 4\pi a \delta$.

(3.8) tanglamaning yachimi yaxshi ma'lum. U quyidagi ko'rinishga ega:

$$\varphi(r) = \frac{a}{r} \exp(-\kappa_0 r). \quad (3.9)$$

Ko'rinib turganidek, boshqa zarrachalardan ulushni hisobga olish "Debay – Xyukkel potentsiali" ga olib keladi. Siyraklashtirilgan gazda $a^2 \kappa_0^2 = 4\pi a^3 N/V$ miqdori kam birlikda ko'p hisoblanishi kerak, shuning uchun "zaryadning ekranirovkasi" har bir atomdan yetarlicha katta masofada bo'ladi. Chunonchi (3.2), (3.3) nisbatlarga ko'ra $\varphi(r)$ funksiyani $r < a$ da birga teng deb hisoblash kerak bo'lsa, unda (3.9) yechish bilan faqat $r > a$ da foydalanish mumkin. Shu uchun (3.8) tenglamada "zaryad" markazda emas, balki a radiusli sfera sirtida joylashgan deb hisoblash lozim. $r > a$ da yechish "zaryad" ni taqsimlash profilidan bog'liq emas.

Har qanday ikkita o'zaro ta'sir etuvchi zarrachalar i va j sonlar bilan mustahkamlangan. Ammo $\Delta_i + \Delta_j$ laplasianlar yig'indisini $(1/2)\Delta_R + 2\Delta'$ yig'indi ko'rinishda ko'rinishda tasavvur qilish mumkin, bu yerda Δ_R – massa markazi bo'lmish $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)/2$ koordinatasiga nisbatan laplasiani, Δ' – koordinatasi $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ bo'lgan harakatning laplasiani. Δ' ning oldidagi ikki, keltirilgan massa $m_* = m/2$ ning paydo bo'lishiga mos. Orom olgan massa markazi bilan erkin harakatlanayotgan zarrachada $\Delta_R \psi = 0$, $\Delta' \psi = 0$, shu uchun (3.2), (3.3), (3.9) munosabarlari o'z kuchida qoladi, lekin $r = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ da ikkita zarrachaning to'lqin funksiyasiga tegishlidir (ko'p zarrachalardan chiqarilgan ekranirovkani hisobga olgan holda).

A konstanta uchun (3.6) munosabatda yig'indini yana integralga almashtirish mumkin, shuning uchun gazli yaqinlashishda ($na^3 \ll 1$) mana bunday ifodani olamiz:

$$A = \frac{4\pi a n}{\kappa_0^2} = 1.$$

Boshqa $N - 1 \cong N$ zarrachalar bilan o‘zaro ta’sirda paydo bo‘lgan sinov zarrachasining energiyasi:

$$\varepsilon = N \int_a^{R_0} \left(\psi \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi \right) 4\pi r^2 dr. \quad (3.10)$$

Bu yerda $R_0 \gg a$ radius shunday rasmiy tanlanganki, $4\pi R_0^2 \psi^2 / 3 = 1$ ni qoniqtiradi. Modomiki $\psi(r) = \psi[1 - \varphi(r)]$ to‘lqin funktsiya $r=a$ da nolga aylanadi va $\varphi(r)$ funktsiya r dan yetarlicha tez kamayadi, unda (3.10) munosabatda bo‘laklab integrallash mumkin, shu uchun $\psi \Delta \psi$ ni $-\bar{\psi}^2 (\nabla \varphi)^2$ ga almashadi. Gazli yaqinlashishda quyidagini olamiz:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 \kappa_0^2}{2m} = \frac{2\pi \hbar^2 a n}{m}. \quad (3.11)$$

Bu energiya biz tomondan mustahkamlangan ikkinchi zarrachada hisoblangan edi. Nisbiy harakatning berilgan $\varphi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$ funktsiyasida ikkita zarrachaning energiyasini hisoblash to‘g‘ri bo‘lar edi. Nisbiy o‘zgaruvchi $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ ga o‘tib va $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ ga bog‘liq holda o‘zaro ta’sir bilan keltirilgan $m/2$ massali energiyani olamiz. Natijada umumiy energiya (tichlangan juft zarrachalar) ikki karra ortadi, lekin zarrachalarning har biriga avvalgi ε energiya to‘g‘ri keladi.

Gazli yaqinlashishda to‘la energiya $E = N \varepsilon$ gat eng, ya’ni:

$$E = N \varepsilon = \frac{2\pi \hbar^2 a n^2}{m} V. \quad (3.12)$$

Uni ba’zida quyidagi ko‘rinishda taqdim etish qulay bo‘ladi:

$$E = \frac{2\pi \hbar^2 a N^2}{mV} \quad (3.13)$$

Bitta yagona bo‘lgan ikkinchi zarracha bilan sinov zarrasining o‘zaro ta’siri holatida biz tomondan (3.3) ifoda yozilgan edi (ekranirovkaning keying hisobga olish bilan). Umumiy vaziyatda i sonli yakka zarraning to‘lqin funktsiyasini quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\psi(\mathbf{r}_j) = \bar{\psi} \left\{ 1 + A - \sum_{j \neq i} \varphi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) \right\}, \quad (3.14)$$

bunda \mathbf{r}_i ning funksiyasi $\bar{\psi}$ bo'lishi mumkin, ammo bir jinsli kondensatda $\bar{\psi} = const = 1/\sqrt{V}$. Bu yerda summaning o'rtacha qiymatini kompensatsiyalash uchun biz A konstantani kiritdik. Gazli yaqinlashishda $A=1$.

Ko'rganimizdek, (3.14) funksiya qolgan barcha zarrachalarning koordinatalariga bog'liq, ya'ni $\bar{\psi}$ bir zarrachali funksiya bo'lganligi uchun, u mutlaqo erkin bir zarrachali funksiya deb hisoblanmaydi. Zarrachalarning ajrata olmaslik kuchiga N zarrachalarning umumiy to'lqin funksiyasi (3.14) ko'rinishning yakka funksiyasi ko'paytma shaklida yozilishi mumkin:

$$\Psi(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_N) = \bar{\psi}^N \prod_i \{1 + A - \sum_j \varphi(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)\}. \quad (3.15)$$

Biroq, agar i indeksi hamma mumkin bo'lgan qiymatlarni bosib o'tsa, unda o'zaro ta'sirlarning har bir jufti ikki marotaba hisobga olinadi. Shuning uchun $i < j$ deb hisoblab sinab ko'rish mumkin bo'lar edi, lekin bunday yozuvda (3.15) simmetrik funksiyasini kuzatib yurish qiyin. Shuning uchun biz boshqacha qilamiz. Gazli yaqinlashishda $A=1$ ni inobatga olgan holda, $1 - \sum_j \varphi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$ miqdorni esa kichik deb hisoblash mumkin, (3.15) kopaytmani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\Psi(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_N) = \bar{\psi}^N \exp \left\{ \frac{N}{2} - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \varphi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) \right\}, \quad (3.16)$$

Bunda, fugurali qavsda $i \neq j$ bo'yicha yig'indining o'rtacha qiymatini kompensatsiya qiladi. (3.16) ifodasi $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| \sim a$ da to'liq aniq hisoblanmaydi, lekin u ko'p zarrali funksiyaning tuzilishi haqidagi umumiy tasavvurni olish uchun qulaydir.

(3.16) ifoda zarralar joyining o'zgarishiga nisbatan to'liq simmetriklidir. Tashqi maydonda kondensatning umumiy holda $\bar{\psi}$ ning har bir ko'paytuvchilari faqat bitta koordinatalardan funksiya olib hisoblanishi kerak, aytaylik $\bar{\psi}(\mathbf{r}_j)$. Bir jinsli kondensatda (3.16) ning eksponentasi boryo'g'i kichik tuzatishni beradi, shu uchun, avvalgidek bir xil zarrachalar uchun quyidagi ifoda qoladi:

$$\bar{\psi} = \frac{1}{\sqrt{V}} = \frac{\sqrt{n}}{\sqrt{N}}. \quad (3.17)$$

(3.16) funksiya $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| > a$ sohasida erkin harakatning Shryodinger tenglamasini qoniqtirishiga ishonch hosil qilish qiyin emas. Aslida, (3.16) funksiyaning Δ_s ko‘rinishdagi ixtiyoriy operator bilan amal bajarilganda $\varphi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) + \varphi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_s|)$ yig‘indining hadini tanlaydi, xullas natijada mana bunday yig‘indi hosil bo‘ladi:

$$\sum_j \Delta_s \varphi(|\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_j|) - \sum_{jk} \nabla_s \varphi(|\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_j|) \nabla_s \varphi(|\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_k|).$$

$r - a$ sohada (3.8) ko‘ra, birinchi summadagi $\Delta_s \varphi$ ni κ_0^2 ga almashtirish mumkin. Ikkinchi summada esa faqatgina $j = k$ hadlarni saqlash kifoya (qolganlari simmetriya kuchidan qisqaradilar). Agar yig‘ish o‘rniga yana integrallashga o‘tsak, unda to‘la energiya nolga teng bo‘lishini ko‘rish qiyin emas. Bu natija to‘liq tabiiy, chunonchi bizning yechishimiz nolli energiya bilan (3.1) ko‘rinishning boshlang‘ich yechishning qayta kompozitsiyasi yo‘li bilan qurdik. (3.12) o‘zaro ta’sirga kelsak, unda uni bo‘laklab integrallash va (3.16) bilan zarrachalar erkin harakatining to‘liq gamiltonianini (gamiltonian – (kvant nazariyasida) tizimning to‘la energiyasi operatori) o‘rtalashtirish yo‘li bilan olish mumkin.

Hamonki alohida funksiyalar (3.14) hamma zarrachalar uchun mutlaqo bir xil ko‘rinadi, unda kondensatni ko‘rsatib berish uchun "i" indeksini \mathbf{r}_i ga tushurib aynan (3.14) funksiya bilan foydalanish mumkin. Agar gap tenglik yoki kondensatning jamoaviy kombinatsiyalari haqida gap borsa, unda (3.14) funksiyaning koordinatalar va vaqtga bog‘liq deb hisoblash kerak.

2-§. Gazning muvozanati va zich gaz

Gazning muvozanati. Gazning to‘liq energiyasi uchun ifodani bilib, yaxshi ma’lum bo‘lgan termodinamik nisbat yordamida bosimni topish mumkin.

$$p = - \frac{\partial E}{\partial V} = \frac{2\pi\hbar^2 a N^2}{mV^2} = \frac{2\pi\hbar^2 a}{m} n^2 = \varepsilon n \quad (3.18)$$

Chunki adyabatik tenglama $pV^\gamma = \text{const}$ kabi ko‘rinishda bo‘lganligi sababli, unda (3.18) ga ko‘ra adyabataning ko‘rsatgichi $\gamma = 2$.

Yana c_s^2 tovush tezligi kvadratini topamiz:

$$c_s^2 = \frac{1}{m} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m^2} n \quad (3.19)$$

Shu yerdan ma'lumki, ε zarrachalar energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\varepsilon = \frac{mc_s^2}{2}. \quad (3.20)$$

Agar doimiy bosimda bitta zarrach kondensatga qo'shilsa, unda uning energiyasi $\varepsilon + p/n$ miqdorda o'sadi, bitta zarrachaga to'g'ri keladigan hajm $V/N = 1/n$ ga teng. Shu yerdan ko'rinadiki, kimyoviy potensial $\mu = 2\varepsilon$ ga teng. Aynan kimyoviy potensialni bitta zarrachaga mo'ljallangan energiyaga teng hisoblash kerak.

Faraz qilamiz, biz ko'rib chiqayotgan gazning tashqi potentsiali $U(\mathbf{r})$ bo'lsin. Muvozanat sharti

$$\nabla p + n\nabla U = 0 \quad (3.21)$$

munosabatdan topamiz mana bu ifodani:

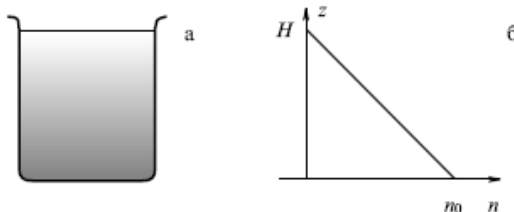
$$n = \frac{m}{4\pi\hbar^2 a} (U_0 - U). \quad (3.22)$$

U_0 konstanta $\int n dV = N$ normirovka shartidan kopilishi kerak.

Avval gaz og'irlik kuchi maydonida bo'lgan oddiy misolni ko'rib chiqsak. Unda $U = mgz$ bo'ladi, bu yerda z – vertikal koodinata. Shunda zichlik $n(z)$ chiziqli qonun bo'yicha balandlikka mos kamayib boradi:

$$n(z) = n_0 - \frac{m^2 g}{4\pi\hbar^2 a} z. \quad (3.23)$$

Bu yerda $n_0 = n(z = 0)$. $z = H = 4\pi\hbar^2 a n_0 / m^2 g$ da gaz zichligi nolga aylanadi. Bu degani boze-gazni "idishga solish" mumkin va shunda uning zichligi bilan chuqurligi chiziqli qonun bo'yicha o'sa boshlaydi. Qandaydir suyuqlik va gaz o'rtasidagi holatga o'xshash bo'ladi.



3.1-chizma. Siyraklashgan boze-gazni nolli holatda “idishga solish” mumkin. Uning $n(z)$ zichligi z bilan chiziqli o‘zgaradi $n=n_0$ dan to $n=0$ gacha idish yaqinida H balandlikda o‘zgaradi. H balandlik $H^2=8\pi\hbar^2aN/m^2gS$ munosabatdan aniqlanadi. N – zarrachalarning to‘liq soni. S – idish yuzi.

(3.23) tenglama yordamida quyidagi munosabatni topish qiyin emas:

$$H^2 = \frac{8\pi\hbar^2 aN}{m^2 gS}. \quad (3.24)$$

U zarrachalarning berilgan soni N da idishga “solingan” qatlamning H balandligini va S – idishning yuzini aniqlaydi. Ko‘rganimizdek, H gaz qatlamining chuqurligi N/S dan $H \sim (N/S)^{1/2}$ qonuni bo‘yicha osadi.

Ko‘proq realistik bo‘lib sferik simmetrik ossilyator potentsiilli tasavvur qilinadi

$$U = \frac{\alpha r^2}{2}, \quad (3.25)$$

Be yerda α – “taranglik koeffitsienti”. n_0 orqali gazning zichligini $r = 0$ da va $\varepsilon_0 = 2\pi\hbar^2 an_0/m$ energiyani aniqlaymiz. Shunda (3.22) taqsimlash quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$n = n_0 - \frac{n_0}{2\varepsilon_0} U = n_0 \left(1 - \frac{\alpha}{4\varepsilon_0} r^2\right). \quad (3.26)$$

Ko‘rib turganimizdek, $r = r_0 = 2(\varepsilon_0/\alpha)^{1/2}$ da nolga aylanib, gazning zichligi r dan parabolik qonun bo‘yicha kamayadi. (3.26) munosabat va normirovka shartlari yordamida quyidagilarni olamiz:

$$n_0 = \frac{15^{2/5}}{8\pi} \left(\frac{\alpha m}{\hbar^2 a}\right)^{3/5} N^{2/5}, \quad (3.27)$$

$$r_0^2 = \frac{8\pi\hbar^2 a}{\alpha m} n_0 = 15^{2/5} \left(\frac{\hbar^2 a}{\alpha m}\right)^{2/5} N^{2/5}. \quad (3.28)$$

Ko‘rganimizdek, “tomchi” markazida gaz zichligi $N^{2/5}$ kabi zarrachalar soni bilan o‘sadi, boze-gaz “tomchi” sining hajmi esa $N^{3/5}$ kabi o‘sadi. Yana bir nechta nisbatni topamiz. (3.11) va (3.22) yordamida

$$\varepsilon = \frac{1}{2} (U_0 - U). \quad (3.29)$$

Shu yerdan kelib chiqadiki, zarrachada

$$\mu + U = 2\varepsilon + U = U_0 = \text{const.} \quad (3.30)$$

bunda $\mu = 2\varepsilon -$ kimyoviy potensial.

Ikkinchi qiziqarli nisbatni (3.20) va (3.29) dan olish mumkin:

$$mc_s^2 + U = U_0 = \text{const.} \quad (3.31)$$

Undan kelib chiqadiki, tovush tezligi “gaz tomchisi” chegarasida nolga aylanadi, ya’ni $U = U_0$ da. “Tomchilarni” ichkariga “joylashtirganda” tovush tovush tezligi $U = 0$ da maksimumga erishib o’sadi, ya’ni tomchi markazida:

$$c_s(0) = \sqrt{U_0/m}.$$

Zich gaz. Gazli yaqinlashishda yuqorida yozilgan oddiy munosabatlarning foydalanish sohasi qandayligini bilib olish uchun zichkini oshirishda nima bo’lishini aniqlash foydalidir. Aniq ifodalar soniga talabgor bo’lmay, olingan munosabatlarda, o’zgarishlarni qaysi yo’nalish bo’yicha kutish kerakligini ko’rsatadigan munosabatlarning yaqinlashishini topishga urinish kerak. shunda jo’natuvchi sifatida (3.3), (3.8), (3.14) nisbatlarga ko’ra to’lqin funksiyalarning “ekranirovkasi” haqidagi g’oyani qabul qilish mumkin. Bundan tashqari zichlikning oshirilishida paydo bo’lgan har xil natijalarni navbat bilan ko’rib chiqish qulay ekan, faqat keyingina ularning birga yig’ish mumkin.

Bu yerda ko’rib chiqiladigan birinchi natija quyidagilardan iborat. (3.4), (3.5) nisbatlarni tuzishda biz $\varphi(\mathbf{r}_j)$ funksiya a tartibning uzunligiga kuchsiz o’zgarishini taxmin qildik, bu esa $a\varphi(\mathbf{r}_j)/|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$ ko’rinishda $\varphi(\mathbf{r}_j)$ funksiyada javob yozishga imkon beradi. Katta bo’lmagan κa parametrning qiymatlarida $\sim a$ kattaligida $\varphi(\mathbf{r}_j)$ ning o’zgarishini hisobga olish kerak. agar $\nabla\varphi(\mathbf{r}_j) \neq 0$ bo’lsa, unda \mathbf{r}_j nuqtada a radius sharchaning chegarasida nolga aylanish talabida quyidagi kelib chiqadi:

$$\psi(r) = \bar{\psi} \left[1 - \frac{b}{r} + \sum_j \frac{a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|} \varphi(\mathbf{r}_j) + \sum_j \frac{a^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} \nabla\varphi(\mathbf{r}_j) \right], \quad (3.32)$$

Bu yerda b – hozircha ma’lum bo’lmagan konstanta. Avval ishlatilgan markazli-simmetrik ulushdan tashqari (3.32) da dipolli ulushni biz hisobga oldik, ya’ni tarqalgan S – to’lqinga biz P – to’lqinni qo’shdik. Agar yig’indini yana integralga almashtirsak, unda (3.6) o’rniga integrally tenglamani olamiz.

$$\varphi(r) = \frac{b}{r} - \int \frac{an}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \varphi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - \int \frac{na^3(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} \nabla \varphi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (3.33)$$

Bunda b parametri $\varphi(a)=1$ shartidan topilishi kerak.

Bu tenglamaga yana $\Delta(\mathbf{dr}/r^3) = 4\pi(\mathbf{d}\nabla)\delta(\mathbf{r})$ nisbatni hisobga olish bilan Δ operatsiyasini yana qo'llash mumkin, bu yerda \mathbf{d} – ixtiyoriy doimiy vector (dipolli payt). $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ funksiya bilan integrallashtirishdan so'ng quyidagini olamiz:

$$-(1 + \kappa_0^2 a^2) \Delta \varphi + \kappa_0^2 \varphi = 4\pi b \delta(\mathbf{r}). \quad (3.34)$$

Yangi belgilash kiritamiz

$$\kappa^2 = \frac{\kappa_0^2}{1 + \kappa_0^2 a^2}. \quad (3.35)$$

O'shanda (3.34) tenglamaning yechilishini mana bunday shaklda yozish mumkin:

$$\varphi(r) = \frac{a}{r} \exp[-\kappa(r - a)]. \quad (3.36)$$

Bu ifoda tashqi ko'rinishidan (3.8) ga o'xshab ketadi. κ parametri (3.35) ga ko'ra kichik zichlikda zichlik bilan chiziqli o'sadi, katta zichlikda esa $\kappa = 1/a$ miqdorda to'yinadi.

(3.36) funksiya yordamida bitta zarrachaning ε energiyasini topish qiyin emas. U pastdagiga teng:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 \kappa_0^2}{2m} \left(1 + \frac{a\kappa}{2}\right), \quad (3.37)$$

Bu yerda κ (3.35) ifoda bilan beriladi. $a\kappa/2 \cong a\kappa_0/2 = \sqrt{\pi a^3 n}$ tuzatish kichik zichlikda, katta zichlikda esa bu tuzatish $1/2$ ga teng.

Olingan natijalardan foydalanib, o'ta oquvchanning ba'zi bir xususiyatlarini sifatli mulohaza qilamiz. Shunda $a^2 \kappa_0^2$ parametрни katta deb hisoblashimiz mumkin, shu uchun (3.37) munosabatda dumaloq qavslarda ifoda oddiy $1,5$ ga teng. Bu ifoda to'lqin funksiyani taqsimlashning uzoq qismlariga tegishli geliy atomlarining kinetik energiyasini ko'rsatib beradi, ya'ni sinov atomlari bir biridan uzoq masofada joylashganida. Bundan tashqari, atomlar o'zaro ta'sirining potensial energiyasini hisobga olish kerak (nolli tebranishning energiyasi) va kinetik energiyaning potentsialli energiya minimumlari yaqinida

atomlar lokalizatsiyasi bilan bog‘langan qismini hisobga olish kerak. Energiyaning bu ikkinchi qismini shartli U_s energiya deb nomlaymiz. Uni atomlar zichligidan funksiya deb hisoblash mumkin. $U_s = -U_m$ minimum yaqinida uni $n - n_0$ ayirmasidan parabolik funksiya ko‘rinishida tasavvur qilish mumkin, bu yerda n_0 minimal potensial energiyadagi zichlikka mos keladi. Shunday qilib, bitta atomga to‘g‘ri keladigan umumiy energiyani quyidagicha tasavvur qilish mumkin:

$$\varepsilon = \frac{3\pi\hbar^2 an}{m} - U_m + \frac{3\pi\hbar^2 an}{2mn_0} B(n - n_0)^2. \quad (3.38)$$

Bu yerda $(n - n_0)$ ayirma bo‘yicha kvadratli bo‘lgan hadni, biz birinchi qo‘shiluvchi bilan kattaligi bo‘yicha o‘xshash bo‘lishi kerak (B konstanta o‘lchamsiz).

$\partial\varepsilon/\partial n = 0$ shartda, teng ma‘noli zichlik va teng ma‘noli U_0 potensial energiyani topish qiyin emas:

$$\frac{n}{n_0} = 1 - \frac{1}{B}, \quad U_0 = U_m - \frac{3\pi\hbar^2 an_0}{3mB}. \quad (3.39)$$

$\partial\varepsilon/\partial n = 0$ shart tashqi bosimning nolga tenglikka ekvivalentdir. (3.18), (3.19), (3.38) nisbatlar yordamida tovush tezligining kvadrati uchun yangi ifodani topamiz:

$$c_s^2 = \frac{n^2}{m} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial n^2} = \frac{3\pi\hbar^2 an^2 B}{m^2 n_0} = \frac{3\pi\hbar^2 an}{m^2} (B - 1). \quad (3.40)$$

Bu ifoda bitta noma‘lum B parametrga ega. (3.40) ifodani eksperimental qiymat $c_s = 2,4 \times 10^4 \text{ sm} \cdot \text{s}^{-1}$ bilan va $a = 2,7 \times 10^{-8} \text{ sm}$, $n = 2,2 \times 10^{22} \text{ sm}^{-3}$ larni bilgan holda taqqoslaganda, $B \cong 5$ ni topamiz. Bundan tashqari (3.22) va (3.40) munisabatlardan quyidagini topamiz:

$$U_m = \frac{4\pi\hbar^2 na}{m} - \frac{3\pi\hbar^2 an_0}{2mB}. \quad (3.41)$$

ma‘lum hadlar yordami bilan n, a, B uchun hisoblash qiyin emas, chunki (3.41) ning ikkinchi qo‘shiluvchisi birinchi qo‘shiluvchining 20% idan ortiq bo‘la olmaydi. Absolyut miqdor bo‘yicha U_m ning ahamiyati mutlaqo to‘g‘ri,

agarda har bir atomda oltita yaqin qo'shni borligini, atomlarning juft tortish potentsiali bir necha gradus Kelvin tartibga ega ekanligini inobatga olsak.

Shuni ko'ramizki, geliy II da tovush tezligi kvadratining tajribali ahamiyati taxminan uch marta katta (3.19), shu uchun yaqin masofada ta'sir etuvchi tortishish kuchini inobatga olmay turib geliy II da tovush tezligini hisoblab bo'lmaydi.

3-§. Sochilish uzoqligi va Boze-kondensatni magnitli ushlab tirish.

Sochilish uzoqligi. Yuqorida keltirilgan hamma mulohazalar atomlar bir biri bilan o'zaro ta'sirining eng oddiy modeliga suyanadi – qattiq sharlar modeli. Aslida esa bu o'zaro ta'sirlar ancha murakkab ko'rinishga ega. Ya'ni bir biridan uzoq masofalarda $U(r) = -b/r^6$ potentsiali bilan Van-der-Vaals kuchi ta'sir qiladi, bu yerda b – qandaydir konstanta. Bu yetarlicha chuqur va katta ko'lamga ega, shu uchun masofaning ba'zi bir intervalida qo'llaydiga kvaziklassik yaqinlashish bo'ladi. Shunda zarrachaning impulsi bilan qariyb nolli energiya $p \sim r^{-3}$ qonun bo'yicha masofa bilan o'zgaradi va mos ravishda de-Broyl to'lqin uzunligi λ_B radiusga bog'liq, $\lambda_B \sim r^3$ kabi. $d\lambda_B/dr$ hodila r^2 ga proporsional, shuning uchun r ning oshsa ba'zi r_0 radiusgacha erishish mumkin, bu yerda hosila bir sonidan katta bo'ladi. bu radiusning yaqinida kvaziklassik yaqinlashishlardan foydalanish mumkin emas.

Kinetik energiya juda katta masofalarda $\epsilon \gg b/r^6$, yana kvaziklassik yaqinlashishni qo'llash mumkin. Shunday qilib, tarqalish haqidagi masala, $\epsilon \approx b/r^6$ sohadagi ikkita kvaziklassik yechishning birlashishiga olib keladi. O'zaro ta'sir sohasida to'lqinli funksiya ko'pgina tarmoqlarga ega bo'lganligi sababli, a tarqalish uzunligining miqdori $U(r)$ ning xossasi bo'lmish o'zini tutishi bilan aniqlanadi.

Tarqalish uzunligining nazariy miqdorini hisoblash juda qiyin. Lekin kvaziklassik to'lqinli funksiyaning birlashtirishidan tarqalishning u yoki boshqa belgining "ehtimolligini" topish mumkin. Taxminan olingan ishqorli atom $3/4$ qismiga teng tarqalishning ijobiy uzunligi "ehtimollikka" egadir, tarqalishning

salbiy uzunligi $\frac{1}{4}$ ehtimollikka teng ekan. Xususan, hozirgi vaqtda o'tkazilgan uchta tajribada ikkita moddaning tarqalish uzunligi ijobiy bo'lib, faqat uchinchisida (${}^7\text{Li}$) bu uzunlik salbiy bo'lgan.

Endi tarqalish uzunligining miqdori boze-kondensat tavsifiga qanday ta'sir qilganini ko'rib chiqmiz.

$$i\hbar \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \bar{\psi} + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} N |\bar{\psi}|^2 \bar{\psi} + U \bar{\psi}. \quad (3.42)$$

$$\sqrt{N} \bar{\psi} = \sqrt{n} \exp \left[\frac{i}{\hbar} \theta(\mathbf{r}, t) \right]. \quad (3.43)$$

Agar (3.42) tenglamaning o'ng qismini $\bar{\psi}$ ga ko'paytirsak va natijani hajmi bo'yicha integrallasak, unda tenglik holatdagi μ kimyoviy potensialning miqdorini olamiz. Agar (3.43) ga ko'ra $\bar{\psi} = \sqrt{n/N}$ tenglikda bo'lsa, unda quyidagini olamiz:

$$N\mu = \int \left(\frac{\hbar^2}{8mn} |\nabla n|^2 + g_0 a n^2 + nU \right) dv \quad (3.44)$$

Bunda $g_0 = 4\pi\hbar^2/m = \text{const}$.

Zarrachalar soni $N = \int n dv$ berilganda $n(\mathbf{r})$ zichlikning bir xil taqsimlanishi (3.44) ning minimum shartidan kelib chiqishi kerak. (3.44) munosavatdan ko'rinadiki, $a = 0$ da kondensatning atomlari $U(\mathbf{r})$ potensial chuqurlikning pastki darajani to'ldiradi. Shunda kondensatlar, $U = \alpha r^2/2$ bo'lsa $L_0 \sim (\hbar^2/\alpha m)^{1/4}$ kattalik bilan sohani to'ldiradi. $a > 0$ ni ko'paytirishda atomlar bir birovini itaradi va integral ostidagi ifodaning birinchi qo'shiluvchisiga ahamiyat bermalikning iloji bo'lsa, unda muvozanat sharti (3.22) ga o'xshash juda jo'n ko'rinishga keladi: $ag_0 n + U = \text{const}$.

Endi atomlarning ikkita navidan bo'lgan kondensatni ko'rib chiqsak. n_1 va n_2 uning zichligini anglatsin, a_1 va a_2 – tarqalishning tegishli uzunligi, a_{12} orqali esa tarqalishning o'zaro uzunligini belgilaymiz. Unda kimyoviy potensial uchun ifoda murakkablashadi. $N_1=N_2=N$ xususiy misolni ko'rib chiqsak. Unda bo'ladi:

$$2N\mu = \int \left[\frac{\hbar^2}{8mn_1} (\nabla n_1)^2 + \frac{\hbar^2}{8mn_2} (\nabla n_2)^2 + g_0 (a_1 n_1^2 + 2a_{12} n_1 n_2 + a_2 n_2^2) + (n_1 + n_2)U \right] dv \quad (3.45)$$

Endi ba'zi xususiy hollarni ko'rib chiqsak. $a_{12}=0$ da bir biriga bo'g'liq bo'magan ikkita kondensat ushlovchini (tutib turuvchini) bir xil to'ldiradilar. $a_{12}^2 = a_1 a_2$ da ushlovchini $n = n_1 + n_2$ zichlikdagi gaz bilan to'ldiradi, $c_1 = n_1/n$ va $c_2 = n_2/n$ konsentratsiyada esa mutalqo asosizlik r funksiyalari bo'lishi mumkin, faqat $c_1 + c_2 = 1$ shart bilan. Yana $a_{12}^2 \gg a_1 a_2$ kabi qiziq holat mavjud. Shunda $n_1 n_2 = 0$ ega bo'lish energetik jihatda qulay. Bu deganiki, bir va ikki navli atopmlarning kondensatlari har xil fazalarning tushishini bildiradi, shunda ushlovchilar markazida tarqalish uzunligining kichik miqdori bilan faza to'planadi ya'ni kichik "taranglik" bilan.

Tarqalishning salbiy uzunligida qiziqarli natijalar paydo bo'ladilar. Agar (3.44) ifodasida tarqalish uzunligi salbiy bo'lsa, shunda ikkinchi qo'shiluvchi integral ostidagi ifodada (3.44) itarishda emas, balki atomlarning tortilishiga mos bo'ladi. Agar bu qo'shiluvchining birinchi qo'shiluvchi bilan taqqoslasak va kondensatning o'ziga xos kattaligi L ga teng deb qabul qilinsa, unda $n \sim N/L^3$ hisobga olish bilan ko'rinadiki, birinchi qo'shiluvchi L^{-5} ga proporsionallidir, ikkinchisi esa $\sim L^{-6}$. Shu yerdan kelib chiqadiki, $N < N_c \sim L_0/a$ da tenglik faqat kondensatlar tomonlarining juda katta bo'lmagan sonida bo'lishi mumkin, bu yerda L_0 -zichligi yuqori bo'lmagandi kondensatning teng kattaligi. $N > N_c$ da kondensat "nuqtaga tortilishi" kerak: kollaps effekti yuzaga keladi, u (3.42) ko'rinishinni Shryodingerning nochiziqli tenglamasining atamalarida lengmyurovli solitoniga plazmada qo'llashda birinchi Zaxarov tomonida tadqiqot qilingan edi, kollaps boze-kondensatda bo'lishi kerak. Pitayevskiy ko'rsatdiki xuddi shunday kollaps boze-kondensatda bo'lishi kerak. bunday kollaps nimaga olib kerakligi hozircha aniq emas. Stuf taxmin qiladiki, boze-kondensatsiya oldida yoki o'rniga tarqalishning salbiy uzunligi bilan atomlar gazi fazalarga buzilib ketishi zarur, yoki molekulalarni yaratishi kerak. Kagan Y, Shlyapnikov G.V, Valraven J.T.M. ishlarida esa zich klasterlarning hosil bo'lish varianti ko'rib chiqildi. Taxmin qilish kerakki, bu masalada oxirgi aniqlikni qo'shimcha tajribali tadqiqotlar kiritishi mumkin.

Boze-kondensatni magnitli ushlab turish. Haddan tashqari harakatlarida gazli kondensatlar ishqorli elementlar atomlaridan yaratiladi. Bunday atomlar diamagnitli bo‘lishi mumkin, shu sababli ularni ushlab turish uchun qulay tuzilish bo‘lib magnitli ushlovchilar hisoblanadilar. Magnitli ushlovchilar avvaliga yuqori haroratli plazmalarni ushlab turish uchun taklif qilingan edi. Bunday ushlovchilar oddiy tiplaridan biri Rossiyada. Butker tomonidan taklif qilingan edi. Butker uni magnitli probka bilan ushlovchi deb nomladi. Eng sodda shaklda – bu solenoid, uning tors bo‘yicha B maydoni markaziy sohadagi maydonga nisabatan kuchayadi. Shunday qilib, uzunasidagi yo‘nalishida “magnitli chuqurlik” yaratiladi, ya’ni B minimum soha bilan. Ammo, eni yo‘nalishida magnitli maydon periferiyaga kamayar ekan. Plazma uchun ushlovchida bu plazmaning mustahkamsizligiga olib keladi, diamagnitli atomlarga qo‘llashda esa u ushlovchilik xususiyatlarini yo‘qotadi. Plazmaning yoki diamagnitli kondensatni mustahkam ushlashi uchun magnitli maydonning mutlaq minimum bilan ushlovchi talab qilinadi. Bunday ushlovchi Ioffe tomonidan xodimlari bilan yaratilgan edi. Unda birinchi marotaba plazmani mustahkam ushlab qolish imkoniyati ko‘rsatilgan edi.

Keyinchalik bunday tipdagi ushlovchi diamagnitli neytralli atomlarni ushlab qolish uchun taklif qilingan edi.

Bunday ushlovchining negizini tushuntiramiz. Bu uchun magnit maydoni o‘zining minimum yaqinida qanday ko‘rinishga ega ekanligini ko‘rib chiqish yetarlidir, ya’ni ushlovchining markazi yaqinida. Magnit maydon $\mathbf{B} = \nabla\phi$ ko‘rinishga ega bo‘lsa, bu yerda ϕ – tegishli potensial. Bir jinsli magnit maydonda – $\phi = B_0z$, bunda z – koordinatalari (r, z) bo‘lgan silindrik tizimning koordinatasi. Endi B_0z ga $\alpha z^3/3$ ni qo‘shamiz. Shunda $r = 0$ o‘q bo‘yicha magnit maydon $B_0 + \alpha z^3$ ga teng bo‘ladi, ya’ni $z = 0$ nuqtadan har ikkala tomonga oshib boradi. Biroq, magnit maydon ko‘ndalang yo‘nalishda kamayishi kerak. Gap shundaki, $\text{div } \mathbf{B} = 0$ shartga ko‘ra ϕ funksiyasi $\Delta\phi = 0$ ni qoniqtirishi kerak. shuning uchun $z = 0, r = 0$ yaqinida ϕ funksiyani quyidagicha ko‘rsatish lozim:

$$\phi = B_0 + \frac{\alpha z^3}{3} - \frac{\alpha z r^2}{3}. \quad (3.46)$$

Shu yerdan ko‘rinadiki, r ning ko‘payishi bilan $B_z = B_0 + \alpha z^2 - \alpha r^2/3$ maydon kamayadi, ya‘ni ko‘ndalang yo‘nalishda diamagnet substansiyada ushlab turishni ta‘minlashning iloji yo‘q. Oddiy simmetrik ushlovchining kamchiligini yengib o‘rtish uchun ishda kvadtupolli magnet maydon qo‘shilgan edi. Bu vaziyatning ϕ potentsiali ifodasi manabunday ko‘rinishga ega:

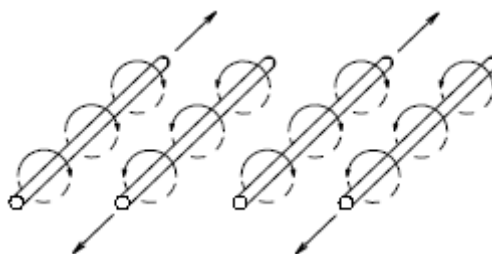
$$\phi = B_0 + \frac{\alpha z^3}{3} - \frac{\alpha z r^2}{3} + \frac{1}{2} \beta (x^2 - y^2), \quad (3.47)$$

bunda $x = r \cos\varphi$, $y = r \sin\varphi$.

(3.47) ga muvofiq magnet maydon kvadrati quyidagicha:

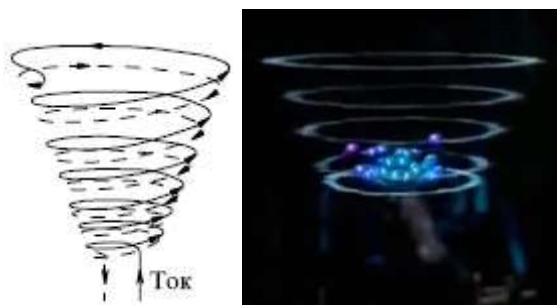
$$B^2 = \left[B_0 + \alpha z^2 - \frac{\alpha r^2}{3} \right]^2 + \beta^2 r^2. \quad (3.48)$$

Shu yerdan ko‘rinadiki, $\beta^2 > 2\alpha B_0/3$ da magnetli maydon nuqtasidan hamma yo‘nalishlarga o‘sadi. Biz B absolyutli minimum bilan ushlovchini olamiz. Ishqorli elementlar atomlaridan bo‘lgan boze-kondensatlar bilan tajribalar olib borishda aynan shunday tipli ushlovchi ishlatiladi. Biroq magnetli ushlovchilarni yaratish uchun ancha ko‘p imkoniyatlar mavjud. Masalan, sovuq plazmani ushlab qolish uchun ba‘zida “magnetli to‘r” ishlatiladi. Eng oddiy ko‘rinishda u o‘zicha bir biroviga parallel bitta tekislikda joylashgan tok bilan o‘zaklarni tasavvurlaydi. Yaqin qo‘shnilar toklari qarama-qarshi tomonga yo‘naltirilgan, shu uchun ko‘ndalang kesimda 3.2-chizmada tasvirlangan magnetli konfiguratsiya hosil bo‘ladi.



3.2-chizma. “Magnetli to‘r shunday o‘tkazuvchilarning to‘plamini o‘zicha tasavvurlaydiki, hatto yaqin qo‘shnilar toklari qarama-qarshi tomonlarga yo‘naltirilgan.

Magnitli to‘r yordamida “magnitli idish” hosil qilish mumkin, shu uchun idishda quyilgan kondensatni umuman olganda, laboratoriya sharoitida amalga oshirish mumkin. Shunday idishlardan biri “magnitli bokal”, 3.3-chizmada ko‘rsatilgan. U xayoliy idish sirtida joylashgan, ikkita spiralga o‘xshab ketadi (spirallarning har bir toki qarama-qarshi tomonlarga yo‘naltirilgan).



3.3-chizma. Magnitli bokal.

4-§. Boze-kondensatlar bilan tajribalar.

Birinchi uchta kondensatlar rubidiy-87 bo‘lib, natriy va litiy-7 yordamida tayyorlangan edi. Rubidiy va natriyda tarqalish uzunligi ijobiy, litiyda esa salbiy. Hamma kondensatlar ba’zi detallarda bir birovidan farq qilsa ham, o‘xshash tartibda tayyorlanardi.

Tajriba diamagnet holatdagi atomlar bilan magnitli ushlovchini to‘ldirishdan boshlanadi. Ishqorli ekement atomlari butun sonli spinlarga egadirlar, shuning uchun kvantli magnit moment maydon bo‘ylab tarqalgan bo‘lishi, maydonga qarshi va maydon yo‘nalishida proyeksiyasi nol bo‘lishi mumkin. Faqat magnit momentlari maydonga qarshi yo‘nalgan atomlarga ushlovchini to‘ldirishga yaraydi. Energiyasi – μB bo‘lgan atomlarda ushlovchilar markazida minimumga ega.

Gaz atomlari bilan ushlovchini to‘ldirishning birinchi fazasida lazerli sovutishdan foydalaniladi. Keyin ikkinchi faza keladi – indutsirlangan sovutish fazasi. Agar atomga yuqori chastotali magnit maydon ta’sir etsakatomning spinini shunday burash mumkinki, u magnitli tutib turuvchida ushlanib qolmasin. O‘ta sezgir (O‘S) maydonning chastotasini tanlab olib, eng “issiq” bo‘lgan zarrachalar ushlovchi peiferiyasidan atomlarni ajratib tashlash mumkin.

shunday qilib haroratni jiddiy pasaytirish va mikro kelvindan past T qiymatlar doirasiga kirish mumkin. Shunda boze-kondensatsiya ro'y beradi. Qo'shimcha lazer nuzi yordamida magnitli ushlovchining shaklini nazorat qilib bo'ladi, shu bilan birga boze-kondensatning parametrlari almashtiriladi.

Oxirgi tajribalarda 280 μK haroratda kondensatdagi atomlar soni to 4×10^4 tagacha yetkazilgan edi. Shunisi qiziqki, T_c kondensatsiyaning harorati o'zaro ta'sir qilmaydigan atomlarning kritik haroratiga yaqin ekan. Mualliflarga kondensatda jamoaviy modalarni qiziqtirish va tadqiqot qilish uddalandi. Bu moddalar jamoaviy kogerentli holat bilan yaxshi izohlab beriladi. Ikki moda kuzatildi: $m=0$ va $m=2$. $m=0$ aksial-simmetrik tebranishlarga mos keladi, qachonki kondensat "tomchisi"ning radius bo'yicha siqilishi uzunligi bo'yicha uning uzayishi bilan kuzatilganda. $m=2$ moda ko'ndalang yo'nalishda tomchining elliptik deformatsiyaga mos keladi. Nazariy hisoblashlar bilan tegishli tebranishlar chastotasi yaxshigina mos kelishi ma'lim bo'lib qoldi. $m=2$ moddaning amplitudasi yetarlicha katta edi, shu uchun amplituda bilan kvadratli oshib ketishlarning nochiziqli natijasini sezish imkoniyati mavjud bo'lib qoldi. Tajribali ko'rsatib berilgan ediki, tebranishlar o'chgan vaqti yetarlicha katta, bu esa yana qo'shimcha yana asoslanishni talab qilar edi.

Natriy atomlaridan kondensatlar bilan kondensatlar atomlarining sonini to 5×10^6 gacha ko'tarish uddalandi. Oddiy nazariyaga ko'ra (kondensatdan qo'zg'atishni itarib chiqarish effektini hisobga olmay) N_s kondensatlar atomlarning $N_s = N - N(T/T_c)^3$ kabi harorat bilan o'zgarishi kerak, bu yerda N – atomalarning to'liq soni, T_c – kritik harorat. Haqiqatdan ham bunday bog'liqlik tajribalarda kuzatildi, qachonki kondensatda zarrachalar qismi 50% dan past bo'lsa.

Natriyli kondensat bilan tajribalarda shuningdek jamoaviy moddani kuzatish uddalandi. Bu tebranishlar yetarlicha sekin uchayotgan bo'lib chiqdi. Ishda kuzatayotgan ikkita har xil moddalar kondensatning jamoaviy moddalarning nazariyasi bilan yaxshi kelishadigan chastotalariga egadirlar.

${}^7\text{Li}$ da kondensatlarga nazariyachilarning katta qiziqishi tarqalishning salbiy uzunligiga ega litiy atomlari bilan bog‘liqdir. Bu esa salbiy effektli potensialga ekvivalentlidir, ya’ni atomlar o‘rtasidagi tortish kuchi mavjud. Bu sharoitlarda kondensat, nazariya nuqtai nazaridan, agar kondensatda atomlar soni yetarlicha katta bo‘lsa, mustahkam bo‘lishi mumkin emas. Birinchi ma’lumotlarda tasdiqlanardiki, kondensat atomlarining tajribada erishilgan soni kritik qiymatdan yuqoriroq.

Lekin ko‘proq so‘nggi tajribalar shuni ko‘rsatadilarki, boze-kondensatda zarrachalarning maksimal soni N_0 ning miqdorni bor yo‘g‘i 1300 tani tashkil qildi, bu esa nazariy chegara bo‘lgan 1400 bilan juda yaxshi moslikda keladi.

Boze-kondensatlar ko‘rinishida kogerentli holatlar yana bir qator qiziqarli kvant effektlarni tadqiqot qilishga imkon beradi. Masalan, *Physics Today* mart oynomasining yuz jiltida yarim oy shaklidagi kondensat tomchilarining pastga tushishini tasvirlovchi rangli illyustratsiya joylashtirilgan edi. Illyustratsiya ostida quyidagi yozuv joylashgan: “Atom Laser”.

Boze-kondensat va lazer o‘tasidagi bazi bir o‘xshashlik haqida gap borar edi. Lazer sxemasida, yuqori qo‘zg‘algan holatdan quyi holatga atomli o‘tish natijasida rezonatorida to‘plangan lazer nurlanishi vaziyatini tasavvur qilish mumkin. Zatvorning ochilishi oynaning birini bartaraf qiladi va yorug‘lik impulsining erkin fazaoga chiqishiga imkon beradi. Boze-kondensatda sovuq atomlarining ushlovchida to‘planishi rezonaltorda fotonlarning to‘lanishiga o‘xshashdir. Agar ushlovchi o‘chirilsa yoki o‘ta sezgir maydon impulsi yordamida atomlarning magnitli momentlarini bursak unda yoki butun kondensatni yoki uning ma’lum bir qismini ozod qilish mumkin. Aynan shunday kondensatning erkin tomchilari *Physics Today* jurnal jildida tasvirlangan.

Hozircha bunday lazer va boze-kondensat o‘rtasidagi analogiya ancha sun‘iy tasvirlanadi. Biroq boze-kondensatda atomlarning jamoaviy o‘zini tutishlarining yanada murakkab effektlariga ega bo‘lishi mumkin. Masalan, uch o‘lchovli solitonlarning hosil bo‘lishi materiyaning kogerentli yig‘indini

chiqarib tashlashga olib keladi, bu esa yorug'likning kogerent lazer impulslari haqidagi bizning intuitiv tasavurlarga mosdir.

Natriy atomlari uchun magnit ushlovchi shunday yaratilganki, boze-kondensat kuchli tortilgan sigareta ko'rinishiga ega edi. To'g'ri burchakli kesishning qo'shimcha lazer nuri yordamida bu kondensatni ular o'rtasidagi ba'zi masofa d bilan ikkita qismga bo'lish mumkin. bundan keyin ushlovchi va lazerli nurning bir vaqtda nurlanishi bo'ladi, shu uchun kondensatning ikki yarmi ko'ndalang yo'nalishda tez kengayar va bir-birining qarshisiga nisbatan sekin-asta harakatlanar edilar. Ular to'silgan sohada de-Broyl to'lqin uzunligi λ ning yarmiga teng bo'lgan, to'plamlar orasidagi masofasi bilan yaxshi ko'rinadigan interferensiya manzarasi hosil bo'lardi. To'lqin uzunligining o'zi esa $\lambda = h/mv$ nisbati bilan yaxshi ko'rsatib beriladi, bunda $h = 2\pi\hbar$, t – kuzatish vaqti, m – atom massasi, d – lazer nuri va ushlovchi o'chirilishidan oladigan kondensatlar orasidagi masofa. Moddaning eksperimental kuzatilayotgan interferensiya to'lqinining $15\mu m$ davr bilan $0,5 nK$ kinetik energiya mos kelar edi, shu vaqtning o'zida uchish oldidan boze-kondensat zarrachalarining energiyasi $100 nK$ miqdorga ega edi. Kondensatning radialli uchushi tufayli uning zichligi juda kamayadi, shu sababli interferensiyada ψ -to'lqini erkin zarralarga to'g'ri kelishi zarur. Kuzatilayotgan manzara zarrachalarning bir-biridan farq qilmasligining yaqqol namunasi bo'lib hisoblanadi: ikkita kogerentlarning ψ -funktsiyalaribir xil zarrachalarning yagon to'lqin funktsiyalariga mos kelardi.

O'tkazilgan tajribalar kogerent atomli to'plamalarni tadqiqoti uchun yangi imkoniyatlarni ochadi. Xususan, juda qiziqarli bo'lib ikkita boze-kondensatlar orasidagi fazalar farqini o'zgartirishda paydo bo'lgan natijalarni tajribali toppish va o'rganish mumkinmi, degan savol tug'iladi. Kogerentli tajribalardan foydalanish atomli lazerlar uchun yangi imkoniyatlarni topishga yo'l qo'yadi.

Eksperimental tadqiqotlarda ishqorli elementlarning boze-kondensatlarida ko'pgina jismoniy natijalarini o'rganish bo'yicha faoliyatning juda katta maydoni ochiq.

III bobning xulosasi.

Kichik magnitli ushlovchilarda ishqorli elementlardan boze-kondensatlarni yaratish, ham eksperimental, ham nazariy izlanishlar uchun yangi qiziqarli sohani ochdi. Eksperimental doiradagi o'sish juda katta miqdorda diagnostikaning yangi vositalarini yaratilishiga va tajriba oldiga qo'yilgan masalalarga bog'liq. Nazariy soha esa o'zining yo'nalishi bo'yicha rivojlanishi ehtimoli bor. Nazariy rivojlanish birinchi navbatta o'tkazib bo'lingan tajribalarni tushuntirish va tavsiflashni talab qiladi. Misol uchun, normal fazalarning kinetikasini batafsil ta'riflash zarur, ya'ni fononlarning kinetikasini ochib berish kerak. Bu muhokamalarning natijasi jamoaviy moddalarning so'nish kattaligini hisoblashga imkon berishi darkor.

Magnitli ushlovchida boze-kondensatning "tomchi"sini yaratilishi nazariyotchilar oldiga ba'zi savollarni qo'ydi. Gap shundaki, boze-gazlarni tavsiflashda zarrachalarning tug'ilish va yo'qotish operatorlari bilan maydon kvant nazariyasi usuli keng qo'llaniladi. Bunday nazariyada boze-kondensatsiya xuddi maydon operatorida o'rtacha qiymatning paydo bo'lishiga o'xshab ketadi. Bunda zarrachalar soni operatori bilan faza kommutirlanmaydi. Hatto, bu holat tadqiqotchilarda hayratlanarli savollar uyg'otadi, simmetriyaning spontan buzilishi mumkinligi haqida aytmasa ham bo'ladi. Shryodinger tenglamasi kondensatning to'lqin funksiyasi $\exp(i\alpha)$ ko'rinishdagi hosilaviy ko'paytuvchiga ega bo'lishi mumkin, bunda α – faza. Shuning uchun aynan o'xshash zarrachalar har xil kondensatlar o'rtasidagi fazalar farqi aniq fizik ma'noga ega bo'lishi mumkin. Keyingi tajribalar tegishli effektlarni topish va o'rganish imkonini beradi deb o'ylash lozim bo'ladi.

Boze-kondensatdagi ba'zi nozik fizikaviy hodisalarni ta'riflashda operatorli yondashish qulay ekan. Xususan, ikki boze-kondensatlarning to'qnashishidan Anderson effektiga o'xshash induksion effekt vujudga kelishi mumkin. tajribali texnikaning rivojlanishi va o'ta past harorat sohasidagi diagnostika, bu effektlarni to'g'ri tajribalarda kuzatish imkonini beradi deb umid qilish kerak.

Xotima.

20-asrning 90-yilarida kuzatigandek yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik muammosini o'rganish, boshqa birorta ham fizik muammolarga bu qadar ko'p tadqiqotchilar qiziqib qolishmagan. Shunda ham YHO'O'larni kuchsiz toklar va kuchli toklarda qo'llash boshlab yuborildi. YHO'O'-datchiklar, bolometrlar, tranzistorlar, pereklyuchatellar va boshqalar azotli temperaturada – bu hozirda mavjud; tomograflar, energiyani magnitli yig'uvchilar, tokamaklardagi o'ta o'kazuvchan magnitlar chulg'amlarida – bu yaqin kelajak. Umid qilamizki, yuqori haroratli o'ta o'kazuvchanlik fenomenini tushuntirishga ham oz qoldi.

Dunyoda mavjud bo'lgan eng asosiy muammolardan biri bo'lmish muqobil energiya va uni foydali sarflash bo'lmish bu masalaga hozirda katta qiziqish bildirilayotgan bir paytda o'ta o'tkazuvchanlik ayni kerakli yo'nalishlardan bo'ldi. Bugungi kunda yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar olinmoqda, biroq ular ma'lum sharoitlar talab qiladi (masalan past harorat). Buni normal (yuqori) haroratga keltirish va hozirda mavjudlarni tayyorlash uchun katta mablag'lar ajratilmoqda. Xususan, "Super Oks" nomi bilan ish yuritayotgan kompaniyada bir necha turlari (masalan $Al O_3$, $La Mn O_3$, $Mg O$, $La Mn O_3$ qatlami ostida $Gd Ba Cu$, lenta ko'rinishida) tayyorlanadi.

Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlardan tayyorlangan qurilmalarni tasavvur qiladigan bo'lsak, kelajak ilhomlantiradi va taxminan 15 yillardan so'ng YHO'O' li elektropoyezdlar, kamida 25 yillardan keyin YHO'O' li elektrosamolyotlar dunyo yuzini ko'rishi mumkin.

Boze-kondensatdagi ba'zi nozik fizikaviy hodisalarni ta'riflashda operatorli yondashish qulay ekan. Xususan, ikki boze-kondensatlarning to'qnashishidan Anderson effektiga o'xshash induksion effekt vujudga kelishi mumkin. tajribali texnikaning rivojlanishi va o'ta past harorat sohasidagi diagnostika, bu effektlarni to'g'ri tajribalarda kuzatish imkonini beradi deb umid qilish kerak.

ADABIYOTLAR

1. Karimov I.A. Yuksak ma'naviyat-yengilmas kuch.-Toshkent: Ma'naviyat. 2008. 173 b.
2. Karimov I.A. Barkamol avlod orzusi. -T: Sharq, 1999. 182 b.
3. Qorjonov M.J. Kvant fizikasi.-Qarshi: 2009. 189 b.
4. Rasulov E.N., Begimqulov U.Sh. Kvant fizikasi.-Toshkent: 2006. 362b.
5. Кашурников В.А., Красавин А.В. Современные проблемы физики твёрдого тела. Высокотемпературная сверхпроводимость.-М: 2002. 182 с.
6. Xoshimov G.X., Rasulov R.Y. Kvant mexanikasi asoslari.-Toshkent:O'qituvchi 1995. 374 b.
7. Кадомцев Б.Б., Кадомцев М.Б. Конденсаты Бозе-Эйнштейна // Успехи физических наук.-М: Июнь. 1997. Том 167, №6. 649-664 с.
8. Кибис О. В. Эффект Бозе-Эйнштейновской конденсации // Соросовский образовательный журнал.-Новосибирск: 2000. Том 6, №11. 90-95 с.
9. Корнелл Э.А., Виман К.Э. Бозе-Эйнштейновская конденсация в разреженном газе. Первые 70 лет и несколько последних экспериментов // Успехи физических наук.-М: Декабрь. 2003. Том 173, №12. 1320-1338 с.
10. Питаевский Л.П. Конденсаты Бозе-Эйнштейна в поле лазерного излучения // Успехи физических наук.-М: Апрель. 2006. Том 176, №4. 345-364 с.
11. Вендик О.Г., Козырев А.Б. Высокотемпературная сверхпроводимость в электронике.-Ленинград: 1990. 148 с.
12. Гинзбург В.Л., Андрияшин Е.А. Сверхпроводимость.- М: Физматлит. 2006. 183 с.
13. Гинзбург В.Л. О науке, о себе и о других. М: Физматлит. 2003. 230 с.
14. Гинзбург В.Л. О сверхпроводимости и сверхтекучести. Автобиография. М: Физматлит. 2006. 281 с.

15. Чурин С.А. Магнитное поле кольца YBaCuO с током в сверхпроводящем состоянии // Вестник Нижегородского университета имени Н.И. Лобачевского.-Н. Новгород: 2013. №6. 54-56 с.

16. Боев В.М. Сверхпроводимость и измерение внешних магнитных полей электрооборудования. Схемы и технология измерений // Электротехніка і Електромеханіка.-Харьков: 2013. №1. 50-51 с.

17. Ферми Э. Квантовая механика.-М: Мир. 1965. 368 с.

18. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики.-М: Наука. 1983. 423 с.

19. Давидов А.С. Квантовая механика.-М: Наука. 1973. 312 с.

20. Ландау Л.Д., Лифшиц Э.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория.-М: Наука. 1974. 402 с.

21. Кашурников В.А., Красавин А.В., Маймистов А.И., Карцев П.В. Сверхтекучесть и Бозе-конденсация.-М: 2008. 168 с.

Internet saytlar:

1. www.twirpx.com
2. www.Ziyonet.uz
3. www.edu.uz
4. www.cyberleninka.ru
5. <http://ru.wikipedia.org>
6. www.consultant-e.ru
7. www.youtube.com
8. www.ozon.uz
9. www.library.kiwix.org
10. www.referatbank.ru
11. www.college.ru
12. www.studopedia.net