

D.R. DJURAYEV, A.A. TURAYEV

**O'TA O'TKAZUVCHANLIK
FIZIKASI**

Buxoro – 2022

D.R. DJURAYEV, A.A. TURAYEV

**O'TA O'TKAZUVCHANLIK
FIZIKASI**

**Darslik oliy o'quv yurtlarining 70530901 – Fizika (yo'nalishlar
bo'yicha) magistratura mutaxasisligi talabalari
uchun mo'ljallangan**

Buxoro – 2022

ISBN: 978-9943-8864-6-9
UO'K: 621.315.5(075)
KBK: 22.379ya7
D 45

D.R. Djurayev, A.A. Turayev

O'ta o'tkazuvchanlik fizikasi 408 b.

ANNOTATSIYA

Ushbu darlik Oliy o'quv yurtlarining 70530901 – Fizika (yo'nalishlar bo'yicha) magistratura mutaxassisligi talabalari uchun mo'ljallangan bo'lib, unda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining yaratilish tarixi, ba'zi fizik xossalari: elektr qarshilikning nolga tengligi, magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvi, Londonlar nazariyasi, magnit maydonining singish chuqurligi, issiqlik sig'imi, o'ta o'tkazuvchanlikning mikroslopiq nazariyasi, Ginzburg-Landau nazariyasi, o'ta o'tkazgichlar va kuchsiz bog'lanishlar, yarim o'tkazgichlar va nanotexnologiyaning elementar masalalari va o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi bilan bog'lanishi hamda tashqi ta'sir natijasi mazkur hodisadagi o'zgarishlar, yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik va uning qo'llanilishi, shuningdek o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi bilan bog'liq masalalar va ularning yechimlari hamda mustaqil yechish uchun masalalar keltirilgan.

TAQRIZCHILAR

Buxoro muxandislik texnologiya instituti
ilmiy ishlar va innovatsiyalar bo'yicha prorektor,
f.-m.f.d., (DSc), dotsent

M.Z. Sharipov

Buxoro davlat universiteti
“Fizika” kafedrası dotsenti, f.-m.f.n.

Q.S.Saidov

ISBN: 978-9943-8864-6-9

"FAN VA TA'LIM" NASHRIYOTI

MUNDARIJA

KIRISH	6
I BOB	O`TA O`TKAZUVCHANLIK FIZIKASIGA KIRISH.....	9
1.1.	O`ta o`tkazuvchanlik fizikasi fani haqida xronologik ma`lumotlar.	9
1.2.	O`ta o`tkazuvchanlik hodisasining kashf etilishi	12
1.3.	Kamerling Onnes tajribasi.....	23
1.4.	O`ta o`tkazgichlarning magnit xossalari.....	26
1.5.	Magnit maydonning kvantlanishi.....	31
1.6.	Jozefson effektlari.....	32
1.7.	Meysner-Oksenfel`d effekti.....	33
1.8.	Birinchi tur o`ta o`tkazgichlarning magnit xossalari.....	34
1.9.	Massiv material kritik maydoni (kritik termodinamik magnit maydoni).....	38
1.10.	O`ta o`tkazgich entropiyasi.....	39
1.11.	Issiqlik sig`imi.....	42
1.12.	Erkin energiya haqida	43
II BOB	O`TA O`TKAZUVCHANLIKNING MIKROSKOPIK NAZARIYASI.....	46
2.1.	O`ta o`tkazuvchanlik nazariyasining rivojlanishi haqida.....	46
2.2.	O`ta o`tkazgichlarning chizikli elektrodinamikasi.....	50
2.3.	Magnit maydonining singish chuqurligi.....	56
2.4.	O`ta o`tkazgichlarning lokal bo`lmagan elektrodinamikasi.....	60
2.5.	Londonlar tenglamasini kvantli umumlashtirish.....	63
2.6.	Magnit oqimining kvantlanishi.....	64
2.7.	O`ta o`tkazuvchanlikning Ginzburg-Landau nazariyasi.....	68
2.8.	Ginzburg-Landau nazariyasining tenglamasi.....	71
2.9.	Ginzburg-Landau tenglamasi.....	72
2.10.	Ginzburg-Landau nazariyasining gradientli invariantligi.....	77
2.11.	Kogerentlik uzunligi va singish chuqurligi.....	79

2.12.	Yaqinlik effekti.....	82
2.13.	Normal va o`ta o`tkazuvchan fazalar orasidagi chegara energiyasi	86
III BOB	O`TA O`TKAZGICHLAR VA KUCHSIZ BOG`LANIISHLAR.....	95
3.1.	Fazaviy kogerentlik va kuchsiz bog`lanish turlari.....	95
3.2.	Jozefsonning statsionar effekti.....	97
3.3.	Jozefsonning nostatsionar effekti.....	104
3.4.	Jozefson o`tishining tashqi magnit maydoniga nisbatan sezgirligi..	108
3.5.	Ferrell-Preyndj tenglamasi.....	109
3.6.	Jozefson o`tishidagi maksimal dissipativsiz tok. Kuchli magnit maydon	112
3.7.	O`ta o`tkazuvchan kvant interferometrlar.....	115
3.8.	O`ta o`tkazuvchanlikning mikroskopik nazariyasi, elektron-fonon o`zaro ta`sir.....	121
3.9.	Elektronlarning asosiy holatdagi taqsimoti.....	128
3.10.	Asosiy holat energiyasi.....	135
3.11.	O`ta o`tkazgichning elementar qo`zg`alishlar spektri.....	138
3.12.	O`ta o`tkazgichning elementar qo`zg`alishlar holatlari zichligi va kogerent uzunlik.....	144
3.13.	Energetik tirqish qiymatining haroratga bog`lanishi.....	147
3.14.	O`ta o`tkazgichlardagi tunelli hodisalar.....	151
3.15.	O`ta o`tkazgichlar energetik tirqishini tajribada aniqlash.....	159
IV BOB	O`TA O`TKAZUVCHANLIK, YARIM O`TKAZGICHLAR, NANOSTRUKTURALAR VA TASHQI TA`SIRLAR.....	166
4.1.	Yarim o`tkazgichlar fizikasiga kirish.....	166
4.2.	O`tkazgichlardagi elektronlar va kovaklar.....	169
4.3.	Yarim o`tkazgichlarning o`ta o`tkazuvchanligi.....	173
4.4.	Tashqi ta`sir ostida moddalarning o`ta o`tkazuvchanligi.....	175
4.5.	Birikmalarning o`tkazuvchan va o`ta o`tkazuvchan holatga	

	o`tishining zaruriy va etarli shartlari.....	181
4.6.	Ba`zi metalloksidli o`ta o`tkazgichlarning kritik haroratiga kislorodning ta`siri.....	186
4.7.	O`ta o`tkazgichlikni stimullovchi tashqi ta`sirlar va o`ta o`tkazgich xarakteristikallari.....	291
4.8.	Nanostrukturalar va o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi.....	293
4.9.	Nanotexnologiyaning paydo bo`lishi va uglerodning formalari.....	201
4.10.	Nanotexnologiyaga kirish. Fullerenlar va uglerodli nanotrubkalar.	206
4.11.	Skanerlovchi tunelli mikroskopiya.....	216
4.12.	Atomli-kuchli mikroskopiya.....	220
4.13.	Uglerodli nanozarralar – fullerenlar va nanotrubkalarni olish.....	225
V BOB	O`TA O`TKAZUVCHANLIKNING QO`LLANILISHI.....	230
5.1.	O`ta o`tkazgichlar va ulardan foydalanish sohalari.....	232
5.2.	O`ta o`tkazgichlardagi qo`zg`alishlar spektri.....	240
5.3.	O`ta o`tkazuvchanlik va nanostruktura.....	267
5.4.	Yuqori haroratli o`ta o`tkazuvchanlik va Tokomak qurilmasi..	275
VI BOB	YUQORI HARORATLI O`TA O`TKAZUVCHANLIK.....	279
6.1	O`ta o`tkazuvchanlik hodisasi haqida xronologik ma`lumotlar.....	281
6.2.	Yuqori haroratli o`ta o`tkazuvchanlikni ifodalovchi modellar.....	286
6.3.	Yuqori haroratli o`ta o`tkazgichlarning turlari.....	292
6.4.	O`ta o`tkazuvchanlik mexanizmlarining tabiati.....	297
6.5.	Kritik harorat haqida ba`zi fikrlar.....	307
6.6.	O`ta o`tkazgichlar, metallar va dielektriklar.....	319
VII BOB	O`TA O`TKAZGICHLAR FIZIKASI FANIDAN MASALALAR VA YECHIMLARI.....	332
7.1.	Masalalar.....	332
7.2.	O`ta o`tkazgichlar fizikasi fanidan masalalar yechimi.....	344
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR.....		381

KIRISH

Ma'lumki, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kashf etilganidan beri, bunday xossaga ega bo'lgan materiallardan fan, texnika, xalq xo'jaligi, mudofaa, tibbiyot va boshqa ko'pgina sohalarda qo'llanilishi bo'yicha tadqiqot ishlari olib borilmoqda. Ushbu xossaga ega bo'lgan materiallar keng miqiyosda qo'llanilgan taqdirda mazkur sohalarda misli ko'rilmagan, insoniyat uchun juda muhim o'zgarishlar sodir bo'lishi, dunyoning ko'pgina olimlari e'tiborini o'ziga jalb etib kelmoqda.

O'ta o'tkazgichlar fizikasi fani bo'yicha 1911 yildan boshlab ham amaliy, ham nazariy ilmiy tadqiqot ishlari keng miqiyosda olib borilmoqda. 1986 yilda yaratilgan metall oksidlari asosidagi yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning paydo bo'lishi bu sohaning kelajagi yanada porloq ekanligidan dalolat berib, mazkur yo'nalishga bo'lgan e'tiborni yanada kuchaytirishga da'vat etdi.

O'ta o'tkazuvchanlik fizikasi sohasidagi tadqiqotlar faqat past haroratlardagina olib borilishi kerakligi sababli, suyuq geliy, suyuq vodorod, suyuq azot va kislorod sovutgichlar bilan uzviy bog'langan. Demak, o'ta o'tkazuvchanlik sohasida amaliy tadqiqot ishlarini olib borish uchun past haroratli sovutuvchi muhitga ega bo'lish zarur ekan.

O'zbekistonimizning issiq sharoitida bunday sovutgichlardan foydalanish alohida e'tiborni talab qiladi. Sovutgichlar bilan bog'liq bo'lgan murakkab muammolar bo'lishiga qaramasdan, o'ta o'tkazuvchanlik sohasiga bo'lgan qiziqish butun dunyo olimlari orasida yuqori bo'lganidek Respublikamiz olimlari orasida ham bu sohaga bo'lgan qiziqish oshib bormoqda va yoshlarimiz orasida ham ushbu yo'nalishga bo'lgan qiziqish mavjudligini e'tibordan chetga qoldirmagan holda ularni ham ushbu hodisaning asoslari, erishilgan yutuqlar bilan tanishtirish bugungi kunning dolzarb masalalaridan biri ekanligini qayd etish lozim. Chunki ushbu fizikaviy hodisaning energiya ishlab chiqarish va uni uzatish muammolari bilan bog'liqligi hamda unda kuzatiladigan bebaho fizikaviy xususiyatlar bunga asos bo'ladi.

Yuqorida keltirilgan fikrlarni e'tiborga olib, ushbu sohada erishilgan yutuqlar va o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uning asosiy xossalari bilan har bir zamonaviy oliy ma'lumotli mutaxassis (tabiiy fan va tibbiyot sohasi vakillari va boshqalar) tanish bo'lishi foydadan xoli bo'lmaydi degan umiddamiz.

Ushbu tanishuvga ko'maklashish maqsadida mazkur o'zbek tilidagi ilk kitob sizlarning e'tiborlaringizga havola etilmoqda.

O'ta o'tkazuvchanlik sohasidagi so'nggi axborot va adabiyotlar asosan ingliz va rus tillarida bo'lib, o'zbek tilida esa juda kam. Sizlarning e'tiborlaringizga havola etilayotgan "O'ta o'tkazuvchanlik fizikasi" nomli darslikda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining yaratilishi, uning ba'zi fizikaviy xossalari: elektr qarshiligining nolga tengligi, tashqi magnit maydoni bilan uzaro ta'siri, Londonlar nazariyasi, magnit maydonining singish chuqurligi, issiqlik sig'imi, magnit maydonning kvantlanishi, birinchi tur o'ta o'tkazgichlarning magnit xossalari, o'ta o'tkazgich entropiyasi, o'ta o'tkazgichlarning lokal bo'lmagan elektrodinamikasi, Londonlar tenglamasini kvantli umumlashtirish, magnit oqimining kvantlanishi, o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasining rivojlanishi, o'ta o'tkazuvchanlikning Ginzburg - Landau nazariyasi, Ginzburg - Landau nazariyasi tenglamasi, Ginzburg - Landau nazariyasining gradientli invariantligi, kogerentlik uzunligi va singish chuqurligi, yaqinlik effekti, normal va o'ta o'tkazuvchan fazalar orasidagi chegara energiyasi, fazaviy kogerentlik va kuchsiz bog'lanish turlari, Jozefsonning statsionar effekti, Jozefsonning nostatsionar effekti, Jozefson o'tishining tashqi magnit maydoniga sezgirliigi, Jozefson o'tishidagi maksimal dissipativsiz tok, kuchli magnit maydon, o'ta o'tkazgichning asosiy holati, elektronlarning asosiy holatdagi taqsimoti, asosiy holat energiyasi, o'ta o'tkazgichning elementar qo'zg'alishlar spektri, o'ta o'tkazgichning elementar qo'zg'alishlar holatlari zichligi va kogerentli uzunligi, energetik tirqish qiymatining haroratga bog'lanishi, o'ta o'tkazgichlardagi tunnelli hodisalar, ikkita bir xil o'tkazgichlar orasidagi o'tish, fenomenologik nazariya, nanotexnologiya va o'ta o'tkazuvchanlik, o'ta o'tkazuvchanlikni fan va texnikada qo'llanilishi hamda ushbu yo'nalishda erishilgan ba'zi yutuqlar haqida ma'lumotlar keltirilgan.

O`ta o`tkazuvchanlik hodisasi o`zining ajoyib xossalari bilan insoniyatni, ya`ni jahonning ko`pgina olimlarini o`ziga rom etib kelmoqda. O`ta o`tkazuvchan moddalarning fan va texnikadagi o`rni bebahodir. Masalan, ularning qo`llanilish sohasi shunchalik kengki, juda kichik o`lchamli mikrostrukturalardan tortib to yirik makrotuzilmalargacha ya`ni mikroelektronikadan tortib to ulkan magnit g`altak va dvigatellargacha. Bunday moddalar hattoki tibbiyot sohasida ham qo`llanilishi mumkin. O`ta o`tkazuvchanlik hodisasiga asoslangan tibbiy asbob uskunalardan tibbiyotdagi ba`zi murakkab muammolarni yechishda foydalanilmoqda. Ushbu sohadagi ilmiy-tadqiqot ishlari jahonning qator ilmiy laboratoriyalarida olib borilmoqda. Mazkur izlanishlar o`ta yuqori sezgirlikka ega bo`lgan biologik magnit maydon datchiklari, ya`ni SKVID^{*)} larni tayyorlash texnologiyasiga va magnit maydoni ekranlari sifatida foydalanishga bag`ishlangan.

O`ta o`tkazgichlar-kelajak elektr toki o`tkazgichlari, kuchli magnit maydoni manbailari, krioelektronika, mikroelektronika, xususan tibbiy elektronika asosiy elementlaridan biri deb ishonch bilan qarasa bo`ladi. O`ta o`tkazuvchanlik hodisidan foydalaniladigan sohalar juda keng bo`lganligi sababli, ushbu masala alohida e`tiborni talab qiladi. Shuning uchun ushbu masalaga alohida e`tibor qaratilishi rejalashtirilgan

^{*)} SKVID -(SQUID-Superconducting Quantum Interference Device) o`ta o`tkazgichli kvant interferensiyon datchiklar.

I BOB O`TA O`TKAZUVCHANLIK FIZIKASIGA KIRISH

Mazkur bobda o`ta o`tkazuvchanlik fizikasi haqida umumiy ma`lumotlar keltirilgan bo`lib, unda o`ta o`tkazuvchanlik fizikasi fani haqida xronologik ma`lumotlar, uning kashf etilish tarixi, Kamerling Onnes tajribasi, o`ta o`tkazgichlarning magnit xossalari, magnit maydonning kvantlanishi, Jozefson effektlari, Meyssner-Oksenfel`d effekti, birinchi tur o`ta o`tkazgichlarning magnit xossalari, massiv o`ta o`tkazgichning kritik maydoni (Kritik termodinamik magnit maydon), o`ta o`tkazgich entropiyasi, uning issiqlik sig`imi va erkin energiya haqida mavzular o`rin olgan.

1.1. O`TA O`TKAZUVCHANLIK FIZIKASI FANI HAQIDA XRONOLOGIK MA`LUMOTLAR

Ma`lumki, o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi 1911-yilda Kamerling Onnes¹ tomonidan yaratildi. O`ta o`tkazuvchanlik hodisasi ilk bor kuzatilgan davrdan boshlab, uzoq vaqt davomida, ya`ni 22 yil orasida o`ta o`tkazgichlar faqat ideal o`tkazgich deb hisoblanar edi, ya`ni solishtirma qarshiligi nolga teng bo`lgan metalldek. Ammo keyingi tadqiqotlar, aynan Meyssner va Oksenfeldning² izlanishlari o`ta o`tkazgichlarning nafaqat ideal o`ta o`tkazgichlar, balki ular ideal diamagnetlik xossaga ham ega bo`lgan materiallar ekanligini kashf qildilar. Ushbu kashfiyot 1933 yilda sodir bo`ldi. Mazkur kashfiyotning fizikaviy ma`nosini shunday tushunish mumkin, ya`ni o`ta o`tkazuvchan modda u joylashgan muhitning harorati kritik qiymatdan past bo`lsa, o`zining ichidagi magnit maydonini siqib chiqarar ekan. Ushbu hodisani elektrodinamika qonunlari asosida tushunish mumkin, ya`ni magnit maydoni uyurmali toklarni qo`zg`atadi, bu esa o`ta o`tkazgichning ichidagi magnit maydonini kompensatsiyalaydi.

¹ Xeyke Kamerling Onnes (Niderland. Heike Kamerlingh Onnes; 1853-yil 21-sentabrda, Groningenda tug`ilgan – 1926-yil 21-fevralda Leydenda vafot etgan) — Niderlandiyalik fizik va kimyogar. 1913-yilda o`ta o`tkazuvchanlik holatini kashf etgan va past haroratlar fizikasi sohasida erishgan muvaffaqiyatlari yuqori baholanib Nobel mukofoti bilan taqdirlangan.

² 1933-yilda nemis fizigi V.Meissner va uning xodimi R.Oksenfeld shuni kuzatdilar, agar silindrsimon namuna bo`ylama magnit maydoniga joylashtirilib, kritik haroratdan past haroratgacha sovitilsa, unda u o`zidan magnit maydoni oqimini to`la siqib chiqaradi, Meissner effekti (levitatsiya effekti) kuzatiladi.

Demak, o'ta o'tkazgichlarda olib borilgan izlanishlar quyidagilarni ko'rsatdi: agar haroratni o'zgartirmasdan o'ta o'tkazuvchanlik holatida bo'lgan modda magnit maydonida joylashtirilsa, magnit maydonining ma'lum qiymatlarida u normal holatga o'tadi, magnit maydonining ushbu qiymati *kritik qiymat* deb qabul qilindi; agar o'ta o'tkazuvchan materialdan tayyorlangan berk konturda bir marta qo'zg'atilgan tok vaqt o'tishi bilan, hatto yillar davomida ham kamaymasligi kuzatildi; o'ta o'tkazgichlar kritik magnit maydonining haroratga bog'lanishi ko'pgina o'ta o'tkazuvchan metallar uchun bir xil bo'lib, faqatgina ularning qiymati turlicha bo'lishi aniqlandi.



Heike Kamerling Onnes



Meissner Walter Fritz

Magnit xossalari qaraib o'ta o'tkazgichlar birinchi tur va ikkinchi turlarga bo'linadi. Ushbu ikki guruh o'ta o'tkazgichlarning asosiy farqi ularning tashqi maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvi turlicha bo'lishidadir. Meysner-Oksenfeld effekti asosan, birinchi tur o'ta o'tkazgichlarda kuzatiladi. Ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlarda magnit maydonning singishi o'ziga xos xususiyatga egadir (Abrikosov uyurmali).

Garter va Kazimir tomonidan taklif etilgan tarkibida ikki xil turdagi «suyuqlik»dan iborat bo'lgan modeldan so'nggina o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining tabiatini tushunishida sezilarli rivojlanishga erishildi. Mazkur modelda ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlarning kritik haroratdagi fazoviy o'tishi va boshqa termodinamik xossalari tushuntirildi. Ushbu gipotezaning mazmuni shundan iboratki, o'ta o'tkazuvchan moddalarda ikki xil "o'ta oquvchan" va "normal"

elektronlar bo'lishi mumkin, ya'ni o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi bilan bog'liq bo'lgan "o'ta oquvchan" elektronlar va metallarni odatdagi holatlari bilan bog'liq bo'lgan "normal" elektronlar. Harorat $T \rightarrow 0$ intilganda barcha elektronlar "o'ta oquvchan" bo'lishga harakat qiladi.

O'ta o'tkazgichlarning elektrodinamikasini, ya'ni o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining elektrodinamik xossalarini muvaffaqiyatli tushuntira oladigan ilk nazariya, bu Londonlar nazariyasidir. Mazkur nazariya fenomenologik nazariya bo'lib, unda Maksvell tenglamalariga qo'shimcha o'ta o'tkazgichlardagi elektromagnit maydon tenglamasi taklif etildi. Undan o'ta o'tkazgichning asosiy xossalarini ifodalovchi xulosalar kelib chiqadi: absolut diamagnitlik xossasi, o'zgarmas tokka nisbatan qarshiligining nolga tengligi va h.k. Ammo, o'ta o'tkazuvchanlikning elektronlar darajasidagi mikroskopik mexanizmining nimadan tashkil topganligi tushuntirilmadi. Ya'ni, «Nima uchun o'ta o'tkazgich o'zini bunday holatda tutadi?» – degan savol javobsiz qoldi.

O'ta o'tkazuvchan holatni fenomenologik ifodalay olishdagi keyingi, muhim qadam Ginzburg va Landau tomonidan qo'yildi. Ginzburg-Landau nazariyasi o'ta o'tkazuvchanlikni tushuntira oladigan birinchi kvant nazariya bo'ldi. Mazkur nazariya tashqi maydon bo'lganda normal holatdan o'ta o'tkazuvchan holatga va teskari o'tishlar II tur fazaviy o'tishlardan tashkil topganligidan kelib chiqadi. Ushbu nazariyada ma'lum bir parametr, *tartib parametri* $\xi(T)$ ishtirok etdi. Ushbu para-metr yangi fazada (bizning holimizda o'ta o'tkazuvchan fazada) kritik haroratdagi nol qiymatidan absolyut nol haroratdagidan birgacha monoton o'sishi kerak.

Elektronlarning "o'ta o'tkazuvchan" holati kondensatsiya bo'lishi uchun mas'ul kuchning tabiatini aniqlashdagi muhim qadam bo'lib Maksvellning va Reynolds guruhining amaliy ishlari xizmat qildi. Unda o'ta o'tkazgichlarning izotopik effekti yaratildi. Ular simob moddasi izotoplarining har biri uchun alohida kritik haroratlarini o'lchadilar va turli xil izotoplar uchun turlicha qiymatlarga ega ekanligini qayd etishdi. Natijalarni $T_c \cdot M^{1/2} = \text{const}$ ifoda ko'rinishidagi qonuniyatga

bo'ysunishini topdilar, bu yyerda M – izotopning atom massasi. Bu esa o'ta o'tkazuvchanlik elektronlarning panjara tebranishlari ya'ni fononlar bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida yuzaga kelishiga ishora qilar edi. Ushbu ishlarga bog'lanmagan holda Fryolix va Bardinlar elektron-fonon o'zaro ta'sirlashuviga asoslangan izotopik effektini to'g'ri "tushuna" oladigan nazariyani rivojlantirdilar. Ammo, ushbu nazariya o'ta o'tkazuvchanlikning boshqa xossalarini tushuntira olishga qodir emas edi. Ushbu yo'nalishdagi keyingi muhim fikr Pippard tomonidan taklif etildi. Keng amaliy ishlarning natijasiga tayangan holda, u shunday xulosaga keldiki, o'ta o'tkazuvchanlik holati ma'lum bir kogerentlik uzunligi (ξ) bilan xarakterlanishi kerak ekan. Uning ma'nosi shundan iboratki, o'ta o'tkazuvchanlikning ma'lum nuqtasida paydo bo'lgan har qanday qo'zg'alish albatta shu nuqtadan ξ va undan yaqinroq bo'lgan uzoqlikdagi masofada joylashgan "o'ta oquvchan" elektronlarning xossalariga ta'sir qiladi. Toza metallar uchun harorat $T \ll T_c$ bo'lganda $\xi \sim 10^{-4}$ sm tartibida boladi.

1.2. O'TA O'TKAZUVCHANLIK HODISASINING KASHF ETILISHI

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining yaratilishi inert geliy gazining suyultirilishi bilan chambarchas bog'liq, ushbu yutuqqa mashhur gollandiyalik fizik, Leydendagi past haroratlar fizikasi laboratoriyasining asoschisi va rahbari Gayk Kamerling Onnes (1855-1926) 1908 yilda erishdi, ya'ni u havo tarkibida juda oz miqdorda bo'lgan inert geliy gazini suyuq holatga o'tkazishga muvassar bo'lib, harorati $4,2 \text{ K}^3$ bo'lgan suyuqlikni olishga erishdi.

Kamerling Onnes 1908 yilning oktyabr oyida, past haroratlar fizikasi sohasida olib borgan tadqiqotlari va erishgan yutuqlari haqida Parijda o'tkazilgan past haroratlar fizikasi yo'nalishidagi birinchi xalqaro kongressda ma'ruza qildi.

³ n $\text{K} = (n - 273,16)^\circ\text{C}$. Ushbu formula kelvin va gradus Selsiy orasidagi bog'lanishni ifodalaydi.

Suyultirilgan geliyning olinishi, olimlar uchun, absolyut nolga yaqin boʻlgan ($1 \div 10$ K) harorat sharoitida ilmiy tadqiqot ishlarini olib borish imkoniyatini yaratdi.

Maʼlumki, geliy gazining suyultirilishi bu vodoroddan keyingi oʻrinda turuvchi inert gazning suyultirilishidir. Gazlarning suyulish haroratini aniq tasavvur etish maqsadida 1.1-jadvalda aks ettirilgan raqamlarga murojaat qilamiz. Unda moddalarning qaynash (T_{qay}) va erish (T_{erish}) haroratlari keltirilgan. 1.1-jadvaldagi harorati juda past boʻlgan suyuqliklarning olinishi, metallar elektr qarshiligining haroratga bogʻlanishini ifodolovchi qonuniyatni amalda aniqlash uchun juda qoʻl keldi. Ilk marotaba bunday tajribalarni amalga oshirish imkoniyatiga Kamerling Onnes ega boʻldi. U metallar qarshiligini haroratga bogʻlanishi qanday koʻrinishda boʻlishini tekshirib koʻrish maqsadida ilmiy izlanishlar olib borib, qator metallar uchun, harorat xona haroratiga yaqin boʻlganda ularning elektr qarshiligining haroratga bogʻlanishi toʻgʻri chiziqli proporsional bogʻlanishda ekanligini va haroratning pasayishi bilan qarshilik kamayishi tezligining sekinlashishini kuzatdi.

1.1-Jadval

Modda	He	N ₂ ^{*)}	Ne	N ₂	O ₂	H ₂ O
T _{qay} , K	4,2	20,3	27,2	77,4	90,4	373,16
T _{erish} , K	λ nuqta ^{**)} 2,18	14,0	24,5	63,3	54,7	273,16

Agar qarshilik xuddi shunday chiziqli kamaya boshlasa harorat nolga etganda uning qiymati manfiy boʻlishi mumkinligini aniqladi. Ushbu izlanishlarning natijalari tadqiqotchini metallar elektr qarshiligining haroratga

^{*)} Vodorod gazining suyultirilishi Jeyms D'yuar tomonidan amalga oshirildi.

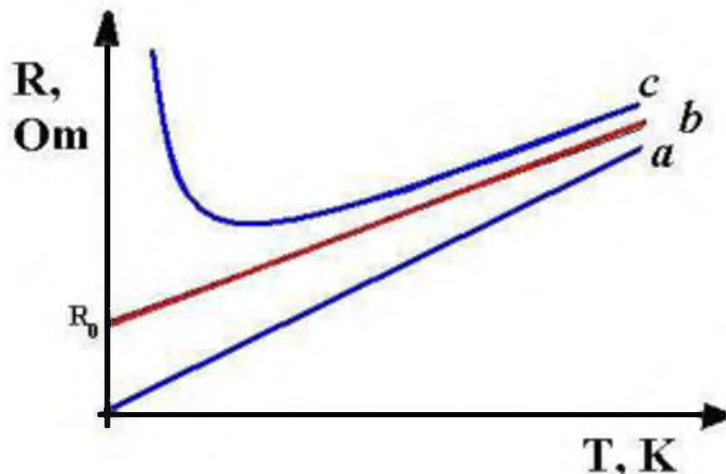
^{**)} λ nuqtada-2,18 K. Ushbu nuqtada suyuq geliy oʻta oquvchanlik holatiga oʻtdi. Suyuq geliy 4,2 K dan 2,18 K gacha harorat oraligʻida boʻlsa geliy I va 2,18 K da geliy II holatlarga oʻtadi. Suyuq geliyning geliy II holatida qovushqoqligi yoʻqoladi va issiqlikni hech qanday sarfsiz oʻtkazadi. Mazkur hodisa birinchi boʻlib 1938 yilda taniqli fizik olim P.L.Kapitsa tomonidan tajribada kuzatildi va oʻta oquvchanlik deb nomlandi. Uning nazariyasi 1941 yilda buyuk fizik olim L.D.Landau tomonidan yaratildi.

bog'liqligini quyidagi uch xil ko'rinishda (1.1-rasmda keltirilgandek) bo'lishi mumkin degan xulosaga olib keldi:

- harorat kamayishi bilan metallning elektr qarshiligi nolga intiladi (3.1(a)-rasm);
- qarshilik o'zgarmas R_0 qiymatga intiladi (1.1(b)-rasm);
- qarshilik kamayib ma'lum bir qiymatga erishgandan so'ng cheksiz katta qiymatga intiladi 1.1(c)-rasm.

Ushbu mulohazalarni amalda tekshirib ko'rish uchun toza metallar platina va oltindan foydalanildi. Mazkur o'tkazgichlar uchun haroratning kamayishi bilan ularning qarshiligini o'zgarmas qiymatga intilishi va hatto juda kichik kuzatib bo'lmaydigan darajada kichrayishi mumkinligi haqida Onnes qator ilmiy anjumanlarda axborot berdi. Uning olgan natijalari o'sha davrning jadal sur'atlar bilan rivojlanayotgan kvant nazariyasiga zid emas edi.

A.Eynshteyn⁴ juda past haroratlarda atomlarning tebranish energiyasini eksponentsial kamayishini ifodalovchi qattiq jismlar modelini yaratdi.

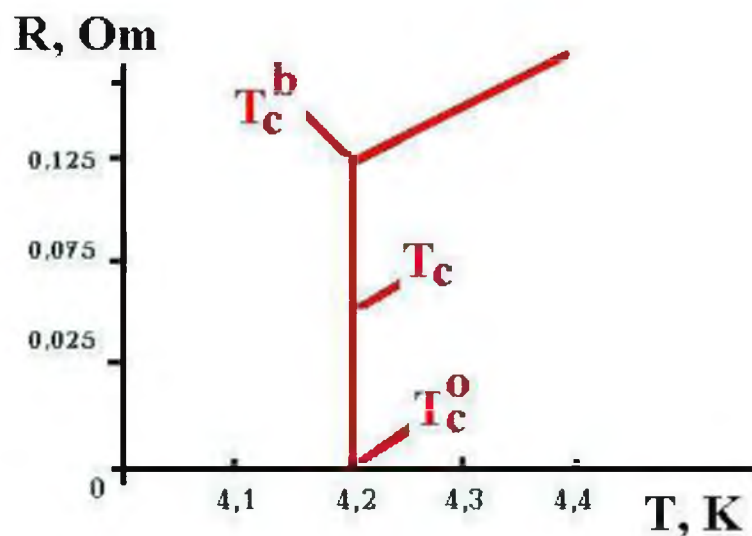


1.1-rasm. Metallar elektr qarshiligining haroratga bog'lanish grafiklari.

Onnesning fikricha juda sof moddalarning qarshiligi ularning kristall panjaralardagi atomlarning tebranishi orqali aniqlanishi kerak edi. Keyingi olib borilgan ilmiy izlanishlar natijalari bu fikrning haqiqatga yaqin ekanligini

⁴ A.Eynshteyn (1879-1955) fotoeffekt hodisasini yorug'lik kvantlari gipotezasi yordamida asoslagani uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

tasdiqladi. Onnes o'z ilmiy mulohazalarini tasdiqlash maqsadida, o'sha vaqtning toza⁵ metall hisoblangan simobdan ilmiy tadqiqot ob'ekti sifatida foydalandi. Simob moddasi elektr qarshiligining haroratga bog'lanishi o'rganilayotganda, uning qarshiligi harorat 4,2 K ga yaqinlashgach to'satdan keskin kamayishi kuzatildi. Qarshilik shunchalik kichik qiymatgacha kamaydiki, uni o'lchash mumkin bo'lmay qoldi.



1.2-rasm. Simob elektr qarshiligining haroratga bog'lanishini ifodalovchi chizma.

Keyinchalik takomillashgan qurilmalarda o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatdiki, simobning qarshiligi haroratning yuzdan bir kelvini oralig'ida keskin kamayar ekan. Onnes tomonidan 1913 yilda olingan simob elektr qarshiligining haroratga bog'lanishi 1.2 - rasmda o'z aksini topgan.

Ushbu rasmda keltirilgan chizma, ya'ni qarshilikning ma'lum haroratda keskin kamayishi haqida Onnes shunday degan edi: "Harorat 4,2 K dan pastroq qiymatga yetganda, ya'ni yuzdan bir kelvin atrofida, simobning qarshiligi to'satdan, qarshilikning tebranma nazariyasiga mos kelmagan holda, keskin kamaydi, qarshilik o'zining boshlang'ich qiymatidan million marotabadan ham ko'proq karraga kamaydi. Demak, simob yangi holatga o'tdi. Uning farqli elektr

⁵ Toza simob distillash yo'li bilan olinishi mumkin.

xossalarini e'tiborga olib, bu holatni "o'ta o'tkazuvchanlik" holati deb atasa ham bo'ladi".⁶

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining kashf etilishi, asosli ravishda, fundamental fikrlarni amalda tadqiq qilish jarayonida tasodifan yaratildi deb ham aytish mumkin.

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining yaratilishini insoniyat uchun naqadar zarur va ahamiyatli ekanligini, 1913 yilda, Onnesga o'ta o'tkazuvchanlik holatini kashf etganligi va past haroratlar fizikasi fanida erishgan yutuqlarini yuqori baholab unga berilgan Nobel mukofotidan ham bilsa bo'ladi. Demak, fanda yangi bir yo'nalish «*o'ta o'tkazuvchanlik*» sohasi ochildi. Ushbu fan sohasi bilan bog'liq ixtirolar va yaratilgan ilmiy yangiliklar uchun ko'pgina olimlar ham Nobel mukofoti bilan taqdirlandilar. Keyingi yillarda olib borilgan ushbu yo'nalishdagi tadqiqotlar natijasida chop etilgan ishlar va shug'ullanuvchi olimlar sonidan ham insoniyat tomonidan qiziqishning oshib borayotganligidan dalolat beradi.

1.2-rasmda keltirilgan T_c^b -o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning boshlanishini ko'rsatuvchi harorat, T_c^o -o'ta o'tkazuvchanlikka to'la o'tishini ko'rsatuvchi harorat ($R=0$). T_c -o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishni ko'rsatuvchi kritik harorat bo'lib, uning qiymati qarshilikning keskin kamayish amplitudasining yarmiga mos keluvchi haroratga teng.

Olib borilgan tadqiqotlar shuni ko'rsatdiki, moddalar elektr qarshiligining yo'qolishi, ularning sofligiga ham bog'lik emas ekan. Bu fikrning haqiqatga yaqin ekanligini 1.2-jadvalda keltirilgan o'ta o'tkazgichlar orasida eng yuqori kritik haroratga ega bo'lgani metalloksidli keramika ekanligidan ham bilsa bo'ladi. Ushbu o'ta o'tkazgichlardan ba'zi birlari misol tariqasida, ya'ni B1, A15 va perovsit strukturali kristall panjaralarning ko'rinishi 1.3, 1.4 va 1.5-rasmlarda keltirilgan.

⁶ Zamonaviy asboblarda yordamida o'ta o'tkazgichlarning solishtirma qarshiligi 10^{-24} Om·sm aniqlik bilan nolga tengligi aniqlandi. Solishtirish maqsadida toza misning 4,2 K dagi solishtirma qarshiligini keltiramiz u 10^{-9} Om·sm ga teng. Boshqacha qilib aytganda o'tkazgichning o'ta o'tkazuvchan va normal holatdagi qarshiliklar farqi xuddi mis va izolyator qarshiliklari orasidagi farqdek bo'lib, undan ham kattaroq qiymatga tengdir.

Hozirgi kungacha o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi fanda past haroratlar fizikasidagi noyob hodisa bo'lib qolmoqda. Ushbu xulosaning mazmun-mohiyatini ochish uchun solishtirish maqsadida, harorat bilan fizikaviy hodisalar qanday bog'lanishda ekanligini ko'rib chiqamiz.

Harorat tushunchasi inson idrokining eng yuqori erishgan yutuqlaridan biri bo'lib, issiqlikning kinetik nazariyasi rivoji boshlangandan beri, ya'ni XIX asrning birinchi yarmidan boshlab, moddalarni tashkil etgan zarrachalarning tartibsiz harakati bilan bog'langan. Moddalar haroratning oshishi bilan ularni tashkil etgan zarrachalarning tartibsiz harakati kuchayadi, ya'ni tartibsiz energiyasi oshadi.

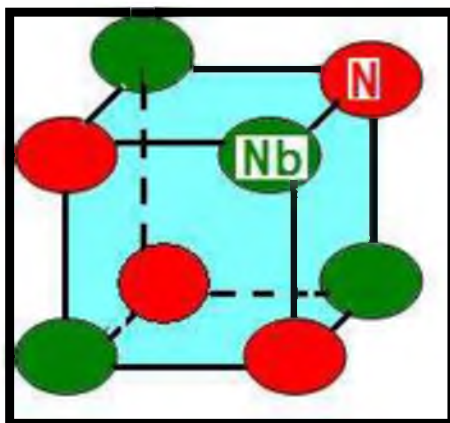
Agar moddalar haroratning oshishi bilan ularning issiqlik energiyasi zarrachalarni tartibga soluvchi o'zaro ta'sir energiyasiga nisbatan katta bo'lsa, unda moddaning tartibli holati buziladi. Bu muayyan, umumiy qonuniyatga

1.2-jadval

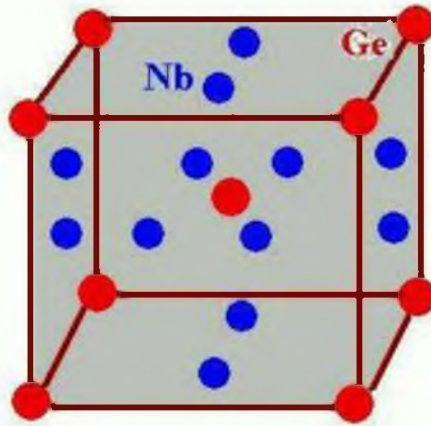
№	O'ta o'tkazgich	Kritik harorat, K	Kristall panjara parametrlari, Å		
			a	b	c
1.	$Y_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	94	3,88	3,86	11,71
2.	$La_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	75	3,95	3,95	11,79
3.	$Nd_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	70	3,89	3,89	11,73
4.	$Sm_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	82	3,88	3,88	11,73
5.	$Eu_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	88	3,86	3,86	11,74
6.	$Gd_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	92	3,89	3,89	11,73
7.	$Ho_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	88	3,89	3,89	11,52
8.	$Er_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	87	3,83	3,85	11,65
9.	$Lu_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	85	3,83	3,87	11,73
10.	$Bi_2Sr_2Ca_1Cu_3O$	116	5,399	5,414	30,904
11.	$Bi_{1,7}Pb_{0,2}Sb_{0,1}Sr_2Ca_2Cu_3$	160	-	-	-
12.	Tl-Ba-Cu-O	100	-	-	-
13.	MnB_2	38-48	-	-	-
14.	Nb_3Ge	23,2	5,166	5,166	5,166

15.	Nb ₃ Ga	20,3	5,165	5,165	5,165
16.	Nb ₃ Al	18,55	5,187	5,187	5,187
17.	Nb ₃ Sn	18,0	5,289	5,289	5,289
18.	V ₃ Si	17,1	4,722	4,722	4,722
19.	NbN	16,3	4,389	4,389	4,389

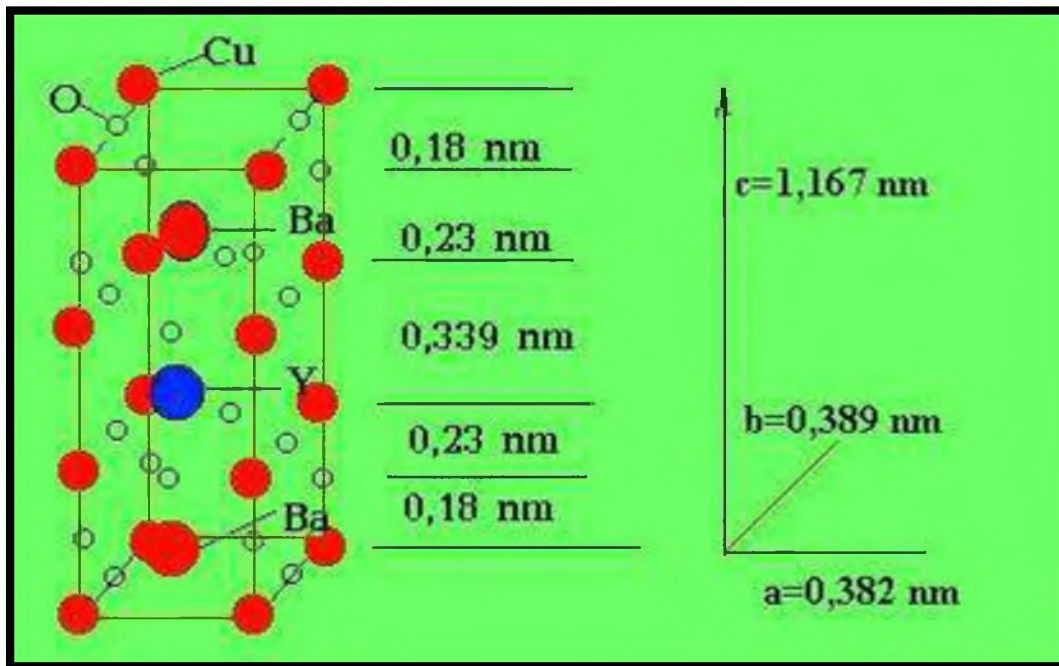
barcha fazaviy o'tishlar, hattoki murakkab sistemalarni sintezlash hodisasi (masalan, atomlarning qobig'i) ham bo'ysunadi. Har bir fizikaviy o'zaro ta'sir kuchiga qarab taqqoslash ma'nosida mos ravishda o'rtacha haroratga to'g'ri keladi. Shu o'rtacha haroratga mos keluvchi oraliqda ma'lum fizikaviy jarayon sodir bo'ladi. 1.6(a)-rasmda harorat intervallariga mos keluvchi fizikaviy jarayonlar aks ettirilgan. 1.6(b)-rasmda koinotdagi haroratlar sohasi keltirilgan. Unda shartli ravishda eng yuqori harorat $\approx 10^{10}$ K ko'rsatilgan.



1.3-rasm. B1 strukturali NbN birikma kristall panjarasining elementar yacheyka to'zilishi.

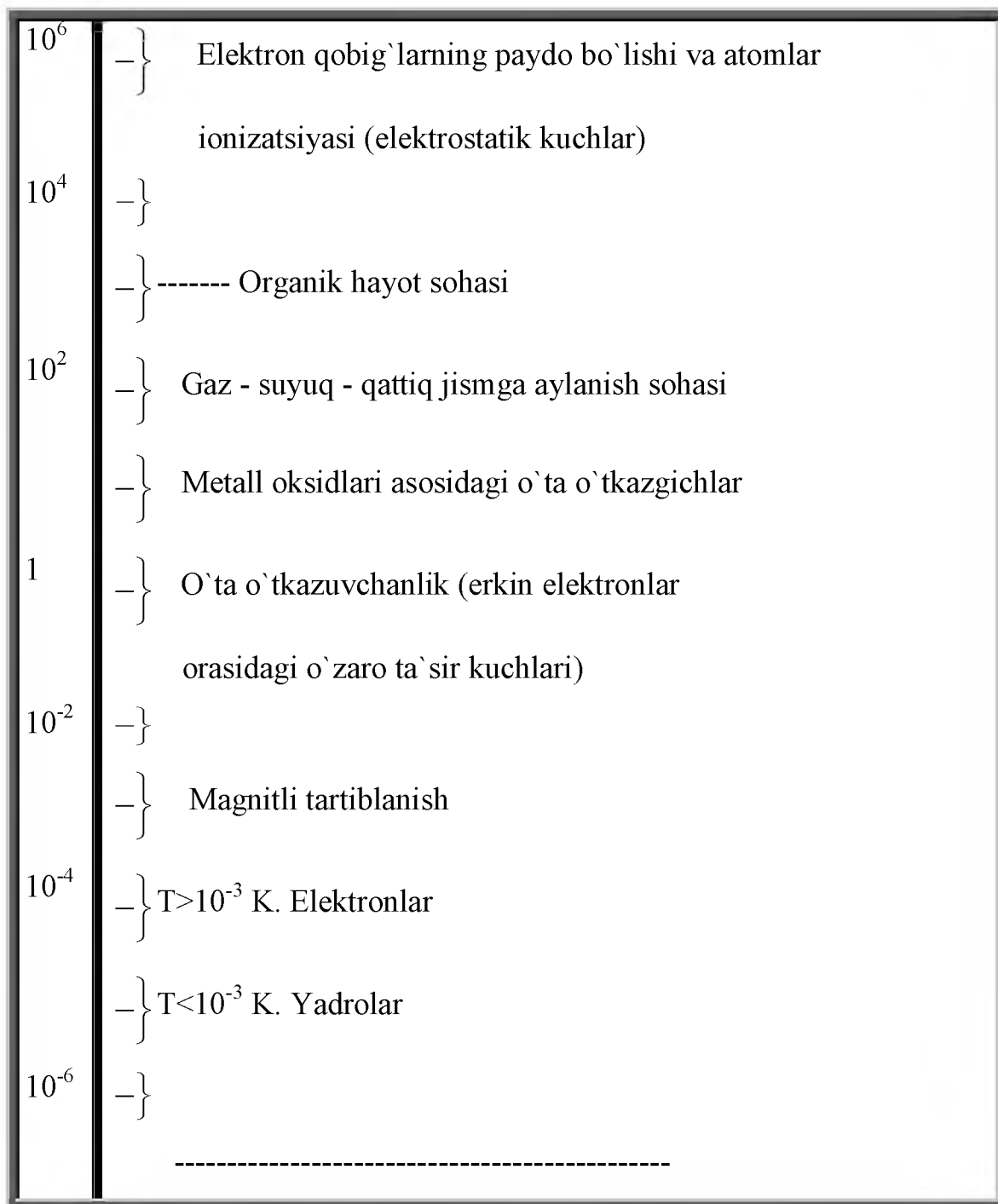


1.4-rasm. A15 strukturali Nb₃Ge birikma kristall panjarasining elementar yacheyka to'zishi.

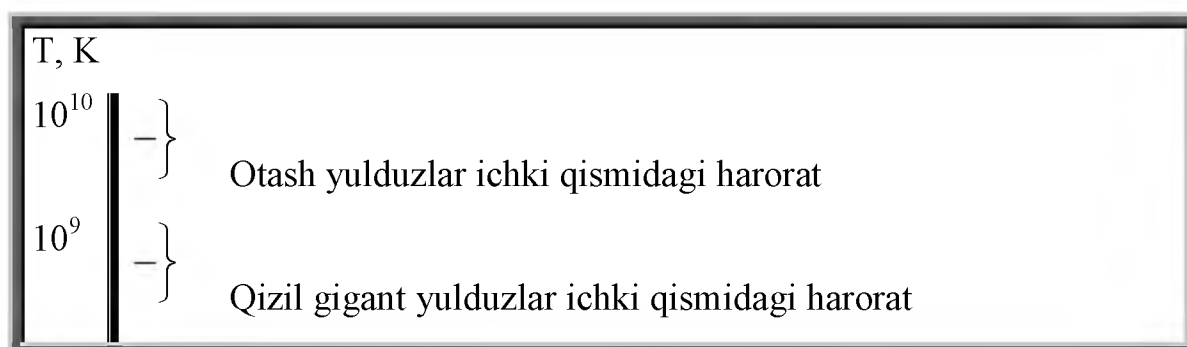


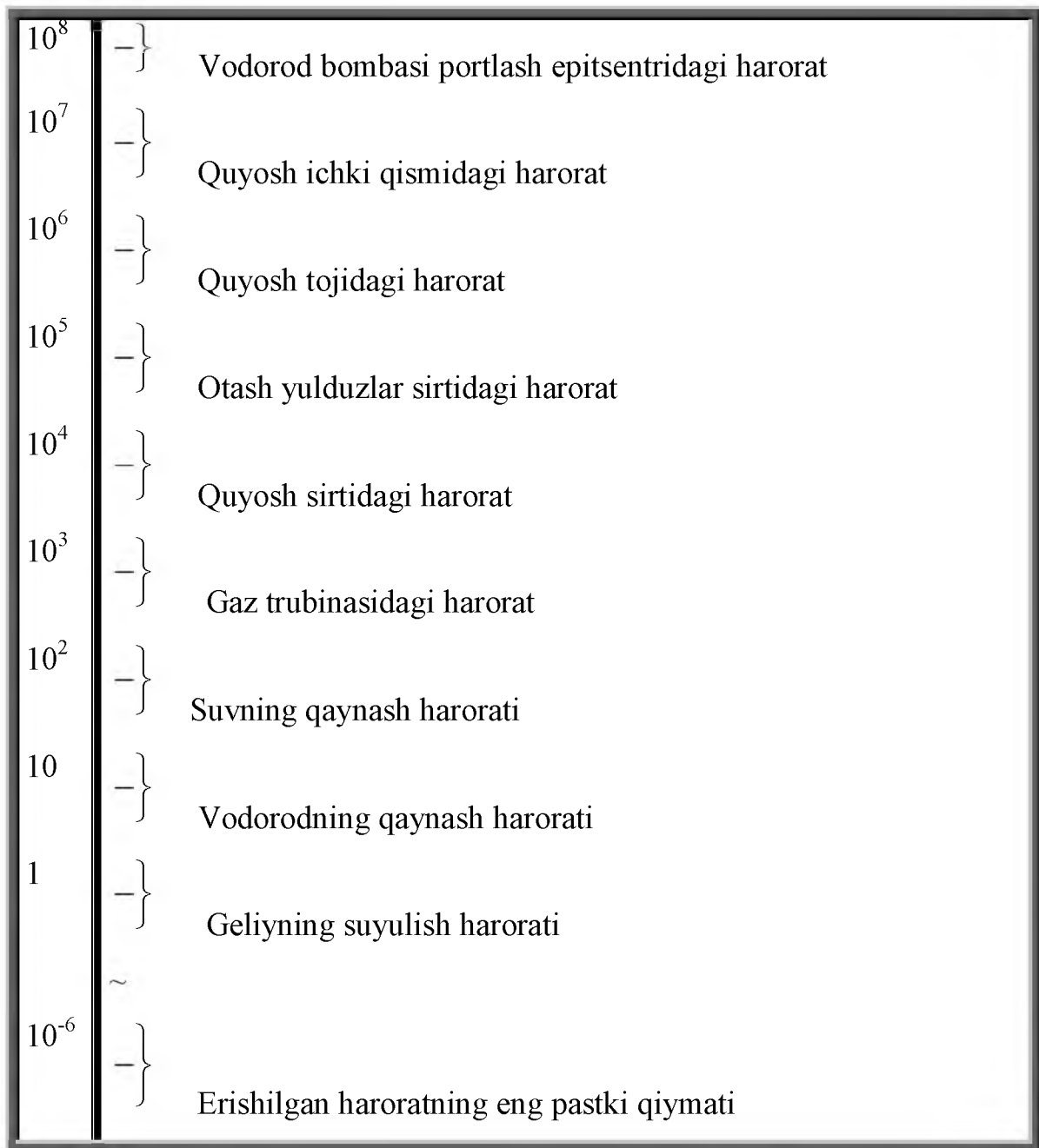
1.5-rasm. Perovskit strukturali Y₁Ba₂Cu₃O₇ birikma kristall panjarasining elementar yacheyka tuzilishi.

	T, K	
10 ⁶	}	Atom yadrosining sintezlanishi va parchalanishi (yadroviy kuchlar)



1.6(a)-rasm. Turli o`zaro ta`sirlardagi haroratlar sohasi.





1.6(b)-rasm. Koinotdagi haroratlar sohasi.

Bunday harorat otash yulduzlarning ichki qismida kuzatiladi. Eng past harorat esa suyuq geliy gazi so`rib olinganda, bosim kamayishi usuli bilan hosil qilinishi mumkin. 1.6(a)-rasmda turli haroratlar sohasidagi o`zaro ta`sirlarning eng yuqorisi $\approx 10^7$ K da, ya`ni atom yadrolarining sintezlanishi va parchalanishida, eng pastkisi esa $\approx 10^{-6}$ K da yadrolarning magnitli tartiblanishida sodir bo`lishi aks ettirilgan. Demak, xozirgi zamonda erishilgan haroratlar sohasi $10^7 \div 10^{-6}$ K

oralig`ida ekan. Eng yuqori harorat qisqa vaqtli gaz razryadlarida, ya`ni ionlar va elektronlardan iborat issiq plazmani magnit maydoni yordamida saqlash usuli bilan olinishi mumkin. eng past harorat esa mis atomlarining yadroviy momentlarida olinishi mumkin.

Tabiatdagi eng kuchli o`zaro ta`sir bu yadroviy o`zaro ta`sirdir, ya`ni atom yadrolarini tashkil etuvchi neytron va protonni bog`lovchi yadroviy kuchlar. Bu kuchlar qanchalik katta qiymatga ekanligini bilish uchun quyidagi misolni keltiramiz:

4 gramm geliy yadrosini tarkibiy qismlarga (har bir atomga 2 tadan proton va 2 tadan neytron bo`ladi) ajratish uchun $7,5 \cdot 10^4$ kVt·soat energiya sarflash talab etiladi. Bu esa o`rtacha 10000 oilaning bir kunda sarflaydigan elektr energiyasiga teng.

Yadroviy kuchlar bilan bog`liq bo`lgan o`zaro ta`sir energiyani issiqlik energiyasi bilan solishtirsak, bu million gradusga tengdir.

Bunday harorat otash yulduzlardagina paydo bo`ladi. Masalan, quyosh markazidagi harorat 20 million gradusga yaqindir. Bunday sharoitda yadroviy o`tishlar (o`zaro aylanishlar, yengil yadrolar og`irlariga qo`shiladi) ya`ni atom yadrosining sintezi sodir bo`ladi.

Bunday ulkan energiyani⁷ quyosh bir necha milliard yillardan beri sochib kelmoqda. Ushbu hodisaning negizida vodoroddan geliy yadrosining sintezlanish jarayoni yotadi. Energiyaning ushbu usulda hosil qilinishi fanda har tomonlama ham nazariy, ham amaliy isbotlangan.

Agar yer sharoitida vodorod atomini geliy atomiga qo`shilishiga erishilsa, insoniyatning butun kelajagi uchun energetika muammosi yechilgan bo`lar edi.

Bu ulkan jahonshumul maqsadni amalga oshirish uchun plazma fizikasi bilan chambarchas bog`liq bo`lgan termoyadro yo`nalishidagi keng ilmiy-tadqiqot ishlari olib borilmoqda. Termoyadro qurilmalarida ("Tokomak"⁸ larda) hosil

⁷ Quyosh tarqatayotgan energiyani oddiy sharoitda olish uchun Yer massasiga teng bo`lgan ko`mir yoqilg`isini yoqish kerak. Ushbu o`zaro solishtirish quyosh bag`ridan qanchalik katta energiya ishlab chiqilishini ko`rsatadi.

⁸ Tokomak Torodial magnit maydoni halqasi ma`nosini anglatadi.

bo`lgan issiq plazmani ushlab turishda kuchli magnit maydoni bilan chegaralangan reaktordan foydalaniladi.

Bunday kuchli magnit maydonlar faqatgina o`ta o`tkazgichlardan tayyorlangan o`ramlardagina hosil qilinishi mumkin. Termoyadro reaksiyalari olishga yo`naltirilgan ilmiy-tadqiqot laboratoriyalarida qimmatbaho bo`lishiga qaramasdan suyuq geliy bilan sovutiladigan o`ramlardan tayyorlangan o`ta o`tkazgichli magnit maydoni manbailari keng qo`llaniladi. Chunki energetika muammosini yechilishi insoniyat uchun eng muhim va ulkan masalalardan biridir!

1.3. KAMERLING ONNES TAJRIBASI

O`ta o`tkazuvchanlik hodisasi simobda kuzatilgandan so`ng ushbu hodisa qator metallarda va ularning birikmalarida ham namoyon bo`lishi kuzatildi.

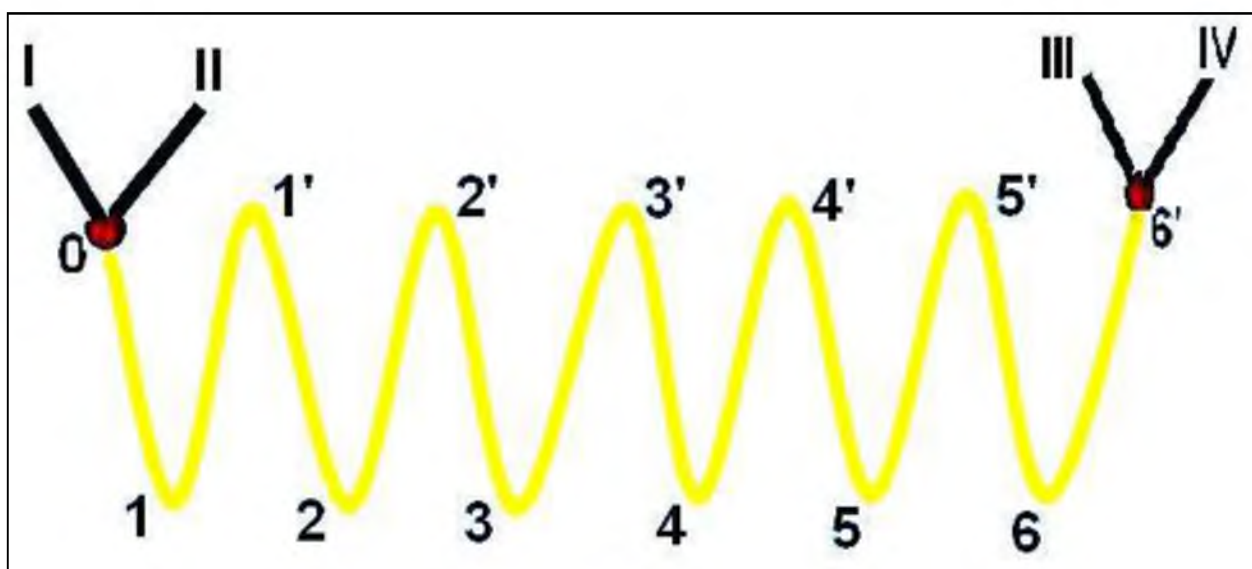
O`ta o`tkazgichlarning xossalari har tomonlama o`rganila boshlandi va ular ustida juda keng ilmiy-tadqiqot ishlari olib borildi. Olingan natijalar shuni ko`rsatdiki, o`ta o`tkazuvchanlik xossasi faqatgina haroratning o`zgarishiga bog`liq bo`lib qolmasdan, balki undan oqayotgan tok kuchiga va unga ta`sir etuvchi magnit maydonining kuchlanganligi bilan ham uzviy bog`liq ekan. Ya`ni o`ta o`tkazgich faqatgina harorat kritik qiymatga (T_c yetgandagina emas, balki undan oqayotgan tok zichligining qiymati kritikka (J_c) yetganda yoki uning atrofidagi magnit maydoni kuchlanganligi kritikka (H_c) yetganda ham normal holatga o`tishi kuzatildi. Agar o`ta o`tkazgich ma`lum bir chegaraviy qiymat H_c ka teng yoki undan katta bo`lgan qiymatdagi magnit maydonida joylashtirilsa u normal holatga o`tadi va magnit maydoni kuch chiziqlari uning hajmini kesib o`ta boshlaydi, bu uni normal o`tkazgichlarga xos bo`lgan xususiyatga ega bo`lishga olib keladi.

O`ta o`tkazgichdan tok o`tganda, unda hosil bo`lgan kuchlanish o`lchov asboblarning aniqlik darajasida nolga tengligini yuqorida keltirgan edik. Haqiqatan ham qarshilikning kuchlanish va tok kuchi bilan o`zaro bog`lanishi

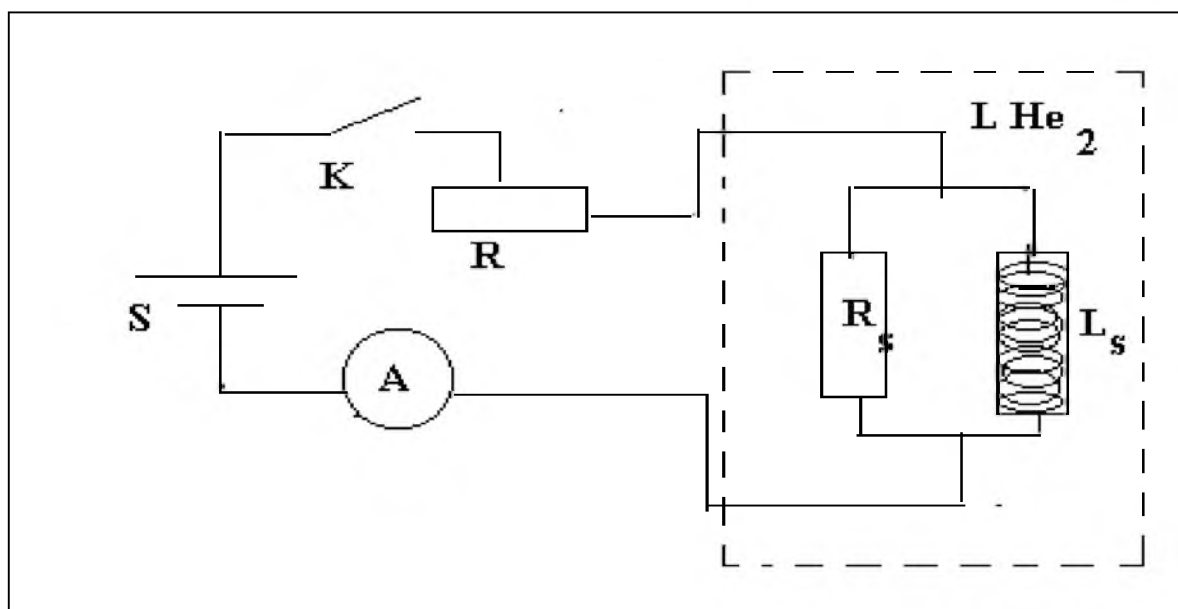
o'zgarimas tok holi uchun qaralganda ($R = \frac{U}{I}$) ni e'tiborga olsak, $U=0$ bo'lganda $R=0$ bo'ladi.

Birinchi bo'lib, mazkur tajribani Kamerling Onnes amalga oshirgani haqida avval ko'rilgan edi. U simob qarshiligini o'lchashda quyidagicha yo'l tutdi. Ma'lumki, xona haroratida simob suyuq holatda bo'ladi. Undan sim yasash ancha murakkab ekanligini e'tiborga olib, K.Onnes yettita U shaklidagi kesim yuzi $0,005 \text{ mm}^2$ bo'lgan shisha naylarni bir biriga ulab, uning ichiga uncha to'ldirilmagan holda simob soldi. Tayyor bo'lgan namuna 1.7-rasmda keltirilgan ko'rinishga ega bo'ldi. Shishadan tayyorlangan naysimon idishni simob yordamida qisman to'ldirish yo'li bilan harorat o'zgarganda simob hajmiy uzgarishini uzluksizligi ta'minlandi va shisha idish sinishini oldi olindi. 1.7-rasmda kursatilgan I, IV yoki II, III nuqtalardagi kuchlanish qayd qilindi. Tok manbai esa 0 va 6` nuqtalarga ulangan edi. Keltirilgan qurilma yordamida simob elektr qarshiligining haroratga bog'lanishi aniqlandi. Harorat pasaygan sari simobning qattiq holatga o'tish nuqtasidagi suyuq havo va vodorod haroratlariga mos keladigan qarshiliklari aniqlandi. Ushbu aniqlangan qiymatlar, elektr qarshiligining haroratga bog'lanish chizmasida belgilanganda, kutilgandek chiziqli bog'lanishni berdi. Harorat suyuq geliy haroratining qiymatiga yetganda jahonshumul, insoniyat kelajagi uchun zarur bo'lgan, XX asr fizikasining sirli hodisalari orasida alohida ajralib turuvchi o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kuzatildi.

1914 yilga kelib K.Onnes o'ta o'tkazgich qarshiligining haqiqattan ham nolga tengligiga ishonch hosil qilish maqsadida, ya'ni qarshilikni katta aniqlik bilan o'lchash maqsadida 1.8-rasmda keltirilgan chizmadagi o'ta o'tkazuvchan halqadan oqayotgan tokning so'nishini qayd eta oladigan usuldan foydalanildi.



1.7-rasm. Elektr qarshiligini o`lchashda foydalanilgan simob namunasining umumiy ko`rinishi.



1.8-rasm. O`ta o`tkazgichdan tayyorlangan halqadagi tok qiymatining o`zgarishini kuzatishda qo`llanilgan qurilma chizmasi. L_s -o`ta o`tkazuvchan halqa; R_s -o`ta o`tkazuvchan o`tkazgich; A-ampermetr; K-kalit; S-tok manbai; R-o`zgaruvchan qarshilik.

Ma'lumki, o`tkazgichdan tok o`tganda undan Joul` issiqligi ajralib chiqadi va natijada oqayotgan tok kuchining qiymati kamayadi. Agar vaqt o`tishi bilan

halqadagi tokning qiymati kamaysa demak, u ma'lum qarshilikka ega ekan. Qarshilikning qiymatini aniqlash uchun so'nish vaqti va halqaning geometrik o'lchovlarini bilish shart. Bu usul tok kuchi va kuchlanishni o'lchashga nisbatan ko'p marotaba aniqroqdir. Masalan: qarshiligi R bo'lgan o'ta o'tkazuvchan halqa tashqi magnit maydoni kuch chiziqlariga perpendikulyar holda joylashtirilsa unda hosil bo'lgan magnit maydoni induktivligi L bo'lsa halqada hosil bo'lgan tokning qiymati magnit maydoni olingandan keyin, ya'ni $t = \frac{L}{R}$ vaqtdan so'ng so'nishi kerak. Ammo o'ta o'tkazgichlarda $R=0$ bo'lganligi sababli $t \rightarrow \infty$ ka intiladi. Bir qarashda halqada "muzlatilgan" magnit oqimi hosil bo'lgandek, ammo tajribalar shuni ko'rsatdiki ichi bo'sh o'ta o'tkazuvchan silindrda faqatgina $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{Gs} \cdot \text{sm}^2 = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{Vb}$ ga teng magnit oqimi kvantiga karrali qiymatlarga qabul qilinar ekan (bu yyerda $\Phi_0 = \frac{\hbar}{2e}$; $\pi=3,14$; \hbar -Plank doimiysi; e -elektronning zaryadi).

Yuqorida keltirilgan usulda tok kuchining qiymati 2,5 yil davomida kuzatildi. Lekin, ushbu davrda tok kuchining hech qanday kamayishi kuzatilmadi. O'ta o'tkazgichning qarshiligi haqiqattan ham katta aniqlik bilan nolga tengligiga ishonch hosil qilindi. Demak, insoniyat yangi, ideal o'tkazgichga ega bo'ldi. Bunday o'tkazgichlar fan, texnika va xalq-xo'jaligida foydalanilganda misli ko'rilmagan iqtisodiy va tasavvur qilinishi qiyin bo'lgan yirik o'zgarishlarga olib keladi.

Mazkur kashfiyotni nazariy asosini yaratish uchun yarim asrga yaqin vaqt ketdi, ya'ni ushbu kashfiyot mohiyatini tushuntira oladigan nazariya faqatgina uzoq va samarali tadqiqotlar olib borish natijasidagina paydo bo'ldi. Ushbu davrda kvant mexanikasi va yadro fizikasi paydo bo'ldi, neytron, antizarralar va boshqa ko'pgina elementar zarralar bilan bir qatorda yadro va termoyadro reaksiyalari olindi. Fan olamida ko'pgina yangiliklar yaratildi, ammo o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining siri yechilmaganligicha qoldi. Olimlarning bu sohada olib borgan tinimsiz fidoyi harakatlari tufayli, 1957 yildagina o'ta o'tkazuvchanlik

hodisasining nazariy asosi, mikroskopik nazariya yaratildi. Ushbu nazariya muhokamasiga alohida qaytiladi.

1.4. O`TA O`TKAZGICHLARNING MAGNIT XOSSALARI

Ma'lumki, magnit maydonida joylashtirilgan jismning o'zi ham magnit maydoni manbaiga aylanadi. Tashqi va xususiy magnit maydoni kuchlanganliklar nisbatlariga (μ) qarab, moddalar quyidagi turlarga bo'linadi:

$\mu > 1$ -paramagnetiklar; $\mu \gg 1$ -ferromagnetiklar; $\mu < 1$ -diamagnetiklar.

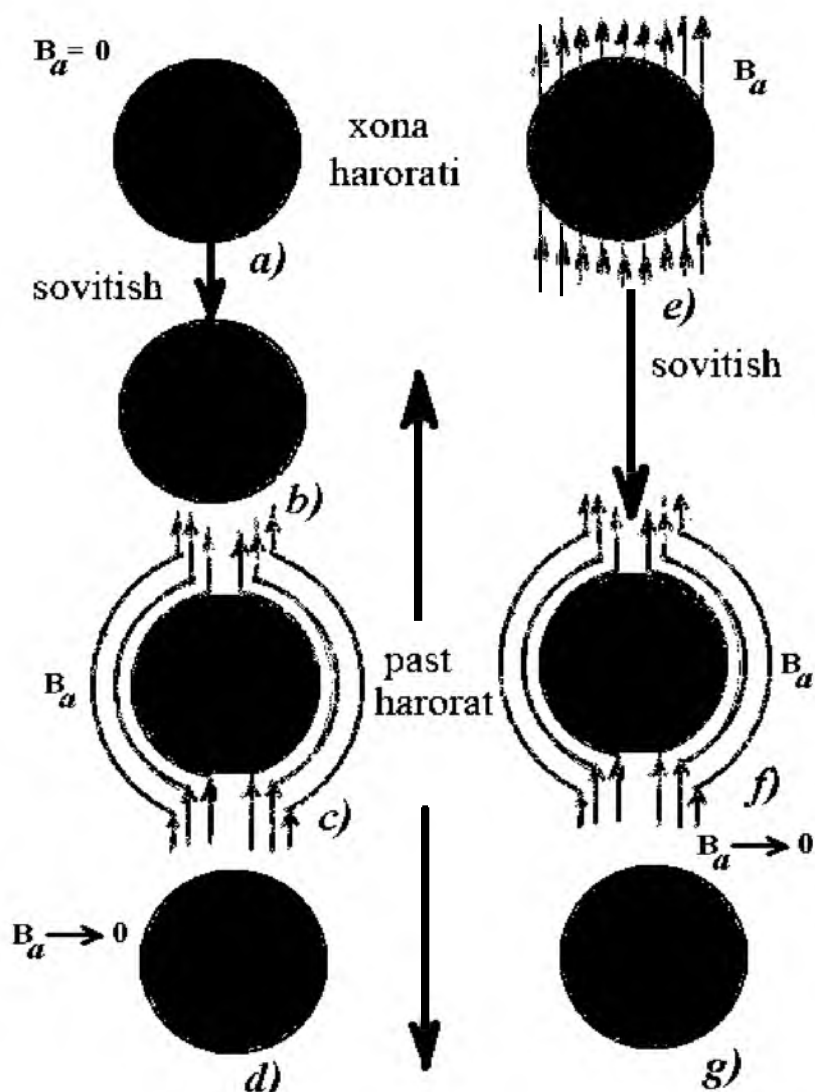
Diamagnetik moddalarning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashishi alohida xususiyatga ega. Agar diamagnetik moddani tashqi magnit maydonida joylashtirsak, u bu maydon bilan uzaro ta'sirlashib, natijada hosil bo'lgan xususiy magnit maydoni tashqi magnit maydonini o'z sirtida kompensatsiyalashini ko'z oldimizga keltirishimiz kerak.

O'ta o'tkazgichlarning diamagnetik xossaga ega ekanligini birinchi bo'lib, 1933 yilda nemis fizik olimlari (V.Meyssner, R.Oksenfeld va F.Xaydenreyx) kuzatdilar. O'ta o'tkazuvchan metall magnit maydonida joylashtirilsa, u o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lganda magnit maydoni undan itarilar ekan. Masalan, biror shar shaklidagi o'ta o'tkazgichni olib, $T > T_c$ bo'lgan sharoitda tashqi magnit maydonida joylashtirilsa, uning ichidan magnit maydoni kuch chiziqlari kesib o'tishini kuzatishimiz mumkin (1.9(a)-rasmida keltirilgan chizmaga e'tibor bering). Agar haroratni kamaytirib, $T < T_c$ bo'lgan qiymatga erishilsa, tashqi magnit maydoni kuch chiziqlari o'ta o'tkazgich hajmidan siqib chiqariladi va uni aylanib o'ta boshlaydi (1.9(b)-rasmga qarang). O'ta o'tkazuvchan sharning ichida magnit maydoni bo'lmasligini magnit maydoni qayd etgichlari, ya'ni magnit datchiklari yordamida ham katta aniqlik bilan aniqlash mumkin.

O'ta o'tkazgichlardan magnit maydonining itarilish hodisasini birinchi bo'lib Meyssner kuzatganligi uchun, uning nomi bilan bu hodisa ko'pgina adabiyotlarda "**Meyssner effekti**" deb yuritiladi (1.9, 1.10-rasmlar).

Demak, o'ta o'tkazgichlar ideal diamagnetlar ekanligi aniqlandi. Bundan tashqari shuni ham e'tiborga olmoq zarurki, o'ta o'tkazgich magnit maydoni bilan

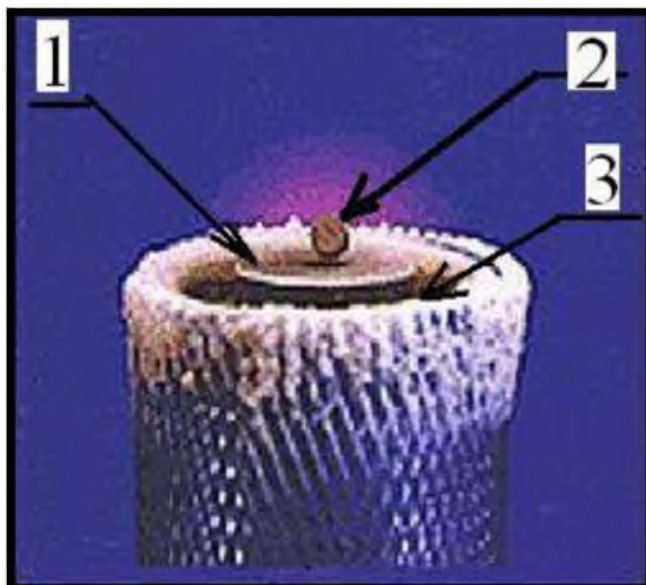
o`zaro ta`sirlashganda tashqi magnet maydoni ma`lum bir kritik qiymatga erishganda o`ta o`tkazgich normal holatga o`tadi. Ya`ni harorat o`zgarmaganda ham o`ta o`tkazgichni normal holatga o`tkazish mumkin ekan. Magnet maydonining bunday qiymatini o`ta o`tkazgichning kritik magnet maydoni (H_c) deb qabul qilingan. Kritik magnet maydonining qiymati namunaning kritik harorati bilan uzviy bog`liq bo`lib, turli o`ta o`tkazgichlar uchun mos ravishda o`ziga xos qiymatlarga egadir. O`ta o`tkazgichlar uchun kritik magnet maydonning haroratga bog`lanishi 1.11-rasmda keltirilgan chizma shaklida bo`ladi.



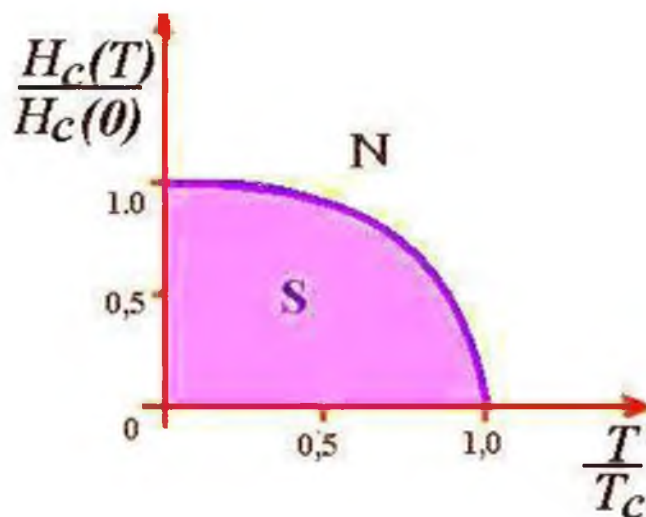
1.9-rasm. Magnet maydoni kuch chiziqlarining o`ta o`tkazgich bilan o`zaro ta`sirini ifodalovchi chizma. a), b) – magnet maydoni yo`q namuna sovutildi va qarshiligi nolga aylanib o`ta o`tkazuvchanlik holatiga o`tdi; c) – o`ta o`tkazuvchan holatdagi namunaga magnet maydoni ta`sir ettirildi; d) –

magnit maydoni o`chirilgan holda, ya`ni olib tashlandi; e) – magnit maydoni normal holdagi o`ta o`tkazgichga ta`sir etganda uning kuch chiziqlari namunani kesib o`tadi; f)-ushbu holatda namuna sovutilsa, yana magnit maydoni kuch chiziqlari uni aylanib o`ta boshlaydi. g)-magnit maydoni olib tashlangandagi holatni ifodalovchi chizma.

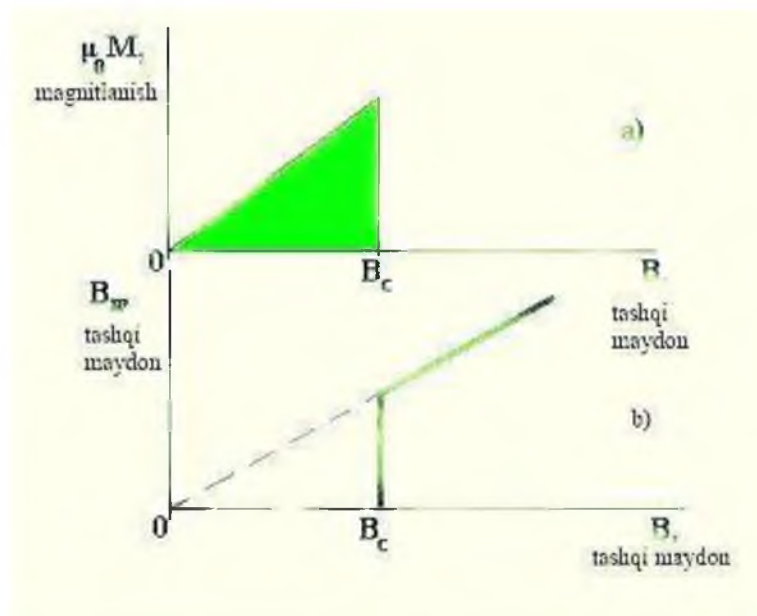
O`ta o`tkazgichlar tashqi magnit maydoni bilan o`zaro ta`sirlashishlaridagi xossalriga qarab bir biridan farq qiladi. Mazkur farqqa qarab o`ta o`tkazgichlar I va II turlarga bo`linadi. Masalan, I tur o`ta o`tkazgichdan tayyorlangan sterjen tashqi magnit maydonida joylashtirilsa, mazkur sterjenning magnitlanish qobiliyati bilan magnit maydoni va uning ichidagi magnit maydon bilan tashqi magnit maydon orasidagi bog`lanishlarni ifodalovchi chizma 1.12-rasmda keltirilgan ko`rinishda bo`ladi. II tur o`ta o`tkazgichlarda sodir bo`ladigan bunday fizikaviy jarayonlar ushbu rasmdagi bog`lanishdan farq qiladi. Mazkur bog`lanishdan magnit maydonining singishi ma`lum bir oraliqda sodir bo`lishi, ya`ni magnit maydonining singish boshlanishidagi H_{c1} va to`la singganidagi maydon H_{c2} qiymatlari aniqlanadi.



1.10-rasm. Meyssner effektini ifodalovchi rasm. 1-yuqori haroratli o`ta o`tkazuvchan namuna; 2-o`zgarmas magnit maydoni manbai; 3-suyuq azot solingan idish.



1.11-rasm. O`ta o`tkazgichlar uchun kritik magnet maydonning haroratga bog`lanishini ifodalovchi chizma. N-normal soha; S-o`ta o`tkazuvchan soha; $H_c(0)$ -harorat $T=0$ bo`lgandagi kritik magnet maydon.



1.12-rasm. a) I tur o`ta o`tkazgichning birlik hajmidagi magnet momenti M -ning magnet maydoni induksiya B bilan bog`lanishi; b) o`ta o`tkazgichning magnetlanish egri chizig`i.

Demak, I tur o`ta o`tkazgichlarning magnetlanish qobiliyati va ularning ichidagi magnet maydonining tashqi magnet maydoni bilan bog`lanishi 1.12-rasmda keltirilgan chizmaga o`xshash bo`lar ekan. Agar tashqi magnet maydonining qiymati kritikka teng bo`lsa keskin o`zgarish sodir bo`lishi kuzatiladi.

1.5. MAGNIT MAYDONINING KVANTLANISHI

Massiv o'ta o'tkazgichning kritik magnet maydonini H_{cm} bilan belgilaymiz va harorat absolyut nolga intilgandagi ekstrapolyatsiyalangan kritik magnet maydonni $H_{cm}(0)$ deb olamiz. Unda H_{cm} kattalikning haroratga bog'lanishi quyidagi empirik formula yordamida yaxshi ifodalanishi mumkin:

$$H_{cm} = H_{cm}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (1.1)$$

Ushbu bog'lanish o'ta o'tkazuvchan holatning fazaviy diagrammasi ko'rinishida H va T koordinatalarda 1.11-rasmda keltirilgan. Ushbu chizmadagi S-tekislikda yotuvchi barcha nuqtalar o'ta o'tkazuvchan holatga tegishlidir.

Yuqorida eslatilgandek, massiv o'ta o'tkazuvchan halqadan ham elektr toki cheksiz uzoq vaqt oqishi mumkin. Bunda albatta hech qanday tok manbai talab etilmaydi, chunki halqaning qarshiligi nolga teng. Mazkur so'nmaydigan tokni quyidagi usul bilan hosil qilish mumkin. Halqani $T > T_c$ haroratda magnet kuch chiziqlari uning yuzasiga perpendikulyar, ya'ni halqa teshigini kesib o'tadigan qilib joylashtiramiz va xalqani o'ta o'tkazuvchan holatga o'tkazamiz, ya'ni haroratni kritikdan ham pasaytirmiz va undan so'ng magnet maydonini o'chiramiz. Magnet maydonini o'chirgan birinchi vaqtimizda ichkaridagi magnet oqimi kamaya boshlaydi va Faradeyning elektromagnet induksiya qonuni asosida halqada tok induksiyanadi, undan so'ng u so'nmaydi. Ushbu hosil bo'lgan tok halqadagi magnet oqimi qiymatining kamayishiga to'sqinlik qiladi, ya'ni endi magnet maydoni o'chirilganda tokning o'zi halqadagi oqimni avvalgi darajada ushlab turadi. Haqiqattan ham, agar halqa biror bir qarshilikka (R) ega bo'lganida tashqi magnet maydoni olinganda halqadagi oqim $\frac{L}{R}$ tartibdagi vaqtda kamayar edi. Bu yerda L -halqa induktivligi, o'ta o'tkazuvchan halqada esa $R=0$, bunday so'nish cheksiz vaqt davom etadi. Bu esa halqada «muzlagan» magnet oqimini hosil qiladi, halqa bo'ylab esa so'nmaydigan tok tsirkulyatsiyalanadi. Bu- o'ta o'tkazuvchan tok yoki “o'ta tok” deb qabul qilingan.

Birinchi qarashda halqada «muzlagan» magnit oqimining qiymati har qanday bo'lishi mumkindek. Mazkur masalaga oydinlik kiritish maqsadida qator tajribalar o'tkazilgan, ulardan ba'zilar ushbu maqolalarda keltirilgan: Deaver B.S., Fairbank W.M. – Phys.Rev.Lett., 1961, v.7, p.43; Doll R., Näbauer M.– Phys.Rev.Lett., 1961, v.7, p.51. Ushbu eksperimental tadqiqotlar ichi bo'sh o'ta o'tkazuvchan silindr faqatgina ma'lum bir Φ_0 qiymatga karrali magnit oqimi, ya'ni magnit oqimi kvantlariga karrali qiymatlarni qabul qilishi mumkinligini ko'rsatdi.

Ushbu tadqiqotlar tasodifan amalga oshirilmadi, taajublanarli joyi shundaki, bunday tajribalar 1961 yilda emas, undan 30 yil ilgari o'tkazilishi kerak edi, chunki o'sha davridayoq o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kvant jarayon ekanligi haqidagi fikrlar mavjud bo'lgan edi.

1.6. JOZEFSON EFFEKTLARI

Yuqorida eslatganimizdek, o'ta o'tkazuvchan, ichi bo'sh silindrdagi magnit oqimi faqat Φ_0 magnit oqimi kvantlariga karrali bo'lgan qiymatlarni qabul qiladi, ya'ni $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,07 \times 10^{-15} B\sigma$. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining kvantli jarayon ekanligini isbotlovchi yana bir dalil bu ulardagi kuchsiz o'ta o'tkazuvchanlikdir. Kuchsiz o'ta o'tkazuvchanlik deganda biz odatda ikkita o'ta o'tkazgichning bir-biri bilan kuchsiz bog'lam orqali bog'langani tushunamiz. Bunday kuchsiz bog'lanish tunnelli o'tish, yupqa plyonkali torayish, kichik o'ta o'tkazgichlar sirtlarining kuchsiz tegib turishidir.

Kuchsiz o'ta o'tkazuvchan bog'lanishlar bilan Jozefson hodisasi chambarchas bog'liq. Jozefsonning statsionar va nostatsionar effektlari mavjud.

Statsionar effekt. Jozefsonning statsionar effekti bo'lganda kuchsiz bog'lamdan o'tayotgan o'ta o'tkazuvchan tok juda kichik bo'lib, undan qarshiliksiz o'tadi. Elektronlar kontaktdan, ya'ni bog'lamdan o'tganda kogerentlik xususiyatlarini saqlaydi, ya'ni ikkala o'ta o'tkazgichdagi elektronlar kuchsiz bog'lam orqali yagona kvant jamoaga birlashadi. Bog'lamning bir tomonidagi elektronlar to'lqin funksiyasi, elektronlarning «joyidagi» to'lqin funksiyasi bilan

interferentsiyalanadi. Natijada ikkala tomondagi elektronlar yagona to'lqin funksiya bilan ifodalanadi, bu yerda kuchsiz bog'lam ikkala tomondagi to'lqin funksiyani keskin o'zgartirmasligi kerak.

Nostatsionar effekt. Jozefsonning nostatsionar effekti sodir bo'lganda o'zgarmas tok ma'lum elektr kuchlanish hosil bo'lgunga qadar kuchaytirilsa, bunda kuchlanishning o'zgarmas tashkil etuvchisidan tashqari yana ω doiraviy chastota bilan ostsillyatsiyalanuvchi qo'shimcha tashkil etuvchisidan ham iborat bo'ladi, unda uning chastotasi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\eta\omega = 2eV. \quad (1.2)$$

1.7. MEYSSNER-OKSENFEL'D EFFEKTI

Agar o'ta o'tkazgich xuddi ideal o'tkazgich deb, ya'ni solishtirma qarshiligi nol deb qaralsa, unda u kuchsiz tashqi magnit maydonida o'zini qanday tutishi kerak? Qarshilik $R=0$ bo'lganda, ya'ni ideal o'tkazgichda tashqi magnit maydoni ta'sirida, Lens qoidasiga asosan, uning xususiy magnit maydonini hosil qiluvchi tok hosil bo'ladi. Unda umumiy magnit maydon nolga teng bo'ladi. Buni Maksvell tenglamasidan foydalanib isbotlash mumkin. Induksiyaning (\vec{B}) o'zgarishi natijasida namuna ichida \vec{E} elektr maydoni hosil bo'lishi kerak. Buni quyidagi ifodadan ko'rish mumkin:

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1.3)$$

Ideal o'tkazgichda $\vec{E}=0$, $\vec{E} = \vec{j}\rho$, chunki $\rho=0$, c – yorug'likning vakuumdagi tezligi, ρ - o'tkazgichning solishtirma qarshiligi, \vec{j} - o'tkazgichda hosil bo'lgan tok zichligi. Ushbu munosabatdan $\vec{B} = \text{const}$, ekanligi kelib chiqadi. Ammo namuna maydonga kiritilgunga qadar $\vec{B} = 0$, bundan esa $\vec{B} = 0$ ekanligi kelib chiqadi, buni yana boshqacha ham tushuntirish mumkin, ya'ni $\rho=0$ bo'lgani uchun o'tkazgichga magnit maydonining so'nish vaqti cheksiz. Shunday qilib

tashqi magnit maydoniga kiritilgan ideal o'tkazgichning har qanday nuqtalarida $\vec{B} = 0$ ekan. Bundan shunday xulosaga kelsa bo'ladiki, ideal o'tkazgichga $T > T_c$ bo'lgan sharoitda magnit maydoni singadi, ya'ni qarshiligi mavjud bo'ladi. Agar ushbu holatda o'tkazgich sovutilsa, $T < T_c$ bo'lganda, magnit maydoni uning ichida qoladi. Bu yyerda shuni eslatish joizki, biz shu paytgacha "ideal o'tkazgich" deb qaradik, «o'ta o'tkazgich» emas.

1933 yilgacha o'ta o'tkazuvchan materiallar faqatgina ideal o'tkazgichlar deb qaralar edi. Nemis fizik olimlari Meyssner va Oksenfel'd bunday emasligini aniqlashdi. Ya'ni harorat $T < T_c$ bo'lganda namunadagi magnit maydoni nolga teng, ya'ni $\vec{B} = 0$ bo'ladi, o'tish yo'nalishiga bog'liq bo'lmagan holda bu shart bajariladi. Magnit maydon kuchlanganligi $H < H_c$ bo'lganda magnit maydoni induktsiyasi $\vec{B} = 0$ bo'ladi.

Demak, moddalar o'ta o'tkazuvchanlik holatida bo'lganda quyidagi tenglamalar yordamida ifodalanadigan shartlar bajariladi:

$$\rho = 0, \vec{B} = 0. \quad (1.4)$$

1.8. BIRINCHI TUR O'TA O'TKAZGICHLARNING MAGNIT XOSSALARI

Yuqorida eslatganimizdek, o'ta o'tkazgich o'zining magnit xossalariga qarab birinchi tur va ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlarga bo'linadi. Birinchi tur o'ta o'tkazgichlarga niobiydan tashqari barcha davriy sistemadagi metallar kiradi, o'ta o'tkazuvchan qotishmalar va kimyoviy birikmalar ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlardir.

Ushbu ikki guruh o'ta o'tkazgichlarning asosiy farqi ularning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvi turlicha bo'lishidir. Meyssner-Oksenfel'd effekti birinchi tur o'ta o'tkazgichlardagina kuzatiladi.

Magnitlanish egri chizig`ini ko`rib chiqamiz. Uzun silindr shaklidagi o`ta o`tkazuvchan namuna tashqi bo`ylama magnit maydonida \vec{H}_o joylashtirilgan bo`lsin. Magnit maydoni \vec{H}_o ning oshishi bilan o`ta o`tkazgichning ichidagi induksiya o`zgarmaydi, u nolga tengligicha qoladi, $\vec{B}=0$. Shuning uchun $B=B(H_o)$ magnitlanish egri chizig`i 1.12(b)-rasmda keltirilgan ko`rinishga ega bo`ladi. Qachonki, H_o maydon H_{cm} maydonga teng bo`lsa o`ta o`tkazuvchanlik buziladi va magnit maydoni o`ta o`tkazgich ichiga singadi hamda \vec{B} induksiyaning qiymati tashqi magnit maydoni kuchlanganligi \vec{H}_o ga teng bo`ladi.

Magnit induksiya \vec{B} va magnit maydoni kuchlanganligi \vec{H}_o quyidagi ma`lum munosabat bilan o`zaro bog`langan:

$$\vec{B} = \vec{H}_o + 4\pi\vec{M}, \quad (1.5)$$

bu yerda \vec{M} namuna birlik hajmidagi magnit moment. Ko`pgina hollarda magnitlanish egri chizig`ini - $4\pi\vec{M}$ ning H_o bog`lanish ko`rinishida ifodalashadi. Bunday bog`lanish 1.12(a)-rasmdagi chizmada o`z aksini topgan. $\rho = 0$ va $\vec{B} = 0$ tenglamalaridan birinchi tur o`ta o`tkazgichlarning asosiy magnit xossalarini keltirib chiqaramiz.

1. Ma`lumki magnit maydoni kuch chiziqlari o`ta o`tkazgichning tashqarisida hamma vaqt uning sirtiga urinma ko`rinishda yo`nalgan bo`ladi. Haqiqatdan ham, elektrodinamikadan biz bilamizki, magnit kuch chiziqlari, ya`ni \vec{B} induksiya vektor chiziqlari uzluksiz va berkdir. Uni quyidagi tenglama ko`rinishida ifodalash mumkin:

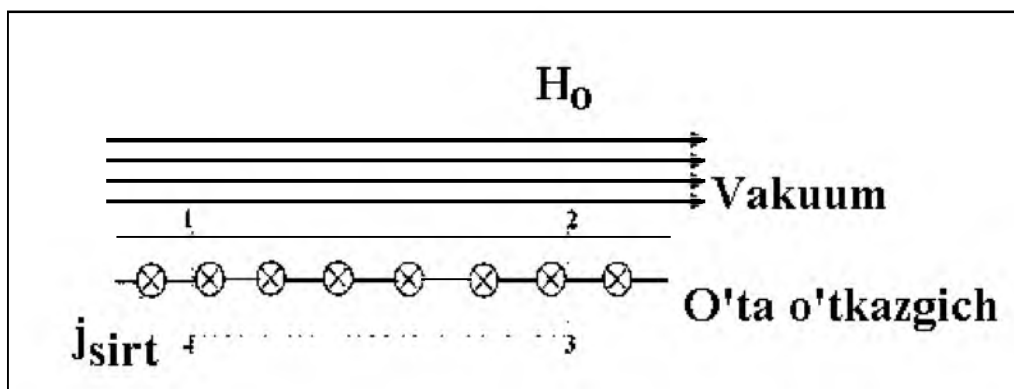
$$\text{div}\vec{B} = 0. \quad (1.6)$$

Ushbu ifodadan shunday xulosaga kelsa bo`ladiki, \vec{B} vektorning normal tashkil etuvchilari har qanday materialning ichki va tashqi sirtiga bir xil bo`lishi kerak ekan. Biroq o`ta o`tkazgichning ichida $\vec{B}^{(i)} = 0$ bo`ladi deyilganda, biz o`z navbatida normal komponenta ham $\vec{B}_n^{(i)} = 0$ bo`ladi deb tushunishimiz kerak. O`z

navbatida o'ta o'tkazgich tashqarisidagi sirtga normal bo'lgan komponenta $\vec{B}_n^{(e)}$ ham nolga teng bo'ladi. Ammo $\vec{B}_n^{(i)} = 0$ magnit maydoni kuch chiziqlari o'ta o'tkazgich sirtiga urinma ko'rinishida bo'lishini ko'rsatadi.

2. Tashqi magnit maydonida joylashtirilgan o'ta o'tkazgich sirtida hamma vaqt sirt elektr toki oqadi. Buni quyidagi 1.13-rasmda keltirilgan ko'rinishda tasavvur etish mumkin.

Berilgan nuqtadagi magnit maydonining qiymatini \vec{H}_o bilan belgilaymiz. Maksvell tenglamasidan $\text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$. Biz bilamizki, o'ta o'tkazgich ichida $\vec{B} = 0$, ya'ni hajmiy tok mavjud emas, ya'ni $\vec{J} = 0$. Demak faqat sirt toki bo'lishi mumkin 1.13- rasmdagi «1-2-3-4-1» konturni muhokama qilish orqali mazkur kontur bo'ylab $\oint \vec{B} d\vec{\lambda}$ ifodani topamiz. 1 va 2 nuqtalar oralig'idagi sohada o'ta o'tkazgich sirtiga paralel bo'lgan sirt toki oqadi, ya'ni u $\oint \vec{B} d\vec{\lambda} = H_o l_{12}$ ifodani qanoatlantiradi. Bu yerda l_{12} -soha uzunligi. 2 va 3 hamda 1 va 4 nuqtalar bilan chegaralangan konturlar sohalarining ulushi nolga teng, chunki \vec{B} kattalikni ushbu sohalarda integrallash yo'llari ortogonaldir. Buni esa simmetriyalik xususiyatidan kelib chiqib isbotlash mumkin. 3 va 4 nuqtalar bilan chegaralangan konturlar sohalarining ulushi ham nol, chunki o'ta o'tkazgichning ichida magnit maydoni induksiya qiymati $\vec{B} = 0$ bo'ladi.



1.13-rasm. Tashqi magnit maydonida joylashgan o'ta o'tkazgich sirtidagi sirt elektr toki oqishini ko'rsatuvchi chizma

Shunday qilib, $\oint \vec{B} d\vec{l} = H_0 l_{12}$ tenglik bajarilar ekan. Ammo Maksvell tenglamasiga asosan

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \frac{4\pi}{c} I, \quad (1.7)$$

bu yerda I tok 1-2-3-4-1 nuqtalar bilan chegaralangan kontur sirti bo'ylab oqayotgan to'la tok. Tokning yo'nalishi chizma sirtiga perpendikulyar, ya'ni biz tomondan ichkariga tomon yo'nalishda sirtqi tok oqadi, uning chiziqli zichligi quyidagi tenglamadan aniqlanadi:

$$H_0 l_{12} = \left(\frac{4\pi}{c} \right) j_{sirt} l_{12}, \quad (1.8)$$

Bundan o'ta o'tkazgich sirtidagi sirt toki va magnit maydoni orasidagi quyidagi bog'lanish kelib chiqadi:

$$j_{sirt} = \frac{c}{4\pi} \left[\vec{n} \times \vec{H}_0 \right], \quad (1.9)$$

bu yerda \vec{n} o'ta o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan tashqi normal birlik vektor.

Shunday qilib, sirtqi tok \vec{j}_{sirt} to'laligicha o'ta o'tkazgich sirtidagi magnit maydoni, \vec{H}_0 bilan aniqlanar ekan.

Boshqacha qilib aytganda, sirtqi tok katta aniqlik bilan o'z-o'zidan shunday bo'ladiki, uning xususiy magnit maydoni o'ta o'tkazgich ichidan tashqi maydonga qarama-qarshi yo'nalgan, bu esa natijaviy maydonning o'ta o'tkazgich ichida mavjud bo'lmasligini ta'minlaydi ($\vec{B} = 0$).

3. O'ta o'tkazgichlarning yana bir aniq xossasini eslaymiz, u ham bo'lsa bir bog'lamli o'ta o'tkazgich sirtidan tok faqat tashqi maydon bo'lgandagina oqadi. Haqiqatdan ham, agar sirtqi toklar tashqi maydon olinganda ham saqlanganda edi, ular o'ta o'tkazgichda o'zining magnit maydonini hosil qilgan bo'lar edi, bu esa mumkin emas. Bir bog'lamli jism deganda shunday jism tushuniladiki, Ushbu holda har qanday berk kontur nuqtaga tortilganda jism chegaralari kesib o'tilmaydi.

Masala: Agar qo'rg'oshindan tayyorlangan namuna $4,2\text{ K}$ haroratda va kritik magnet maydonida joylashtirilgan bo'lsa, uning sirtidagi 1 sm yo'lakdan qanday tok oqadi?

Echimi: Sirt tok zichligi $j_{sirt} = \frac{\vec{n}}{4\pi} [\vec{n} \times \vec{H}_o]$ ifoda bilan aniqlanadi. H_o magnet maydon kuchlanganligini $H_{cm} = H_{cm}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$ formulaga muvofiq $4,2\text{ K}$ harorat uchun kritikka teng deb olish kerak. Natijada, $\vec{n} \perp \vec{H}_o$ bo'lsa, $j_{sirt} = 422 \frac{A}{sm}$ ga teng qiymatni olamiz.

1.9. MASSIV MATERIAL KRITIK MAYDONI (KRITIK TERMODINAMIK MAGNIT MAYDON)

Birinchi tur o'ta o'tkazgichdan tayyorlangan uzun silindr bir jinsli bo'ylama H_o magnet maydonida joylashtirilgan bo'lsin. Tashqi maydonning shu o'ta o'tkazgichni normal holatga o'tkazuvchi H_{cm} kritik magnet maydonining qiymatini topamiz.

Agar $H_o < H_{cm}$ bo'lsa, unda Meyssner-Oksenfel'd effektini kuzatish mumkin, ya'ni $\vec{B} = \mathbf{0}$ va silindrning birlik hajmidagi magnet momenti \vec{M} quyidagi ifoda orqali aniqlanadi:

$$\vec{M} = -\frac{\vec{H}_o}{4\pi}. \quad (1.10)$$

Tashqi magnet maydon \vec{H}_o ni $d\vec{H}_o$ qiymatga o'zgartirsak, magnet maydoni manbai o'z navbatida o'ta o'tkazgich birlik hajmida quyidagi qiymatdagi ishni bajaradi:

$$-\vec{M}dH_o^0 = \frac{H_o dH_o}{4\pi}. \quad (1.11)$$

Magnet maydonining $0 \div H_o$ qiymatlarda o'zgarishida maydon manbai quyidagi ifoda bilan aniqlanadigan ishni bajaradi:

$$-\int_0^{H_0} MdH_0 = \frac{H_0^2}{8\pi}. \quad (1.12)$$

Ushbu ish H_0 magnit maydonida joylashgan o'ta o'tkazgichning erkin energiyasida jamlangan bo'ladi. Shunday qilib, agar o'ta o'tkazgichning erkin energiya zichligi magnit maydoni bo'lmaganda F_{so} ga teng bo'lsa, magnit maydoni bo'lganda esa F_{SH} , ya'ni:

$$F_{SH} = F_{so} + \frac{H_0^2}{8\pi} \text{ ga teng bo'ladi.} \quad (1.13)$$

O'ta o'tkazgichning normal holatga o'tishi F_{SH} erkin energiya zichligi normal metall erkin energiyasi zichligiga erishganidagina sodir bo'ladi, ya'ni: $F_{SN} = F_n$ teng bo'lganida, bu esa $H_0 = H_{cm}$ teng bo'lganida sodir bo'ladi. Bu esa o'z navbatida,

$$F_n - F_{so} = \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \quad (1.14)$$

ekanligini bildiradi.

Ushbu ifodadan shunday xulosaga kelsa bo'ladiki, massiv o'ta o'tkazgichning kritik maydoni o'ta o'tkazuvchan holat normal holatga nisbatan qancha energetik afzal ekanligini ko'rsatuvchi kattalikdir. Ya'ni o'ta o'tkazuvchan holat erkin energiyasi normal holat erkin energiyasidan qancha kichikligini ko'rsatadi. Kritik magnit maydoni kuchlanganligi H_{cm} ni ko'p hollarda kritik termodinamik maydon ham deyishadi.

1.10. O'TA – O'TKAZGICH ENTROPIYASI

Termodinamikaning birinchi qonunidan quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\delta Q = \delta R + \delta U, \quad (1.15)$$

bu yerda δQ - ko'rilayotgan jism issiqlik energiyasi zichligining o'zgarishi (orttirmasi); δR -tashqi jismlar ustida ushbu jism birlik hajmining bajargan ishi, δU -jism ichki energiyasining o'zgarishi.

Yuqorida ko'rganimizdek, erkin energiya zichligi F bo'lganda uni Ushbu ifoda orqali aniqlash mumkin:

$$F = U - TS, \quad (1.16)$$

bu yerda T - jismning harorati, S - entropiya zichligi. Unda erkin energiya zichligining o'zgarishi

$$\delta F = \delta U - T\delta S - S\delta T$$

bo'ladi. Qaytar jarayonlar uchun $\delta Q = T\delta S$ tenglik bajarilganligi uchun quyidagi tenglamalar olamiz:

$$\delta U = T\delta S - \delta R, \quad (1.17)$$

$$\delta F = -\delta R - S\delta T. \quad (1.18)$$

ushbu tenglamalardan foydalanib quyidagi tenglamani olamiz:

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_R. \quad (1.19)$$

Ushbu keltirilgan ifodalardan foydalanib, o'ta o'tkazuvchan va normal holatlarning solishtirma entropiyalar farqini hisoblash mumkin. Buning uchun (1.14) formulani (1.19) ifodaga qo'yamiz

$$S_S - S_n = \frac{H_{cm}}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_R. \quad (1.20)$$

(1.20) ifoda muhim fizikaviy xulosalar chiqarish imkonini beradi:

1. Nernst teoremasiga asosan harorat $T=0$ bo'lganda, barcha jismlar entropiyasi nolga teng bo'ladi. Shuning uchun $\left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_{T=0} = 0$. Bu esa $H_{cm}(T)$ funksiya bilan aniqlanadigan egri chiziq $T=0$ bo'lganda nolli hosilaga ega bo'lishini ko'rsatadi.

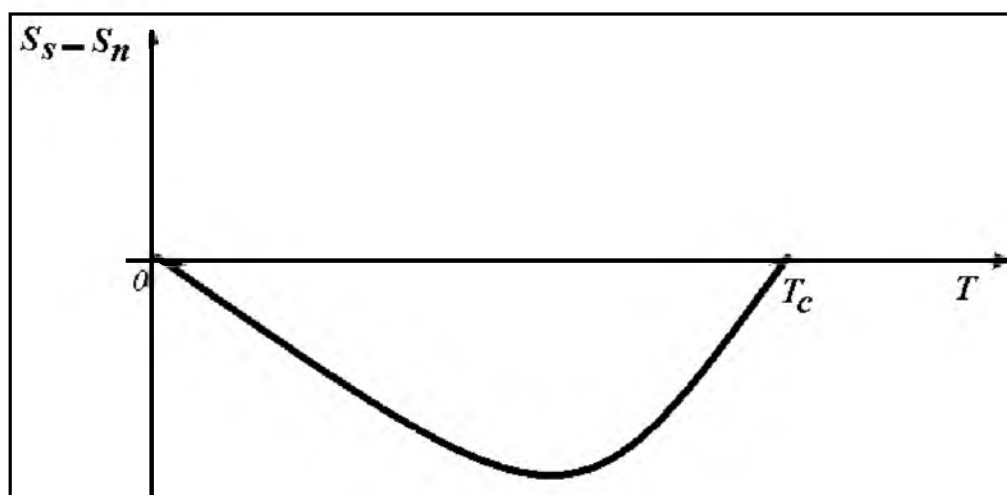
2. Tajribalar shuni ko'rsatdiki, $H_{cm}(T)$ funktsional bog'lanish monoton ko'rinishga ega bo'lib, haroratning o'sishi bilan kritik magnit maydoni kamayar ekan, ya'ni $0 < T < T_c$ oralig'ida $\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} < 0$ tengsizlik bajarilar ekan. O'z navbatida ushbu haroratlar oralig'ida $S_S < S_n$ tengsizlik bajariladi.

3. Harorat $T=T_c$ bo'lganda kritik magnit maydon uchun $H_{cm}=0$ tenglik bajariladi va unda entropiya uchun $S_S=S_n$ tenglik ham bajariladi. Sxematik ko'rinishda entropiyalar farqi S_S-S_n ning haroratga bog'lanishining ko'rinishi quyidagicha bo'ladi.

Bular asosida biz quyidagi muhim xulosalarni chiqarishimiz mumkin:

1. Modda uchun o'ta o'tkazuvchanlik holati normal holatga nisbatan ancha tartiblangan bo'lar ekan, chunki uning entropiyasi kichik bo'ladi.

2. Harorat $T=T_c$ bo'lganda bir holatdan (o'ta o'tkazuvchanlik holatidan normal holatga yoki teskarisi) ikkinchi holatga o'tish yutilishsiz yoki yashiringan ya'ni issiqlik chiqarmasdan sodir bo'ladi, chunki $T=T_c$ bo'lganda entropiya uchun $S_s=S_n$ shart bajariladi. O'z navbatida bunday harorat $T=T_c$ bo'lgandagi o'tishlar ikkinchi tur fazaviy o'tishlardir. Ko'pgina o'ta o'tkazuvchan qotishma va birikmalar uchun bir holatdan boshqasiga o'tishlar II –tur o'tishlar tarkibiga kiradi.



1.14-rasm. Entropiyalar farqi $S_s - S_n$ ning haroratga bog'lanishini ifodalovchi chizma.

3. $T < T_c$ bo'lganda o'ta o'tkazuvchan holatdan normal holatga o'tish magnit maydoni ta'sirida sodir bo'ladi. Chunki $S_s < S_n$, tengsizlik bajarilganda yashiringan issiqlik yutilishi sodir bo'ladi. Teskari holatda esa, ya'ni normal holatdan o'ta o'tkazuvchan holatga o'tilganda yashiringan issiqlik ajralib chiqadi. O'z navbatida $T < T_c$ da bo'lgandagi magnit maydoni ta'siridagi barcha o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlar deyiladi.

Ushbu hodisaning ajoyibligi shundaki, termodinamikaning bir necha formulalari va faqat bitta eksperimental $H_{cm}(T)$ bog'lanish dalilligi shunchalik fun-

damental xarakterdagi xulosalar chiqarishga imkoniyat yaratadi! Unda normal holatga nisbatan o'ta o'tkazuvchanlik holati yuqori darajada tartiblangan holatdir (ya'ni ushbu jarayon kichik entropiyalidir). Ushbu yuqori darajadagi tartiblanish bilan xarakterlanish holati bu elektronlarning o'zini kogerent, kelishilgan holda tutishini tushunib yetish yo'li degan xulosaga kelsa bo'ladi.

1.11. ISSIQLIK SIG'IMI

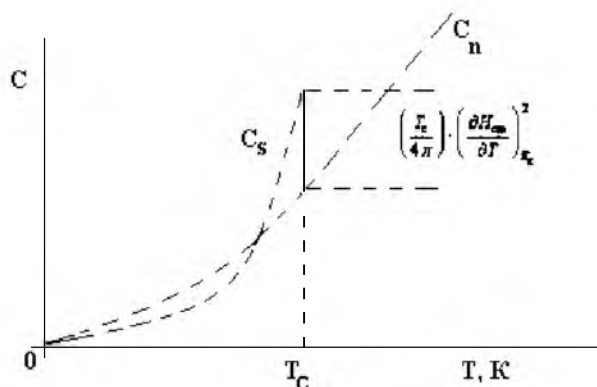
Moddalarning issiqlik sig'imini $C = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)$ ifoda yordamida aniqlash mumkinligi sababli, o'ta o'tkazuvchan (S_s) va (S_n) normal holatlardagi moddalarning issiqlik sig'implar farqini quyidagi tenglama yordamida aniqlash mumkin.

$$C_s - C_n = \left(\frac{T}{4\pi} \right) \cdot \left[\left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)^2 + H_{cm} \frac{\partial^2 H_{cm}}{\partial T^2} \right] \quad (1.21)$$

Ushbu ifodani olish uchun biz (1.20) tenglamani differensialladik. Harorat $T=T_c$ bo'lganda, magnit maydoni kuchlanganligining kritik qiymati $H_{cm}=0$ ekanligini e'tiborga olsak (1.22) ifodaga ega bo'lamiz.

$$C_s - C_n = \left(\frac{T_c}{4\pi} \right) \cdot \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)_{T_c}^2 \quad (1.22)$$

Mazkur ifoda Rudgers formulasi nomi bilan mashhurdir. Ushbu ifodadan ko'rinib turibdiki, harorat $T=T_c$ bo'lganda, issiqlik sig'imi qiymatining keskin sakrashi sodir bo'lar ekan. Rudgers formulasi ushbu sakrash amplitudasining qiymatini beradi. 1.15-rasmda issiqlik sig'imining haroratga bog'lanish grafigi keltirilgan.



1.15-rasm. O'ta o'tkazgich issiqlik sig'imining haroratga bog'lanish chizmasi.

Harorat kritik qiymatdan katta $T > T_c$ bo'lganda, xuddi normal metallarda kuzatiladigandek (elektronli issiqlik sig'imi) issiqlik sig'imi haroratga chiziqli bog'langan bo'ladi. Ushbu chizmada $C_s - C_n$ farq keskin sakrash ko'rinishida aks ettirilgan. Ushbu rasmda keltirilgan chizmani faqat eksperimental fakt ko'rinishida qaraymiz, ammo harorat kritik qiymatdan kichik $T < T_c$ bo'lsa $C_n(T)$ bog'lanishni ifodalovchi egri chiziq $C_s(T)$ bog'lanishni ifodalovchi egri chiziqni kesib o'tadi, bu esa yuqorida keltirgan muhokamaning xulosasidir. Haqiqattan ham $(C_s) = (C_n)$ tenglikka erishilgan nuqtada, $\frac{\partial(S_s - S_n)}{\partial T} = 0$ shart bajariladi. Biroq 1.15-rasmda keltirilgan chizmaga asosan harorat kritik qiymatdan kichik $T < T_c$ bo'lgandagina bunday nuqtaning bo'lishi shartdir. Issiqlik qiymatining keskin o'zgarish amplitudasining qiymati $\left(\frac{T_c}{4\pi}\right) \cdot \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_{T_c}^2$ ga teng.

O'ta o'tkazgichlarning issiqlik sig'imini aniqlashdagi ilmiy tadqiqotlar boshqa usullar, ya'ni magnit, elektr va optik usullarga nisbatan katta aniqlik bilan olib borilishini talab qiladi. Ammo, issiqlik sig'imini o'lchashda olingan natijalar o'ta o'tkazgichning ko'pgina elementar mikroarakteristikalarini aniqlashga imkon yaratadi.

1.12. ERKIN ENERGIYA HAQIDA

O'ta o'tkazuvchanlikni o'rganishda tez-tez uchrab turadigan termodinamik potentsiallar xossalari to'xtalamiz. Ushbu potentsiallar har qanday moddaning xossalarini hisoblashlarda foydalidir⁹.

Agar jism ma'lum ichki magnit induksiya \vec{B} da va haroratda tashqi magnit maydoni \vec{H}_o da joylashtirilgan bo'lsa, unda termodinamik muvozanat minimumi sharoitida $F = \int G dV$ erkin energiyaga ega bo'ladi, bu yerda erkin energiya zichligi (1.7) ifodadan aniqlangan. Ko'pgina hisoblarda bunday ko'rinishdagi potentsialdan

⁹ Bu masala Landau L.D., Lifshits E.M. mualliflarga «Elektrodinamika sploshnix sred» nom bilan Moskva shahridagi «Nauka» nashriyotida 1972 yilda chop etilgan kitobda keng yoritilgan.

foydalanish noqulaydir, chunki tashqi magnit maydonida joylashtirilgan jism uchun odatda haroratning va tashqi magnit maydonining doimiy o'zgarmaslik (doimiylik) sharti beriladi.

Ushbu holatda termodinamik muvozanat boshqacha ko'rinishdagi termodinamik potensial, ya'ni quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi. Bu esa Gibbs erkin energiyasi minimumga erishganda sodir bo'ladi.

$$F = \int G dV \quad (1.14)$$

$$G = F - \frac{H_{cm}^2}{4\pi} \quad (1.15)$$

Masalalar:

1. Bir santimetr kub qo'rg'oshinning erkin energiyasi u o'ta o'tkazuvchan holatga o'tganida qanchaga kamayadi? Mazkur o'tish magnit maydonida va harorat 4,2 K bo'lganda sodir bo'ladi.

Yechimi: Erkin energiyalar farqi $F_n - F_{SO} = \frac{H_{cm}^2}{8\pi}$ formula bilan aniqlanadi.

Massiv o'ta o'tkazuvchan namunaning kritik magnit maydoni $H_{\tilde{m}}$ ning 4,2 K

haroratdagi qiymatini $H_{cm} = H_{cm}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$ formula yordamida aniqlash mumkin.

$H_{\tilde{m}}(0)$ kattalikning jadvaldan olingan qiymati 803 ± 1 ersted ekanligidan

foydalanib, $F_n - F_{SO} = 1,1 \cdot 10^4 \frac{Y \delta \tilde{\alpha}}{\tilde{n}^3}$ qiymatni olamiz.

2. Yuqoridagi masala shartlari bajarilganda, bir santimetr kub qo'rg'oshindan qancha issiqlik ajralib chiqadi?

Echimi: Ajralib chiqishi mumkin bo'lgan issiqlik miqdori $Q = T(S_s - S_n)$ ifoda

bilan aniqlanadigan qiymatga teng. $H_{cm} = H_{cm}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$ va

$S_s - S_n = \frac{H_{cm}}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)_R$ formulalardan foydalanib, $Q = 2,3 \cdot 10^4$ erg qiymatni

hisoblab topamiz.

Izoh: (1.11) formulada entropiyalar farqi $\left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)$ kattalik orqali ifodalanadi.

Berilgan masala sharoitida, ya'ni tashqi maydon cheksizlikka mahkamlangan bo'lgani uchun o'ta o'tkazgich tashqi jism ustidan, uning harorati o'zgarganda hech qanday ish bajarmaydi. Haqiqatan ham, bunday o'ta o'tkazgich uchun tashqi jism ustida bajariladigan yagona ish turi bu uning ichki holati o'zgarganda elektromagnit to'lqin ning nurlanishidir. Biroq buning uchun, Poynting vektori integrali $\left(\frac{c}{4\pi}\right) \cdot [E \cdot \dot{H}]$ o'ta o'tkazgich sirti bo'yicha nolga teng bo'lmasligi kerak. elektr maydoni E faqatgina induksiya B o'zgargandagina hosil bo'ladi. Ammo $\dot{B} = 0$ ekanligi uchun magnit maydonidagi o'ta o'tkazgichning harorati o'zgarganda nurlanish sodir bo'lmaydi. Demak, $\left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_R = \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_H$ tenglik sharti bajariladi va (1.11) formuladan foydalanish mumkin.

3. Qo'rg'oshinning normal va o'ta o'tkazuvchan fazalardagi issiqlik sig'imi tenglashgan holdagi harorati topilsin.

Yechimi: Issiqlik sig'implar farqini ifodalovchi entropiyalar farqi $S_s - S_n = \frac{H_{cm}}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_R$ formulani minimumda tadqiq etib, izlanayotgan harorat

$\frac{T}{\sqrt{3}} = 4,16 K$ ga teng ekanligini topamiz.

4. Qalayning 3 K haroratdagi kritik termodinamik magnit maydoni topilsin. Javobi: 108 ersted.

5. Kritik haroratda bo'lgan qo'rg'oshinning birlik hajmidagi issiqlik sig'imining sakrash amplitudasi topilsin. Javobi: $2,8 \cdot 10^4 \frac{Y\delta\tilde{\alpha}}{\tilde{n}i^3 \cdot K}$

II BOB O`TA O`TKAZUVCHANLIKNING MIKROSKOPIK NAZARIYASI

Ushbu bob o`ta o`tkazuvchanlik hodisasining mikroskopik nazariyasini yoritishga bag`ishlangan bo`lib, unda o`ta o`tkazuvchanlik nazariyasining rivojlanishi haqida qisqacha ma`lumotlar, o`ta o`tkazgichlarning chiziqli elektrodinamikasi, o`ta o`tkazgichlardagi magnit maydonining singish chuqurligi, o`ta o`tkazgichlarning lokal bo`lmagan elektrodinamikasi, Londonlar tenglamasini kvantli umumlashtirish, magnit oqimining kvantlanishi, o`ta o`tkazuvchanlikning Ginzburg-Landau nazariyasi, Ginzburg-Landau nazariyasining tenglamasi, Ginzburg-Landau tenglamasi, Ginzburg-Landau nazariyasining gradientli invariantligi, kogerentlik uzunligi, yaqinlik effekti, normal va o`ta o`tkazuvchan fazalar orasidagi chegara energiyasi, fazaviy kogerentlik va kuchsiz bog`lanish turlari mavzulari kiritilgan.

2.1. O`TA O`TKAZUVCHANLIK NAZARIYASINING RIVOJLANISHI HAQIDA

O`ta o`tkazgichlar elektrodinamikasini ifodalovchi birinchi nazariya bu Londonlar nazariyasidir (1935 y.). Ushbu fenomenologik nazariyada, ya`ni Maksvell tenglamalariga qo`shimcha ravishda o`ta o`tkazgichdagi elektromagnit maydon tenglamalari taklif etildi, mazkur nazariyadan o`ta o`tkazgichning asosiy xossalari, ya`ni absolyut diamagnitlik va o`zgarmas tokka nisbatan qarshilikning nolga tengligi kelib chiqar edi. Lekin ushbu nazariyada o`ta o`tkazuvchanlikning elektronlar darajasidagi mikroskopik mexanizmi nimadan iborat ekanligi tushuntirilmadi, ya`ni Londonlar tenglamasidan kelib chiqadigan o`ta o`tkazgichlar nima uchun o`zini shunday tutadi, degan savol javobsiz qoldi.

Londonlar nazariyasida, asosan o`ta o`tkazgichdagi elektronlarni ikki xil elektronlar jamoasidan, ya`ni o`ta o`tkazuvchan va normal elektronlar yig`indisidan iborat deb qaraldi. O`ta o`tkazuvchan elektronlarning zichligi n_s harorat oshishi bilan kamayishini va $T=T_c$ bo`lganda nolga teng va teskari holatda,

ya'ni harorat $T=0$ bo'lganda $n=n_s$ bo'lishi nazariyada e'tiborga olingan edi. Bu o'ta o'tkazuvchanlikning ikki suyuqlikli modeli negizida turuvchi asosiy jarayondir. O'ta o'tkazuvchan elektronlar tashuvchi tok bu qarshiliksiz tokdir. Ma'lumki, bunda o'ta o'tkazgichda o'zgaras elektr maydoni bo'lishi mumkin emas, chunki aks holda bu o'ta o'tkazuvchan elektronlar jamoasini chegarasiz tezlashishiga olib kelar edi. Teskarisi, o'zgaruvchan elektr maydonida ham o'ta o'tkazuvchan elektronlar toki, ham normal komponentlar bo'ladi. Bunda normal tok odatdagi Om qonuniga bo'ysunadi.

Mazkur modelda, real o'ta o'tkazgich xuddi normal va ideal o'tkazgichlar o'zaro parallel ulangandek ko'rinishda modellashtirilishi mumkin. Ma'lumki, ushbu holda ideal o'tkazgich induktivlikka ega bo'lishi kerak, uning yordamida esa o'ta o'tkazuvchan elektronlarning inersial xossalarini modellashtirish mumkin.

Londonlar taklif etgan tenglamalar, elektron suyuqlikdagi o'ta o'tkazuvchan komponentani o'zgaras va o'zgaruvchan elektromagnit maydonda qanday tushishini ifodaladi. Ushbu nazariya yordamida o'ta o'tkazgichning ko'pgina xossalari tavsif etildi. Ammo 40-yillarga kelib aniq bo'ldiki, bitta savolga Londonlar nazariyasi noto'gri javob berar ekan. Ushbu nazariyadan shu kelib chiqadiki, normal va o'ta o'tkazuvchan fazalar chegaralaridagi energiya δ_{ns} oraliq holatda o'ta o'tkazgichda manfiy qiymatlar qabul qiladi. Bu tashqi magnit maydonida o'ta o'tkazgichning normal va o'ta o'tkazuvchan fazalarda bo'lish mumkin bo'lgan kichik takrorlanuvchi tor qatlamlarga ajralishi afzalligiga olib keladi, bunda o'ta o'tkazgich ichida bo'limlar chegaralari yuzasining yig'indisi imkoniyat boricha katta, chunki uning energiyasi $\delta_{ns} < 0$ qiymatlarni qabul qiladi.. Bu holat hatto o'qi magnit maydonida parallel joylashtirilgan uzun silindr bo'lganda ham bo'lishi kerak. Bu o'sha paytlardagi tajriba natijalariga zid edi. Tajribalar shuni ko'rsatdiki, qatlamlarga ajralish faqat *magnit sirpanish faktori* $\neq 0$ noldan farqli bo'lgan jismlarda ya'ni oraliq holatda sodir bo'lar ekan. Ushbu qatlamlar o'lchami anchagina katta $\sim 1\text{mm}$, bu esa faqatgina $\delta_{ns} > 0$ bo'lganda bo'ladi, bu Londonlar nazariyasida aytilganlari bilan mos kelmaydi.

Ushbu qarama-qarshilik Ginzburg-Landau nazariyasi (GL-nazariyasi) yordamida yechildi, bu nazariya ham fenomenologik nazariya edi, ammo unda kvant hodisalar hisobga olingan edi. Kvant jarayonlarni e'tiborga olish zarurligini ko'rib chiqamiz.

O'ta o'tkazuvchan elektronlarni ifodalovchi to'lqin funksiya ψ bo'lsin. Unda ushbu funksiya modulining kvadrati (n_s ga proporsional) normal fazada nolga aylanishi kerak bo'lsin va o'ta o'tkazuvchan fazada ma'lum bir muvozanat qiymatga erishish uchun NS-chegarada uzluksiz oshsin. O'z navbatida chegarada ψ ning gradienti paydo bo'lishi kerak, biroq kvant mexanikasidan ma'lumki, $|\nabla\psi|^2$ kattalik kinetik energiya zichligiga proporsionaldir. Bu kvant jarayonlar e'tiborga olinganida, biz NS-chegarada qo'shimcha musbat energiya jamlanganligini ham e'tiborga olgan bo'lamiz. Shunday qilib, kvant jarayonlarni hisobga olish, $\sigma_{ns} > 0$ tengsizlikni olish imkoniyatini beradi.

GL nazariyasining chuqur asoslanishi keyinchalik ko'riladi. Hozir biz butun o'ta o'tkazuvchanlik fanida ulkan ahamiyatga ega bo'lgan GL nazariyasining eng muhim asosini ko'rib chiqamiz.

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasini ifodalash uchun kvant mexanikasi qo'llanildi. O'ta o'tkazuvchanlikning o'zini tutishini va undagi o'ta o'tkazuvchan elektronlarni holatini ifodalash uchun bitta fazoviy koordinataga ega bo'lgan $\psi(\vec{r})$ to'lqin funksiya kiritildi (bu yerda shuni eslash lozimki, metallardagi n ta elektronni to'lqin funksiyasi n ta koordinat funksiyasidir $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n)$). Bu bilan barcha o'ta o'tkazuvchan elektronlarning o'zaro moslashgan va o'zlarini kogerent tutishi e'tiborga olindi. Haqiqatdan bitta elektronning statsionar holati kvant mexanikasida $\psi(\vec{r})$ funksiya bilan ifodalanadi. Agar n_s ta elektron o'zini bir xil tutsa unda bir o'zgaruvchili to'lqin funksiya ularni ifodalashi mumkin. Buni topish o'ta o'tkazuvchanlikning ko'pgina kvant va makroskopik effektlarni ifodalash imkoniyatini yaratadi.

GL nazariyasi Landauning ikkinchi tur fazoviy o'tishlari (Landau nazariyasi) asosida bo'lganligi uchun u faqatgina o'ta o'tkazgichning kritik harorati yaqinidagi sohada, ya'ni $T_c - T \ll T_c$ tengsizlik bajariladigan sohadagina o'rinli ekan. A.A.Abrikosov (1957 yil) GL nazariyasini o'ta o'tkazuvchan qotishmalarga qo'llab, ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlar nazariyasini yaratdi. O'ta o'tkazgichlar uchun hamma vaqt ham $\delta_{ns} > 0$ bo'lavermas ekan, $\delta_{ns} > 0$ bo'lgan o'ta o'tkazgichlar birinchi tur o'ta o'tkazgichlar ekan. Ko'pgina qotishma va kimyoviy birikmalar uchun $\delta_{ns} < 0$ bajariladi, bular ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlardir. Ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlarda Meyssner effekti bajarilmas ekan, va magnit maydoni ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlar ichiga singadi, lekin ushbu singish o'ziga xos bo'lib, kvantlangan uyurmali iplardek (makromasshtabdagi kvant effekt). O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi bunday moddalarda juda katta magnit maydonlarda ham bo'lishi mumkin.

Lekin «o'ta o'tkazuvchan» elektronlarning o'zlarini tutishini tavsiflovchi na Londonlar nazariyasi, na GL nazariyasi ularning o'zlari nima?, ya'ni ular qanday hosil bo'ladi? degan savolga javob bera olmadi. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kashf etilganiga 46 yil bo'lgan bo'lsa ham o'ta o'tkazgichning o'zi nima? degan savol, ya'ni mikroskopik darajada ushbu hodisani tushuntira oladigan savol javobsiz qoldi.

Nihoyat 1957 yilda Dj.Bardin, L.Kuper va Dj.Shrifferlarning (BKSh nazariyasi) ushbu savolga javob beradigan maqolalari chop etildi. Mazkur masalani echilishi uchun N.N.Bogolyubov (1958 yil) ham ulkan hissa qo'shdi. U ishlab chiqqan matematik usuldan hozirgi kunda ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi bilan shug'ullanuvchi olimlar keng foydalanmoqdalar.

O'ta o'tkazuvchanlikning mikroskopik mexanizmini tushunishdagi hal qiluvchi qadam L.Kuper (1956 yil) tomonidan qo'yildi. Uning ma'nosi quyidagicha. Normal metall asosiy holatda bo'lsin, ya'ni o'zaro bir-biri bilan ta'sirlashmayotgan elektronlarning barcha holatlari k-fazodagi Fermi sferasi ichida bo'lsin, ushbu sferaning tashqarisidagi barcha holatlar bo'sh bo'lsin. Yana juft

elektronlarni kiritamiz va ularni ($k\uparrow$) va ($k\downarrow$) yacheykalarga (uyalarga) joylashtirmiz (strelkalarining yo'nalishi elektronlarning spinlarini yo'nalishini ko'rsatadi). Agar ushbu ikki elek-tron ma'lum bir sabablarga ko'ra bir-biriga tortilsa, unda ushbu tortilish qanchalik kichik, ya'ni kuchsiz bo'lmasin ular bog'langan holatni hosil qilar ekan. Ular "Kuper juftlari" deyiladi.

BKSh nazariyasida elektron-fonon o'zaro ta'sirni hisobga olish ma'lum bir sharoitlarda elektronlar orasidagi o'zaro tortishuvni hosil bo'lishiga olib kelishi ko'rsatildi. Natijada elektronlarning bir qismi Kuper juftlarini hosil qiladi. Ammo bunday juftliklar spinlari yig'indisi nol bo'ladi, ya'ni nolli spinga ega bo'lishadi bunday juftliklarni boze-zarrachalar (ya'ni Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunuvchi zarrachalar) deb qarash mumkin. Bunday zarrachalar ajoyib bir xossaga ega bo'ladi. Agar sistemaning harorati ma'lum bir kritikdan T_c past bo'lsa ular eng pastki energetik sathda, asosiy holatda jamlanishi mumkin bo'lar ekan. Bunda ular qancha ko'p jamlansa, ushbu zarrachalardan birortasining ushbu holatdan chiqib ketishi shunchalik qiyinlashar ekan, ya'ni Boze-kondensatsiyasi sodir bo'ladi. Kondensatda bo'lgan barcha zarrachalar bitta fazoviy o'zgaruvchiga ega bo'lgan yagona to'lqin funksiya orqali ifodalanadi. Ma'lumki, bunday kondensatning oqimi o'ta oquvchanlik xossasiga ega, ya'ni dissipativsiz bo'lishi kerak. Haqiqatan ham kondensatning biror bir zarrachasining metall kristall panjarasining defektlarida sochilishi oson bo'lmaydi. Buning uchun unga kondensatning boshqa barcha zarrachalari tomonidan hosil qilingan ta'sir «qarshilikni» yengib o'tish zarur.

Shunday qilib, o'ta o'tkazuvchanlikni shunday tasavvur etsak bo'ladi: Harorat $T < T_c$ kritik qiymatdan kichik bo'lganda o'ta o'tkazgichda Kuper juftlaridan iborat kondensat mavjud bo'lar ekan. Ushbu kondensat esa o'ta oquvchanlik xossasiga ega bo'lar ekan. Bu elektr tokining o'ta o'tkazgichda Kuper juftlari yordamida qarshiliksiz o'tishiga, ya'ni tokning elementar tashuvchilari $2e$ zaryadga ega ekanligidan dalolat beradi.

O`ta o`tkazuvchanlik nazariyasining keyingi rivojlanishi Grin funksiyasi yordamida BKShning modulli masalasini echish usulini ishlab chiqqan L.P.Gor`kovning (1958 yil) ishlarida davom etdirildi.

Gor`kovning ishi Ginzburg-Landau-Abrikosov-Gor`kov nazariyasining (GLAG-nazariyasi nomi bilan mashhur) ishlab chiqilishi bilan nihoyasiga yetdi.

2.2. O`TA O`TKAZGICHLARNING CHIZIQLI ELEKTRODINAMIKASI

O`ta o`tkazgichlar elektr va magnit maydonlari bilan o`zaro ta`sirlashganda sodir bo`ladigan fizikaviy jarayonlar birinchi bo`lib aka-uka Fredrix va Genri Londonlar tomonidan sinchiklab o`rganildi. Ushbu o`zaro ta`sirni oydinlashtirish maqsadida quyidagicha fikr yuritimiz.

Masalan, o`ta o`tkazgich alohida elektr va magnit maydonlarida joylashtirilganda undagi elektr va magnit maydoni bilan hosil bo`lgan tok kuchi orasida ma`lum bog`lanish borligi aniqlandi. Ushbu bog`lanishni qanday ko`rinishda ekanligini aniqlash uchun namunadagi erkin elektronlarning zichligini n harfi bilan, o`ta o`tkazuvchan elektronlarning zichligini n_s va normal elektronlarning zichligini n_n bilan belgilaymiz. Unda o`ta o`tkazgichdagi umumiy elektronlar zichligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$n = n_s + n_n. \quad (2.1)$$

Namunaning harorati θ dan T_c gacha o`zgarganda n_s ning qiymati n dan θ gacha o`zgaradi. Mazkur fizikaviy yandashish o`ta o`tkazuvchanlik hodisasini tushuntirishdagi ikki suyuqlikli modelni negizini tashkil etishi haqida oldin ham aytilgan edi.

Elektr va magnit maydonlarining kuchlanganliklari juda kuchsiz, ya`ni o`ta o`tkazuvchan elektronlarning zichligiga deyarli ta`sir etmaydi va o`ta o`tkazuvchan elektronlarning zichligi namunaning butun hajmida bir xil deb faraz etamiz. Unda, elektr maydonida harakatlanayotgan erkin elektronlar uchun harakat tenglamasi quyidagi ko`rinishda bo`ladi:

$$ma = eE. \quad (2.2)$$

Agar elektronlarning zichligini e'tiborga olsak:

$$nma = neE. \quad (2.3)$$

Namuna o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lganda, ya'ni $T < T_c$ haroratda:

$$n_s m a_s = n_s e E, \quad (2.4)$$

yoki

$$n_s m \frac{d\mathcal{G}_s}{dt} = n_s e E. \quad (2.5)$$

Ushbu tenglama, elektr maydonida joylashgan namunaning birlik hajmidagi o'ta o'tkazuvchan elektronlarning harakat tenglamasidir. Bu yerda: m -elektronning massasi; e -elektronning zaryadi; \mathcal{G}_s - o'ta o'tkazuvchan elektronlarning tezligi; a_s -o'ta o'tkazuvchan elektronlarning tezlanishi; E -elektr maydonining kuchlanganligi.

O'ta o'tkazgichda xosil bo'lgan tok, ya'ni o'ta tokning zichligi $j_s = ne \mathcal{G}_s$ ekanligini e'tiborga olsak, quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\mathcal{G}_s = \frac{j_s}{n_s e} \quad (2.6)$$

$$E = \frac{d(\lambda j_s)}{dt} \quad (2.7)$$

$$\lambda = \frac{m}{n_s e^2} \quad (2.8)$$

(2.7) tenglama Londonlarning 1-tenglamasi deb qabul qilingan. Undan ko'rinadiki, elektr maydonining kuchlanganligi bilan o'ta tok orasida chiziqli bog'lanish mavjud ekan.

Agar statsionar holat bo'lsa ya'ni, $\frac{dj_s}{dt} = 0$ bo'lganda, o'ta o'tkazgichning elektr maydon kuchlanganligi nolga aylanadi.

O'ta o'tkazuvchan namuna magnit maydonida joylashtirilganda ham, o'ta tok bilan magnit maydoni kuchlanganligi orasida bog'lanish borligini aniqlash mumkin.

Berilgan nuqtadagi magnit maydoni kuchlanganligini $H(r)$ bilan belgilaymiz.

O`ta o`tkazuvchan namuna hajmidagi magnit maydoni kuchlanganligi o`zgarishini, ya`ni $H(r)$ ni ko`rib chiqamiz.

O`ta tok kinetik energiyasining zichligi:

$$W_{\text{éèi}} = \frac{n_s \dot{\vartheta}_s^2}{2} \Rightarrow \frac{\dot{j}_s^2}{2n_s e^2}. \quad (2.9)$$

Magnit maydoni kuchlanganligi va tok zichligi orasidagi bog`lanishni ifodalovchi Maksvell tenglamasi:

$$\text{rot}H = \left(\frac{4\pi}{c}\right)j_s; \quad (2.10)$$

undan

$$j_s = \left(\frac{c}{4\pi}\right)\text{rot}H \quad (2.11)$$

(2.11) tenglikni (2.9) tenglamaga qo`yamiz:

$$W_{\text{éèi}} = \frac{m \left[\left(\frac{c}{4\pi}\right)\text{rot}H \right]^2}{2n_s e^2}$$

bundan

$$\begin{aligned} W_{\text{kin}} &= \frac{m \left[\left(\frac{c}{4\pi}\right)\text{rot}H \right]^2}{2n_s e^2} = \left(\frac{mc^2}{16\pi^2 2n_s e^2}\right) (\text{rot}H)^2 = \left(\frac{mc^2}{32\pi^2 n_s e^2}\right) (\text{rot}H)^2 = \\ &= \left(\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}\right) \left(\frac{1}{8\pi}\right) (\text{rot}H)^2 \end{aligned}$$

ni olamiz. Bu ifodada:

$$\left(\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}\right) = \lambda \quad (2.12)$$

Ushbu ko`rinishdagi belgilashni kiritsak, unda quyidagi tenglik hosil bo`ladi:

$$W_{\text{kin}} = \left(\frac{\lambda^2}{8\pi}\right) (\text{rot}H)^2 \quad (2.13)$$

Erkin energiya. Ma'lum bir jism tashqi magnit maydoni H_0 da joylashtirilganda uning ichida B magnit maydoni induktsiyasi mavjud bo'lib, unda termodinamik tenglashuv sodir bo'ladi, ya'ni erkin energiya \mathcal{F} minimumga ega bo'ladi:

$$\mathcal{F} = \int F dV. \quad (2.14)$$

Erkin energiya zichligi F esa quyidagicha aniqlanadi:

$$F = U - TS, \quad (2.15)$$

Bu yerda U -sistema ichki energiyasi; T -harorat; S -entropiya zichligi.

Agar silindr shaklidagi o'ta o'tkazgichni olib, uning kesim yuzini magnit maydoni kuch chiziqlari yo'nalishiga perpendikulyar holda joylashtirsak, unda o'ta o'tkazgichni normal holatga o'tkazish uchun zarur bo'lgan H_c -kritik magnit maydon kuchlanganligini topish mumkin.

$H_0 < H_c$ shart bajarilganda Meyssner effekti kuzatiladi. Bu holda o'ta o'tkazgichning ichidagi magnit maydon induktsiyasi nolga teng bo'ladi, ya'ni magnit maydoni o'ta o'tkazgichning ichiga singmaydi.

Silindrning birlik hajmidagi magnit moment quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi:

$$M = \frac{H_0}{4\pi} \quad (2.16)$$

Agar tashqi magnit maydoni H_0 , dH_0 -ga o'zgarsa, o'ta o'tkazgichning birlik hajmida quyidagi qiymatga teng bo'lgan ish bajariladi:

$$MdH_0 = \frac{H_0 dH_0}{4\pi}. \quad (2.17)$$

Magnit maydoni 0 dan H_0 gacha o'zgarsa uning bajargan ishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\int_0^{H_0} \vec{I} dH = \int_0^{H_0} \frac{H}{4\pi} dH = \frac{H_0^2}{8\pi}.$$

Ushbu aniqlangan ish H_0 magnit maydondagi o'ta o'tkazgichning erkin energiyasida yig'ilgan bo'ladi.

Agar o`ta o`tkazgichning erkin energiya zichligi magnit maydoni bo`lmaganda F_{s0} , bo`lsa, magnit maydonida esa quyidagiga teng bo`ladi:

$$F_{SH} = F_{s0} + \frac{H_0^2}{8\pi} \quad (2.18)$$

O`ta o`tkazgich normal holatga o`tishi uchun uning erkin energiyasi $F_{SN} = F_n$ bo`lishi kerak.

$$H_0 = H_c \text{ bo`lganda, } F_n - F_{s0} + \frac{H_c^2}{8\pi}. \quad (2.19)$$

Bu yerdagi H_c -parametrga “kritik termodinamik maydon” ham deyiladi.

Magnit energiya zichligini (2.19), o`ta tok kinetik energiyasini (2.13) va magnit maydoni energiyasini e`tiborga olsak ((2.14) va (2.18) ifodalar), unda o`ta o`tkazgichning to`la energiyasi quyidagi tenglama yordamida aniqlanadi:

$$\mathfrak{F}_{SH} = \mathfrak{F}_{s0} + \frac{1}{8\pi} \int [H^2 + \lambda^2 (\text{rot}H)^2] dV. \quad (2.20)$$

(2.20) ifodadagi integrallash o`ta o`tkazgichning butun hajmi bo`yicha olib boriladi.

Sistemada termodinamik muvozanat sodir bo`lishi uchun erkin energiya minimumga ega bo`lishi kerak.

Buning uchun $H(r)$ ga kichik variatsiya $\delta H(r)$ beramiz. Bu esa o`z navbatida \mathfrak{F}_{SH} ni $\delta \mathfrak{F}_{SH}$ qiymatga o`zgarishiga olib keladi.

$$\delta \mathfrak{F}_{SH} = \frac{1}{8\pi} \int (2H\delta H + 2\lambda^2 \text{rot}H \text{rot}\delta H) dV. \quad (2.21)$$

$\delta \mathfrak{F}_{SH}$ quyidagi holda minimumga ega bo`ladi:

$$\delta \mathfrak{F}_{SH} = 0. \quad (2.22)$$

Agar quyidagi (2.23) ayniyatdan foydalansak, (2.21) va (2.22) tenglamalarning ko`rinishi o`zgarib (2.24) tenglamaga keladi.

$$\text{rot}b = \text{brot}a - \text{div}[ab]. \quad (2.23)$$

$$\int [H + \lambda^2 (\text{rot}H)] \delta H dV - \int \text{div}[\text{rot}H, \delta H] dV = 0, \quad (2.24)$$

Bu yerda $-\int \text{div}[\text{rot}H, \delta H] dV = 0$.

Integrallash o`ta o`tkazgichning sirti bo`yicha olib boriladi.

O`ta o`tkazgichning sirtidagi magnit maydon, ya`ni tashqi magnit maydon $\delta H(r) = 0$ bo`ladi, unda quyidagi ifodani olamiz:

$$\int [H + \lambda^2 (\text{rot rot } H)] \delta H dV = 0 \quad (2.25)$$

ushbu tenglik bajarilishi uchun quyidagi shart amalga oshishi kerak:

$$H + \lambda^2 \text{rot rot } H = 0. \quad (2.26)$$

Mazkur ifoda Londonlarning ikkinchi tenglamasi deyiladi.

Agar $H = \text{rot } A$ shartdan foydalansak, (2.27) ifodaga ega bo`lamiz.

$$j_s = -\left(\frac{c}{4\pi\lambda^2}\right)A, \quad (2.27)$$

(2.26) tenglamadan (2.27) tenglamaga o`tish, potensial vektorini Londonlar o`tkazgan kolibrovkadan foydalanganda sodir bo`ladi.

$$\text{div } A^{\nu} = 0, \quad (2.28)$$

$$A^{\nu} \cdot n^{\rho} = 0, \quad (2.29)$$

bu yyerda A^{ν} -magnit maydon bajargan ishga proporsional bo`lgan vektor potensiali; n -o`ta o`tkazgich sirtiga o`tkazilgan normal vektor (2.28) va (2.27) ifodalar uzluksiz, ular o`ta tok va o`ta tok manbai yo`qligini ifodalaydilar. (2.29) ifoda esa o`ta tokning o`ta o`tkazgich sirtidan oqmasligini ko`rsatadi. (2.8) va (2.10) tenglamalardan foydalanib, (2.27) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$j_s = -\left(\frac{c}{\Lambda}\right)A, \quad (2.30)$$

$$\Lambda = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2}. \quad (2.31)$$

(2.30) ifodani ham Londonlarning boshqacha ko`rinishdagi 2-tenglamasi desa bo`ladi.

Olingan natijalardan shunday xulosaga kelsak bo`ladiki, o`ta o`tkazgich elektr va magnit maydonida joylashtirilganda undagi o`ta tok zichligi bilan tashqi maydonlar orasidagi chiziqli bog`lanish mavjud ekan.

2.3. MAGNIT MAYDONINING SINGISH CHUQURLIGI

Londonlar olgan tenglamalardan foydalanib magnit maydonining o'ta o'tkazgichga qanday qonuniyat asosida singishini ko'rib chiqamiz.

Fazoda $X > 0$ bo'lgan muhitda ya'ni o'ta o'tkazgich sirti $X=0$ tekislikka to'g'ri keladigan sharoitda Z o'qi bo'yicha H_0 magnit maydoni yo'nalgan bo'lsin (2.1-rasmga qarang). Mazkur masalani echishda $\text{rot rot } H = -\nabla^2 H$ bo'lganligini va masala simmetriya sharoitida ekanligini e'tiborga olib, (2.26) tenglamadan foydalangan holda quyidagi ifodani olamiz:

$$\left(\frac{d^2 H}{dX^2}\right) - \frac{1}{\lambda^2} H = 0 \quad (2.32)$$

Ushbu tenglamani echishdagi chegaraviy shartlar quyidagilar:

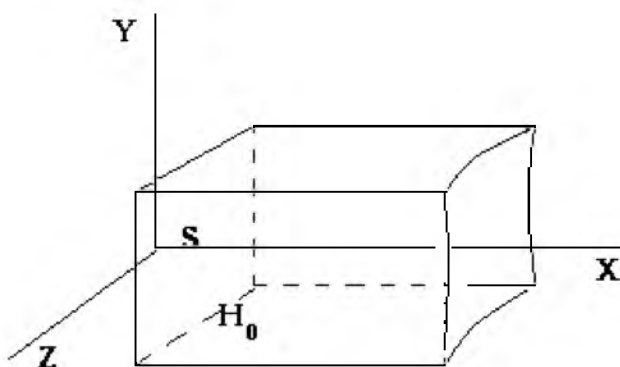
$$H(0) = H_0;$$

$$H(\infty) = 0.$$

(2.32) tenglamaning echimini quyidagi kurinishda izlaymiz:

$$H = H_0 e^{-X/\lambda} \quad (2.33)$$

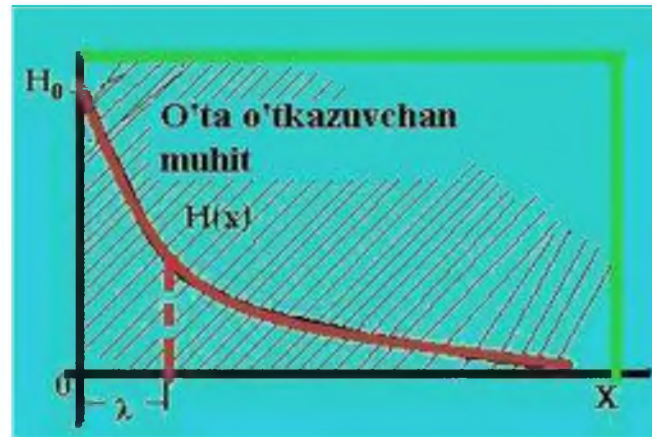
Ushbu echim (2.32) tenglamani qanoatlantiradi. H_0 -o'ta o'tkazgich sirtidagi magnit maydoni.



2.1-rasm. Magnit maydonida joylashgan o'ta o'tkazgichning ($X > 0$ fazodagi) dekart koordinatalar sistemasidagi tasviri.

azkur olingan echimdan shunday xulosaga kelsa bo'ladiki, magnit maydoni o'ta o'tkazgichning ichiga singishi faqat ma'lum chuqurlikkacha sodir bo'lar ekan. Magnit maydoni kuchlanganligining o'ta o'tkazgichga singish jarayonida e (2,715.

. .) marta kamayishini ifodalovchi kattalikni kursatuvchi belgi λ bo`lib, har qaysi modda uchun o`ziga xos qiymatlarga ega bo`ladi. 2.2-rasmda massiv o`ta o`tkazgichga magnit maydonining singishini ifodalovchi chizma keltirilgan.



2.2-rasm. Massiv o`ta o`tkazgichga magnit maydonining singishini ifodalovchi chizma. Sirdagi magnit maydon H_0 ga teng.

λ -magnit maydonining London singish chuqurligi ham deb yuritiladi. Uning qiymati quyidagi formula orqali topiladi:

$$\lambda = \left(\frac{mc^2}{4\pi m_s e^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.34)$$

Meysner effekti kuzatilganda ham magnit maydoni xuddi shunday chuqurlikkacha singadi, ya`ni o`ta tok faqat shunday qalinlikdan oqadi. Haqiqattan ham, $j = \left(\frac{c}{4\pi} \right) rot H$ ifodani yassi geometrik hol uchun yozsak quyidagi tenglamani olamiz:

$$j_s = \left(\frac{c}{4\pi} \right) \cdot \left(\frac{dH}{dX} \right). \quad (2.35)$$

Ushbu differentsial tenglamaga (2.33) formulada keltirilgan echimni qo`ysak:

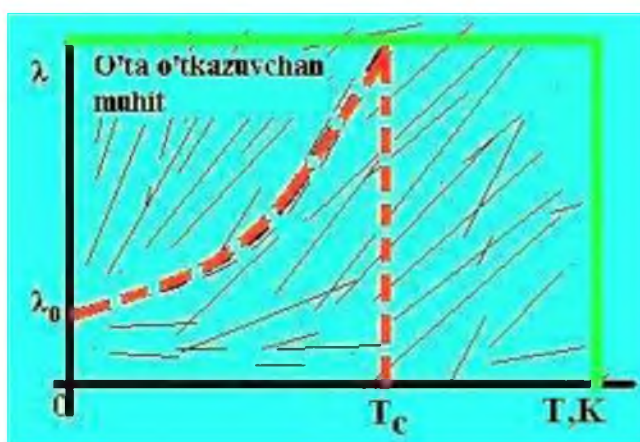
$$j_s = \left(\frac{cH_0}{4\pi\lambda} \right) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (2.36)$$

ifodaga ega bo`lamiz.

Magnit maydonining o'ta o'tkazgichga singish chuqurligi λ ni quyidagi ifodaga bo'ysungan holda o'ta o'tkazuvchan elektronlarning haroratiga bog'liqdir:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.37)$$

(2.37) tenglamani chizma orqali ifodalaganda 2.3-rasmda keltirilgan grafikka ega bo'lamiz. Chizmadan ko'rinib turibdiki, harorat oshgan sari london singish chuqurligi ham orta boradi va harorat kritik qiymatga erishganda u maksimal qiymatga ega bo'ladi.



2.3-rasm. Magnit maydonining singish chuqurligi λ ning haroratga bog'lanishini ifodalovchi chizma.

Ba'zi bir o'ta o'tkazgichlarning magnit maydoni singish chuqurligining qiymatlari 2.1-jadvalda aks ettirilgan.

2.1-jadval

O'ta o't-kazgich	<i>Al</i>	<i>Gd</i>	<i>Hg</i>	<i>In</i>	<i>Nb</i>	<i>Pb</i>	<i>Sn</i>	<i>Tl</i>	<i>NbN</i>
$\lambda(0), \text{Å}$	500	1300	380÷450 <i>anizotrop</i>	640	470	390	510	920	2500

Ushbu jadvaldan ko`rinib turibdiki, λ ning eng kichik qiymati qo`rg`oshin uchun, eng kattasi esa nitrid niobiy birikmasi uchun ekan. Misol sifatida singish chuqurligi bilan bog`liq bo`lgan quyidagi masalani ko`rib chiqamiz.

Masala: O`ta o`tkazgichdagi elektronlar konsentratsiyasi $n_s = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ga teng bo`lgandagi va harorat $T = 0$ bo`lgan hol uchun london singish chuqurligini aniqlang. $m \approx 10^{-27} \text{ gr}$; $s \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s}$; $e = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ abs.birlik}$.

Javobi: $\lambda(0) \approx 2500 \text{ \AA}$.

2.4. O`TA O`TKAZGICHLARNING LOKAL BO`LMAGAN ELEKTRODINAMIKASI

Shu paytgacha o`ta o`tkazgichlar elektrodinamikasi haqida gapirilayotganda asosan lokal elektrodinamikaga tegishli edi. Haqiqattan ham, Londonlar tenglamasi o`ta tok zichligi (j_s) ni, (ya`ni o`ta tok tashuvchilarning harakat tezligi \vec{v}_s) o`sha nuqtadagi potensial vektor \vec{A} bilan bog`laydi. Shuning uchun, uni faqat o`ta tok tashuvchilarning geometrik o`lchami, vektor potensialining o`zgarishi sodir bo`ladigan xarakterli uzunlikdan, ya`ni λ - singish chuqurligi qiymatidan ko`p martta kichik bo`lganda qo`llash mumkin. O`ta tok tashuvchilar bu elektron juftliklardir. Mazkur juftlikning o`lchamini ξ_0 bilan belgilaymiz. Hisob-kitoblar shuni ko`rsatdiki, toza metallar uchun uning qiymati $\xi_0 \sim 10^{-4} \text{ sm}$. Boshqa tomondan singish chuqurligi $\lambda \sim 10^{-5} \text{ sm}$. Bundan kelib chiqadiki, lokal London elektrodinamikasi toza o`ta o`tkazgichlarga qo`llanila olinmaydi, chunki ξ_0 o`lcham tartibida magnit maydoni kuchli o`zgaradi, $\xi_0 \gg \lambda$.

Shuning uchun lokal tenglik $\vec{P}_s = -\frac{1}{c\lambda} \vec{A}$ lokal bo`lmagan, ya`ni unda zarra tezligi va zarra o`lchami ξ_0 tartibidan katta o`zgaradigan magnit maydoni bilan bog`lanishni hosil qiladigan tenglik bilan almashtirilishi kerak. Bunday nolokal bog`lanishni birinchi bo`lib Pippard taklif qildi, ushbu hol o`ta o`tkazuvchanlikning mikroskopik nazariyasi paydo bo`lgunga qadar sodir bo`ldi.

Umumiy holda \vec{j}_s va \vec{A} orasidagi nolokal bog'lanish quyidagi ko'rinishda ifodalanishi mumkin.

$$\vec{j}_s(\vec{r}) = \int Q(\vec{r} - \vec{r}') \vec{A} d\vec{r}' ,$$

bu yerda Q - shunday operatorki, \vec{A} vektorga ta'sir etib, uni $Q\vec{A}$ vektoriga aylantiradi. $Q(\vec{r} - \vec{r}')$ operatorning ta'sir radiusi ξ_0 ga teng deb olinadi, ya'ni $Q(\vec{r} - \vec{r}')$ kattalik faqatgina, $|\vec{r} - \vec{r}'| \leq \xi_0$ tengsizlik bajarilganda noldan farqli bo'ladi. O'lchami katta bo'lgan zarraga (o'ta tok tashuvchisiga) \vec{A} vektori ta'sirining shunday o'rtacha qiymati topiadi. Agar ushbu o'lcham nolga intilsa, unda Q δ -funksiyaga aylanadi va biz lokal elektrodinamikaga qaytamiz.

Pippard $Q\vec{A}$ vektorni quyidagi ko'rinishda olinishini taklif qildi:

$$Q(\vec{r} - \vec{r}') \vec{A}(\vec{r}') = -\frac{3n_s e^2}{4\pi m c \xi_0} \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^4} (\vec{A}(\vec{r}'), \vec{r} - \vec{r}') e^{-\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{\xi_0}}$$

Lokal bo'lmagan holatda, o'ta o'tkazgichga magnit maydonining singish qonuniyati eksponentsialdan farqli bo'ladi, biroq bu holda magnit maydonining singish chuqurligi haqida gapirishimiz mumkin, uni quyidagicha aniqlaymiz:

$$\lambda = \frac{1}{H_0} \int_0^\infty H dx ,$$

bu yerda H_0 -yarim cheksiz o'ta o'tkazgich sirtidagi maydon. Agar maydon o'ta o'tkazgich chuqurligida eksponentsial kamaysa, unda λ ni aniqlash

$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} - \chi^2 H = 0$ differentsial tenglamani qanoatlantiruvchi $H = H_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$ funksiyaga mos keladi.

Biz nolokal masalani echmaymiz, ammo ushbu qiymatning tartibi bo'yicha qanday oddiy yo'l bilan to'g'ri javobini olish mumkinligini ko'rsatamiz. $H(x)$ ning xaqiqiy bog'lanishini, ya'ni magnit maydonining singish qonuniyatini yangi kiritilgan singish chuqurligi bilan eksponenta orqali approksimatsiyalaymiz. Ushbu chuqurlikni (Pippard singish chuqurligini) λ_p bilan belgilaymiz. Shunday qilib,

diametri ξ_0 bo'lgan zarraga \vec{A} vektorli potensial faqatgina $\lambda_p \ll \xi_0$ chuqurlikda ta'sir etadi. Natijada zarra \vec{j}_s tok zichligini hosil qilishda ishtirok etadi, ammo \vec{A} kattalikning zarraga ta'siri nolokal holda samaradorligi kam bo'ladi, chunki vektor-potensial \vec{A} ning ta'sirini faqat $\frac{\lambda_p}{\xi_0}$ qism zarralarigina sezadi. Mos ravishda tok zichligi ham $\frac{\xi_0}{\lambda_p}$ marta kichik bo'ladi. Ushbu koeffitsientni

$\vec{j}_s = \frac{c}{4\pi\lambda^2} \vec{A}$ ga qo'yib quyidagi ifodani olamiz:

$$\vec{j}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} \frac{\lambda_p}{\xi_0} \vec{A}. \quad (2.38)$$

Agar ushbu tenglamani quyidagi ko'rinishda yozsak:

$$\vec{j}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda_p^2} \vec{A}, \quad (2.39)$$

xohlaganimizdek, biz maydonning λ_p chuqurlikda eksponentsial kamayishini olamiz.

(2.38) va (2.39) ifodalarni solishtirish $\lambda_p^2 = \frac{\lambda^2 \xi_0}{\lambda_p}$ ni beradi, undan λ_p

kattalikning daraja tartibini baholash quyidagicha bo'ladi:

$$\lambda_p \approx (\lambda^2 \xi_0)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.40)$$

bu yerda λ , kattalik avvalgidek, $\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}$ ifodadan aniqlanadi. (2.40) ifodadan

$\lambda_p \ll \xi_0$ bo'lgan hol uchun $\lambda_p \gg \lambda$ ga ega bo'lamiz, ya'ni nolokal elektrodinamika magnit maydonining singish chuqurligi lokal elektrodinamikadagiga nisbatan kattaroq ekanligini ifodalaydi. Bunda, haqiqatdan ham, $\lambda_p \ll \xi_0$ tengsizlikni qanoatlantiriladi. Biroq, bu hamma vaqt ham, hattoki toza metallarda ham bo'lavermaydi.

Nolokal munosabat yaxshi ifodalanadigan odatdagi o'ta o'tkazgich (Pippard o'ta o'tkazgichi) Al -alyuminiydir. Teskari holda hattoki toza Pb -qo'rg'oshin ham o'ta o'tkazgich bo'la olmaydi.

Harorat T kritik harorat T_c yaqinlashganda hamma o'ta o'tkazgichlar London o'ta o'tkazgichlari bo'ladi, chunki λ singish chuqurligi $T \rightarrow T_c$ yaqinlashganda o'sadi, ξ_0 esa T ga bo'lmaydi.

Ushbu aytilganlar toza metall holi uchun, ya'ni ushbu holda ular uchun erkin yugurish uzunligi $\ell \gg \xi_0$ bo'ladi. Agar metallga qo'shimcha atomlar kiritilsa unda shunday bo'lishi mumkinki $\ell > \xi_0$. Bunday metallar toza bo'lmagan metallar deyiladi. Qotishmalar ham ushbu qatorga kiradi. Juda ifloslangan metallarda tok tashuvchilar o'lchamini endi erkin yugurish uzunligi ℓ o'ynaydi. Mikroskopik nazariya shuni ko'rsatadiki, ifloslangan o'ta o'tkazgichlar uchun $\ell \gg \xi_0$ bo'lganda magnit maydonining singish chuqurligi $\lambda_d \approx \lambda \left(\frac{\xi_0}{1} \right)^{\frac{1}{2}}$ bo'ladi. Shunday qilib qotishmalar lokal london tenglamalari bilan yaxshi ifodalanishi mumkin ekan.

2.5. LONDONLAR TENGLAMASINI KVANTLI UMUMLASHTIRISH

Ma'lumki o'ta tokning elementar tashuvchilari bu elektron juftlar, ya'ni Kuper juftlaridir. Bunda hamma elektronlar juftlari bir energetik sathda, bir kvant holatda bo'ladi ya'ni kondensat hosil qiladi. Bunday kondensat zarraning to'lqin funksiyasini $\psi(\vec{r}) = \left(\frac{n_s}{2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{i\theta(\vec{r})}$ ko'rinishda yozish mumkin. Bu yerda θ -to'lqin funksiyaning fazasi. $\psi(\vec{r})$ funksiyani normirovka qilganda elektron juftlar zichligi $\frac{n_s}{2}$ ekanligi e'tiborga olingan, bu yerda n_s - o'ta o'tkazuvchan elektronlar zichligi.

Agar massasi $2m$ va zaryadi $2e$ bo'lgan zarra magnit maydonida harakatlansa, uning impul'sini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\hbar \nabla \theta = 2m \mathbf{v}_s + \frac{2e}{c} \mathbf{A} \quad (2.41)$$

Haqiqatdan ham magnit maydoni bo'lmaganda zarralarning oqim zichligi $\frac{n_s \hbar}{2}$ ifodani $\left(\frac{i\hbar}{4m}\right)(\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi)$ ko'rinishda yozish mumkin. (2.41) tenglamaga $\Psi(\mathbf{r}) = \left(\frac{n_s}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i\theta}$ ifodani qo'yib $\hbar \nabla \theta = 2m \vec{v}_s$ tenglikni olamiz. Agar zarra magnit maydonida bo'lsa, unda to'la impul's $\hbar \nabla \theta$, $2m \mathbf{v}_s$ - impul's va magnit maydoni hosil qilgan $\frac{2e}{c} \mathbf{A}$ impul'slar yig'indisiga teng bo'ladi.

O'ta tok zichligi uchun bo'lgan ifodani quyidagi ko'rinishda tasavvur etib:

$$\mathbf{J}_s = n_s e \mathbf{v}_s, \quad (2.42)$$

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \quad \text{va} \quad \Lambda = \frac{4\pi \lambda^2}{c^2}$$

formulalardan foydalanib, (2.41) ifodadan osongina quyidagi Londonlarning II tenglamasini umumlashgan ko'rinishini olamiz:

$$\mathbf{J}_s = -\frac{1}{c\Lambda} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta - \mathbf{A} \right), \quad (2.43)$$

bu yerda $\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}$ belgilash kiritilgan. Ushbu kattalik magnit oqimi birligiga mos keladi.

2.6. MAGNIT OQIMINING KVANTLANISHI

Biz endi, juda katta qiziqishga ega (va turli texnik qo'llanishga muhtoj bo'lgan) o'ta o'tkazgichlarda magnit oqimining kvantlanish hodisasini o'rganishga o'tamiz.

Massiv o'ta o'tkazgichning ichidagi silindrik bo'shliqni ko'rib chiqamiz. Mayli, avval $T > T_c$, va o'ta o'tkazgich normal holatda bo'lsin. Tashqi maydon \dot{H}_o kattalikni bo'shliqni tashkil etuvchiga parallel qo'yamiz. O'ta o'tkazgichni o'ta o'tkazuvchan holatga o'tkazish uchun haroratni kamaytiramiz. Endi maydon o'ta o'tkazuvchan jismdan siqib chiqariladi. Ma'lum magnit oqimi bo'shliqda muzlatiladi. Ushbu oqim bo'shliqning ichki sirtida hosil bo'lgan o'ta tok tomonidan paydo qilinadi. Ushbu muzlatilgan magnit oqimni aniqlaymiz. Bo'shliqni o'z ichiga olgan va bo'shliq chegarasidan λ dan ko'p marta katta bo'lgan masofadan o'tuvchi S konturni ko'rib chiqamiz.

Unda ushbu konturning har qanday nuqtasida $\dot{J}_o = 0$ va (2.43) tenglamani kontur buyicha integrali quyidagini beradi:

$$\frac{\Phi_0}{2\pi} \oint_c \nabla \theta dl = \oint_c A dl, \quad (2.44)$$

$$\oint_c A dl = \Phi, \quad (2.45)$$

ekanligini e'tiborga olib,

$$\Phi = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \right) \oint_c \nabla \theta dl \quad (2.46)$$

ifodaga ega bo'lamiz. Bu yerda Φ harfi S kontur o'z ichiga olgan to'la magnit oqimini bildiradi. Bundan aniq ko'rinadiki, θ -ko'p qiymatli funksiya; bo'shliq atrofida har bir marta qo'llanganda u ma'lum qiymatga o'zgaradi. Lekin bunda ψ to'lqin funksiya bir xilligicha saqlanishi kerak. Shuning uchun biz magnit oqimli bo'shliq atrofini aylanganda θ -ning o'zgarishi karrali bo'lishi kerakligini talab qilishimiz kerak, ya'ni $2\pi n$, bu yerda $n=0,1,2$. Haqiqattan ham $\theta(\vec{r})$ ga $2\pi n$

qo'shilganda $\Psi(\vec{r}) = \left(\frac{n_c}{2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{i\theta}$ funksiya o'zgarmaydi, chunki $e^{i2\pi n} = 1$. Shuning

uchun $\oint_c \nabla \theta dl = 2\pi n$ va (2.46) tenglikni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\Phi = n\Phi_o, \quad (2.47)$$

bu yerda:

$$\Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e} = \frac{hc}{2e}. \quad (2.48)$$

(2.47) ifodadan kelib chiqadiki, bo`shliqdagi magnit oqimi (aniqrog`i S kontur ushlab qolgan magnit oqim) faqat minimal magnit oqim Φ_0 -oqim kvantlariga karrali qiymatlarni qabo`l qilishi mumkin. Φ_0 qiymat (2.48) ifodadan hisoblanganda $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{Gs} \cdot \text{sm}^2$ ga teng.

Magnit oqimining kvantlanishi fizikaviy, xuddi atomdagi elektron orbitalarining kvantlanishini kelib chiqishidek. Ma`lum berk konturda harakatlanayotgan elektronlar to`lqin funksiyasi ushbu kontur uzunligida butun sonli to`lqin uzunlikka ega bo`lishi kerak. Magnit oqimining kvantlanishi bir paytning o`zida AQSh da B. Diver va V. Ferbenk va Germaniyada Doll. R va M. Nebauer 1961 yilda tajribada kuzatishdi. Bu yyerda shuni ta`kidlash joizki, F.

London magnit oqimi kvantlanishini oldindan aytgan edi va uning qiymatini $\frac{hc}{e}$ ga teng deb hisobladi, ya`ni Φ_0 ning qiymatidan 2 marta katta. Bu tushunarli, chunki u elementar o`ta tok tashuvchilarni elektron zaryadini e ga teng deb hisobladi. (2.48) ifodani haqiqiy ekanligini tajriba tasdiqladi. Shunday qilib, magnit oqimini kvantlanishini o`rganuvchi tajribalar natijasi o`ta tokning elektron juftlar orqali o`tishini to`g`ridan to`g`ri isboti bo`ldi.

Masalalar:

1. Massiv o`ta o`tkazgichda 7 ta magnet oqimi kvantlarini o`zida ushlab turgan diametri 0,1 sm bo`lgan teshik mavjud. Ushbu teshikdagi magnet maydoni kuchlanganligi topilsin.

Javobi: $H = 1,84 \cdot 10^{-2} \text{Ersted}$.

2. Massiv o`ta o`tkazgichda diametri 2 sm bo`lgan silindirsimon teshik mavjud. Unda kuchlanganligi $H = 300 \text{Ersted}$ bo`lgan magnit maydoni ushlangan. Teshik markazidan $R = 2 \text{sm}$ masofadagi vector potensialining qiymati A topilsin. Ushbu R masofadagi faza gradienti $\nabla\theta$ ham topilsin.

Javob: $A = 75 \text{Gs} \cdot \text{sm}$, $\nabla\theta = 2,36 \cdot 10^9 \text{rad/sm}$.

3. Dielektrik ip sirtiga qoplangan qalinligi $d \ll \lambda$ yupqa o'ta o'tkazuvchan plyonka qaralmoqda. Ipnining kesim yuzi radiusi R . Ip xona haroratida bo'ylama magnit maydonga kiritilgan, undan so'ng ipning harorati T_c dan past haroretlargacha tushirilgan. Undan so'ng tashqi magnit maydoni o'chirildi. Plyonkali ip ushlagan magnit oqimi qanday kvantlanadi?

Echimi: $d \ll \lambda$ bo'lganligi sababli tok plyonka bo'ylab bir xil taqsimlangan

bo'ladi. Shuning uchun $\mathbf{j}_s = \frac{1}{c\Lambda} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta - \mathbf{A} \right)$ ifodani radiusi R bo'lgan berk aylanma

kontur bo'yicha integrallash quyidagi ifodani beradi:

$$\Phi = \Phi_0 n - \frac{2\pi mcR}{n_s e^2} j_s \quad (2.49)$$

Boshqa tomondan, silindr ichidagi magnit maydoni va silindr sirti bo'ylab tok quyidagi munosabat bilan bog'langan:

$$H = \frac{4\pi}{c} j_s \cdot d,$$

shuning uchun silindr ichidagi oqim $\Phi = \frac{4\pi^2}{c} j_s d R^2$. Bundan j_s ni ifodalab va (*)

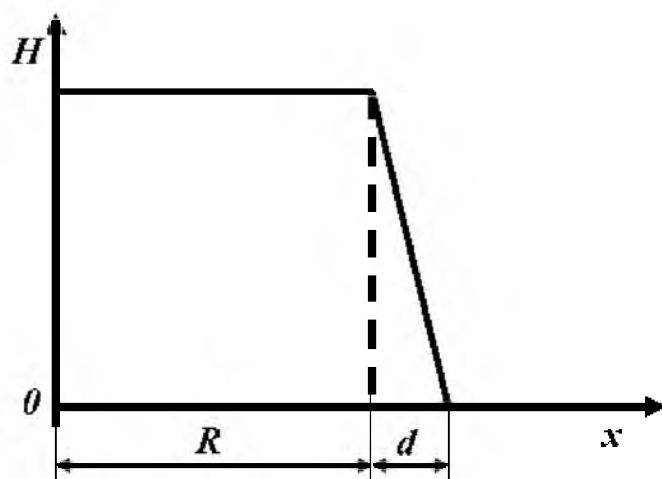
ifodaga qo'yib quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\Phi = \Phi_0 n \left(1 + \frac{2\lambda^2}{Rd} \right)^{-1}.$$

Ta'kidlash joizki, agar $Rd \gg 2\lambda^2$ bo'lsa, yupqa devorli ($d \ll \lambda$) silindrda magnit oqimining kvantlanishi xuddi massivdagiga o'xshash bo'ladi. Boshqa hollarda "oqim kvanti" Φ_0 dan kichik bo'ladi.

4. Oldingi masala shartida magnit maydoni taqsimotini toping.

Javobi: keltirilgan 2.4-rasmga qarang.



2.4-rasm. Yupqa devorli o`ta o`tkazuvchan silindrda ushlangan magnet maydonining taqsimoti.

2.7. O`TA O`TKAZUVCHANLIKNING GINZBURG-LANDAU NAZARIYASI

Londonlar nazariyasida o`ta o`tkazuvchanlikning kvant effektlari hisobga olinmagan edi. Ginzburg—Landau (GL) nazariyasi o`ta o`tkazuvchanlikning birinchi fenomenologik nazariyasi bo`ldi. Nazariyada o`ta o`tkazuvchan holatning normal holatga nisbatan ancha tartiblangan ekanligi va bir holatdan boshqasiga o`tish (magnet maydoni bo`lmaganda) bu ikkinchi tur fazaviy o`tish ekanligi e`tiborga olinishi kerak edi. Bundan shu kelib chiqadiki, o`ta o`tkazgichda qandaydir tartib parametri bo`lishi kerak, u $T < T_c$ bo`lganda noldan farqli va $T \geq T_c$ bo`lganda nolga aylanishi kerak. Boshqa tomondan, kvant nazariyani yaratish uchun o`ta o`tkazuvchan elektronlarning qandaydir effektiv to`lqin funksiyasini kiritish zarur bo`lib qoldi.

V.L.Ginzburg va L. D. Landau ushbu kattaliklarni birlashtirdilar va $\psi(\vec{r})$ ni tartib parametri sifatida qarashga qaror qilishdi. Buning uchun katta ilmiy jasorat va chuqur fizikaviy jarayonlarni seza olish qobiliyati kerak edi. GL nazariyasi negizida L.D.Londau ishlab chiqqan ikkinchi tur fazaviy o`tishlar nazariyasi yotardi.

Ushbu nazariyaga asosan, II tur fazaviy o`tish bu shunday o`tishki, bunda jismning holati uzluksiz o`zgaradi va uning simmetriyaligi esa sakrash yo`li bilan

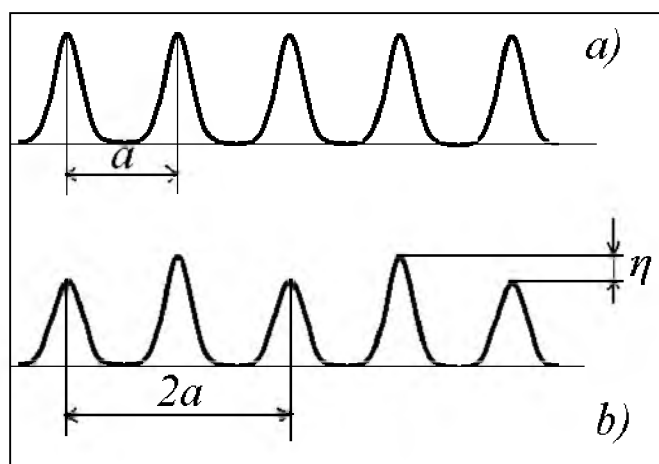
o'zgaradi. Bunda past haroratlar fazasi kam simmetriyali faza, ya'ni yuqori tartibli faza.

Ikkinchi tur o'tishlarga, ba'zi bir qotishmalardagi tartibli - tartibsiz o'tishlar kiradi. Masalan, Kyuri nuqtasidagi ferromagnetik o'tish, geliyning o'ta oquvchanlik holatiga o'tishi va o'tkazuvchan materialning o'ta o'tkazuvchan holatga o'tishi va boshqalar.

Qanday qilib jism holatini uzluksiz o'zgarishida uning simmetriyasining sakrab o'zgarishi kuzatiladi? Endi shuni aniqlashga kirishamiz. Quyidagi strukturaviy o'tishda (tartiblanish xossasi) yaqqol namoyon bo'ladi. Mayli, A va B atomlar chiziqli zanjirda joylashsin va yetarlicha yuqori haroratda bog'lamlarning A va B atomlar bilan to'ldirilishi bir xil (to'la tartibsiz 2.5- rasm (a)). 2.5b-rasmda $T < T_c$ bo'lganda bog'lamlarning A sortli atomlar bilan to'ldirilish ehtimolligi keltirilgan.

Endi atomlar katta tartibda, ya'ni «bittadan keyin» joylashgan. T_c nuqtadan o'tishda tartib parametri $2a$ ga teng bo'lib, harorat kamayishi bilan tartib parametri ko'paya boshladi. Strukturaviy davri a esa $T = T_c$ bo'lganda struktura davri $2a$ ga teng qiymatga sakrab o'zgaradi.

Endi o'ta o'tkazuvchanlikka qaytamiz. L. D. Landauning II tur fazoviy o'tishlar nazariyasi negizida erkin energiyaning tartib parametr darajasida erkin energiyaning tarqalishi yotadi. GL nazariyasi bunday tarqalishga asoslangani sababli, aniqki uning qo'llanilish sohasi kritik harorat bilan bog'liq. $T_c - T \ll T_c$ tengsizlik bilan chegaralangan.



2.5-rasm. Ikkinchi tur strukturaviy fazoviy o`tishdagi simmetriyaning sakrashsimon o`zgarishini tasvirlash; a) A turdagi atomning $T > T_c$ bo`lgan sharoitda kristallning berilgan nuqtasida bo`lish ehtimolligi, b) Shuning o`zi $T < T_c$ bo`lganda.

Shunday qilib, biz o`ta o`tkazuvchan elektronlarning to`lqin funksiyasi $\psi(\vec{r})$ ni tartib parametr deb hisoblaymiz. Bundan tashqari, endi bizlarga tushinarliki, qanday qilib ushbu to`lqin funksiyani normirovkasini tanlash qulaydir. Mayli $|\psi(\vec{r})|^2$ Kuper elektronlar juftlarining zichligi bo`lsin, ya`ni

$$|\psi(\vec{r})|^2 = \frac{n_s}{2} \quad (2.49)$$

Avval, eng oddiy holat, ya`ni tashqi magnit maydoni bo`lmagan va bir jinsli bo`lgan o`ta o`tkazgichni ko`ramiz. Unda ψ parametr \vec{r} ga bog`liq bo`lmasligi kerak va erkin energiya darajasiga asosan $|\psi|^2$ parametrni kritik harorat T_c yaqinidagi taqsimoti quyidagi ifodani beradi.

$$F_{so} = F_n + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 \quad (2.50)$$

Bu yerda F_{so} —magnit maydoni bo`lmagandagi o`ta o`tkazgich erkin energiyasi zichligi, F_n —normal holatdagi jism erkin energiyasining zichligi, α va β materialni xarakterlovchi taqsimotning ba`zi fenomenologik koeffitsientlari.

Bir jinsli o'ta o'tkazgich erkin energiyasi F_{s0} ning minimumga erishgandagi $[\Psi]^2$ kattalikning qiymatini topamiz. Ushbu qiymat, ya'ni $[\Psi_0]^2$ kattalik quyidagi tenglamaning echimi bo'ladi:

$$\frac{dF_{s0}}{d|\Psi|^2} = 0.$$

Ushbu tenglamaga (2.50) ifodani qo'yib,

$$|\Psi_0|^2 = -\frac{\alpha}{\beta} \quad (2.51)$$

ifodani olamiz.

(2.51) ni (2.50) ga qo'yib,

$$F_n - F_{s0} = \frac{\alpha^2}{2\beta} \quad (2.52)$$

farqni topamiz.

$F_n - F_{s0} = \frac{H_c^2}{8\pi}$ -formulaga binoan ushbu farq,

$$H_c^2 = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta} \quad (2.53)$$

ifodaga teng bo'ladi.

α va β koeffisientlarining haroratga bog'lanish muhokamasiga o'tamiz. $T=T_c$ bo'lganda tartib parametri nol bo'lishi mumkin, $T<T_c$ bo'lganda esa noldan farqli. (2.51) ifodadan kelib chiqadiki, $T=T_c$ bo'lganda $\alpha=0$ va $T<T_c$ bo'lganda esa $\alpha < 0$. Shuning uchun (T_c-T) ni birinchi tartibda quyidagicha yozish mumkin:

$$\alpha \sim T - T_c. \quad (2.54)$$

α ning bunday ko'rinishdagi haroratga bog'lanishi (2.53) formulani va empirik $H_{cm}(T) = H_{cm}(0) [1-(T/T_c)^2]$ formulani T_c yaqiniga mos keladi. Koeffisient β musbat va haroratga bog'lik emas. Haqiqatdan ham (2.51) ga muvofiq $T<T_c$ va $\alpha<0$ bo'lganda $|\Psi|^2$ ning musbat qiymati faqat $\beta>0$ bo'lganda olinishi mumkin. Boshqa tomondan agar $T>T_c$ va (2.54)ga muvofiq $\alpha>0$, unda $\beta>0$ bo'lganda F_{s0} kattalik $|\Psi|^2 = 0$ bo'lganda minimumga erishadi, ya'ni xuddi bo'lishi kerak

bo'lgandek o'ta o'tkazuvchan holat $T > T_c$ bo'lganda bo'lmaydi. Shunday qilib $T < T_c$ va $T > T_c$ bo'lganda parametr $\beta > 0$ bo'ladi. Shuning uchun $(T_c - T)$ bo'yicha birinchi yaqinlashishda $\beta = \text{const}$ deb hisoblasak bo'ladi.

2.8. GINZBURG-LANDAU NAZARIYASINING TENGLAMASI

Erkin energiya zichligi. Bir jinsli bo'lmagan o'ta o'tkazgichni tashqi magnit maydonida bo'lgan hajmni muhokama qilamiz. T_c yaqinida Gibbs erkin energiyasini $|\psi|$ ning darajasi bo'yicha taqsimoti quyidagicha yozilishi mumkin:

$$G_{SH} = G_n + \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| -i\hbar \nabla \psi - \frac{2e}{c} \vec{A} \psi \right|^2 + \frac{H^2}{8\pi} - \frac{H H_0}{4\pi}, \quad (2.55)$$

G_n -o'ta o'tkazgichning normal holdagi erkin energiya zichligi. \vec{H}_0 -o'ta o'tkazgich joylashgan tashqi bir jinsli magnit maydon kuchlanganligi, $\frac{H^2}{8\pi}$ magnit energiya zichligi, bunda \vec{H} - o'ta o'tkazgichning berilgan nuqtasidagi aniq hadli qo'shimcha o'ta o'tkazuvchan elektronlarning kinetik energiya zichligi. Ushbu hadni kengroq muhokama qilamiz.

Massasi m bo'lgan zarraning kinetik energiya zichligi kvant mexanikasida quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{1}{2m} \left| -i\hbar \nabla \psi \right|^2.$$

Agar zarra e zarraga ega bo'lib, vektor potentsiali \vec{A} bo'lgan maydonda harakatlansa, kinetik energiya zichligi ifodasidagi operator $-i\hbar \nabla$ quyidagicha o'zgartirilishi mumkin:

$$-i\hbar \nabla \rightarrow i\hbar \nabla - \frac{e}{c} \vec{A} = m \vec{g}. \quad (2.56)$$

Shuning uchun tezlik operatori quyidagi teng:

$$\vec{g} = - \left(\frac{i\hbar}{m} \right) \nabla - \left(\frac{e}{cm} \right) \vec{A}. \quad (2.57)$$

Kinetik energiya zichligi ifodasiga aynan zarra tezligi v kirganligi sababli (*) ifoda tushunarli bo'ladi. Faqat shuni aytish qoladiki, ushbu ifodada $e \rightarrow 2e$ ga almashtirilgan, chunki o'ta tokni tashuvchi elementar zaryad $2e$ ga teng. Mos ravishda m^* ham erkin elektronning ikkilangan massasidir.

2.9. GINZBURG-LANDAU TENGLAMASI

(2.55) ifodaga asosan to'la o'ta o'tkazgich uchun Gibbs erkin energiyasi quyidagiga teng:

$$F_{SH} = F_n + \int \left[\alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{4m} \left| -i\hbar \nabla \psi - \frac{2e}{c} \vec{A} \psi \right|^2 + \left(\frac{\text{rot} A}{8\pi} \right)^2 - \frac{\text{rot} A \cdot \vec{H}_0}{4\pi} \right] dV, \quad (2.58)$$

bu yerda integrallash o'ta o'tkazgichning butun hajmi bo'yicha o'tkaziladi.

Bizning maqsadimiz, bunday tenglamalarni $\psi(\vec{r})$ va $\vec{A}(\vec{r})$ ga nisbatan shunday topish kerakki, F_{SH} minimal qiymatga ega bo'lsin.

Bunday variatsiyali masalani yechish uchun avval $\psi(\vec{r})$ va $\vec{A}(\vec{r})$ ni o'zgarmas deb olamiz. $\psi^*(\vec{r})$ ni esa variatsiyalaymiz. Shunday qilib, variatsiyali masalani echamiz:

$$\delta \psi^* F_{SH} = 0, \quad (2.59)$$

$$\delta \psi^* F_{SH} = \int \left[\alpha \psi \delta \psi^* + \beta \psi |\psi|^2 \delta \psi^* + \frac{1}{4m} \left(i\hbar \nabla \delta \psi^* - \frac{2e}{c} \vec{r} A \delta \psi^* \right) \cdot \left(-i\hbar \nabla \psi - \frac{2e}{c} \vec{r} A \psi \right) \right] dV, \quad (2.60)$$

$\delta \psi^*$ ni kvadrat qavsdan tashqariga chiqaramiz va ushbu belgilashlarni kiritamiz.

$$\varphi = \left(-i\hbar \nabla \psi - \frac{2e}{c} \vec{r} A \psi \right).$$

Bizga ma'lum bo'lgan $\nabla(\delta \psi^* \varphi) = \varphi \nabla \delta \psi^* + \delta \psi^* \nabla \varphi$ ayniyatdan

foydalanib,

$$\int dV \nabla \delta\psi^* \varphi = -\int \delta\psi^* \nabla \varphi dV + \int \nabla(\delta\psi^* \varphi) dV, \quad (2.61)$$

tenglamaga ega bo'lamiz.

Ushbu tenglikdagi oxirgi integral Gauss teoremasiga asosan sirt integraliga aylanadi.

$$\int \nabla(\delta\psi^* \varphi) dV = \oint_s \delta\psi^* \varphi dS.$$

(2.59) ni (2.58) ga va (2.58) ni (2.57) ga qo'yib quyidagini olamiz.

$$\begin{aligned} \delta\psi^* F_{SH} = \int dV \left[\alpha\psi + \beta\psi|\psi|^2 + \frac{1}{4m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \vec{A} \right)^2 \psi \right] \delta\psi^* + \\ + \oint_s \left[-i\hbar\nabla\psi - \frac{2e}{c} \vec{A}\psi \right] \delta\psi^* dS = 0. \end{aligned}$$

Ushbu ifoda $\delta\psi^*$ ning har qanday qiymatida faqat kvadrat qavs ichidagi ifoda nolga teng bo'lganda nolga teng bo'ladi. GL ning birinchi tenglamasini va unga chegaraviy shartni olamiz.

$$\begin{aligned} \alpha\psi + \beta\psi|\psi|^2 + \frac{1}{4m} \left(i\hbar\nabla + \frac{2e}{c} \vec{A} \right)^2 \psi = 0, \quad (2.62) \\ \left(i\hbar\nabla\psi + \frac{2e}{c} \vec{A}\psi \right) \vec{n} = 0, \end{aligned}$$

bu yerda \vec{n} -o'ta o'tkazgich sirtiga normal bo'lgan birlik vektor. ψ -tartib parametri va \vec{A} ga nisbatan tenglamalarni topamiz.

(2.56) ifodani F_{SH} uchun \vec{A} bo'yicha minimumlashtiramiz:

$$\begin{aligned} \delta_A F_{SH} = \int dV \left\{ \frac{1}{4m} \delta_A \left[\left(i\hbar\nabla\psi^* - \frac{2e}{c} \vec{A}\psi^* \right) \left(-i\hbar\nabla\psi - \frac{2e}{c} \vec{A}\psi \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{4\pi} \text{rot} \vec{A} \text{rot} \delta \vec{A} - \frac{H_0}{4\pi} \text{rot} \delta \vec{A} \right\} = \int \left\{ \frac{1}{4m} \left(-\frac{2e}{c} \psi^* \delta \vec{A} \right) \left(-i\hbar\nabla\psi - \frac{2e}{c} \vec{A}\psi \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{4m} \left(i\hbar\nabla\psi^* - \frac{2e}{c} \vec{A}\psi^* \right) \left(-\frac{2e}{c} \psi \delta \vec{A} \right) + \frac{1}{4\pi} \left(\text{rot} \vec{A} - \vec{H}_0 \right) \text{rot} \delta \vec{A} \right\} dV. \quad (2.63) \end{aligned}$$

(2.61) tenglamadagi $\delta \vec{A}^{\rho}$ variatsiyani figurali qavsdan tashqariga chiqarib yozamiz:

$$\frac{1}{4\pi} (\text{rot} \vec{A}^{\rho} - \vec{H}_0) \text{rot} \delta \vec{A}^{\rho}.$$

$$\vec{a} \text{rot} \vec{b} = \vec{b} \text{rot} \vec{a} - \text{div}[\vec{a} \vec{b}], \quad (2.64)$$

(2.62) ifodali ayniyatdan foydalanib (2.61) dagi oxirgi ifodani integrallaymiz.

$$\frac{1}{4\pi} \int dV (\text{rot} \vec{A}^{\rho} - \vec{H}_0) \text{rot} \delta \vec{A}^{\rho} = \frac{1}{4\pi} \int dV \delta \vec{A}^{\rho} \text{rot} \text{rot} \vec{A}^{\rho} -$$

$$- \frac{1}{4\pi} \oint dS [\delta \vec{A}^{\rho}, \text{rot} \vec{A}^{\rho} - \vec{H}_0]. \quad (2.65)$$

Bunda biz Gauss teoremasidan foydalanib, hajmiy integraldan sirt integralga o'tamiz.

$$\int dV \text{div}[\delta \vec{A}^{\rho}, \text{rot} \vec{A}^{\rho} - \vec{H}_0] = \oint dS [\delta \vec{A}^{\rho}, \text{rot} \vec{A}^{\rho} - \vec{H}_0].$$

Ammo ushbu sirt integrali nolga teng, chunki o'ta o'tkazgich sirtida magnet maydoni berilgan va shuning uchun $\delta \vec{A}^{\rho}|_S = 0$.

(2.63) ni oxirgi ifodasiz (2.61) ga qo'yib elementar o'zgartirish kiritib va erkin energiya variatsiyasini nolga tenglashtirib, quyidagini olamiz:

$$\delta_A F_{SH} = \int dV \left[\frac{i\hbar e}{2mc} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) + \right.$$

$$\left. + \frac{2e^2}{mc^2} \vec{A} |\psi|^2 + \frac{1}{4\pi} \text{rot} \text{rot} \vec{A} \right] \delta \vec{A}^{\rho} = 0. \quad (2.66)$$

Ushbu integral $\delta \vec{A}^{\rho}$ variatsiyaning har qanday qiymatlarida kvadrat qavs ichidagi ifoda 0 ga teng bo'lgandagina 0 ga teng bo'ladi. Ushbu talab GL nazariyasining \vec{A}^{ρ} vektor potensialiga nisbatan tenglamasini aniqlaydi:

$$\vec{j}_S^{\rho} = -\frac{i\hbar e}{2m} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\psi|^2 \vec{A}^{\rho}. \quad (2.67)$$

Bu yerda Maksvell tenglamasiga asosan o'ta o'tkazgichdagi tok zichligi \vec{j}_S^{ρ} quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{\rho}{j_s} = \frac{c}{4\pi} \text{rotrot} \overset{\rho}{A}, \quad \overset{\rho}{H} = \text{rot} \overset{\rho}{A}. \quad (2.68)$$

Quyidagicha belgilash kiritib, o'lchamsiz to'lqin funksiya $\psi(\overset{\rho}{r})$ kattalikka o'tamiz:

$$\psi(\overset{\rho}{r}) = \frac{\psi(\overset{\rho}{r})}{\psi_0}, \quad (2.69)$$

bu yerda $\psi_i^2 = \frac{n_s}{2} = \frac{|\alpha|}{\beta}$.

Bundan tashqari quyidagicha belgilashlar kiritamiz:

$$\xi^2 = \frac{\eta^2}{4m|\alpha|}, \quad (2.70)$$

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} = \frac{mc^2 \beta}{8\pi e^2 |\alpha|}. \quad (2.71)$$

Unda GL tenglamalarini ixchamroq va qulay ko'rinishda yozish mumkin:

$$\xi^2 \left(i\nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} \overset{\rho}{A} \right)^2 \psi - \psi + \psi |\psi|^2 = 0, \quad (2.72)$$

$$\text{rotrot} \overset{\rho}{A} = -i \frac{\Phi_0}{4\pi \lambda^2} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{|\psi|^2}{\lambda^2} \overset{\rho}{A}, \quad (2.73)$$

bu yerda $\delta_0 = \frac{\pi \eta \tilde{n}}{\dot{\alpha}}$ magnit oqimi kvantining kattaligi.

To'lqin funksiyani, ya'ni Ψ funksiyani $\psi = |\psi| e^{i\theta}$ ko'rinishda tasavvur etib GL ning II tenglamasini quyidagi shaklda yozish mumkin:

$$\text{rotrot} \overset{\rho}{A} = \frac{|\psi|^2}{\lambda^2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta - \overset{\rho}{A} \right). \quad (2.74)$$

(2.60) tenglamadan Ψ uchun chegaraviy shartlarni olamiz. Agar o'ta o'tkazgich vakuum bilan chegaralangan yoki boshqa dielektrik bilan chegaralangan bo'lsa, bunday shart quyidagicha bo'ladi:

$$\left(i\nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} \vec{A} \right) \rho \psi = 0, \quad (2.75)$$

bu yerda \vec{n} o'tkazgich sirtiga bo'lgan normalning birlik vektori. (2.65) formula yordamida tabiiy fizikaviy talabni, ya'ni o'ta tok o'ta o'tkazgich va dielektirik chegarasida nolga tengligini ta'minlashini osongina tekshirish mumkin. Biroq bu talab, ya'ni normal komponentaning chegarada nolga tengligini boshqa umumiy tenglik ham qanoatlantiradi:

$$(i\nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} \vec{A}) \vec{n} \Psi = i a \Psi, \quad (2.74)$$

bu yerda a –har qanday haqiqiy son. O'ta o'tkazuvchanlikning mikronazariyasi yordamida (2.74) shartning o'ta o'tkazgich normal metall bilan chegaralanganda ham shunday bo'lishini ko'rsatish mumkin.

2.10. GINZBURG-LANDAU NAZARIYANING GRADIENTLI INVARIANTLIGI

GL nazariyasiga \vec{A} vektor potensial kiradi. Ammo yaxshi ma'lumki, \vec{A} ning tanlanishi bir xil ma'noda emas. Haqiqatdan ham boshqa \vec{A}' maydonga o'tish quyidagi ifodani beradi:

$$\vec{A} = \vec{A}' + \nabla \varphi. \quad (2.75)$$

Bu yerda $\varphi(\vec{r})$ - har qanday bir qiymatli skalyar funksiya, magnit maydoni qiymatini o'zgartirmaydi:

$$\vec{H} = \text{rot} \vec{A} = \text{rot} \vec{A}', \quad \text{chunki} \quad \text{rot} \nabla \varphi = 0$$

Nazariy hisob kitoblarning natijalarini potensial vektori \vec{A} ning tanlanishiga bog'lanmasligi uchun, ya'ni boshqacha qilib aytganda gradientli invariantli bo'lishi uchun, GL tenglamalarining o'zlari gradientli invariantlilikni qanoatlantirishi kerak.

Quyidagi almashtirish formulalari bo'yicha \vec{A} va φ o'zgaruvchilardan \vec{A}' va φ' o'zgaruvchilarga o'tish yo'li bilan ushbu talablarni bajarilish holini oson tekshirish mumkin:

$$\vec{A} = \vec{A}' + \nabla\varphi, \quad (2.76)$$

$$\Psi = \Psi' \exp\left[i \frac{2\pi}{\Phi_0} \varphi(\vec{r})\right]. \quad (2.77)$$

Ushbu ifodalarni (2.72) formulaga qo'yib tekshiramiz.

\vec{A} va Ψ dan \vec{A}' va Ψ' ga o'tishni (2.76) va (2.77) formulalar yordamida amalga oshiramiz. Aniq ko'rinadiki GL ning II tenglamasi (2.72) o'zgarmas qoladi:

$$\text{rot rot } \vec{A}' = \frac{|\Psi'|^2}{\lambda^2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \Delta\theta' - \vec{A}' \right).$$

Analogik ko'rinishda GL I tenglamasining gradientli -invariantligiga ishonch hosil qilish mumkin.

GL tenglamalarining gradientli invariantligi xossasidan kelajak uchun bitta juda muhim xulosa kelib chiqadi: bir bog'lamli o'ta o'tkazgich uchun hamma vaqt \vec{A} potensial vektor shunday kalibrovkasini tanlash mumkinki, $\Psi(\vec{r})$ haqiqiy funksiya bo'lsin.

(Eslatamizki, bir bog'lamli jism deganda shunday jism tushuniladiki, unda har qanday berk konturni nuqtaga tortish mumkin bo'lsin; bunda hech qayerda jism chegarasi kesishishi sodir bo'lmasligi kerak. Boshqacha qilib aytganda, bir bog'lamli jismda yoppasiga kovak bo'lmaydi. Toroid esa ikki bog'lamli jisimga misol bo'ladi).

Bu yerda bir bog'lamlilikka bo'lgan talab muhimdir, chunki ko'p bog'lamli o'ta o'tkazgichlarda tartib parametri fazasi θ endi bir ma'noli funksiya bo'lmaydi, o'ta o'tkazgich atrofida aylanganda uning 2π ga karrali o'zgarishi sodir bo'lishi

mumkin. Shuning uchun $\theta(\vec{r})$ kattalik mos ravishdagi \vec{A} ning kolibrovkasi uchun to'g'ri kelmay qoladi.

2.11. KOGERENTLIK UZUNLIGI VA SINGISH CHUQURLIGI

Yuqorida biz (2.68) ifodaga ma'lum ξ kattalik kiritgan edik, mazkur kattalikning fizikaviy ma'nosi bilan tanishamiz. Oddiy bir misol ko'ramiz. O'ta o'tkazgichning yassi toza sirtini normal qatlam bilan qoplaymiz. Unda sirt yaqinida lokal holda o'ta o'tkazuvchan elektronlar zichligi birmuncha kamayadi. Boshqacha qilib aytganda, $|\psi|$ tartib parametrining qiymati sirtida o'ta o'tkazgich ichidagi muvozanatdagi qiymatidan (bu yerda $|\psi|=1$) bir muncha farq qiladi. Tartib parametri 1 gacha qayta tiklanadigan uzunlikning xarakterli masshtabi qanday bo'ladi?

X o'qini o'ta o'tkazgich sirtiga perpendikulyar yo'naltiramiz. (sirtida $x \approx 0$). Aniqki, $\Psi(\vec{r})$ ning o'zgarishi faqat x o'qi bo'yicha sodir bo'ladi, ya'ni $\Psi = \Psi(x)$. Bundan tashqari biz bir bog'lamlı o'ta o'tkazgichni qarayotganimiz uchun Ψ ni haqiqiy funksiya deb hisoblasak bo'ladi. Unda GL ning I tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$-\xi^2 \frac{d^2 \Psi}{dx^2} - \Psi + \Psi^3 = 0. \quad (2.78)$$

Tasavvur etamizki, sirdagi normal metall shunchalik yupqaki, Ψ qiymat sirtida 1 dan juda kam farq qiladi, ya'ni $\Psi = 1 - \varepsilon(x)$, $\varepsilon(x) \ll 1$.

Ψ uchun ifodani (2.78) tenglamaga qo'yib, va $\varepsilon(x)$ bo'yicha faqat chiziqli hadlarini qoldirib quyidagini olamiz:

$$\xi^2 \frac{d^2 \varepsilon(x)}{dx^2} - 2\varepsilon(x) = 0. \quad (2.79)$$

$x \rightarrow \infty$ da $\Psi \rightarrow 1$ intilganligini hisobga olib, $\varepsilon(\infty)=0$ ga ega bo'lamiz.

(2.79) tenglamaning aniq yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$\varepsilon = \varepsilon(0)e^{-\sqrt{2}\frac{x}{\xi}}.$$

Bundan shu kelib chiqadiki, ξ bu tartib parametri Ψ ning o'zgarish sodir bo'ladigan xarakterli masshtabining tartib qiymatidir.

Ushbu uzunlikni kogerentlik uzunligi deb atashadi. Boshqa kattalik λ — kuchsiz magnit maydonining singish chuqurligi bo'lib, xuddi ξ kabi haroratga bog'liq.

$$\lambda^2 = \frac{mc^2\beta}{8\pi|\alpha|e^2}. \quad (2.80)$$

$$\xi^2 = \frac{\eta^2}{4m|\alpha|}. \quad (2.81)$$

T_c yaqinida $\alpha \sim (T_c - T)$ ga ega bo'lamiz. Shunday qilib T_c yaqinida:

$$\lambda \sim (T_c - T)^{\frac{1}{2}}, \quad \xi \sim (T_c - T)^{\frac{1}{2}} \quad (2.82)$$

$\lambda(T)$ bog'lanish barcha haroratlarda quyidagi empirik formula bilan yaxshi aproksimatsiyalanadi:

$$\lambda(T) = \lambda(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right) \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (2.83)$$

Ba'zi bir moddalar uchun $\lambda(0)$ ning qiymatlarini oldinroq ko'rib chiqqan edik. (2.49) va (2.51) ifodalar normirovkasidan foydalanib, (2.80) ifoda yordamida aniqlanadigan singish chuqurligi, oldin keltirilgan singish chuqurligining

$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}$ ifodasi bilan mos kelishiga ishonch hosil qilamiz.

$\lambda(T)$ va $\xi(T)$ lar yordamida juda muhim kattalik- GL nazariyasi parametri α ni kiritish mumkin:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\xi}. \quad (2.84)$$

(2.80), (2.81) va (2.84) ifodalardan foydalanib, α uchun boshqa ifodani olamiz.

$$\alpha = 2\sqrt{2} \cdot \frac{e}{\eta c} \lambda^2 H_{e\theta}. \quad (2.85)$$

Magnit oqimi kvanti uchun bo'lgan ifodadan $\left(\hat{O}_0 = \frac{\pi\eta c}{e}\right)$ foydalanib osongina foydali ifodani olamiz:

$$\sqrt{2}H_{cm} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda\xi}. \quad (2.86)$$

Endi biz magnit maydonining tartib parametri va singish chuqurligiga ta'sirini muhokama qilamiz.

Mayli $\alpha \ll 1$ bo'lsin, ya'ni $\lambda \ll \xi$. O'ta o'tkazuvchan namuna $x > 0$ fazoni egallagan bo'lsin, tashqi magnit maydoni Φ o'qi bo'ylab yo'nalgan. Tasavvur qilganimizdek, $\lambda \ll \xi$ bo'lganligi sababli magnit maydoni namunaga faqat ξ ga nisbatan uncha katta bo'lmagan chuqurlikka singadi. Bu esa Ψ tartib parametri faqat λ chuqurlikda magnit maydoni ta'sirida bo'lar ekan, u faqatgina ξ masofadagina katta o'zgarishi mumkin. Shuning uchun kogerentlik uzunligining asosiy qismida tartib parametri magnit maydoni borligini «bilmaydi»

va $\Psi_0 = \left(\frac{|\alpha|}{\beta}\right)^{\frac{1}{2}}$ ga yaqin. O'z navbatida, biz $\alpha \ll 1$ bo'lgan holda tartib parametri magnit maydoni ta'sirida kam o'zgaradi, degan xulosaga kelsak bo'ladi.

Bundan darhol $|\Psi|^2$ ga bog'liq bo'lgan magnit maydonining singish chuqurligi ham magnit maydoni ta'sirida kam o'zgarishi kelib chiqadi. Aniq hisob ko'rsatadiki, tashqi magnit maydonida H_0 dagi namuna sirti yaqinida tartib parametri Ψ modulining kamayishi quyidagi qiymatda bo'lar ekan:

$$\frac{1}{4\sqrt{2}} \approx \frac{H_0^2}{H_{kp}^2}.$$

Tashqi magnit maydonining $\lambda \gg \xi$ bo'lgan holda tartib parametriga ta'siri ancha kuchli bo'ladi va ko'pgina qiziqarli va sifatii yangi effektlarga olib keladi.

Masalalar:

1. Qo'rg'oshinli silindr 4,2 K haroratda, uning o'qiga parallel bo'lgan bir jinsli magnit maydonida joylashgan. Silindr sirtidagi maydon $H_0=300 \text{ Ersted}$. Silindr sirtidan $x=300\text{Å}$ masofada qo'rg'oshindagi magnit energiya zichligi ω ni toping. (Silindrning diametri kuchsiz magnit maydonining singish chuqurligidan ko'p marta katta.)

Yechimi: Agar $\lambda(0)=390\text{Å}$ bo'lsa, unda $\lambda(4,2)=415\text{Å}$. Sirtidan 300Å uzoqlikdagi

magnit maydoni $H = H_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} = 145,6 \text{ Ersted}$. Unda $\omega = \frac{H^2}{8\pi} = 844 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$.

2. Qo'rg'oshinning kritik harorati $T_c=7,18 \text{ K}$ ga teng. Harorat $T=7,10 \text{ K}$ bo'lgandagi singish chuqurligi $T=4,2 \text{ K}$ bo'lgandagi singish chuqurligidan necha marta katta? Harorat $T=7,10 \text{ K}$ bo'lgandagi o'ta o'tkazuvchan elektronlarning zichligini aniqlang.

Javobi: $\frac{\lambda(7,10)}{\lambda(4,2)} = 4,49;$ $n_s(7,10) = 8,06 \cdot 10^{20} \text{ cm}^3$.

2.12. YAQINLIK EFFEKTI

O'ta o'tkazgich va normal metall orasida yaxshi kontakt bo'lgan holda kogerentlik uzunligining roli juda aniq namoyon bo'ladi. Kuper juftlari S dan N ga singishi va unda ma'lum vaqt yashashi mumkin. Bu normal metallning SN chegara yaqinidagi ma'lum bir qatlam o'ta o'tkazuvchan bo'lishidan dalolat beradi. S dan N ga juftlarning o'tishi S dagi zichlikning kamayishiga olib keladi, ya'ni tartib

parametri Ψ o'ta o'tkazgichda NS chegarasi yaqinida, hattoki magnit maydoni bo'lmaganda ham 1 dan ham kichik bo'ladi. Ushbu xossa yaqinlik effekti deyiladi.

Anchagina sodda bo'lgan holni ko'rib chiqamiz. Kritik haroratlari kam farq qiluvchi (T_{cs} va T_{cn}) ikkita o'ta o'tkazgichlar orasida yaxshi kontakt amalga oshiradigan bo'lsin: $T_{cs} > T_{cn}$; $T_{cs} - T_{cn} \ll T_{cn}$ Namuna harorati shunday tanlanganki $T_{cn} < T < T_{cs}$ tengsizlik bajariladi, ya'ni kritik harorat T_c bo'lgan material normal holatda bo'ladi. Mayli, ikki material orasidagi yassi chegara $x=0$ bo'lgan tekislik bilan mos kelsin. O'ta o'tkazgich $x > 0$ yarim fazoni, normal metall esa mos ravishda $x < 0$ fazoni egallaydi..

Tartib parametrining S sohada ($x > 0$) o'zini tutishni GL I tenglamasi (2.70) ni (2.87) ko'rinishda yechib aniqlash mumkin. Haqiqattan uning birinchi integrali quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$-\xi \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 - \psi^2 + \frac{1}{2} \psi^4 = C, \quad (2.87)$$

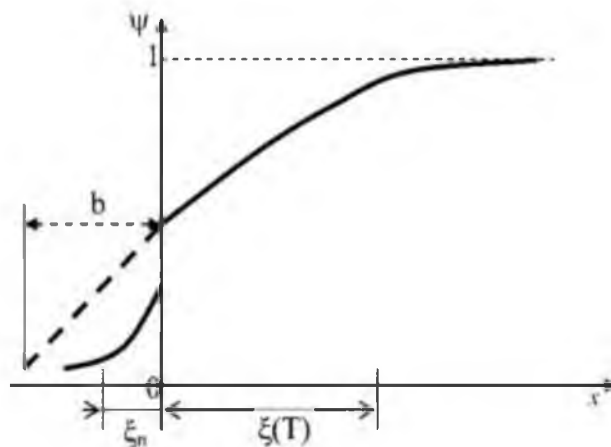
bu yerda S integrallash doimiysi. $x \rightarrow \infty$ da $(d\psi/dx) \rightarrow 0$ va o'z navbatida $\Psi \rightarrow 1$ ga ega bo'lganligi sababli, $C = -\frac{1}{2}$ bo'ladi. S ning ushbu qiymatini (2.87) ga qo'yib va integrallab quyidagini olamiz:

$$\psi = th \left[\frac{(x-x_0)}{\sqrt{2\xi}} \right], \quad (2.88)$$

bu yerda x_0 integrallash doimiysi bo'lib, $x=0$ bo'lgandagi chegaraviy shartdan ushbu kattalik aniqlanishi mumkin. Mazkur (2.74) shart bizning holimizda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dx} = \frac{1}{b}, \quad (2.89)$$

b kattalik umumiy holda mikroskopik nazariya yordamida hisoblanishi kerak. Uning geometrik ma'nosini 2.6-rasmdan aniq tushunish mumkin.



2.6-rasm. O`ta o`tkazgach ($x > 0$) va normal metall ($x < 0$) orasidagi chegara yaqinidagi tartib parametri $\Psi(x)$.

(2.88) ifodani (2.89) ifodaga qo`yib integrallash doimiysi x_0 a b kattalik orasidagi bog`lanishni topamiz:

$$-sh\left(\frac{\sqrt{2}x_0}{\xi}\right) = \frac{\sqrt{2}b}{\xi}.$$

Tartib parametri Ψ ni normal sohada ($x < 0$) o`zini qanday tutishini ko`rib chiqamiz, Bu yerda biz GL ning I tenglamasidan foydalanishimiz mumkin. Haqiqattan ham (2.54) ifodaga mos ravishda koeffisient $\alpha : (T - T_{cn})$, ya`ni ($T < T_{en}$) bo`lganda $\alpha_n < 0$ bo`ladi va ($T > T_{en}$) bo`lganda $\alpha_n > 0$ bo`ladi. Shuning uchun GL ning I tenglamasi bizning holda N — soha uchun va ($T - T_{cn} = T_{cn}$) shart bo`lganda quyidagi ko`rinishda bo`ladi:

$$-\xi_n^2 \frac{d^2\psi}{dx^2} + \psi + \psi^3 = 0,$$

bu yerda $\xi_n^2 = \frac{\eta^2}{4m\alpha_n}$.

Tartib parametri normal sohada kichik $\Psi \ll 1$, shuning uchun kubli hadni e`tiborga olmasa ham bo`ladi. Natijada quyidagi ifodaga ega bo`lamiz:

$$-\xi_n^2 \frac{d^2\psi}{dx^2} + \psi = 0.$$

Ushbu tenglamaning echimi $x \rightarrow -\infty$ shart bajarilganda, $\Psi \rightarrow 0$ intilish shartidan quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\psi = \psi_0 e^{-\frac{|x|}{\xi_n}}. \quad (2.90)$$

Bundan, tartib parametri eksponentsial kamaya borib N sohada ξ chuqurlikkacha singadi. Chunki T_{cn} va T_{cs} parametrlar bir-biriga yaqin va NS chegarada ψ va $\frac{d\psi}{dx}$ kattaliklar uzluksiz deb hisoblanishlari mumkin. Unda (2.90) ifodadan $b = \xi_n$ ekanligini olamiz.

O'ta o'tkazgich haqiqiy normal metall ($T_{cn}=0$) kontaktda bo'lgan umumiy hol uchun GL tenglamalarini normal soha uchun qo'llash mumkin emas. Shunday bo'lishiga qaramasdan, holatning sifatiiy xossasi saklanadi, ya'ni tartib parametri normal sohadagi ma'lum bir ξ_n chuqurlikka singadi.

Mikroskopik nazariyadan foydalanib, bajarilgan hisob kitob quyidagi natijalarni beradi.

Sof N metallda, ya'ni qachonki elektronning erkin yugurish uzunligi $l_n \gg \xi_n$ bo'lsa, kogerentlik uzunligi quyidagiga teng bo'ladi.

$$\xi_n = \frac{\eta \mathcal{G}_{Fn}}{2\pi k_B T}, \quad (2.91)$$

bu yerda \mathcal{G}_{Fn} — Fermi sirtidagi elektronlar tezligi, k_B — Bol'tsman doimiysi. Biroq, bunda $T \rightarrow 0$ intilganda tartib parametri N sohadagi chuqurlikka so'nishi eksponentsial emas, balki bir muncha sekinroq bo'lishini e'tiborga olish kerak.

«Sof bo'lmagan» N metallda, ya'ni $l_n \ll \xi_n$ bo'lganda kogerentlik uzunligi quyidagicha bo'ladi:

$$\xi_n = \left(\frac{\eta \mathcal{G}_{Fn} l_n}{6\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.92)$$

Ushbu formulalardan foydalanib amalga oshirilgan baholashlardan ξ_n kattalikning qiymati $10^{-5} : 10^{-4}$ sm oraliqda bo`lishi aniqlandi.

Ψ tartib parametrining o`zini tutishi umumiy holda 2.6—rasmda keltirilgan. «Sof bo`lmagan» holda b kattalikning qiymati quyidagi ifodaga teng.

$$b = \frac{\sigma_s}{\alpha \sigma_n} \xi_n \quad (2.93)$$

bu yerda σ_{sn} S va N sohalarining o`tkazuvchanligi, ξ_n (2.92) formuladan aniqlanadi, α koeffitsient birga yaqin bo`ladi. Aniqroq qilib aytganda α parametrning qiymatlari turli holatlar uchun turlicha bo`ladi.

Yaqinlashuv effektining mavjudligi tajribada ishonch bilan tasdiqlanadi.

Agar normal metall sirtiga o`ta o`tkazuvchan qatlam bilan koplansa unda o`ta o`tkazgichning kritik harorati kamayadi.

Masalan, Al plenka ($d=4400\text{Å}$, $T_s=1,2\text{ K}$) Pb plenka bilan qoplansa, $d(Pb)=900\text{ Å}$ bo`lganda sistemaning T_c harorati massiv Pb dagidek $7,2\text{ K}$ ammo $d(Pb)=600\text{ Å}$ bo`lganda sistema $T_c=5,6\text{ K}$, $d(Pb)=200\text{ Å}$ bo`lganda sistema $T_c=1,6\text{ K}$ ya`ni Al ning kritik haroratiga yaqinlashadi.

Yaqinlashuv effekti SNS turdagi Jozefson o`tishlarini hosil qilishda foydalaniladi, ya`ni o`ta o`tkazuvchan elektrodlar orasida fazoviy kogerentlik normal qatlam (yetarlicha katta bo`lishi mumkin, ya`ni $\sim 1\mu\text{m}$) orqali hosil qilinadi.

2.13. NORMAL VA O`TA O`TKAZUVCHAN FAZALAR ORASIDAGI CHEGARA ENERGIYASI

Endi biz bilamizki I va II tur o`ta o`tkazgichlar tashqi magnit maydonida bir biridan farqli o`zgacha o`zini to`tar ekan. Bu normal va o`ta o`tkazuvchan fazalar bo`limlarning chegara energiyasi σ_{ns} birinchi tur o`ta o`tkazgichlar uchun musbat, ikkinchi tur o`ta o`tkazgichlar uchun manfiy bo`lganligi sababli sodir bo`ladi. Endi biz buning sababini tushunishimiz mumkin. Birinchi holda $\lambda < \xi$ va ikkinchi holda

esa $\lambda > \xi$ bo'lar ekan. Birinchi va ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlarning aniq chegarasi quyida aniqlanadi. Birinchi tur o'ta o'tkazgichlardan boshlaymiz.

Shunday qilib, o'ta o'tkazgichning oraliq holatda bo'lgan NS yassi chegarasini ko'ramiz (2.7-rasmga qarang). Mayli, ushbu chegaradan chapdan uzoqda sof o'ta o'tkazuvchanlik holat, o'ngdan uzoqda esa normal holat bo'lsin. Chegara x o'qiga perpendikulyar joylashgan bo'lsin, magnit maydoni esa z o'qiga parallel ko'yilgan bo'lsin. Biz chap tomondagi yarim fazodagi o'ta o'tkazuvchanlikni qarayotganligimiz uchun, ya'ni bir bog'lamli o'ta o'tkazgich bo'lganligi sababli, hamma vaqt \vec{A} potensial vektori kalibrovkasini shunday tanlashimiz mumkinki, GL nazariyasidagi to'lqin funksiyasi haqiqiy bo'ladi. Bundan tashqari, masala geometriyasining soddaligi sababli barcha o'zgaruvchilar faqat x ga bog'liq, \vec{A} vektorni esa y o'qiga parallel deb hisoblash mumkin. Koordinata boshi $x=0$ chegara sohasida tanlangan.

Shunday qilib, asosiy (boshlang'ich) berilganlarni keltiramiz:

1. $\vec{H} = (0, 0, H(x))$,
2. $\psi = \psi(x)$ — haqiqiy funksiya,
3. $\vec{A} = (0, A(x), 0)$

Buni e'tiborga olib, GL ning boshlang'ich tenglamalarini (2.70) va (2.72) ni quyidagi ko'rinishda o'zgartirish mumkin:

$$-\xi^2 \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \left(\frac{2\pi\xi}{\Phi_0} \right)^2 A^2 \psi - \psi + \psi^3 = 0, \quad (2.94)$$

$$\frac{d^2 A}{dx^2} = \frac{\psi^2}{\lambda^2} \times A.$$

Ushbu tenglamalarning birinchisini quyidagicha ko'rinishda bo'lishini oddiy yo'l bilan tekshirib ko'rish mumkin:

$$\left[1 - \left(\frac{2\pi\xi A}{\Phi_0} \right)^2 \right] \psi^2 - \frac{1}{2} \psi^4 + \left(\frac{2\pi\lambda\xi}{\Phi_0} \right)^2 \left(\frac{dA}{dx} \right)^2 + \xi^2 \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = C, \quad (2.95)$$

bu yerda C - integrallash doimiysi. Ushbu $x \rightarrow -\infty$, $\Psi \rightarrow 1$, $\frac{d\Psi}{dx} \rightarrow 0$; $A \rightarrow 0$ chegaraviy shartlardan C parametrni osongina topish mumkin.

Haqiqattan ham chapdan uzoqda, ya'ni $x \rightarrow -\infty$ bo'lganda, magnit maydoni bo'lmaydi va GL nazariyasidagi to'lqin funksiya $\Psi \rightarrow 1$ ga intiladi. Ushbu chegaraviy shartlarni (2.95) ifodaga qo'yib $C = \frac{1}{2}$ qiymatni olamiz. Bunda, ya'ni (2.86) ifodadan foydalanib nihoyatda quyidagiga tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\left[\left(\frac{2\pi\xi A}{\Phi_0} \right)^2 - 1 \right] \psi^2 + \frac{1}{2} \psi^4 = \xi^2 \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 + \frac{H^2}{2H_{c0}^2} - \frac{1}{2}. \quad (2.96)$$

Ushbu dastlabki tayyorgarlikdan so'ng, birlik yuzadagi normal va o'ta o'tkazuvchan fazalar orasidagi chegaraga mos keluvchi energiyani hisoblashga o'tamiz. Dastavval ozroq uning fizikasi haqida fikr yuritamiz. Biz o'ta o'tkazuvchan sohani qaramoqchi bo'lsak, unda biz tashqi magnit maydonida o'ta o'tkazuvchanlikni qanday bo'lishini aniqlashimiz kerak bo'ladi. U oraliq holatda bo'lgan o'ta o'tkazuvchan namunaning qismidir. O'z navbatida, uning yonginasida undan magnit maydoni kuchlanganligi H_c o'tadigan normal soha bo'ladi. eslatish joizki, aynan shu kuchlanganlik oraliq holatda bo'lgan o'ta o'tkazgichning normal qismlarida avtomatik ravishda o'rnatiladi.

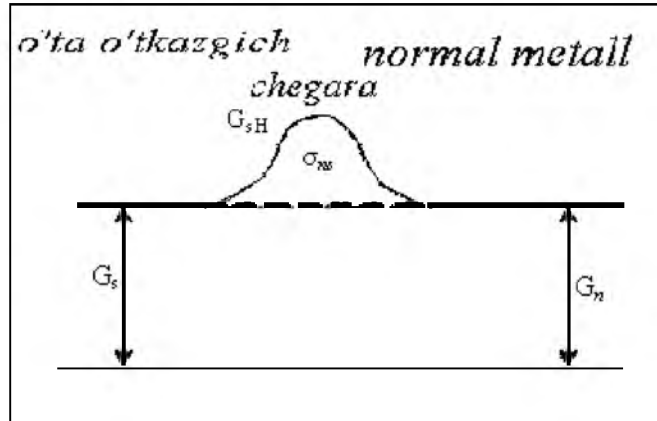
Shunday qilib, o'ta o'tkazuvchan sohaga nisbatan tashqi maydon har doim H_c ga teng bo'ladi. Endi NS - chegaradan ma'lum bir chapdan uzoqda o'ta o'tkazuvchan Gibbs ozod energiyasi zichligini yozamiz. Oldingi bo'limlarda eslatilgan $G = F - \frac{\int \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}}{4\pi}$ formulaga muvofiq quyidagiga ega bo'lamiz:

$$G_S = F_{s0} - \frac{HH_c}{4\pi}.$$

NS chegaradan uzoq chapda $H = 0$ bo'lganidan $G_S = F_{s0}$ bu yerda F_{s0} - magnit maydoni bo'lmagandagi o'ta o'tkazgichning ozod energiya zichligi. NS chegaradan o'ngdan uzoqda, ya'ni maydon H_c bo'lgan normal metalda erkin energiya zichligi quyidagiga teng:

$$F = F_n + \frac{H_c^2}{4\pi}$$

Bu yerda ikkinchi xad magnit maydon energiya zichligini beradi.



2.7-rasm. Normal va o'ta o'tkazuvchan fazalar orasidagi chegaraviy sohada o'ta o'tkazgichning Gibbs ozod energiya zichligi G_{SH} .

Bundan normal qatlamdagi Gibbs ozod energiyasi zichligi quyidagicha bo'ladi:

$$G_n = F - \frac{HH_{cm}}{4\pi} = F_n + \frac{H_{cm}^2}{8\pi} - \frac{H_{cm}^2}{4\pi} = F_n - \frac{H_{cm}^2}{8\pi} = F_{s0}, \quad (2.97)$$

Bu yerda biz normal qatlamda $H = H_{cm}$ shartidan va F_n va F_{s0} orasidagi

ma'lum munosabatni ifodalovchi $F_n - F_{s0} = \frac{H_{cm}^2}{8\pi}$ tenglamadan foydalandik.

Shunday qilib, biz kutishimiz kerak bo'lgan natijaga keldik: muvozanat sharoitda Gibbs erkin energiya zichligi chegaradan uzoq chapda, mos ravishdagi chegaradan uzoq o'ngdagi zichlikka teng bo'ladi.

Chegara sohada nima bo'ladi?

Yuqoridagi 2.7-rasmdagi chizma savolga javob beradi. Bu yerda Gibbs erkin energiya zichligi G_n sathdan farq qilishi mumkin. Tabiiyki, unda bo'limning chegara sirt energiyasi δ_{ns} quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma_{ns} = \int_{-\infty}^{\infty} (G_{SH} - G_n) dx, \quad (2.98)$$

$$G_{SH} = F_{SH} - \frac{HH_{cm}}{4\pi}, \quad (2.99)$$

$$F_{SH} = F_n + \frac{H_{cm}^2}{4\pi} \left[-|\psi|^2 + \frac{1}{2}|\psi|^4 + \xi^2 \left| i\nabla\psi + \frac{2\pi}{\Phi_0} \mathbf{r} A\psi \right|^2 \right] + \frac{H^2}{8\pi}, \quad (2.100)$$

$$G_n = F_n - \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \quad (2.101)$$

(2.99) formula Gibbsning erkin energiya uchun bo'lgan umumiy formulasidan kelib chiqadi (\vec{H} -o'ta o'tkazgichdagi magnit maydoni kuchlanganligi). (2.100) formula GL nazariyasi tenglamasi keltirilgan mavzuning (2.55) formulasidan osongina olinadi. (2.99) va (2.101) ifodalarni (2.98) ifodaga qo'yib quyidagini olamiz:

$$\sigma_{ns} = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{H_{cm}^2}{4\pi} \left[-|\psi|^2 + \frac{1}{2}|\psi|^4 + \xi^2 \left| i\nabla\psi + \frac{2\pi}{\Phi_0} \vec{r} A\psi \right|^2 \right] + \frac{H^2}{8\pi} - \frac{HH_{cm}}{4\pi} + \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \right\} dx .$$

$\vec{A} = (0, A, 0)$ teng bo'lganligi, ψ esa haqiqiy funksiya bo'lganligi uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz

$$\sigma_{ns} = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{H_{cm}^2}{4\pi} \left[-\psi^2 + \frac{1}{2}\psi^4 + \xi^2 \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 + \left(\frac{2\pi\xi A}{\Phi_0} \right)^2 \psi^2 \right] + \frac{H^2}{8\pi} - \frac{HH_{cm}}{4\pi} + \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \right\} dx .$$

Endi (2.96) formuladan foydalanamiz va quyidagini olamiz:

$$\sigma_{ns} = \frac{H_{cm}^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\xi^2 \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 + \frac{H(H - H_{cm})}{2H_{cm}^2} \right] dx . \quad (2.102)$$

Olingan natijalarni muhokama qilamiz. Avvalambor belgilaymizki, o'ta o'tkazuvchan sohaga singuvchi maydon hamma vaqt uning chegarasidagiga nisbatan kichik, ya'ni H_{cm} maydon, shuning uchun ikkinchi had hamma vaqt manfiy.

Endi aniqki, Londonlar nazariyasida $\delta_{ns} < 0$ unda kvantli effektlar e'tiborga olinmaydi va $\xi^2 \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2$ had ishtirok etmaydi.

(2.102) ifodadan kelib chiqadiki, GL nazariyasi Londonlar nazariyasidan kelib chiqadigan ushbu qiyinchilikni bartaraf qiladi. Kvant effektlarining e'tiborga olinishi musbat had $\xi^2 \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2$ ni hosil bo'lishga olib keladi, bu esa σ_{ns} energiyani musbat bo'lishini taminlashi mumkin.

Ba`zi bir baholashni amalga oshiramiz, N dan S fazaga o`tish sohasida tartib parametri 0 dan 1 gacha o`zgaradi. Bu o`zgarish kogerentlik uzunligi ξ tartibdagi masofada sodir bo`ladi. Ushbu had chegara sohadagi $x \sim \xi$ uzunlikda noldan farqli bo`lgan quyidagi qiymatga ega bo`ladi:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \xi^2 \left(\frac{d\Psi}{dx} \right)^2 dx \sim \xi \quad (2.103)$$

O`tish sohasida $\frac{H(H-H_{cm})}{2H_{cm}^2} \sim -1$ qiymatga erishadi va S sohada ham N faza sohasida ham nolga aylanadi.

Ushbu had noldan farqi bo`lgan soha magnit maydonining singish chuqurligi λ ga teng bo`lgan masofa bilan qoplanadi. Shuning uchun ushbu hadning (26.9) integraldagi hissasi $\sim (-\lambda)$ bo`ladi.

Ikkita chegaraviy holni ko`ramiz.

1). $\alpha \ll 1$ ya`ni $\lambda \ll \xi$ bo`lgan hol. Unda (2.103) ga muvofiq (2.102) integralda bosh hissani gradientli had beradi va $\sigma_{ns} \sim H_{cm}^2 \xi > 0$ bo`ladi.

GL nazariyasi asosidagi (2.102) integralning aniq hisobi quyidagini beradi.

$$\sigma_{ns} = 1,89 \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \xi. \quad (2.104)$$

2) $\alpha \gg 1$, ya`ni $\lambda \gg \xi$ bo`lgan hol. Unda (2.102) integraldagi bosh hissani $\frac{H(H-H_{cm})}{2H_{cm}^2}$ had beradi va chegara energiya $\sigma_{ns} \sim -H_{cm}^2 \cdot \lambda$ ni beradi.

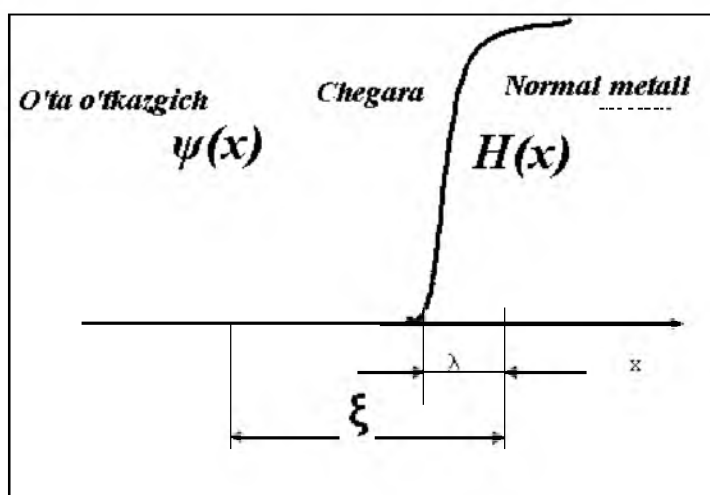
Aniq hisob-kitob quyidagi ifodani beradi:

$$\sigma_{ns} \sim -\frac{H_{cm}^2}{8\pi} \cdot \lambda.$$

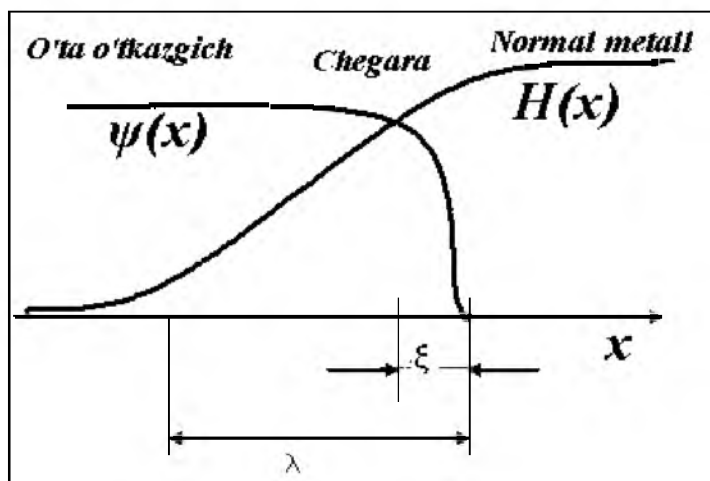
Endi olingan natijalarning fizikaviy tushuntirilishiga o`tamiz. 1) $\alpha \ll 1$, ya`ni $\lambda \ll \xi$ bo`lgan hol. 2.8 – rasmda tartib parametri Ψ ning SN chegaraviy sohada o`zgarishi va magnit maydonining o`zgarishi ko`rsatilgan.

Birinchisi ξ masofada, ikkinchisi - λ masofada sodir bo`ladi. Ushbu holda ξ qalinlikdagi soha xosil bo`ladi, bunda tartib parametri etarlicha kichik bo`ladi va

magnit maydoni esa bo'lmaydi. Ushbu qismda o'ta o'tkazuvchanlik holatining bo'lishi afzal va magnit maydoni bu yerda bo'lmaydi, ammo o'ta o'tkazgichga nisbatan juda kichik tartib parametriga ega, shu soha energiyasini o'ta o'tkazgichning chaproqdagi sohalaridagiga nisbatan oshirish kerak. Boshqacha qilib aytganda ushbu soha energiyasi o'ta o'tkazuvchan soha energiyasiga nisbatan uning qiymati shunchalik kattaki, u shu sohadagi elektron juftlarni (Kuper juftlarini) ajratishga sarflashga etarli bo'lsin, va shu bilan tartib parametri ψ ni kamaytirishi mumkin bo'ladi. Ushbu energiya zichligi $\sim \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \cdot \xi$ ga teng, ushbu qism energiyasi esa $\frac{H_{cm}^2}{8\pi} \cdot \xi$ qiymatga ega, bu esa (2.104) ifoda bilan yaxshi mos keladi.



2.8- rasm. $\lambda \ll \xi$ bo'lgan hol uchun o'ta o'tkazuvchan va normal chegaraviy sohada magnit maydoni va tartib parametrining fazoviy o'zgarishini tasvirlovchi chizma.



2.9-rasm. $\epsilon \gg l$ bo'lgan hol uchun o'ta o'tkazuvchan va normal chegaraviy sohada magnit maydoni H va tartib parametri ψ ning fazoviy o'zgarishini tasvirlovchi chizma.

Buni boshqacha tushuntirish ham mumkin.

Kichik ψ kattalikli (ya'ni normal metall energiyasiga teng bo'lgan energiyali) va magnit maydonidan ozod bo'lgan sohani hosil qilish, ya'ni magnit maydonini ushbu sohadan yo'qotish uchun ish bajarish kerak. Buning uchun magnit maydoni bosimi $\frac{H_{cm}^2}{8\pi}$ ni bartaraf etish lozim va uning chegarasini o'ng tomonga ξ masofaga siljitish kerak. Bunda $\frac{H_{cm}^2 \xi}{8\pi}$ qiymatga teng bo'lgan ish bajarilishi kerak.

1) $\epsilon \gg l$, $\lambda \gg \xi$ bo'lgan hol uchun $\psi(x)$ va $H(x)$ funksiyalarning ko'rinishi 2.9-rasmda keltirilgan. Ushbu hol uchun ψ kattalikning o'zgarishi magnit maydoniga nisbatan tezroq sodir bo'ladi va nisbatan kattaroq magnit maydoni saqlanadi, ya'ni $\sim \lambda$ soha paydo bo'ladi. Unda ψ kattalik ~ 1 bo'ladi. Magnit maydonining bo'lishi ushbu sohani normal metall bilan tenglashishga majbur qiladi. Bundan farqli o'laroq undagi elektronlar Kuper juftlariga birlashgan va ψ kattalik ~ 1 bo'ladi. Shuning uchun uning energiyasi o'ng tomondagi normal soha energiyasidan kondensatsiya energiyasi miqdoricha kam bo'ladi. Ushbu sohaning o'lchami $\sim \lambda$ bo'lgani va kondensatsiyalanish energiya zichligi esa $\frac{H_{cm}^2 \xi}{8\pi}$ ga teng bo'lgani uchun $\sigma_{ns} : -\left(\frac{H_{cm}^2}{8\pi} \lambda\right)$ bo'ladi.

Boshqa nuqtai nazar bilan qarab shuni aytish mumkinki $\epsilon \gg l$ bo'lgan holda NS chegaraviy sohada shunday ψ kattalik ~ 1 bo'lgan unga magnit maydoni singgan $\sim \lambda$ soha bo'ladi. Bu shuni bildiradiki, butun sistema energiyasi H_c maydonni λ masofaga siljitish uchun bajarilgan ish miqdorida kamayar ekan.

Shunday qilib, ushbu xulosaga kelamiz. Agar $\epsilon \ll l$, bo'lsa unda $\sigma_{ns} > 0$ bo'ladi. Bunday materiallar birinchi tur o'ta o'tkazgichlar deb qabul qilingan.

Agar, $\alpha \gg 1$, bo'lsa unda $\sigma_{ns} < 0$ bo'ladi. Bunday materiallar ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlar deyiladi. Ma'lumki, $\alpha \sim 1$ qiymatlarida energiya σ_{ns} nolga aylanishi kerak. Hisob kitoblar shuni ko'rsatdiki, bu $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}$ bo'lganda sodir bo'lar ekan.

Shunday qilib:

<p>Birinchi tur o'ta o'tkazgichlarda</p> $\alpha < \frac{1}{\sqrt{2}}, \sigma_{ns} > 0$	<p>Ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlarda</p> $\alpha > \frac{1}{\sqrt{2}}, \sigma_{ns} < 0$
---	---

Masala. O'ta o'tkazuvchan qalay moddasi uchun harorat $T=0,9T_c$ bo'lganda $\lambda=8,7 \cdot 10^{-6} \text{ sm}$ va $\xi=4,35 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ bo'ladi. Normal va o'ta o'tkazuvchan fazalar chegarasidagi energiyani toping.

Yechimi. $\lambda \ll \xi$ bo'lganligi sababli $\sigma_{ns} = 1,89 \cdot \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \cdot \xi$ formuladan foydalanamiz.

$\sqrt{2}H_{cm} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda\xi}$ formuladan H_{cm} topib, $\sigma_{ns} = 1,89 \cdot \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \cdot \xi$ ifodaga qo'yib

$\sigma_{ns} = 1,24 \cdot 10^{-2} \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}$ qiymatga teng ekanligini topamiz.

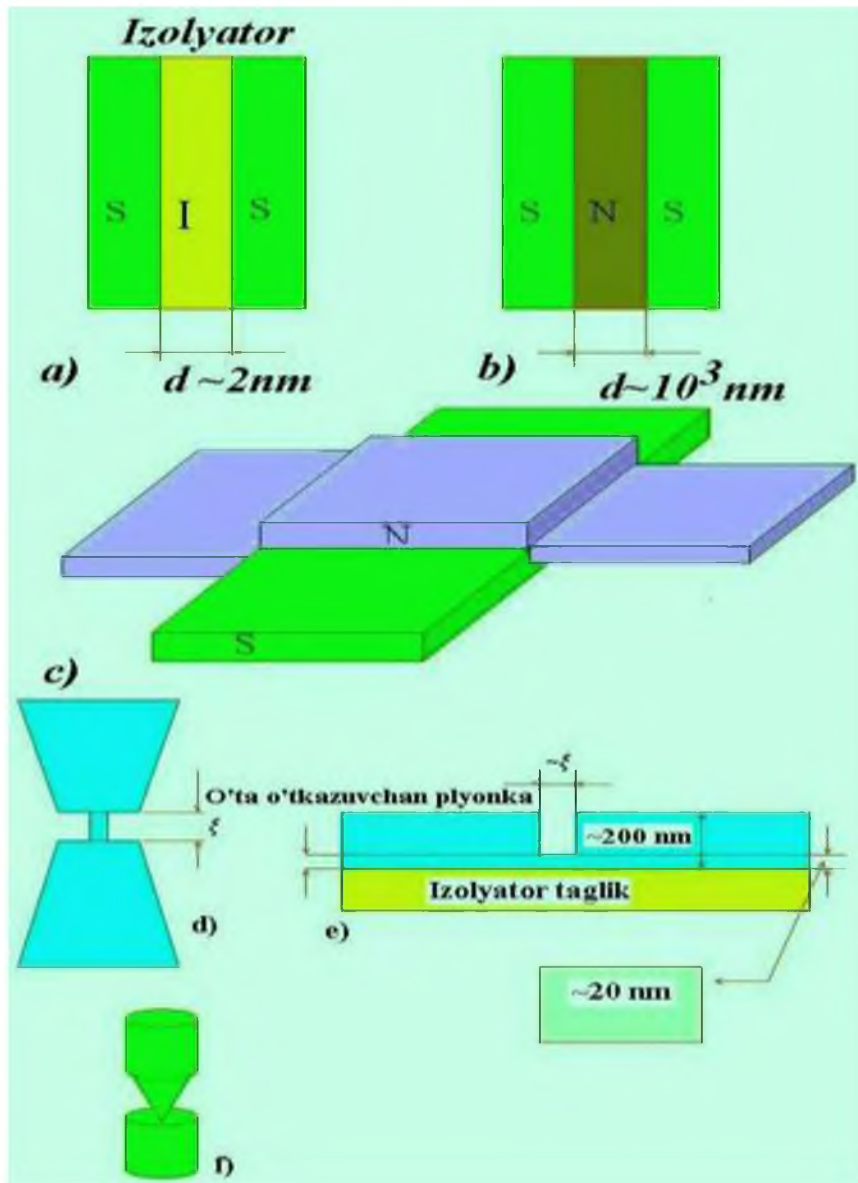
III BOB O`TA O`TKAZGICHLAR VA KUCHSIZ BOG`LANIISHLAR

O`ta o`tkazgichlar va kuchsiz bog`laniishlar bobida, Jozefsonning statsionar effekti, Jozefsonning nostatsionar effekti, Jozefson o`tishining tashqi magnit maydoniga nisbatan sezgirligi, Ferrell-Preyndj tenglamasi, Jozefson o`tishidagi maksimal dissipativsiz tok, kuchli magnit maydon, o`ta o`tkazuvchan kvant interferometrlar, o`ta o`tkazuvchanlikning mikroskopik nazariyasi, elektron-fonon o`zaro ta`sir, elektronlarning asosiy holatdagi taqsimoti, asosiy holat energiyasi, o`ta o`tkazgichlardagi elementar qo`zg`alishlar spektri, o`ta o`tkazgichning elementar qo`zg`alishlar holatlari zichligi va kogerent uzunlik, o`ta o`tkazuvchan energetik tirqish qiymatining haroratga bog`lanishi, o`ta o`tkazgichlardagi tunnelli hodisalar, o`ta o`tkazgichlarning o`ta o`tkazuvchan energetik tirqishini tajribada aniqlash va o`ta o`tkazuvchan energetik tirqishning haroratga bog`lanishi nomlanishdagi mavzular keltirilgan.

3.1. FAZOVIY KOGERENTLIK VA KUCHSIZ BOG`LANISH TURLARI

1962 yil B. Jozefson ikkita effektning bo`lishini oldindan nazariy bashorat qildi. Ushbu effektlar o`ta o`tkazuvchan tunnel kontaktlarda kuzatilishi kutildi. Birinchi effektida tunnel o`tish orqali o`ta o`tkazuvchan tok oqishi mumkin. Aytildiki, ushbu tokning kritik qiymati ajoyib ravishda tashqi maydonga bog`liq. Agar ushbu kontakdan uning kritik tokiga nisbatan katta tok oqsa, unda o`tishning o`zi yuqori chastotali elektromagnit nurlanish manbaiga aylanadi. Bu esa Jozefsonning ikkinchi effekti.

Uncha ko`p o`tmay ushbu effektlar Yanson I. K., Svistunov V. M., Dmitrienko I. M. va Shapiro S. lar tomonidan tajribalarda kuzatildi. Keyinchalik aniq bo`ldiki, Jozefsonning ushbu effektlari faqat tunel kontaktlarida emas, balki kuchsiz bog`lanishlarda ham kuzatilar ekan, ya`ni kritik toki ancha bostirilgan o`ta o`tkazuvchan zanjiri sohalarida, ushbu soha o`lchami – kogerentlik uzunligi tartibida bo`lishi kerak.



3.1-rasm. Kuchsiz bog`lamlar turlari: a) tunelli o`tish; b) Sendvich; c) N normal plyonka o`ta o`tkazuvchan plyonka tartib parametrini lokal kamaytiradi; d) Dayem ko`prigi, ko`rinish plani; e) O`zgaruvchan qalinlikdagi ko`prikning ko`ndalang kesimi; f) Nuqtaviy kontakt.

Kuchsiz o`ta o`tkazuvchanlik effektlari tabiatining asosida o`ta o`tkazuvchan holatning kvantli xossalari yotadi. Biz bilamizki, metalning o`ta o`tkazuvchanlik holati - bu Boze kondensati bor bo`lgan holatdir, yoki boshqacha qilib aytganda, unda elektron juftlar bir kvant sathda bo`lgan holat va ular umumiy to`lqin funksiya bilan ifodalanadi. Ularning o`zlarini tutishi o`zaro shartlangan, ular kogerentdir.

Faraz qilaylik, ikkita bir xil o'ta o'tkazuvchan bo'laklar bir-biridan to'la izolatsiyalangan bo'lsin. Har bir bo'lak o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lganligi sababli, ularning har birisida o'zining to'lqin funksiyasi bo'ladi. Ushbu materiallar, haroratlar bir xil bo'lganligi sababli, to'lqin funksiyalar modullari ham bir xil bo'ladi. Lekin fazalari haqida bunday deb bo'lmaydi, ular har qanday bo'lishi mumkin. Bu holat o'ta o'tkazuvchan bo'laklar orasida kuchsiz kontakt bo'lguncha davom etadi. Agar ikkala bo'lak orasida ularning holatlarini keskin o'zgarishga olib kelmaydigan kuchsiz bog'lam hosil qilsak, unda u g'alayonlovchi rolni o'ynaydi. Endi butun o'ta o'tkazgichni ifodalovchi uning yagona to'lqin funksiyasi paydo bo'ladi, bu holni ikkala bo'lak to'lqin funksiyalari interferentsiyasining natijasi deb qarash mumkin bo'ladi. Ikkala bo'lak kuchsiz bog'languncha to'lqin funksiyalar amplitudalari bir xil deb aytgan edik. To'lqin funksiyalar fazalarining moslashishi esa kuchsiz bog'lanish natijasidir. Shuni aytishadiki kuchsiz bog'langan o'ta o'tkazgichlarda fazalar kogerentligi o'rnatiladi. O'ta o'tkazgichlar orasidagi kuchsiz bog'lanishlar interferentsiyali effektlarini kuzatish uchun qulay joydir. O'ta o'tkazgichlarda magnit maydoni oqimlarining kvantlantishi, o'ta tok kvantlanishining interferentsiyali effektdir

3.2. JOZEFSONNING STATIONAR EFFEKTI

Jozefsonning birinchi effekti bu statsionar effektdir. Bu holda kuchsiz bog'lamdan etarlicha kuchsiz tok o'tganda kuchlanishning kamayishi bo'lmaydi. Kuchsiz tok o'tganligi sababli u hosil qilgan magnit maydoni e'tiborga olinmaydi. Shuning uchun uning zichligi o'ta o'tkazuvchan elektronlar to'lqin funksiya fazo gradienti U bilan aniqlanadi.

$$(\text{GL nazariyasiga asosan}), \Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$$

Kuchsiz bog'lanishlarning xarakterli xossalari shundan iboratki, unda ushbu gradient kattadir. Tunnell o'tishda gradient haqida gapirish qiyin, chunki unda fazalar "sakrashi" sodir bo'ladi. Endi faza va uning sakrashi haqida fikr

yuritimiz, bu yerda φ_1 - birinchi qirg'oq o'ta o'tkazuvchan elektronlar to'lqin funksiyasining fazasi, φ_2 - mos ravishda ikkinchi qirg'oqniki. endi kuchsiz bog'lamdagi tok I_s va fazalar farqi φ orasida qanday bog'lanish mavjud?

Ba'zi bir umumiy va aniq munosabatlarni o'rnatamiz.

1) Agar o'tishda tok bo'lmasa $I_s=0$, unda fazalar farqi ham $U=\Delta\varphi=0$

2) Qirg'oqlardan biridagi o'zgarish, ya'ni φ ning fizikaviy 2π qiymatga o'zgarishiga olib kelmaydi, ya'ni $I_s(\varphi) = I_s(\varphi + 2\pi)$

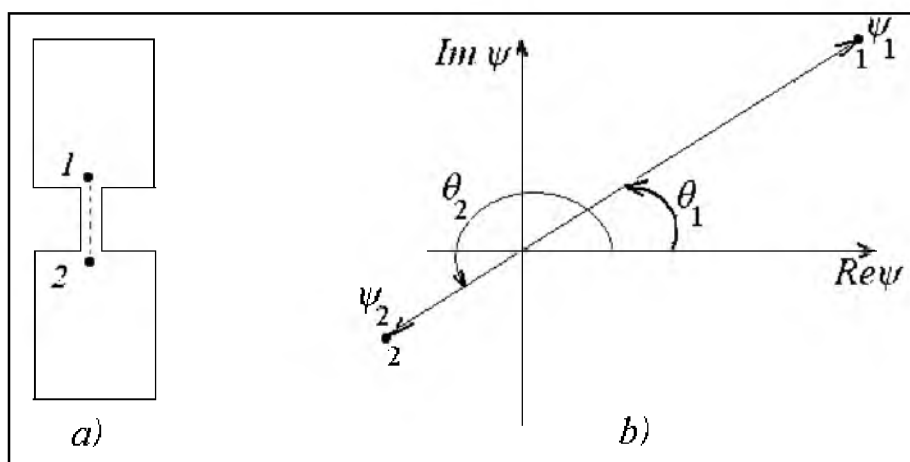
3) Tok yo'nalishining o'zgarishi fazalar farqi ishorasining o'zgarishiga olib keladi, shuning uchun $I_s(\varphi) = I_s(\varphi - 2\pi)$

4) $I_s(\pi) = 0$. Haqiqattan ham, ushbu muhokama K. K. Lixarevga tegishli fikr. Tasavvur etamizki, kuchsiz bog'lanish kichik, ammo chegaraviy uzunlikka kuchsiz bog'lanishdagi faza gradientini kiritish mumkin. Punktir chiziq bo'yicha o'tishda kompleks tartib parametri, φ_1 va φ_2 nuqtalarni birlashtiruvchi chiziq bo'ylab o'zgaradi. Aniqki, agar $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ bo'lsa, unda $\Delta\varphi$ to'g'ri chiziq bo'ylab nolga teng. Bundan shunday xulosa chiqadi, $I_s = 0$. Agar ψ_1 dan ψ_2 ga o'tish ko'rsatilgan to'g'ri chiziq bo'ylab bo'lmasa, yarim aylana bo'yicha uning radiusi $|\psi|$ bo'lsa nima bo'ladi? Ushbu holda $\Delta\varphi \neq 0$ va $I_s \neq 0$ bo'ladi. Xuddi ana shunday jarayon, haqiqattan ham uzun, ingichka o'ta o'tkazuvchan iplarda sodir bo'ladi. Ammo unda, aniqki φ_1 dan φ_2 ga o'tish yo'li ikkita bo'lishi mumkin: chap yarim aylana yordamida (soat strelkasi harakatiga qarshi) va o'ng yarim aylana bo'ylab (soat strelkasi bo'ylab). Bunda φ gradient turli ishoralarga ega bo'ladi. Bu shuni bildiradiki $I_s(\varphi)$ endi ko'p qiymatli funksiya bo'ladi.

Yuqorida keltirilgan 1-4 xossalarga ega bo'lgan funksiya qanday ko'rinishda bo'ladi? Bunday xossani $\sin\varphi$ funksiya qanoatlantiradi. Endi biz quyidagicha tasavvur etishimiz mumkin:

$$I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi \quad (3.1)$$

Bu yerda I_s o'tishdagi maksimal, ya'ni kritik tok.



3.2-rasm. a) kuchsiz bog`lanish ko`rinishi (Dayem ko`prigi). Fazalar gradienti $\Delta\phi$ 1-nuqtadan 2- nuqtagacha punktir chiziq bo`yicha olinadi. b) Tartib parametrini kompleks tekislikda tasavvur etish. Kuchsiz bog`lanishda 1 nuqtadan 2 nuqtaga o`tish kompleks tekislikdagi ϕ_1 dan ϕ_2 ga 1-2 to`g`ri chiziq bo`yicha o`tishga mos keladi.

Ushbuni hisoblashga o`tamiz, bunda kvant mexanikasi qonuniyatlaridan foydalanamiz.

Ma`lumki, kvant mexanik sistemaning vaqt bo`yicha evolyutsiyasi $\psi(t)$ to`lqin funksiya bilan aniqlanadi. Bu esa quyidagi Shredinger tenglamasining echimidir.

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad (3.2)$$

bu yerda \hat{H} qaralayotgan sistemaning Gamil`ton operatori.

Agar bu sistema faqat diskret holatlarda bo`lishi mumkin bo`lsa, unda ψ_α funksiya orqali (α indeks shu berilgan diskret holatni ifodalovchi indekslar to`plami) sistemaning to`lqin funksiyasini to`liq bazis bo`yicha yoyish mumkin:

$$\psi(t) = \sum_{\alpha} C_{\alpha}(t) \psi_{\alpha} . \quad (3.3)$$

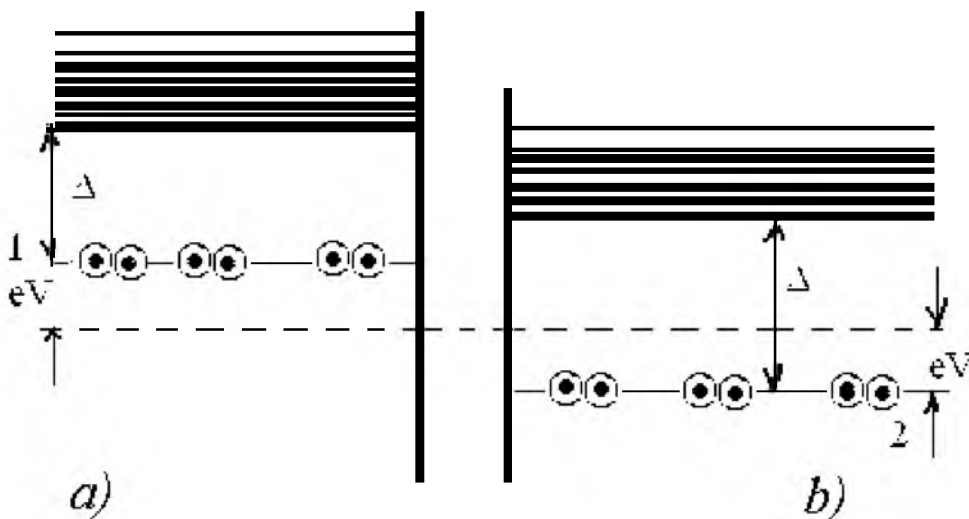
Bu taqsimotni (3.2) ifodaga qo`yish quyidagini beradi.

$$i\hbar \left(\frac{dC_{\beta}}{dt} \right) = \sum_{\alpha} H_{\beta\alpha} C_{\alpha}(t) . \quad (3.4)$$

$$\text{Bu yerda } H_{\beta\alpha} = \int \psi_{\beta}^* H \psi_{\alpha} dV$$

Aniqlik, $H_{\beta\beta}$ bu ψ_{β} holatdaga sistema energiyasi, $H_{\beta\alpha}$ esa — sistemaning ψ_{α} holatdan ψ_{β} holatga o'tish ehtimolligini xarakterlovchi matritsali element, $S_{\alpha}(t)$ funksiya ψ_{α} holat amplitudasini ifodalaydi, $|C_{\alpha}|^2$ — kattalik esa sistemani ψ_{α} holatda bo'lish ehtimolligini aniqlaydi.

Endi Jozefson tunnel o'tishiga qaytamiz. Mayli, umumiy holda tunnel o'tishdan o'tadigan tok shunchalik kattaki, ($I_S > I_C$) o'tishda potentsiallar farqi V hosil bo'lsin. Bunday o'tishning energetik sxemasi 3.3-rasmda keltirilgan.



3.3-rasm. Ikkita a) va b) o'ta o'tkazgichlardan hosil bo'lgan Jozefson tunnel o'tishining V kuchlanish qo'yilgandagi energetik sxemasi. 1 va 2 sathlar $2eV$ interval bilan ajratilgan.

Feynman nazariyasiga asosan, o'ta o'tkazuvchan elektronlar sistemasini (Kuper juftlarini) xuddi ikki sathli kvant mexanik sistemadek qaraymiz, ya'ni juftlik birinchi yoki ikkinchi sathda bo'lishi mumkin. Uning energiyasi mos ravishda H_{11} yoki H_{22} , bunda $H_{11} = eV$ va $H_{22} = -eV$. Juftlikning birinchi sathdan ikkinchi sathga o'tishi matrisali element kattaligi $H_{12} = H_{21} = K$ bilan aniqlanadi. (3.4) ifoda ushbu holda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\begin{aligned}
i\eta\left(\frac{dC_1}{dt}\right) &= eVC_1(t) + KC_2(t) \\
i\eta\left(\frac{dC_2}{dt}\right) &= KC_1(t) - eVC_2(t)
\end{aligned}
\tag{3.5}$$

Bu yerda C_1 juftlikning 1-sathdagi holat amplitudasi, $|C_1|^2$ ni esa shunday nomirovka qilamizki, unda $|C_1|^2 = n_s$ bo'lsin, bu yerda n_s -o'tishning o'ta o'tkazuvchan qatlamlaridagi o'ta o'tkazuvchan elektronlar zichligi. Soddashtirish maqsadida ikkala qatlam bir xil materialdan tayyorlangan deb tasavvur etamiz, ya'ni S_1 va S_2 amplitudalarni quyidagi ko'rinishda deb tasavvur etamiz:

$$C_1 = \sqrt{n_s} e^{i\theta_1}, \quad C_2 = \sqrt{n_s} e^{i\theta_2},$$

ushbu qiymatlarni (3.5) tenglamaga qo'yib, haqiqiy va mavhum qismlarga bo'lib quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\frac{dn_s}{dt} = \frac{2Kn_s}{h} \sin\phi, \tag{3.6}$$

$$\frac{d\theta_1}{dt} = -\frac{K}{\eta} \cos\phi - \frac{eV}{\eta}, \tag{3.7}$$

$$\frac{d\theta_2}{dt} = -\frac{K}{\eta} \cos\phi + \frac{eV}{\eta}, \tag{3.8}$$

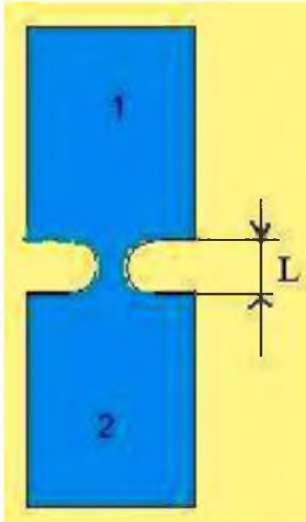
bu yerda $\phi = \theta_2 - \theta_1$

O'tishdagi tok $\left(\frac{dn_s}{dt}\right)$ nisbatga proporsional. Haqiqatdan ham tok ulanganda, tok oqimining birinchi momentida o'ta o'tkazuvchan elektronlar $\frac{dn_s}{dt}$ tezlik bilan o'zgarib boshlaydi va $I_s \sim \frac{dn_s}{dt}$ tok hosil bo'ladi. O'ta o'tkazuvchan qatlamdan elektronlarning ketishi tok manбайдan boshqa yangi elektronlarning kelishi bilan kompensatsiyalanadi, chunki o'tish berk elektr zanjiriga ulangan va butun sistemaning elektr neytralligi sababli n_s konsentratsiya doimiy qoladi.

Biroq o`ta tokni aniqlash uchun $I_s \sim \frac{dn_s}{dt}$ deb qabo`l qilish yetarlidir. Unda (3.6)

ifodadan Jozefsonning statsionar effekti tenglamasini olamiz, ya`ni:

$$I_s = I_e \sin \varphi. \quad (3.9)$$



3.4-rasm. 1 va 2 keng plyonkalarni birlashtiruvchi $L \ll \xi$ uzunlikli qisqa ko`prikcha ko`rinishi.

Ikkinchi, ya`ni bu ifodaning bohqa kichik plyonkali ko`prikchalarga qo`llash Aslamazov va Larkinlar tomonidan amalga oshirildi. Ushbu ko`prikcha uchun $L \ll \xi$, ushbu ko`prikchaga GL nazariyasining 1-tenglamasini qo`llaymiz, u magnit maydoni bo`lmaganda quyidagi ko`rinishni oladi:

$$-\xi^2 \nabla^2 \Psi - \Psi + \Psi |\Psi|^2 = 0. \quad (3.10)$$

Bizning qisqa ko`prikcha holi uchun tartib parametrining etarlicha o`zgarishi L uzunlikda bo`ladi. Ushbu hol uchun $\nabla^2 \psi$ ni baholaymiz:

$$\nabla^2 \Psi - \nabla \Psi \sim \frac{\Psi}{L^2}$$

Boshqa tomondan tartib parametrining o`zi $|\psi| \sim 1$ bo`ladi. Shuning uchun (3.10) ning birinchi hadi asosiy bo`ladi, chunki uning tartibi quyidagicha bo`ladi:

$$\frac{\xi^2}{L^2} \gg 1$$

boshqa hamma qo`shiluvchilar ~ 1 . Shuning uchun (3.10) ifodani quyidagicha soddalashtirilgan holda yozish mumkin:

$$\nabla^2 \Psi = 0 \quad (3.11)$$

Mayli, ko`prikchadan uzoqda 1-plyonkada tartib parametri quyidagicha bo`lsin:

$$\psi = \psi_1 e^{i\theta_1},$$

ikkinchi plyonkada esa

$$\psi = \psi_2 e^{i\theta_2}$$

Bu yerda $\psi_1, \psi_2, \theta_1 \hat{a} \hat{a} \theta_2$ lar koordinataga bog'liq bo'lmagan doimiylar. Aniqki, ko'prikchanning o'zida ushbu ikkita to'lqin funksiyaning interferentsiyasi sodir bo'ladi va (3.11) tenglamaning echimini quyidagi ko'rinishda izlaymiz.

$$\psi = \psi_1 e^{i\theta_1} f(r) + \psi_2 e^{i\theta_2} (1 - f(r)), \quad (3.12)$$

bu yerda (1— pylonka ichida) $f(r) \rightarrow 1$ ga intiladi va ikkinchi pylonka ichida $f(r) \rightarrow 0$ ga intiladi.

(3.12) ifodani (3.11) tenglamaga qo'yib, $f(r)$ ga nisbatan quyidagi ko'rinishdagi tenglamani olamiz:

$$\nabla^2 f(r) = 0.$$

Biroq ushbu tenglamani echish zarur emas. Uning echimi mavjudligini bilish etarli bo'lib, tokni hisoblashga o'tamiz va GL nazariyasining II tenglamasi $\rho_j = -\frac{i\eta e}{2m} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\psi|^2 A$ ga asosan uni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$j_s = \frac{|\alpha| \eta e}{\beta m} \text{Im}(\psi^* \nabla \psi)$$

Bunga (3.12) formulani qo'yib, sodda almashtirishlar kiritib, ko'prikcha orqali oqayotgan o'ta tok zichligi uchun quyidagi ko'rinishdagi ifodani olamiz.

$$20. j = j_c \sin \varphi, \quad (3.13)$$

bu yerda $\varphi = \theta_2 - \theta_1$

Shunday qilib, ko'prik ko'rinishdagi hol uchun biz yana o'sha o'tishning «qirg'oq» laridagi o'ta o'tkazgichlar to'lqin funksiyalari fazalarining farqi va o'ta tok orasidagi sodda ko'rinishdagi munosabatga kelamiz.

Keyinchalik biz ushbu munosabat doim bajariladi deb tasavvur etamiz.

3.3. JOZEFSONNING NOSTATSIONAR EFFEKTI

Shu paytgacha biz o'tishda tok uning kritik tokidan kichik deb qaradik. Agar tashqi manbadan berilayotgan tok kritik tokdan katta bo'lsa, unda kuchsiz bog'lanishda U kuchlanish hosil bo'ladi. Buning qanday natijalarga olib kelishini ko'rib chiqamiz.

Kvant mexanik sistemaning o'zini tutishi quyidagi ko'rinishdagi Shredinger tenglamasining echimi bilan aniqlanadi:

$$i\hbar \frac{d\psi}{dt} = H\psi. \quad (3.14)$$

Bu yerda— \hat{H} sistema gamil' toniani.

Statsionar holat to'lqin funksiyasi ψ_1 quyidagi tenglamani qanoatlantiradi:

$$H\psi_1 = E\psi_1,$$

bu yerda E — ushbu statsionar holat energiyasi, $\psi = \psi_1 e^{i\theta(t)}$ bunda ψ_1 vaqtga bog'liq emas. Ushbu to'lqin funksiyani (3.14) ifodaga qo'yib, quyidagi ko'rinishdagi tenglamani olamiz:

$$-\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} = E. \quad (3.15)$$

Agar kuchsiz bog'lanishdagi potentsiallar farqi U hosil bo'lsa, bu esa bitta juftlikning zaryadi $2e$ bo'lganligi sababli o'tish «qirg'oq» laridagi kuper juftlarining energiyasi E_1 va E_2 bilan quyidagi munosabat orqali bog'langanligini bildiradi:

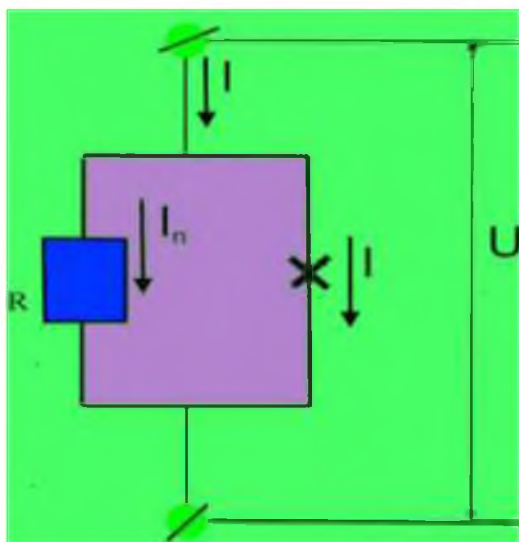
$$E_1 - E_2 = 2eU. \quad (3.16)$$

(3.16) ifodani (3.15) tenglamaga qo'yib Jozefsonning ikkinchi fundamental tenglamasini olamiz:

$$2eU = \hbar \frac{d\phi}{dt}. \quad (3.17)$$

Xuddi shunday tenglamani (3.6) formuladan (3.7) ifodani ayirganda ham olish mumkin.

Tashqaridan berilgan $I > I_c$ tengsizlikni qanoatlantiruvchi qiymatdagi o'zgarimas tok Jozefson o'tishidan oqayotganda qanday jarayonlar sodir bo'ladi? O'ta tok I_c dan katta bo'la olmasligi sababli, aniq-ki, endi o'ta tokdan tashqari normal tok komponentali tok hosil bo'ladi, ya'ni yakkaqatlangan elektronlar toki paydi bo'ladi. Ushbu tasavvur bizni darhol rezistiv modeliga olib keladi. Jozefson



o'tishini xuddi xususiy Jozefson o'tishi va normal qismlarning parallel ulanishidan iborat deb qaraymiz (3.5-rasm ga qarang). To'la tok

I normal tok $\frac{U}{R}$ va o'ta tok $I_s = I_c \sin \phi$ larning yig'indisidan iborat:

$$I = I_c \sin \phi + \frac{h}{2eR} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (3.18)$$

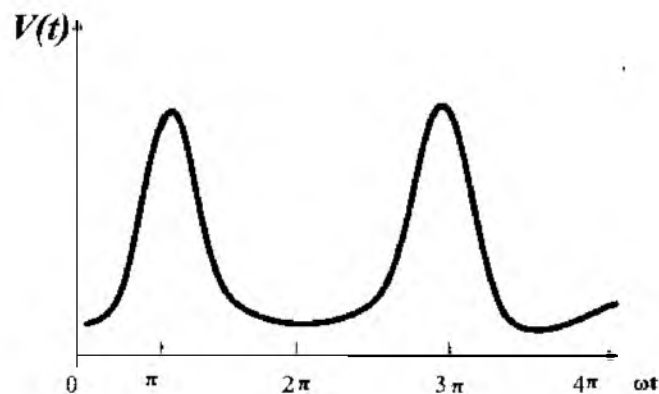
3.5-rasm. To'la Jozefson o'tishining rezistiv modeli xususiy Jozefson o'tishdagi o'ta tok $I_s = I_c \sin \phi$ ga teng

bu yerda R kattalik o'tishning normal holatdagi qarshiligi. Ushbu $\phi(t)$ ga nisbatan bo'lgan differentsial tenglama elementar integrallanadi. Echimini (3.17) ga qo'yib, o'tishdagi kuchlanishni quyidagi ko'rinishda olamiz:

$$V(t) = R \frac{I^2 - I_c^2}{I + I_c \cos(\omega \cdot t)}, \quad (3.19)$$

$$\omega = \frac{2e}{h} R \sqrt{I^2 - I_c^2}. \quad (3.20)$$

Biz Jozefson o'tishining ajoyib xususiyatini kuzatamiz. Agar tashqaridan berilgan I doimiy tok o'tishning kritik tokidan katta bo'lsa, unda o'tishda vaqtga davriy bog'langan kuchlanish V paydo bo'ladi. Ushbu hodisa Jozefson generatsiyasi degan nomni oldi. Kuchlanish $V(t)$ ning vaqtga sxematik bog'lanishi 3.6 -rasmga berilgan. Kuchlanishning tebranish chastotasi o'tishdagi tok uning kritik qiymati I_c dan necha marta kattaligiga bog'liq (3.20) ifoda qarang).

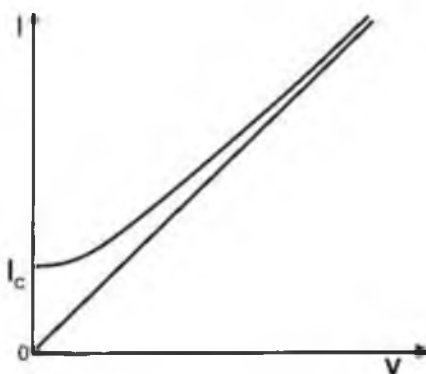


3.6-rasm. O`tishdagi kuchlanish Jozefson generatsiyasi.

O`tishga ulangan o`zgarmas tok vol`metri, albatta davr bo`yicha o`rtacha kuchlanish \bar{V} ni ko`rsatadi. (3.19) ko`rinishdagi ifodaning vaqt bo`yicha o`rtacha qiymati topilganda quyidagi ko`rinishdagi tenglama olinadi:

$$2e\bar{V} = \eta\omega \quad (3.21)$$

Mazkur ifoda aniq interpretatsiyaga ega. Uning ma`nosi: Agar o`tishning ikki qismidagi Kuper juftlari sathlari orasida energiyalardagi o`rtacha masofa $2e\bar{V}$ ga teng bo`lsa, unda kuchsiz bog`lam sohasidan bitta juftning o`tishida elektromagnit nurlanish kvanti ko`rinishidagi energiya ajralib chiqadi.



3.7-rasm. Jozefson o`tishining vol`tamper xarakteristikasi.

(3.20) va (3.21) formulalardan kelib chiqadigan o`tishning vol`tamper xarakteristikasi 3.7–rasmda keltirilgan.

Bu yerda shuni ta'kidlash joizki, (3.17) va (3.21) ifodalar mutloq fundamental va aniqdir. Ko'pgina tajribalar ularni katta aniqlik bilan to'g'ri ekanligini isbotladi.

1964 yili Jozefson generatsiyasini tajribada birinchi bo'lib, I.K.Yanson, O.M.Svistunov va I.D.Dmitrienkolar kuzatdilar.

Masalalar:

1. Kritik toklari mos ravishda $I_{c1}=500 \mu\text{A}$ va $I_{c2} = 700 \mu\text{A}$ bo'lgan ikkita jozefson o'tishlari o'ta o'tkazuvchan zanjirda parallel ulangan. Ikkala o'tishdan oqayotgan to'la tok 1 mA. O'tishlarning har biridagi tokning qiymati nimaga teng?

Yechish: O'tishlar parallel ulanganligi sababli ulardagi fazalar farqi φ_1 va φ_2 bir-biriga teng bo'ladi. Shuning uchun o'tishlar bo'yicha tokning taqsimoti ularning kritik toklariga proporsional bo'ladi: $I_1=0,417 \text{ mA}$, $I_2=0,583 \text{ mA}$.

2. 3.6-rasmda keltirilgan grafikdagi V ning maksimal va minimal qiymatlari orasidagi farqni toping.

Javobi: $V_{\max}-V_{\min}=2I_cR$.

3. Nuqtaviy kontakt $I_c=1\text{mA}$ kritik tokka va normal holatdagi $R=2 \text{ Om}$ qarshilikka ega. Agar kontakt orqali $I=1,2 \text{ mA}$ tok oqib o'tsa, kontaktdagi o'zgarmas kuchlanishning qiymati \bar{V} ni hamda jozefson generatsiyasi chastotasining qiymatlarini toping.

Javobi: $\bar{V} = 1,33 \text{ mV}$; $\nu = 641 \text{ GHz}$.

4. Jozefson o'tishining kritik toki $I_c=100 \mu\text{A}$ ga teng. O'tish orqali $I_o=70 \mu\text{A}$ o'zgarmas tok va $I_1=2 \mu\text{A}$ amplitudali va $\nu=10 \text{ MHz}$ chastotali kuchsiz o'zgaruvchan tok yuboriladi, ya'ni $I = I_o + I_1 \sin 2\pi\nu t$. SI birliklar sistemasidan foydalanib o'tishdagi kuchlanishni toping/

Yechish: O'tishdagi fazalar farqini $\varphi = \varphi_o - \varphi_1$ ko'rinishda izlaymiz, bu yerda φ_o -o'zgarmas I_o tok hosil qilgan fazalar farqi. O'tishdagi kuchlanish

$$V = \frac{\Phi_o}{2\pi} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\Phi_o}{2\pi} \cdot \frac{d\varphi_1}{dt}, \text{ ammo } \frac{d\varphi_1}{dt} = \frac{dI}{dt} \cdot \left(\frac{dI}{d\varphi_1} \right)^{-1}. \text{ Ushbu ifodani kuchlanish } V$$

ning ifodasiga qo'yib quyidagi ifodani olamiz:

$$V = \frac{\Phi_o}{I_c \cos\varphi_o} \nu I_1 \sin\left(2\pi\nu t + \frac{\pi}{2}\right).$$

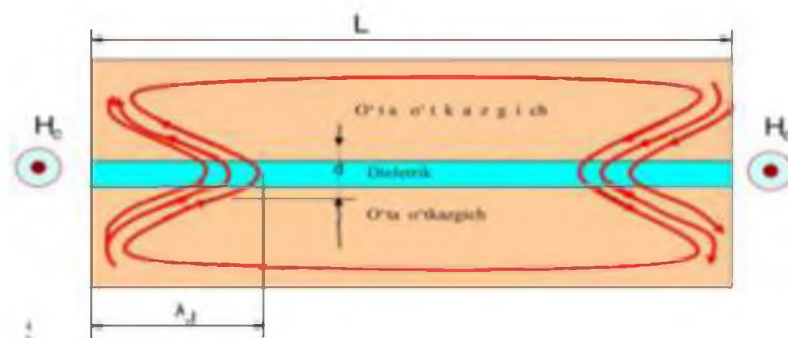
Masalaning sharti bo'lganda o'zgaruvchan kuchlanishning amplitudasi $0,58 \text{ nV}$ bo'ladi.

Ko'rsatma. Masalaning yechimidan kelib chiqadiki, o'tishdagi V kuchlanish undagi tokni faza bo'yicha $\pi/2$ burchakka ilgari o'tadi. Bu degani, o'tish o'zini

$$L = \frac{\Phi_o}{2\pi I_c \cos\varphi_o} - \text{xuddi induktivlik kabi tutadi.}$$

3.4. JOZEFSON O'TISHINING TASHQI MAGNIT MAYDONIGA SEZGIRLIGI

Sendvich va tunnel o'tishlar, ya'ni ikkita massiv o'ta o'tkazgich dielektrik bilan ajratilgan bo'lsin. Agar ushbu sistema o'tish tekisligiga parallel bo'lgan tashqi maydonda joylashtirilgan bo'lsa, plastinkaning tashqi sirtida ekranlovchi o'ta tok hosil bo'ladi. Ushbu tok London singish chuqurligi λ tartibidagi qatlamlardan oqadi. Ammo bunda u Jozefson o'tish tekisligini kesib o'tishi kerak, u yerda kritik tokning zichligi juda kichik bo'ladi. Shuning uchun, oqimning dissipiativsizligini saqlash uchun tokni o'tishning yetarlicha kengligidan va chuqurligadan oqib o'tishiga to'g'ri keladi (3.8- rasmda aks ettirilgan).

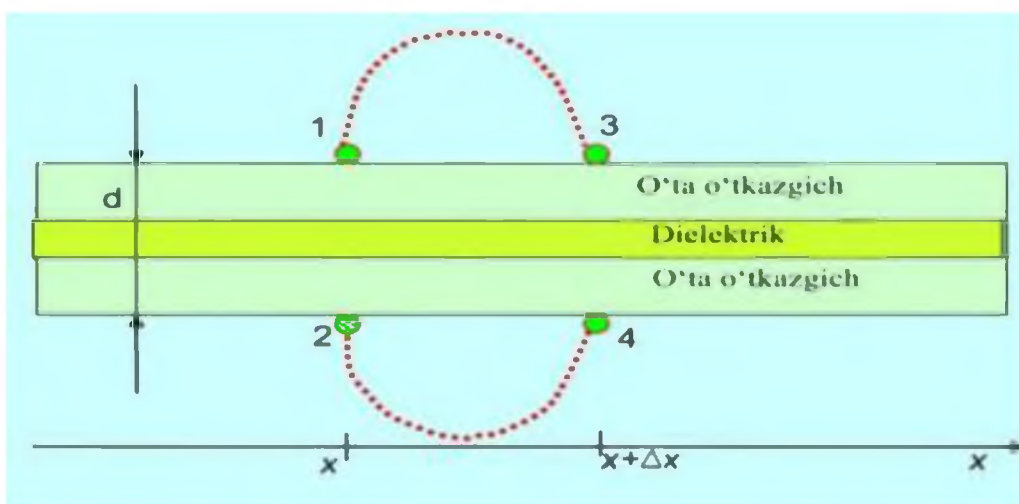


3.8-rasm. H_0 magnit maydonida joylashtirilgan Jozefson tunnel o'tish. ekranlovchi (Meysner) tok taqsimoti ko'rsatilgan.

Mazkur holatni matematik ifodalashga harakat qilamiz.

3.5. FERRELL – PREYNDJ TENGLAMASI

Mayli, X o'qi o'tish tekisligida yotsin, magnit maydoni esa Z o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lsin. Y o'qi bo'ylab sohada, ya'ni tok oqadigan joyda magnit maydoni bo'ladi, uning o'lchami d , bunda $d=2\lambda+t$. Bu yerda t - tunnel o'tishdagi izolyatsiya qatlami qalinligi. O'tishdagi ikkita yaqin nuqtalar juftligini ko'ramiz (1,2,3,4) (3.8–rasm). Ushbu nuqtalar magnit maydoni egallamagan sohada tanlandi, ular orasidagi masofa dx ga teng deb qabo'l qilindi.



3.9-rasm. O'tish chegara yaqinidagi Jozefson o'tishining bo'lagi. Magnit maydoni bor soha shtrixlangan.

Kuper jufti uchun umumlashtirilgan impul'sni quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$\hbar \nabla \theta = 2m \mathcal{G}_s^{\mathbf{r}} + \frac{2e}{c} \mathbf{A}^{\mathbf{r}}. \quad (3.22)$$

Bu yerda θ — to'lqin funksiya fazasi; $\mathcal{G}_s^{\mathbf{r}}$ - juftlikning tezligi, m - elektron massasi, e - uning zaryadi, $\mathbf{A}^{\mathbf{r}}$ - magnit maydonining vektorli potentsiali. Ushbu tenglamani punktir bo'laklar bo'yicha integrallaymiz. Ushbu konturning barcha nuqtalari o'ta tok bo'lmagan sohada yotadi. (3.9- rasm), shuning uchun $V_s=0$

$$\eta \left[\int_1^3 \nabla \theta dl^{\rho} + \int_4^2 \nabla \theta dl^{\rho} \right] = \frac{2e}{c} \left[\int_1^3 \mathbf{A} dl^{\rho} + \int_4^2 \mathbf{A} dl^{\rho} \right], \quad (3.23)$$

d masofani etarlicha kichik deb olamiz. Unda (3.23) ifodaning o'ng qismini taqriban quyidagicha yozamiz:

$$\frac{2e}{c} \oint A dl = \frac{2e}{c} d\Phi, \quad (3.24)$$

bu yerda $d\Phi$ – punktirli kontur qamrab olgan magnit oqimi, agar bu konturni 3 – 4 va 2 – 1 kesimlar bilan to'ldirsak, (3.23) ifodaning chap qismini integrallagandan so'ng quyidagini olamiz.

$$\eta(\theta_3 - \theta_1 + \theta_2 - \theta_4) = \frac{2e}{c} d\Phi.$$

$\theta_3 - \theta_4 = \varphi(x+dx)$ va $\theta_1 - \theta_2 = \varphi(x)$ ekanligini hisobga olib,

$\varphi(x+dx) - \varphi(x) = \frac{2e}{\eta c} d\Phi$ ga ega bo'lamiz.

yoki,

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{d\Phi}{dx}, \quad (3.25)$$

ifodani olamiz. Bu yerda $\Phi_0 = \frac{\eta\pi c}{e}$.

$\left(\frac{1}{d}\right) \frac{d\Phi}{dx}$ ni o'tishning Z o'qi yo'nalishidagi x nuqtasidagi magnit maydon

kuchlanganligi H ekanligini e'tiborga olib,

$$H = \frac{\Phi_0}{2\pi d} \frac{d\varphi}{dx}, \quad (3.26)$$

ifodani olamiz.

O'tish orqali u o'qi bo'ylab oqayotgan o'ta tok, Maksvell tenglamasiga asosan quyidagi ifodaga teng bo'ladi:

$$j_s = \left(\frac{c}{4\pi}\right) \cdot \left(\frac{dH}{dx}\right).$$

Bunga (3.26) ifodani qo'yib, tok va fazalar farqi orasidagi Jozefsonning asosiy munosabatini e'tiborga olib: $j_s = j_c \sin\varphi$, oxiri oqibat Ferrell — Preyndj nomli tenglamani olamiz.

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_j^2} \sin \varphi. \quad (3.27)$$

Bu yerda λ_j quyidagi ifodaga teng:

$$\lambda_j = \left(\frac{c \Phi_0}{8\pi^2 j_c d} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.28)$$

(3.27) tenglamaning echimi fazalar farqining o'tish bo'ylab taqsimotini ifodalaydi.

Juda kuchsiz tashqi maydon $H_o \ll \frac{\Phi_0}{8\pi\lambda d}$ ifoda bo'ysunadigan holni ko'rib

chiqamiz. Ushbu holda o'tish orqali tokning qiymati juda kichik, ya'ni tok nihoyatda kuchsiz bo'ladi va o'z navbatida fazalar farqi ham kichik bo'ladi.

Shuning uchun (3.27) ko'rinishdagi tenglamani quyidagicha ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{1}{\lambda_j^2} \varphi.$$

uning echimi oddiydir.

$$\varphi(x) = \varphi(0) e^{-\left(\frac{x}{\lambda_j}\right)}. \quad (3.29)$$

Ushbu echimni (3.26) tenglamaga qo'yib o'tishdagi magnit maydonini topamiz.

$$H(x) = H_o e^{-\left(\frac{x}{\lambda_j}\right)}$$

Ushbu ifoddan ko'rinadiki, λ_j kattalik uzunlik birligida bo'lib, Jozefson o'tishiga kuchsiz magnit maydoni singish chuqurligi ma'nosini anglatadi.

Amaliy hisob kitoblarda SI birliklar sistemasida foydalanilgani uchun (3.28)

ifodani ushbu sistemada keltiramiz. Bu yerda $\lambda_j = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c d} \right)^{\frac{1}{2}}$ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Åt}}{\text{i}}$, Φ_0

$= 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Vb}$, j_c — o'tishdagi kritik tok $\frac{\text{Å}}{\text{i}^2}$ birligida. Agar $d \sim 10^{-5} \text{ cm}$, j_c

$\sim 10^2 \frac{A}{cm^2}$ bo'lsa, unda $\lambda_j \sim 0,1 \text{ mm}$ tartibda bo'ladi, bu esa etarlicha makroskopik kattalikdir.

3.6. JOZEFSON O'TISHIDAGI MAKSIMAL DISSIPATIVSIZ TOK VA KUCHLI MAGNIT MAYDON

Kuchli magnet maydon bo'lgan holni ko'rib chiqamiz, ya'ni,

$$H_0 \gg \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_j d}. \quad (3.30)$$

Bundan tashqari tasavvur etamizki $L \ll 2\lambda_j$, ya'ni o'tishdan oqayotgan o'ta tokning xususiy magnet maydonini H_0 ga nisbatan e'tiborga olmasligimiz mumkin, (3.30) tengsizlikni shunday tushuntirish mumkin— o'tishdagi Jozefson uyurmasi (Jozefson o'tishdagi magnet maydoni kuchaytirilganda maydon ma'lum H_{c1} dan katta bo'lsa, o'tishga o'ta o'tkazuvchan uyurmalar singa boshlaydi, u o'zi bilan magnet oqimining kvanti Φ_0 ni tashiydi, ya'ni Jozefson uyurmaları) o'tishda juda siqilgan, ya'ni qo'shni uyurmalar orasidagi masofa λ_j ga nisbatan ancha kichikdir. Ushbu sharoitda o'tish ichidagi maydonni o'zgarmas va tashqi maydon H_0 ga teng deb hisoblash mumkin, (3.26) formuladan endi shu kelib chiqadiki:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2\pi d}{\hat{O}_t} \cdot \dot{I}_t.$$

Ushbu ifodani integrallasak quyidagi ko'rinishdagi ifodani olamiz:

$$\varphi(x) = \frac{2\pi d}{\hat{O}_0} \cdot H_0 x + \tilde{N}, \quad (3.31)$$

bu yerda C - integrallash doimiysi, (3.31) ifodani tok zichligini ifodalovchi $j = j_c \sin\varphi$ formulasiga qo'yib quyidagini olamiz.

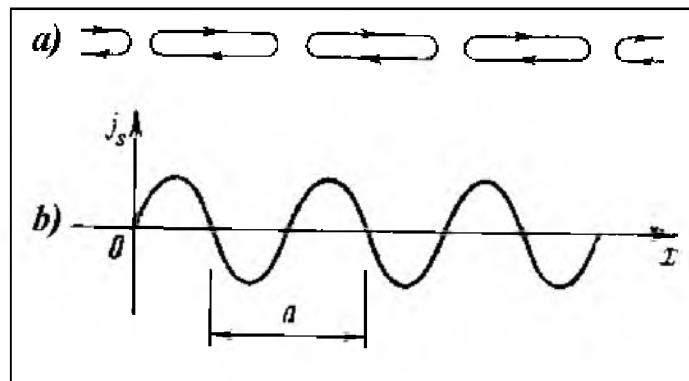
$$j_s = j_s \sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right) + C, \quad (3.32)$$

bu yerda

$$a = \frac{\hat{O}_o}{H_o} d. \quad (3.33)$$

(3.33) ifodadan shu kelib chiqadiki, haqiqatdan ham ushbu holda o'tishda qattiq siqilgan uyurmalar zanjiri bordir. U sxematik (3.10 (a) - rasm) ko'rsatilgan, tunnel o'ta tokning taqsimoti esa (3.10(b) - rasm) keltirilgan.

O'tish orqali to'la tokni J_s (3.32) ni butun o'tishni x bo'ylab integrallab topish mumkin:

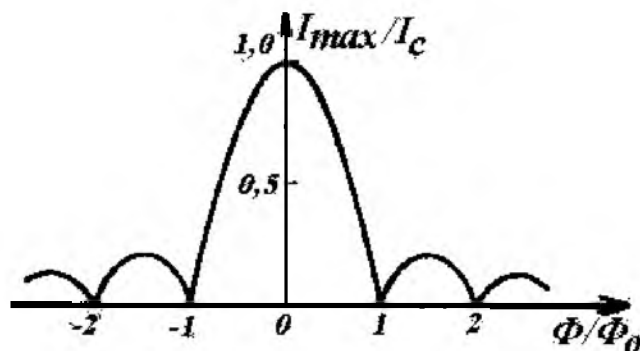


3.10-racm. a) Jozefson tunnel o'tishining aralash holat sxematik tasviri - zich siqilgan uyurmalar zanjiri. b) Ushbu holda o'tish orqali hosil bo'lgan tunnelli o'ta tokning taqsimoti.

$$I_s = j_c \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \sin\left(\frac{2\pi x}{a} + C\right) dx.$$

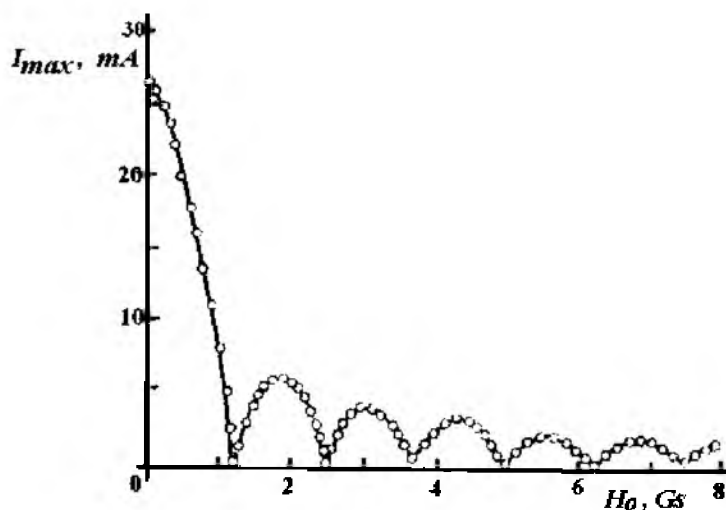
Integrallash natijasida quyidagi ifodani olamiz:

$$I_s = j_c L \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{a}\right)}{\frac{\pi L}{a}} \sin C. \quad (3.34)$$



3.11-rasm. Jozefson o`tishi orqali o`tayotgan maksimal dissipativsiz to`la tokning o`tish tekisligiga parallel bo`lgan tashqi magnit maydoniga bog`lanishi.

Ushbu ifodadan shu kelib chiqadiki, berilgan magnit maydonida o`tishdagi to`la tok (I_c) ning (tashqi manba beradigan) o`zgarishi o`zi bilan C doimiyning o`zgarishiga olib keladi. U har bir berilgan to`la tokka moslashadi. Aniqki, o`tish orqali maksimal dissipativsiz to`la tok I_{max} (3.34) ifodaning $\sin C$ kattalik oldida turgan qiymatning moduliga teng:



3.12-rasm. Sn-SnO_x-Sn o`tish orqali oqayotgan maksimal o`ta tokning magnit maydoniga bog`lanishini ifodalovchi eksperimental tadqiqot natijalari

$$I_{\max} = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{a}\right)}{\frac{\pi L}{a}} \right|, \quad (3.35)$$

bu yerda $I_c = j_c L$ ekanligini va (3.33) ifodani e`tiborga olib, (3.35) ifodani quyidagi ko`rinishda yozish mumkin:

$$\frac{\pi L}{a} = \frac{\pi \Phi}{\Phi_0}, \quad (3.36)$$

bu yerda Φ to`la magnit oqimi.

Bizning Jozefson o`tishimizda esa:

$$\Phi = H_0 L d.$$

Unda (3.26) ifodani (3.35) ifodaga qo'yib quyidagini olamiz:

$$I_{\max} = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad (3.37)$$

Ushbu ifoda tajribada juda katta aniqlik bilan tasdiqlangan.

3.7. O`TA O`TKAZUVCHAN KVANT INTERFEROMETRLAR

Biz bu bo'limda o'ta o'tkazuvchan kvant interferometrlarining asosiy ishlash printsiplari bilan tanishamiz. Ushbu «Skvid» so'zi SQUID (Suprconducting Quantum Interference Device -o'ta o'tkazuvchan kvantli interferentsion qurilma) ingliz tilidagi so'zlarning bosh harflaridan olingan.

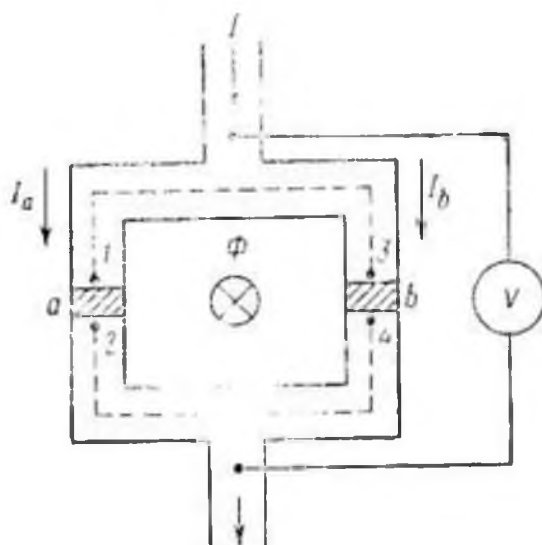
Ushbu o'ta sodda konstruktsiyali o'ta o'tkazuvchan qurilmalar past haroratlardagi o'lchamlarda yangi ufqlarni ochdi. Ular yordamida sezgirligi 10^{-11} Hz bo'lgan magnetometrlar, sezgirligi 10^{-15} V bo'lgan vol'tmetrlar va boshqa asboblarni tayyorlash mumkin bo'ldi. Hech shubha yo'qki, yaqin kelajakda uning qo'llanilish sohalari yanada kengayadi.

Skvidlar ikki xil tipda bo'ladi - ikki kontaktli skvid yoki o'zgarmas tokdagi skvid va bir kontaktli skvid yoki yuqori chastotali skvid.

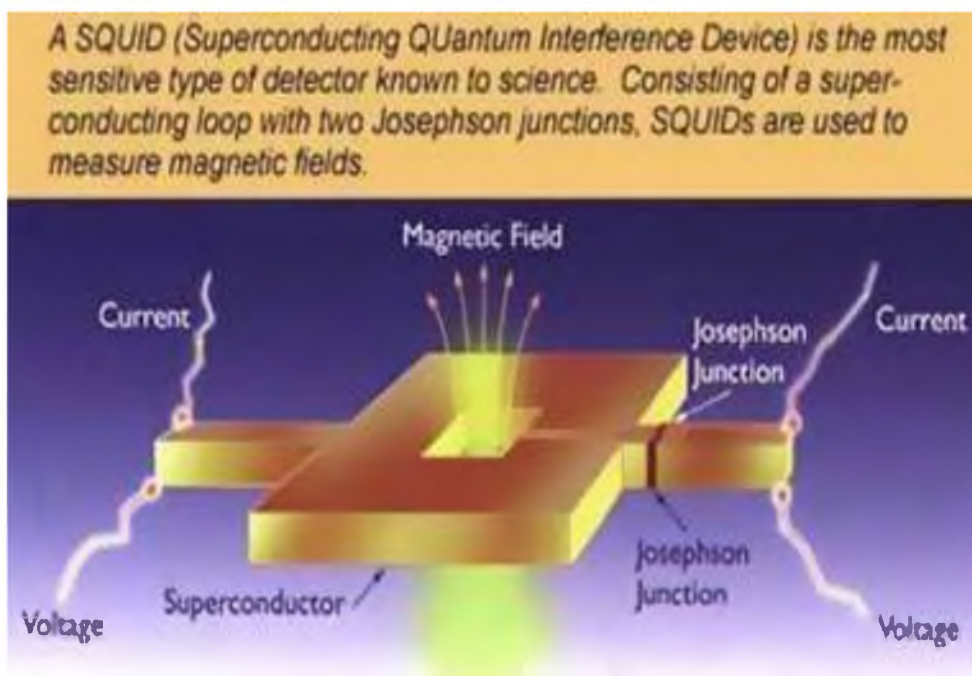
Ikki kontaktli skvid. Ushbu qurilmaga oddiy ikkita Jozefson o'tishlarining paralell ulangani kiritilgan. Ulanish massiv o'ta o'tkazgichlar yordamida amalga oshiriladi, unda a va b Jozefson o'tishlari birgalikda berk kontur (halqa) ichida tashqil qiladi. Biz ushbu interferometr halqasi ichida joylashgan qurilmadagi maksimal dissipativsiz tok (I_{\max}) to'la magnet oqimi qiymatiga (Φ) qanday bog'lanishda bo'lishini bilishni xohlaymiz.

Halqa ichida ikkita a va b o'tishlarga yaqin bo'lgan (1,2) va (3,4) juftlik nuqtalar ajratamiz; ularni 3.13 - rasmda ko'rsatilganidek punktir chizig'i bilan birlashtiramiz. (3.22) ifodani 1 nuqtadan 3 gacha va 4 nuqtadan 2 gacha umumlashtirilgan impul'si uchun integrallaymiz. Natijada quyidagini olamiz:

$$\theta_3 - \theta_1 + \theta_2 - \theta_4 = \frac{2e}{c} \left[\int_1^3 \rho A dl + \int_4^2 \rho A dl \right]. \quad (3.38)$$



3.13-rasm. Ikkita parallel ulangan o`ta o`tkazuvchan Jozefson o`tish *a* va *b* — o`ta o`tkazuvchan interferometr. SKVID kovagiga ma`lum magnit oqimi Φ_e kiritilgan.



3.14-rasm Yuqori haroratli o`ta o`tkazlar asosida tayyorlangan SKVIDning namunaviy ko`rinishi. Unda o`ta o`tkazgich, Jozefson kontakti, kuchlanish va tok tarmoqlari hamda magnit maydoni kuch chiziqlarining o`zaro joylashuvi ko`rsatilgan.

$2m\mathcal{G}_s^{\nu}$ qo`shiluvchi tashlab yozildi, chunki 3.13-rasmdagi punktirli konturda joylashgan barcha nuqtalar chegaradan uzoq bo`lgani o`ta o`tkazgich sohasidan o`radi. U yerda o`ta tok yo`q va $\mathcal{G}_s^{\nu} = 0$, 1 va 2 hamda 3 va 4 nuqtalar orasidagi masofalar punktirli kontur uzunligidan kichik bo`lganligi sababli, vektor potensial \mathcal{A}^{ν} esa Jozefson o`tishlari yaqinida xususiyatlarga ega bo`lmaganligi uchun (3.22) ifodaning o`ng qismini 3 - 4 va 2 - 1 bo`laklarning integrallari bilan yana to`ldirish mumkin. Natijada quyidagini olamiz:

$$\varphi_a - \varphi_b = \frac{2e}{h} \oint_{Adl}^{\mathbf{r}} \mathbf{A}^{\nu} \cdot d\mathbf{l},$$

ya`ni

$$\varphi_a - \varphi_b = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}, \quad (3.39)$$

bu yerda Φ - interferometr halqasi o`z ichiga olgan to`la magnitning oqimi,

$$\varphi_a = \theta_2 - \theta_1, \quad \varphi_b = \theta_4 - \theta_3, \quad \Phi_0 = \frac{\pi\eta}{c} - \text{magnit oqimi kvanti.}$$

$I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi$ ifodaga asosan, a va b o`tishlardagi toklar quyidagicha bo`ladi:

$$I_a = I_c \sin \varphi_a,$$

$$I_b = I_c \sin \varphi_b.$$

Biz tasavvur etamizki ikkala o`tish ham bir xil bo`lib, ulardagi kritik toklar ham bir xil, unda interferometr orqali to`la tok I_a va I_b lar yig`indisiga teng:

$$I = I_c (\sin \varphi_a + \sin \varphi_b), \quad (3.40)$$

$$\sin \varphi_a + \sin \varphi_b = 2 \sin \left[\frac{(\varphi_a + \varphi_b)}{2} \right] \cos \left[\frac{(\varphi_a - \varphi_b)}{2} \right] \quad \text{ekanligi va (3.39) ifodadan}$$

foydalanib (3.40) ifodani quyidagicha o`zgartiramiz:

$$I = 2I_c \cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \sin \left(\varphi_b + \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right). \quad (3.41)$$

Interferometr halqasi orqali berilgan to`la magnit oqimi Φ yagona parametri φ_b bo`lgan interferometrning berilgan to`la toki I (3.41) ifodaga muvofiq oqadi.

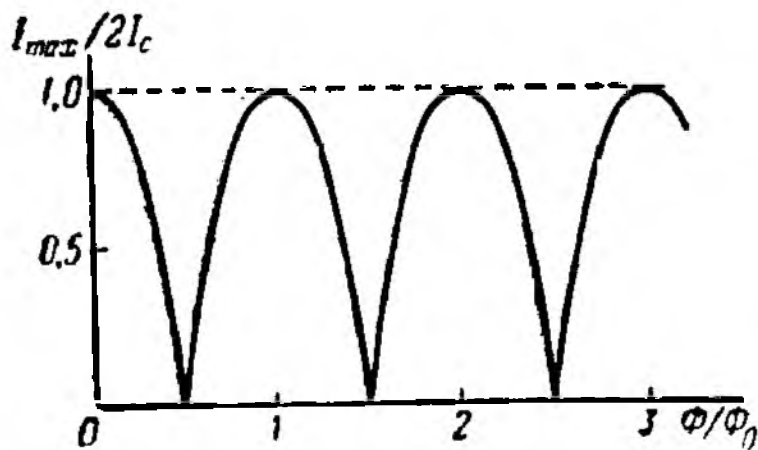
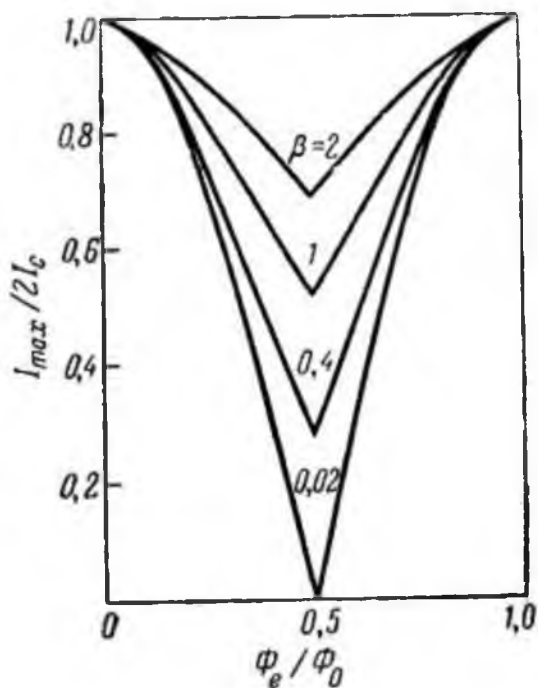
Bundan (xuddi (3.35) ifodadagidek) interferometrning maksimal dissipativsiz toki quyidagicha ko`rinishdagi ifodaga teng bo`ladi:

$$I_{\max} = 2I_c \left| \cos \left(\frac{\pi \Phi}{\Phi_0} \right) \right|. \quad (3.42)$$

Mazkur I_{\max} kattalikning Φ parametriga bog`lanishi 3.15-rasmda keltirilgan.

Chizmadan ko`rinib turibdiki, tashqi tok I ga nisbatan eng turg`un holat bu qachonki interferometr orqali to`la magnet oqim Φ_0 - oqimning kvantlari butun songa teng bo`lsa, qachon Φ yarim sonlarga teng bo`lsa, bu o`ta o`tkazuvchan holatni turg`un bo`lmasligiga olib keladi, ya`ni interferometrda juda kichik I qo`yilganda asbob rezistiv holatga o`tadi va vol`tmeter interferometrda kuchlanishni sezadi. Φ - interferometrda to`la tok, g`altak hosil qilgan oqim esa Φ_v ular quyidagicha bog`langan:

$$\Phi = \Phi_v - L \cdot I_E,$$



3.15-rasm. Ikki kontaktli interferometrda maksimal tokning uning halqasidagi to`la magnet oqimiga bog`lanishi.

bu yerda L —interferometr halqasining korriktivligi, I_E — interferometrda oqayotgan ekranlovchi tok. Interferometrning kritik toki Φ_0 ga davriy bogʻlangan. Ushbu bogʻlanish 3.15 rasmda keltirilgan.

3.16-rasm. $\beta = \frac{2LI_c}{\Phi_0}$ parametrning turli qiymatlaridagi ikki kontaktli skvid

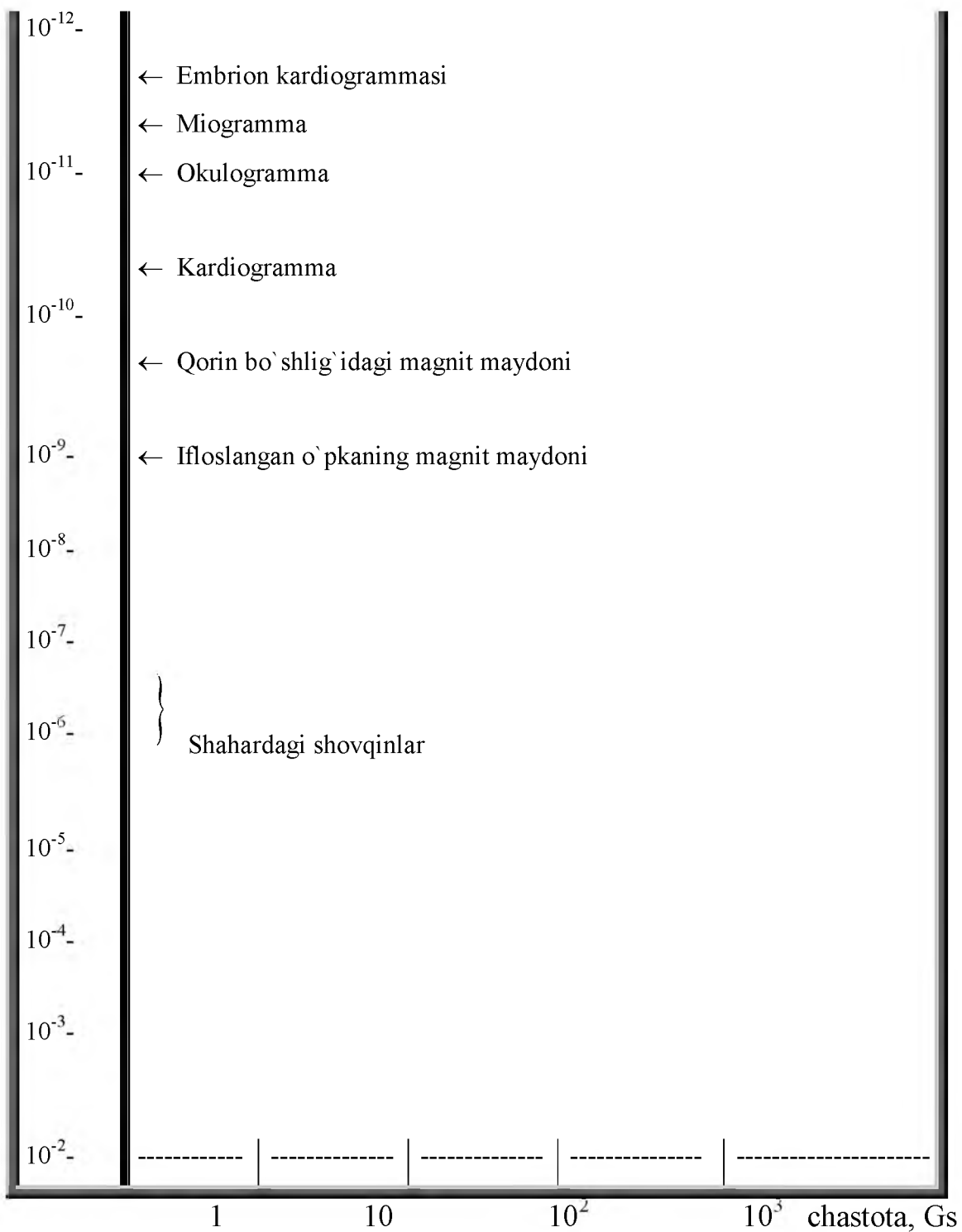
kritik tokining tashqi magnit maydoni oqimiga bogʻlanishi.

Ikki kontaktli skvid nihoyatda yuqori sezgirlikka ega boʻlgan qurilma sifatida, yaʼni kuzatilayotgan juda kichik miqdordagi paramtr oʻzgarishini magnit oqimi oʻzgarishiga aylantirish xususiyatiga ega boʻlgan, koʻpgina joylarda foydalanilishi mumkin.

Agar oʻlchov vaqti 1 sekunddan kichik boʻlsa, unda nazariy hisob-kitoblarga asosan sezgirlik chegarasi Jozefson oʻtishining isishi bilan aniqlanadigan qiymat, yaʼni bir necha $10^{-5} \Phi_0$ birlikka teng boʻladi. Bu esa, 10^{-10} - 10^{-11} Gauss tartibdagi magnit maydoni oʻzgarishini sezish imkoniyati ochilishini koʻrsatadi. Solishtirish maqsadida Yerning magnit maydoni qiymati taqriban 0,5 Gauss atrofida ekanligini keltirich mumkin.

Umumlashtirilgan holda oʻta oʻtkazuvchanlik hodisasiga asoslangan oʻta yuqori sezgirlikka ega boʻlgan elektron asboblarning aniqlik darajasini tasavvur etish maqsadida mazkur qoʻshimcha maʼlumotlarni keltiramiz.

B, Tl	
10^{-15} -	← SKVID shovqinlari
10^{-14} -	
	← Bosh miya qobigʻining magnit maydoni
10^{-13} -	
	← Entsefalogramma



3.17-rasm. Asosiy biomagnit maydonlarning amplitudaviy va chastotaviy sohalari.

3.17-rasmda ba'zi biologik maydonlarning amplitudalari va ularga mos keluvchi chastotalarning chegaraviy qiymatlari keltirilgan. Asosiy e'tibor inson tanasida hosil bo'ladigan biologik magnit maydonlarning amplitudasi va chastotasiga qaratilgan. Mazkur qiymatlarni biri biri bilan o'zaro solishtirganda,

eng kichik qayd etilishi kerak bo'lgan magnit maydoni kuchlanganligining qiymati bu inson miyasi qobig'ida hosil bo'lgan maydon ekanligi namoyon bo'ladi. Uning qiymati -10^{-13} Tl dan ham kichikdir.

3.17-rasmda keltirilgan qiymatlardan SKVID ning sezgirligi biologik magnit maydonining qiymatidan bir necha daraja yuqori ekanligini ko'ramiz. Biologik magnit maydonlarni shahar shovqinlari va Yer hosil qilgan magnit maydoni muhitida qayd qilishni o'zi fanda katta muammolardan biridir. Bu muammoni hal etish-da ekranlash (to'sish) va kompensatsiyalash usullaridan keng foydalaniladi. Ushbu muammoni echish bo'yicha qator tajribalar dunyoning ko'pgina laboratoriyalarida olib borilmoqda.

3.8. O'TA O'TKAZUVCHANLIKNING MIKROSKOPIK NAZARIYASI ELEKTRON-FONON O'ZARO TA'SIR

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uzoq davom etgan ilmiy izlanishlardan so'ng faqat 1957-yildagina, ya'ni yaratilganidan 46 yildan so'ng nazariy asosga ega bo'ldi. Bu jahonshumul nazariya bir-birlari bilan bog'lanmagan holda J.Bardin, V.Kuper va J.Shriffer¹⁰ tamonlaridan yaratildi. Bu nazariya mualliflar familiyasining bosh harflaridan tashkil topgan qisqacha "BKSh nazariyasi" nomi bilan olimlar orasida mashhurdir.

Ma'lumki, elektr toki oqimining hosil bo'lishi o'tkazuvchan elektronlarning tartibli harakati tufayli sodir bo'lish mexanizmi o'ta o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligini tushuntirishga ham mos keladi. BKSh nazariyasida esa elektr tokining oqimi o'tkazuvchan elektronlarning ikkita-ikkitadan bo'lib juftlashgan holdagi harakatiga asoslangan. Juftlashish elektronlarning kristall panjara tebranish to'lqinlari (fononlar) bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida sodir bo'ladi. Bu

¹⁰ 1957-yilda amerikalik uch olim (John Bardeen, Leon Cooper, John Schrieffer) birinchi bo'lib, ilm ahli tomonidan o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi, ya'ni «BKSH nazariyasi» deb qabul qilingan to'laqonli maqolani e'lon qilishdi.

J.Bardin, L.Kuper va J.Shriffer o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini shu Kuper juftlari orqali tushuntira oladigan nazariya yaratganliklari uchun 1972-yildagi fizika sohasida «Nobel» mukofotiga sazovor bo'ldilar.

elektron juftlarning impulsar yig'indisi nolga teng. Elektronlar juftlashganda ularning umumiy energiyasi namoyishini birinchi bo'lib A.Kuper ko'rsatdi. Shuning uchun bu elektron juftlar „Kuper juftlari“ deb ham ataladi.



J.Bardeen

L.Cooper

J.Schrieffer

Nazariyotchilar oldida qanday darajadagi murakkab mummoni yechish turganligini aniqroq tasavvur etish uchun quyidagi baholashni keltirish mumkin.

Ma'lumki, 1 sm^3 hajmdagi normal va o'ta o'tkazuvchan holatdagi metallning erkin energiyalar farqi $H_k^2/8\pi \sim 10^5 \text{ erg/sm}^3$ qiymatni tashkil etadi. Agar $H_k \sim 10^3 \text{ erg}$. 1 sm^3 hajmdagi o'tkazuvchan elektronlar soni $\sim 10^{22}$ tani tashkil etsa, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uchun mas'ul energiyaning qiymati $\sim 10^{-5} \text{ eV}$ ekanligini keltirib chiqarish mumkin. Ushbu energiyani Kulon o'zaro ta'sir energiyasi $\sim 1 \text{ eV}$ bilan solishtirganda, u o'zaro Kulon ta'sir energiyasiga nisbatan $\sim 10^5$ marta kichik ekanligini ko'ramiz. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uchun mas'ul energiya kulon energiyasiga nisbatan $\sim 10^5$ marta kichik bo'lishiga qaramasdan ushbu energiya o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining namoyon bo'lishida asosiy rol o'ynaydi.

Normal metall xossalari ifodalanganda o'ta o'tkazuvchanlik uchun mas'ul bo'lgan elektronlarning energiyasi kulon energiyasiga nisbatan juda kichik bo'lganligi sababli uni e'tiborga olmasa ham bo'ladi.

Yuqorida eslatganimizdek o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi namoyn bo'lishida mas'ul bo'lgan elektronlarning o'zaro ta'sir energiyasi kulon energiyasiga nisbatan juda ko'p martaga, ya'ni 10^5 marta kichik ekan.

Olimlar oldida katta bir muammo paydo bo'ldi, bu ham bo'lsa o'ta o'tkazuvchanlik holatini yuzaga keltiruvchi energiya, kulon energiyasiga nisbatan shunchalik kichik bo'lishiga sabab nima ekan? – degan savolga javob topish muammosi.

Mazkur masalani yechishda, yo'naltiruvchi kuch sifatida o'ta o'tkazgichlarda kuzatilgan izotop effekti xizmat qildi. Bir xil metallarning har xil izotoplari uchun o'ziga xos turli T_c kritik harorat mos kelishi aniqlandi.

Mazkur bog'lanish quyidagi ifodaga bo'ysunadigan qonuniyatga mos kelishi ham aniqlandi:

$$T_c M^a = \text{const},$$

bu yerda, $a \approx 0,5$ (ko'pgina elementar uchun). Bundan ma'lum bo'ldiki ionli panjaraning roli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uchun sezilarli bo'lib, muhim ahamiyatga ega ekan.

Keyingi nazariy izlanishlar shuni ko'rsatdiki, elektronlar va kristall panjaralar tebranishlari orasidagi o'zaro ta'sir elektronlar orasidagi qo'shimcha o'zaro ta'sirni yuzaga keltirar ekan.

Ma'lum sharoitlarda ushbu o'zaro ta'sir elektronlar orasidagi tortishuvni yuzaga keltiradi. Agar mana shu o'zaro ta'sir elektronlar tortishuvi kulon itarish kuchlariga nisbatan kuchli bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi namoyon bo'ladi.

Ushbu masalaga oydinlik kiritish maqsadida elektronlarning kristall panjara tebranishlari orqali o'zaro ta'sirni ko'rib chiqamiz. Ya'ni elektronlar orasidagi tortishuv hodisasi fononlar bilan bog'liq ekanligini ko'rsatamiz.

Ma'lumki, kristall panjara tebranish kvantlari – fononlar $\hbar \omega_q$ energiya va $\hbar \mathbf{q}$ to'lqin funksiya vektori bilan xarakterlanadi.

Harorat $T=0$ bo'lgan sharoitdagi metallarda sodir bo'ladigan jarayonlarni ko'rib chiqamiz. Harorat nolga teng bo'lgan sharoitda hech qanday fonon bo'lmaydi. Unday bo'lsa elektronlar orasidagi o'zaro tortishuv hodisasi fononlar orqali qanday yuzaga keladi?

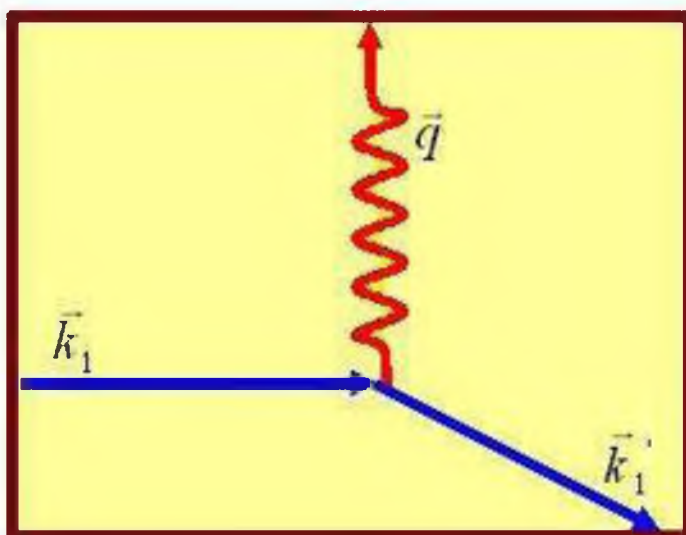
Birinchi tartibli o'zaro ta'sir haqida fikr yuritganimizda biz bilamizki, kristall bo'ylab to'lqin vektori \vec{k}_1 bo'lgan erkin elektron tarqalsa, ma'lum bir vaqtda u panjarada tebranishni yuzaga keltiradi. Boshqacha qilib aytganda, shu paytda fonon chiqaradi (mazkur paytgacha fonon yo'q edi, ya'ni $T=0$) va \vec{k}_1 holatga o'tadi. Hosil bo'lgan fononning to'lqin vektorini \vec{q} deb belgilaymiz. Bu yyerda ham impulsning saqlanish qonuni bajariladi, ya'ni:

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_1 + \vec{q}.$$

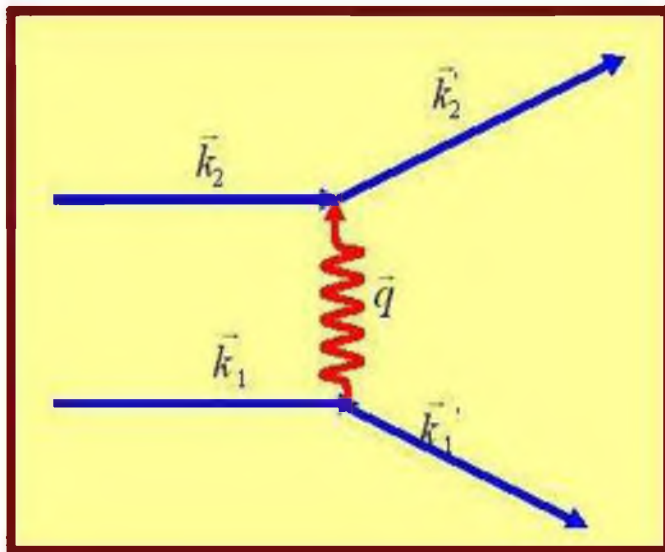
Ushbu jarayonni 3.18-rasmda keltirilgan diagramma ko'rinishida ifodalash mumkin.

Xuddi o'sha paytning o'zida paydo bo'lgan fononning ikkinchi tartibli o'zaro ta'sirni ifodalamoqchi bo'lsak, unda xuddi shu fonon paydo bo'lgan vaqtda boshqa bir to'lqin vektori \vec{k}_2 bo'lgan boshqa bir elektronga yutiladi va ushbu to'qnashishdan so'ng ushbu elektron \vec{k}_2' holatga o'tadi.

Demak, avval to'lqin vektorlari \vec{k}_1 va \vec{k}_2 bo'lgan ikkita elektron bor edi, yuqorida keltirilgan o'zgarishlardan so'ng ushbu elektronlar \vec{k}_1' va \vec{k}_2' holatlarga o'tdi. Ya'ni \vec{k}_1 va \vec{k}_2 elektronlarning bir-biriga nurlanishi sodir bo'ldi. Ushbu sodir bo'lgan jarayonni 3.18-rasmda keltirilgan diagramma ko'rinishida tasavvur etish mumkin.



3.18-rasm. k_1^{ν} to'liqin vektoriga ega bo'lgan elektronning η fonon hosil qilib, $k_1^{\nu'}$ holatga o'tishini ifodalovchi diagramma.



3.19-rasm. ηq impulsli fononni chiqarish va uni yutish orqali ikkita elektronning o'zaro ta'sirlashuvini (juftlashuvini) ko'rsatuvchi diagramma.

Ushbu o'zaro ta'sirning matematik ifodasi esa, quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

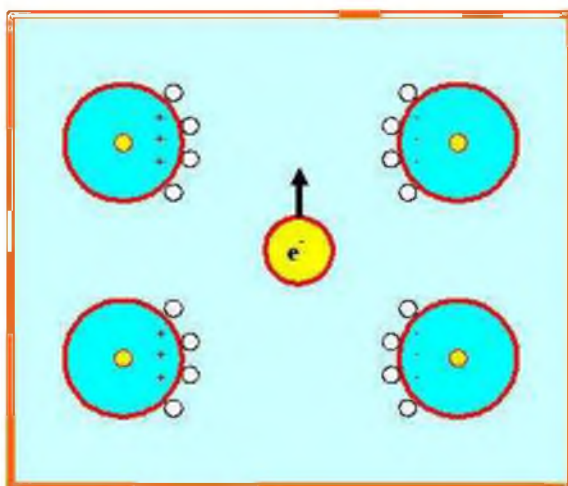
$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1' + \vec{k}_2'$$

Mazkur ko'rinishdagi ikkita zarraning o'zaro nurlanishi faqat ular o'zaro ta'sirlashgan holdagina sodir bo'ladi.

Ushbu o'zaro ta'sirning ishorasi muhokamasiga o'tamiz. Elektronning k_1^{ν} holatdan $k_1^{\nu'}$ holatga o'tishida elektronlar zichligining $\omega = \frac{\bar{\varepsilon}_{k_1}^{\nu'} - \bar{\varepsilon}_{k_1}^{\nu}}{\eta}$ chastotali tebranishi sodir bo'ladi, bu yyerda $\bar{\varepsilon}_{k_1}^{\nu'}$ va $\bar{\varepsilon}_{k_1}^{\nu}$ kattaliklar $k_1^{\nu'}$ va k_1^{ν} holatlardagi elektronlarning o'rtacha energiyasi, ya'ni umumiy holda $\bar{\varepsilon}_k^{\nu} = \frac{\eta k^2}{2m}$ ko'rinishga ega.

Elektronlarning mazkur holdagi o'zaro ta'siri natijasida paydo bo'lgan zichlik tebranishlari elektronlar zichligining shu joydagi lokal ko'payishiga olib keluvchi tasavvurga ega bo'lish mumkin. Ionlarning massasi elektronlarga nisbatan juda kattaligini e'tiborga olsak ularning shu joyga tortila boshlashini

kuzatish mumkin. Ushbu jarayon, hattoki ortiqcha elektronlar kompensatsiyalashgandan so'ng ham davom etadi, ya'ni ionlar o'zlarining boshlang'ich harakatlarini davom ettirishadi, ya'ni qayta kompensatsiyalanish sodir bo'ladi. Endi bu yyerda ortiqcha musbat zaryad paydo bo'ldi va k_2 impulsli ikkinchi zarra shu joyga tortila boshlaydi. Shunday qilib, 3.19-rasmda ko'rsatilgandek k_1 va k_2 zarralar orasida o'zaro effektiv tortishuv hosil bo'ladi. 3.19-rasmda kristalldagi ionlar elektronlarga tortilishi va bu o'z navbatida ionlarning o'zaro tortishuviga olib kelishi aks ettirilgan.



3.20-rasm. Kristallar ionlarining elektronga tortilishi va bu jarayonning o'zi o'z navbatida ionlarning o'zaro tortishuviga olib kelishini aks ettiruvchi chizma.

Ushbu keltirilgan o'tkazilgan mulohazadan shunday xulosaga kelsa bo'ladi, ya'ni panjara tebranish fazasi majbur etuvchi kuch fazasi bilan bir xil bo'lgan holdagina bunday o'zaro tortishuv sodir bo'ladi. Elektron zichliklarining tebranishi

$\omega = \frac{\bar{\epsilon}_{k_1}^p - \bar{\epsilon}_{k_1}^i}{\eta}$ chastotada sodir bo'ladi. Bu esa faqat majbur etuvchi kuch chastotasi

ω ionlar sistemasining xususiy chastotasidan kichik bo'lgan holdagina sodir bo'ladi. Bunday xarakterli chastota Debay chastotasidir ω_D , ya'ni maksimal

bo'lishi mumkin bo'lgan chastota¹¹. Shuning uchun tortishish sharti $\omega < \omega_D$ ko'rinishda ifodalanadi.

Haqiqatan ham, majbur etuvchi kuch $f \cdot e^{i\omega t}$, sezuvchi massasi m va tebranish xususiy chastotasi ω_0 bo'lgan, sodda ossillatorni ko'rib chiqamiz. Bunday sistemaning harakat tenglamasi:

$$m \ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{f}{m} e^{i\omega t},$$

ko'rinishda bo'ladi. Bunday tenglamaning yechimini $x = x_0 \cdot e^{i\omega t}$ ko'rinishida izlaymiz. Ushbu ifodani tenglamaga qo'yib $x_0 = \frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ifodani olamiz. Bundan shu kelib chiqadiki, $\omega^2 < \omega_0^2$ bo'lgunga qadar $x = x_0 \cdot e^{i\omega t}$ ko'rinishdagi tebranish majbur etuvchi kuch f ning fazasida sodir bo'ladi. Teskari bo'lgan holda tebranish teskari fazada sodir bo'ladi.

Endi yana elektronlarga qaytamiz. Elektronning k_1 holatdan k_1' holatga o'tishi uchun ushbu holat Pauli prinsipiga asosan bo'sh bo'lishi kerak. Bunday holat esa biz tasavvur etgandek k – fazoda k_F radiusli sfera ko'rinishida Fermi sirti yaqinida bo'lishi mumkin.

Ana endi biz BKSh nazariyasi asosida yotuvchi elektronlarning fononlar orqali o'zaro ta'sir qonunlarini ifodalaymiz. Fermi sirtidagi elektronlar energiyasidan $\eta\omega_D$ dan katta bo'lmagan qiymatlarga energiyalari farq qiladigan elektronlarga bir-biriga tortiladi. Ushbu elektronlarning o'zaro ta'sir energiyasi – V ga teng. Boshqa barcha elektronlar o'zaro ta'sirlashmaydi.

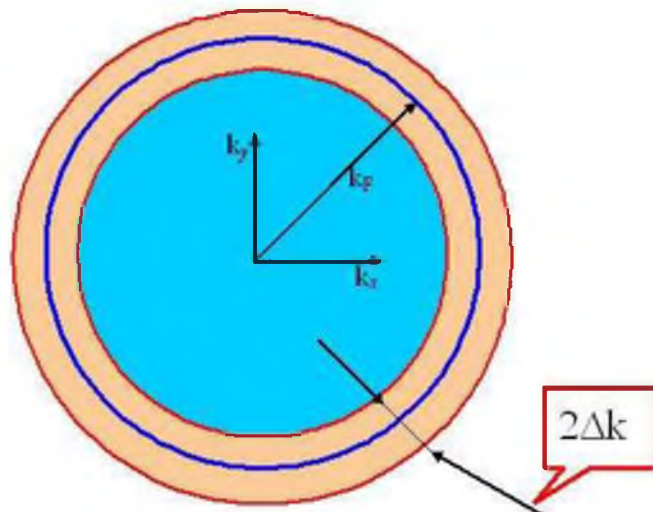
Elektronlarning o'zaro ta'sir matritsa elementini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$V_{kk'}^{pp} = \begin{cases} -V, & |\bar{\epsilon}_k^p - \epsilon_F| \leq \eta\omega_D, & |\bar{\epsilon}_{k'}^p - \epsilon_F| \leq \eta\omega_D, \\ 0, & |\bar{\epsilon}_k^p - \epsilon_F| > \eta\omega_D, & |\bar{\epsilon}_{k'}^p - \epsilon_F| > \eta\omega_D. \end{cases}$$

¹¹ Kristalldagi atomlarning chegaraviy tebranish chastotasi mavjudligini osongina tushunish mumkin: kristallarda kristall panjara davridan kichik qiymatga ega bo'lgan tovush to'lqini haqida gapirish ma'noga ega emas. Shunday qilib, minimal to'lqin uzunligining mavjudligi aniq. Undan darhol chegaraviy chastota mavjudligi kelib chiqadi.

Shunday qilib, BKSh modelida Fermi sirti yaqinidagi qalinligi $2\Delta k$ boʻlgan Debay energiyasiga mos keluvchi tor sferik qatlamda mavjud boʻlgan elektronlarga bir-biriga tortiladi (3.21-rasmga qarang). Bu yyerda:

$$\frac{\Delta k}{k_F} \sim \frac{\eta \omega_D}{\varepsilon_F}, \quad \varepsilon_F = \frac{\eta^2 k_F^2}{2m}.$$



3.21-rasm. BKSh modeli boʻyicha fononlar orqali Fermi sirti yaqinidagi $2\Delta k$ qatlamdagi elektronlarga oʻzaro taʼsirlashishini koʻrsatuvchi chizma.

3.9. ELEKTRONLARNING ASOSIY HOLATDAGI TAQSIMOTI

Harorat $T=0$ boʻlganda oʻta oʻtkazgich qanday holatda boʻlishi mumkinligini tushunishimiz kerak, yaʼni oʻta oʻtkazgichning minimal energiyasiga mos keluvchi holatni topishimiz kerak.

Bu yerda biz kvant mexanikasining keyinchalik bizlarga asqotishi mumkin boʻlgan asosiy hollarini eslashimiz lozim. Mayli, $\psi_n(p_1, p_2, \dots, p_n)$ ifoda funksiyalarning toʻla sistemasi boʻlsa, agar n belgi ushbu funksiyalarning tartib raqamlari boʻlsa ularning funksiyasi N ga intiladi. Unda, har qanday $\psi(p_1, p_2, \dots, p_N)$ tulqin funksiyani ψ_n sistema boʻyicha taqsimlash mumkin, yaʼni:

$$\psi = \sum_n a_n \psi_n, \quad (3.43)$$

a_n – kattalikni ψ_n holatning amplitudasi deb ataymiz, $|a_n|^2$ – bizlarga sistemani ψ_n holatda bo'lish ehtimolligini beradi.

Mayli, endi H Gamil'ton operatori quyidagiga teng bo'lsin.

$$H = H_{\text{kin}} + V, \quad (3.44)$$

bu yerda H_{kin} - kinetik energiya operatori; V - o'zaro ta'sir energiya operatori.

Unda ψ holatdagi o'rtacha energiya \bar{E} ning qiymatini quyidagicha yozish mumkin:

$$\bar{E} = \int \psi^* H \psi d\tau, \quad (3.45)$$

integrallash barcha N o'zgaruvchilar bo'yicha olib boriladi. (3.45) ifodani (3.43) va (3.44) larga qo'yib quyidagini olamiz.

$$\bar{E} = \bar{E}_{\text{kin}} + \bar{V},$$

bu yerda

$$\bar{V} = \int \psi^* V \psi d\tau = \int \sum_n a_n^* \psi_n^* V \sum_m a_m \psi_m d\tau = \sum_{n,m} a_n^* a_m V_{nm}, \quad (3.46)$$

V_{nm} kattalik ψ_m holatdan ψ_n holatga o'tishning matritsa elementi deyiladi.

$$V_{nm} = \int \psi_n^* V \psi_m d\tau. \quad (3.47)$$

O'ta o'tkazgichning asosiy holatini muhokamasiga qaytamiz. Normal metalldagi asosiy holat yaxshi ma'lum. $T=0$ bo'lgandagi eng kichik energiyaga impul'sli fazoda (k fazoda) barcha elektronlarning Fermi sirti ichida joylashgan sathlarni egallagan holati mos keladi, ushbu sirdan tashqaridagi barcha sathlar bo'sh bo'ladi. Haqiqattan ham, ma'lumki, bunga minimal kinetik energiya mos keladi. Potensial energiya esa, ushbu modelda sodda qilib aytganda yo'q. endi, oldingi bo'limda muhokama qilingan, elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir energiyasini kiritamiz. Uning elektronlar orasidagi effektiv tortishishni berganligi uchun, u unda manfiy hissa qo'shadi va sistemaning umumiy energiyasini kamaytiradi. Buning uchun esa elektronlarning k_1, k_2 holatdan k_1', k_2' holatga sochilishi ta'minlanishi kerak. Aniqki, bunday sochilish faqatgina agar k_1, k_2 holat

avval to'ldirilgan va k_1^p, k_2^p holat esa avval bo'sh bo'lgandagina sodir bo'lishi mumkin.

Shuning uchun $T=0$ bo'lgandagi minimal energiyaga k^p -fazodagi to'la to'ldirilgan Fermi sferasi mos kelmasdan qoladi.

Tabiat ushbu holda potensial energiyada yutishni joriy qilish maqsadida kinetik energiyani ma'lum bir darajada yutqazishga boradi. Endi minimal to'la energiyaga «yoyilgan» Fermi sirtli holat mos keladi, ya'ni Fermi sirti ustidagi ma'lum k^p fazodagi ba'zi uyalar (yacheykalar) to'ldirilgan, shu paytning o'zida Fermi sirti tagida joylashgan ba'zi uyalar (yacheykalar) bo'sh bo'lar ekan. Bunda, biz hozir ko'rsatamizki, yacheykalarining to'ldirilishi, juftlashgan holda bo'lishi kerak, ya'ni agar $k^p \uparrow$ yacheyka to'ldirilgan bo'lsa, unda $k^p \downarrow$ yacheyka ham to'ldirilgan bo'lishi kerak, strelkalar bilan elektronli spinlarning yo'nalishi ko'rsatilgan. Bo'sh yacheykalar haqida ham xuddi shunday deyish mumkin. Bu esa sxematik ravishda 3.22 - rasmda tasvir etilgan. Endi nima uchun elektronlarning qarama - qarshi impul'slari bo'lganlarining juftlashishi afzal ekanligini tushuntiramiz.

Elektronlar juftligining o'tishda $(k_1^p, k_2^p) \rightarrow (k_1^p, k_2^p)$ impul'sning saqlanish qonuni $k_1^p + k_2^p = k_1^p + k_2^p$ bajarilishi kerak, (3.46) ifodadagi summalar barcha bo'lishi mumkin bo'lgan o'tishlarga tarqaladi. Aniqki, bunday ruxsat etilgan o'tishlar qancha ko'p bo'lsa, o'ta o'tkazgichning o'rtacha energiyasidagi \bar{E} manfiy ulush \bar{v} shuncha ko'p bo'ladi. Mayli, masalan, $k_1^p + k_2^p = q$ xuddi 3.21-rasmda ko'rsatilgandek. Unda rasmdan ko'ringanidek o'tishlarda k^p fazoning shtrixlangan qismidagi yacheykani egallagan elektronlar ishtirok etishlari mumkin. q ni kamaytira boshlaymiz. Shtrixlangan soha kattalasha boshlaydi. $q=0$ bo'lganda o'rtacha energiyaning kamaytirish uchun ulushni, k^p fazodagi Fermi sirti yaqinida joylashgan, energetik kengligi $\sim 2\eta\omega_D$ bo'lgan yo'lakda yotgan sathlardagi barcha elektronlar beradi.

Endi hamma bo'lishi mumkin bo'lgan holatlar majmuini 3.23-rasmda ko'rsatilgandek tasavvur etamiz, ularning indeksini n bilan raqamlaymiz. Ular o'ta o'tkazgichni asosiy holati to'lqin funksiyasi ψ ni taqsimlash mumkin bo'lgan to'la sistema funksiyasini tashkil etadi. Bu mavjud elektronlar juftliklarining bir - biriga nurlanish tilida nimani bildiradi? Bu bo'lgan yacheykalari $(\overset{p}{k}, -\overset{p}{k})$ band va $(\overset{p}{k'}, -\overset{p}{k'})$ bo'sh ψ_n holatdan ψ_m holatga to'la o'xshash bo'lgan boshqa ψ_m holatga o'tishni bildiradi, faqat ikkita farqdan tashqari: ψ_m holatga $(\overset{p}{k}, -\overset{p}{k})$ yacheyka bo'sh, $(\overset{p}{k'}, -\overset{p}{k'})$ esa band.

Endi, muhokamaga $\overset{p}{k}$ to'lqin vektorining ma'lum bir funksiyasi \mathcal{G}_k^2 ni kiritamiz. Mayli, bu $(\overset{p}{k}, -\overset{p}{k})$ juft holatlar band bo'lish ehtimolligi bo'lsin. Unda $(\overset{p}{k}, -\overset{p}{k})$ yacheykasi band, va $(\overset{p}{k'}, -\overset{p}{k'})$ yacheykasi esa bo'sh bo'lgan holatlar amplitudasini quyidagicha yozish mumkin:

$$a_n = [\mathcal{G}_k^2 (1 - \mathcal{G}_k^2)]^{1/2} = \mathcal{G}_k^p u_k^p,$$

bu yerda $u_k^p = 1 - \mathcal{G}_k^2$

Shunga o'xshash ψ_m holatning $(\overset{p}{k}, -\overset{p}{k})$ yacheykasini bo'shab qolish va $(\overset{p}{k'}, -\overset{p}{k'})$ yacheykasini esa, to'lib qolish amplitudasi quyidagicha bo'ladi:

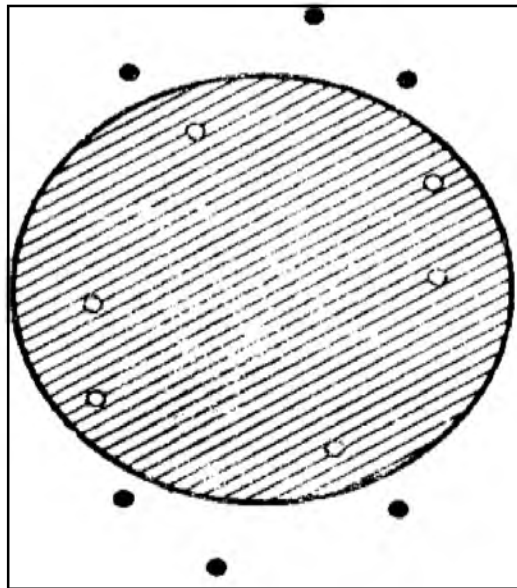
$$a_m = \mathcal{G}_{k'}^r \cdot u_{k'}^r.$$

(3.46) ifodadan foydalanib endi biz \mathcal{G}_k^2 taqsimot bilan ifodalangan o'ta o'tkazgich holatining to'la energiyasini quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

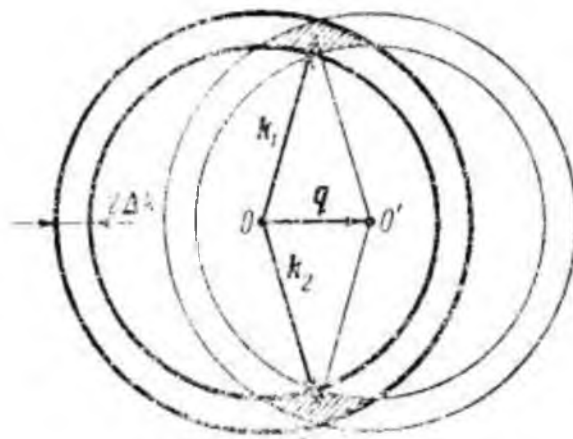
$$E_s = \sum_k 2\varepsilon_k^r \mathcal{G}_k^2 + \sum_{\substack{\overset{r}{k} \\ \overset{r}{k}'}} V_{\overset{r}{k}, \overset{r}{k}'} \mathcal{G}_{k'}^r u_k^r \mathcal{G}_k^r u_{k'}^r. \quad (3.48)$$

Ushbu ifodadagi birinchi qo'shiluvchi sistemaning to'la kinetik energiyasini bildiradi, ε_k^p kattalik Fermi energiyasidan boshlab hisoblanadigan $\overset{p}{k}$ yacheykadagi elektron energiyasidir, ya'ni:

$$\varepsilon_k^p = \frac{\eta^2 k^2}{2m} - \frac{\eta^2 k_F^2}{2m} = \bar{\varepsilon}_k^p - \varepsilon_F, \quad (3.48')$$



3.22-rasm. k fazodagi Fermi sferasi ostida barcha yacheykalar band, uning ustidagilari esa bo'sh bo'lgan, to'la energiyasi holat energiyasidan kichik bo'lishi mumkin bo'lgan holatlarni ko'rsatuvchi sxematik tasvir.



3.23-rasm. Agar summaviy impul'si q bo'lgan elektronlar juftlashsa, u holda o'zaro ta'sirlashishda faqat k fazoning shtrixlangan qismini to'ldiruvchi elektronlarga ishtirok etadi.

ikkinchi qo'shiluvchi esa elektronlarning o'rtacha o'zaro ta'sir potensial energiyasi, bu yerda V_{kk} matritsali element

$$V_{kk'}^{pp} = \begin{cases} -V, & |\bar{\varepsilon}_k^p - \varepsilon_F| \leq \eta\omega_D, & |\bar{\varepsilon}_{k'}^p - \varepsilon_F| \leq \eta\omega_D, \\ 0, & |\bar{\varepsilon}_k^p - \varepsilon_F| > \eta\omega_D, & |\bar{\varepsilon}_{k'}^p - \varepsilon_F| > \eta\omega_D. \end{cases} \quad (*)$$

formuladan aniqlanadi.

Endi \mathcal{G}_k^2 funksiyaning shunday qiymatini topishimiz kerakki, u to'la energiya E_s ni minimallashtirsin. Bu esa \mathcal{G}_k^2 quyidagi tenglamani qanoatlantirishi kerakligini ko'rsatadi:

$$\frac{\partial E_s}{\partial \mathcal{G}_k^2} = 0.$$

Bunga (3,48) va (*) ni qo'yib quyidagani olamiz:

$$2\varepsilon_k^r - V \frac{1 - 2\mathcal{G}_k^2}{\mathcal{G}_k^r u_k^r} \sum_{k'} \mathcal{G}_{k'}^r u_{k'}^r = 0,$$

undan

$$\frac{\mathcal{G}_k^r u_k^r}{1 - 2\mathcal{G}_k^2} = \frac{\Delta_0}{2\varepsilon_k^r}, \quad (3.49)$$

bu yerda

$$\Delta_0 = V \sum_k \mathcal{G}_k^r u_k^r. \quad (3.50)$$

Summadagi shtrix belgisi bu yerda summalash faqat matritsali element (*) noldan farqli bo'lgan Fermi sirti yaqinidagi sferik qatlamda yotuvchi k holatlar bo'yicha olib borilishini ko'rsatadi.

(3.49) \mathcal{G}_k^2 ni ifodalab \mathcal{G}_k^2 ga nisbatan kvadrat tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\mathcal{G}_k^4 - \mathcal{G}_k^2 + \frac{\Delta_0^2}{4E_k^2} = 0,$$

bu yerda

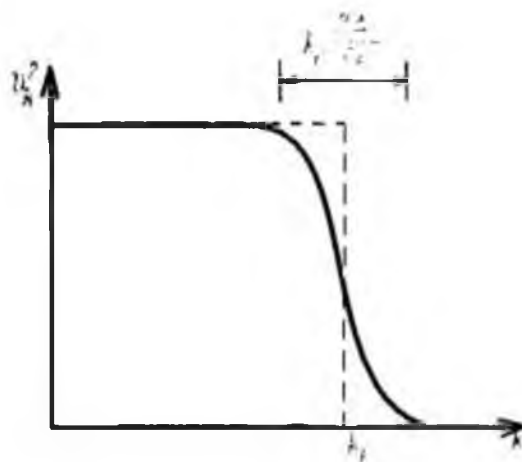
$$E_k = \sqrt{\varepsilon_k^2 + \Delta_0^2}. \quad (3.51)$$

Unda

$$\mathcal{G}_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_k^r}{E_k} \right). \quad (3.52)$$

Ushbu tenglikka biz «minus» belgisini qo`yamiz, chunki fizikaviy ma`no nuqtai nazaridan $\mathcal{G}_k^2 \rightarrow 1$ ga intilishi kerak, ε_k esa $k \rightarrow 0$ da E_k ga intilishi kerak, ya`ni $\varepsilon_k \rightarrow E_k$.

\mathcal{G}_k^2 kattalikning k ga bog`lanish grafigi 3.24 - rasmda keltirilgan. Ushbu rasmdan ko`rinadiki, Fermi sirti yaqinidagi elektronlar taqsimoti ma`lum $\sim 2\Delta_0$ energiya oralig`ida «yoyilgan» bo`ladi bu esa sistemaning to`la energiyasi minimumga erishganida sodir bo`ladi. Yana bir bor buning absolyut nol haroratda sodir bo`lishini qayd etamiz. O`ta o`tkazgichning asosiy holati shunday bo`ladi.



3.24-rasm. \mathcal{G}_k^2 ni k ga bog`lanishi. Fermi sathida $\varepsilon_k = 0$. \mathcal{G}_k^2 ning energiya bo`yicha yoyilish sohasi $2\Delta_0$ ga teng.

3.10. ASOSIY HOLAT ENERGIYASI

Endi o`ta o`tkazgichning asosiy holat energiyasini topamiz. Buning uchun avval Δ_0 kattalikni hisoblaymiz \mathcal{G}_k^2 uchun olingan (3.52) ifodani (3.50) ga qo`yamiz:

$$\Delta_0 = V \sum_k \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_k}{E_k} \right) \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon_k}{E_k} \right) \right]^{1/2} = \frac{V}{2} \sum_k \left(\frac{E_k^2 - \varepsilon_k^2}{E_k^2} \right)^{1/2} = \frac{V\Delta_0}{2} \sum_k (\varepsilon_k^2 + \Delta_0^2)^{-1/2}. \quad (3.53)$$

Bu yerda biz E_k^p kattalikni aniqlaydigan (3.51) ifodani e'tiborga oldik.

Shunday qilib, biz Δ_0 ga nisbatan quyidagi tenglamaga kelamiz:

$$1 = \frac{V}{2} \sum_k (\varepsilon_k^2 + \Delta_0^2)^{-1/2}. \quad (3.54)$$

Agar biz k bo'yicha summalashdan ε energiya bo'yicha integrallashga quyidagi formula orqali o'tsak,

$$\sum_k \dots = \int_{-h\omega_D}^{h\omega_D} \dots N(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.55)$$

bu yerda $N(\varepsilon)$ kattalik ε energiya yaqinida holatlar zichligi, unda (3.54) tenglama quyidagi tenglamaga aylanadi.

$$1 = \frac{N(0)V}{2} \int_{-\eta\omega_D}^{\eta\omega_D} (\varepsilon^2 + \Delta_0^2)^{-1/2} d\varepsilon, \quad (3.56)$$

bu yerda $N(0)$ — Fermi sathi yaqinidagi holatlar zichligi (ε energiya, Fermi sathidan boshlab hisoblanishini eslatamiz¹²). (3.56) ifodaning integral ostidaga funksiyasi juft bo'lganligi va integrallash simmetrik chegaralarda olib borilganligi sababli (3.56) ifodadan quyidagiga ega bo'lamiz.

$$1 = N(0)V \int_0^{\eta\omega_D} (\varepsilon^2 + \Delta_0^2)^{-1/2} d\varepsilon. \quad (3.57)$$

Ushbu integral elementar hisoblanadi, natijada quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{1}{N(0)V} = \text{Arsh} \left(\frac{h\omega_D}{\Delta_0} \right), \quad (3.58)$$

yoki

$$\frac{\eta\omega_D}{\Delta_0} = \text{sh} \left(\frac{1}{N(0)V} \right). \quad (3.59)$$

¹² (3.56) formulaga o'tishda biz integrallashni Fermi energiyasi ε_F ga nisbatan kichik energiyalar oralig'i ($2\eta\omega_D$) bo'yicha olib borilishini e'tiborga oldik. Shuning uchun holatlar zichligi $N(\varepsilon)$ ni ushbu oraliqda kam o'zgaradi deb hisoblash mumkin va Fermi sathida o'zining $N(0)$ qiymatiga teng.

Ko'pgina o'ta o'tkazgichlar uchun $N(0)V$ ning qiymati taqriban 0,3 tartibda yoki undan kichik bo'lganligi sababli, quyidagi taqribiy tenglikni oddiygina yo'l bilan olish mumkin:

$$\Delta_0 \cong 2\eta\omega_D \exp\left(-\frac{1}{N(0)V}\right), \quad (3.60)$$

Δ_0 kattalikning qiymatini baholaymiz: Debay harorati $\eta\omega_D \sim 100$ K, $N(0)V \sim 0.3$ unda $\Delta_0 \sim 4$ K bo'ladi. Bu yerda biz $\eta\omega_D$ va Δ_0 ni kel'vinlarda ifodaladik.

Endi o'ta o'tkazgichning asosiy holat energiyasini hisoblashga o'tamiz. Ushbu energiya uchun umumiy ifoda E_s (3.48) formula bilan beriladi. elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir bo'lmasa va ular Fermi sathi ostidagi barcha holatlarni to'ldirsa, namunaning normal holatdagi asosiy holat energiyasi quyidagi formula bilan beriladi:

$$E_n = \sum_{k < k_F} 2\varepsilon_k^p. \quad (3.61)$$

Bu yerda summalash birdaniga juft holatlar $(\overset{p}{k}, -\overset{p}{k})$ bo'yicha olib beriladi, shuning uchun koeffisient 2 paydo bo'ldi.

O'ta o'tkazgichning asosiy holat energiyasini endi normal metall asosiy energiya holatidan boshlab hisoblaymiz, ya'ni quyidagi kattalikni topamiz.

$$W = E_s - E_n. \quad (3.62)$$

(3.48) va (3.61) ifodalardan foydalanib quyidagaga ega bo'lamiz:

$$W = \sum_{k < k_F} 2\varepsilon_k^p (\mathcal{G}_k^2 - 1) + \sum_{k > k_F} 2\varepsilon_k^p \mathcal{G}_k^2 - V \sum_{\overset{p}{kk}} \mathcal{G}_k^p u_k^p \mathcal{G}_k^p u_k^p. \quad (3.63)$$

Oxirgi summa ishorasidagi shtrix summalash $\overset{p}{k}$ fazodagi Fermi sirti yaqinida joylashgan $\pm h\omega_D$ oraliqdagi qatlam bo'yicha olib borilishini bildiradi.

Unga \mathcal{G}_k^2 kattalik uchun olingan (3.52) ifodani qo'yib, ma'lum elementar o'zgarishlar kiritgandan so'ng quyidagi tenglikni olamiz:

$$\begin{aligned}
W &= \sum_{k < k_F} |\varepsilon_k^\rho| \left(1 - \frac{|\varepsilon_k^\rho|}{E_k^\rho} \right) + \sum_{k > k_F} \varepsilon_k^\rho \left(1 - \frac{\varepsilon_k^\rho}{E_k^\rho} \right) - V \sum_{kk'} \mathcal{G}_k^\rho u_k^\rho \mathcal{G}_k^\rho u_k^\rho = \\
& 2 \sum_{k > k_F} \varepsilon_k^\rho \left(1 - \frac{\varepsilon_k^\rho}{E_k^\rho} \right) - V \sum_{kk'} \mathcal{G}_k^\rho u_k^\rho \mathcal{G}_k^\rho u_k^\rho.
\end{aligned} \tag{3.64}$$

Δ_0 kattalikni aniqlash ifodasi (3.50) dan foydalanib, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\sum_{kk'} \mathcal{G}_k^\rho u_k^\rho \mathcal{G}_k^\rho u_k^\rho = \frac{\Delta_0^2}{V^2}. \tag{3.65}$$

Bundan esa osongina quyidagi ifodani olamiz:

$$W = 2 \sum_{k > k_F} \varepsilon_k^\rho \left(1 - \frac{\varepsilon_k^\rho}{E_k^\rho} \right) - \frac{\Delta_0^2}{V}. \tag{3.66}$$

Summalash amalidan integrallashga o'tib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$W = 2N(0) \int_0^{\eta\omega_D} \varepsilon \left(1 - \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_0^2}} \right) d\varepsilon - \frac{\Delta_0^2}{V}. \tag{3.67}$$

Integrallashni amalga oshirgandan so'ng quyidagi ifodani olamiz:

$$W = N(0)\Delta_0^2 \left\{ \left(\frac{\eta\omega_D}{\Delta_0} \right)^2 - \frac{\eta\omega_D}{\Delta_0} \left[1 + \left(\frac{\eta\omega_D}{\Delta_0} \right)^2 \right]^{1/2} + \text{Arsh} \frac{\eta\omega_D}{\Delta_0} \right\} - \frac{\Delta_0^2}{V}. \tag{3.68}$$

(3.58) ifoda va $\eta\omega_D \gg \Delta_0$ tengsizlikdan foydalanib quyidagi tenglamani olamiz:

$$W = \frac{1}{2} N(0)\Delta_0^2. \tag{3.69}$$

Shunday qilib, biz ko'ramizki, harorat $T=0$ bo'lganda, o'ta o'tkazuvchan va normal holat energiyalari orasidagi farq manfiy bo'lar ekan, ya'ni o'ta o'tkazuvchan holat mazkur sistema uchun energetik afzal bo'lar ekan. Bu esa aynan shunday holat tabiatda amalga oshirilishini bildiradi.

Biz bilamizki, normal va o'ta o'tkazuvchan fazalarning erkin energiyalar farqi $\frac{H_{cm}^2}{8\pi}$ ga teng. Bu yerda H_{cm} - kritik termodinamik maydon. Bundan harorat

$T=0$ bo'lganda quyidagi munosabat bajarilishi kelib chiqadi:

$$\frac{H_{cm}^2(0)}{8\pi} = \frac{1}{2} N(0) \Delta_0^2, \quad (3.70)$$

yoki

$$H_{cm}(0) = \Delta_0 \sqrt{4\pi N(0)}. \quad (3.71)$$

Shunday qilib, biz harorat $T=0$ bo'lganda o'ta o'tkazgichning xarakterli parametrlari - uning elektron spektr parametrlari va elektron — fonon o'zaro ta'sirlari orqali ifodalangan termodinamik kritik maydonni oldik. (3.71) formula beradigan kattaliklar qiymatini tartibini sonli baholanishi qanchalik ma'noga ega ekanligini tekshirib ko'ramiz. 1 sm^3 metallda $\sim 10^{22}$ dona elektron bor, o'tkazuvchanlik zonasi esa $\sim 10 \text{ eV} = 10 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$, o'z navbatida holat zichligini baholash, $N(0) \sim \frac{10^{22}}{10 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \sim 10^{33} \text{ erg}^{-1} \text{ sm}^{-3}$ ni beradi. Oldingi bajargan baholashlarga asosan $\Delta_0 \sim 10 \text{ K} \sim 10^{-15} \text{ erg}$. Unda esa $H_{cm} \sim 10^{-15} (10^{34})^{\frac{1}{2}} = 100 \text{ Ers}$ qiymatni olamiz. Bu kritik maydonni baholash to'la ma'noga egadir.

3.11. O'TA O'TKAZGICHLARNING ELEMENTAR QO'ZG'ALISHLAR SPEKTRI VA ENERGETIK TIRQISH

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kuzatilgan birinchi kunlardan boshlab undagi elektronlar va uning spektri hamda mazkur hodisa orasida bog'lanishni aniqlash maqsadida keng miqiyosdagi ilmiy tadqiqot ishlari olib borildi. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining faqatgina elektronlarning xossalari bilangina bog'liq emasligini, ularda kuzatilgan izotop effekti ko'rsatdi. Mazkur effektga asosan o'ta o'tkazgichlarning o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish kritik harorati kristall panjara bilan bog'liqligi aniqlandi, ya'ni bitta metallning turli izotoplari turlicha kritik haroratga ega bo'lib uning atom massasi bilan ko'paytmasi o'zgarmas qiymatga teng ekanligi aniqlandi.

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining mikroskopik nazariyasining asosini elektronlarning juftlashishiga asoslangan modeli hisoblanadi uning nigizida ham

kristall panjara ionlari tebranishlarining roli kattaligi keyingi tadqiqotlar ko'rsatdi. Ushbu elektronlar juftlashishi elektron-fonon o'zaro ta'sir natijasida sodir bo'ladi va Fermi sathi yaqinidagi o'ta o'tkazuvchanlik energetik tirqish chegarasida bo'lib, uning qiymati elektronlarni mazkur energetik holatdan chiqarish uchun zarur bo'lgan energiya bo'lib, u o'ta o'tkazgichlarning qo'zg'alishlar energetik spektrida namoyon bo'ladi. Bunday o'ta sezgir tajribalar asosan juda past haroratlarda o'tkaziladi va energetik tirqishning qiymatlari aniqlanadi.

Asosiy holatni aniqlab, zamonaviy nazariyada kvazizarra deb ataluvchi elementar qo'zg'alishlarni o'rganishga o'tamiz. O'ta o'tkazgichdagi berilgan \vec{k} holat g_k^2 ehtimollik bilan qisman to'ldirilgan va u_k^2 ehtimollik bilan qisman bo'sh. Shunday qilib, agar biz ma'lum to'lqin vektori \vec{k} va spinga ega bo'lgan kvazizarrani hosil qilmoqchi bo'lsak, unda biz qisman elektronni paydo qilishimiz va qisman yo'qotishimiz kerak. Ushbu muhokama Bogolyubovning matematik formasida o'z aksini topgan. Uning nazariyasida (BKSh asosiy holatiga ekvivalent bo'lgan) asosiy holatni kvazizarraning yo'qligini talab etib olish mumkin.

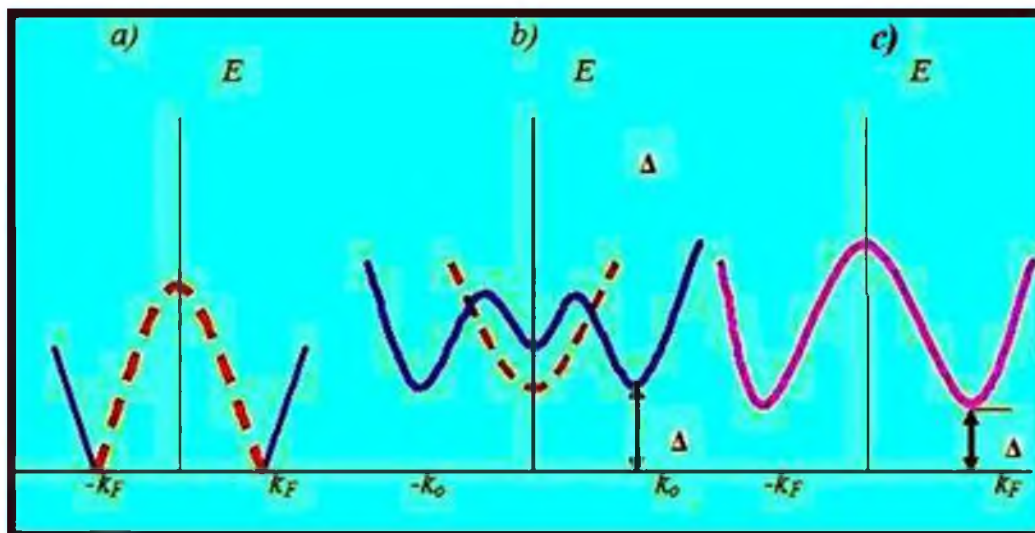
Oldingi bo'limlardagi soddalashtiruvchi yandashishlardan hamda (3.51) va (3.69) ifodalarni e'tiborga olib, BKSh asosiy holati uchun bitta kvazizarrani qo'zg'atish energiyasini olamiz:

$$Qo'zg'atish energiyasi = W - E_k. \quad (3.72)$$

Shunday qilib, minimal qo'zg'alish energiyasi Δ ga teng. Ushbu kattalikni energetik tirqishning kengligi bilan taqqoslash mumkin.

Holat zichligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$N_S(E) = N_N(E) \left(\frac{dE_k}{d\varepsilon_k} \right)^{-1} = N_N(E) \frac{E_k}{\sqrt{E_k^2 - \Delta^2}}. \quad (3.73)$$



3.25-rasm. elementar qo`zg`alishlar spektri metall uchun (a), dielektrik (yarim o`tkazgich uchun (b) va o`ta o`tkazgich uchun (c). Punktir chiziqlar kovaklarga tegishli (o`ta o`tkazgich uchun kovaklar ko`rsatilmagan, chunki ushbu holda kovaklar va elektronlar orasidagi farq yo`qoladi).

Energetik tirqishning fizikaviy ma`nosini aniqlash va o`ta o`tkazgichdagi qo`zg`alishni normal metall va yarim o`tkazgichdagi qo`zg`alishlar bilan solishtirish uchun ma`lum bir o`zgartirishlar bilan Duglas va Falikovlarning tushuntirishlaridan foydalanamiz. 3.25-rasmdagi (a) va (b) chizmalarda mos ravishda normal metall va yarim o`tkazgichlar (dielektriklar) uchun qo`zg`alishlar spektrlari keltirilgan. Kovaklar energiyasi (punktir bilan qo`rsatilgan) ham kovakni hosil qilish uchun ham ma`lum energiya talab qiliganligi sababli pastdan yuqoriga qarab hisoblanadi. Normal metallda elektron-kovak juftligini qo`zg`atish uchun cheksiz kichik energiya ham yetarlidir, shu vaqtning o`zida dielektrikda esa buning uchun $E_k=2\Delta$ minimal energiya zarur. Bundan shunday xulosaga kelsa bo`ladiki, normal metall chekli o`tkazuvchanlikka ega, dielektrik esa absolyut nol haroratda nolli o`tkazuvchanlikka ega.

O`ta o`tkazgichda elektronlar va kovaklar orasidagi farq bir muncha yo`qoladi, shuning uchun qo`zg`alish spektrini kvazizarralar ma`nosida (terminida) tushunish zarur (3.25-rasm (c) chizma)

Ushbu diagrammalar nuqtai nazardan dielektriklar va o'ta o'tkazgichlar orasidagi asosiy farq shundan iboratki, dielektrikda $E(k)$ funksiyaning minimumi asosan panjara bilan aniqlanadi va u bilan bog'langan sanoq sistemasida mahkamlangan. O'ta o'tkazgichda $E(k)$ bog'lanish asosan elektronli o'zaro ta'sir bilan aniqlanadi va shuning uchun elektronlarning taqsimotini va u bilan birga $E(k)$ funksiyaning minimumini bir xil qilib aralashtirish mumkin. Shunday qilib, energetik tirqishning ushbu ikki holdagi ta'siri mutlaqo boshqacha. Dielektrik uchun energetik tirqishning mavjudligi nolli o'tkazuvchanlikka olib keladi, o'ta o'tkazgichlar uchun esa - cheksiz o'tkazuvchanlikka.

Shu yerda o'ta o'tkazgichlar va dielektriklar orasidagi yana bir farqni eslatish joiz deb topdik, u ham bo'lsa o'ta o'tkazgichlardagi energetik tirqishnieng haroratga kuchli bog'langanligi. Kutilgandek, harorat kritikka etganda energetik tirqish nolga aylanadi va nol haroratga mos keluvchi maksimal qiymatgacha monoton oshadi.

Endi biz o'ta o'tkazuvchanlik mikroskopik nazariyaning muhim tushunchalaridan biri bo'lgan - o'ta o'tkazgich elementar qo'zg'alishlar spektridagi energetik tirqish bilan yaqinroq tanishamiz.

Buning uchun biz o'z fikrimizni asosiy holatdagi o'ta o'tkazgichning impul's fazosidagi $(\vec{q}, -\vec{q})$ holatda bo'lgan ma'lum erkin juftiga yo'naltiramiz. To'la energiyaga ushbu juftlikning ulushi qanday?

Ushbu ulushni $\omega_{\vec{q}}$ bilan belgilaymiz. (3.48) ifodadan quyidagini yozish mumkin:

$$\omega_{\vec{q}} = 2\varepsilon_{\vec{q}}\mathcal{G}_{\vec{q}}^2 - 2V\mathcal{G}_{\vec{q}}u_{\vec{q}}\sum_{\vec{k}}'\mathcal{G}_{\vec{k}}u_{\vec{k}}. \quad (3.74)$$

Haqiqatdan ham, birinchi qo'shiluvchi bu yerda $-(\vec{q}, -\vec{q})$ juftlikning kinetik energiyasi, ikkinchi qo'shiluvchi esa asosiy holat energayasidagi manfiy qism hissasi, bu qaralayotgan juftlikning barcha bo'lishi mumkin bo'lgan o'zaro ta'sir jarayonlarda qatnashishi natijasida paydo bo'ladi. Bunda, juftlik har qanday $(\vec{k}, -\vec{k})$ holatga va aksi har qanday juftlik $(\vec{k}, -\vec{k})$ qarash uchun biz ajratgan $(\vec{q}, -\vec{q})$ holatga

o`radi, koeffisient 2 (3.48) ifodadagi summada $(\bar{q}, -\bar{q})$ juftlik ikki marta uchraganligi sababli paydo bo`ldi, bir marta \bar{k} bo`yicha summalashda, boshqa safar esa \bar{k}' bo`yicha. Endi Δ_0 uchun (3.50) va (3.51) va (3.52) formulalarini e`tiborga olib quyidagini olamiz:

$$\omega_q = 2\varepsilon_q \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_q}{E_q} \right) - 2 \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{\varepsilon_q^2}{E_q^2} \right) \right]^{1/2} \cdot \Delta_0 = \varepsilon_q - \frac{\varepsilon_q^2}{E_q} - \frac{\Delta_0^2}{E_q} = \varepsilon_q - E_q. \quad (3.75)$$

Endi olingan ifodadan foydalanamiz. Tasavvur etamizki, o`ta o`tkazgichning asosiy holatdagi $(\bar{q}, -\bar{q})$ juftning holati ataylab bo`sh qoldirilgan. Bunday o`ta o`tkazgichga bitta tashqi elektron kiritamiz va uni \bar{q} ga joylashtiramiz. endi sistema energiyasi qanday bo`ladi? Bitta elektronni \bar{q} kiritganimiz sababli, unda endi $(\bar{q}, -\bar{q})$ juftning holati nurlanish jarayonida qatnasha olmaydi, ya`ni o`ta o`tkazgichning asosiy holat energiyasiga ulush bera olmaydi. Bunday hissani biz hisobladik u ω_q ga teng. O`z navbatida o`ta o`tkazgichning energiyasi bitta «ortiqcha» elektron bilan \bar{q} holatda bo`ladi.

$$W_q = W - \omega_q + \varepsilon_q. \quad (3.76)$$

Bunday «ortiqcha» juftlanmagan elektronni bizning sistemaning elementar qo`zg`alishi yoki kvazizarra deb ataymiz. (3.76) formuladagi W—kattalikni biz o`ta o`tkazgichning asosiy holat energiyasi, uchinchi qo`shiluvchi bizning «ortiqcha» elektronning oddiy kinetik energiyasini hisobga oladi. (3.75) ifodani (3.76) ifodaga qo`yib quyidagini olamiz:

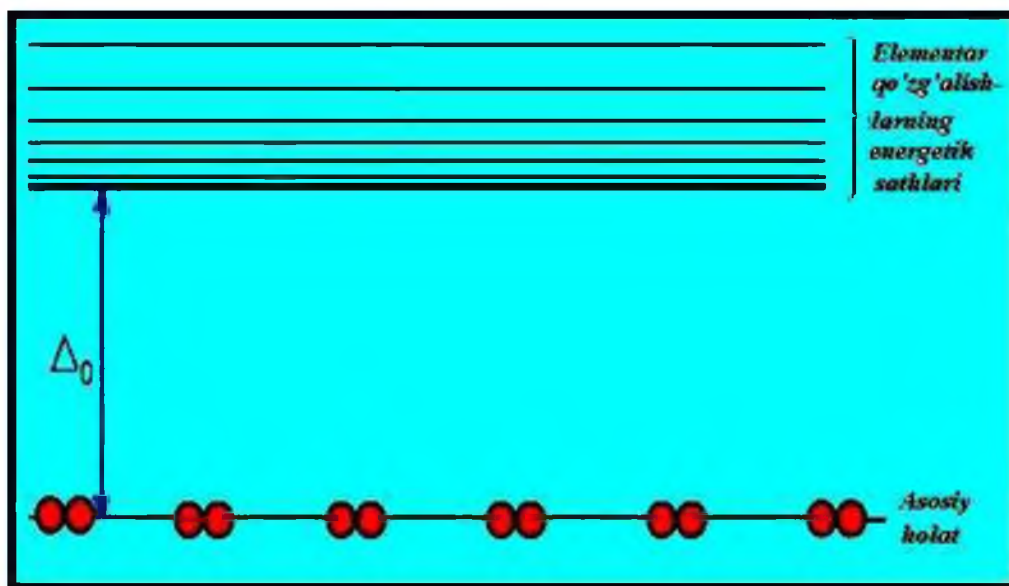
$$W_q = W + E_q. \quad (3.77)$$

Biz juda muhim formulani oldik. (3.51) ga muvofiq quyidagini olamiz:

$$E_q = \sqrt{\varepsilon_q^2 + \Delta_0^2}. \quad (3.78)$$

Asosiy holatdagi o`ta o`tkazgichga bitta elektronni qo`shib sistema energiyasini kamida Δ_0 kattalikka oshiramiz. (o`sha holda, agar $\varepsilon_q = 0$, ya`ni agar \bar{q} holat Fermi sirtida joylashsa). Bu o`ta o`tkazgichning elementar

qo'zg'alish spektri, o'ta o'tkazgichning asosiy holatiga mos keluvchi energetik tirqishdir.



3.26-rasm. energetik tirqish Δ_0 ning elementar qo'zg'alishlar energetik sathlari va asosiy holat sathlari sohalarini (elektron juftliklarining kondensatsiyalanish sathlari) ajratib turishini ifodalovchi chizma.

Haqiqatdan ham, yana o'ta o'tkazgichning asosiy holatiga qaytamiz. Mayli, qandaydir ma'lum bir tashqi ta'sir natijasida elektronlar juftligining biri $(\psi, -\psi)$ k fazodagi qo'shni yacheykaga ko'chirilgan bo'lsin. Bu yyerda shuni eslatish lozimki, qaralayotgan o'ta o'tkazgichning asosiy holatida, ya'ni boshlanishida barcha k fazodagi yacheykalar, yoki juftlashib to'ldirilgan, yoki juftlashib bo'sh holda bo'ladi. Bitta elektronlar juftligi $(\psi, -\psi)$ ni qo'shni yacheykaga ko'chirish, ikkita juftlashmagan (qo'zg'atilgan) elektronlarning hosil bo'lishiga olib keladi: bittasi $(\psi, -\psi)$ holatlarning birida qoladi, ikkinchisi esa qo'shni yacheykada paydo bo'ladi va oxir oqibat o'ziga qarama qarshi k fazoda nuqtadagi uning jufti bo'lmaydi. Bunday juftlikni ajratish uchun minimum $2\Delta_0$ energiya talab etiladi. Buni yuqoridagi diagramma ko'rinishda tasavvur etsa bo'ladi (3.26 -rasm). Barcha juft holatlar o'ta o'tkazgichning asosiy holatini xarakterlovchi sathda

kondensatsiya qilingan. Ortiqcha elektron ushbu sathda bo`lishi mumkin emas va elementar qo`zg`alishlar spektridagi birinchi egallanmagan sathni band qilishi kerak. Juftlik ajratilganda (uzilganda), juftlikning ikkala elektroni ham elementar qo`zg`alishlar spektri sathlariga ko`tarilishi kerak va shuning uchun $2\Delta_0$ dan katta energiya sarflanishi kerak.

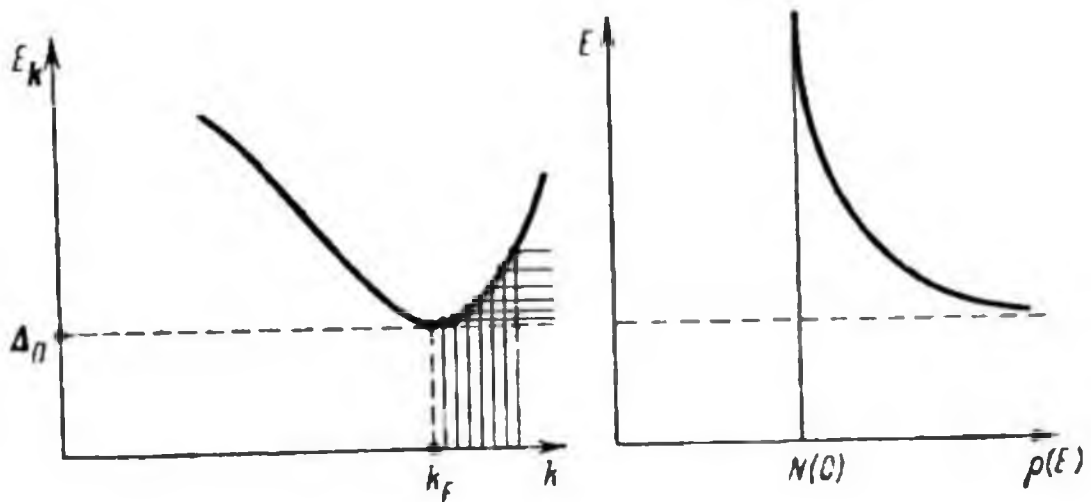
Energetik tirqishning bo`lishi o`ta o`tkazgichning juda muhim parametri hisoblanadi chunki uning o`zini turli holatlarda tutishi ko`pgina u bilan bog`liq qonuniyatlarni tushuntiradi.

3.12. O`TA O`TKAZGICHNI ELEMENTAR QO`ZG`ALISHLAR HOLATLARI ZICHLIGI VA KOGERENTLIK UZUNLIGI

3.26- rasmda sxematik ravishda o`ta o`tkazgichning elementar qo`zg`alishlar spektrining quyi qismi ko`rsatilgan. (3.48`) formuladan foydalanib, o`ta o`tkazgichning elementar qo`zg`alishlar spektridagi holatlar zichligi uchun ifodani olish mumkin. Haqiqatdan ham, E_k - elementar qo`zg`alishlar energiyasi ((3.51) formulaga qarang), ya`ni agar o`ta o`tkazgichga $\hbar k$ impul`sli elektron qo`shilsa, ushbu kattalik miqdorida sistemaning energiyasi oshadi, buni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$E_k = \sqrt{\varepsilon_k^2 + \Delta_0^2} = \sqrt{\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}\right)^2 + \Delta_0^2}. \quad (3.79)$$

Yuqoridagi formuladan kelib chiqadigan E_k kattalikning $\hbar k$ ga bog`lanishi 3.26- rasmda ko`rsatilgan.



3.27-rasm. O`ta o`tkazgichning elementar qo`zg`alishlar spektri E_k va holatlar zichligi $\rho(E)$ bog`lanishlarni ifodalovchi chizma.

Chizmadan ko`rinadiki o`ta o`tkazgichning elementar qo`zg`alishlar sathlari $E_k \rightarrow \Delta_0$ intilganda zichlashadi. Holatlar zichligi yoki 1sm^3 materialga va birlik energiya intervaliga mos keluvchi energetik sathlar soni quyidagiga teng:

$$\rho(E) = \frac{dv}{dE}, \quad (3.80)$$

bu yyerda dv – energiyasi E bo`lgan sath yaqinidagi dE energetik intervalda joylashgan sathlar soni. Ammo $\frac{dv}{d\varepsilon}$ - bu metallning normal holati uchun Fermi sathi yaqinidagi holatlar zichligi, ya`ni $\frac{dv}{d\varepsilon} = N(0)$. Shuning uchun

$$\rho(E) = \frac{dv}{d\varepsilon} \cdot \frac{d\varepsilon}{dE} = N(0) \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta_0^2}}. \quad (3.81)$$

Ushbu ifodadan xaqiqatdan xam o`ta o`tkazgichning elementar qo`zg`alishlarining holat zichliklari $E \rightarrow \Delta_0$ intilsa $\rho(E) \rightarrow \infty$ intiladi. Ushbu holat chizmada ko`rsatilgan.

O`ta o`tkazuvchanlikning mikroskopik nazariyasidan o`ta o`tkazgichning kogerentlik uzunligini hisoblash mumkin. Biz o`ta o`tkazgichning asosiy holat to`lqin funksiyasini ko`rgan edik. Asosiy holat juftlashgan elektronlarning k

fazodagi taqsimoti bilan ya'ni \mathcal{G}_k^2 funksiya bilan beriladi. \mathcal{G}_k^2 kattalikning k ga bog'lanish grafigi 3.24 – rasmdagi chizmada keltirilgan edi, undan k fazodagi sohada \mathcal{G}_k^2 ning kuchli o'zgarishi quyidagi tartibda bo'ladi:

$$\Delta k \sim 2\Delta_0 \frac{k_F}{\varepsilon_F}. \quad (3.82)$$

Bundan shu kelib chiqadiki x sohadagi Δx fazoda o'ta o'tkazgich asosiy holat to'lqin funksiyasining etarlicha o'zgarishi quyidagi munosabatdan aniqlanishi kelib chiqadi:

$$\Delta x \Delta k \sim 1.$$

bundan esa quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\Delta x \sim \frac{\varepsilon_F^2}{2\Delta_0 k_F} = \frac{1}{2\Delta_0 k_F} \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} = \frac{\hbar p_F}{4\Delta_0 m} = \frac{\hbar \mathcal{G}_F}{4\Delta_0}, \quad (3.83)$$

bu yerda p_F - Fermi sirtidagi elektron impul's, \mathcal{G}_F - elektronning Fermi sirti yaqinidagi tezligi. Δx ma'nosiga ko'ra, GL nazariyasini o'rganishda biz nomlagan kogerentlik uzunligidir, ya'ni ξ endi biz (3.83) ifodadan harorat $T=0$ bo'lgandagi ξ_0 hisoblash mumkin deyishimiz mumkin.

$$\xi_0 \sim \frac{\eta \mathcal{G}_F}{4\Delta_0}. \quad (3.84)$$

Keyinchalik biz $\Delta_0 \sim k_B T_c$ ekanligi ko'rsatiladi, bu yerda k_B — Bol'tsman doimiysi, T_c - kritik harorat. Aniq hisoblash quyidagini beradi:

$$\xi_0 = \frac{0.18 \hbar \mathcal{G}_F}{k_B T_c}, \quad (3.85)$$

ξ_0 ni xuddi elektron juftlarning o'lchami deb qarash mumkin, uni baholash uchun

$\mathcal{G}_F \sim 10^8 \frac{sm}{sek}$, $T_c \sim 1 K$ bo'lganda, $\xi_0 \approx 0.18 \frac{10^{-27} \cdot 10^8}{1.38 \cdot 10^{-16} \cdot 1} \sim 10^{-4} sm$ bu esa juda katta, ya'ni

to'la ma'noda makroskopik masofa hisoblanadi.

3.13. ENERGETIK TIRQISH QIYMATINING HARORATGA BOG'LANISHI

Harorat oshishi bilan energetik tirqish Δ kamayadi (Δ_0 ni biz $T=0$ bo'lgan hol uchun saqlaymiz). Endi biz bilamiz, juftlikni uzish va ikkita elementar qo'zg'alishlarni hosil qilish uchun 2Δ energiya sarflash kerak. Agar o'ta o'tkazgich harorati T shunday energiyaga, ya'ni $k_B T \sim 2\Delta$ tartibda bo'lsa, unda aniqki, endi ko'pgina elektron juftlar issiqlik ta'sirida bir-biridan ajratilgan bo'ladi va mos ravishda \vec{k} fazoda endi juftlarning o'zaro o'tishlarida ishtirok eta olmaydi, va mos ravishda o'ta o'tkazgich umumiy energiyasining kamayishida qatnasha olmaydi, ya'ni o'ta o'tkazgich energiyasi oshadi. Ushbu holatlar, ravshanki endi tirqishning hosil bo'lishida ishtirok eta olmaydi. Bundan kelib chiqadiki, ajratilgan juftliklar qancha ko'p bo'lsa, shuncha elementar qo'zg'alishlar ko'p bo'ladi va shunchaga energetik tirqish qiymati kamayadi.

Endi sonli hisoblashga o'tamiz.

Elementar ko'zgalishlar Fermi-Dirak statistikasiga buysunganliklari sababli, \vec{k} holatni yakkalangan elektronlar bilan to'ldirish ehtimolligi quyidagiga teng:

$$f_k^{\uparrow} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_k^{\uparrow}}{k_B T}\right) + 1}, \quad (3.86)$$

bu yerda E_k^{\uparrow} - elementar qo'zg'alish energiyasi. Bu yerdan shuni osongina ko'rish mumkinki, $k_B T \ll E_k^{\uparrow}$ bo'lganda $f_k^{\uparrow} \ll 1$ bo'ladi, $k_B T \gg E_k^{\uparrow}$ bo'lganda $f_k^{\uparrow} \approx \frac{1}{2}$

bo'ladi. Agar hech bo'lmasa (\vec{k}) yoki $(-\vec{k})$ holatlardan bittasi to'ldirilgan bo'lsa, unda $(\vec{k}, -\vec{k})$ juft holatlar o'ta - o'tkazuvchan holatni hosil qilishda ishtirok eta olmaydi. Buning ehtimolligi $2f_k^{\uparrow}$ ga teng. Bundan kelib chiqadiki, juftlikning $(\vec{k}, -\vec{k})$ holatlarining nurlanishda qatnasha olish ehtimolligi, ya'ni o'ta - o'tkazuvchan holatni hosil qilishga to'g'ri kelishi $1 - 2f_k^{\uparrow}$ ga teng.

Unda $T \neq 0$ dagi o'ta o'tkazgichning to'la energiyasi uchun ifoda quyidagicha yozilishi mumkin:

$$W = \sum_k 2|\varepsilon_k|f_k + 2\sum_k \varepsilon_k(1-2f_k)g_k^2 - V \sum_k' g_k u_k g_k u_k (1-2f_k)(1-2f_k). \quad (3.87)$$

Bu yerda birinchi qo'shiluvchi elementar qo'zg'alishlarning kinetik energiyasi, ikkinchi qo'shiluvchi o'ta o'tkazuvchan elektronlarning kinetik energiyasi, oxirgi had - o'ta o'tkazuvchan elektronlarning fotonlar orqali o'zaro ta'sir energiyasi, bu esa o'ta o'tkazuvchan holatni hosil qilishga olib keladi. Oxirgi ikkita ko'paytuvchi bunday o'zaro ta'sir ehtimolligini hisobga olgan.

O'ta o'tkazgichning ozod energiya zichligi quyidagi ifoda orqali topiladi:

$$F=W - TS, \quad (3.88)$$

bu yerda S - material entropiyasi, g_k^2 funksiya o'ta o'tkazuvchan elektronning impul'sli fazoda taqsimotini xarakterlaydi. Unga mos ravishdagi termodinamik muvozanatni, minimallik shartidan ozod energiya zichligini aniqlaymiz:

$$\frac{\partial F}{\partial (g_q^2)} = 0. \quad (3.89)$$

(3.89) ifodaga (3.88) va (3.87) ifodalarni qo'yib quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{g_q u_q}{1-2g_q^2} = \frac{\Delta}{2\varepsilon_q}, \quad (3.90)$$

bu yerda

$$\Delta = V \sum_k' g_k u_k (1-2f_k). \quad (3.91)$$

(3.91) formula o'ta o'tkazuvchan energetik tirqishning haroratga bog'lanish ifodasini beradi. $T \rightarrow 0$ intilganda $\Delta \rightarrow \Delta(0)$ bo'ladi. Bu yerda $\Delta(0) = \Delta_0$ deyilgani harorat $T=0$ bo'lgandagi o'ta o'tkazuvchan energetik tirqish ((3.50) formulaga qarang).

(3.91) ifodadan o'ta o'tkazuvchan eneregtik tirqish uchun tenglamani olamiz. Buning uchun xuddi (3.52) ifodadagidek g_q^2 ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$g_q^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_q^r}{E_q^r} \right), \quad (3.92)$$

bu yerda

$$E_q^r = \sqrt{\varepsilon_q^2 + \Delta^2(T)}, \quad (3.93)$$

unda (3.91) tenglamani quyidagi ko`rinishda yozish mumkin:

$$\Delta = V \sum_k \frac{\Delta}{2E_k^r} \left(1 - \frac{2}{\exp\left(\frac{E_k^r}{k_B T} + 1\right)} \right). \quad (3.94)$$

Summalashdan integrallashga o`tib, ba`zi sodda o`zgarishlardan so`ng quyidagini olamiz:

$$\frac{1}{N(0)V} = \int_0^{\hbar\omega_D} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}}{2k_B T}. \quad (3.95)$$

Ushbu formula oshkora bo`lmagan ko`rinishda energetik tirqishning haroratga bog`lanishini beradi. Ushbu bog`lanish 3.28-rasmda keltirilgan.

T_c yaqinida energetik tirqishning haroratga bog`lanishi $\Delta \sim (T_c - T)^{1/2}$ formula bilan aniqlanadi. (3.95) ifodadan endi T_c uchun aniq formulani topish mumkin. Haqiqatdan ham $T=T_c$ da $\Delta = 0$, shuning uchun (3.95) ga T o`rniga T_c yozib, $\Delta=0$ ni qo`ysak, unda T_c ga nisbatan tenglama olamiz:

$$\frac{1}{N(0)V} = \int_0^{\eta\omega_D} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \operatorname{th} \frac{\varepsilon}{2k_B T_c} \quad (3.96)$$

Integrallashni o`tkazib, quyidagini olamiz:

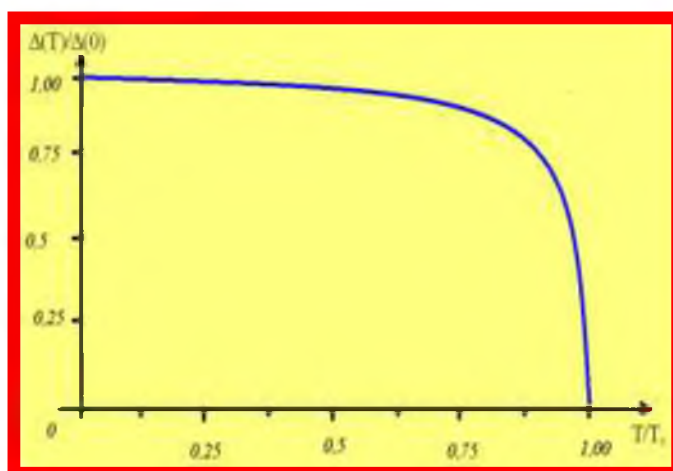
$$k_B T_c = 1.14 \eta \omega_D e^{-\frac{1}{N(0)V}}. \quad (3.97)$$

Boshqa tomondan biz bilamizki, (3.60) dan:

$$\Delta_0 = 2 \eta \omega_D e^{-\frac{1}{N(0)V}}. \quad (3.98)$$

Bundan quyidagini olamiz:

$$2\Delta_0 = 3.52 k_B T_c. \quad (3.99)$$



3.28-rasm BKSh nazariyasiga asosan energetik tirqishning haroratga bogʻlanish koʻrinishi.

Ushbu munosabatlar koʻp sonli tajribalar natijalari bilan mos holda olingan. Olingan natijalarning fizikaviy maʼnosini muhokama qilamiz:

Issiqlik taʼsirida baʼzi juftliklar buziladi va juft boʻlmagan elektronlar paydo boʻladi, yoki normal elektronlar, yoki elementar qoʻzgʻalishlar. Bu bitta oʻsha fizikaviy obʼektning turlicha nomlanishidir. Qandaydir k^{\uparrow} fazodagi yacheykani ushbu yakka-langon elektronlar toʻldirib, mos ravishda yacheykalarni va ularga juftlarini chiqarib tashlaydi, bu energetik tirqish (Δ) ni aniqlaydi. Natijada tirqish torayadi. Normal holat qachonki Δ nolga tenglashgandagina erishiladi. Bu esa (3.97) ifodaga asosan kritik haroratni aniqlash imkoniyatini beradi.

Eʼtiborga loyiqki, (3.97) formula izotop effektini tushuntiradi. eslaymizki, izotop effekt maʼnosi shuki, bitta oʻta oʻtkazuvchan material izotoplarining kritik harorati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$T_c M^{1/2} = \text{const}, \quad (3.100)$$

bu yerda M — Izotopning atom massasi. Debay chastota

$$\omega_D \sim M^{1/2}, \quad (3.101)$$

boʻlganligi uchun (3.97) ifodadan izotop effekt kelib chiqadi.

3.14. O`TA O`TAKAZGICHLARDAGA TUNELLI HODISALAR

Tunnelanish tajribalaridan energetik tirqishni aniqlash mumkinligini ilk marotaba I.Gever (1961 y.) aytdi. Ushbu usul yordamida energetik tirqishni aniqlashdan tashqari ko`pgina yangi ma`lumotlar olish imkoniyatini borligi sababli u bilan chuqurroq tanishamiz.

Ushbu usul yordamchi namuna va tadqiq qilinayotgan o`ta o`tkazgichni ajratib turuvchi yupqa o`tkazmas qatlam orasidagi tunnel tokni kuzatishga asoslangan. Bunday qurilma sxematik ravishda 3.29-rasmdagi chizmada ko`rsatilgan. Ikkita metall o`tkazgich, masalan alyuminiy plyonkalari bir —biridan izolyator qatlami bilan ajratilgan, masalan Al_2O_3 . Alyuminiy oksidi juda yaxshi izolyatordir, unda erkin elektronlar yo`q¹³. Shuning uchun bu izolyatsiya qatlamidan tok oqa olmaydi. Biroq tajriba shuni ko`rsatadiki, agar izolyator qatlam etarlicha yupqa bo`lsa, unda elektr toki juda katta bo`lmasa ham undan oqishi mumkin. Elektronlar bar`er orqali, bar`er izolyator qatlamdir, agar ularning energiyasi to`siqni yengib o`tish uchun yetarlicha katta bo`lmasa ham o`tishi mumkin ekan. Bar`er orqali elektronlar singib o`tadi, xuddi tunnel orqalidek. Shuning uchun ham bunday tok «tunnelli» deyiladi.

Tunnelli tok katta ahamiyatga ega bo`lganligi sababli, uni kengroq muhokama qilamiz. Tunnel kontaktining uch qismi uchun Fermi sirti yaqinidagi energiya sohalarda joylashgan ta`qiqlangan va ruxsat etilgan sohasi sxematik ko`rsatilgan.

Uzluksiz vertikal yo`lakcha ruxsat etilgan energiyalar zonasini bildiradi. Shtrix bilan to`ldirilgan zona ko`rsatilgan. To`ldirilishning issiqlik ta`sirida yoyilishi (emirilishi) ham ko`rsatilgan. Izolyatordagi ruxsat etilgan va

¹³ Aniqroq qilib aytsak Al_2O_3 da ruxsat etilgan energiyalar zonasi to`laligicha to`ldirilgan, eng yaqin undan keyingisi keng ruxsat etilmagan energiyalar sohasi bilan ajratilgan va bo`sh bo`ladi. Erkin elektronlar faqat qisman to`ldirilgan zonalarda bo`lishi mumkin, Al_2O_3 da erkin elektron bo`lishi uchun u buning uchun etarlicha energiya olishi kerak, buning uchun esa real bo`lmagan yuqori harorat zarur. Boshqa so`zlar bilan aytganda, normal sharoitda, issiqlik muvozanatida bo`lganda erkin energetik zonada elektronlar bo`lmaydi..

to'ldirilmagan energiyalar sathlarining eng yaqin qiymatlari yetarlicha balandda joylashgan.

Bunday energetik sxemadan elektron izolyatorga faqat uning energiyasi eng kamida izolyatoridagi ruxsat etilgan zonalarning eng pastiga mos kelgandagina kirishi mumkindek tuyuladi, qalin qatlamli izolyatorlar uchun bu tasdiq to'g'ri. Agar izolyator etarlicha yupqa, masalan hammasi bo'lib faqat yigirma atom qatlamiga yaqin qalinlikda bo'lsa, unda, metall elektronlari izolyatsiyalovchi oraligni izolyatorning to'ldirilmagan zonasi quyi sathi energiyalarida ham o'tish chegaraviy ehtimoligiga ega bo'ladi. Ushbu holda, xuddi eslatganimizdek, elektron bar'er orqali tunnellana oladi deyishadi.

Tunnel hodisasini, agar to'lqin xarakterga ega ekanini eslasak hisob kitobsiz ham tushinish mumkin. Agar, to'lqin unga singa olmaydigan qandaydir bir muhit chegarasiga tushsa, unda u to'la qaytish kerak¹⁴. Ma'lumki, to'lqin har holda ta'qiqlangan sohaga sekin singadi, xuddi ushbu muhitga singish mumkinligini tekshirishdek. Bunda uning amplitudasi eksponentsial so'nadi, uning energiyasi va muhitda ruxsat etilgan energiyalar orasidagi farq, qancha katta bo'lsa, yoki boshqacha aytganda energetik bar'er qancha baland bo'lsa¹⁵, shuncha jarayon tezroq sodir bo'ladi. Bunday xomaki sifatli muhokama ham juda yupqa bar'erlar uchun bar'erning boshqa tomonida to'lqinning kuzatishning chegaraviy ehtimoligi borligini ko'rsatadi. Buning uchun esa bar'erning qalinligi to'lqinning ta'qiqlangan sohadagi so'nish uzunligi bilan solishtiriladigan dara bo'lishi kerak.

Unda bar'erning boshqa tomonida chegaraviy amplituda paydo bo'ladi va to'lqin yana ruxsat etilgan sohada bo'ladi. Ha, amplituda bu yerda juda kichik va bu bar'er qalinligini oshirishda zarraning singish ehtimoligi amplitudaning kamayishiga mos ravishda tez kamayadi. Avval aytganimizdek, bar'erning oshishi

¹⁴ Bunday to'la qaytish holi, ma'lum bir tushish burchaklari intervalida yorug'lik to'lqinining katta optik zichlikli muhitdan kichik optik zichlikli muhitga o'tishida amalga oshishi mumkin (masalan shishadan havoga)..

¹⁵ Ta'qiqlangan energiyalar sohasida to'lqin mexanikasi to'lqinga mos keluvchi eksponentsial kamayuvchi amplitudani beradi.

bilan so`nish ko`payadi, zarraning tunnellanish ehtimolligi bar`er balandligining uning kengligiga ko`paytmasiga bog`liq¹⁶.

Tajribada biz elektronlar, ya`ni Fermi zarralari bilan ish ko`ramiz, ular uchun Pauli taqiqi bo`ladi. elektronning bar`yerdan o`tishi uchun bar`erning boshqa tomonida bo`sh holat bo`lishi kerak. Agar hamma holatlar band bo`lsa, unda juda yupqa bar`erlar bo`lganda ham o`tish bo`lmaydi. Shunday qilib, bar`er orqali zarralarning singishi uchta kattalikka bog`liq:

1. Bar`erga yaqinlashgan elektronlar soniga,
2. Bar`er orqali tunnellanish ehtimolligiga.
3. Bar`erning boshqa tomonidagi bo`sh holatlar soniga.

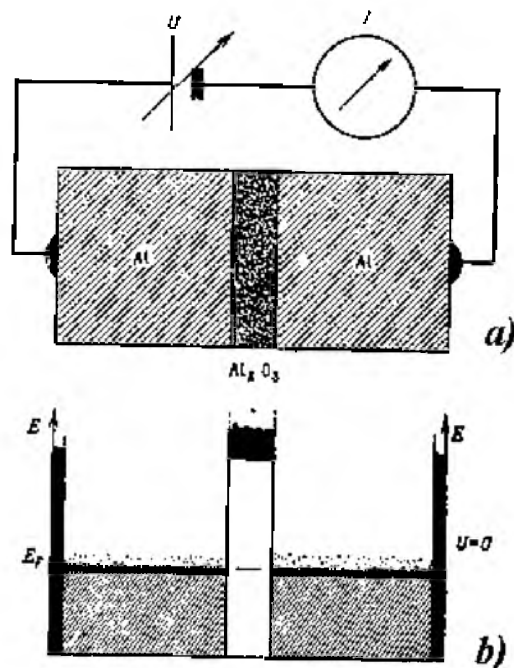
Ushbu uchta had elektronlarning tunnel tokini ifodalashda ishtirok etishi kerak.

Agar elektronlar bir sistemadan boshqasiga o`ta olsa, unda muvozanat holat Fermi sathlari tenglashganda bo`ladi; 3.29-rasmdagi chizmada (*b*) Fermi sathi go-rizontal chiziq bilan ko`rsatilgan. Bu holda zarralarning summaviy almashinuvi nolga teng, ya`ni o`ng tomondan qancha elektronlar chap tomonga o`tisa, chapdan ham shunchasi o`ng tomonga o`tadi¹⁷.

Bizning sistemaga $U \neq 0$ kuchlanish bersak, amalda bu kuchlanish izolyator qatlamiga qo`yilgandek. Bu esa izolyatsiyalovchi qatlamning o`ng va chap tomon-laridagi Fermi sathlari eU ga farqlanadi. endi tunnel toki har ikki yo`nalishda ham bir-birini kompensatsiyalamaydi va natijaviy tok hosil bo`ldi.

¹⁶ Bar`erning energetik balandligini zarra energiyasidan boshlash kerak, ya`ni bizning holda aniq E_F dan boshlab (3.29(*b*))- rasmdagidek).

¹⁷ Bizning simmetrik tunnel kontakt holimiz uchun bu muvozanat shartini oson tushunish mumkin. U umumiy holda ham to`g`ridir, asosan har qanday moddalar elektronlari almashinuvi bo`lganda ham.



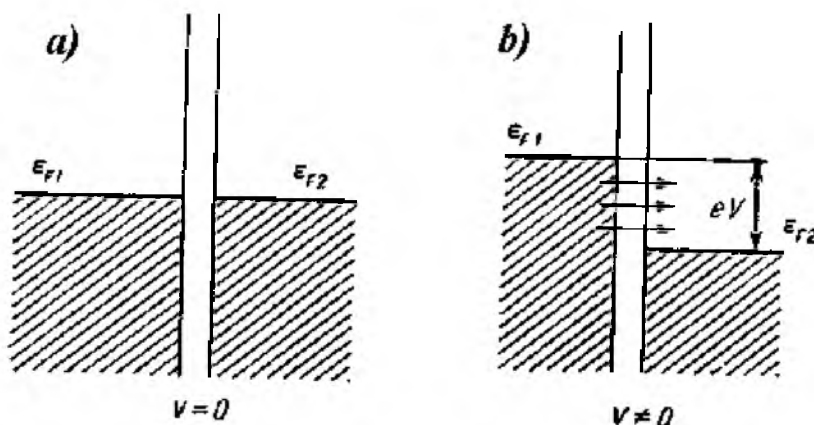
3.29-rasm. a- tunnel tokini o`lchash sxemasi. b- ruxsat etilgan energiyalar qiymati aks ettirilgan (qoraytirilgan soha) va ularning to`ldirilgani (shtirxlangan)

Tokning qiymatini va uning kuchlanishiga bog`langanligini aniqlash uchun holatlar zichligi aks ettirilgan 3.30-rasmdagi tasvirni ko`rish mumkin. Unda ikkita normal metall orasidagi tunnellanish keltirilgan.

Erkin elektronlar modelida biz holatlar zichligini to`g`ridan to`g`ri Fermi energiyasi yaqinida, xuddi amalda o`zgarmas kattalikdek deb qarashimiz mumkin. Ushbu chizmada tunnel kontaktining $U=0$; $U=U_1$ va $U=U_2 > U_1$ kuchlanishlardagi sxemasi keltirilgan. Holatlarning to`ldirilishi shtrix bilan ko`rsatilgan. Soddalashtirish maqsadida harorat $T=0$ deb olingan. Elektronlar energiyasi, xuddi manfiy zaryadlangan zarralardek manfiy zaryadlarga nisbatan musbat tomonda past (kam) bo`ladi. Unda chapdan o`ngga, o`ngdan chapga nisbatan ko`p elektronlar tunnellana boshlaydi, bu esa elektr tokining oqishini ko`rsatadi (chizmada strelka bilan ko`rsatilgan). Biz holat zichligini doimiy kattalik deb hisoblaganimiz sababli, unda chapdan o`ngga tunnellanadigan elektronlar soni kuchlanishga proporsional o`sadi. O`z navbatida natijaviy tunnelli toki ham qo`yilgan kuchlanishga proporsional ravishda o`sadi. Bu yerda shuni yana bir bor ta`kidlaymizki, biz faqat ener-

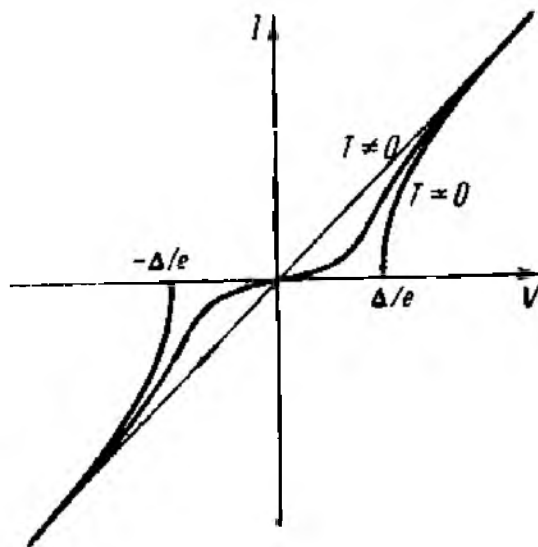
giyasi o'zgaraydigan¹⁸ tunnel jarayonlarini ko'ramiz, ya'ni o'tishlar sxemada go-rizontal chiziqlar bilan ko'rsatilgan.

Bunday tunnelli kontaktning vol'tamper xarakteristikasi 3.29-rasmda kelti-rilgan. Agar bir yoki uning ash u tomoni o'ta o'tkazuvchan holatga o'tsa o'zgaradi. Buni oddiy tushunish mumkin» agar o'ta o'tkazuvchan holatda juftlanmagan elekt-ronlar sxemasida energetik tirqish paydo bo'ladi ash u sababli Fermi sathi yaqinida holatlar zichligi ancha o'zgaradi. Normal metall va o'tkazgich orasidagi tunnellanish 3.30-rasmda keltirilgan.



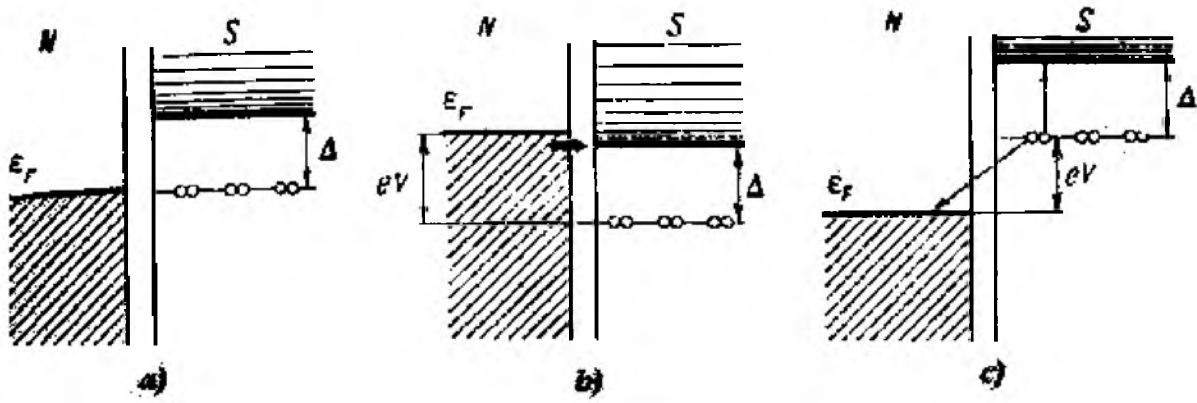
3.30-rasm. Ikkita normal metalli kontakt holi uchun energetik diagramma

a) $V=0$; b) $V \neq 0$, $\sim eV$ tartibdagi tok oqmoqda.



3.31-rasm. Normal metall-o'ta o'tkazgich (NS) tunnel o'tishlarining vol'tamper xarakteristikalari.

¹⁸ Bar'er orqali tunnellanish jarayonida elektron fononni yutishi yoki chiqarishi mumkin. Bunday jarayonlar juda kamdan — kam va birinchi qaralganda uni e'tiborga olmasa ham bo'ladi.



3.32-rasm. NS tunnel o`tilarining energetik diagrammasi: a) kuchlanish $V=0$ bo`lganda ϵ_F Fermi sathi o`ta o`tkazgichning asosiy sathi qarshisida turadi, b) kuchlanish $V \neq 0$ bo`lganda, ya`ni $|eV| > \Delta$ bo`lganda elektronlar tunnel toki N dan S ga tomon boradi, c) kuchlanish $V \neq 0$ bo`lganda, ya`ni $|eV| > \Delta$ bo`lganda elektronlarning tunnel toki S dan N ga tomon boradi.

Soddalashtirish maqsadida $T=0$ deb olindi. Mos ravishda vol`tamper xarakteristikasi 3.31-rasmda keltirilgan. Kuchlanishing $U = \frac{\Delta}{e}$ qiymatigacha tunnel toki oqa olmaydi, chunki normal metall elektronlari o`ziga mos keluvchi o`ta o`tkazgichdagi holatni topa olmaydi. $U = \frac{\Delta}{e}$ bo`lganda vertikal urinma tunnel toki oqa boshlaydi. Bunday keskin ko`tarilish o`ta o`tkazgichdagi holatlar zichligining kattaligi bilan shartlangan. Kuchlanishning keyinchalik oshishida egri chiziq to`g`ri chiziqqa yaqinlashadi.

$$\lim_{\substack{V \rightarrow 0 \\ T \rightarrow 0}} I_{NS} = I_{NN} \left(\frac{2\pi\Delta}{kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right), \quad (3.102)$$

ya`ni yetarlicha kichik kuchlanishlar va yetarlicha past haroratlarda $\frac{I_{NS}}{I_{NN}}$ nisbat o`lchanib, Δ ni aniqlash mumkin, Agar S_1 va S_2 material ham o`ta o`tkazgich

bo'lsa, normal holatdagi holatlar zichligini energetik bog'lanishini e'tiborga olmasa bo'ladi va quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$I_{ss} = AN_{1N}(0)N_{2N}(0) \int \frac{|E-eV|}{[(E-eV)^2 - \Delta_1^2]^{1/2}} \times \frac{|E|}{(E^2 - \Delta_2^2)^{1/2}} [f(E-eV) - f(E)] dE, \quad (3.103)$$

Energetik tirqishlar kengligi bir xil bo'lsa ($\Delta_1 = \Delta_2$) va $T = 0$, unda integralni quyidagicha tasavvur etsa bo'ladi:

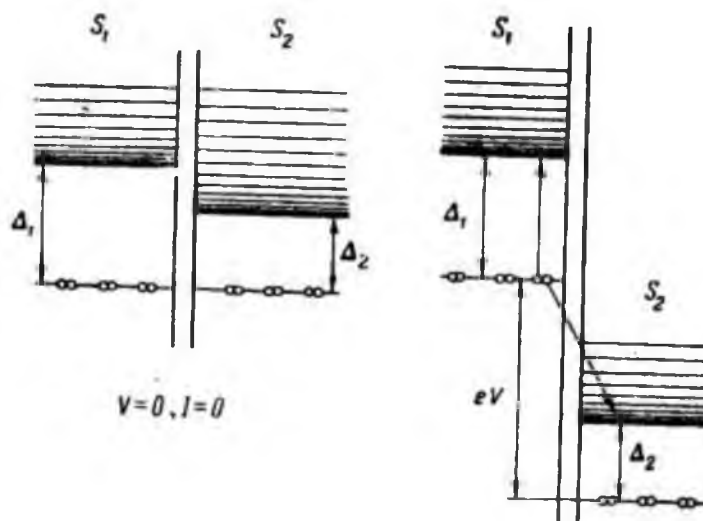
Agar $V < 2\Delta/e$ bo'lsa $I_{ss} = 0$ bo'ladi unda $V \geq 2\Delta/e$ bo'lgan holda va quyidagi ifodani olamiz:

$$I_{ss} = \frac{G_{MN}}{e} \left[(2\Delta + eV)E(\alpha) - 4 \frac{\Delta(\Delta + eV)}{2\Delta + eV} K(\alpha) \right], \quad (3.104)$$

bu yyerda

$$\alpha = \frac{(eV - 2\Delta)}{(eV + 2\Delta)} \quad (3.105)$$

$K(\alpha)$ va $E(\alpha)$ – to'la elliptik integrallar.



3.33-rasm. Harorat $T=0$ bo'lgandagi S_1 - I - S_2 materiallardan tayyorlangan tunnel o'tishining energetik diagrammasi.

Shuni ta'kidlash joizki, $eV \rightarrow 2\Delta$ bo'lganda tok chegaraviy qiymatga intiladi, ya'ni holatlar zichligining cheksiz katta bo'lganligi tufayli uzilishga uchraydi. Chunki,

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} K(\alpha) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} E(\alpha) = \frac{\pi}{2}, \quad (3.106)$$

bo'lganligi sababli tok quyidagi qiymatga intiladi:

$$I_{SS}(T=0, eV=2\Delta) = G_{NN} \frac{\pi \Delta}{2e} = I_{NN} \frac{\pi}{4}. \quad (3.107)$$

Yuqorida keltirilgan sifatli muhokamadan so'ng va (3.103) ifodadan, energetik tirqishlar teng bo'lmagan va $T=0$ bo'lgan hol uchun $0 < eV < \Delta_1 + \Delta_2$ bo'lganda $I_{SS}(T=0) = 0$ bo'ladi. Shu paytning o'zida $eV \geq \Delta_1 + \Delta_2$ bo'lgan hol uchun, tokni to'la elliptik integrallar orqali ifodalash mumkin:

$$I_{SS}(T=0) = \frac{G_{NN}}{e} \left[-2\Delta_1\Delta_2\beta K(\gamma) + \beta^{-1}E(\gamma) \right], \quad (3.108)$$

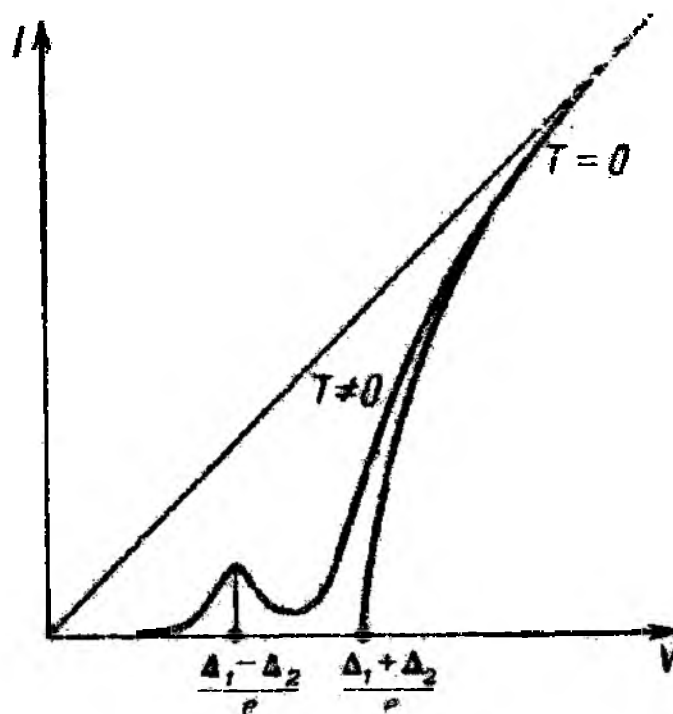
bu yerda

$$\beta = \left[(eV)^2 - (\Delta_2 - \Delta_1)^2 \right]^{1/2}, \quad \gamma = \beta \left[(eV)^2 - (\Delta_1 + \Delta_2)^2 \right]^{1/2}. \quad (3.109)$$

$eV \rightarrow \Delta_1 + \Delta_2$ intilganda tokning quyidagi qiymatga yetgandagi sakrashi sodir bo'ladi:

$$I_{SS}(T=0, eV = \Delta_1 + \Delta_2) = \frac{G_{NN}}{e} \frac{\pi}{2} \sqrt{\Delta_1\Delta_2}. \quad (3.110)$$

Harorat $T \neq 0$ bo'lganda tok jadvallarda keltirilgan funksiyalar orqali ifodalanmasdan (3.103) ifodadan foydalanib, integrallash yo'li bilan sonli amalga oshirilishi mumkin. Birinchi bo'lib buni Nikol va Shapirolar kasbdoshlari bilan hamkorlikda bajardilar: Shapiro xodimlari bilan birgalikda vol'tamper xarakteristikada $eV = \Delta_2 - \Delta_1$ bo'lganda logarifmik xususiyat va $\Delta_2 - \Delta_1 < eV < \Delta_1 + \Delta_2$ oraliqda manfiy qarshilikka ega bo'lgan soha va $eV = \Delta_1 + \Delta_2$ ga teng bo'lganda quyidagi kattalikdagi sakrash mavjudligini ko'rsatishdi:



3.34-rasm. O`ta o`tkazuvchan - o`ta o`tkazuvchan (S_1 -I- S_2) tunnel o`tishning vol`tamper xarakteristikasi.

$$\Delta I_{ss} = \frac{G_{NV}}{e} \frac{\pi}{4} \sqrt{\Delta_1 \Delta_2} \frac{1 - \exp\left[-\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{kT}\right]}{\left[1 + \exp\left(-\frac{\Delta_1}{kT}\right)\right] \left[1 + \exp\left(-\frac{\Delta_2}{kT}\right)\right]}. \quad (3.111)$$

Bu yerda shuni ta`kidlash joizki, Teylor xodimlari bilan birgalikda olgan sonli yechimlari, $T < 0,3 \frac{\Delta}{k}$ bo`lgan qiymatlarda, hatto bir xil energetik tirqishlarga ega bo`lgan holda ham manfiy qarshilikli soha mavjudligini ko`rsatdi.

3.15. O`TA O`TKAZGICHLARNING ENERGETIK TIRQISHINI VA UNING HARORATGA BOG`LANISHINI TAJRIBADA ANIQLASH.

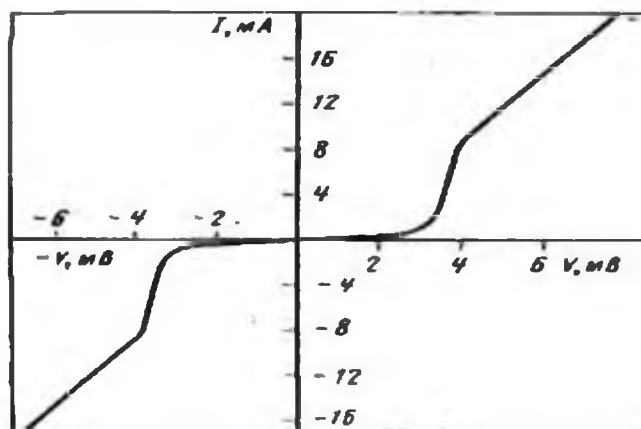
Energetik tirqishning fizikaviy ma`nosini aniqlash va o`ta o`tkazgichdagi qo`zg`alishni normal metall va yarim o`tkazgichdagi qo`zg`alishlar bilan solishtirish uchun ma`lum bir o`zgartirishlar bilan Duglas va Falikovlarning tushuntirishlaridan foydalangan edik. Ushbu masala muhokama etilayotgan

bo`limda normal metall va yarim o`tkazgichlar (dielektriklar) uchun qo`zg`alishlar spektrlari keltirilgan bo`lib, kovakni hosil qilish uchun ham ma`lum energiya talab qilinganligi sababli pastdan yuqoriga qarab hisoblanishi kerakligi aytilgan edi. Normal metallda elektron-kovak juftligini qo`zg`atish uchun cheksiz kichik energiya ham etarlidir, shu vaqtning o`zida, dielektrikda esa buning uchun $E_k=2\Delta$ minimal energiya zarur. Bundan shunday xulosaga kelsa bo`ladiki, normal metall chekli o`tkazuvchanlikka ega, dielektrik esa absolyut nol haroratda nolli o`tkazuvchanlikka ega.

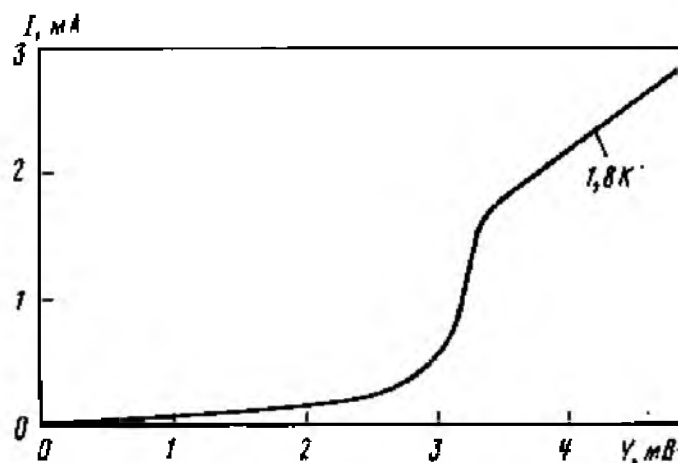
O`ta o`tkazgichda elektronlar va kovaklar orasidagi farq bir muncha yo`qoladi, shuning uchun qo`zg`alish spektrini kvazizarralar ma`nosida tushunish zarur.

Metall, dielektrik, yarim o`tkazgich va o`ta o`tkazgich uchun elementar qo`zg`alishlar spektri solishtirilganda, kovaklarga tegishli bo`lgan egri chiziq o`ta o`tkazgichlar holi uchun ko`rsatilmagan, chunki ushbu holda kovaklar va elektronlar orasidagi farq yo`qoladi.

Ushbu keltirilgan fikrlar nuqtai nazardan, dielektriklar va o`ta o`tkazgichlar orasidagi asosiy farq shundan iboratki, dielektrikda $E(k)$ funksiyaning minimumi asosan panjara bilan aniqlanadi va u bilan bog`langan sanoq sistemasida mahkamlangan. O`ta o`tkazgichda $E(k)$ bog`lanish asosan elektronli o`zaro ta`sir bilan aniqlanadi va shuning uchun elektronlarning taqsimotini va u bilan birga $E(k)$ funksiyaning minimumini bir xil qilib aralashtirish mumkin. Shunday qilib, energetik tirqishning ushbu ikki holdagi ta`siri mutlaqo boshqacha. Dielektrik uchun energetik tirqishning mavjudligi nolli o`tkazuvchanlikka olib keladi, o`ta o`tkazgichlar uchun esa - cheksiz o`tkazuvchanlikka.



3.35-rasm. Nitrid-niobiy/qo`rg`oshin tunnelli o`tishidagi kuchlanishning turli ishoralarida olingan vol`tamper xarakteristikalarining tajribada olingan ko`rinishi (namuna №22), harorat 4,2 K.



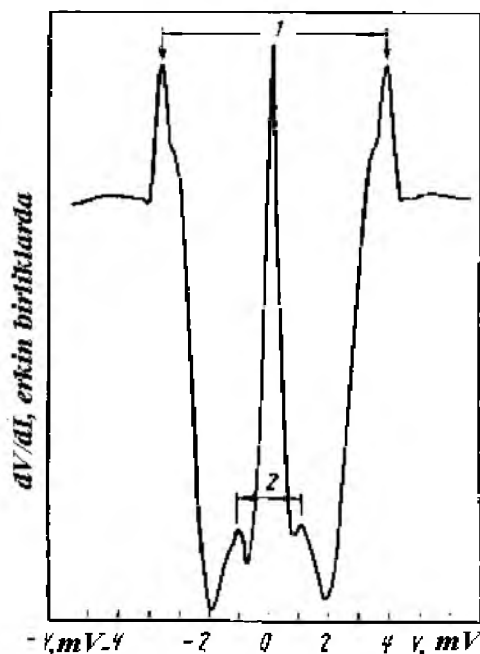
3.36-rasm. Nitrid-niobiy/qo`rg`oshin tunnelli o`tishida olingan vol`tamper xarakteristikaning tajribada olingan ko`rinishi (namuna №8), harorat 1,8 K.

Shu yerda o`ta o`tkazichlar va dielektriklar orasidagi yana bir farqni eslatish joiz deb topdik, u ham bo`lsa o`ta o`tkazgichlardagi energetik tirqishnieng haroratga kuchli bog`langanligi. Kutilgandek, harorat kritikka etganda energetik tirqish nolga aylanadi va nol haroratga mos keluvchi maksimal qiymatgacha monoton oshadi.

Endi biz o`ta o`tkazuvchanlik mikroskopik nazariyaning muhim tushunchalaridan biri bo`lgan - o`ta o`tkazgich elementar qo`zg`alishlar spektridagi energetik tirqish bilan yaqinroq tanishamiz.

Avval eslatganimizdek harorat oshishi bilan energetik tirqish Δ kamayadi (Δ_0 kattalikni harorat $T=0$ bo'lgan hol deb tushunamiz). Bizga ma'lumki, elektronlar juftligini uzish va har bir juftlikdan ikkita elementar qo'zg'alishlarni hosil qilish uchun 2Δ energiya sarflash zarur. Agar o'ta o'tkazgichning harorati $k_B T \sim 2\Delta$ munosabatni qanoatlantiradigan bo'lsa, ushbu holda ko'pgina elektronlar juftlari issiqlik ta'sirida bir biridan ajralib, endi k fazoda juftlarning hosil bo'lishida ishtirok eta olmaydi. Natijada o'ta o'tkazgichning umumiy energiyasini kamayishida qatnasha olmaydi, ya'ni o'ta o'tkazgichning energiyasi oshadi. Ushbu holatlardan, aniq bo'lib qoldiki, endi elektronlar energetik tirqishning hosil bo'lishida ishtirok eta olmaydi. Bundan kelib chiqadiki, ajratilgan juftliklar qancha ko'p bo'lsa, shuncha elementar qo'zg'alishlar ko'p bo'ladi va shunchaga energetik tirqish qiymati kamayadi.

BKSh nazariyasiga asosan $2\Delta_0 = 3.52k_B T_c$ ekanligi bizlarga ma'lum.



3.37-rasm. Nitrid-niobiy/qo'rg'oshin tunnelli o'tishi vol'tamper xarakteristikasidan tajribada 4,2 K haroratda olingan birinchi tartibli hosilaning ko'rinishi (namuna №8). 1 - O'ta o'tkazuvchan energetik

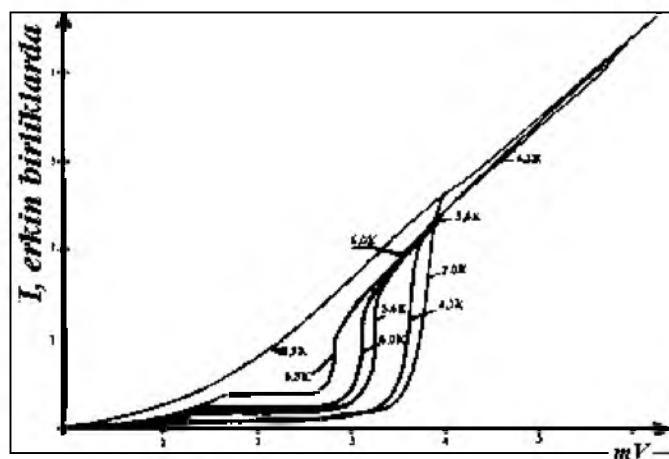
tirqishlarning yig`indisi $\left(2 \cdot \frac{\Delta_{NBV} + \Delta_{pb}}{e}\right)$ va 2 - O`ta o`tkazuvchan energetik tirqishlarning farqi $\left(2 \cdot \frac{\Delta_{NBV} - \Delta_{pb}}{e}\right)$ bilan bog`liq maksimumlar.

Biz bilamizki, issiqlik ta`sirida ba`zi elektron juftliklar buziladi va yakkalangan toqlashgan elektronlarga aylanadi, yoki normal elektronlar, yoki elementar qo`zg`alishlar. Bu bitta o`sha fizikaviy ob`ektning turlicha nomlanishidir. Qandaydir k fazodagi yacheykani ushbu yakkalangan elektronlar to`ldirib, mos ravishda ulardagi juftlarni chiqarib tashlaydi, bu energetik tirqish (Δ) ni aniqlaydi. Natijada tirqish torayadi. Normal holat, qachonki Δ nolga tenglashgan holdagina erishiladi. Bu esa o`ta o`tkazgichning kritik haroratini aniqlash imkoniyatini beradi.

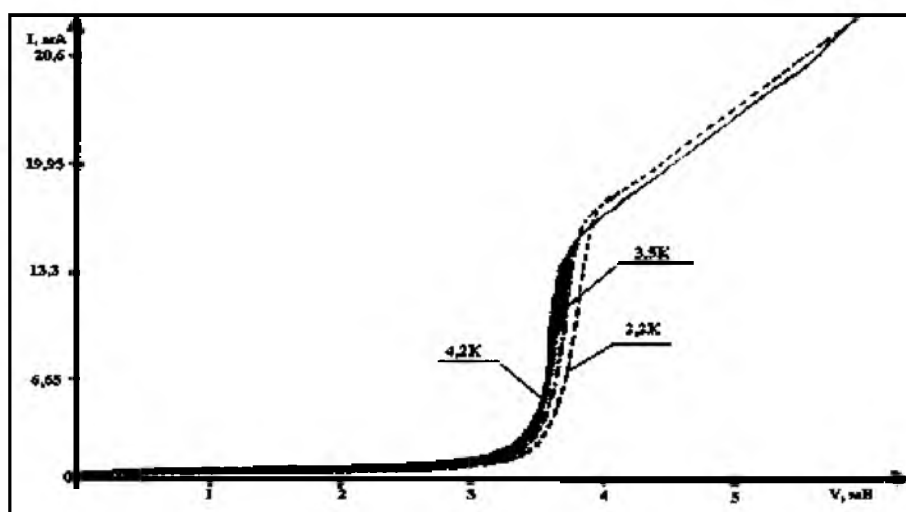
Endi aniq misollar asosida o`ta o`tkazuvchan energetik tirqishning haroratga bog`lanishini qo`rsatuvchi tajriba natijalarini ko`rsatishga o`tamiz.

3.38 va 3.39-rasmlarda nitrid niobiy va qo`rg`oshin orasidagi tunnelli o`tishning turli haroratlardagi vol`tamper xarakteristikalarini keltirilgan. Ushbu vol`tamper xarakteristikalaridan o`ta o`tkazuvchanlik energetik tirqishning turli haroratlardagi qiymatini aniqlashda foydalanish imkoniyati mavjud.

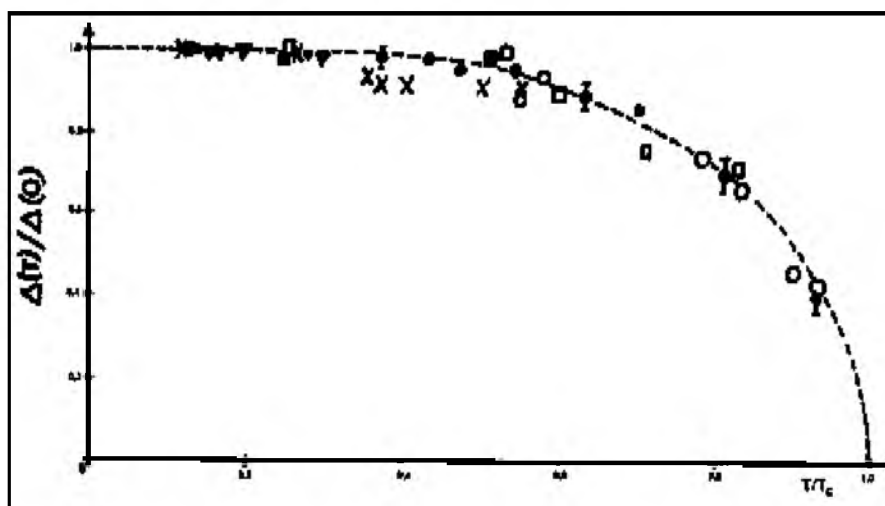
Ushbu keltirilgan vol`tamper xarakteristikalarining turli haroratlardagi ko`rinishidan energetik, tirqishlar aniqlangan bo`lib, ular 3.40- rasmda o`z aksini topgan. Solishtirish uchun tajriba natijalari bilan birga nazariy punktir chiziq BKSh nazariyasi ham keltirilgan



3.38-rasm. Nitrid-niobiy/qo`rg`oshin tunnelli o`fshidagi turli haroratlarda olingan vol`tamper xarakteristikalarining tajribada olingan ko`rinishi (namuna №23)



3.39-rasm. Nitrid-niobiy/qo`rg`oshin tunnelli o`fshidagi turli haroratlarda olingan vol`tamper xarakteristikalarining tajribada olingan ko`rinishi (namuna №23/2)



3.40-rasm. O`ta o`tkazuvchan nitrid niobiy, qo`rg`oshin va indiy plyonkalari uchun nisbiy energetik tirqish $\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}$ ning nisbiy harorat $\frac{T}{T_c}$ ga bog`lanishini ifodalovchi tajribada olingan natijalar. Solishtirish uchun BKSh nazariyasi asosida olingan chizma ham keltirilgan- punktir chiziq.

●- namuna №66.2; X-namuna №23.1; ■-namuna №55.1; ▼ - namuna №88.2; ○ - qo`rg`oshin namunasi; □ - indiy namunasi.

Xulosa qilib shuni aytish mumkinki, o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi faqatgina elektronlarning xossalari bilangina aniqlanmasdan, ularda kuzatilgan izotop effekti asosida, ularning kritik harorati kristall panjara bilan bog`liqligi aniqlandi, ya`ni bitta metallning turli izotoplari turlicha kritik haroratga ega bo`lib uning atom massasi bilan ko`paytmasi o`zgarmas qiymatga teng ekanligi aniqlandi.

O`ta o`tkazuvchanlik hodisasining mikroskopik nazariyasining asosini elektronlarning juftlashishiga asoslangan model tashkil qiladi, uning negizida ham kristall panjara ionlari tebranishlarining roli kattaligi keyingi tadqiqotlar ko`rsatdi. Ushbu elektronlar juftlashishi elektron-fonon o`zaro ta`sir natijasida sodir bo`ladi va Fermi sathi yaqinidagi o`ta o`tkazuvchanlik energetik tirqish chegarasida bo`lib, uning qiymati elektronlarni mazkur energetik holatdan chiqarish uchun zarur bo`lgan energiya bo`lib, u o`ta o`tkazgichlarning qo`zg`alishlar energetik spektrida namoyon bo`ladi. Bunday o`ta sezgir tajribalar asosan juda past haroratlarda o`tkaziladi va energetik tirqishning qiymatlari aniqlanadi.

IV BOB O`TA O`TKAZUVCHANLIK, YARIM O`TKAZGICHLAR, NANOSTRUKTURALAR VA TASHQI TA`SIRLAR

O`ta o`tkazuvchanlik hodisasining yarim o`tkazgichlar, nanostrukturalarda ham kuzatilganligini e`tiborga olib, ushbu bobga yarim o`tkazgichlar fizikasiga kirish, yarim o`tkazgichlardagi elektronlar va kovaklar, yarim o`tkazgichlarning o`ta o`tkazuvchanligi, o`ta o`tkazuvchanlik hodisasiga bog`liq nazariy va amaliy tadqiqotlar haqida, tashqi ta`sir ostida moddalarning o`ta o`tkazuvchanligi, birikmalarning o`tkazuvchan va o`ta o`tkazuvchan holatga o`tishining zaruriy va yetarli shartlari, ba`zi metalloksidli o`ta o`tkazgichlarning kritik haroratiga kislorodning ta`siri, o`ta o`tkazuvchanlikni stimullovchi tashqi ta`sirlar va o`ta o`tkazgichning xarakteristikalarini, nanostrukturalar va o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi, skanerlovchi tunelli mikroskopiya, atomli-kuchli mikroskopiya, nanotexnologiyaga kirish, fullerenlar va uglerodli nanotrubkalar, uglerod nanotrubkalari strukturasi, uglerodli nanozarralar – fullerenlar va nanotrubkalarni olish, nanotexnologiyaning paydo bo`lishi va uglerodning formalari, o`ta o`tkazuvchanlik va nanostruktura, o`ta o`tkazgichlardagi ko`zg`alishlar spektri nomlanishdagi mavzular keltirilgan.

4.1. YARIM O`TKAZGICHLAR FIZIKASIGA KIRISH

Yarim o`tkazgichlar shunday moddalarki, ularning solishtirma elektr o`tkazuvchanligi σ ning qiymati metallar uchun $\sigma \sim 10^6 - 10^4 \text{ Om}\cdot\text{m}^{-1}$ va yaxshi dielektriklar $\sigma \sim 10^{-10} - 10^{-12} \text{ Om}\cdot\text{m}^{-1}$ solishtirma elektr o`tkazuvchanlik qiymatlari oralig`ida bo`ladi (elektr o`tkazuvchanlik xona haroratida keltirilgan). Yarim o`tkazgichlarning metallardan farq qiluvchi xarakterli xossalardan, ularning elektr o`tkazuvchanligi haroratning oshishi bilan oshadi, odatda ushbu oshish keng haroratlarda bo`lib, eksponensial qonun asosida ro`y beradi:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\varepsilon_A}{kT}} \quad (4.1)$$

Bu yerda ε_A - o'tkazuvchanlikni faollashtiruvchi energiya deb ataladi, σ_0 - haqiqatdan ham haroratga bog'liq bo'lgan, ammo eksponentsial ko'paytuvchiga nisbatan, sekin o'zgaruvchan koeffitsient. (4.1) ifoda yarim o'tkazgichlardagi elektronlarning atomlar bilan bog'lanish energiyasi ε_A ning mavjudligini va ushbu tartibda bo'lishini ko'rsatadi. Haroratning oshishi bilan issiqlik harakatlari elektron

bog'lanishlarni uza boshlaydi va ularning bir qismi $e^{-\frac{\varepsilon_A}{kT}}$ ga proporsional bo'lib, erkin zaryad tashuvchilarga aylanadi.

Elektronlar bog'lanishi faqat issiqlik harakatlari ta'siridagina emas, balki boshqa tashqi: yorug'lik, tezlashtirilgan zarralar oqimi, kuchli elektr maydoni va boshqa ta'sirlar yordamida ham uziladi. Shuning uchun yarim o'tkazgichlar uchun tashqi ta'sirlarga va kristallardagi primes va defektlarga ham sezgirlikning yuqori bo'lish xosdir, chunki ko'pgina hollarda ε_A energiya primes va defektlar yaqinida lokallashgan elektronlar uchun berilgan ideal yarim o'tkazgichga nisbatan ancha kichikdir.

Shuning uchun ham yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligini haroratni primeslar kiritish va boshqa usullar yordamida o'zgartirish ularni turli sohalarda qo'llash imkonini beradi.

(4.1) ifoda teng darajada yarim o'tkazgichlar qatorida yuqori haroratlarda elektr o'tkazuvchanligi sezilarli bo'lgan dielektrlarda ham qo'llanilishi mumkin. Ushbu ifoda yarim o'tkazgichlar va dielektrlarni ham sifatiiy, ham miqdoriy ifodalaydi. Aniqroq qilib aytganda, metal bo'lmagan moddalarning yarim o'tkazuvchan holatini, yarim o'tkazgichlarni alohida sinfga ajratmasdan, dielektrlarga esa shunday moddalarni kiritish mumkinki, ε_A ning katta va σ_0 qiymatning kichik bo'lganligi sababli elektr o'tkazuvchanlik faqatgina harorat ularning parlanish haroratidan yuqori qiymatlarga erishganda sezilarli qiymatlarga ega bo'lishi mumkin.

Yarim o'tkazgichlar deganda odatda tor ma'noda bir necha guruhlardagi

moddalar tushuniladi, ularning yarim o'tkazgichli xossalari xona haroratida ham aniq ifodalanadi. Bularga misol sifatida quyidagilarni keltirish mumkin:

1) Yarim o'tkazgichlar elektronika sohasidagi muvaffaqiyatlarni ko'pchiligi bilan uzviy bog'liq bo'lgan, yaxshi o'rganilgan davriy sistemadagi IV – guruh elementlari Ge va Si.

2) Olmossimon yarim o'tkazgichlarga davriy sistemaning III – guruh elementlari (Al, Ga, In) ning, V – guruh elementlari (P, As, Sb) bilan birikmalari, $A^{III}V^V$ turdagi yarim o'tkazgichlar, ularga GaAs, InSb, GaP va boshqalar kiradi.

$A^{II} - V^{VI}$, ya'ni davriy sistema II va VI guruh elementlari asosidagi birikmalar: ZnTe, ZnSe, CdTe, CdS va boshqalar.

3) Davriy sistemaning VI va V guruh elementlari: $A^{IV}V^{VI}$ (PbS, PbSe, SeTe, GeTe va boshqalar, VI guruh elementlari Te va Se lar Ge va Si ga nisbatan oldinroq yarim o'tkazgichlar sifatida ma'lum edi, va Se elektr toki tekislagich va fotoelementlarda keng qo'llanilgan. V guruh elementlari As, Sb va Bi – yarim metallar ularning xossalari yarim o'tkazgichlarga yaqin bo'lib, ularning analogi $A^{IV}V^{VI}$ (PbS, PbSe, SeTe, GeTe va boshqalar).

4) Davriy sistemaning VI guruh elementlarining o'tuvchan metallar (Ti, V, Mn, Fe, Ni, Sm, Eu va boshqalar) bilan birikmalari. Ularning ko'pchiligi u yoki bu darajada magnit tartiblangan-magnitli yarim o'tkazgichlardir. Ulardan ba'zilar V_2O_3 , Fe_3O_4 , NiS, Eu_2O va boshqalardir. Ulardagi harorat va bosimning o'zgarishi natijasida yarim o'tkazgich – metall fazoviy o'tish kuzatiladi.

Bundan tashqari organik yarim o'tkazgichlar ham mavjud. Ularga aromatik birikmalar organik buyoqlar, tabiiy pigmentlarni keltirish mumkin. Ularning solishtirma qarshiligi 10^{18} Om·sm (naftalin, antratsen) dan 10^{-2} Om·sm (ion-radikalli tuzlar) gacha o'zgaradi.

Yarim o'tkazgichlarning ko'pchiligi har tomonlama chuqur tadqiq etilgan bo'lib, keng miqiyosda amaliy qo'llanilmoqda, ammo ularning o'rganilmaganlari ham ko'pchilikni tashkil etadi.

4.2. O`TKAZGICHLARDAGI ELEKTRONLAR VA KOVAKLAR

Qattiq jismlarda atomlar yoki ionlar atom radiuslari tartibida yaqinlashtirilganliklari sababli, unda valentli elektronlarning bir atomdan boshqasiga uzluksiz o`tishi sodir bo`lib turadi. Bunday elektronli almashinuv, agar atomlarning elektronli qobig`i kuchli qoplansa va atomlar orasida elektronlar o`tish tez amalga ohsa kovalentli bog`lanishni hosil bo`lishiga olib kelishi mumkin.

Bunday holat Ge va Si ga to`la qo`llanilishi mumkin. Ge ning hamma atomlari neytral bo`lib, bir-biri bilan kovalent bog`langan. Biroq atomlar orasidagi elektronli almashinuv to`g`ridan-to`g`ri elektr o`tkazuvchanlikka olib kelmaydi, chunki umuman olganda elektronlar zichligining taqsimoti kuchli fiksatsiyalangan (mahkamlangan): har bir bir-biri bilan qo`shni joylashgan atomlar juftlariga 2 tadan elektron bog`langan.

O`tkazuvchanlikni hosil qilish uchun hech bo`lmasa bog`lanishlardan bittasini bunday elektronni uzoqlashtirish yo`li bilan uzish kerak, ya`ni uni barcha bog`lanishlari to`ldirilgan va bu elektron ortiqcha bo`lgan boshqa bir kristallning elementar yacheykasiga ko`chirish kerak. Bunday elektron bir yacheykadan boshqasiga erkin o`ta oladi (ularning barchasi uning uchun ekvivalentdir), hamma joyda ortiqcha bo`lib, o`zi bilan ortiqcha manfiy zaryadni olib o`tadi, ya`ni o`tkazuvchanlik elektroniga aylanadi. Uzilgan bog`lanish esa kristall bo`ylab adashib yuruvchi kovakka aylanib qoladi, chunki kuchli almashinuv sharoitida, qo`shni bog`lanish elektronlari bo`shagan o`ringa tezgina o`tib oladi. Shunday yo`l bilan elektron va kovaklar harakati vujudga keladi.

Ideal kristallarda bog`langan elektronlardan birining qo`zg`alishi va uning o`tkazuvchan elektronga aylanishi, albatta kovakning hosil bo`lishiga olib keladi. Shunday qilib, ikkala tur tashuvchilar soni o`zaro tengdir. Bu esa ularning elektr o`tkazuvchanlikka ulushi bir xil degani emas, chunki tok tashuvchilarning (elektronlar va kovaklar) faolligi turlicha bo`lishi mumkin. Real kristallarda elektronlar

va kovaklar konsentratsiyasining tengligi kristall panjaradagi defektlar va primeslar borligi sababli buziladi. Yarim oʻtkazgichlar elektr oʻtkazuvchanligi berilgan modda atomlari elektronlari bilan shartlangan (xususiy oʻtkazuvchanlik) va primes atomlari elektronlari bilan shartlangan (primesli oʻtkazuvchanlik) boʻlishi mumkin. Tok tashuvchilar manbai kristall strukturasiidagi turli defektlar, masalan vakansiya-lar, tugunlar orasidagi atomlar, holida stexiometrik tarkibdan chetlanishlar boʻlishi mumkin.

Primes va defektlar donorlar va akseptorlarga boʻlinadi. Donorlar yarim oʻtkazgichlar hajmiga qoʻshimcha elektronlar beradi, shunday qilib, elektronli oʻtkazuvchanlikni hosil qiladi (n-turdagi). Akseptorlar moddaga kiritilgan (matritsalar) valentli elektronlarni ushlab, natijada kovak hosil qiladi va kovakli oʻtkazuvchanlikni paydo qiladi (r – tur).

Zonali struktura. Qattiq jismlarning zonali nazariyasi yordmida yarim oʻtkazgichlardagi zaryad tashuvchilar harakat qonuniyatlarining ifodalanishini beradi. Yarim oʻtkazgichlarda toʻldirilgan, ruxsat etilgan zonalarning yuqorisi valentli, toʻldirilgan zonaning pastkisi esa – oʻtkazuvchanlik zonasi deyiladi. 4.1-rasmga qarang. Valentli va oʻtkazuvchan zonalar orasidagi energetik tirqish ε_g taqiqlangan zona deyiladi. Issiqlik harakatlari natijasida bir qism elektronlar valentli zonadan oʻtkazuvchan zonaga sakrab oʻtadi, bunda valentli zonada kovaklar hosil boʻladi.

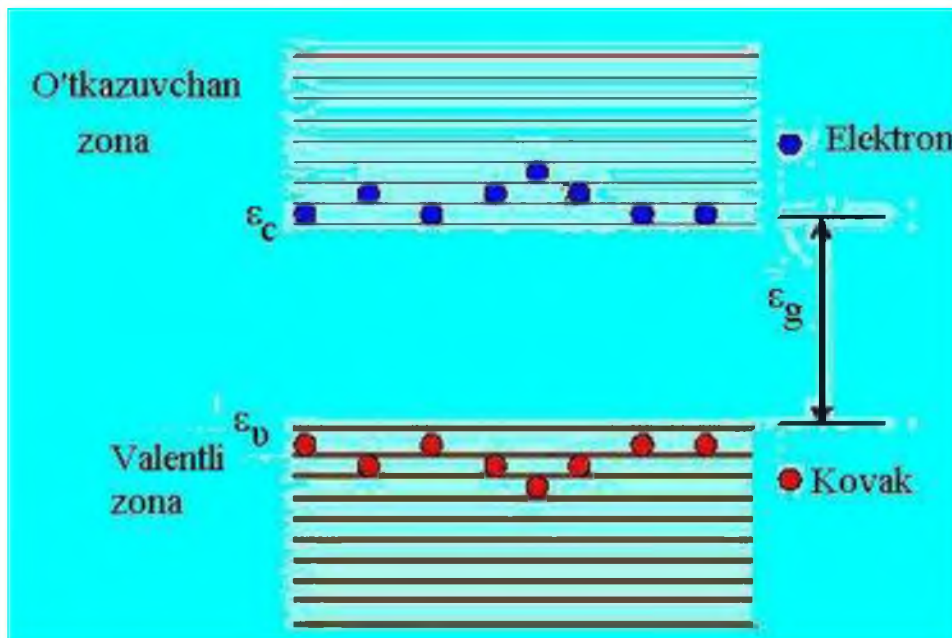
Elektronlar va kovaklar odatda ε_c -oʻtkazuvchan zona pastki chegarasida (tubiga) yoki ε_v -valentli zona yuqori chegarasida (shiftida) ulardan $\sim kT$ energetik masofada, bu esa ruxsat etilgan zona kengligidan juda koʻp kichikdir. Energiya $\sim kT$ tartibda boʻlgan sohada, tashuvchilar energiyalari ularning kvazimpulʼsi (\vec{p}) bilan murakkab bogʻlanishda boʻlib, dispersiya $\varepsilon(\vec{p})$ sodda koʻrinishga ega boʻladi. Masalan, ε_c yaqinidagi elektronlar uchun dispersiya qonuni quyidagi koʻrinishda boʻladi:

$$\varepsilon = \varepsilon_c + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{(p_i - p_{oi})^2}{m_i^2} . \quad (4.2)$$

Bu yyerda indeks i – koordinata o`qlarining raqami, p_o^3 kattalik esa ϵ_s ga mos keluvchi kvaziimpul`s, koeffitsient m_i^3 - o`tkazuvchan elektronlarning effektiv massasi. Mos ravishda ϵ_v ga yaqin kovaklar uchun dispersiya qonuni quyidagi ko`rinishga ega bo`ladi:

$$\epsilon = \epsilon_v + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{(p_i - p_{oi}^H)^2}{m_i^H} \quad (4.3)$$

m_i^3 - elektronlarning effektiv massasi va m_i^H -kovaklarning effektiv massasi, ularning qiymati erkin elektron massasi m_o bilan mos kelmaydi, ya`ni ular odatda anizotrop bo`ladi (ya`ni turlicha i uchun turlicha qiymatlarga ega bo`ladi). Ularning qiymati turli yarim o`tkazgichlar uchun yuzdan bir m_o qismdan yuzlab m_o gacha o`zgaradi. Yarim o`tkazgichlar uchun taqiqlangan zonaning energetik kengligi ham keng diapozonda o`zgaradi. Masalan $T \rightarrow 0$ ga intilganda $\epsilon_g = 0,165$ eV PbSe uchun va olmos uchun ushbu qiymat 5,6 eV ga teng.



4.1-rasm. Valentli zona (qizil doirachalar – kovaklar) va o`tkazuvchan zona (ko`k doiralar – o`tkazuvchan elektronlar); ϵ_g -taqiqlangan zona energetik kengligi; ϵ_s –o`tkazuvchan energetik zona tubi; ϵ_v – valentli zona yuqorisi, ya`ni shifti.

Quyida keltirilgan priborlar ro'yxatidan yarim o'tkazgichlarning naqadar texnikaviy taraqqiyotga ahamiyatini ko'rish mumkin. Agar bunday priborlarni o'ta o'tkazuvchanlik hodisaga asoslangan qurilmalar bilan integrallashgan sistemalarda qo'llash imkoniyatlarini nomoyon qilganda, insoniyat uchun katta samaralar beradigan yechimlarni topish mumkin.

Bir jinsli yarim o'tkazgichlar asosidagi priborlar

4.1 jadval

Tashqi ta'sir	Foydalaniladigan hodisa (xossa)	Priborning nomi	Elektrodlar soni
Yorug'lik	1. Ma'lum chastotalardan qorilarida yorug'likni tkazish	Optikaviy fil'tr	0
	2. Yorug'lik ta'sirida zaryad tashuvchilarning generatsiyasi	Optik qo'zg'atgichli yarim o'tkazgichli lazer	0
Elektron dasta	Elektronlar ta'sirida tashuvchilar generatsiyasi	Elektron dasta bilan qo'zg'atilgan yarim o'tkazgichli lazer	0
Elektr maydoni \vec{E}	1. Yarim o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi $\sigma : \vec{I} = \sigma \cdot \vec{E}$	Rezistor (qarshilik)	0
	2. Ganna effekti (samarasi)	Ganna generatori	2
Yorug'lik chastotasi ω va \vec{E}	Ichki fotoeffekt (fotoo'tkazuvchanlik) $\vec{I} = \sigma(\eta\omega)\vec{E}$	Fotoqarshilik (fotorezistor)	2
\vec{E} va magnit maydoni \vec{H}	Magnitorezistiv (magnitoqarshilik)	Qarshilik (rezistor). Magnit maydoni yordamida boshqariladigan	2
\vec{E} va magnit maydoni \vec{H}	Xoll effekti (samarasi): $V_H = f(\vec{E}, \vec{H})$	Xoll datchigi	4
\vec{E} , harorat T	Yarim o'tkazgich elektr	Termistor (Termo	2

	qarshiligining haroratga bog'liqligi $I = \sigma(T)E$	qarshilik-termorezistor)	
E , bosim R	Tenzorezistiv samara	Tenzodatchik	2

4.3. YARIM O`TKAZGICHLARNING O`TA O`TKAZUVCHANLIGI

O`ta o`tkazuvchanlik yaratilgan birinchi kunlardan oq metallardan boshqa moddalar ham bunday ajoyib xossalarga ega bo`lishi mumkinmi?-degan savol ko`pchilikni qiziqтира boshladi. Uzoq yillar davomida asosan metall va uning qotishmalari (birikmalari) o`ta o`tkazuvchanlik xossasiga ega bo`ladi,-degan fikr o`zgarmas bo`lib qoldi. Ammo keyinchalik elektr o`tkazuvchanligi yaxshi bo`lmagan metallarda o`ta o`tkazuvchanlikka o`tishning kritik harorati yaxshi o`tkazuvchanlikka ega bo`lgan metallarga nisbatan ancha yuqori ekanligi aniqlandi. Ba`zi hollarda esa o`tkazuvchanligi juda yuqori bo`lgan metallarda hattoki umuman o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi kuzatilmaslgi ham aniqlandi. Bundan bir qarashda tabiiyki, o`ta o`tkazuvchanlikni izlashda asosan o`tkazuvchanligi yaxshi bo`lmagan yarim o`tkazgichlar va dielektrlarga e`tiborni qaratish lozimdek tuyuladi. Ammo ushbu nuqtai nazardan 1935 yillarda germaniyda 0,05 K haroratgacha o`tkazilgan tajribalarda salbiy natijalar kuzatildi, ya`ni o`ta o`tkazuvchanlik umuman kuzatilmadi.

Ko`pchilik fiziklar uchun bu yangilik emas edi, chunki bunday past haroratlarda tadqiqot etilayotgan sistemalardagi erkin elektronlar nihoyatda kam bo`lib, material o`ta o`tkazuvchan bo`lmasdan, hattoki, o`ta o`tkazuvchanlik qobiliyatiga ham ega bo`lmasdan qoladi.

Ushbu nuqtai nazar Bardin-Kuper-Shriffer (BKSh) nazariyasiga mos keladi. BKSh nazariyasi, ma`lum bir soddalashtirilgan BKSh modeli holida o`ta o`tkazuvchanlikka o`tishning kritik harorati T_c uchun quyidagi ifodani yozish imkoniyatini beradi:

$$T_c \sim \theta_D \cdot e^{-\frac{1}{N(0)V}}, \quad (4.4)$$

bu yerda $N(0)$ Fermi energiyasi (E_F) yaqinidagi elektronlarning holatlar zichligi, θ_D -Debay harorati, V -effektiv elektron-elektron tortishuv. Holatlar zichligi:

$$N(0) \sim m^* n^{\frac{1}{3}}, \quad (4.5)$$

ko`rinishga ega, bu yerda m^* -effektiv massa, n - zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi. Yuqorida keltirilgan natija toza germaniy uchun ham o`rinli, chunki toza yarim o`tkazgichlarda $T \rightarrow 0$ bo`lganda $n \rightarrow 0$ intiladi.

Aynigan yarim o`tkazgichlar uchun holat unchalik oson emas. Ushbu holda $T \rightarrow 0$ bo`lganda n konsentratsiya nolga aylanmaydi, chunki sistemada kirishmalar bo`lganligi sababli elektr tokini o`tkazish qobiliyatiga ega bo`lgan erkin elektronlar va kovaklar mavjud. Biroq, bunday sistema uchun metalga nisbatan afzalliklarni imtiyozlarni kutish o`rinsiz, chunki zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va o`z navbatida holatlar zichligining qiymati odatda ko`pgina yarim o`tkazgichlar uchun metallarga nisbatan ancha kichik bo`ladi.

O`ta o`tkazuvchanlik xossasiga ega bo`lgan aynigan yarim o`tkazgichlarga misol qilib, tellurid germaniy, titanat strontsiy va tellurid qalayni keltirish mumkin.

Shunday qilib, yarim o`tkazgichlardagi elektronlar konsentratsiyasining metallarga nisbatan kamligi o`ta o`tkazgichlar uchun xarakterli bo`lgan elektronlarga, ya`ni Kuper juftlariga qarshilik qiladi.

Elektronlar orasidagi tortishuvga qarshilik qiluvchi kulon itarilishi ham bu holda etarlicha kuchsizlangan. Ushbu faktlar yarim o`tkazgichlarda o`ta o`tkazuvchanlik hodisasini kuzatishga qarshilik qila olmaydi. 1963 yilda o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi ushbu yarim o`tkazgichlarda kuzatildi: GeTe ($T_c = 0,08$ K); SrTiO₃ ($T_c = 0,3$ K). Yarim o`tkazuvchan SrTiO₃ sistema uchun dielektrik singdiruvchanlik juda katta ($\sim 10e^4$), ya`ni kulon itarilishi ancha kuchsizlangan bo`ladi. Ushbu yarim o`tkazgichlardagi donor-aktseptorli primeslari yetarlicha katta, o`zlarining xossalari bilan ular aynigan yarim o`tkazgichlardir va o`tkazuvchanligi bo`yicha yomon o`tkazuvchan metallarga yaqinlashtirilgan. Germaniy va kremniylarda ham o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi kuzatildi. Oddiy holatda ushbu elementlar o`ta o`tkazuvchanlikka o`tmaydi. O`ta o`tkazuvchanlik

hodisasi ularda faqat yuqori bosimlar ostidagina (~100 kBar) kuzatilishi mumkin. Mazkur holatda strukturaviy o'zgarishlar sodir bo'ladi, va yarim o'tkazgichlar metall holatga o'tadi.

Tajribada o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik harorati zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi n ga bog'lanishi mavjudligi kuzatildi. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyaning oshishi bilan o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik harorat avval o'sadi, va ma'lum bir juda katta qiymatga erishgandan so'ng kamaya boshlaydi.

4.4. TASHQI TA'SIR OSTIDA MODDALARNING O'TA O'TKAZUVCHANLIGI

XX asr boshlarida kashf etilgan o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi va ushbu xususiyatga ega bo'lgan materiallarni ham nazariy, ham amaliy ahamiyati katta ekanligini insoniyat tushunib anglagach, ushbu yo'nalishdagi tadqiqotlarga dunyo olimlari tomonidan katta ahamiyat berib kelinmoqda.

Bunday xususiyatga ega bo'lgan materiallarning soni bugungi kunda nihoyatda ko'p bo'lib ular orasida metallar, yarim o'tgazgichlar, metall oksidlarini hattoki dielektriklarni ham uchratish mumkin. Mazkur moddalarni tayyorlash texnologiyasi turlicha bo'lib, ularning turlari ham plyonka, massiv, monokristall polikristall va h.k.

O'ta o'tkazgichlardan foydalanish sohasi juda keng bo'lib, foydalanish jarayonida ularga turli tashqi ta'sirlar (mexanik, kimyoviy, radiatsion nurlar, magnit maydoni va h.k.) bo'lishi mumkin. Bunday tashqi ta'sirlar bo'lganda o'ta o'tkazgichlarning xossalari qanday o'zgarishi uni boshqarish imkoniyatlarini topish bugungi kunning dolzarb masalalardan biri bo'lib ham amaliy, ham nazariy ahamiyatga egadir.

Bundan tashqari o'ta o'tkazgichlarni tashqi ta'sirlar yordamida stimulyatsiya qilish, ya'ni xossalarni yaxshilash ham mumkin. Ushbu yo'nalishda ham nazariy va amaliy tadqiqotlar olib borilmoqda.

Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikning umumiy hollar. Hozirgi kunda ko'pgina o'ta o'tkazuvchan keramikalar tayyorlangan bo'lib ularni tarkibiga *Y, Va, La, Nd, Sm, Eu, Cd, Ho, Er, Tm, Lu.* nodir er elementlari mavjud bo'ladi. Ushbu o'ta o'tkazgichlarning strukturasi $MBa_2Cu_3O_{6+x}$, formula orqali beriladi, undagi *M* bilan nodir yer elementlari belgilangan. Stexiometrik tarkib element simvollarining indeksi ko'rinishida koeffitsientlar bilan ifodalanadi. Koeffitsientlar turlicha bo'lishi mumkin. Ushbu keramikalar uchun eksperimental tadqiqotlar o'ta o'tkazuvanlikka o'tish haroratlarini 86 K dan 98 K gacha qiymatini beradi.

$Tl_2Ca_{n-1}Ba_2Cu_nO_{2n-1}$ besh komponentali keramikalar tadqiq etilganda $n=1$, bo'lganda o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik harorati $T_c = 80\text{ K}$; $n=2$ bo'lganda esa $T_c = 100\text{ K}$; $n=3$ bo'lganda esa $T_c = 125\text{ K}$. $Tl_1Ca_nBa_2Cu_nO_{2n+2}$ tarkibli o'ta o'tkazgichda esa $n=2$ bo'lganda esa $T_c = 75\text{ K}$; $n=3$ bo'lganda esa $T_c = 105\text{ K}$;

Ushbu o'ta o'tkazuvchan birikmalarning elektrik xossalari zamonaviy nazariyaga asosan o'tkazuvchan zonalarga bog'liq. O'tkazuvchan zonalar o'z navbatida birikma komponentasidek bo'lgan atomning elektron qobig'i strukturasi bog'liq. O'ta o'tkazgichlarda o'tkazilgan eksperimental tadqiqotlar o'tkazuvchan zonalarning hosil bo'lishi atom yadrolariga ham bog'liq deyishga asos bo'ladi deb hisoblash mumkinligini bildiradi. *N*-komponentali birikma kristall panjarasi yadro massasi va uning elektron qobig' strukturasi hamda o'tkazuvchan zondagi erkin elektronlarga bog'liq holda hosil bo'ladi.

Nodir yer elementlari tashqi orbitadagi *R* qobig'da joylashgan $6s$ holatda ikkita elektronga ega bo'ladi. Oldingi *O* qobig' to'ldirilmagan. Yarim -qobig' $5d$, $5f$, $5g$ to'ldirilmagandir.

Rentgenostrukturaviy tadqiqotlar shuni ko'rsatdiki, yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning kristallik strukturasi kritik T_c haroratdan o'tganda o'zgaras ekan.

O'z navbatida o'tkazuvchanlik hodisasi strukturaviy o'zgarishlar bilan bog'liq emas ekan degan xulosaga kelsa bo'ladi.

Biroq birikmalarning kristallik strukturasi o'zgarasdan qolishi mumkin,

shu vaqtning o'zida esa atom yadrosi modeli o'zgaradi. Ma'lumki elementlar jadvalida 6ta tsiklonli uyurmasi bo'lgan Xe_{54} dan so'ng yadrosi 8 ta tsiklonli uyurmalar strukturasi iborat bo'lgan nodir yer elementlari keladi. Ikkita tsiklonli uyurma yadroviy materiyani ikkinchi blokini tashkil etadi.

Model turg'un emas va o'z strukturasi tsiklonli uyurmalar sonini o'zgartirishi mumkin. Shuning uchun turg'un bo'lmagan tsiklonli uyurmalar kristall strukturasi o'zgartirmagan holda birikmani o'ta o'tkazuvchan holatga o'tishidagi qayta qurilishini aniqlashi mumkin. Atom yadrosining ichki energetik maydoni shunday o'zgarishi mumkinki, yadro strukturasi qayta qurilishi sodir bo'ladi. Atomlar yadrosi va ularning izotoplari bog'lanish energiyalarini formulasini chiqarishda yadroviy materiya tunneli o'tish energiya miqdori bilan aniqlanishi isbotlangan. Ushbu kattalik har bir element yadrosi uchun qat'iy oraliqda joylashgan bo'lib, faqatgina yadro strukturasi dagi tunnellar sonini aniqlab qolmasdan, balki izotopli tarkibning intervalini ham aniqlaydi.

Atomning elektronli qobig'lari va ulardagi elektronlar o'zlarining almashinuv kvantlari orqali atom yadrosining ichki almashinuv kvantlari bilan o'zaro ta'sirlashadi. Bu o'zaro ta'sir atom yadrosini birikmaning kristall panjarasini o'zgartirmasdan atom yadrosini qayta qurilishiga olib kelishi mumkin.

Atom yadrolarining energiyasini hisoblashlarda, yadrolarning radioaktiv aylanishlarini tadqiq etishda, mikrozarralarning kvarkli va glyuonli maydonlarini tadqiq etishda strukturaviy hosil bo'lish o'zaro ta'sir operatoridan foydalaniladi. Ushbu operatorga asosan elektronning bog'lanish energiyasi EJ_e massasi $m_n c^2$ bo'lgan atom yadrosi bilan bog'lanish energiyasi quyidagi munosabat bilan ifodalanadi:

$$EJ_e = (m_n c^2 + m_e c^2) - \sqrt{(m_n c^2 + m_e c^2)^2 - (m_v c^2)^2}, \quad (4.6)$$

bu yerda $m_v c^2$ - atom yadrosi bilan orbitadagi elektronning almashinuv kvanti maydon energiyasi.

Almashinuv kvanti atom fazosida massa yadro va massa elektron

yig'indisidan iborat bo'lgan energiyadan tashkil topgan, ya'ni:

$$m_n c^2 = m_n c^2 + m_{ve} c^2, \quad (4.7)$$

Tashqi ta'sir bo'lganda atomning ichki maydon energiyasi almashinuv kvanti ko'rinishida tashqi maydon kvanti $m_{vg} c^2$ ta'sirida o'zgaradi. Shuning uchun (4.6) formulani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$EJ_e = (m_n c^2 + m_e c^2) - \sqrt{(m_n c^2 + m_e c^2)^2 - (m_v c^2 \pm m_{vg} c^2)^2}, \quad (4.8)$$

Tashqi ta'sir atom yadrosi bilan elektronning almashinuv kvanti qiymatini oshirishi ham mumkin, kamaytrishi ham mumkin. Agar tashqi maydon ta'siri qiymat jihatdan ichki almashinuv kvantiga teng bo'lsa, unda quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$m_v c^2 - m_{vg} c^2 = 0. \quad (4.9)$$

Ushbu holda bog'lanish energiyasi nolga teng bo'ladi, ya'ni,

$$EJ_e = 0.$$

Elektronning birikmani o'tkazuvchan zonasiga o'tishi sodir bo'ladi.

Birinchi va etarlicha aniq yandashilganda, $m_v c^2 - m_{vg} c^2 > 0$ bo'lgan hol uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$EJ_e = \frac{1}{2} \cdot \frac{(m_v c^2 - m_{vg} c^2)^2}{(m_n c^2 + m_e c^2)}, \quad (4.10)$$

$$p = (m_v - m_{vg})c,$$

yoki impul's fazosidagi tasavvurga o'tkazganimizda quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$EJ_e = \frac{1}{2} \cdot \frac{p^2}{(m_n + m_e)}. \quad (4.11)$$

Ushbu ifodaning ma'nosi, elektronning bog'lanish energiyasi massaga qo'yilgan impul'sning kvadratini ikkiga bo'lingan qiymatiga teng ekanligini bildiradi.

Har qanday tashqi ta'sir energiyasining o'zini impul'si va almashinuv kvanti kattaligi bor. Tashqi harorat ta'siri holi qaralganda yadro-elektron $m_{vt} c^2$ sistemasiga tashqi harorat ta'sirining almashinuv kvantini kiritish zarur, unda

quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\alpha K_B T = (m_n c^2 + m_e c^2) - \sqrt{(m_n c^2 + m_e c^2)^2 - (m_{vT} c^2)^2}, \quad (4.12)$$

bu yerda K_B - Bol'tsman koeffitsienti, $K_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ DgK}^{-1}$ α - sistemaning erkinlik darajasi bilan aniqlanadigan koeffitsient (1, 3/2, ...), keyingi hisob-kitoblarda bu asoslanadi.

(4.12) formuladan quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$m_{vT} c^2 = \sqrt{2\alpha K_B T (m_n c^2 + m_e c^2)^2}.$$

Ushbu ifodani (4.9) formulaga quyib, quyidagini olamiz:

$$m_v c^2 - \sqrt{2\alpha K_B T (m_n c^2 + m_e c^2)^2} = 0 \quad (4.13)$$

Agar birikma tarkibiga kiruvchi, massasi $m_n c^2$ energiyaga mos bo'lgan atomni almashinuv kvantining minimal miqdori $m_v c^2$ aniqlangan bo'lsa, unda T haroratda elektron o'tkazuvchan zonaga o'tadi, chunki atom yadrosi bilan bog'lanish energiyasi ushbu sharoitda nolga teng bo'ladi $EJ_e = 0$.

Ushbu holda, harorat birikmaning xossalari aniqlovchi T_c kritik qiymatga teng bo'ladi.

O'tkazgichlar, o'ta o'tkazgichlar va boshqa birikmalar, ushbu birikmalarga komponenta sifatida kiruvchi atomlarning almashinuv kvantlari ko'rinishida baholanuvchi, o'zlarining ichki energetik maydonlariga ega bo'lishadi. Agar tashqi ta'sir, berilgan holda harorat maydoni birikmalarning bitta yoki bir nechta komponentalari almashinuv kvantlari bilan mos o'lchamda bo'lsa, unda elektronning yoki elektronlarning birikma o'tkazuvchan zonasiga o'tishi sodir bo'ladi.

Elektronning kinetik energiyasi uchun $m_{vk} c^2$ almashinuv kvantini o'sha formulalarni ketma-ket qo'llash yo'li bilan hisoblash mumkin, ya'ni:

$$\frac{m_e V_e^2}{2} = (m_n c^2 + m_e c^2) - \sqrt{(m_n c^2 + m_e c^2)^2 - (m_{vT} c^2)^2},$$

$$\text{undan } m_{vk} c^2 = \sqrt{m_e V_e^2 \cdot (m_n c^2 + m_e c^2)}. \quad (4.14)$$

Magnit maydoni energiyasi EH_c ham yadro-elektron sistemasi hajmida magnit maydoni kuchlanganligidan paydo bo'luvchi almashinuv kvanti $m_{vH}c^2$ kattaligi yordamida baholanishi mumkin. Bunda,

$$EH_c = \int_0^U H_c^2 dU. \quad (4.15)$$

Ushbu holda quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$m_{vH}c^2 = \sqrt{2EH_c \cdot (m_n c^2 + m_e c^2)}. \quad (4.16)$$

Uning elektr energiyasi va almashinuv kvanti bilan ham analogik holat yuz beradi.

Agar (4.8) formulada tashqi ta'sir almashinuv kvantini harorat va magnit maydoni almashinuv kvantlari yig'indisi $m_{vg}c^2 = m_{vT}c^2 + m_{vH}c^2$ bilan almashtirsak, unda quyidagi ko'rinishdagi o'tkazuvchan zonaga o'tish shartini olamiz:

$$m_v c^2 = m_{vT} c^2 + m_{vH} c^2 = 0, \quad (4.17)$$

Ushbu shart bajarilganda, bir xil o'shanday T va H da birikmadagi bir yoki bir nechata komponentalardagi elektronlarning o'tkazuvchan zonaga o'tishi sodir bo'ladi, ya'ni ular uchun $EJ_e = 0$ shart bajariladi.

Maydon $H_c = 0$ bo'lganda haroratning maksimal qiymati T_{\max} ga ega bo'lamiz, bunda elektronning o'tkazuvchan zonaga o'tishi sodir bo'ladi va quyidagi shart bajariladi:

$$m_v c^2 - m_{vT} c^2 = 0.$$

Harorat $T = 0$ bo'lganda $m_v c^2 - m_{vH} c^2 = 0$ ko'rinishdagi shart bajariladi va magnit maydoni kuchlanganligi maksimal qiymatga ega bo'ladi. Natijada H , T fazaviy diagrammada ikkita nuqtaga ega bo'lamiz.

H_c , T_c koordinatalarda, fazali diagramma o'ta o'tkazgichlar nazariyasida quyidagi formula yordamida, ya'ni kritik magnit maydoni bilan harorat quyidagi munosabatda bo'ladi:

$$H_c(T) = H_{c_0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (4.18)$$

Bu turli o'ta o'tkazgichlar uchun eksperimental bog'lanish deb qabul qilingan va asoslangan. Agar magnit maydoni kuchlanganligi ma'lum bir kritik kattaliklar H_c, T_c dan katta bo'lsa, unda o'ta o'tkazuvchan holat buziladi va birikma normal o'tkazuvchan yoki izolyator holatiga o'tadi. H_{c_0} -kattalik harorat nolga teng bo'lgandagi magnit maydoni kuchlanganligi.

Yuqorida keltirilgan (4.13), (4.14) va (4.15) formulalar, agar o'ta o'tkazgichning komponentalarining birini minimal almashinuv kvanti ma'lum bo'lsa, harorat, elektronlar tezligi va magnit maydoni kuchlanganligini hisoblash imkoniyatini beradi.

Soddalashtirilgan holda:

$$T_c = \frac{1}{2} \cdot \frac{(m_v c^2)^2}{K_B (m_n c^2 + m_e c^2)} \quad (4.19)$$

$$V_e = \sqrt{\frac{(m_v c^2)^2}{m_e (m_n c^2 + m_e c^2)}} \cdot$$

Kristallning ichki almashinuv kvanti birikmaga o'zining stexiometrik koeffitsientlari bilan kiruvchi atom elektronlarining energetik massalar va ionizatsiya energiyalarining funksiyasidir, o'z navbatida esa butun kristall massasining funksiyasidir.

Bugungi kunda atomlar qobig'lari strukturasi va ularning ionizatsiya potentsiali haqida etarlicha ko'p material yig'ilgan.

Yadrolar massalarini hisobi yadro fizikasining klassik formulalari yordamida amalga oshiriladi.

$$m_n = Zm_p + Nm_N - E_{cv}, \quad (4.20)$$

bu yerda Z, N mos ravishda atom yadrosidagi proton va neytronlarning soniga mos keladi.

$m_p = 938,26 M\text{eV}$, $m_N = 939,55 M\text{eV}$ qiymatlar mos ravishda proton va neytronning massalari.

$$E_{cv} = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{\frac{3}{4}},$$

bu yerda $\alpha = 15,75$, $\beta = 17,8$, $\gamma = 0,71$, $\zeta = 94,8$ Barcha koeffitsientlar Mev larda.

$$A = Z + N$$

$\delta = +|\delta|$ - juft-juft yadrolar uchun

$\delta = 0$ -toq yadrolar uchun

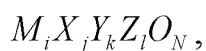
$\delta = -|\delta|$ - toq-toq yadrolar uchun.

$$\delta = 34 \text{ Mev}$$

4.5. BIRIKMALARNING O'TKAZUVCHAN VA O'TA O'TKAZUVCHAN HOLATGA O'TISHINING ZARURIY VA ETARLI SHARTLARI

Kristalldagi erkin elektronlar birikmaning nafaqat elektr xossalarini aniqlaydi, balki uning panjarasini ham xarakterlaydi. Metallda erkin elektronlarning hosil bo'lishi panjara parametrlari bilan uzviy bog'liq. Panjaraning parametrlariga bog'liq holda bitta metallning o'zi uchun butun kristall hajmi bo'yicha o'rtacha almashinuv kvanti kattaligi bilan baholanadigan ichki maydon qiymati o'zgaradi. Ushbu kattalik kristallning tashqi energetik maydon bilan o'zar ta'sirlashish qobiliyatini aniqlaydi.

5-komponentali birikmani ko'rib chiqamiz, ya'ni



bu yerda M, X, Y, Z, O – atomlar yoki ularning izotoplarini ifodalovchi belgilar, i, j, k, l, N - indeksdagi harflar stexiometrik koeffitsientlarni bildiradi.

Elektronlarning tashqi orbitadagi bog'lanish energiyasini EJ_e^n ko'rinishda belgilaymiz, atom yadrosi massalarini $m_n c^2$ dek belgilaymiz.

Elektronning n atom yadrosi bilan almashinuv kvanti (4.6) formula orqali ifodalanadi.

taqsimlanadi. Quyidagi ifodalarga ega bo`lamiz:

$$(\Delta m_{vn}c^2)_s = \sum_1^5 \alpha_n \Delta m_{vn}c^2, \quad (4.26)$$

$$\Delta \Delta m_{vn}c^2 = \frac{\alpha_n m_{vn}c^2 \cdot m_n c^2 (\Delta m_{vn}c^2)_s}{\sum_1^5 \alpha_n m_{vn}c^2 \cdot m_n c^2}. \quad (4.27)$$

Almashinuv kvanti energiyasi $\Delta \Delta m_{vn}c^2$, bu birikma atomining kristallni tashkil etish uchun bergan energiyasidir. Shuning uchun valentli elektronni orbitada saqlovchi almashinuv kvanti ushbu kattalikda kamayadi va quyidagi ifodaga ega bo`lamiz:

$$m_{vn}c^2(1) = m_{vn}c^2(0) - \Delta \Delta m_{vn}c^2(0), \quad (4.28)$$

bu yyerda qavs belgisi ichidagi 1,0 raqamlar boshlang`ich 0 ga nisbatan birinchi yaqinlashuv siklidan so`nggi atomning ionizatsion potensial o`rasiga mos keluvchi almashinuv kvantini bildiradi.

Natijada birikma tarkibiga kiruvchi har bir komponenta atomining elektronlari quyidagi ifoda bilan aniqlanadigan bog`lanish energiyasiga ega bo`ladi:

$$EJ_e^n(1) = \frac{1}{2} \cdot \frac{(m_{vn}c^2(1))^2}{(m_n c^2 + m_e c^2)}. \quad (4.29)$$

$EJ_e^n(1)$ energiya boshlang`ich sifatida qabul qilinadi hisob-kitob (4.28) sistemagacha takrorlanadi va N sikldan so`ng quyidagi ko`rinishga ega bo`ladi:

$$m_{vn}c^2(N+1) = m_{vn}c^2(N) - \Delta \Delta m_{vn}c^2(N). \quad (4.30)$$

Tashqi orbitadagi elektronlarning bog`lanish energiyasi N ta sikldan so`ng har bir komponenta uchun quyidagicha ko`rinishda ifodalanadi:

$$EJ_e^n(N) = \frac{1}{2} \cdot \frac{(m_{vn}c^2(N))^2}{(m_n c^2 + m_e c^2)}. \quad (4.31)$$

(4.30) sistema bir yoki bir nechata komponentalarning N sikldagi minimal almashinuv kvantini aniqlaydi, chunki keyingi tsikl $N+1$ manfiy kattalikni beradi. Natijada komponentalar soniga mos ravishda 5 tagacha sikldan chiqish shartlariga ega bo`lamiz. Ushbu shartlarni quyidagicha belgilaymiz:

$m_{v_n}c^2(N+1) < 0$ *sr1* Birikma komponentalarining birini almashinuv kvanti noldan kichik.

$m_{v_n}c^2(N+1) < 0$
 $m_{v_{n-3}}c^2(N+1) < 0$ *sr2*- Birikmaning ikkita komponentalari almashinuv kvantlari noldan kichik.

$m_{v_n}c^2(N+1) < 0$
 $m_{v_{n-3}}c^2(N+1) < 0$ *sr3*- Birikmaning uchta komponentalari almashinuv kvantlari noldan kichik.

Sikldan chiqish sistemasi bir vaqtning o'zida birikmaning komponentalarining soniga mos *sr4*, *sr5* va h.k.larni berishi mumkin. Hisob-kitob komponentalar soni bilan chegaralanmagan.

Elektronlarning orbitadagi bog'lanish energiyasi ma'lum bir qiymatga intilganda va uning yaqinlashish darajasi atom ionizatsiyasini tajribada o'lchash aniqligi bilan taqqoslash mumkin bo'lganda sikldan toza texnik chiqish mumkin bo'ladi.

sr1, *sr2*, *sr3*, . . . shartlar birikmaning (o'ta o'tkazgichning yoki o'tkazgichning) bir holatdan boshqa holatga, tashqi ta'sir ostida o'tishning **zaruriy shartlari** hisoblanadi.

Turli xil birikmalar uchun turlicha shartlar bajariladi.

Hisob-kitoblar shuni ko'rsatdiki, ushbu zaruriy *SR1*, *SR2*, . . . ko'rinishdagi shartlardan tashqari **etarlicha shartlarni** kiritish ham zarur ekan. Bunday **etarlicha shartlar** atomdan elektronni uzib olish tezligining chegaralanganligi va uning erkin zonaga o'tishidir.

Drude nazariyasiga asosan metalldagi elektronlar tezligi xona haroratida $V_e = 10^7$ sm/sek ga teng.

Zommerfel'd esa metalldagi elektronlar gazini kvant ob'ektdek qaradi. Uning nazariyasiga asosan tezlik quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi:

$$V_e = \left(\frac{\eta}{m_e} \right) (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}},$$

bu yerda n -elektronlar konsentratsiyasi.

Ushbu formulaga asosan elektronlar tezligi $V_e \cong 10^8 \text{ sm/sek}$ ga teng.

Zaruriy shartlarga muvofiq kristallning yoki metallning o'tkazuvchan zonadagi elektronlar konsentratsiyasi elektronlari o'tkazuvchan zonaga o'tgan komponentalar soniga (yoki panjara parametrlariga) bog'liq.

Zaruriy shartlarni, hamda kinetik energiyaning almashinuv kvantini hisoblash formulasini (4.14) e'tiborga olib, quyidagi ifodani olamiz:

$$V_e = \frac{[m_v c^2 (N)]^2}{m_e \sum_1^n \alpha_n m_n c^2} \quad (4.32)$$

(4.32) formuladagi summa belgisi kristall massasini beradi. $m_e = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ gr}$.

Qattiq jism elektron nazariyasida birinchi tur yaqinlashishda har bir atom umumiy foydalanish uchun bittadan kam bo'lmagan elektronni beradi deb qabul qilingan.

Zaruriy shartlar ushbu holatni aniqlaydi.

O'tkazuvchan zonaga elektronlarni faqatgina SRI , SR ,... shartlar bajariladigan atomlarga beradi.

Etarlicha shartlar o'tkazuvchan zonadagi elektronlar tezligining o'zgarishini bir darajada qayd etadi. Elektr tokini tashuvchilar konsentratsiyasi ko'payadi va ularning tezligi ham oshadi. O'ta o'tkazuvchanlik elektr tokini tashuvchilar konsentratsiyasining ularning tezligini oshishi bilan oshishidir.

4.6. BA'ZI METALLOKSIDLI O'TA O'TKAZGICHLARNING KRITIK HARORATIGA KISLORODNING TA'SIRI

Keramikaning (metalloksidli) o'ta o'tkazuvchanlik holatiga hamda o'tkazuvchanlik holatiga o'tishining harorat maydoni grafik va hisoblashlar jadval ko'rinishida keltirilgan.

Hisoblashlardan va grafiklardan xulosalar quyidagicha. O'ta o'tkazuvchan

keramika kislorod bo'yicha stexiometrik tarkibning o'zgarishi $3,6 < X < 7,7$ interval oraliq'ida mavjud bo'ladi. $MBa_2Cu_3O_x$ tarkibdagi keramika qaraldi, bu yerda M - nodir er elementi belgisi.

M uchun boshqa o'ziga o'xshash izotoplarga nisbatan foizli tarkibi ko'proq bo'lgan A izotop olindi.

Grafiklar sifatii bir-birini takrorlaydi. Odatda maksimal o'tkazuvchanlik haroratiga T_p va minimal 0 K. Tarmoqlar har bir o'ta o'tkagich tarkibi uchun X o'zgarish bo'yicha ma'lum oraliqda joylashgan.

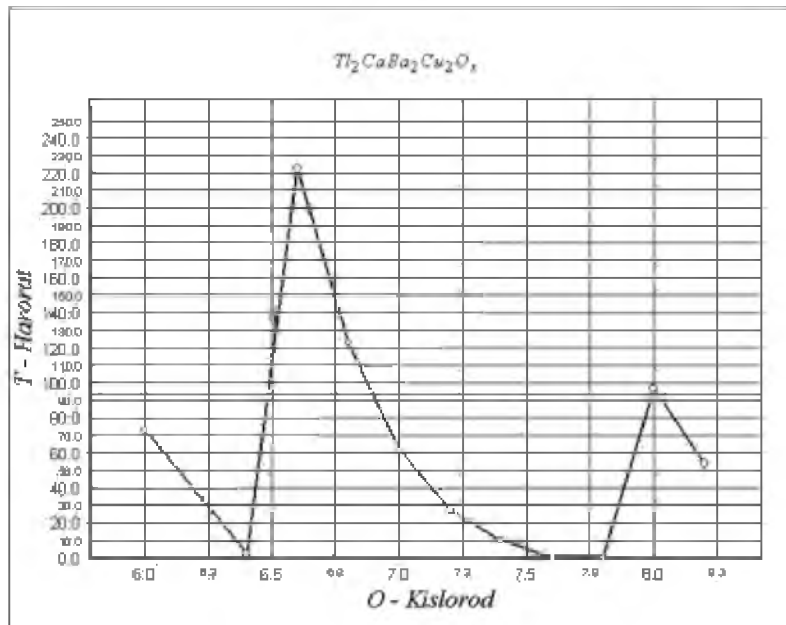
Haroratning o'zgarish xarakteri va davomiylik intervali M parametr ga bog'liq. Bir tarmoqdan ikkinchisiga o'tish sakrash yo'li bilan amalga oshiriladi. X ning o'zgarish 0,001 oraliqda bo'lgani T_p maksimal haroratni va $T=0$ K bo'lgan X kattalikni aniqligini oshiradi. Harorat bo'yicha sakrash cheksizlikka bormaydi, ma'lum bir oxirgi T_p kattalik bilan qayd etiladi. Grafiklardagi haroratlar maksimaldan to nol qiymatga o'zgaradi, bunda kritik haroratdan T_c ham o'tadi. Maksimal kritik harorat T_c va 0 K kislorod bo'yicha O_x birikmadagi o'ta o'tkazuvchanlik fazasini aniqlaydi.

4.2-4.5 rasmlarda va mos ravishdagi jadvallarda ko'rsatilgan metalloksidlar uchun kislorod tarkibiga kritik haroratning bog'lanishi keltirilgan.

4.2-jadval

M	Z - yadro zaryadi	A - nuklonlar soni	EJ_e - birinchi ionizatsion potensialning energiyasi, eV
Y - ittriy	38	89	6.2171
La - lantan	57	139	5.577
Nd - neodim	60	142	5.49
Sm - samariy	62	154	5.65
Eu - evropiy	63	153	5.664

<i>Gd</i> - gadoliniiy	64	154	6.16
<i>Er</i> - erbiy	68	170	6.1
<i>Lu</i> - lyutetsiy	71	175	5.4229
<i>Pr</i> - prazeodim	59	141	5.42



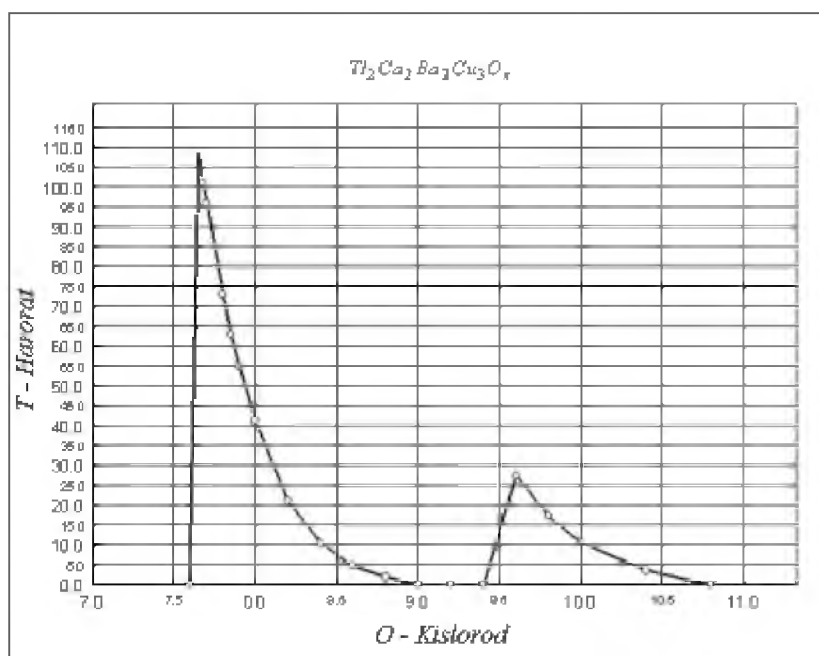
4.2-rasm Kislород bo`yicha stexiometrik koeffitsientining Talliy - Kal`tsiy - Barii - Mis – Kislород ($Tl_2CaBa_2Cu_2O_x$) o`ta o`tkazuvchan birikmaning o`ta o`tkazuvchanlik kritik haroratiga ta`siri.

4.2-rasmga mos bo`lgan

4.3-jadval

Kislород	Harorat	Shartlar	1-tezlik	2-tezlik
6.0000	73.0000	SR2,SR1	$9 \cdot 10^8$	$6,5 \cdot 10^7$
6.4000	2.0000	SR3,SR1	$7 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^7$
6.6000	223.0000	CR2,SR1	$6,4 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^7$
6.8000	123.0000	SR2,SR1		
7.0000	61.6000	SR2,SR1		
7.2000	27.0000	SR2,SR1		

7.4000	9.7000	SR4,SR1		
7.6000	0.0000	CR4,SR1	$9,2 \cdot 10^8$	$2,3 \cdot 10^7$
7.8000	0.0000	SR4,SR1		
8.0000	97.0000	SR1,sr2		
8.2000	54.0000	Sr1,SR2		

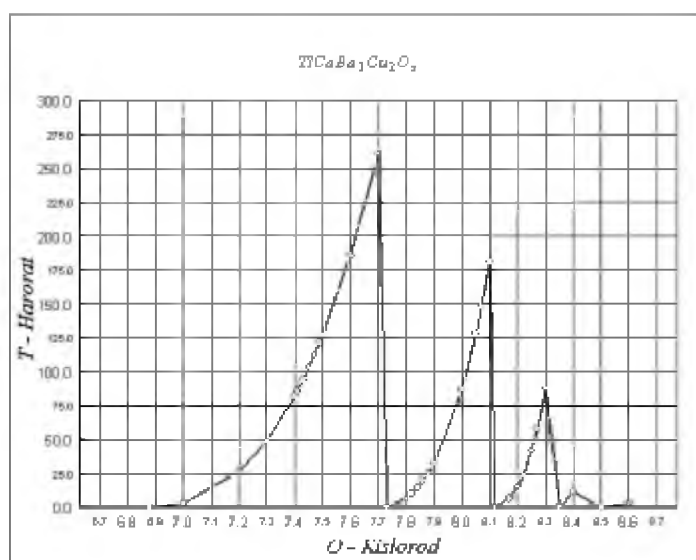


4.3-rasm Kislород bo`yicha stexiometrik koeffitsientining Talliy - Kal`tsiy - Bariy - Mis – Kislород ($Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_x$) o`ta o`tkazuvchan birikmaning o`ta o`tkazuvchanlik kritik haroratiga ta`siri.

4.3-rasmga mos bo`lgan 4.4- jadval

Kislород	Harorat	Shartlar	1-tezlik	2-tezlik
7.60	0.00	SR1,SR4	$7,5 \cdot 10^7$	$8,8 \cdot 10^8$
7.65	109.00	SR1,SR3		
7.68	101.00	SR1,SR3	$6,3 \cdot 10^7$	$8,1 \cdot 10^8$
7.70	96.00	SR1,SR3		
7.80	73.00	SR1,SR3		

7.85	63.00	SR1,SR3		
7.90	55.00	Sr1,SR3		
8.00	41.10	SR1,SR3		
8.20	21.00	SR1,SR4		
8.40	10.40	SR1,SR4		
8.60	4.60	SR1,SR4		
8.80	2.00	SR1,SR4		
9.00	0.00	SR1,SR4	$4,4 \cdot 10^6$	$7,5 \cdot 10^8$
9.20	0.00	SR1,SR4		
9.40	0.00	Sr1,SR4		
9.60	27.40	SR1,SR4		
9.80	17.24	SR1,SR4		
10.00	10.60	SR1,SR4		
10.40	3.51	SR1,SR4	$1,1 \cdot 10^7$	$8,8 \cdot 10^8$
10.80	0.00	SR1,SR4		



4.4-rasm Kislorod bo'yicha stexiometrik koeffitsientining Talliy - Kal'tsiy - Bariy - Mis – Kislorod ($TlCaBa_2Cu_2O_x$) o'ta o'tkazuvchan birikmaning o'ta o'tkazuvchanlik kritik haroratiga ta'siri.

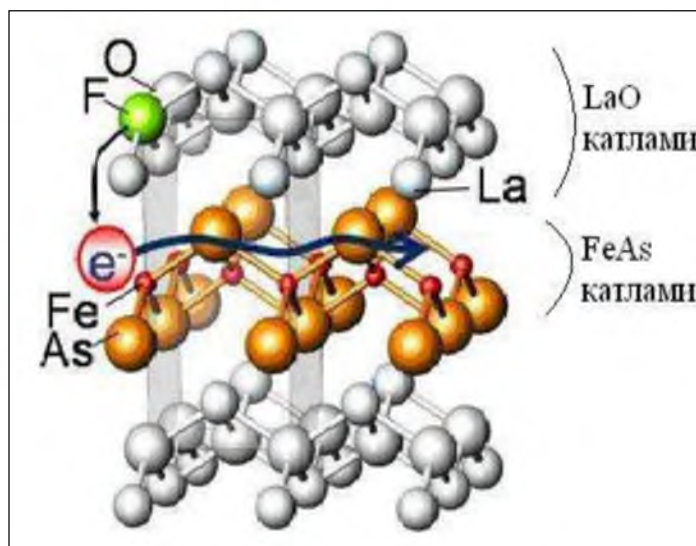
4.4-rasmga mos bo'lgan 4.5- jadval

Kislorod	Harorat	Shartlar	1- tezlik	2- tezlik	Kislorod	Harorat	Shartlar	1-tezlik
6.88	0.00				7.88	25.60		
7.00	2.96				7.90	32.00		
7.20	25.90				8.00	87.00		
7.30	48.97				8.05	128.00	SR2	$2,8 \cdot 10^8$
7.40	82.23				8.07	148.00	SR1	$9,2 \cdot 10^7$
7.41	86.00				8.10	180.80		
7.43	94.00				8.12	0.00		
7.45	103.00				8.17	6.48		
7.47	112.00				8.20	15.33		
7.49	122.00				8.22	23.87		
7.50	127.00				8.25	41.90		
7.60	186.00				8.27	57.60		
7.70	261.00				8.30	87.93		
7.73	0.00				8.35	0.00		
7.80	6.66				8.40	11.39		
7.82	10.10				8.50	0.00		
7.84	14.20				8.60	2.96		
7.86	19.40							

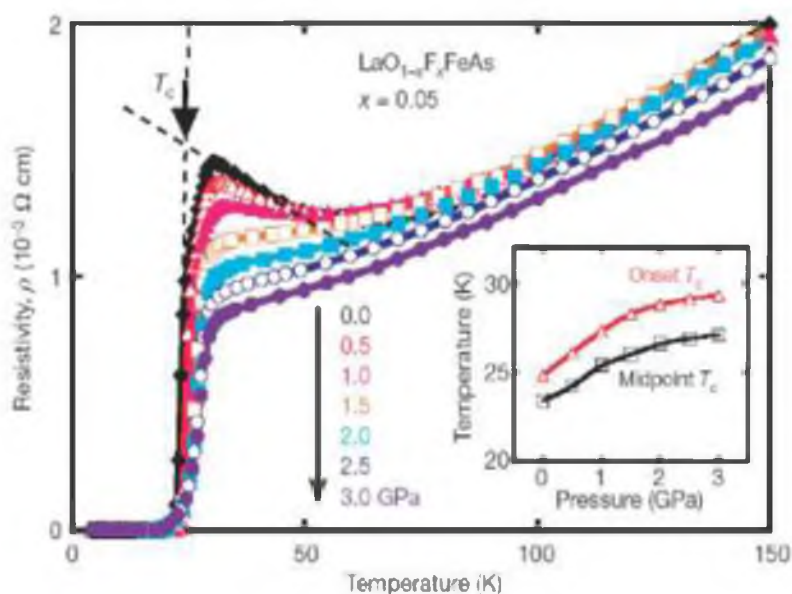
4.7. O`TA O`TKAZGICHLIKNI STIMULLOVCHI TASHQI TA`SIRLAR VA O`TA O`TKAZGICH XARAKTERISTIKALARI

O`ta o`tkazuvchanlikning kritik parametrlariga tashqi ta`sir ko`pgina olimlar tomonidan o`rganilib, olingan natijalari asosidagi maqolalar etakchi ilmiy

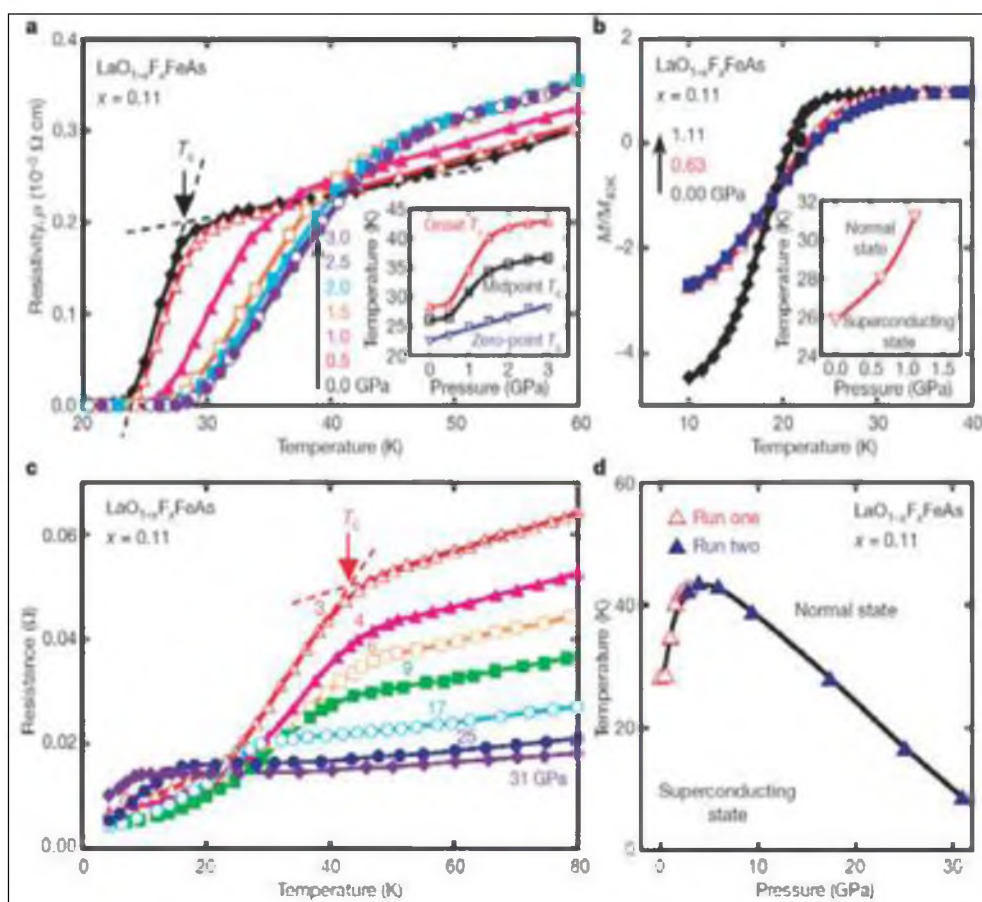
jurnallarda eʻlon qilinib kelinmoqda. Biz ushbu taʼsirlardan faqatgina bosim ostidagi oʻta oʻtkazgichlarning xossalriga eʻtiborni qaratamiz. Oxirgi paytlardagi ilmiy izlanishlar natijasida olingan maʼlumotlardan baʼzilarini eʻtiboringiga havola etamiz. Ular quyidagilar boʻlib, har bir grafiklarda oʻta oʻtkazgich parametrlarining bosim ostida qanday oʻzgarishlarga olib kelishi aks ettirilgan.



4.5-rasm. $LaOFeAs$ birikma kristall panjarasining fragmenti



4.7-rasm. $LaO_{1,95}F_{0,05}FeAs$ oʻta oʻtkazuvchan metallokeramika uchun solishtirma qarshilikning haroratga bogʻlanishini bosimning oʻzgarishi bilan oʻzgarishini ifodalovchi chizmalar. ($R \leq 3 \text{ GPa}$).



4.6-rasm. O`ta o`tkazuvchanlik parametrlariga bosimning ta`sirini ko`rsatuvchi eksperimental natijalar, $LaO_{1,89}F_{0,11}FeAs$ o`ta o`tkazgich uchun.

Ushbu keltirilgan grafiklardan o`ta o`tkazgichlarning kritik parametrlariga bosimning ta`siri qanchalik sezilarli ekanligini bilsak bo`ladi. Ushbu ta`sirlarning o`ta o`tkazgich parametrlarini o`zgarishiga ijobiy ta`sir qilishi bilan birga salbiy ta`sirlari ham mavjud. Shuning uchun Ushbu yo`nalishdagi izlanishlarni ham nazariy, ham amaliy olib borish maqsadga muvofiq deb hisoblash mumkin.

4.8. O`TA O`TKAZUVCHANLIK VA NANOSTRUKTURA

Ma`lumki, ma`no jihatdan emas, balki termin jihatdan qarasaq nanos (nanos) grekcha so`zdan olingan bo`lib, karlik ma`nosini anglatadi. XXI asr fizikasi va kimyosining asosiy tadqiqot ob`ekti mikroduyo bo`lib, unda molekularlar, atomlar va undan ham «kichik» zarralar o`rganilmoqda. Masalan tunelli skanerlovchi

mikroskopni ishlash printsipini va turli mikrosxemalarning tayyorlanishini nanotexnologiya yo`nalishiga kiritish mumkin. Bunday yandashish albatta hozirgi kunda o`zini oqlamoqda.

Ammo bu yerda nanotexnologiya sohasidagi eng muhim muammolardan biri bu xona haroratidagi o`ta o`tkazgichlarning olinishidir. Ushbu masalaga chuqurroq nazar solish maqsadida o`ta o`tkazuvchanlik hodisasini o`rganishg bag`ishlangan asosiy ishlarga, qolaversa uni o`rganish tarixiga yana bir marotaba nazar solish foydadan xoli bo`lmaydi.

O`ta o`tkazuvchanlik - o`tkazgichdan elektr tokini hech qanday sarfsiz, birinchi navbatda hech qanday issiqlik ajratmasdan, ya`ni qarshiliksiz oqishi demakdir. Ushbu jahonshumul kashfiyot 1911 yilda Gollandiyalik fizik olim Kamerling Onnes tomonidan simob misolida ixtiro qilindi. Harorat kritik qiymatdan (T_c) yuqori bo`lganda, ya`ni 4,15K yoki minus 269 gradus Sel`siydan yuqorida simobning o`ta o`tkazuvchanlik xossasi yo`qoladi. Mazkur suyuq geliyning qaynash haroratida, geliydan tashqari barcha moddalar qattiq holga o`tadi. Demak, namunani sovutuvchi muhit faqat suyultirilgan geliydir. Ammo geliy kamyob va qimmatbaho elementdir. Eng asosiysi geliy gaz holatidan suyuq holatga harorat faqat 4,2K ga etganda o`tadi. Suyultirilgan geliy ham Kamerling Onnes tomonidan Leydenda (Gollandiya) 1908 yilda olindi. 15 yil davomida Leyden kriogen laboratoriyasi jahonda suyuq geliyga ega bo`lgan yagona laboratoriya bo`lib qoldi. Faqatgina 1923 yilda Kanadada suyuq geliy olindi. Sovet Ittifoqida (SSSR da) Xar`kovda taniqli, iqtidorli, fizik eksperimentator L.V.Shubnikovning sayl harakati tufayli suyuq geliy 1932 yilda olindi va tez orada u o`ta o`tkazgichni o`rganish jarayonida qator muhim ilmiy natijalarni olishga muyassar bo`ldi. Ammo uning tadqiqotlari 1937 yilda to`xtatildi - olimni qamashdi va otish yo`li bilan qatl etishdi. U endigina 36 yoshda edi va insoniyat uchun hali ko`p foydali ishlar qilishi mumkin edi.

O`ta o`tkazuvchanlik hodisasi yaratilgandan so`ng uning elektrotexnikada qo`llanishdagi va elektr tokini o`tkazishdagi ahamiyati nihoyatda katta ekanligi barchaga ma`lum edi. Ammo buning uchun o`ta o`tkazuvchanlik holatiga

o'tishning kritik harorati xona harorati, ya'ni 30°C (300K) va undan yuqoriga ega bo'lgan o'ta o'tkazgichlar zarur edi. O'ta o'tkazgichlar ustida olib borilayotgan tadqiqotlar asosan, faqatgina kritik haroratni ko'tarishga bag'ishlangan bo'lib, shu nuqtai nazardan keng miqiyosdagi ilmiy izlanishlar olib borildi va hozirda olib borilmoqda. Ushbu masala juda murakkabdir. Keng miqiyosdagi ilmiy izlanishlar natijasida 1974 yilda kritik haroratni $\sim 24\text{K}$ (Nb_3Ge)¹⁹ ko'tarishga erishildi. Undan so'ng uzoq vaqt davomida kritik harorati undan yuqori bo'lgan modda olish muammoligicha qoldi.

Faqatgina, 1986 yilda tarkibida mis elementi bo'lgan kupratlarda yuqoriroq kritik haroratga $\sim 35\text{K}$ ega bo'lgan materialni olishga erishildi. Ushbu olingan o'ta o'tkazgichlar yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar (YuHO'O') deyildi. 1987 yilning boshlarida o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishning kritik harorati normal atmosfera bosimida qaynash harorati $77,4\text{K}$ bo'lgan suyuq azot haroratidan yuqori bo'lgan YuHO'O'ni olishga erishildi. Bu esa ushbu yo'nalishda sodir bo'lgan katta shov-shuvlarga sabab bo'ldi. Mazkur ixtiro uchun, ya'ni YuHO'O'ni tajribada kuzatganliklari uchun olimlar 1987 yilning o'zidayoq Nobel mukofoti bilan taqdirlandilar. Ko'plab tadqiqotlar natijasida kritik harorati atmosfera bosimida $\sim 135\text{K}$ va yuqori bosim ostida kritik harorati hattoki, $\sim 165\text{K}$ gacha ko'tarilishga erishildi. Insoniyatning YuHO'O'ga bo'lgan ishonchi oqlandi. Metall oksidlari asosida olingan keramikadan elektrotexnikada qo'llash murakkab bo'lishiga qaramasdan hozirgi kunlarda masalan, elektr tokini o'tkazuvchi kabellar sifatida ulardan foydalanilmoqda.

Endigi olimlar oldida turgan asosiy maqsad xona haroratida ishlovchi o'ta o'tkazgichlarni (XHO'O') olishdir. XHO'O' olish masalasiga formal yandashilganda, bunday namunalarni olish haqiqatek tuyuladi. Chunki 1911 dan boshlab qariyb 100 yil davomida kritik harorat 25-40 marotaba oshganligini, ya'ni $4,15\text{K}$ dan $100-135\text{K}$ gacha ko'tarilganligini e'tiborga olsak, ushbu qiymatni 2-3

¹⁹ Nb_3Ge niobiyning germaniy elementi bilan hosil qilgan qotishmasidir. Nb_3Sn (*Sn-qalay*), $T_c=18,1\text{K}$ (1954 yilda olingan) o'ta o'tkazgich amaliy qo'llash nuqtai nazardan muhim bo'lib, qulayliklarga ega.

martaga ko'tarish uncha murakkab emasdek tuyuladi. Ammo ushbu masala nihoyatda murakkabdir.

Mazkur muammoning echimini topish masalasi birinchi bo'lib, 1964 yilda B.Littl (AQSh) va V.L.Ginzburg (Rossiya) tomonlaridan qo'yilgan edi. Undan so'ng Rossiya Fanlar Akademiyasining P.N.Lebedev nomli Fizika institutining Nazariy fizika bo'limida D.A.Kirjnits va V.L.Ginzburg rahbarliklarida XHO'O' va YuHO'O' larni olish imkoniyatlarini tadqiq etish, nazariyotchilar guruhi tashkil etildi. Ushbu faoliyatning samarasi sifatida «Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik muammosi» kitobini nashr etilishini keltirish mumkin. Ushbu ilmiy asar hozirgi kungacha, ya'ni YuHO'O' yaratilguncha XHO'O' va YuHO'O' mavzusiga bag'ishlangan yagona hisoblanadi. Mazkur kitob 1977 yilda rus tilida va 1982 yilda ingliz tilida nashr etildi.

Metall oksidalri asosidagi YuHO'O' olingandan so'ng sharoit keskin o'zgardi, ya'ni ushbu mavzuga bag'ishlanib, chop etilgan maqolalar nashr etilgan ilmiy ishlar soni juda oshib ketdi. Ammo ushbu yo'nalishga bo'lgan e'tibor shuncha katta bo'lishiga qaramasdan YuHO'O' lar bilan bog'liq ko'pgina muammolarning echimi topilmasdan qolmoqda. Eng muhimi YuHO'O' mexanizmi aniqlanmaganligicha qolmoqda. Unda ham past haroratli o'ta o'tkazuvchanlik mexanizmi ishlaydimi yoki boshqasimi bugungacha noma'lum. V.L.Ginzburgning fikricha XHO'O' lar elektron-fonon o'zaro ta'siri²⁰ etarlicha kuchli bo'lgan moddalarda olinish ehtimolligi mavjud ekan. Buning uchun, xususan mos ravishdagi kristall panjaraga ega bo'lgan moddalar zarurdir. Umuman olganda, berilgan kristall strukturaga ega bo'lgan moddalarni tayyorlash qattiq jismlar fizikasidagi muhim masalalardan biridir. An'anaviy kimyoviy usullar bilan ham ushbu yo'nalishda ishlash mumkin, ammo u juda chegaralangan. Bu yerda nanotexnologiyalarni qo'llashning kelajagi porloqdir. Hozirgi kunda, ma'lum bir kristall panjaraga ega bo'lgan moddalarning barcha xossalarini ham nazariy,

²⁰ Elektron-fonon o'zaro ta'sir-bu o'tkazuvchan elektronlarning qattiq jism kristall panjarasini tashkil etuvchi atomlar va ionlar tebranishlari bilan o'zaro ta'sirdir. Ushbu tebranishlar kvant tilida fononlar deb nomlanuvchi tovush to'lqinlari majmuidan iborat.

ham amaliy aniqlash mumkin. Hattoki, ularning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishining kritik haroratini ham aniqlasa bo'ladi. Ammo teskari masalani echimi hali topilmagan, ya'ni tadqiq etilayotgan moddaning integral parametri kritik harorat yoki boshqa parametrlarni ya'ni amaliy xossalarni yaxshilaydigan kristall panjarani qanday yo'l bilan optimallashtirish masalasi. Ushbu masala ham nazariy, ham amaliy o'z echimini topishi kerak. XHO'O' larni tayyorlash- bu kuchli elektron-fonon o'zaro ta'sirga ega bo'lgan aniq elektron spektrli sun'iy strukturalarni olish demakdir. Ushbu masalaning murakkabligi kichik parametr deb nomlanuvchi va elektronlar korrelyatsiyasini e'tiborga olish zarurligi bilan shartlangan. Shu paytning o'zida o'ta o'tkazgichlarning «texnologiya tozaligiga» sezgirligi yarim o'tkazgichli strukturalarga nisbatan kamroqdir. Bu sezgirlikning kamligi, o'ta o'tkazgichlar uchun xarakterli elektronlar zichligining yarim o'tkazgichlardagi elektronlar zichligiga nisbatan etarlicha katta bo'lgani bilan bog'liqdir va shuning uchun o'ta o'tkazuvchan materiallarning texnologik imkoniyatlari bilan aniqlanadigan defektlarga va qoldiq chiqindilarga sezgirligi kamdir. Bu esa faqat kristall panjara parametrlari bir-biriga yaqin bo'lgan (yarim o'tkazgichli strukturalarda talab qilinganidek) sun'iy qatlamli o'ta o'tkazgichli nanostrukturalarni tayyorlash imkonini beradi. Shunday qilib, sun'iy elektron va fonon spektrlarini hosil qilish uchun atom o'lchami aniqligidagi monoqatlamlarni qoplash yo'li bilan ko'pgina turli o'ta o'tkazgichlar va dielektrlardan foydalanish mumkin. Aynan shu o'ta o'tkazuvchan materiallarni tadqiq etish kuchli korrelyatsiyalangan strukturalar uchun nanotexnologik usullarni ishlab chiqishda ma'lum bir «poligon» muhit sifatida xizmat qilish imkonini beradi. Shunday qilib XHO'O' - bu chuqur va keng ma'noda nanotexnologik muammodir.

Fullerit deb atalgan kristall fulleren qirralarda markazlashgan kub panjaraga (QMK) ega. Ushbu kubsimon panjaraning parametrlari $a_0=1,42$ nm, eng yaqin qo'shnilar orasidagi masofa – 1 nm. Fullerit QMK panjarasidagi yaqin qo'shnilar soni – 12.

Fullerit kristallidagi C_{60} molekullari orasidagi kuchsiz Van-der Vaal's bog'lanishi mavjud. Xona haroratida C_{60} molekulasi muvozanat vaziyati atrofida

10^{12} 1/sek chastota bilan aylanishi yadroviy magnit rezonans (YaMR) usuli bilan aniqlanib tasdiqlangan. 249 K haroratda fulleritda birinchi tur fazoviy o'tish kuzatiladi, bunda QMK panjara oddiy kubsimon panjaraga o'tadi. Ushbu holda panjaraning hajmi 1% ga oshadi. Fullerit kristalli $1,7 \text{ g/sm}^3$ zichlikka ega, bu esa grafit zichligi $2,3 \text{ g/sm}^3$ dan va olmosning zichligi $3,5 \text{ g/sm}^3$ dan ancha kichikdir. C_{60} molekulasida inert argon atmosferasida harorat 1700 K tartibga qadar stabilligini saqlaydi. Kislorod qatnashganda esa harorat 500 K ga tenglashganda oksidlanish kuzatiladi, ya'ni CO va CO_2 hosil bo'lishi kuzatiladi. Xona haroratida 0,55 eV energiyali fotonlar bilan nurlantirilganda ham oksidlanish sodir bo'ladi, bu esa yorug'likning ko'rish sohasidagi fotonlar energiyasi (1,54 eV) dan ancha kichik, shuning uchun toza fulleritni qorong'ilikda saqlash shartdir.

Kristallsimon fullerenlar va plyonkalar (qatlamlar) taqiqlangan zonasining energiya kengligi 1,2-1,9 eV bo'lgan yarim o'tkazgichlardek va foto o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Fullerit kristalliga ko'rish diapozonidagi yorug'lik nuri bilan ta'sir etilganda, uning elektr qarshiligi kamayadi. Foto o'tkazuvchanlik qobiliyatiga faqat toza fulleritlar emas, balki uning boshqa moddalar bilan aralashmalari ham ega bo'ladi. Kaliy atomlarini C_{60} plyonkaga kiritish yo'li bilan o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik harorati 19 K bo'lgan o'ta o'tkazgich olish mumkinligi ham kuzatildi.

J.X.Schon, Ch.Klok, B.Batloglarning yuqori haroratli o'tkazuvchanlik hodisasini aktseptorlar kiritilgan fulleritlarda kuzatganlari ushbu yo'nalishda ham echimini kutayotgan masalalar talaygina ekanligidan dalolat beradi. Mazkur yo'nalishda jahonning ko'pgina etakchi ilmiy tadqiqot laboratoriyalarida tadqiqotlar olib borilmoqda. Masalan, juda kichik diametrga ega bo'lgan -0,4 nm uglerodli nanonaychalar (nanotrubkalar) sintezlandi va ularning o'ta o'tkazuvchanligi harorat $<20 \text{ K}$ bo'lganda kuzatildi.

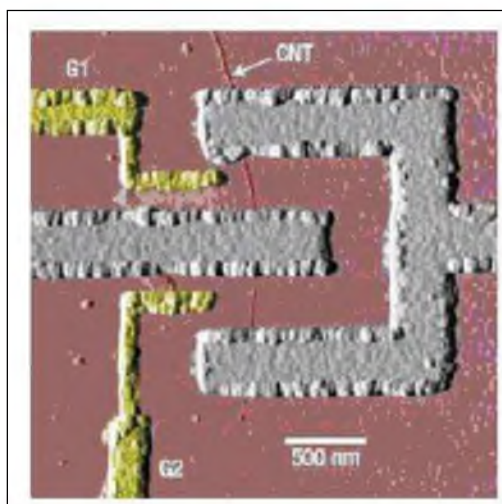
Turli diametrdagi nanonaychalarni olish va ularni metallar bilan to'ldirish yo'li bilan parametrlari oldindan berilgan xossalarga ega bo'lgan kvant simlarni hosil qilish uchun muvaffaqiyatli yo'nalishlardan biridir. SHuning uchun metall bilan to'ldirilgan nanonaychalarning elektron strukturasi modelini yaratish dolzarb

masala hisoblanadi. Masalan O.M.Kenn va P.N D'yachkovlarning ishida nanonaycha ichidagi metallning alohida atomlaridan tashkil topgan zanjirning elektron strukturasi hisoblangan. Metallning o'tkazuvchan elektronlari orasidagi o'zaro ta'sir va ularni o'rab olgan nanonaychanning uglerodli karkasi cheksiz baland devorli ikki o'lchamli silindrsimon o'ra ko'rinishida modellashtirildi.

Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlardan BSCCO – 2212 metalloksidning kristallari sirtida skanerli tunneli mikroskop (STM) yordamida 3 o'lchamli o'ta o'tkazuvchan nanodomenlardan iborat sohalar borligi kuzatildi. Bundan esa, o'z navbatida, quyidagi savollar kelib chiqadi:

1) Mazkur nanodomenlardan iborat nanostrukturalar yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar uchun umumiy mi, ya'ni boshqa YBCO TBCCO metall oksidli o'ta o'tkazgichlarda ham kuzatiladimi?

2) Ushbu nanodomenlardan iborat nanostrukturalar faqat sirtida kuzatiladimi yoki massiv yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarda ham mavjud bo'ladimi?



4.8-rasm. Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar va nanomaterial asosida tayyorlangan SKVID ning ko'rinishi.

Keyingi olib borilgan tadqiqotlar yuqoridagi savollarga oydinlik kiritdi. Jahonning etakchi ilmiy tadqiqot laboratoriyalarida YBCO-123 va TBCCO-2212 metal oksidi asosidagi yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchan plyonkalarda o'tkazilgan

tajribalar natijalari bunday nanodomenli nanostrukturalar faqatgina BSCCO – 2212 uchun xos emas, balki boshqa metall oksidi asosidagi o`ta o`tkazgichlar uchun ham xos ekanligi va ularning o`ta o`tkazgichning yuzasida emas hajmida ham mavjudligi ilmiy isbotlandi.

Uglerodli nanotrublikalarning o`ta o`tkazgichlar bilan bog`langan holda amaliy tadbiq etish maqsadida olib borilgan tadqiqotlar asosida SKVIDlar ham tayyorlandi. Bunday Jozefson kontaktlari asosidagi SKVIDlardan birining ko`rinishi 4.8-rasmda keltirilgan. Ushbu keltirilgan tasvir Fransiyadagi CNRS ilmiy markazining bir guruh olimlari tomonidan zamonaviy nanotexnologiyalar yutuqlaridan foydalangan holda tayyorlandi. Rasmdagi o`lchamlarning keltirilishidan, bu naqadar nozik katta kuch va e`tiborni talab etadigan tajriba ekanligini ko`rishimiz mumkin. Bunday SKVIDlar asosidagi qurilmalar nanozarralar magnit xossalari o`rganishda noyob asbob bo`lib juda ham qo`l keladi.

Demak o`ta o`tkazuvchanlik va nanostrukturalar bir-biri bilan bog`liq ekanligi, ularning bir-birini to`ldirishini hamda ham amaliy, ham nazariy ahamiyatga ega ekanligiga ishonch hosil qildik.

Nanostrukturalar darajasida o`ta o`tkazuvchanlik hodisalarini tadqiq etilishi insoniyat uchun hozirgi kunda echilmagan muammo bo`lib qolayotgan o`ta o`tkazuvchanlik hodisasini tushuntira oladigan va xona haroratida ham bunday hodisani kuzatish mumkinmi degan savollarga javob topishda imkoniyat yaratadigan tadqiqotlar yo`nalishiga kiritish mumkin.

Bundan tashqari mazkur yo`nalishdagi ilmiy tadqiqotlar, parametrlari oldindan berilgan materiallar olish texnologiyasini yaratish bo`yicha amaliy ahamiyatga molik natijalarga olib kelishi mumkin.

Shunday qilib, o`ta o`tkazuvchanlik va nanotexnologiya yo`nalishdagi tadqiqotlar bir-biri bilan bog`liq bo`lib, ushbu sohada tadqiqot olib borib, ta`lim berib kelayotgan jahonning ko`pgina laboratoriya va kafedralarining nomlanishi ham “O`ta o`tkazuvchanlik va nanotexnologiyalar” ko`rinishida ekanligida ham namoyon bo`lib kelmoqda.

4.9. NANOTEXNOLOGIYANING PAYDO BO`LISHI VA UGLERODNING FORMALARI

Yaqin vaqtlargacha uglerodning uchta allotrop formasi, ya'ni olmos, grafit va karbit ekanligi ma'lum edi. Allotropiya, bu grek tilidagi Allos-boshqacha, tropos-burilish, xossa, bitta elementning o'zini xossalari va strukturaviy tuzilishi bilan turli ko'rinishlarda bo'lishini anglatadi. Hozirgi vaqtda uglerodning «fulleren» deb nomlanadigan to'rtinchi allotrop ko'rinishidagi formasi ma'lum.

«Fulleren» so'zini ma'nosining kelib chiqishi, olti burchak va besh burchaklar ko'rinishidan iborat yarim sferik me'moriy tuzilmalarni loyihalashtirgan amerikalik me'mor Richard Bukminstr Fullernning nomi bilan bog'liq.

1960 yillarning o'rtalarida Devid Djons o'ziga xos ko'rinishida o'ralgan grafit qatlamlardan iborat berk sferoidal kataklarni loyihalashtirdi. Oddiy grafitning geksagonal panjarasiga defekt sifatida kiritilgan murakkab egilgan va burilgan sirtning hosil bo'lishiga olib keluvchi faqat bir burchak bo'lishi ko'rsatilgan edi.

1970 yillarning boshlarida organik fizik-kimyogar E.Osava kesik ikosaedr ko'rinishidagi strukturaga ega bo'lgan futbol to'piga o'xshash ichi bo'sh yuqori simmetriyali C_{60} molekula bo'lishini taklif etdi. Keyinoq (1973 yil) rossiyalik olimlar D.A.Bochvar va E.G.Gal'perinlar birinchi bo'lib, bunday molekulalar uchun nazariy kvant-kimyoviy hisoblashlarni amalga oshirib, uning stabil (turg'un) ekanligini isbotlashdi.

1985 yil G.Kroto (Angliya, Sassek universiteti), Xit, O'Brayen, R.F.Kerl va R.Smolli (AQSh, Raisa universiteti) larga qattiq jism ko'rinishidagi namunani lazer nuri bilan nurlantirgandan so'ng hosil bo'ladigan grafit parlarini mass-spektrlari o'rganilganda fulleren molekulasini qayd etish nasib etdi.

Qattiq jism ko'rinishidagi kristall fullereni ajratish va uni olish usulini ilk marotaba, 1990 yil Germaniyaning Geydel'berg shahrida joylashgan yadro fizikasi

instituti xodimlari V.Krechmer va D.Xavfman hamkorlikda, hamkasblari bilan taklif etishdi.

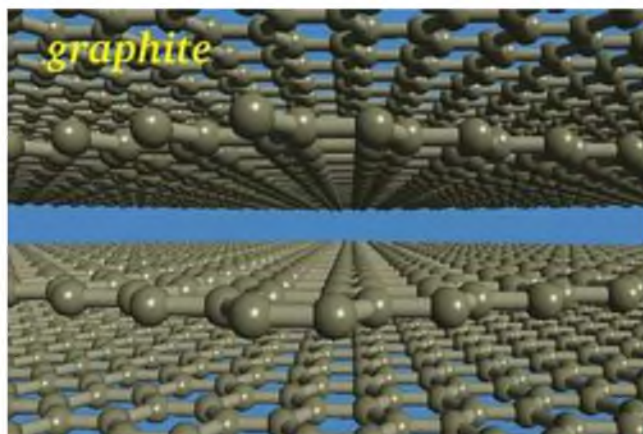
1991 yili yaponiyalik olim Idjima qutbli ionli mikroskopda xuddi grafitga o`xshash olti hadli uglerod halqalaridan tuzilgan nanonaychalar, konuslar va nanozarralardan iborat turli strukturalarni birinchi bo`lib kuzatdi.

1992 yili tabiiy uglerodli mineral – shungitda (uning nomi Kareliyadagi Shun`ga posyolkasi nomidan olingan) tabiiy fulleren kuzatildi.

1997 yili R.E.Smolli, R.F.Kerl va G.Kroto Kime Fani sohasi bo`yicha kesik ikosaedr shakliga ega bo`lgan C_{60} molekullarni o`rganganliklari uchun Nobel` mukofoti bilan taqdirlandilar.

Uglerodning allotrop formasining strukturasi misol qilib, olmos, grafit va karbitni keltirish mumkin ulardan olmos va grafitning strukturasi yuqoridagi rasmlarda keltirilgan edi.

Olmos grafit va karbitga qarama-qarshi ravishda fulleren uglerodning umuman yangi formasidir. C_{60} molekula neorganik birikmalar uchun tabiat tomonidan taqiqlangan besh karrali simmetriyaga ega bo`lgan (pentagon) fragmentlardan iborat. Shuning uchun tan olish kerakki, fulleren molekulasini organik molekuladir, bunday molekullardan tashkil topgan kristallar (fulleritlar) – mazkur molekulyar kristall – organik va neorganik moddalar orasidagi bog`lovchi zveno hisoblanadi.



4.9-rasm Grafit tuzilishining namunaviy ko`rinishi.

To`g`ri olti burchaklardan yassi sirtni hosil qilish unchalik qiyin emas, ammo ulardan berk konturli sirtni hosil qilish mumkin emas. Buning uchun olti burchaklarni bir qismini kesish kerak va kesilgan qismlardan besh burchaklarni hosil qilish kerak. Fullerenda olti burchaklilar yassi to`ri (grafitli to`r) buklangan va berk sferaga tikilgan. Bunda olti burchaklilarning bir qismi besh burchaklilarga aylanadi. Uchinchi tartibli 10 ta simmetriya o`qi va beshinchi tartibli 6 ta simmetriya o`qiga ega bo`lgan kesik ikosaedr strukturasi hosil bo`ladi. Ushbu shaklning har bir balandligi uchta eng yaqin qo`shnilarga ega bo`ladi. Har bir olti burchak uchta olti burchaklar va uchta besh burchaklar, har bir besh burchak esa faqat olti burchaklar bilan chegaralangan. C_{60} molekuladagi uglerodning har bir atomi ikkita olti burchaklar va bitta besh burchak balandligida joylashgan bo`lib, uglerodning boshqa atomlaridan tubdan farq qilmaydi. Sferani tashkil etuvchi uglerod atomlari o`zaro bir-biri bilan kuchli kovalent bog`lam bilan bog`langan. Sferik qobig`ning qalinligi – 01 nm, C_{60} molekulaning radiusi – 0,357 nm. Besh burchakdagi C – C bog`lanishning uzunligi – 0,143 nm, olti burchakdagi C – C bog`lamning uzunligi – 0,139 nm.

Yuqori fullerenlar molekulari C_{70} , C_{74} , C_{76} , C_{84} , C_{164} , C_{192} , C_{216} ham berk sirt shakliga ega.

$n < 60$ bo`lar fullerenlar turg`un emas ekan.

Fullerit deb atalgan kristall fulleren qirralarda markazlashgan kub panjaraga (GTSK) ega. Ushbu kubsimon panjaraning parametrlari $a_0 = 1,42$ nm, eng yaqin qo`shnilari orasidagi masofa – 1 nm. Fullerit GTSK panjarasidagi yaqin qo`shnilar soni – 12.

Fullerit kristallidagi C_{60} molekulari orasidagi kuchsiz Van-der Vaal`s bog`lanishi mavjud. Xona haroratida C_{60} molekulasi muvozanat vaziyati atrofida 10^{12} 1/sek chastota bilan aylanishi yadroviy magnit rezonans (YaMR) usuli bilan aniqlanib tasdiqlangan. 249 K haroratda fulleritda birinchi tur fazoviy o`tish kuzatiladi, bunda qirrali markazlashgan kub panjara oddiy kubsimon panjaraga o`tadi. Ushbu holda panjaraning hajmi 1% ga oshadi. Fullerit kristalli $1,7 \text{ g/sm}^3$ zichlikka ega, bu esa grafit zichligi $2,3 \text{ g/sm}^3$ dan va olmosning zichligi $3,5 \text{ g/sm}^3$

dan ancha katta. C_{60} molekulasi inert argon atmosferasida harorat 1700 K tartibga qadar stabilligini saqlaydi. Kislorod qatnashganda esa harorat 500 K ga tenglashganda oksidlanish kuzatiladi, ya'ni CO va CO_2 hosil bo'lishi kuzatiladi. Xona haroratida 0,55 eV energiyali fotonlar bilan nurlantirilganda ham oksidlanish sodir bo'ladi, bu esa yorug'likning ko'rish sohasidagi fotonlar energiyasi (1,54 eV) dan ancha kichik, shuning uchun toza fulleritni qorong'ilikda saqlash shartdir.

Kristallsimon fullerenlar va plyonkalar (qatlamlar) taqiqlangan zonasining energiya kengligi 1,2-1,9 eV bo'lgan yarim o'tkazgichlardek va foto o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Fullerit kristalliga ko'rish diapozonidagi yorug'lik nuri bilan ta'sir etganda, uning elektr qarshiligi kamayadi. Foto o'tkazuvchanlik qobiliyatiga faqat toza fulleritlar emas, balki uning boshqa moddalar bilan aralashmalari ham ega bo'ladi. Kaliy atomlarini C_{60} plyonkaga kiritish yo'li bilan o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik harorati 19 K bo'lgan o'ta o'tkazgich olish mumkinligi ham kuzatildi.

J.X.Schon, Ch.Klok, B.Batloglarning yuqori haroratli o'tkazuvchanlik hodisasini aktseptorlar kiritilgan fulleritlarda kuzatganlari ushbu yo'nalishda ham echimini kutayotgan masallar talaygina ekanligidan dalolat beradi. Mazkur yo'nalishda jahonning ko'pgina etakchi ilmiy tadqiqot laboratoriyalarida tadqiqotlar olib borilmoqda. Masalan, juda kichik diametrga ega bo'lgan -0,4 nm uglerodli nanonaychalar (nanotrubkalar) sintezlandi va ularning o'ta o'tkazuvchanligi harorat <20 K bo'lganda kuzatildi.

Turli diametrdagi nanonaychalarni olish va ularni metallar bilan to'ldirish yo'li bilan parametrlari oldindan berilgan xossalarga ega bo'lgan kvant simlarni hosil qilish uchun muvaffaqiyatli yo'nalishlardan biridir. Shuning uchun metall bilan to'ldirilgan nanonaychalarning elektron strukturasi modelini yaratish dolzarb masala hisoblanadi. Masalan O.M.Kenn va P.N D'yachkovlarning ishida nanonaycha ichidagi metallning alohida atomlaridan tashkil topgan zanjirning elektron strukturasi hisoblangan. Metallning o'tkazuvchan elektronlari orasidagi o'zaro ta'sir va ularni o'rab olgan nanonaychaning uglerodli karkasi cheksiz baland devorli ikki o'lchamli silindsimon o'ra ko'rinishida modellashtirildi.

Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlardan BSCCO – 2212 metalloksidning kristallari sirtida skanerli tunneli mikroskop (STM) yordamida 3 o'lchamli o'ta o'tkazuvchan nanodomenlardan iborat sohalar borligi kuzatildi. Bundan quyidagi esa o'z navbatida quyidagi savollar kelib chiqadi:

1) Mazkur nanodomenlardan iborat nanostrukturalar yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar uchun umumiyimi, ya'ni boshqa YBCO TBCCO metall oksidli o'ta o'tkazgichlarda ham kuzatiladimi?

2) Ushbu nanodomenlardan iborat nanostrukturalar faqat sirtida kuzatiladimi yoki massiv yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarda ham mavjud bo'ladimi?

Keyingi olib borilgan tadqiqotlar yuqoridagi savollarga oydinlik kiritdi. Jahonning etakchi ilmiy tadqiqot laboratoriyalarida YBCO-123 va TBCCO-2212 metal oksidi asosidagi yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchan plyonkalarda o'tkazilgan tajribalar natijalari bunday nanodomenli nanostrukturalar faqatgina BSCCO – 2212 uchun xos emas, balki boshqa metall oksidi asosidagi o'ta o'tkazgichlar uchun ham xos ekanligi va ularning o'ta o'tkazgichning yuzasida emas hajmida ham mavjudligi ilmiy isbotlandi.

Uglerodli nanotrubkalarining o'ta o'tkazgichlar bilan bog'langan holda amaliy tadbiq etish maqsadida olib borilgan tadqiqotlar asosida SKVIDlar ham tayyorlandi. Bunday Jozefson kontaktlari asosidagi SKVIDlardan birining rasmi yuqoridagi 4.8-rasmda keltirilgan chizmada o'z aksini topgan edi. Ushbu keltirilgan tasvir Fransiyadagi CNRS ilmiy markazining bir guruh olimlari tomonidan zamonaviy nanotexnologiyalar yutuqlaridan foydalangan holda tayyorlandi. Rasmdagi o'lchamlarning keltirilishidan bu naqadar nozik katta kuch va e'tiborni talab etadigan tajriba ekanligini ko'rishimiz mumkin. Bunday SKVIDlar asosidagi qurilmalar nanozarralar magnit xossalari o'rganishda noyob asbob bo'lib juda ham qo'l keladi.

Demak o'ta o'tkazuvchanlik va nanostrukturalar bir-biri bilan bog'liq ekanligi, ularning bir-birini to'ldirishini hamda ham amaliy, ham nazariy ahamiyatga ega ekanligiga ishonch hosil qildik.

Nanostrukturalar darajasida o'ta o'tkazuvchanlik hodisalarini tadqiq etilishi

insoniyat uchun hozirgi kunda echilmagan muammo bo'lib qolayotgan o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini tushuntira oladigan va xona haroratida ham bunday hodisani kuzatish mumkinmi degan savollarga javob topishda imkoniyat yaratadigan tadqiqotlar yo'nalishiga kiritish mumkin.

Bundan tashqari mazkur yo'nalishdagi ilmiy tadqiqotlar parametrlari oldindan berilgan materiallar olish texnologiyasini yaratish bo'yicha amaliy ahamiyatga molik natijalarga olib kelishi mumkin.

Demak o'ta o'tkazuvchanlik va nanotexnologiya yo'nalishdagi tadqiqotlar bir-biri bilan bog'liq bo'lib, ushbu sohada tadqiqot olib borib, ta'lim berib kelayotgan jahonning ko'pgina laboratoriya va kafedralarining nomlanishi ham «O'ta o'tkazuvchanlik va nanotexnologiyalar» ko'rinishida ekanligidan ham ko'rinib turibdi.

4.10. NANOTEXNOLOGIYA, FULLERENLAR VA UGLERODLI NANOTRUBKALAR

Nanotexnologiya nima? Fulleren nimaga o'xshaydi va uning g'aroyibliги nimada? NASA 2018 yilda qurishni rejalashtirgan kosmik lift haqida eshitganmisiz? ekologik toza yoqilg'i yacheykalar asosida ishlovchi Yaponiya avtomobillari haqida-chi? Nanorobotlarni nimadan tayyorlash mumkinligi va o'zini - o'zi tozalovchi qoplamalarni bilasizmi?

Nanotexnologiyalar – bu shunday «eng yuqori texnologiyalarki» ularning rivojlanishiga yuqori iqtisodiy holatdagi mamlakatlar hozirgi kunda milliard dollarlab mablag'larni sarflashmoqda. Olimlarning fikricha nanotexnologiya 21-asrda xuddi informatikaga komp'yuterning ta'siri qanday bo'lgan bo'lsa moddalarning o'zarishiga ta'siri ham xuddi shunday revolyutsion bo'ladi va uning rivojlanishi yozuv, par mashinasi yoki elektrning o'zlashtirilishiga nisbatan insoniyat hayotini kattaroq darajada o'zgartirib yuboradi.

Asosiy e'tiborni quyidagi masalalar muhokamasiga qaratamiz:

- Skanerli-zondli mikroskopiya aoslari bilan tanishish;
- uglerodli nanotrubkalar va fullerenlarning xossalari va tuzilishini o`rganish;
- uglerodli nanotrubkalarni olish usullari bilan tanishish;
- nanotexnologiyaning fan va texnikaning sohalarida qo`llanilishini ko`rish.

Nanometrli masshabda texnologiyaning tashkil qilish fikri birinchi bo`lib, Nobel mukofoti laurati Richard Feynman tomonidan taklif etilgan edi. 1959 yilda u juda kichik o`lchamlar darajasida moddalarni tuzilishini boshqarish va nazorat qilish muammolari haqida o`zining «U yerda pastda hali juda ko`p joy bor» (“There is plenty of space on the bottom”) nomli ma`ruzasida «birorta ham fizikaviy yoki kimyoviy qonunlar atomlarning o`zaro holatini o`zgartirishimizga to`siqlik qila olmaydi» - degan edi.

«Nanotexnologiya» tushunchasining o`zi yaponiyalik olim Norio Taniguchi tomonidan 1974 yilda kiritilgan edi. U shunday deb bir mikrondan kichik o`lchamdagi texnologiya va mexanizmlarni atashni taklif qildi. U nanotexnologiyaning qisqacha ta`rifini berganda moddalarning chegaraviy soha $0,1 \div 100$ nm darajada o`zgartirilishi va ularga ishlov berilishi bilan bog`liq takrorlanuvchan texnologiyalarni nazarda to`tgan edi.

1985 yilda Richard Smolli fullerenlarni – shar shaklidagi uglerod molekulasini (C_{60} molekulasida uglerod atomi koptok shaklini tashkil etgan besh va olti burchaklarning burchaklarida joylashgan) ixtiro qildi. 1991 yilda NEC kompaniyasidan Suomi Iiyama uglerodli nanotrubkalarni ixtiro qildi.

Nanotexnologiya insoniyatga ko`pgina hattoki fantastik masalalarni echishga ko`maklashishi mumkin:

- atomar va molekulyar darajadagi juda yangi sanoat texnologiyalarini yaratishda;
- o`ta mustahkam metallar, gazlamalar, platmassalar, qayta tiklanuvchan materiallarni beruvchi o`zgartirilgan molekulyar strukturali qattiq jism va sirtlarni (materiallar va plyonkalar) yaratishda;

- molekular ishtirokida tuzilgan, ya'ni kimyoviy reaksiyalarsiz, yangi kimyoviy moddalarni yaratishda;
- logik nanoelementlar va nanokomp'yuterlar (miniatyurlashtirish va komp'yuterlarning hisoblash quvvatini oshirish), hamda yangi turdagi o'ta o'tkazgichlarni (o'ta sovuq) yaratish;
- oqsil molekulariga asoslangan hisoblash qurilmalarini yaratish;
- tirik organizmlar (o'simliklar va hayvonlar) ning sun'iy analogini yaratish;
- nanorobotlar, nanomashinalar (nanodvigatellar) pretsizion (aniq) nanomanipulyatorlar yaratish;
- genetik va fiziologik jarohatlarni xo'jayra va xo'jayra osti darajasida organizmda implantatsiya qiluvchi robot shifokorlarni yaratish;
- bioanaloglar –bakteriyalar, viruslar sodda organizmlar asosida o'z-o'zidan replitsiyalanuvchi (o'z-o'zidan ko'payuvchi) sistemalar yaratish.

Nanotexnika uchun birinchi qurilma IBM da ixtiro qilindi. 1982 yilda Gerd Binnig va Genirh Rorer tomonidan rastrli tunnelli mikroskop ixtiro qilindi, buning uchun uning mualliflar Nobel` mukofotiga sazovor bo'lishdi. 1986 yilda nafaqat metallar atomini ko'ra oladigan atomli kuchli mikroskop ixtiro qilindi. 1989 yilda amerikalik tadqiqotchi Don Eygler metall sirtiga atomlarni joylashtirib ulardan "IBM" yozuvini bajardi.

Mazkur mikroskopning paydo bo'lishi atomlarni alohida-alohida ko'rish imkoniyatini hosil qildi. Bunday aniq o'lchovlarni amalga oshirishda tadqiqotchilar kvant fizikasi effektlarini qo'llashadi. Mikroskopning zondi sirtga bir necha atom o'lchamida (~0,5-1,0 nm) yaqinlashsa, ular orasida (ularga ishchi kuchlanish bergandan so'ng) odatdagi tushunchaga binoan zond bilan sirt orasida kontakt yo'q bo'lishiga qaramasdan elektr toki paydo bo'ladi. elektr toki «tunnelli effekt» bo'lganligi sababli oqadi shuning uchun mikroskopning nomi kelib chiqadi. Fenomen shundan iborat-ki, elektron etarlicha energiyaga ega bo'lmasdan ham bar'yerdan (ya'ni potensial bar'er - zondlanuvchi mikronayza va namuna sirti orasidagi uncha katta bo'lmagan

oraliq hosil qilgan elektr zanjiridagi uzilish) o'tishi mumkin, ya'ni ushbu to'siq orqali «tunnellarnar ekan. Oqayotgan tokning qiymati zond va sirt orasidagi masofani o'lchash imkoniyatini beradi, skanerlash esa atomdan atomga ketma-ket amalga oshiriladi, bu esa tadqiq etilayotgan materialning sirtini juda aniq suratini beradi.

O'tkazilgan analizlar natijasida nanotexnologiyada quyidagi muhim yo'nalishlarni ajratish mumkin:

- molekulyar dizayn;
- nanomaterialshunoslik;
- nanoasbobsozlik;
- nanoelektronika
- nanooptika;
- nanokataliz;
- nanomedsina;
- nanotribiologiya;
- boshqariladigan yadroviy reaksiyalar.

O'z davrida Demokrit o'zining borliqni atomistik kontsepsiyasida dunyoning kimyoviy elementlar va ularning birikmalaridan tashkil topgan biri biridan o'zlariga xos xossalari bilan farq qiluvchi «g'ishtchalar»dan iborat ekanligiga e'tiborini qaratgan edi.

Ushbu «dunyoni tashkil etuvchi g'ishtchalar»ning xossalari bir xil bo'lmagani kabi, ularning kelib chiqishi ham bir xil emas. Ba'zi mis, temir, oltinugurt, uglerod kabi elementlar uzoq tarixdan ma'lum bo'lsa, boshqa elementlarning yoshi faqatgina asrlar bilan o'lchansa ham ular kashf etilmagan bo'lishiga qaramasdan insoniyat undan doim foydalanib kelgan (Masalan, kislorod, u faqatgina XVIII asrdagina kashf etildi). Uchinchilari esa 100-200 yil oldin kashf etildi, ammo faqatgina bizning asrimizga kelib birinchi darajali ahamiyatga ega bo'ldi. Bunga uran, alyuminiy, bor, litiy, berilliy va boshqalarni kiritish mumkin.

To'rtinchilarning esa ishchi biografiyasi endigina boshlanmoqda. . . .

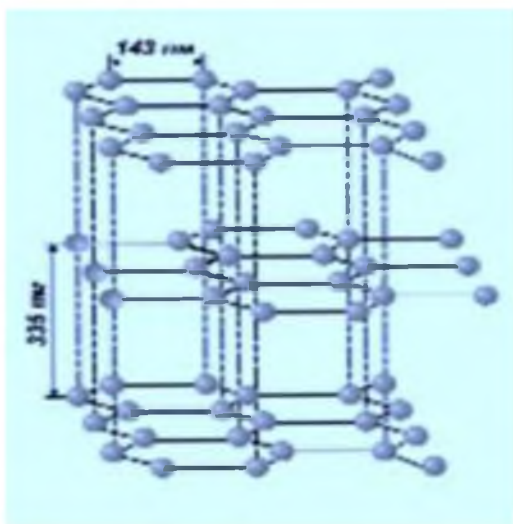
1985 yilda Robert Kerl, Garol`d Kroto i Richard Smolli mutlaqo tasodifan printsiptial yangi uglerod birikmasi – fullerenni kashf etdilar. Uning g`aroyib xossalari ko`pgina tadqiqotlar olib borishga jalb etdi. 1996 yili fullerenni ixtirochilari Nobel mukofoti bilan taqdirlandilar.

Fulleren molekulasining asosini uglerod tashkil etadi – bu g`aroyib element, ko`pchilik elementlar bilan birikish qobiliyati bilan farq qilib, turlicha tarkibdagi va tuzilishdagi molekulalarni hosil tqiladi. Maktab kursidagi kimyo fanidan biz bilamizki, uglerod asosan ikkita, grafit va olmos ko`rinishdagi allotrop holatda bo`ladi. Fullerenning kashf etilishi bilan uglerodning yana bir allotrop holati kashf etildi. Boshlanishida grafit, olmos va fulleren molekulalarining tuzilishini ko`ramiz.

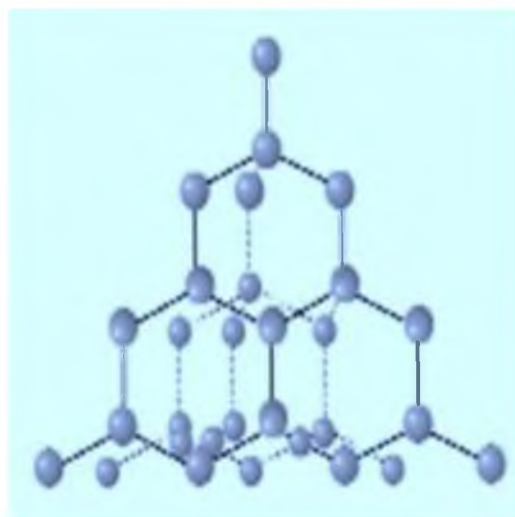
Grafit *qatlamli strukturaga ega*. Har bir qatlami uglerod atomlari bir-biri bilan kovalent bog`langan muntazam olti burchakda birlashishidan tashkil topgan. Qo`shni qatlamlar kuchsiz Van-der-vaal`s kuchlari yordamida birgalikda ushlab turiladi. Shuning uchun ular bir-biriga nisbatan oson siljiydi. Bunga misol odatdagi qalamni ko`rsatish mumkin – grafitli sterjen yordamida qog`ozga chizilganda qatlamlar ketma-ket bir-biridan «ajraladi».va unga iz qoldiradi.

Olmos *uch o`lchamli tetraedrik tuzilishga ega*. Uglerodning har bir atomi boshqa to`rttasi bilan kovalent bog`langan. Kristall panjardagi barcha atomlar bir-biriga nisbatan bir xil masofada (154 nm) joylashgan. Ullarnig har biri boshqasi bilan to`g`ridan to`g`ri kovalent bog`langan va qanday o`lchamda bo`lishidan qat`iy nazar bitta o`lkan makromolekulani tashkil qiladi.

C-C Kovalent bog`lanishning yuqori energiyaga ega bo`lganligi sababli, olmos o`ta yuqori mustahkamlikka ega bo`lib, faqatgina qimmatbaho tosh sifatida emas, balki metallarni kesish va charxlovi uskunalarni tayyorlashda xom ashyo sifatida ham foydalaniladi.



4.10-rasm. Grafitning tuzilishi

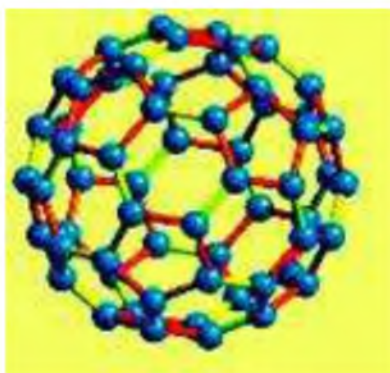


4.11- rasm. Olmosning tuzilishi

Fullerenlar o'z nomlarini shunga o'xshash strukturani me'morchilikda qo'llashni uylab topgan arxitektor Bakminster Fuller sharafiga olganlar (shuning uchun ularni bakibollar ham deb atashadi). Fulleren besh va olti burchak shakldagi «quroqchalardan» tashkil topgan futbol koptogini juda eslatuvchi *karkasli strukturaga ega*. Agar ushbu ko'p qirraning balandliklarida uglerod atomlari joylashgan deb tasavvur etsak, unda biz eng stabil fulleren C_{60} ni olamiz.

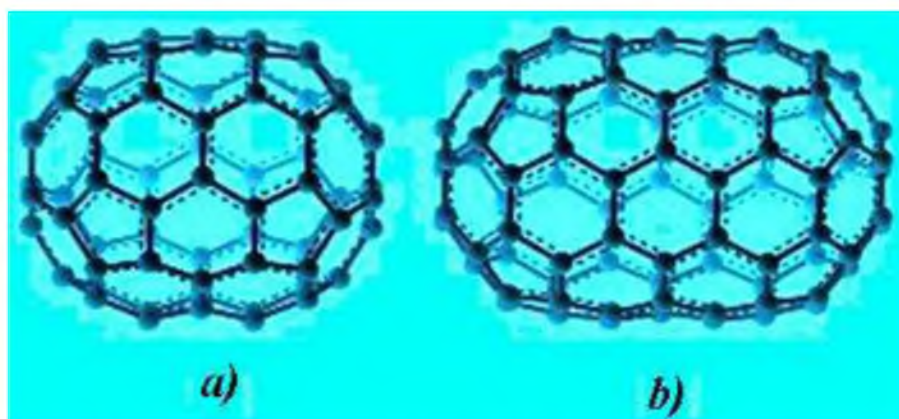
Fullerenlar oilasining ko'proq simmetrik vakili bo'lgan C_{60} molekulasida oltiburchaklar soni 20 taga teng. Bunda har bir beshburchak faqat olti burchaklar bilan chegaralangan, har bir oltiburchak esa oltiburchaklar bilan uchta va beshburchaklar bilan uchta umumiy tomonlarga ega.

Fulleren molekulasining qiziqligi ham shundagi bunday uglerodli «koptok»ning ichida bo'shlik hosil bo'ladi. Kapilyarlik xossaga ega bo'lganligi tufayli uning ichiga boshqa moddalar atom va molekularini kiritish mumkin, bu esa ularni xavfsiz ko'chirish imkoniyatini beradi.



4.12-rasm. Fulleren strukturasi, C_{60} .

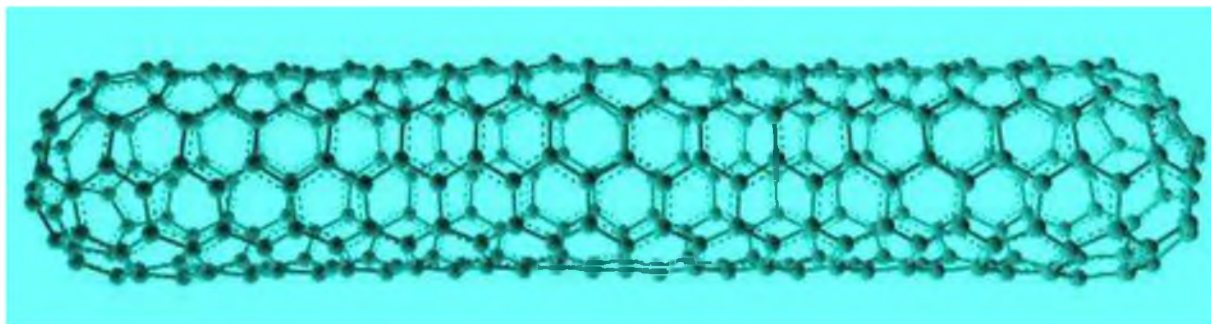
Fullerenlarni tadqiq etishda turli sonli 36 tadan to 540 tagacha uglerod atomiga ega bo'lgan molekulari sintezlandi va o'rganildi



4.13-rasm. Fullerenlar vakillari *a)* C_{70} . *b)* C_{90} .

Biroq uglerodli karkasli strukturalar bu bilan tugamaydi. 1991 yilda yaponiyalik professor Sumio Iidzima nanotrubka nomini olgan uzun uglerodli silindrni qayd etdi.

Nanotrubka – bu uglerodning milliontadan ko'proq atomidan tashkil topgan molekula bo'lib, diametri nanometr ga yaqin va uzunligi bir necha o'n mikron-dan iborat naycha ko'rinishida bo'ladi. Naycha devorlarida uglerod atomlari muntazam olti burchakning uchlarida joylashgan.



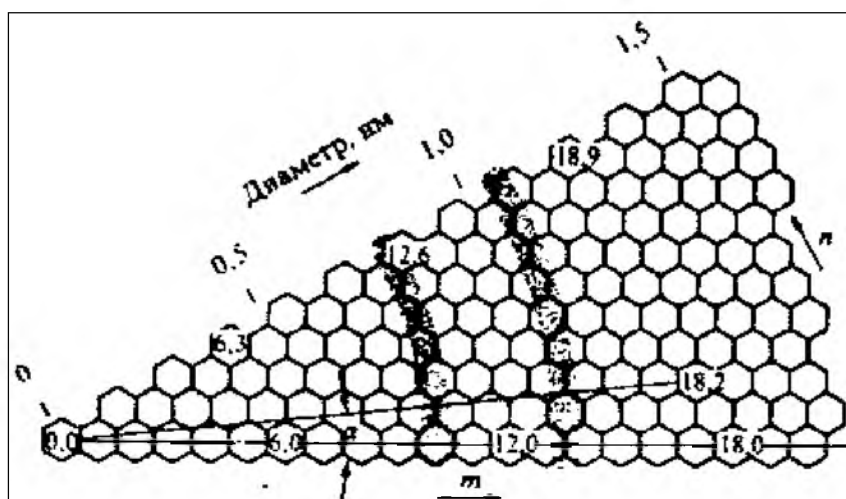
4.14-rasm. Nanotrubka strukturasi.

Nanonaycha strukturasi quyidagicha tasavvur etish mumkin: Grafitli tekislikni olib, undan yo`lakcha qirqib olamiz va uni silindr shaklida «yopishtiramiz» (haqiqatda esa nanonaycha o`zgacha ko`rinishda o`sadi). Nanonaychalarning tajribada kashf etilishigacha nazariyotchilardan biror kishi ham uni oldindan aytib berishmadi. Shunday qilib, olimlarning faqat uni o`rganishi va taajublanishigina qoldi xolos.

Ideal nanotrubka – bu yassi geksagonal grafit to`rini yamoqsiz (shovsiz) o`rash yo`li bilan olingan silindirdir (4.14-rasm). Geksagonal grafit to`ri va nanotrubkaning bo`ylama o`qining o`zaro joylashuv yo`nalishi nanotrubkaning juda muhim strukturasi aniqlaydi. Ushbu xarakteristika uning xiraligi deb nom bilan qabul qilingan.

Trubkalar turli xiraliklari, ya`ni trubka o`qiga nisbatan grafitli tekislik yo`nalishining joylashuv burchagi bilan xarakterlanadi. Ideallashtirilgan nanotrubka – bu grafitli tekislikni silindr shaklida o`rashdan hosil bo`ladi, ya`ni uning sirti (qirralarida) uchlarida uglerod atomi joylashtirilgan muntazam olti burchaklarni terib chiqqandek bo`ladi. Ushbu jarayonning natijasi grafitli tekislikning nanotrubka o`qiga nisbatan joylashuv burchagiga bog`liq. Yo`nalish burchagi nanotrubkaning, ya`ni xususiy holda uning elektr xarakteristikalarini-xiraligini aniqlaydi. Nanotrubkaning ushbu hossalari 4.15-rasmida ko`rsatilgan, unda grafitli tekislikning qismi aks ettirilgan va uning ko`rishimiz mumkin bo`lgan yo`nalishlari belgilangan. Nanotrubkalarining xiraligi tekislikni o`rash natijasida koordinata boshida joylashgan oltiburchak bilan mos keluvchi oltiburchak

koordinatalarini ko'rsatuvchi (m,n) simvollar to'plami bilan belgilanadi. Shunday oltiburchaklarning ba'zi birlari mos ravishdagi belgilashlar bilan birgalikda rasmda qayd etilgan. Xiralikni boshqacha belgilash usuli- bu trubkaning o'ralish yo'nalishi bilan qo'shni oltiburchaklarning umumiy tomonga ega bo'lgan yo'nalish orasidagi burchakni ko'rsatish bilan bog'liq. Nanotrubkalarining o'ralishi mumkin bo'lgan yo'nalishlari orasida oltiburchakning koordinata boshi bilan mos kelishi uchun uning strukturasi siljitish talab qilinmaydigan yo'nalish (m,n) ajralib turadi. Ushbu yo'nalishga $\alpha=0^\circ$ va $\alpha=30^\circ$ mos keladi. Ko'rsatilgan konfiguratsiyalar mos ravishda (m,0) va (2n,n) xiralikka mos keladi.



4.15-rasm.

Nanonaychaning xiraligini ko'rsatish – grafitli tekislik silindr shaklida o'ralganda bir qatlamli nanonaycha hosil bo'lishiga olib keluvchi bo'lakning chizmasi.

Bir qatlamli nanotrubkaning xiralik indekslar bir ma'noda uning diametri D ni aniqlaydi. Ma'lumki, ushbu bog'lanish quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$D = \sqrt{m^2 + n^2 - mn} \frac{\sqrt{3}d_0}{\pi}, \quad (4.33)$$

bu yerda $d_0 = 0,142$ nm - grafitli tekislikdagi qo'shni uglerod atomlari orasidagi masofa.

Zamonaviy elektron mikroskoplarning ajrata olish qobiliyati turli xiraliklarga ega bo'lgan nanotrubkalarni to'g'ridan to'g'ri farqlay ola olmaydi, shuning uchun mazkur parametrni aniqlashning asosiy usuli uning diametrini o'lchash bilan bog'langan.

Nanotrubkaning soddalashtirilgan modelini ko'rib chiqamiz. 4.15-rasmda ideallashtirilgan bir qatlamli nanotrubkaning modeli keltirilgan. Bunday trubka

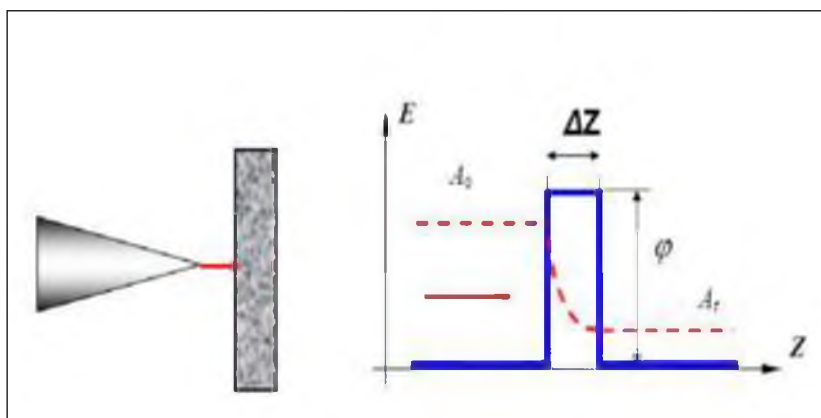
o`ralganda yamoq (shov) hosil qilmaydi va muntazam olti burchaklari bilan birga oltita besh burchaklari bo`lgan yarim sferali balandliklar bilan tugaydi. Trubkalar oxirida besh burchaklarning bo`lishi ularni xuddi bo`ylama yoki uzunligi diametriga nisbatan anchagina katta bo`lgan fullerenlar molekulasining chegaraviy holi deb qarash imkonini beradi.

Tajribada kuzatiladigan, bir qatlamli nanotrubkalarining strukturasi ko`p jihatdan yuqorida keltirilgan ideallashtirilgan ko`rinishdan farq qiladi. Kuzatishlar shuni ko`rsatdiki, hammadan oldin nanotrubka balandligining shakli ideal yarim sferadan yiroq ekan.

Bir qatlamli nanotrubkalar orasida xiraligi (10,10) bo`lgan nanotrubkalar alohida o`rin egallaydi. Bunday turdagi nanotrubkalarda har bir olti a`zoli halqa tarkibiga kiruvchi ikkita C-C bog`lamlar bo`lib, trubkaning bo`ylama o`qiga parallel yo`nalgandir. Hisob kitoblarga muvofiq, bunga o`xshash nanotrubkalar toza metallik o`tkazuvchanlikka ega bo`lishi kerak. Bundan tashqari, termodinamik hisob-kitoblar bunday trubkalar yuqori stabillikka ega ekanligini va boshqa xiralikdagi, ya`ni bir qatlamli nanotrubkalar hosil bo`ladigan sharoitga nisbatan ustunroq ekan. Yaqin vaqtlargacha bunday ideallashtirilgan sharoitga ega bo`lish mumkin emasdek edi. Biroq grafit sirtini nikeli katalizator ishtirokida ikkita impul`sli lazer yordamida nurlantirish diametri $1,36 \text{ nm}$ va uzunligi bir necha yuz mikron bo`lgan nanotrubkalarni sintezlash amalga oshirildi, nazariy xulasalar tajribada tasdiqini topdi. Elektron mikroskop va rentgen difraktometri yordamida amalga oshirilgan o`lchovlardan xiraligi (10,10) bo`lgan nanotrubkalar diametric, 5 mkm dan to 20 mkmgacha bo`lgan ajoyib tarzda tayyorlangan va g`altaklarga o`ralgan jgutlarni hosil qilar ekan. Bundan tashqari EPR spektrlarini o`lchash va to`g`ridan to`g`ri o`tkazuvchanlikni o`lchashlar bilan to`ldirilgan natijalar ushbu materiallar metallik xaraktyerdagi elektro o`tkazuvchanlikka ega ekanligini ko`rsatdi.

4.11. SKANERLOVCHI TUNELLI MIKROSKOPIYA

Tarixiy birinchi bo`lib zondli mikroskoplar oilasidan bo`lgan tunelli mikroskop paydo bo`ldi. Skanerlovchi tunelli mikroskopning (STM) ishlash prinsipi metall zondi va tashqi elektr maydonida o`tkazuvchan namuna orasidagi tor potensial bar`er (to`siq) orqali elektronlarning tunnellanish hodisasiga asoslangan.



4.16-rasm. Tunelli mikroskopdagi potensial bar`er orqali elektronlarning tunnellanishini ifodalovchi chizma.

STM da zond namuna sirtiga bir necha angstrom masofada yaqinlashtiriladi. Unda qiymati asosan zond materiali va namuna elektronlarining chiqish ishi φ_p va φ_s bilan aniqlanadigan tunelli-shaffof potensial bar`er hosil bo`ladi. Sifatiy qaralganda bar`erni effektiv balandligi materialning o`rtacha chiqish ishiga teng bo`lgan to`g`ri to`rtburchak ko`rinishda qarash mumkin:

$$\varphi^* = \frac{1}{2}(\varphi_p + \varphi_s). \quad (4.34)$$

Kvant mexanikasidan ma`lumki, to`g`ri burchak ko`rinishidagi bir o`lchamli potensial bar`erdan elektronlarning tunnellanish ehtimolligi (o`tish koeffitsienti):

$$W = \frac{|A_t|^2}{|A_0|^2} \cong e^{-k\Delta z}, \quad (4.35)$$

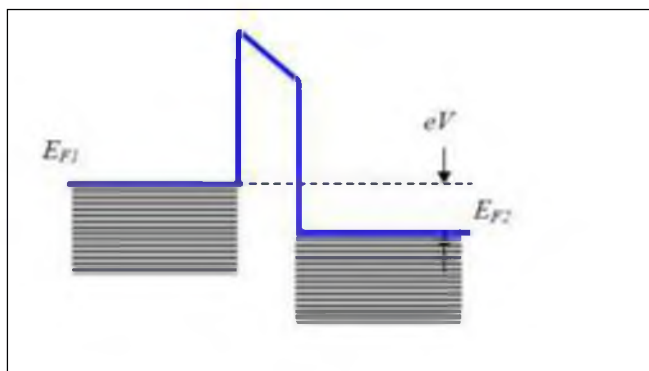
bu yerda A_0 - bar`erga tomon harakatlanayotgan elektron to`lqin funksiyasining amplitudasi; A_t – bar`er orqali o`tgan elektronning to`lqin funksiyasining amplitudasi; k - potensial bar`er sohasiga mos keluvchi to`lqin funksiyasining so`nish koeffitsienti; Δz – bar`er kengligi.

Ikkita metallning tunnel kontakti uchun so`nish doimiysini quyidagicha

tasavvur etish mumkin:

$$k = \frac{4\pi\sqrt{2m\varphi^*}}{h}, \quad (4.36)$$

bu yerda m – elektron massasi; φ^* - elektronning oʻrtacha chiqish ishi; h – Plank doimiysi.



4.17-rasm. Ikkita metall orasida hosil boʻluvchi tunnelli kontaktning energetik diagrammasi.

Tunnell kontaktiga V potentsiallar farqi qoʻyilganda zond va namuna orasida tunnelli toki

paydo boʻladi.

Tunellanish jarayonida, asosan fermi sathi atrofidagi elektronlar ishtirok etishadi. Ikkita metall kontakti holi uchun tunnel tokining zichligi ifodasi (bir oʻlchamli yaqinlashuvda) quyidagicha boʻladi:

$$j_t = j_o \left(\varphi^* \exp(-A\sqrt{\varphi^*} \Delta Z) - (\varphi^* + eV) \exp(-A\sqrt{\varphi^* + eV} \Delta Z) \right), \quad (4.37)$$

bu yerda j_o va A parametrlar quyidagi ifodalar yordamida beriladi:

$$j_o = \frac{e}{2\pi\hbar(\Delta Z)^2}; \quad A = \frac{4\pi}{h} \sqrt{2m}. \quad (4.38)$$

Siljish kuchlanishining kichik ($eV < \varphi$) boʻlganligi sababli, tok zichligi uchun ifodani undan soddaroq koʻrinishda tasavvur etish mumkin. (4.37) ifodadagi ikkinchi eksponentani eV parametr boʻyicha chiziqli holga keltirib, quyidagini formulani olamiz:

$$j_t = j_o \exp(-A\sqrt{\varphi^*} \Delta Z) \cdot \left(\varphi^* - (\varphi^* + eV) \cdot \left(1 - \frac{AeV\Delta Z}{2\sqrt{\varphi^*}} \right) \right). \quad (4.39)$$

Oxiri oqibat, eV hadni φ^* ga nisbatan hisobga olmasdan tok zichligi uchun ifodani quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:

$$j_t = j_o \frac{A\sqrt{\varphi^*} eV\Delta Z}{2} \exp(-A\sqrt{\varphi^*} \Delta Z) = \frac{e^2 \sqrt{2m\varphi^*}}{h^2} \cdot \frac{V}{\Delta Z} \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m\varphi^*} \Delta Z\right). \quad (4.40)$$

Eksponentsial bog`lanish juda kuchli bo`lganligi sababli, baholash va sifatli muhokama yuritish uchun ko`p hollarda quyidagi soddalashtirilgan ifodadan foydalaniladi:

$$j_t = j_o(V) e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m\varphi^*} \Delta Z}, \quad (4.41)$$

unda $j_o(V)$ kattalik zond-namuna orasidagi masofaning o`zgarishiga bog`liq emas deb olinadi. Chiqish ishining odatdagi qiymatlari ($\varphi \sim 4$ eV) bo`lgan hol uchun so`nish doimiysining qiymati $k=2\text{Å}^{-1}$, bu yerda shuni eslatish lozimki, ΔZ ning qiymati $\sim 1\text{Å}$ ga o`zgarganda tokning qiymati bir tartibga o`zgaradi. STM dagi real tunnel kontakti bir o`lchamli bo`lmasdan murakkab geometriyaga ega, biroq tunnellanishning asosiy ma`nosi, aynan tokning zond-namuna masofasidagi eksponentsial bog`lanishi, hattoki murakkabroq modellarda ham saqlanadi, bu esa tajriba orqali tasdiqlanadi.

Katta siljish kuchlanishlari ($eV > \varphi^*$) uchun (4.37) ifodadan biz uchun yaxshi tanish bo`lgan vakuumdagi elektronlarning maydon emissiyasi uchun quyida keltirilgan Fauler-Nordgeym formulasi olinadi:

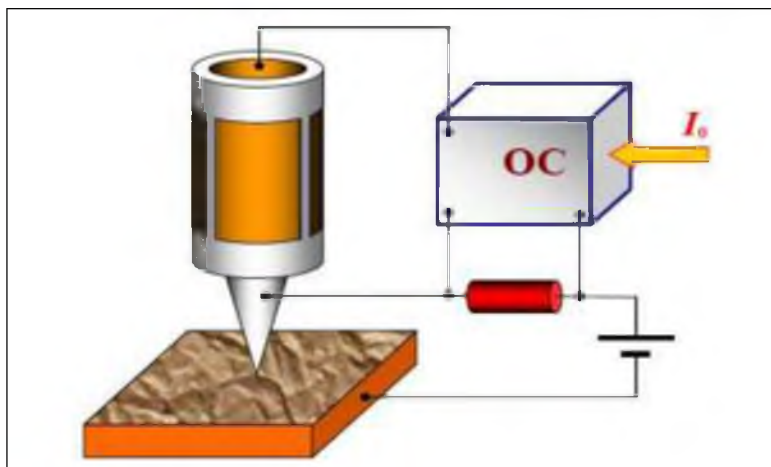
$$J = \frac{e^3 V^3}{8\pi\varphi^* (\Delta Z)^2} \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2m}(\varphi^*)^{\frac{3}{2}} \Delta Z}{3ehV}\right]. \quad (4.42)$$

Tunnel tokining masofaga eksponentsial ko`rinishdagi bog`lanishi (4.41) tunnelli mikroskopda zond bilan namuna orasidagi masofani yuqori aniqlik bilan boshqarish imkoniyatini beradi. STM teskari manfiy bog`lanishga ega bo`lgan elektromexanik sistemadir. Teskari bog`lanishga ega bo`lgan sistema zond va namuna orasidagi tunnel tokining qiymati, o`z navbatida zond va sirt orasidagi masofasining nazorati zondning Z o`qi bo`ylab p`ezoelektrik element yordamida siljitish orqali amalga oshiriladi (4.18-rasm)

STMda sirt rel`efini hosil qilish ikki usul bilan amalga oshiriladi. O`zgaras tunnelli toki usuli yordamida (4.19(a)-rasm) bunda zond rastarli skanerlashni amalga

o'shib, sirt bo'ylab siljiladi, bunda teskari bog'lanishga ega bo'lgan zanjirdagi Z p'ezoelement elektroddagi kuchlanishning o'zgarishi $Z=f(x,y)$ funksiya ko'rinishida komp'yuter xotirasiga yoziladi, undan so'ng komp'yuter grafikasi yordamida unga ishlov berilib qayta ifodalanadi.

Atomlar yassi sirlarni tadqiq etishda ko'p hollarda sirtning STM tasvirini $Z=const$ balandlikning o'zgarish usuli orqali olish samarali usul hisoblanadi.

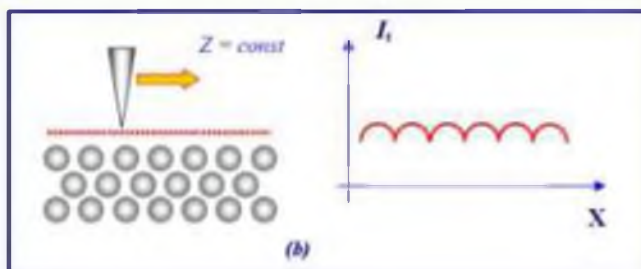
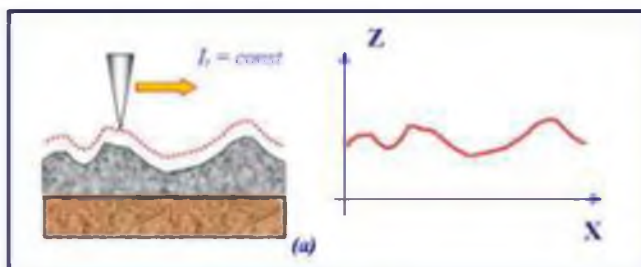


Ushbu holda zond sirt ustidan bir necha angstrom masofada siljiladi, bunda tunnel tokining o'zgarishi sirtning STM tasviri sifatida qayd etiladi (4.19(b)-rasm).

4.18-rasm. Tunnell toki bo'yicha teskari bog'lanishni tashkil etishning soddalashtirilgan chizmasi.

Skanerlash OC ni o'chirilgan holdida yoki, OC reaksiya tezligidan katta bo'lgan tezlikda shundayki, OC faqat sirt rel'efini uzluksiz o'zgarishini qayd etsin. Ushbu usulda juda katta skanerlash tezligini amalga oshirish va STM tasvirini yuqori chastotada olish mumkin, bu esa sirtida sodir bo'ladigan o'zgarishlarni amalda real vaqt sharoitida kuzatish imkonini beradi.

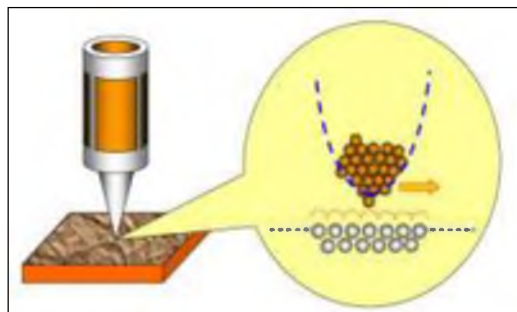
4.19-rasm STMda sirt tasvirini hosil qilishning o'zgarish tunnell toki (a) va o'rtacha masofaning o'zgarish (b) usullari.



STM ning yuqori fazoviy qayd etish tunnel tokining sirtgacha bo'lgan masofaga eksponensial bog'lanishi bilan

aniqlanadi. Sirtga normal yo'nalish bo'yicha qayd etish aniqligi angstromning

bo`laklarigacha bo`lish mumkin. Lateral` aniqlik esa zondning sifati bilan aniqlanadi, asosan nayza uchining makroskopik egrilik radiusi bilan emas, balki uning atomlar strukturasi bilan aniqlanadi. Zondni to`g`ri tayyorlaganda uning uchida katta ehtimollik bilan bitta chiqib turuvchi atom yoki katta bo`lmagan atomlar klasteri bo`ladi.



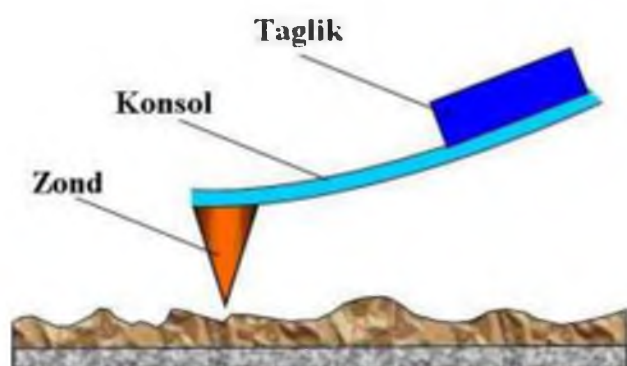
4.20-rasm. Skanerlovchi tunnelli mikroskopda atomar aniqlikni amalga oshirish.

Bunday zondlar yordamida atomar aniqlikkacha bo`lgan darajada fazoviy aniqlash imkoini beradi. Bu esa ko`pgina tadqiqotchilar tomonidan o`z tadqiqotlarida ko`rsatilgan.

Uning o`lchamlari nayza egriligiga xarakterli bo`lgan o`lchamdan ko`pgina marta kichik bo`lgan o`lchamda yig`iladi. Zond sirtiga chiqib turuvchi atom kristall panjara davri qiymatiga teng bo`lgan masofada sirtga yaqin joylashadi. Tunnell tokining masofadan eksponentsial bog`lanishida bo`lganligi sababli, ushbu holda tok asosan namuna sirti va zond uchidan chiqib turuvchi atom orasida oqadi.

4.12. ATOMLI-KUCHLI MIKROSKOPIYA

Atomli-kuch mikroskopii (ATM) 1986 yilda Gerd Binnig, Kelvin Kueyt va Kristofer Gerber tomonidan yaratildi. ASM ning ishlashi asosida sirt va zond orasidagi kuchli o`zaro ta`sir yotadi, qayd etish uchun uchida o`tkir zondi bo`lgan elastik konsol` maxsus zond datchiki foydalaniladi. Sirt tomonidan zondga ta`sir etuvchi kuch konsolni egilishiga olib keladi. egilish qiymatini qayd etib, zondni sirt bilan o`zaro ta`sir kuchini nazorat qilish mumkin.



4.21-rasm. ASM zondli qayd etgichning sxematik tasviri.

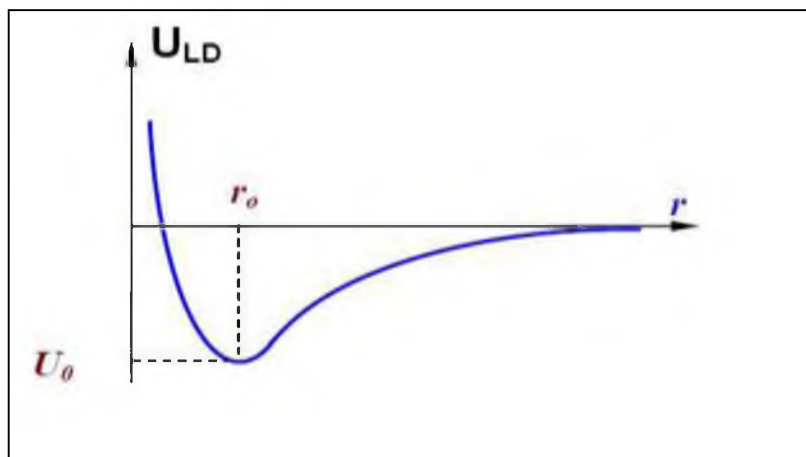
ASMning ishlash printsiptini Van-

der-Vaal's kuchi misolida sifatli tushuntirish mumkin. Ko'pgina hollarda bir-biridan r masofada joylashgan ikki atom orasidagi Van-der val's o'zaro ta'sir energiyasini darajali funktsiya Lennard-Jons potentsiali

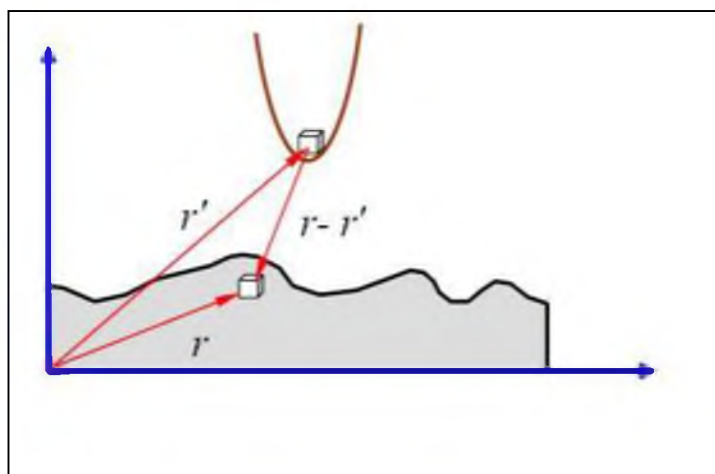
$$U_{LD}(r) = U_0 \left\{ -2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 + \left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} \right\}. \quad (4.43)$$

Ushbu ifodadagi birinchi qo'shiluvchi uzoq masofadan tortiluvchi asosan dipol'-dipol' o'zaro ta'sirlashuvchi atomlar bilan shartlangan haddir. Ikkinchi qo'shiluvchi kichik masofalarda atomlarning itarilishini hisobga oladi. r - atomlar orasidagi teng og'irlik masofa parametri, U - minimumdagi energiya qiymati.

Lennard-Jons potentsiali zondning namuna bilan o'zaro ta'sir kuchini baholash imkonini beradi. Sistemaning umumiy energiyasini zondning har bir atom va namuna orasidagi elementar o'zaro ta'sirlarini jamlash orqali aniqlash mumkin.



4.22-rasm. Lennard-Jons potentsialini sifatli ko'rinishi.



4.23-rasm. Zond va namuna o'zaro ta'sir energiyasini hisoblashga oid.

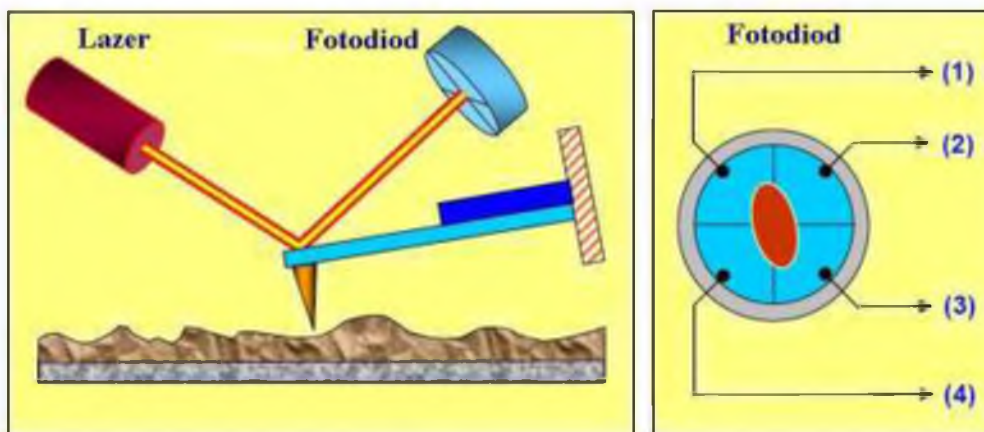
Unda o'zaro ta'sir energiyasi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$W_{PS} = \int_{V_p} \int_{V_s} V_{LD}(r-r') n_p(r') n_s(r) dV dV', \quad (4.44)$$

Bu yerda $n_s(r)$ va $n_p(r')$ namuna materiali va zondning atomlari zichligi mos ravishda sirt tomonidan zondga ta'sir etuvchi kuch quyidagicha hisoblanishi mumkin:

$$\vec{F}_{PS} = -grad(W_{PS}). \quad (4.45)$$

Umumiy holda ushbu kuch sirtga nisbatan ham normal, ham lateral (namuna sirti bo'ylab joylashgan) tashkil etuvchilarga ega. Zondning namuna bilan real o'zaro ta'siri murakkabroq xarakterga ega, biroq mazkur o'zaro ta'sirning asosiy xususiyatlari saqlanadi – ASM zond namuna tomonidan uzoq masofalarda tortilishni va yaqin masofalarda itarilishni sezadi. Sirt rel'efining ASM tasvirini olish zondli datchik elastik konsolining kichik egilishlarini qayd etish bilan bog'liq. ASM larda ushbu maqsadda optikaviy usullar keng foydalaniladi (4.24-rasm).



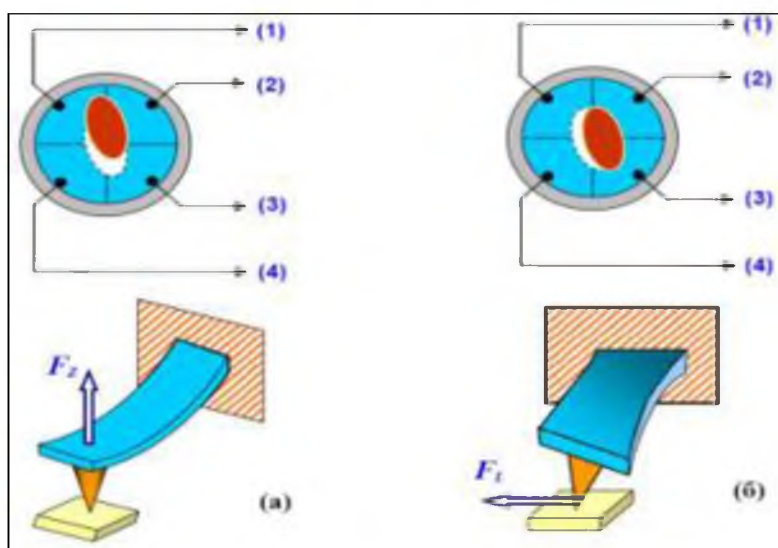
4.24-rasm. ASM zondli datchigi konsoli egilishini optikaviy qayd etish sxemasi.

ASM optik sistemi shunday o'rnatiladiki, yarim o'tkazgichli lazer nurlanishi zondli datchik konsoliga fokuslansin, qaytgan nur esa fotopriyomnikning fotosezgir sohasi markaziga tushsin. Sezgir fotopriyomnik sifatida to'rt sektsiyali yarim o'tkazgichli fotodiod foydalaniladi.

Optik sistema orqali qayd etiladigan asosiy parametrlar - bu tortilish kuchi

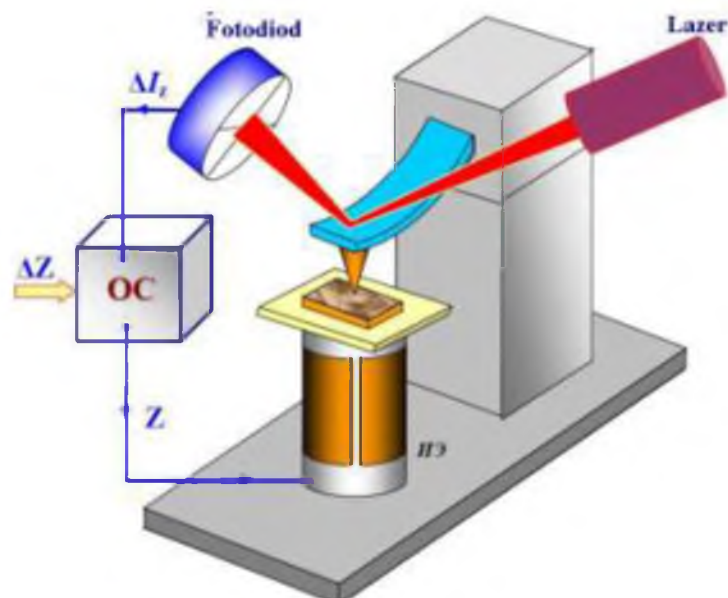
Z-komponentasi ta'siridagi konsol egilish deformatsiyalari yoki itarilish (F_Z) va zondning sirt bilan o'zar ta'sirlashish kuchining (F_L) lateral komponentasi ta'siridagi konsolning burilish deformatsiyasidir. Agar fototokning seksilardagi boshlang'ich qiymatlarini $I_{01}, I_{02}, I_{03}, I_{04}$, konsol holatining o'zgargandan keyingi tok qiymatlarini I_1, I_2, I_3, I_4 – kattaliklar orqali belgilasak, unda fotodiodning turli sektsiyalaridagi toklar farqining qiymatlari $\Delta I_i = I_i - I_{0i}$ bir xil ma'noda ASM zondli qayd etgich konsolining egilish yo'nalishini va qiymatini xarakterlaydi. Haqiqattan ham toklar farqini ifodalovchi formula quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\Delta I_Z = (\Delta I_1 + \Delta I_2) - (\Delta I_3 + \Delta I_4). \quad (4.45)$$



4.25-rasm. Zondli datchik konsoli egilish deformatsiyasi turi va fotodiodga tushuvchi yorug'lik dog'ining o'rnini o'zgarishi mosligini ifodalovchi chizma

Bu o'z navbatida namuna sirtiga perpendikulyar bo'ylab ta'sir etuvchi kuch ta'sirida konsolning egilishiga proporsionaldir (4.18(a)-rasm).



4.26-rasm. ASM da teskari bog`lanishni tashkil etilishining soddalashtirilgan chizmasi.

Toklar farqining kombinatsiyasi ko`rinishi

$$\Delta I_L = (\Delta I_1 + \Delta I_4) - (\Delta I_3 + \Delta I_2) \quad (4.46)$$

konsolning lateral kuch ta`siridagi egilishini xarakterlaydi (4.18(b)-rasm).

ΔI_Z kattalik ASM teskari bog`lanish halqasiga kirish parametri sifatida foydalaniladi (4.25-rasm). Teskari bog`lanish sistemasi (OC) p`ezoelektrik bajaruvchi element yordamida $\Delta I_Z = const$ shartning bajarilishini ta`minlaydi, bu esa konsol egilishi ΔZ ni operator orqali beriladigan ΔZ_0 kattalikka teng bo`lishini ta`minlaydi.

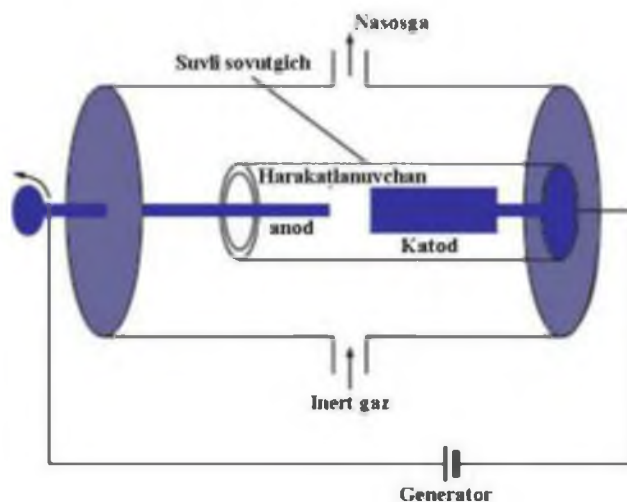
$\Delta Z = const$ bo`lgan sharoitda namuna skanerlanganda zond sirt bo`ylab siljiriladi, bunda skanerning Z-elektrodidagi kuchlanish komp`yuterning xotirasida $Z = f(x,y)$ sirt rel`efi ko`rinishida yoziladi. ASM ning fazoviy bo`lish qobiliyati zondning egrilanish radiusi va konsolni egilishini qayd etuvchi sistema sezgirligi bilan aniqlanadi. Hozirgi kunda namuna sirti tadqiq etilayotgandagi atomar bo`linishni ta`minlovchi ASM konstruktsiyalari amalga oshirilgan.

Shuningdek nanotexnologik tadqiqotlarda namuna sirti va zond orasida elektr o`zaro ta`sir asosida ishlovchi elektro-kuch mikroskoplar, zond sirti ferromagnit material bilan qoplangan atomar-kuch mikroskopii, ya`ni magnit-kuch mikroskoplari qo`llaniladi.

4.13. UGLERODLI NANOZARRALAR – FULLERENLAR VA NANOTRUBKALARNI OLIISH USULLARI

XX asrning oxiri uglerodning yangi formalari fullerenlar va nanotrubkalarni kashf etilishi bilan mashhurdir. Bunday kashfiyotlarning ham ilmiy, ham amaliy oʻlkan ahamiyatini ularni Nobel` mokofoti bilan taqdirlanganliklaridan bilsa boʻladi. Bunday gʻaroyib moddalar uglerodli har qanday moddalarni (yogʻoch, grafit, tabiiy gaz va boshqalar) koʻydirishda hosil boʻladigan odatdagi qorakuyada ochildi!

Bugungi kunda turli oʻlchamdagi va xossalardagi uglerodli nanostrukturalarni olishning koʻpgina usullari ishlab chiqilgan, barcha usullarning mazmuni bitta: nanotrubkalar va fullerenlar uglerodli materiallarning yuqori haroratlar sharoitida kimyoviy aylanishlar natijasida hosil boʻladi..

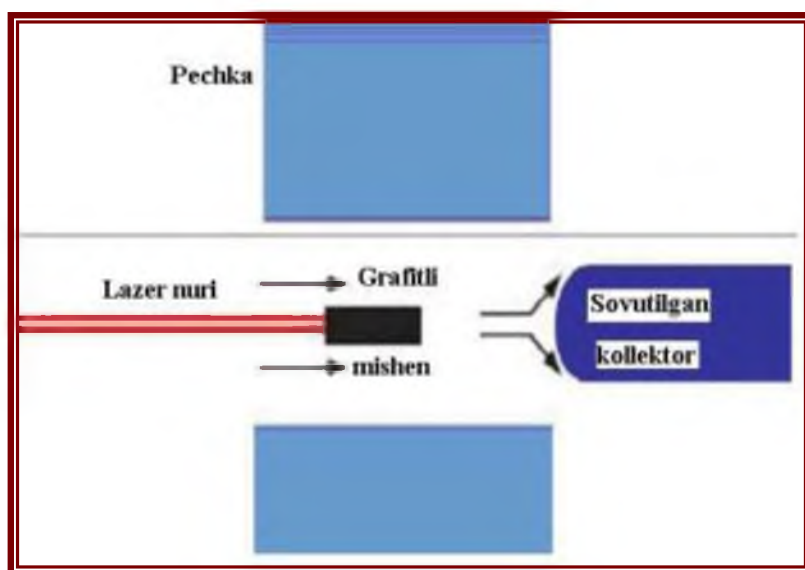


4.27-rasm. Nanonaycha va fullerenlarni olishga moʻljallangan Krichmer qurilmasining chizmasi.

Grafitni elektroyoyli sochish. Bu Krichmer ishlab chiqqan eng keng tarqalgan usuldir. Aynan shunday yoʻl bilan yaponiyalik olim Sumio Idjima birinchi boʻlib, 1991 yilda nanotrubkani oldi. Usulning maʼnosi shundan iboratki, inert gaz bilan toʻldirilgan kamerada grafitli elektrodlar orasida gaz atomlarini ionlovchi elektr zaryadi yonadi. Katod va kamera devorlari suv yoki suyuq azot yordamida sovutiladi.

Yoy toki 100 A bo'lganda gaz bosimi atmosfera bosimidan bir necha marta kam bo'ladi va elektrodlardagi kuchlanish 25-35 V, elektrodlar orasida hosil bo'ladigan plazma harorati 4000 K ga etadi. Bunday haroratda grafitli anod sirti intensiv parlanadi. Haroratning keskin tushishi natijasida uglerod atomlari issiq sohadan sovuq plazma sohasiga olib ketiladi va kamera devorlari va katod sirtiga kondensatsiyalanib, tushib qoladi.

Ushbu olingan cho'kindini elektron mikroskopda kuzatganda, qorakuya va grafit bilan bir qatorda yangi strukturalar - fulleren va nanotrubkalarni ko'rish mumkin. Bunda cho'kindining grafit, qorakuya va fullerenlar kameraning sovuq devoriga qo'nadi, grafit va nanotrubkalari bo'lgani esa katodga qo'nadi.



4.28-rasm. Grafitni lazer yordamida parlash orqali fulleren va nannaychalarni olish qurilmasining sxemasi.

Grafitni lazerli parlash. Ushbu usulda lazer yordamida bug'langan grafit sovutiladigan kollektorda kondensatsiyalanadi. Grafitli mishen` uzun kvarts trubka ichida joylashgan 1000°C haroratli silindrsimon pechka ichida joylashtirilgan.

Trubka bo'ylab tezligi katta bo'lmagan bufer gazi (geliy yoki argon) yuboriladi. Mishen` 40 mJ li energiyaga, davomiyligi 8 nsek va fokuslangan nur diametri 1,6 mm bo'lgan lazer yordamida nurlantiriladi. Grafitning termik

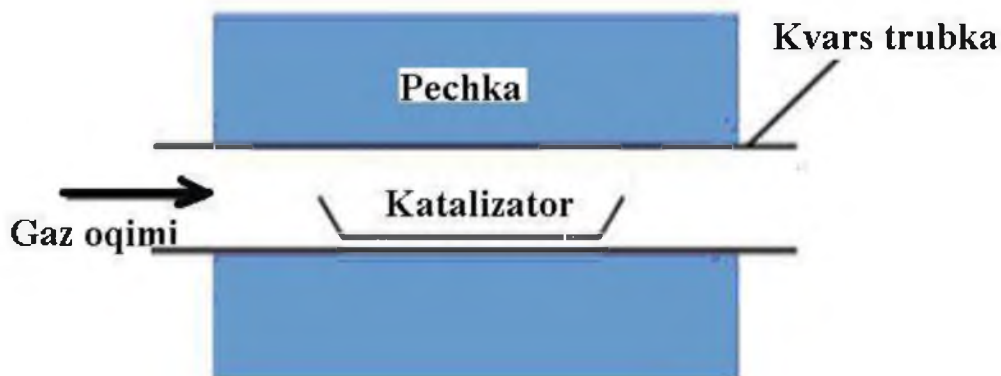
bug`langan mahsuloti qizigan sohadan sovutilgan kollektorning sirtiga qo`ndiriladi. Olingan cho`kindi grafit nanozarralaridan tashqari yana fulleren va nanotrubbkalar kuzatiladi.

Lazerli usulning muhim xossasi sintezlanadigan nanotrubbka xarakteristikalarining lazerning nurlanish parametrlariga yuqori sezgirligidir. Xususiy holda nanotrubbkalarining diametrlari to`g`ridan to`g`ri lazerning quvvatiga bog`liq. Bu strukturaviy parametrlari oldindan berilgan nanotrubbkalar olish imkoniyatini beradi. Mazkur usulning kamchiligiga, ushbu usulning nisbatan yuqori bo`lmagan ishlab chiqarish quvvatini va kengaytirish bo`yicha qiyinchiligini keltirish mumkin.

Hozirgi kunda katta bo`lmagan hajmdagi nanotrubbkalarni o`rganish uchun yetarlicha olish unchalik qiyin bo`lmagan odatiy hol bo`lib qolmoqda. Endigi muammo uning tan narxini kamaytirish va sanoat miqiyosida olishdir, chunki yuqorida keltirilgan usullar yordamida buni amalga oshirish imkoniyati yo`q. Ushbu nuqtai nazardan rossiyalik olim M.M.Tomishko rahbarligida taklif etilgan uchinchi usul qiziqarlidir.

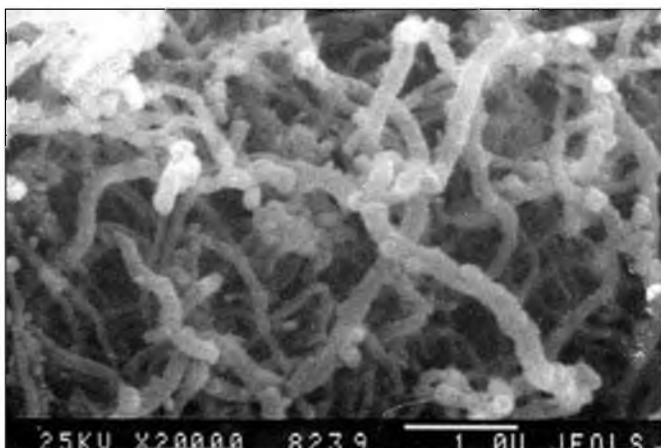
Bug`dan kimyoviy qo`ndirish usuli. Ushbu uglerodli nanotrubbkalarni olish usuli issiq metall katalizator sirtiga uglerodi bo`lgan gazni termokimyoviy yo`l bilan qo`ndirishga asoslangan amaliy va ommaviy usuldir. Mazkur usul «*uglevodorodlarni katalitik bo`lish usuli*» degan nomni ham olgan.

Tarkibida uglerod bo`lgan gaz aralashmasi (odatda atsetilen C_2H_2 yoki metan CH_4 ning azot bilan aralashmasi) $700-1000^\circ C$ haroratli pechka ichida joylashtirilgan kvarts trubka orqali yuboriladi. Trubbkada metallik poroshogi bo`lgan katalizatorli sopol tigel` joylashtirilgan. Gaz atomlarining metall atomlari bilan kimyoviy reaksiyaga kirishishi natijasida uglevodorodning bo`linishi sodir bo`ladi, bu esa katalizator sirtida ichki diametri 10 nm gacha va uzunligi bir necha o`n mikrongacha bo`lgan nanotrubbkalar va fullerenlar hosil bo`lishiga olib keladi. Nanotrubbkalarining geometrik parametrlari ko`p holda jarayonning bo`lish sharoiti (vaqt, harorat, bosim va bufer gazi) bilan aniqlanadi.



4.29-rasm. Bug`dan kimyoviy usulda fulleren va nanonaychalarni olish qurilmasining chizmasi.

Ushbu usul yordamida nanotrubkalarni va fullerenlarni olish oxirgi paytlarda keskin rivojlanmoqda. Chunki mazkur usul namuna sirtida ko`p va bir xil nanotrubkalar olish imkoniyatini beradi, bu esa katta miqiyosda fullerenlar va nanotrubkalarni olishga va ular asosida turli nanoproduktsiyalar ishlab chiqarish sanoatini yaratishga yo`l ochadi.



4.30-rasm. Bug`dan kimyoviy usulda tayyorlangan nanonaychalarning mikroskopda ko`rinishi shunday bo`ladi.

Yuqorida keltirilgan barcha usullarda ham fullerenlar va uglerodli nanotrubkalar olishda oxirgi material qisman shlak-korakuya, amorf grafit zarralari katalizator foydalangan holda esa metall zarralaridan iborat bo`ladi. Olinadigan mahsulotlarning tozaligini oshirish maqsadida turli usullardan foydalaniladi. Bular: mexanik(fil`trlash, ul`tratovushli ishlov berish, sentrfugalash), kimyoviy (kimyoviy aktiv moddalarda yuvish, isitish va boshqalar).Bugungi kunda olimlar va sanoatchilar ushbu yo`nalishda keng miqiyosdagi izlanishlarni olib bormoqdalar.

Uglerodli nanotrubkalar asoidagi qurilmalar: diodlar; maydon

tranzistorlari; displeylar; elektromexanikaviy rezonatorlar; kvantli simlar; kimyoviy modifikatsiyalar; svetodiodlar va boshqalar.

Hozirgi kunda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi asosida ishlaydigan ko'pgina qurilmalar mavjud bo'lib ularning narxi baland bo'lishiga qaramasdan insoniyat tomonidan foydalanish yo'lga qo'yilgan. Masalan, o'ta o'tkazuvchan Jozefson kontaktlari asosidagi SKVIDlarning tibbiyot maskanlarida, geologiyada va o'ta sezgir qurilma sifatida foydalanilishi, o'ta o'tkazuvchan o'ramlardan tayyorlangan elektromagnit qurilmalarning termoyadro reaktorlarida qo'llanilishi yoki magnit yostig'ida harakatlanadigan poezdlar (Maglev), bular umumiy ro'yxatning bir debochasi desak xato bo'lmaydi.

Ushbu qo'llanilishning asosiy chegaralaridan biri ularning ishlashi faqatgina past haroratlarda amalga oshadi, ya'ni suyuq geliy (4,2 K) yoki suyultirilgan azot (77,4 K). Agar sovutgich sifatida suv yoki xona haroratidagi modda ishlatilganda o'ta o'tkazuvchan materiallar yaratilganda insoniyat yanada katta imkoniyatlarga ega bo'lar edi. Bunday imkoniyatlarning mavjudligi, yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning olinishi va ularda yuqori haroratlarda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini kuzatish mumkin bo'lgan fazalarning borligi bilan tadqiqotchilarni bunday moddalar olinishiga ishonch hosil qilmoqda.

Albatta bunday muvaffaqiyatli natijalarga erishish uchun ilmiy tadqiqot ishlarini keng miqiyosda, hattoki o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi nanostrukturalar bilan bog'liqmi?- degan savolga javob izlashga ham e'tiborni qaratish lozim.

V BOB O`TA O`TKAZUVCHANLIKNING QO`LLANILISHI

O`ta o`tkazuvchanlikning qo`llanilish sohasi shunchalik kengki, ular juda kichik o`lchamdagi SKVID qorilmalaridan tortib ulkan magnit va elektromagnit qurilmalarini o`z ichiga oladi. Ushbu katta sohani bitta bobda keltirish murakkabligini hisobga olib, umumlashtirilgan holda, mazkur bobda o`ta o`tkazgichlar va ulardan foydalanish sohalari, yuqori haroratli o`ta o`tkazuvchanlik va tokomak qurilmasi haqida ma`lumotlar keltirilgan.

5.1. O`TA O`TKAZGICHLAR VA ULARDAN FOYDALANISH SOHALARI

O`ta o`tkazgichlarning amaliyotda qo`llanilishi bilan u yaratilgan birinchi kunlardan boshlab shug`ullanish boshlangan bo`lishiga qaramasdan hozirgi kungacha uni kengaytirish imkoniyatlarini harorat chegaralab kelmoqda. Albatta, qarshilikning bo`lmasligi birinchi navbatda energetika sohasida, elektrotexnikada qo`llash katta samara beradi. Keyinchalik o`ta o`tkazgichlarda kuzatilgan o`ziga xos xususiyatlar Meyssner effekti, tunnellanish hodisasi, Jozefson effektlari va boshqalar undan keng miqiyosda foydalanish imkoniyatlarini yaratdi. Ushbu faqatgina o`ta o`tkazgichlarga xos xususiyatlardan insoniyat uchun juda katta misli korilmagan darajadagi samara beradigan asbob-uskunalar va qurilmalar yaratish ustida jahonning turli rivojlangan mamlakatlar laboratoriyalarida va sinov maydonlarida tadqiqot ishlari olib borilmoqda. Yuqori haroratli o`ta o`tkazgichlarning kashf etilishi esa ushbu yo`nalishdagi ishlarni yanada jadallashtirib yubordi.

Bugungi kunda uzunligi katta bo`lgan (16 km gacha) simlar va lentalar ko`rinishdagi o`ta o`tkazgichlar sanoat miqiyosda tayyorlanmoqda. Ulardan turli maqsadlarga mo`ljallangan keng miqiyosdagi qurilmalar, masalan kriodvigatellar, tibbiy diagnostik tomograflar, katta quvvatli elektr o`tkazgich tarmoqlari uchun kabellar, transformatorlar, tok chegaralagichlar, elektr energiya jamlagichlari,

termoyadro sintezi va tezlatgich texnikasi uchun magnit sistemalar va boshqalarni keltirish mumkin.

Demak, o'tkazgichlardan juda kichik o'lchamli asbob va qurilmalardan tortib to juda yirik o'lchamli magnit qurilmalgacha bo'lgan uskunalarni tayyorlash mumkin ekan.

O'ta o'tkazgichlardan tibiyot maqsadlarida foydalanish, uni o'rnin bosa olmaydigan qurilmalar tayyorlash bilan bog'liq.

Zamonaviy komp'yuterli tomograflarning asosini tashkil etuvchi magnit g'altaklar o'ta o'tkazgichlardan tayyorlangan bu esa uning geometrik hajmini kamaytirish bilan birga sezgirligini ham oshiradi. Inson tanasi organlaridagi juda kichik qiymatli maydonlarni ham o'ta o'tkazgichli qurilma SKVID lar yordamidagina o'lchash mumkin.



5.1-rasm. Insonni YaMR-tadqiq etish uchun tayyorlangan o'ta o'tkazuvchan solenoid



5.2-rasm. Katta Adronli Tezlatgichining o`ta o`tkazuvchan dipoli sistemasi

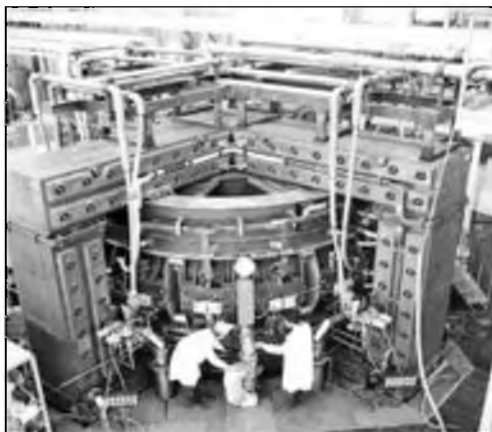
5.2. O`TA O`TKAZGICHNING ELEMENTAR QO`ZG`ALISHLAR SPEK-TORI

O`ta o`tkazgichlarning fizikaviy xossalardan foydalangan holda o`ta o`tkazgichlarning fan va texnika rivojlanishidagi o`rni beqiyosligini ko`rish mumkin. Ushbu qo`llanilishlardan ba`zi birlarini keltiramiz va tabbiyotda qayerlarda qo`llanilayotganligini va uni o`rnini almashtira oladigan hozirgi kunda boshqa usul yo`qligini ifodalashga harakat qilamiz

Birinchi bo`lib, II tur o`ta o`tkazgichlar o`tgan asrning 80 yillar o`rtalarida tadbirkorlik yo`nalishida keng qo`llanilishi boshlangan edi. Inson tanasi a`zolarini YaMR usulda tadqiq etish uchun inson tanasi joylashadigan o`raning diametri 1 metr bo`lgan Nb-Ti solenoidlari ko`plab foydalanildi.

Birorta ham ulkan, kuchli magnit sistemalarni II tur o`ta o`tkazgichlarsiz tasavvur etish mumkin emas. Faqatgina bitta xarakterli misol keltiramiz. Bundan 20 yilcha oldin, ya`ni o`tgan asrning 80 yillar oxirida xalqaro SERN markazida tayyorlangan Katta Adronli Tezlatgich (LRS) ning uzunligi 27 metrni tashkil qilib, qariyb 2000 ta o`ta o`tkazuvchan magnitlar orasida 1232 dona Nb-Ti o`ramlardan tayyorlangan, har biri 35 tonnali o`ta o`tkazuvchan dipoli solenoiddan foydalanildi. Harorat 1,9K bo`lgan o`ta o`tkazuvchan geliydan sovutgich sifatida foydalanildi. Ushbu dipollarni haftasida 10 ta solenoid qilib tezlik bilan tayyorlashdi. Uni

tayyorlashda uchta sanoat korxonasi Frantsiya, Germaniya, Italiya mamlakatlaridan ishtirok etishdi. Umumiy sarflangan Nb-Ti o`ramlardagi simlarning uzunligi 7000 kilometrni tashkil etdi.



5.3-rasm. «Tokamak-10» termoyadro qurilmasi (Rossiya FA I.V.Kurchatov nomli atom energetikasi instituti)

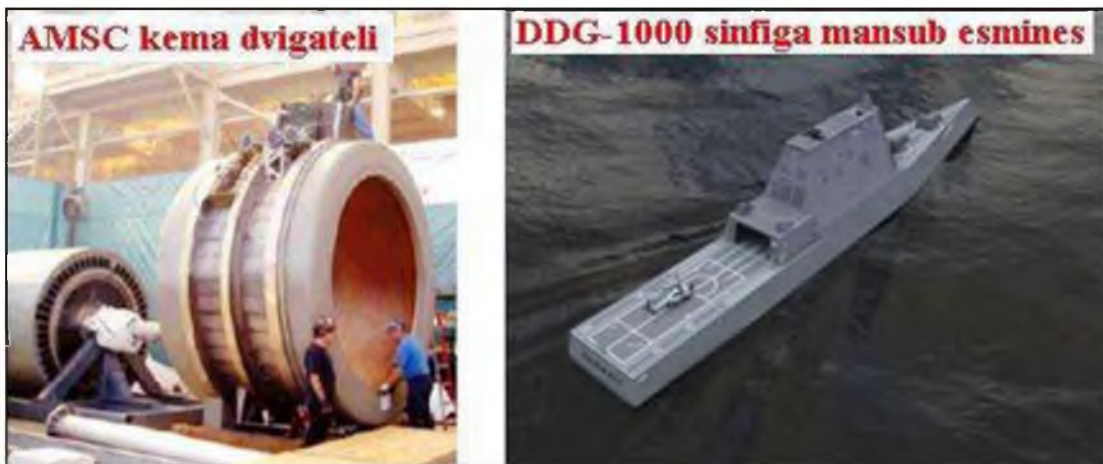


5.4-rasm. Hozirgi kunda juda ixcham, engil vaznli, kam energiya sarfiga ega bo`lgan “Sere Tom 3000” komp`yuterli tomografning ko`rinishi.

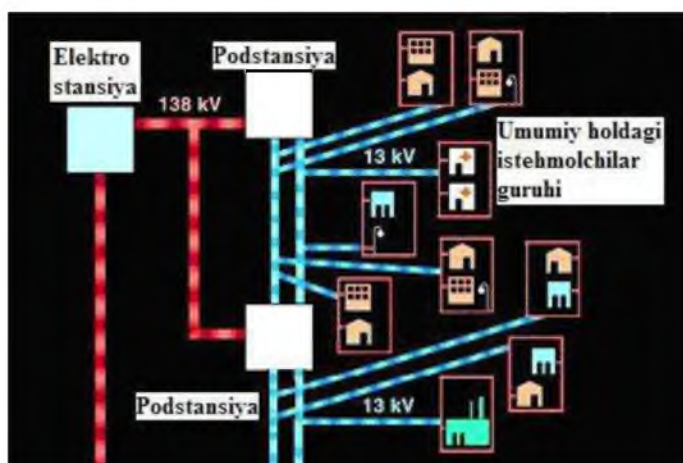
Ushbu ulkan tezlatgich uchun 2006 yilda jahonda eng katta magnit maydoni 4 tesla bo`lgan, uzunligi 13 metrli, ichki diametri 6 metr va 2,5 GegoJoulli o`ta o`tkazuvchan solenoid tayyorlandi. Kompakt Myuon spektrometrii (SMS) uchun tayyorlangan ushbu 224 tonna og`irlikka ega bo`lgan qo`rilmani tayyorlashda turli mamlakatlarning 155 ta tashkiloti ishtirok etdi.

Ushbu tomograf Amerika Qo`shma Shtatlarining «Neurologica» ishlab chiqarish kompaniyasida tayyorlangshan bo`lib, skanerlash maydoni 25 sm ni tashkil etadi. Batareyli va tarmoqli manbalardan foydalanilishi mumkin bo`lib,

bosh va bo'yin to'qimalarini o'rganishga mo'ljallangan. U bemor uchun kam nurlanishga ega, yuqori sifatli 2 va 3 o'lchamli tasvir olish imkoniyatlariga ham ega. Undan ma'lumotlarni simsiz olish imkoniyati ham mavjud bo'lib, foydalanish soddalashtirilgan



5.5- rasm. 2007 yilning 28 martida Amerika o'ta o'ttkazgichlari (AMSC) va Northrop Grumman (NOC) firmalari quvvati 36,5 MW bo'lgan kema elektrodvigatelini tayyorlagani va sinovda muvaffaqiyatli o'tgani haqida e'lon qildi. Ushbu loyihani bajarishda Ranor Inc, i Electric Machinery Company tashkilotlari ham ishtirok etishdi. Elektrodvigatelning massasi 75 tonna bo'lib, vazni oddiy usuldagi shunday quvvatli dvigatellardan uch marta engildir. Mazkur elektr dvigateli sinovdan o'tkazilgach darhol AQShning Harbiy Dengiz Flotiga topshirildi va u asosida eng yangi esminets DDG-1000 sinfiga o'rnatish rejalashtirilgan.

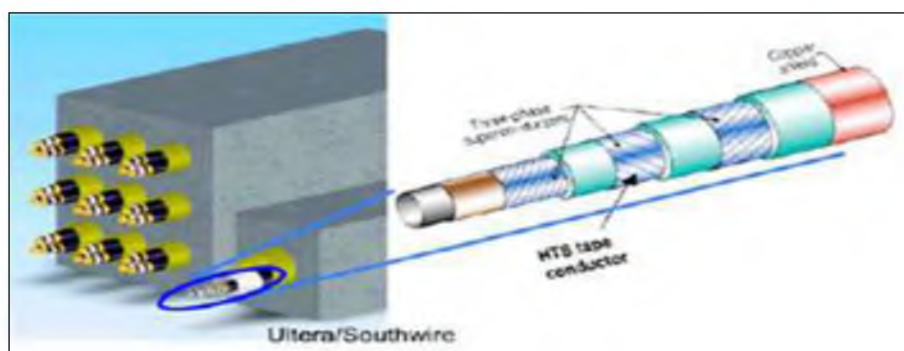


5.6-rasm. 3 kV yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchan kabelni past kuchlanishli taqsimot tarmog'ida joylashish sxemasi.

Siemens va Doosan firmalarida tayyorlangan o'ta o'tkazuvchan elektr mashinalarining parametrlari mazkur jadvalda keltirilgan.

5.1-jadval

Parametrlari	Siemens		Doosan	
	Nominal quvvati, kW	400	4000	74
Aylantiruvchi momenti, N·m	2600	10600	-	-
Aylanish tezligi, ayl/min	1500	3600	1800	3600
Ishchi kuchlanish, V	380	6600	380	-
Ishchi chastota, Hz	3÷50	3÷60	-	-
FIK (kriogenika hisobga olingan), %	96,8	98,7	-	-
Massa, T	-	6,9	-	2
Geometrik hajmi (kriogenikasiz), m	-	1,9x1,2	-	1,3x0,8



5.7-rasm. Misdan tayyorlangan 3x3 yer osti taqsimoti tarmog'idagi kabel blokini bir kanalli yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchan 13 kV kuchlanishga mo'ljallangan, bir xil uzatish quvvati 69 MW li kabel bloki bilan solishtirish.

O'ng tomondagi chizmada «Southwire and NKT - ULTERA» qo'shma korxonasida tayyorlangan triaksial kabelning chizmasi keltirilgan.

"Siemens" konsernining yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchan generatori



FGUP "Elektromash" ilmiy tadqiqot instituti ishlab chiqqan generator (Sankt-Peterburg)

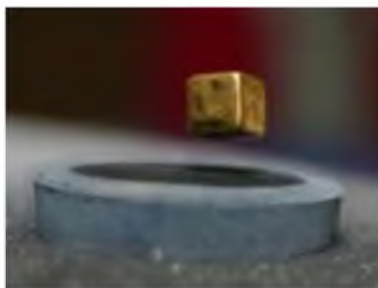


5.8-rasm. Siemens kontserning yuqori haroratli O'ta o'tkazgichli generatori

5.9-rasm. elektromash ilmiy tadqiqot institutida tayyorlangan generator (Sankt-Peterburg)



Yuqori haroratli o'ta o'tkazgich ustida uchib turgan masnit



5.10-rasm. Yuqori haroratli o`ta o`tkazgich ustida parlanayotgan magnit, ya`ni levitatsiya hodisasini namoyish etuvchi tajribalar.



5.11-rasm. O`ta o`tkazuvchan kabellarning tuzilishi tasvir etilgan. Ularning xarakteristikalarini esa misol tariqasida quyidagi jadvalda keltirilgan.

O`ta o`tkazuvchan kabellarni tayorlovchi ko`rsatilgan firmalarning mahsulotlaridan ba`zilarining parametrlari ushbu jadvalda keltirilgan.

5.2-jadval

Loyiha nomi, mamlakat	Southwire-ULTRA AQSh, Daniya	Alabany Projekt AQSh, Yaponiya	Projekt LIPA AQSh, Germaiya, Fransiya	Super-ACE Yaponiya
Bajarilish vaqti	2003-2006	2003-2006	2003-2007	2000-2005
Sinov davri	2006 yil avgustda boshlangan	2006 yil iyulda boshlangan	2007 yilda boshlangan	2005 yilda tugagan
Material	Bi-2223 lenta AMSC	Bi-2223 lenta Sumitomo	Bi-2223-lenta AMSC	Bi-2223-lenta Furukawa
Kabel turi	Triaksial	“Birga uch” plyus ulovchi mufta	Individual kriostatlardagi uchta alohida fazalar	Bir fazali
Ishchi kuchlanish, kW	13	34,5	138	77
Uzatiladigan quvvat, MBA	69	48	574	133
Nominal ishchi	3000	800	2400	1400

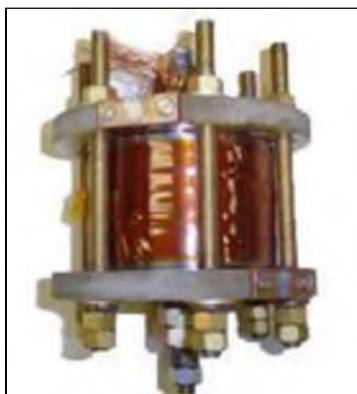
tok, A				
Faza soni	3	3	3 (har bir faza o'zining kriostatida)	1
Uzunlik, m	200	350 (320+30)*	660	500
Tashqi diametr, mm	143	135	-	133
Maksimal tok, kA	20	23	69	-
Maksimal davomiylik, sek	-	0,63 (0,13 da sinaldi)	0,35	-
Sovutgich harorati, K	65÷80	67÷77	65÷71	65÷77
Kriogen qurilmaning quvvati, kW	2	5 (77 K da)	13 dan ortiq	6 (77 K da)
Sovutgichning maksimal sarfi, L/min	-	50	-	100
Sovutgich bosimi, atm	-	1÷3	2,6÷7,5	-

1-tur va 2-tur o'ta o'tkazuvchan materiallarning kritik harorati av kritik magnit maydoni qiymatlari aks ettirilgan jadval

5.3-jadval

KRITIK HARORAT VA MAGNIT MAYDONI		
Materiallar	Kritik harorat, K	Kritik magnit maydoni (0 K haroratda) Gs
1-tur o'ta o'tkazgichlar		
Rodiy	0,000325	0,049
Titan	0,39	60
Kadmiy	0,52	28
Sink	0,65	55
Galliy	1,08	59

Talliy	2,37	180	
Indiy	3,41	280	
Qalay	3,72	305	
Simob	4,15	411	
Qo'rg'oshin	7,19	603	
2-tur o'ta o'tkazgichlar		H _{C1}	H _{C2}
Niobiy	9,25	1738	4040
Nb ₃ Sn	18,1	-	220000
Nb ₃ Ge	23,2	-	400000
Pb ₁ Mo _{5,1} S ₆	14,4	-	600000
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	90÷100	1000*	1000000*
* Absolyut nolga ekstrapoliyatsiyalangan			



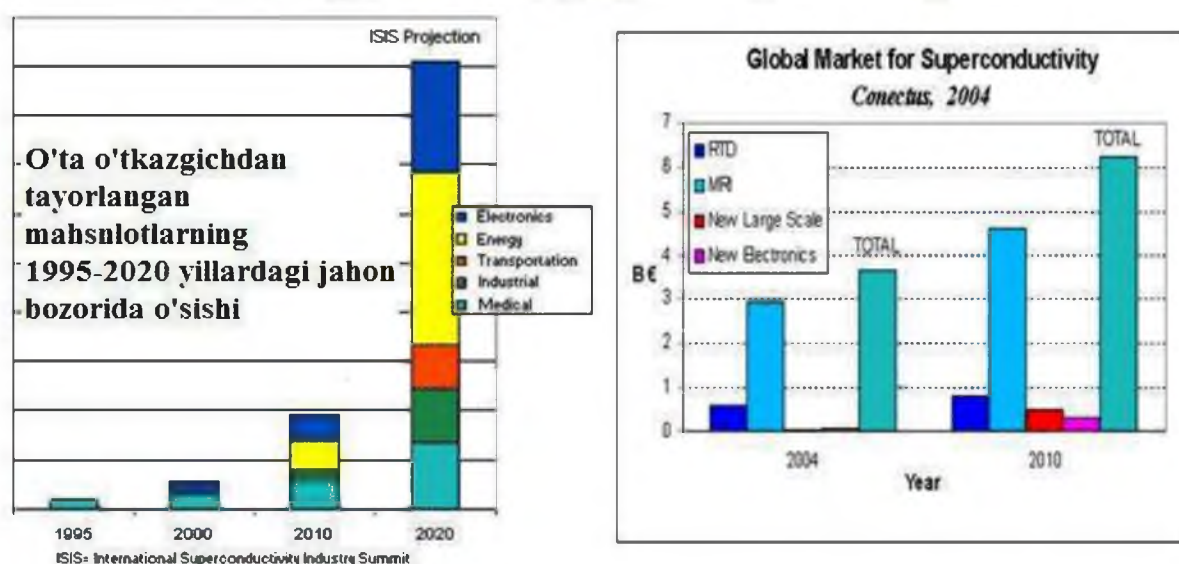
5.12-rasm. O'ta o'tkazuvchan elektromagnit g'altak

O'ta o'tkazuvchanlikdan hayyotdagi foydalanishni daraxt ko'rinishida tasavvur etish ham mumkin. 5.21-rasmda daraxtning ildizida keng miqiyosdagi fundamental, amaliy tadqiqotlar va o'ta o'tkazuvchanlik texnologiyasi bo'lsa uning asosiy shoxlarida qo'llanilish yo'nalishlari va barglari o'rnida ushbu yo'nalishdagi asbob-uskunalar bo'ladi, hosili esa energiya, ilmiy hajmdor texnologiyalar, mashinalar, transport sistemalari, informatsiyalar va hokazolar ko'rinishida tasavvur etilishi mumkin.

boshqalarda qo'llanilish ustida jahonning etakchi tashkilotlarida ishlar olib borilayotgan ekan..

Tibbiyotda qo'llanilishiga kelsak ulardan hozirgi kunda uni o'rnini bosa oladigan boshqa usul yo'q bo'lgan magnit-rezonansi asosidagi tomograflarning yangi avlodini yaratishini va SKVID lar asosidagi magnit maydoni qayd etgichlarining o'ta kichkina hattoki. bitta magnit oqimi kvantlari va undan ham kichik signallarni qayd etish qobiliyati va super EHM larining yangi avlodini yaratilishini keltirish mumkin.

O'ta o'tkazgichlar bozorining o'sishini ko'rsatuvchi diagramma



5.14-rasm. O'ta o'tkazgichlarning qo'llanilish bozorining o'sishini ko'rsatuvchi diagramma

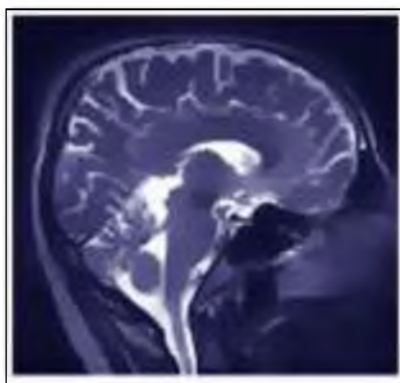
SKVIDlarni qo'llash haqida gap ketganda ularning sezgirligi muhim ahamiyatga egadir. Shuning uchun SQUID Magnetometerlarning sezgirligini solishtirish maqsadida quyida keltirilgan raqamlarga e'tiborni qaratish mumkin:

- SKVID ning magnit maydoniga nisbatan sezgirlik chegarasi: 10^{-14} T
- Yurakning magnit maydoni: 10^{-10} T
- Miyaning magnit maydoni: 10^{-13} T

SKVID qurilmasining eng katta sezgirligi u magnit maydoni oqimining kvanti, ya'ni flyuksni qayd etdi bu degani bitta magnit oqimi kvantini sezdi. Uning qiymati $\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar}{2e} \cong 2,0678 \cdot 10^{-15} \text{ tesla} \cdot \text{m}^2$ ga teng.

Josefson qurilmasiga o'zgaras tok qo'yilganda unda f_{Josefson} chastotali kuchlanish hosil bo'ladi. Ular orasidagi bog'lanish $f_{\text{Josefson}} = \frac{2e\Delta V}{h}$ ifoda bilan aniqlanadi. Ushbu hodisadan turli chastotali generatorlar tayyorlash maqsadida foydalanish mumkin.

Hozirgi kunda o'ta o'tkazgichlarning asosiy qo'llanilish sohalari bu magnit-rezonans terapiya tibbiy qurilmalari (aynan shu apparatlarda birinchi marta ushbu hodisa effektiv foydalanildi) va elektronika. 2020 yilga kelib, sharoit o'zgaradi. O'ta o'tkazuvchanlik energetika sanoatida, transportda va tibbiyot hamda elektronikada juda keng qo'llaniladi. Inson miyasini magnit-rezonans apparati yordamida o'rganish tibbiyot uchun bebaho, o'rni bosa olmaydigan ma'lumot beradi.



5.15-rasm. Inson miyasining SKVID yordamida olingan fototsviri.

Yuqorida eslatilganidek o'ta o'tkazuvchanlikni amalda qo'llash avvaldan ma'lum edi, ammo ilk marotaba olingan o'ta o'tkazgichlar past haroratlarni talab qilar edi va unchalik katta bo'lmagan toklarni o'tkazar edi, tok oshirilganda kritik tok zichligidan o'tganda o'ta o'tkazuvchanlik buzilar edi. O'ta o'tkazuvchanlikni qo'llash fan va texnikada etarlicha rivojlanish sodir bo'lgan vaqtdan boshlab, ya'ni 1970 yilga yaqin paytdan boshlandi desak xato qilmagan bo'lamiz. O'ta

o`tkazgichlarni qo`llash spektrini nisbatan kam quvvatli elektronika (tezligi yuqori bo`lgan hisoblash qurilmalari, magnit maydoni va nurlanish detektorlari, mikroto`lqinli diapazondagi aloqa qurilmalari va h.k.) va katta quvvatli qo`llanish (kabellar, tok chegaraligichlar, magnitlar, motorlar, generatorlar, energiya yig`gichlar va h.k.). Ushbu ikki yo`nalish bir-biridan juda farq qiladi va amalda kesishmaydi. Elektronika uchun moddiy bazani, o`lchami 100 sm² dan katta bo`lmagan yupqa qatlamli epitaksial plyonka asosidagi tuzilmalar, katta quvvatli qo`llash sohasini esa, katta tokni o`tkazish, uzunligi bir kilometr dan katta hamda egilish xususiyatiga ega bo`lgan o`tkazgichlar tashkil qiladi.

Kuchli quvvatga ega bo`lgan qo`llanishlarda o`ta o`tkazgichlar energiya sarfini va massa-hajmiy ko`rsatkichlarni kamaytirish imkoniyatlarini beradi. Elektr qarshiligining bo`lmasligi elektr energiyasini samarali uzatish imkoniyatini beradi. Chegaralovchi omil bo`lib, o`tkazgichni past haroratlarda saqlash zarurligi, bu esa o`z-o`zidan energiya sarfini talab qiladi, shuning uchun katta quvvatli qurilmalarda qo`llash dolzarbdir: o`nlab va undan ortiq megovatt tartibdagi quvvatli elektr tarmoqlarida, energiya iste`moli yuqori konsentrasiyalangan ishlab chiqarish sanoatida. Ushbu holatda krio-ta`minotdagi sarf (past ishchi haroratni ta`minlab turish) hisobga olinmaydigan darajada kichikdir. O`ta o`tkazgichlardagi yuqori tok zichligi qurilma o`lchamini kichraytiradi, hamda odatdagi qurilmalar bilan amalga oshirib bo`lmaydigan yuqori intensivlikli magnit maydonlarini hosil qilish imkonini beradi. Ushbu xossa kuchli magnitlar hosil qilishda (tezlatgichlar, tomograflar), generatorlar, dvigatellarda faol foydalanilmoqda.

Masalan transformatorlardagi miss simlarni o`ta o`tkazgichlar bilan almashtirish elektr energiya sarfini 80-90% ga va umumiy massasini 2-3 marta kamaytirish imkonini beradi. O`ta o`tkazuvchanli transformatorlarning transformator moyisiz bo`lgani yong`inga xavfli va ekologik nuqsonsiz qiladi. Ortiqcha tokka yuqori chidam bilan ishlashi odatdagi transformatorni kichikroq quvvatga ega bo`lgan o`ta o`tkazuvchanli bilan almashtirish imkonini beradi, ishchi haroratning past bo`lganligi sababli eskirishning kamayishi va haroratlar gardientining bo`lmasligi, foydalanish vaqtini uzaytirish imkonini beradi.



5.16-rasm. O`ta o`tkazgichlar qo`llanilayotgan sohalardan misollar.

YuHO`O` paydo bo`lishi tubdan yangi tok chegaralagichlar tayyorlash imkonini berdi, o`z-o`zini boshqaradigan tok chegaralagich qurilmalari - YuHO`O` tok chegaralagichlarni. Normal holatda tok chegaralagichning impedansi, amalda o`zi himoya qiladigan tarmoqning kuchlanishiga hech qanday ta`sir etmasdan nolga yaqin qiymatga ega bo`ladi. Biroq, qisqa tutashuv paytida tok chegaralagich impedansining qiymati keskin oshadi, bu esa tokni etarlicha kichkina qiymatgacha chegaralash imkonini beradi. YuHO`O` tok chegaralagichlar nihoyatda tez harakatlanuvchi qurilmadir. Nafaqat qisqa tutashuv tokining o`rnatilgan qiymatini chegaralaydi balki amalda qisqa tutashuvning zarba toki amplitudasini to`la qirqadi, buni esa biror-bir eng takomillashgan tez harakatlanuvchi o`chirgichlar ham umuman amalga oshira olmaydi.

YuHO`O` - kabellar (asosiy loyihalar)



5.17-rasm. O`ta o`tkazuvchan kabellar ishlab chiqarayotgan mamlakatlar va firmalar hamdaularning parametrlari.

YuHO`O`larni ajoyib qo`llash imkonlar mavjud, masalan, alyuminiyli kesim (profilni) ishlab chiqarishda keng foydalaniladigan induktsiyali isitkichlar. Mazkur yandashuvning afzalligi 90% gacha etadigan juda yuqori FIKdadir, xuddi shu paytda odatdagi induktsiyali isitkichlarning FIK eski modellarida 35-45% va juda yangilarida 55-60% ni tashkil qiladi. Elektr energiyani iqtisod qilish 40% dan ortig`ni tashkil etmoqda. Hozirgi kunda o`ta o`tkazuvchan induktsiyali pechlar tijorat mahsulotiga aylangan.

Tadqiqotlar shuni ko`rsatmoqdagi, yaqin o`n yillarda o`ta o`tkazuvchanlik energetikada, sanoatda, transportda va tibbiyotda va elektronikada juda keng qullanila boshlanishi ehtimolligi katta. O`ta o`tkazuvchan texnologiyaning joriy etilishi xuddi odatdagi qurilmalarni samaraliroq o`ta o`tkazuvchanlariga almashtirishga va umuman yangi texnologik yangiliklarning paydo bo`lishiga olib keladi.

O`ta o`tkazuvchanlik elektronikada komp`yuter texnologiyasida keng joriy

etiladi. Bunda o`ta o`tkazuvchan elementlar juda kichik qayta ulashni ta`minlaydi, yupqa qatlamli elementlardan foydalanilganda quvvatning juda ham kam sarflanishini va sxemalar yig`ishning katta hajmiy zichligini ta`minlaydi. Sanoatda o`ta o`tkazuvchanlikning juda foydali qo`llanilishi elektr energiyasini generatsiyalash, uzatish va samarali foydalanishdan iborat. Masalan, diametri bir necha santimetr bo`lgan o`ta o`tkazuvchan kabeldan xuddi o`lkan yuqori kuchlanishli tarmoqdan energiyani uzatishda foydalanish mumkin, bunda juda ham kam energiya sarf bo`ladi.

Aholi yashaydigan, sanoat, ishlab chiqarish geografiyasini e`tiborga olsak energiyani uzatish tarmog`ida sarfning kamayishi katta ahamiyatga ega ekanligiga ishonch hosil qilish mumkin.



5.18-rasm. O`ta o`tkazuvchan materiallar qo`llanilayotgan sohalarni ifodalovchi suratlar.

Bir vaqtning o`zida energiyani uzatish elkasini 10000 kilometrgacha oshirgan holda, uzatish quvvatini birdan bir necha gegovattgacha oshirish mumkin.

Bu esa bir vaqtning o'zida suyuq tabiiy gaz yuboriladigan krioturboo'tkazgichlarni paydo bo'lishiga olib keldi, o'ta o'tkazuvchan kabel orqali esa elektr energiya uzatiladi.

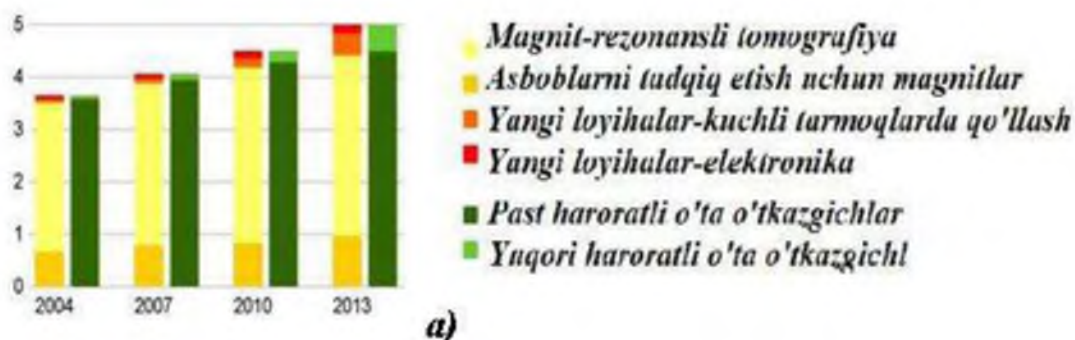
O'ta o'tkazgichlarning yana bir istiqbolli qo'llanilish sohasi bu tok generatorlari (quvvati juda kata elektrostansiyalardan tortib to odatdagi shamol qurilmalarigacha) va elektrodvigatellar hisoblanadi. Generatorlar va elektr dvigatellarda o'ta o'tkazuvchan materialdan tayyorlangan o'ram o'lkan magnit maydonini hosil qiladi, shu tufayli ular odatdagi mashinalarga nisbatan quvvatliroq bo'ladi. O'ta o'tkazuvchan generatorlar o'zining yuqori samaradorligini kichik aylanish tezliklarda ham yo'qotmaydi, bu esa shamol qurilmalaridagi qimmatbaho va kafolatlanmagan mul'tplikatorlardan (kuchaytiruvchi reduktorlardan) foydalanmaslik uchun zamin yaratadi.

O'ta o'tkazuvchan texnologiyani ham grajdan, ham harbiy flotlarida qo'llash juda ham samaralidir. Masalan, o'ta o'tkazgichlardan tayyorlangan uzatmalar va generatorlar yuqori ixchamligi bilan birga odatdagi analoglariga nisbatan massasi 2-3 baravar kam bo'lib, hattoki past aylanishlarda ham yuqori tortish kuchiga egadir. Mexanik reduktorlarni rad etib, elektr dvigatelli eshkakli vintning to'g'ri uzatmalarga o'tish kuch qurilmalarining FIK jiddiy ravishda oshiradi. Vibratsiya va shovqin darajalari ham etarlicha pastdir, bu esa nafaqat harbiy qo'llanilishi uchun, balki kruizli laynerlar va baliqchilik kemalari uchun ham muhimdir. O'ta o'tkazuvchanlik texnologiyasining rivojlanishi bilan o'ta o'tkazuvchan dvigatellar va bo'g'inlari moylanmaydigan mexanizmlar samolyotlarda, avtomobillarda va umuman transport vositalarida keng qo'llanilishi mumkin bo'ladi.

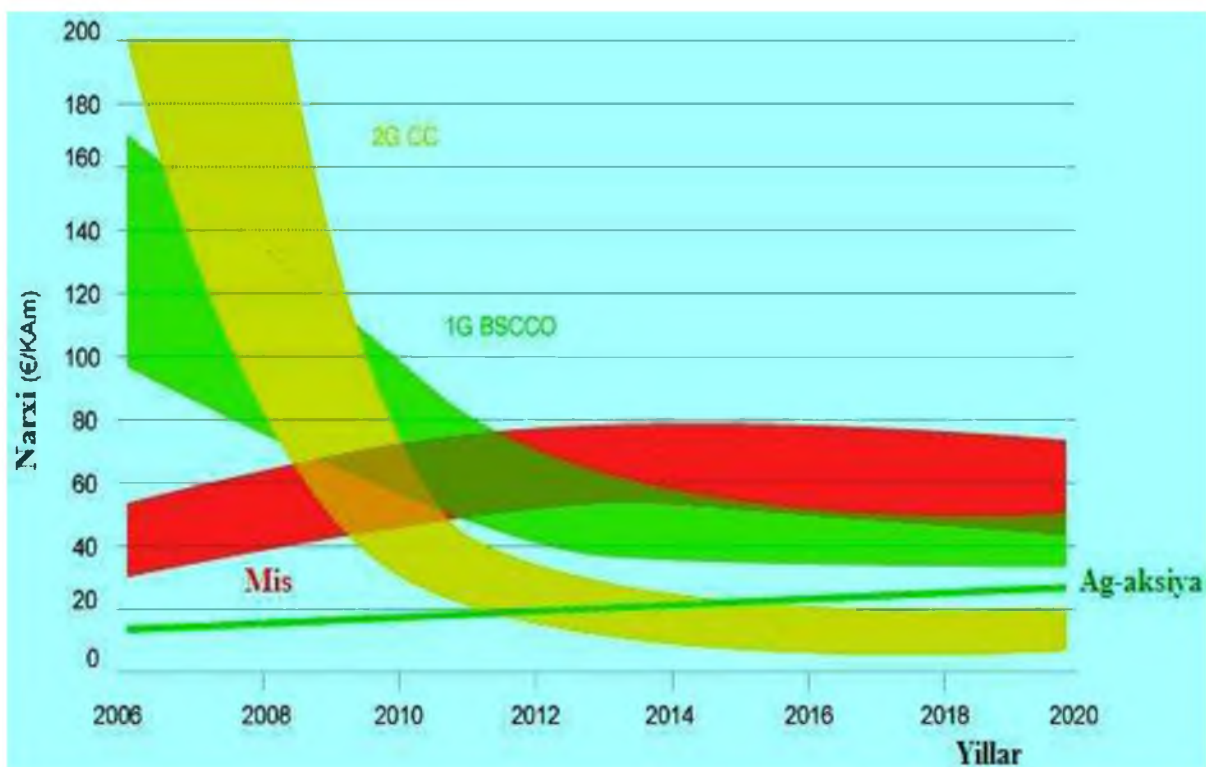
Kelajakda kriotruba o'tkazgichlar va temir yo'llarning birgalikda qurish loyihalari ustida ham ishlar olib borilmoqda. Makroskopik ob'ektlarni elektromagnit maydoni yordamida tezlatish mumkinligidan aerodromlarda va kosmodromlarda foydalanish imkonini yaratadi, bu yerda o'ta o'tkazuvchan magnitlar havo va kosmik kemalarni uchish va qo'nishlarini ta'minlaydi. O'ta o'tkazuvchan magnitlarni magnit gidrodinamikada va termoyadroviy energiyada (tokomaklar) elektroenergiyani yig'ishda (akumulyatsiyalashda) foydalanish

imkoniyatlari ham o'rganilmoqda. Ma'lumki, ushbu texnologiyalar jahon energetik sistemasi qiyofasini tubdan o'zgartirib yuboriishi mumkin. Ammo, ushbu qo'llanilish jarayonida 5.25(b) rasmda keltirilgan magnit maydoni va oqayotgan tok hamda haroratlar orasidagi bog'lanishni e'tibordan chetga qoldirmaslik zarur.

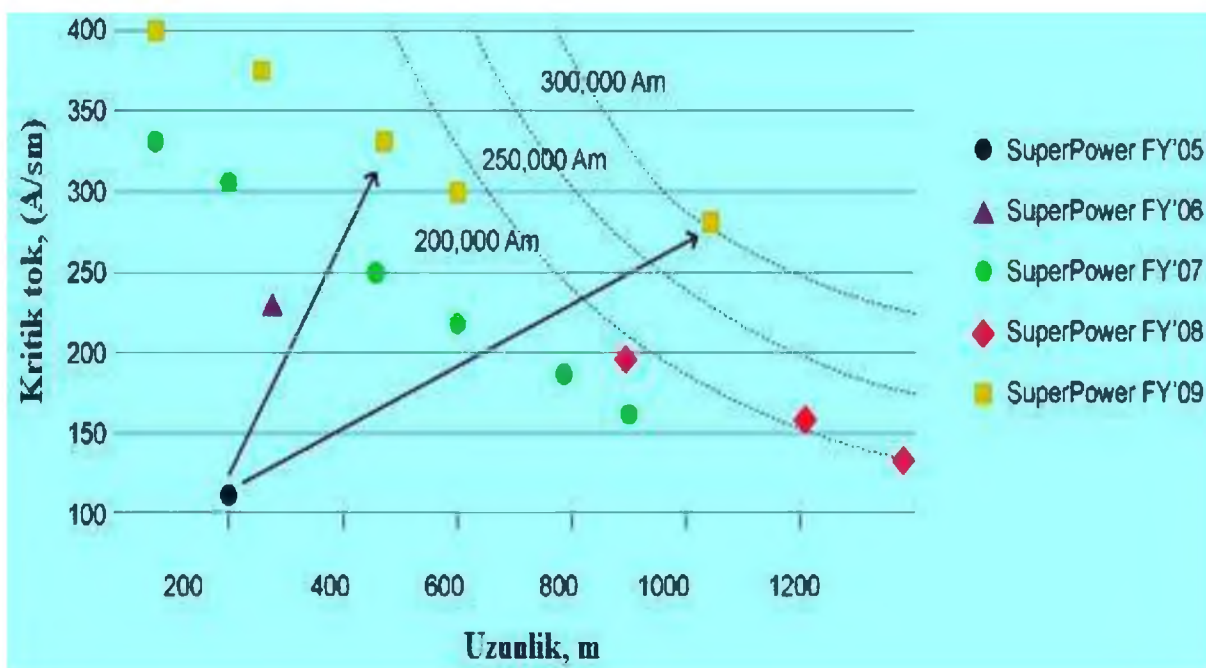
Shunday qilib, yaqin kelajakda o'ta o'tkazuvchanlik iqtisodning ko'pgina sektorlarida texnik taraqqiyotning asosiy tashkil etuvchisi bo'lib qoladi va bizning kundalik hayotimizda muhim rol o'ynaydi.



5.19-rasm. a) O'ta o'tkazgichlarni qo'llab ajratilayotgan loyihalar yillar bo'yicha erkin birliklarda keltirilgan. b) O'ta o'tkazuvchan materiallarda tok zichligi, harorat va magnit maydoni orasidagi bog'lanishini ifodalovchi chizma.



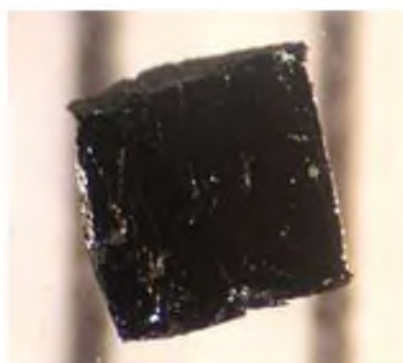
5.20-rasm. Mis va kumush hamda o'ta o'tkazgichlar narxlarining yillar kesimida o'zgarishini ifodalovchi chizma.



5.21-rasm. Kabellardagi kritik tok qiymatlarining ularning markalariga qarab uzunliklari bo'yicha o'zgarishini ifodalovchi chizma.



5.22-rasm. O`ta o`tkazuvchanlikdan foydalanish imkoniyatlarini ko`rsatuvchi fotosuratlar.

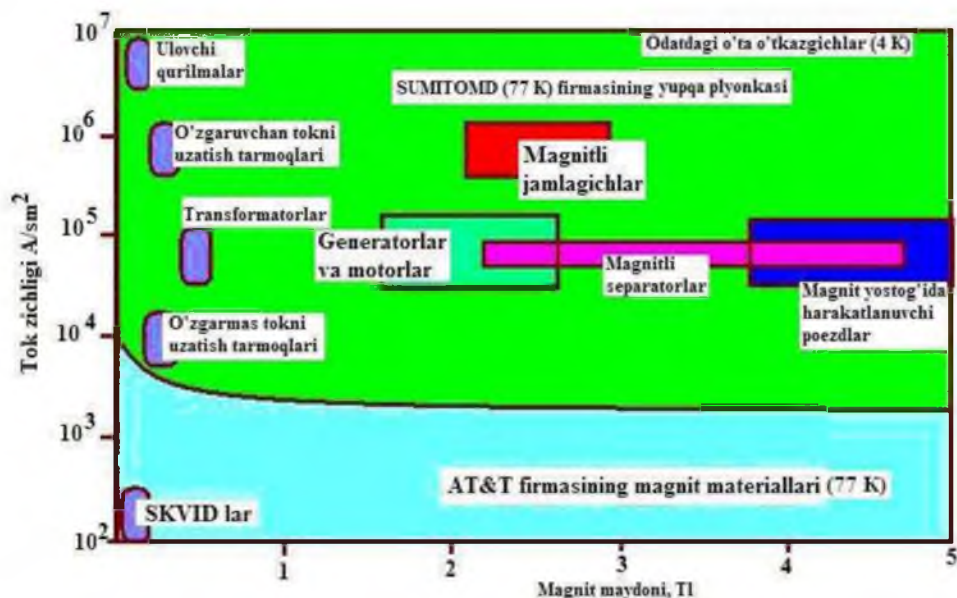


5.23-rasm. Kichik o`lchamli, tarkibi BSCCO-2223 bo`lgan yuqori haroratli o`ta o`tkazgich.

Olib borilgan tadqiqotlardan so`ng Rossiya ilmiy tashkilotlarning birgalikdagi hamkorligi tufayli bir tolali va ko`p tolali kabellar vismutli YuHO`O` sistema asosida tayyorlandi. Bundan tashqari kompozitsion yaxlit YuHO`O` lar

bo'lagi 250 metrgacha tayyorlandi, ularning kritik toki 45 A (77 K, 0 Tl), YuHO`O` lardan kriodvigatellar, tok o'tkazgichlari, magnet g'altaklar ham tayyorlanganligi hamda yupqa qatlamli plyonkalardan krioelektronika qurilmalarning hozirgi kunlarda tijoratlashtirilganligi ushbu yo`nalishdagi amaliy ishlar jadal suratlar bilan davom etayotganligidan darak beradi.

O'ta o'tkazgichlarning qiziqarli amaliy sohalari quyidagi rasmda keltirilgan.



5.24- rasm. O'ta o'tkazgichlarni qo'llanilish sohalari.

Ittriy-bariy-mis oksidi asosida tayyorlangan hajmiy namuna suyuq azot haroratida 4000 A/sm^2 zichlikdagi tokka chidamliligini ko'rsatdi. Bunda magnet maydoni 1 Tl edi, magnet maydoni bo'lmaganda tok zichligini 17000 A/sm^2 ga ko'tarish mumkin bo'ladi.

Magnet yostig'ida harakatlanuvchi poezdlar amaliy ahamiyatning eng qiziqarli yo`nalishlaridan biridir. Bunday yo'llarning qurilishiga 500 km ga 1,5 - 4,5 mlrd doll mablag` sarflash talab etiladi. Poezdlarning o'ziga esa umumiy sarflanadigan mablag`ning 10% va sovutish sistemasi uchun umumiy mablag`ning 1% miqdordagi mablag` sarflanishi talab etiladi.

Hozirgi kunda erishilgan eng past harorat 10^{-6} K ni tashkil etgan bo'lib, ushbu haroratlarda ishlaydigan qurilmalar kosmik va mudofaa sohalari uchun

zarurdir.

Kelajakda, o'ta o'tkazgichlarga asosalangan superkomp'yuterlar hozirgi kunda loyihalashtirilayotganlarga nisbatan 1000 marta katta tezlikka ega bo'ladi.

YuHO'O` lardan tayyorlangan SKVIDlar 77 K haroratda ishlab, uning yordamida 10^{-18} Vol't kuchlanishni, 10^{-18} Amper tokni va 10^{-14} Tesladan kichik magnit maydonini o'lchash imkoniyati mavjud. Bunday katta sezgirlikka ega bo'lgan boshqa raqobatbardosh qurilma mavjud emas. SKVIDlardan magnitosefalografiyada, xotira elementlarida, kvarklarni, magnitli monopolyalarni, gravitonlarni tadqiq etishda foydalanilmoqda. SKVIDlardan yana neft, suv, minerallarni izlashda ham foydalanilmoqda, bundan tashqari suv osti kemalarini qayd etish qurilmalarini tayyorlash ustida ham tadqiqotlar olib borilmoqda.

Hozirgi paytda faqat o'ta o'tkazuvchan materiallar bo'lganligi sababli xalqaro dasturlar asosidagi katta adronli qurilma (LHC) va tajriba termoyadro reaktori - ITER bajarish imkoniyati paydo bo'ldi.

Agar o'ta o'tkazuvchan kabel orqali 20 million killovatt energiyani 2000 kilometr masofaga uzatilsa 7-10 million tonna shartli yoqilg'i iqtisod qilinadi. YuHO'O` tarmoqdagi harajat hozirgi foydalanilayotgan yuqori kuchlanishli tarmoqdan qimmat bo'lmaydi.

Amerikaning "Bento Strategy" nomli menejment masalalar bo'yicha maslahat beruvchi va bozorni tadqiq etishga ixtisoslashgan firmasi bir necha yil davomida o'ta o'tkazgichlar va ulardan tayyorlangan mahsulotlarning jahon bozoridagi holatini baholash bilan shug'ullanib kelmoqda. Ushbu mahsulotlarga misol qilib 5.30-rasmda keltirilgan suratlarni ko'rsatish mumkin:

YuHO'O`lar q'llanilishining istiqbolli sohalaridan biri kosmik texnika hisoblanadi, uning kosmik kema bortida va "bortidan tashqarida" joylashgan o'lchov asoboblari va hisoblash sistemalariga qo'llash yaxshi samara berishi mumkin, chunki bunda, sun'iy yo'ldoshning "soyadagi" harorati 90 K bo'lganligi sababli maxsus sovutish qurilmalaridan unda foydalanmaslik ham mumkin. Bu esa sovutish sistemasining solishtirma massaning 50 marttaga, hajmining 1000

marttaga kamayishiga va mustahkamligining 10 marttaga ortishiga olib keladi.



a)

b)

c)



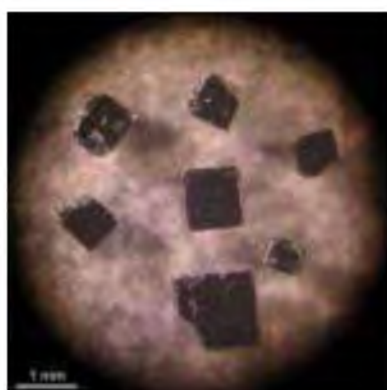
d)



e)



f)



g)



h)



i)

5.25-rasm. a) Magnit yostig`ida harakatlanuvchi poezd; b) O`ta o`tkazuvchan tok kuchaytirgich; c) O`ta o`tkazuvchan dvigatelning yakori; d) O`ta o`tkazuvchan kabelning umumiy ko`rinishi; e) O`ta o`tkazuvchan simning ko`rinishi; f) Ushbu simning azotda sovutilish jarayoni; g) i)

YuHO`O`kabellarning kesim yuzalarining ko`rinishi; k) O`ta o`tkazuvchan dvigatelning ichki qismi ko`rinishi; l) O`ta o`tkazuvchan lenta.

Hozirgi metall oksidlari asosidagi keramik YuHO`O` lar ulkan masshtabda qo`llash uchun etarlicha "injik" material hisoblanadi. Ularning mo`rtligi va kimyoviy agressiv muhitlarga nisbatan barqaror emasligi, o`ziga xos mikrostrukturani va yuqori darajadagi teksturaning materialda bo`lishini talab etadi. Ushbu holat esa etarlicha ko`p bosqichli ishlab chiqarish texnologiyasini talab etadi, mos ravishda qabul qilib past ishlab chiqarishni va ishlab chiqarishning bahosini yuqori bo`lishini belgilaydi.

YuHO`O` lardan foyda olishni rejalashtirgan ilk kompaniya "Illinois o`ta o`tkazgich" 1989 yilda tashkil topdi (bugungi kunda "ISCO International" nomi bilan tanilgan). Ushbu davlat, xususiy-sanoat va akademik aralash korxonaga suyuq azot (~ 77K) haroratida ishlovchi tibbiyot uchun mo`ljallangan SKVID asosidagi datchikni bozorga chiqardi.

O`ta o`tkazgichlarning yana bir qo`llanilish sohasi bu sog`liqni saqlash bilan bog`liq bo`lgan biomagnetizm sohasidir. Vrachlarni inson organizmi ichiga kirmasdan turib, tana organlarida bo`layotgan hodisalar haqida ma`lumotlar olish qiziqtirib kelmoqda. O`ta o`tkazuvchan qurilma yordamida vrach inson tanasidagi magnit maydoni haqida ma`lumotga ega bo`ladi. Ma`lumki, tanadagi suvda va yog` molekulalarida mavjud bo`lgan vodorod atomlari magnit maydonidan energiyani qabul qilib, ushbu energiyani komp`yuteryda aniq tasvirlay oladigan chastotalardagi signalga aylantiradi. MRI usul 1940 yilda kashf etilgan edi. Ammo birinchi insondagi tasviri 1977 yilning 3 iyulida olindi, ushbu bitta tasvirni olish uchun besh soat talab qilindi. Hozirgi kundagi yuqori tezlikka ega bo`lgan komp`yuterlar yordamida juda tezlik bilan bitta tasvirni olish imkoniyati mavjud.



5.26-rasm. Inson bosh miyasining magnit rezonans tasviri (MRI)

Janubiy Koreyalik o'ta o'tkazuvchanlik guruhi ikkita Jozefson kontaktidan tayyorlangan SKVID (O'ta o'tkazuvchan kvant interferentsiyali datchik) ni tayyorlab, takomillashgan texnologiyadan foydalanib magnitoentsefalografiyani olish imkonini yaratdilar. SKVID juda ham kichkina, hattoki magnit oqimi kvantlarini qayd etish, ya'ni 10^{-14} Tl magnit maydonini qayd eta oladigan hozirgi kundagi yagona asbob hisoblanadi. Ushbu qurilma yordamida inson tanasi ma'lum chuqurlikkacha katta aniqlik bilan o'rganilishi mumkin. Uning MRI qurilmasidan farqi kuchli magnit maydoni bu yerda foydalanilmaydi, bu esa xavfsizlik va xarajat nuqtai nazaridan muhimdir.

Ma'lumki, elementar zarralar fizikasida atom osti zarralarini tadqiq etish uchun ularni Yuqori -energetik tadqiq etish kerak, bu esa zarrani yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarda tezlatish zarrurligidan dalolat beradi. Ushbu jarayonni amalga oshirish uchun faqatgina o'ta o'tkazuvchan magnitiklar ko'maklashishi mumkin. Shuning uchun Evropa hamjamiyati hamkorligida Frantsiya - Shvetsiya chegarasida barpo etilgan katta Adronli kollayder, proton-antiproton kollayderi Fermi laboratoriyasida, elektron-proton kollayderi Germaniyada va og'ir - ion kolayderi Bruxaven laboratoriyasida ishlamoqda. Mazkur kollayderlarda o'ta o'tkazuvchan magnitlar yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchan materiallar asosidagisiga almashti-rish bo'yicha ham nazariy, ham amaliy tadqiqotlar olib borilmoqda.

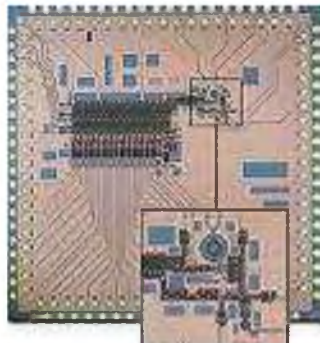


5.27-rasm. O`ta o`tkazgichlardan tayyorlangan kata adronli kolaydarning yuqoridan oigan umumiy ko`rinishi.

AQSh va Yaponiyada yer osti mis kabellarini azot bilan sovutiladigan kuchli o`ta o`tkazuvchan - BSCCO kabellari bilan almashtirish ustida ham rejalar tuzilgan, hattoki N`yu York, Detroyt, Edison va boshqa shaharlarda yuqori haroratli o`ta o`tkazgichli kabellardan foydalanish yo`lga qo`yilgan. Ushbu kabellarning kesim yuzining ko`rinishi 5.34-rasmda keltirilgan.



a)



b)



c)

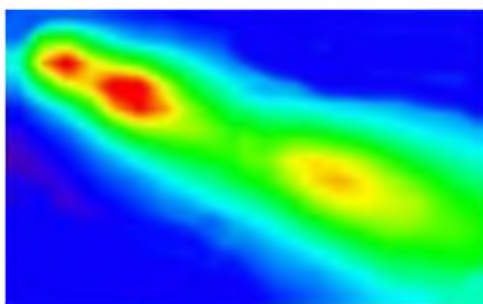
5.28-rasm. a) O`ta o`tkazuvchan kabellning kesim yuzi; b) 6000 ta Jozefson kontaktidan iborat bo`lgan o`ta o`tkazuvchan mikrochip (AQSh); c) O`ta o`tkazuvchan materialdan tayyorlangan dvigatel

Harbiy yo`nalishdagi o`ta o`tkazgichlardan foydalanish ham yuqori samaradorlikka ega bo`lib, masalan, Buyuk Britaniyadagi Birmengem universiteti ilmiy tadqiqot guruhida o`ta o`tkazuvchan elektron materiallarni va qurilmalarni tadqiq

etishdai ular o`ta o`tkazuvchan mikroto`lqinli antenna tayyorlashgan ularning fikricha ushbu antennalarda o`ta o`tkazuvchan nanotrubkalardan foydalanilsa yuqori gegagerts va teratgerts chastotalar sohasi uchun ideal nano antenna bo`lishi mumkin, chunki "trubka"dagi kontakt qarshilik nolga aylanganda qulay sharoit paydo bo`ladi.

Bundan tashqari yana bir kuchli qo`llanilish sohasi raqib elektron qurilmalarini ishdan chiqarish uchun tezlik bilan yuqori intensivlikka ega bo`lgan elektromagnitli impul`s (EMP) ni hosil qilishdir. Bunday qurilmalar ilk marotaba 2003 yil mart oyida AQSh harbiy kuchlari tomonidan Iroqda qo`llanildi.

Evropa kosmik agentligi olimlari "S-Cam" nomli fenomenal sezgirlikka ega bo`lgan optik kamerani ishlab chiqishdi, u juda kuchsiz signallarni ham qayd etdi. Uning kosmosdan olgan yuqori intensivlikka ega bo`lgan elektromagnitli impul`sining fotosurati quyidagi rasmda keltirilgan. Rasm Evropa fazo agentligining S-CAM ida olingan. "Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3" sohilish harakatining foto tasviri.5.35-rasmda keltirilgan.



5.29-rasm. Yuqori tezlikka ega bo`lgan elektromagnit impul`sning fotosurati.

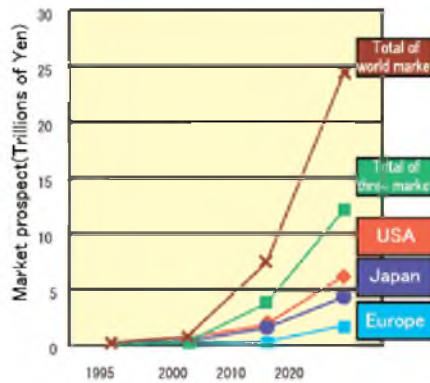
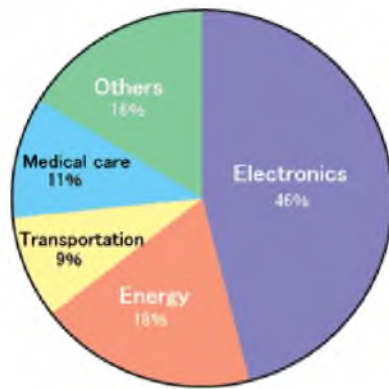


5.30-rasm. O'ta o'tkazgichlardan tayyorlangan asbob uskunalar va qurilmalarning o'zaro aloqadorligini tasvirlovchi diagramma.

Butun jahon bozorni o'rganish konsoriumining baholashiga asosan 2020 yilga borib o'ta o'tkazgichlardan tayyorlangan mahsulot hajmi 38 milliard AQSh dollarini tashkil etishi mumkin, bu albatta chiziqli o'sish bo'lgan taqdirda shunday bo'ladi.

Finlandiya fiziklari shuni ham baholashdiki, agar yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlardan, yuqori quvvatli elektr tarmoqlarida foydalanilsa, Evropa hamkorligi mamlakatlarida 53 million tonna uglerod dioksidini emissiyasi kamayadi, ya'ni Evropa hamkorligi mamlakatlari talabi asosidagi Kioto protokoliga mos ravishda ekologik hamda iqtisodiy ijobiy natijalarga erishiladi.

Noananaviy o'ta o'tkazuvchanlikka misol qilib, fulleridni keltirish mumkin. Fullerid bu ishqoriy metall kiritilgan fullerendir. Bunday turdagi o'ta o'tkazgichlarning kritik harorati 8 K dan ($Na_2Rb_{0,5}Cs_{0,5}C_{60}$ birikmasi uchun) 40 K gacha (Cs_3C_{60} birikmasi uchun) bo'lishi kuzatildi. Ushbu yo'nalishdagi tadqiqotlar nanotexnologiya va o'ta o'tkazuvchanlik o'zaro bog'liqligidan va kelajakda insoniyat uchun istiqbolli ekanligidan dalolat beradi.



a) b)

5.31-rasm. a) O`ta o`tkazgichlarning sohalar bo`yicha foydalanish diagrammasi foizlar hisobida; b) AQSh, Yaponiya, Yevropa va Jahon bozoriga yillar bo`yicha o`ta o`tkazuvchanlikni kirib borishini ko`rsatuvchi grafiklar.

O`ta o`tkazuvchanlik *texnologiyasi tarixiga* bir nazar tashlasak quyidagilarni kuzatish mumkin:

- 1911 yilda -Kamerling Onnes o`ta o`tkazuvchanlik hodisasini kashf etdi
- 1957 yilda BKSh nazariyasi ishlab chiqildi. Ushbu nazariya asosida Meyssner effekti va qarshilikning nolga tengligi tushuntirildi.
- 1986 -Bednorts va Myuller yuqori haroratli o`ta o`tkazgichlarni kashf etishdi.
- 1987 yilda kritik harorat 90 K ga erishildi, ya`ni suyuq azot haroratidan ham yuqori haroratlarga o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi kuzatildi.
- 1988 yilda kritik harorat 110 K ga (Bi-Sr-Ca-Cu-O birikmasi uchun) erishildi.
- 1988 yilda kritik harorat 120 K ga erishildi, yuqoridagi birikmaga talliy elementi qo`shish orqali ushbu natijaga erishildi.
- 1993 yilda kritik harorat 134 K ga erishildi, yuqoridagi birikmaga simob qo`shish natijasida shunday kritik haroratga erishildi.
- 2000 yilda intermetalli tarkibdagi MgB_2 birikmasi uchun 40 K kritik haroratga erishildi.

Agar yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarni elektrik qo'llanilishi tarixiga e'tiborni qaratsak, ular quyidagilardir:

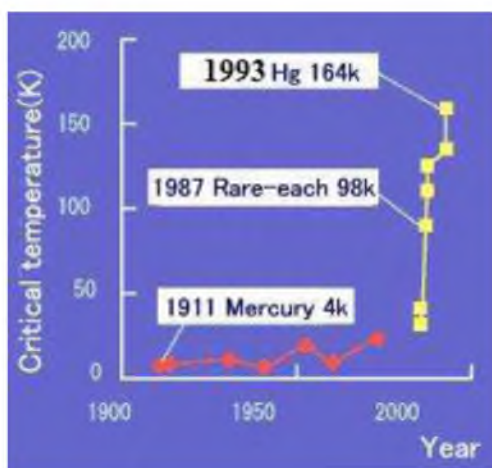
- 2009 yilda yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchan Bi-Sr-Ca-Cu-O birikma asosida 10 kVt o'zgarimas tok kabeli tayyorlandi;
- 2007 yilda yuqorida keltirilgan birikmadan foydalanilgan holda 365 kVt-li dvigatel va uyasining diametri 200 mm bo'lgan 8 tesla magnit maydonini beruvchi magnit tayyorlandi;
- 2006 yilda yuqoridagi birikma asosida 200 amper tok o'tkazish qobiliyatiga ega bo'lgan, 100 metrli katta quvvatli yer osti kabeli tayyorlandi;
- 2005 yilda ushbu birikma asosida kemalarni shatakka olish uchun va yuqori tezlikli poezdlarni harakati uchun suyuq azot bilan sovutiladigan mos ravishdagi dvigatel va transformator tayyorlandi.

Ushbu yo'nalishdagi ishlar, ya'ni metallar oksidi asosidagi qo'llanilish ishlarini kashf etilgan birinchi kunlardan boshlab yuborilgan edi.

Mazkur yo'nalishdagi etakchi korxonalaridan biri Sumitomo Electric Industry (SEI) bo'lib, unda 1960 yillardan boshlab ishlar boshlangan va YuHO'O' kashf etilgach energetika va elektronika sohasida katta texnik imkoniyatlar paydo bo'ldi.



a)

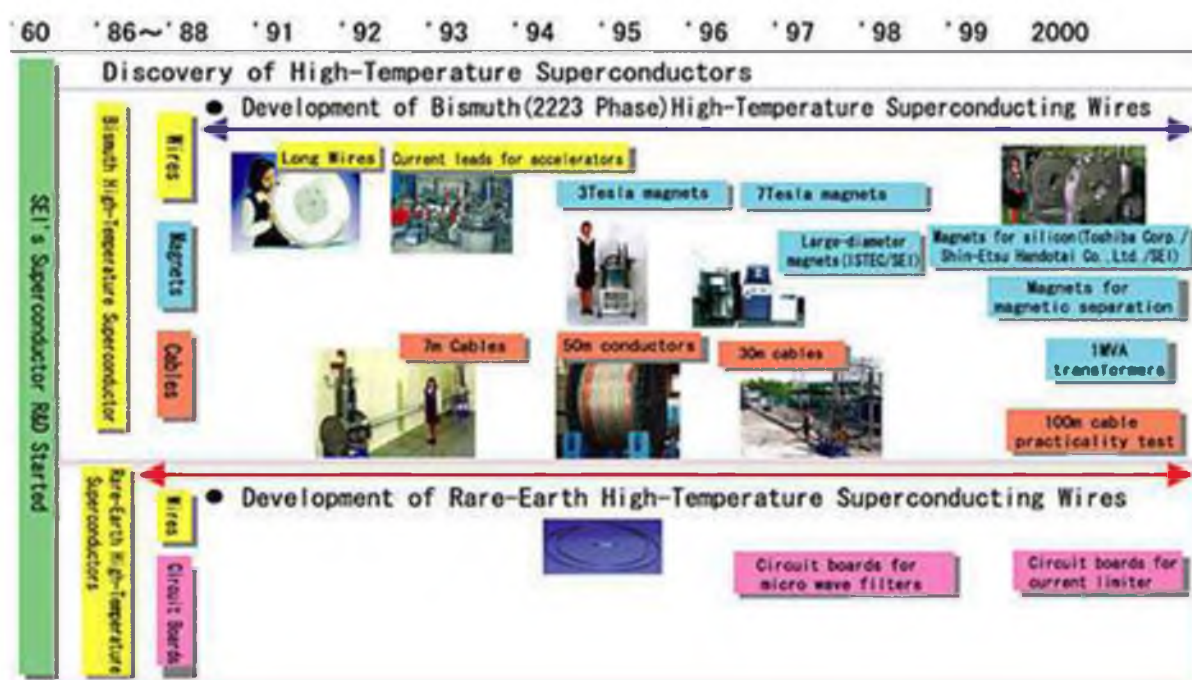


b)

5.32-rasm. a) Uch fazali o'ta o'tkazuvchan kabelning kesimi; b) Kritik haroratning yillar bo'yicha o'sishini ifodalovchi chizma. Qizil chiziq - o'ta

o`tkazgichlar uchun, sariq chiziq - oksiddli o`ta o`tkazgichlar uchun.

SEI o`ta o`tkazgichlardan amaliyotda foydalanish uchun keng tadqiqot ishlarini olib bormoqda masalan, ular orasida ixcham kuchli kabellarni, katta hajmli quvvatga ega bo`lgan uzatgichlar, chiziqli harakatlanuvchi transport vositalari, yuqori sifatli LSI materiallarini olishda qo`llaniladigan qurilmalarda foydalaniladigan gigant magnit maydonlarini olish uchun va uyali telefonlarni sifatini va imkoniyatlarini kengaytirishda qo`llaniladigan yuqori chastotali fil`trlarni tayyorlash uchun va hokazo.



5.33-rasm. Vismutli YuHO`O` larning qo`llanilish sohalari aks ettirilgan chizma.

2001 yilning iyul oyida 100 metrli 100 ming kilovatt quvvatli o`ta o`tkazuvchan kabel` ishga tushirildi. Bu esa dunyodagi ilk marotaba muvaffaqiyatli tayyorlangan uchta o`ta o`tkazuvchan kabelni birlashtirgan shina bo`ldi. Ushbu jarajon quyidagi rasmlarda tasvirlangan.



5.34-rasm. Uzoq muddatli testning (100 metrli o`ta o`tkazuvchan kabelli sistemaning) ishga tushirish marosimi. Chapdan Noritaka Kurauchi (SEI kengashining raisi), Takeshi Tanechi (Tokio elektro-nergiya kompaniyasining vitse Prezidenti), Kaori Semijima (Markaziy elektroenergiya sanoati ilmiy tadqiqot instituti vitse pre-zidenti).



5.35-rasm. SEI, Tokio elektroenergiya kompaniyasi va markaziy elektroenergiya sanoati ilmiy tadqiqot instituti hamkorliklarida tayyorlangan 100 metrli o`ta o`tkazuvchan kabel` sistemasining ko`rinishi.

Magnitli himoya. Yuqori chastotali elektromagnit sohalarda va past chastotali elektrik signallardan standart materiallardan foydalanib himoyalanish mumkin. Ammo aralash to`lqinlardagi o`zgaruvchan magnit maydonlari o`tkazgichda kuchlanishni hosil qiladi, hosil qilingan kuchlanish esa tokni hosil qiladi. Bu esa o`z navbatida magnit maydonini generatsiyalaydi. Ushbu muammoni ham o`ta o`tkazgichlar yordamida echish mumkin.



5.36- rasm. Kichik maydonli MRI va yuqori darajali NMRning fototasviri: a) GE Signa Open Speed MRI. Ushbu qurilmada o`ta o`tkazuvchan o`ramlardan 0,7 tesla maydonni olish uchun foydalanildi. Jeneral Elektrik Medikal Sistem kompaniyasiga tegishli qurilma. b) 21,3 tesla maydonga va yuqori ajrata olish qobiliyatiga ega bo`lgan 900 MGts li YaMR qurilmasi. Mazkur qurilma Oksford asbob-uskunalar korxonasi tegishli.

Hozirgi paytlarda minglab kasalxonalarda, uyali telefonlarning bazali stantsiyalarida va zarralar akseliratorlarida o`rnatilgan magnit rezonans yordamida tasvirni hosil qilish (MRI) va (YaMR-NMR) yadroviy magnitli rezonans qurilmalarning fototasvirlari quyidagi 5.36-rasmda keltirilgan.

Kuchli maydonli induktorlar. O`ta o`tkazuvchan induktorlar katta zichlikka ega bo`lgan toklar hosil qilgan kuchli magnit maydonlari qo`llaniladigan turli sohalarda foydalanilishi mumkin. Masalan:

Turli harakat vositalarida (avtomobil`, poezd, havo va suv osti va usti), foydalaniladigan motorlar va dvigatellarning g`altaklarida;

Zarralar akseliratorlar, moddalarni tadqiq etishda qo`llaniladigan kuchli-maydonli magnetiklarda qo`llash uchun;

Magnitli levitatsiya (MAGLEV) yer ustida katta tezlikda harakatlanuvchi vositalar g`altaklarida;

O`ta o`tkazuvchan magnit energiya saqlagichlarida (foydali energetika va harbiy yo`nalishda qo`llash uchun);

Termoyadroviy sintezda qo`llaniladigan magnit g`altaklari uchun;

MGD (magnit gidrodinamik generatorlar) da dengiz flotidagi harbiy elektromagnit buksirlarda qo`llash uchun;

O`ta bir jinslilikni talab etadigan 10^{-2} - $2 \cdot 10^{-2}$ tesla kuchlanganlikka ega bo`lgan magnit rezonansli tasvirni (MRI-Magnetic Resonance Imaging) hosil qilish uchun (odatda NMR -odatda yadroviy magnitli rezonans deb ataladi).



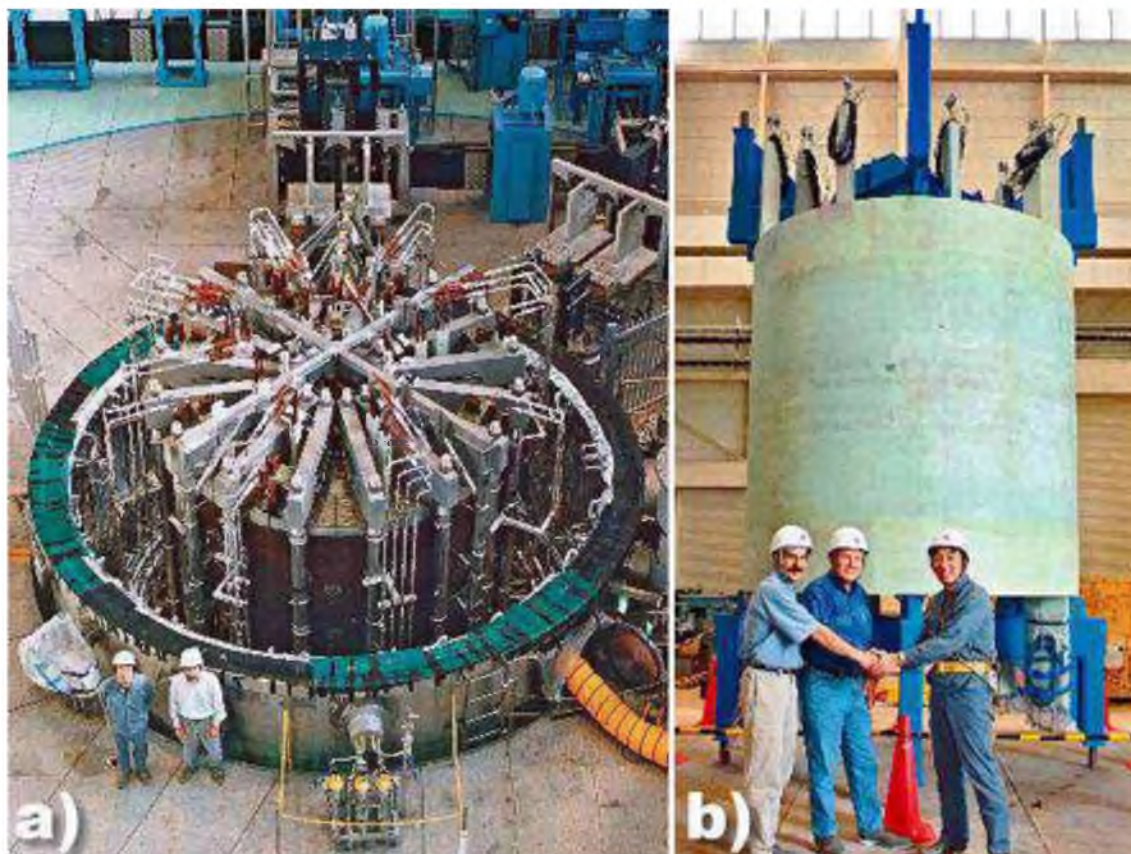
5.37- rasm. Tor va yirik darajadagi o`ta o`tkazgichlarni qo`llashga oid misollar: a) $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ -ga asoslangan mikroto`lqinli fil`tr; b) uyali telefonlarning qabul qilish baza stantsiyacni blokining ko`rinishi; c) 136 kilogrammli Nb-47 og`ir.% Ti qotishmali sterjenlarning ko`rinishi, uning o`lchamlari, balandligi 750 mm va diametri 200 mm. d) Bruksavin milliy laboratoriyasining relyativistik og`ir ionli Kollayderi (RHIC) ning ko`rinishi. 1740 Nb-Ti li magnit ta`sirida 4 kilometrli tunnelda yorug`lik tezligiga yaqin tezlikda oltin zarrachalari harakatlanadi va fokuslanadi.

O`ta o`tkazgichlardan antenalarda ham foydalanish katta samaralarni berishi mumkin. Masalan, quyidagi rasmda misol tariqasida YuHO`O` dan tayyorlangan antenaning sxematik ko`rinishi 5.40-rasmda keltirilgan.

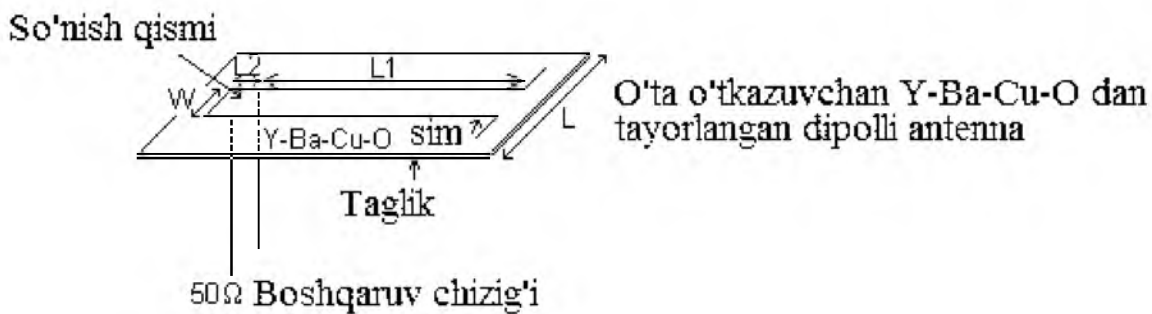
Odatdagi qo`llaniladigan metallarning qarshiligi bo`lganligi tufayli qayd

etiladigan elektromagnit signalning so`nishi kuzatiladi. Ushbu so`nishni yo`qotish va qabul chastotalarini kengaytirish hamda sifatini va samaradorligini oshirish maqsadida rasmda keltirilgan YuHO`O` lardan foydalanish mumkin.

YuHO`O` mikroto`lqinli fil`trlar uyali telefonlarning bazali stantsiyalarida yaxshi samara bermoqda. Ushbu sistema mikroto`lqinli sohada yo`qotishlardan xoli bo`lib, o`ta sezgir mikroto`lqinli fil`trlarni tayyorlash uchun ko`plab qutblardan foydalaniladi.



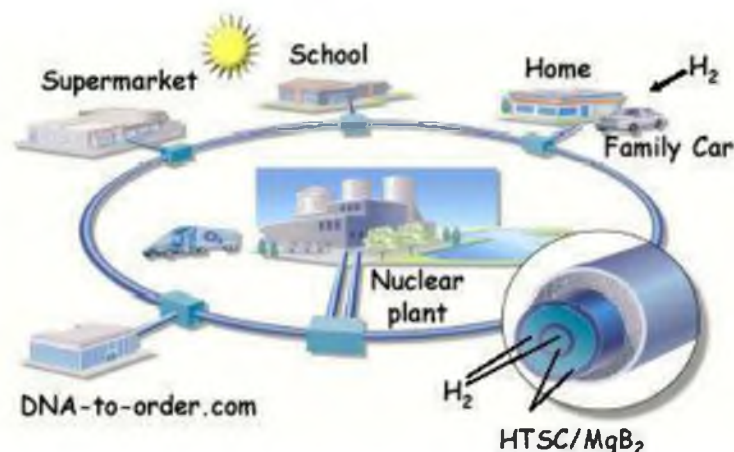
5.38-rasm. a) Dunyoda eng katta impulsli o`ta o`tkazuvchan magnit vazni 150 tonna quvvati 13 tesla (Yerning magnit maydonidan taxminan 260 ming marta kuchliroq) ITER CS modeli. Magnit ikkita moduldan iborat ichki modul (b) AQSHda va tashqi modul Yaponiyada tayorlangan. Ushbu ikki g`altaklar Yaponiyaning atom energiyasi tadqiqotlari instituti (Japan Atomic Energy Research Institute, JAERI)ning Naka ilmiy-tadqiqot qorilmalarini moslashtiruvchi bo`limida birlashtirildi



5.39-rasm. O`ta o`tkazuvchan Y-Ba-Cu-O birikmadan tayyorlangan dipolli antenaning sxematik tasviri.

O`ta o`tkazgichlarni qo`llash yo`nalishida kelajakda nimalarni kutish mumkinligi haqida fikr yuritsak. Albatta kelajak energetikasini, elektronikasini va ularni qo`llanishi bilan bog`liq sohalarni o`ta o`tkazgichlarsiz tasavvur etish mushkul. Chunki, super komp`yuterlarning xotirasining hajmi va tezligini real vaqtda ishlashi uchun o`ta o`tkazuvchan materiallar zarur. Juda kuchsiz elektromagnit signallarni katta aniqlik bilan qayd etishni SKVIDlarsiz tasavvur etib bo`lmaydi. Demak, kelajakda juda kichkina o`lchamli qurilmalardan tortib yirik magnit g`altaklarigacha o`ta o`tkazuvchan materiallar asosida bo`lar ekan.

Shetsiya/Fransiya chegarasida, Jeneva yaqinida joylashgan CERN dagi Katta Adron Kollayderi halqasi 27 killometrli uzunlikdan, 1624 ta o`ta o`tkazuvchan magnitdan (123215 metr bo`ylama va 3925-7metr ko`ndalang uzunliklarga ega) Nb-Ti o`ta o`tkazuvchan qotishmadan tayorlandi va 2 K dan ham past haroratgacha sovutildi, 9 teslaga yaqin magnit maydoni olindi. Loyihadagi quvvatining energiyasi 14 TeV, o`ta o`tkazuvchanlikni rivojlantirish orqali 100 TeV ga yetish ham mumkin.



5.40-rasm. Yadro/Vodorod /O`ta o`tkazuvchanlik /Quyosh/Biomassa Ugleroddan ozod bo`lgan texnologiyalar simbiozini ifodalovchi chizma.

Energiya superto`ri. Yadro/Vodorod/O`ta o`tkazuvchanlik / Quyosh / Biomassa Ugleroddan ozod bo`lgan texnologiyalar simbiozi. Bular yer planetasidagi barcha jonzoqlar uchun yashil energiya manbaidir.

5.3. MAGLEV POEZDLARI

Maglev poezdi temir yo`lining ustida elektromagnit maydoni yordamida harakatlanadi va uning ta`sirida ushlab turiladi. Bunday poezdlar odatdagi poezdlardan farqli ravishda harakat davomida rel`s yuzasiga tegmasdan harakatlanadi. Poezd va rel`s orasida oraliq bo`ladi, ishqalanish bo`lmaydi, yagona tormozlovchi kuch aerodinamik qarshilik bo`ladi.

Yaponiyada levitatsiya asosidagi lokomotiv qurilishining rivojlanish xronologiyasiga e`tiborni qaratsak 1962 yilda ushbu yo`nalishdagi tadqiqotlar boshlandi va 1972 yilda birinchi magnit yostig`ida harakatlanuvchi poezd sinovdan o`tdi.



Yamanashi MLX01 Maglev poezdi - texnik fikrning cho'qqisi

5.41-rasm. Yamanashi MLX01 maglev poezdi



MLX01 ning aerodinamik tormozi

5.42-rasm. Yamanashi MLX01 maglev poezdining aerodinamik tormozi



Первый поезд на магнитной подушке в мире – модель ML100

5.43-rasm. Jahonda birinchi magnit yostig`ida harakatlanuvchi MLX100 modeli poezd



1979: Модель ML 500 ставит рекорд скорости - 517 км/ч

5.44-rasm. Magnit yostig`ida harakatlanuvchi MLX500 modeldagi poezd rekord tezlikka -517 km/soat-ega bo`ldi



1994: Новая модель поезда - MLU002N достигает скорости 431 км/ч на специально построенной испытательной железнодорожной ветке

5.45-rasm. 1994 yilda maxsus sinov uchun qurilgan temir yo`l tarmog`idagi MLU002N yangi poezd



2003: Поезд MLX01 установил рекорд скорости 581 км/ч

5.46-rasm. Magnit yostig`ida harakatlanuvchi MLX01 modeldagi poezd 2003 yilda rekord tezlikka -581

modelining tezligi 431 km/soat ga
etdi.

km/soat ga erishdi.

5.4-jadvalda yuqori tezlikdagi poyezdlar harakatlanuvchi mamlakatlar va ulardagi unga mos ravishdagi yo`llarning uzunligi keltirilgan

5.4-jadval

Mamlakat	Foydalanilayotgan (km)	Qurilish arafasida (km)	Umumiy uzunligi (km)
 Belgiya	209	-	209
 Buyuk Britaniya	113	-	113
 Germaniya	1285	378	1663
 Ispaniya	2056	1767	3823
 Italiya	923	-	923
 Xitoy	4175	6058	10233
 Marokko	-	200	200
 Niderladiya	120	-	120
 AQSh	362	-	362
 Tayvan	345	-	345
 Turkiya	235	510	745
 Uzbekiston	344	-	-
 Fransiya	1896	210	2106
 Shvetsariya	35	72	107
 Koreya Respublikasi	412	-	412
 Yaponiya	2534	508	3042

Mazkur yo`nalishda, ya`ni magnit yostig`ida harakatlanuvchi poezdlarni yaratishda Yaponiya mamlakati lider hisoblanadi. Ushbu mamlakatda 20 yilga yaqin davrda olib borilgan ishlar natijasida 10 xil turdagi modifikatsiyaga ega bo`lgan poezdlar ishlab chiqildi.



a)



b)



c)



d)

5.47-rasm. Shanxay maglevi, a) Maglev poezdi temir yo`l stansiyasidan harakatlanishning boshlanish paytidagi fototasviri; b) Mazkur poyezdning harakatlanayotgan vaqtidagi fotosurati; c) Poyezd harakatlanadigan yo`lning yon tomondan ko`rinishi; d) Ushbu poyezd harakatlanayotgan yo`lning

yuqoridan olingan fototasviri, qarama qarshi poyezdlar harakatlanayotgan holati. Xitoy (o`rtacha tezlik-250 km/soat, maksimal tezlik – 431 km/soat)








Shanxay maglevi dunyoda birinchi magnit yostig`ida harakatlanuvchi tijorat temir yo`l tarmog`idir. Uni "Transrapid" nomli nemis kompaniyasi qurgan bo`lib, kelajakda yo`l uzunligini 175 killometrgacha etkazish rejalashtirilgan.

Xitoydagi elektrtransport haqida gapirganda poezdning yangi ko`rinishi, magnit yostig`ida harakatlanadigan poezd haqida eslamasdan iloji yo`q. Bunday yangi poyezd "Shanghai Maglev Train" nomi bilan mashhurdir, u Long Yang metro stantsiyasini Pudun xalqaro aeroporti bilan ulaydi. Ular orasidagi-masofa 30 killometr bo`lib, un o`tish uchun 7 minut 20 sekund vaqt sarflanadi. Tezligi juda katta bo`lganligi sababli, poyezd magnit maydonida levitatsiyalanib monorel`sda harakatlanadi.

Jadvalda 2011 yil sentyabr holatida foydalanilayotgan va rejalashtirish arafasida bo`lgan yuqori tezlikli (250 km/soat va kattaroq) yo`llar mamlakatlar bo`yicha keltirilgan.

5.5-Jadvalda 2011 yil yanvar holatida rejalashtirish arafasida bo`lgan yuqori tezlikli (250 km/soat va kattaroq) yo`llarning uzunligi keltirilgan.

5.5-jadval

Mamlakat	Rejalashtirish arafasida (km)
 Argentina	315
 Braziliya	511
 Buyuk Britaniya	204
 Germaniya	670
 Hindiston	495
 Eron	475
 Ispaniya	1702

Mamlakat	Rejalashtirish arafasida (km)
 Italiya	395
 Xitoy	2901
 Marokko	480
 Polsha	712
 Portugaliya	1006
 Rossiya	650
 Saudiya Arabistoni	550
 AQSh	900
 Tursiya	1679
 Fransiya	2616
 Shvetsiya	750
 Yaponiya	583

Magnit yostig`ida harakatlanuvchi poezdlarning tijorat maqsadlarida foydalanish bosqichi 1990 yilda boshlandi va u milliy darajaga ko`tarilib, Yaponiyada moliyalashtirildi. Yaponiya transport vazirligi "Yamanashi Maglev" namunaviy tarmog`ni qurishga ruxsat berdi. Ushbu transport tarmog`i 1997 yilda ishga tushdi. Sinov poezdi bo`lgan magnit yostig`ida harakatlanadigan MLX01 markali namuna poezdining eng yuqori tezligi sinov vaqtida, er sharoitida harakatlanadigan transportda misli ko`rilmagan tezlikning qiymatiga - 581km/soatga erishildi. Bu yerda shuni ham ta`kidlash joizki, bunday turdagi poezdlarni tijorat maqsadida foydalanishga qarshi chiquvchilar ham bor. Masalan kuchli magnit maydonining atrof muhitga va yo`lovchilarga kuchli ta`siri, ya`ni bioqaltislikning mavjudligi. Mazkur qaltisliklarning mavjudligiga qaramasdan hozirgi kunda bunday turdagi poezdlar dunyo mamlakatlarida foydalanilmoqda va uni takomillashtirish ustida tadqiqot izlanishlar olib borilmoqda.



5.48-rasm. Fransiya (O`rtacha tezlik – 320 km/soat, maksimal tezlik – 574,8 km/soat). Mazkur poyezdning harakatga tayyorgarlik jarayoni.



5.49-rasm. “Yamanashi MLX01” maglev poyzdining umumiy ko`rinishi.



5.50-rasm. Yapon maglevi (riniaka) bugungi kundagi tasavvurning chegarasidir, poyzdning harakati jarayonida olingan fotosuratlar. To`la tezlik bilan harakatlanayotgan riniaki poyzdni aniq suratini olish uchun

professional optika zarurdir.

Magnit yostig`ida harakatlanadigan poezdlarning afzalliklari

1. Magnit yostig`ida harakatlanadigan poezdlar oddatdagi poezdlarga nisbatan tezliklarini oshirishi mumkin.
2. Magnit yostig`ida harakatlanadigan poezdlar oddatdagi poezdlarga qaraganda kamroq shovqinga ega.
3. Magnit yostig`ida harakatlanadigan poezdlar yo`lovchilarning yo`lga ketadigan vaqtlarini qisqartiradi.
4. Magnit yostig`ida harakatlanadigan poezdlar atmosferani kam darajada ifloslantiradigan elektr energiya manbailaridan foydalanadi.
5. Tezligini oshirishdagi ulkan imkoniyatlar, reaktiv aviatsiyadagi tezlikka nisbatan ko`p marta oshirish imkoniyati mavjudligi. Bunday tezlikka aerodinamik qarshilikni kamaytirish yo`li orqali erishiladi, ya`ni poyezd yuqori vakuumli tunnelga joylashtiriladi.

Magnit yostig`ida harakatlanadigan poezdlarning kamchiliklari

1. Magnit yostig`ida harakatlanadigan poezdlarning narxi oddatdagi poezdlarga qaraganda qimmatroq.
2. Magnit yostig`ida harakatlanadigan poezd xodimlarini maxsus o`qitilish talab qilinadi.
3. O`ta o`tkazuvchan magnit yostig`ida harakatlanadigan poezdlarda levitatsiya hosil qilish uchun relslarda joylashgan elektromagnit foydalaniladi. Bunda yo`lovchilarni kuchli magnit maydoni ta`siridan himoyalash, ya`ni ekranlash masalasi paydo bo`ladi.
4. To`satdan kuchlanishning kamayishi o`ta o`tkazuvchan magnit yostig`ida harakatlanadigan poezd vagonlarining relsga tushishiga olib keladi. Katta tezlikda harakatlanganda, bu juda xavfli bo`lishi mumkin (Iductrack turdagi poezdlardan foydalanganda bunday muammo bo`lmaydi, chinki poezdning g`ildiraklari vagonlarning inertsiyasi bilan to`la to`xtaguncha harakatni davom ettiradi).
5. Kuchli yon tomondan esgan shamol ham poezd harakatiga ta`sir qilishi

mumkin. Relsdagi qor yoki muz ham muammo keltirib chiqarishi mumkin.

YuHO`O`larni amalda qo`llash va texnologiyasini rivojlantirish bo`yicha AQShning energetika vazirligi va SuperPower. Inc kompaniyasi bilan hamkorlikdagi ishlari AQSh prezidenti qo`llagan dastur doirasida davom etmoqda. YuHO`O` kabelni qo`llash loyihasi N`yu-York shtatidagi Albani shahrida (Albany High-Temperature Superconducting (HTS) Cable Project) -nomi bilan amalga oshirilayotgan bo`lib, jahonda ilk marotaba 350 metrli YuHO`O`-kabel` mazkur shahardagi Riversayd va Menands stantsiyalari orasida o`rnatilgan. Shunga o`xshash loyihalar Los-Alamos (Los Alamos National Laboratory - LANL) hamda SuperPower kompaniyasi o`rtasida tuzilgan litsenziyali kelishuv asosida bajarilmoqda.

5.4. YUQORI HARORATLI O`TA O`TKAZUVCHANLIK VA TOKOMAK QURILMASI

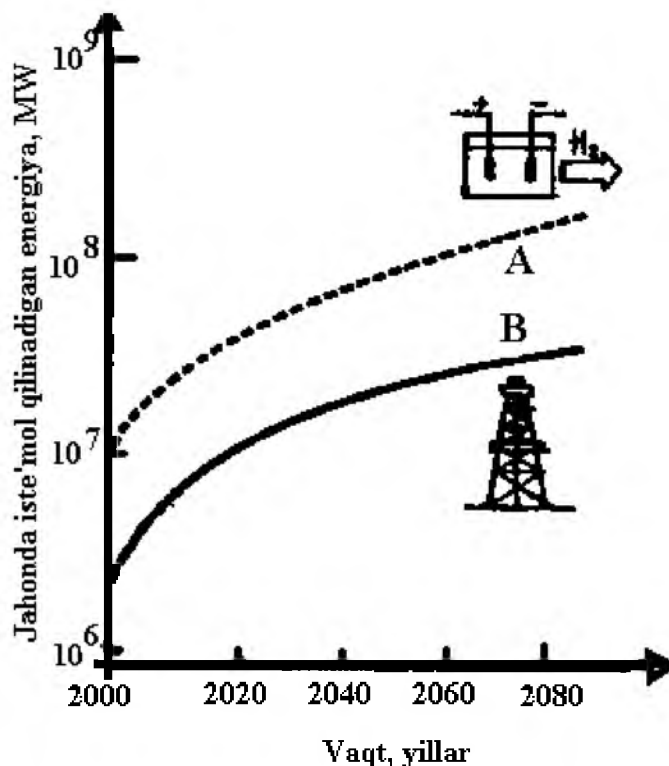
Jahonda energiyadan foydalanish jadal suratlar bilan o`smoqda yiliga 2,3% ya`ni har 30 yilda ikki martaga oshadi. 2001 yilda yiliga 8 teravatt ($1\text{TW}=10^9\text{ kW}$). Ishlab chiqariladigan energiya shartli yoqilg`i masalasi hisobida o`lchanadi (1 kg shartli yoqilg`i yonganda 29,3 Mjoul` energiya ajralib chiqadi: ko`mir kamroq beradi neft va gaz ko`proq. Bunday miqdordagi energiyani ishlab chiqarish uchun milliard tonnaga yaqin yoqilg`i sarf etish talab etiladi).

XXI asrdagi asosiy yoqilg`i suvni elektrolitik bo`lish yo`li bilan olinadigan vodorod ham bo`lishi ham mumkin. Jahondagi ekspertlarning ilmiy-texnik bashoratlarga asosan, olib borilgan hisob kitoblarga tayangan holda, jahondagi elektroenergiyani iste`mol qilish o`ttiz baravarga osishi kutilmoqda. Bu esa energetika muammosi yanada kuchayishi mumkinligidan darak beradi (5.51-rasmga qarang).

Issiqlik elektrostantsiyalarini FIK 30% ga yaqin bo`lib nafaqat bebaho organik xomashyo – neft`, tabiiy gaz va ko`mir yoqiladi (D.I.Mendeleevning

soʻzlarini eslasak neftni yoqish bu assignatsiyani yoqish demakdir) balki minglab tonna qurum, karbonat angidrid va oltingugurt birikmalari atmosferaga tashlanadi. Bundan tashqari yonish mahsulotlarida har bir issiqlik elektro stantsiyalar atrofini minglab kvadrat killometr hududni ifloslantiruvchi radionuklidlar boʻladi.

Atomli elektrostantsiyalarda uran atom yadrosini boʻlinish reaksiyasidan foydalaniladi. Jahonda bunday atom elektro stantsiyalardan 400 dan ortigʻi ishlamoqda ularning quvvati 350 Gigavatni ($1GW=10^9$ W)tashkil etib, Jahondagi ishlab chiqariladigan energiyaning 4% dan ortigʻini tashkil etmoqda. Baʼzi mamlakatlarda bu sezilarli qismni tashkil etmoqda. Frantsiyada - 75%, Belʻgiyada – 58%, Yaponiyada - 35% , AQSh da – 20%, Rossiyada – 14%.



5.51-rasm. Jahonda 21-asrda elektroenergiyani isteʼmol qilishning oʻsishini ifodalovchi bogʻlanish. Mos ravishda A sunʼiy (sintetik) yoqilgʻi ishlab chiqarilganda elektroenergiya sarfini va B sunʼiy yoqilgʻi ishlab chiqarilmaganda jahondagi elektroenergiya sarfini aks ettiradi.

Insoniyat uchun zarur boʻlgan nihoyatda katta, ulkan elektro energiyani tahminan 10^8 megavatt yoki yiliga ming eksajoul'ni (eksa 10^{18} ga kupaytirishni bildiradi) umuman olganda yadroviy, kuyosh va geotermal energiya zaxiralari hisobidan ishlab chiqarish mumkin, ularning manbai bitmas tugamasdir. Kelajak energiyasi uchun uni ishlab chiqarish bilan birga narxi ham muhimdir. Bunday optimal holatda ishlaydigan energiya manbailaridan asosiysi bu boshqariladigan termoyadro sintezi qurilmasidir (TYaS). Termoyadro sintezi fan uchun yangilik emas uni 1930-yillarda nazariy ishlab chiqishgan. Bu yerda “boshqariladigan” soʻzining maʼnosi bekorga emas, chunki boshqarilmaydigan termoyadroviy sintezi vodorod bombasida amalga oshirilgan edi.

Umuman quyosh ichida milliard yildan beri “yonayotgan” modda, bu plazma boʻlib, 1200 musbat va manfiy zarralardan iborat maxsus gazdir. Aynan Yulduzlarda qudratli tortish kuchi bilan siqilgan va millionlab gradusgacha qizigan plazmada termoyadroviy reaksiya sodir boʻladi. Asosiy termoyadro reaksiyalari ikkita ogʻir vodorod yadrolarinig qoʻshilishi (D-D reaksiya) va vodorodning “oʻta ogʻir” tritiy bilan qoʻshilishi (D-T reaksiya).

TYaSni energetik samaradorligini oshirish uchun, million kilovat quvvatli elektrostantsiyani yoqilgʻi bilan taʼminlashni koʻrib chiqamiz. Bunday elektrostantsiyani ishlashi uchun bir sutkada 1 sostav koʻmir yaʼni taxminan 800 tonna, neft esa ikki baravar kamroq – 400 tonna, boʻlinadigan uran – 235 – chorak kilogrammli ogʻirlikda kerak boʻladi. Bularning barchasini esa 34 gramli, yaʼni oddiy suvda mavjud boʻlgan ogʻir vodorod bilan almashtirish mumkin. Nazariy jihatdan bir litr suv 300 litr benzin beradigan energiyani berishi mumkin.

Yuqorida keltirilgan TYaS reaksiyasi amalga oshiriladigan qurilmalarini tayyorlash boʻyicha etakchi mamlakatlar olimlari katta yutuqlarga erishishgan. Bunday qurilmaning nomi “Tokomak” yaʼni torodial magnit tutqichli yoki magnit gʻaltakli torodial kamera soʻzlaridan olingan.

Undagi yuzlab million gradusli issiq plazmani saqlab turish, stabilizatsiyalash uchun 10÷20 tesla magnit maydoni kerak, ya`ni 100÷200 ming gaussga teng magnit maydoni zarur.

Tadqiqotlar shuni ko`rsatdiki, yerda “Yulduzli” ammo boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirishda, aynan shu yerda fundamental fan, ixtirochilik bilan qo`shilib ketadi, shuning uchun ko`pincha UTSni “sanoat fizikasi” deb atashadi. Demak boshqariladigan termoyadro sintezini amalga oshirish uchun kuchli magnit maydoni zarur ekan, buni esa faqatgina o`ta o`tkazuvchan materialdan tayyorlangan g`altaklardan foydalanganda amalga oshirish mumkin. Bir tomondan yuqori yuz milionlab gradus haroratli plazma ikkinchi tomondan juda past haroratdagi o`ta o`tkazgichdan tayyorlangan magnit manbai, ya`ni “muz va alanga” birlashib bitmas tunganmas, ekologik toza energiya manbaini beradi.

Ma`lumki termoyadroviy reaktorlarda qo`llaniladigan o`ta o`tkazgichlar kuchli magnit maydoniga va bundan tashqari kuchli radiaktiv nurlanishga, ya`ni yuqori energiyali zarralar oqimi – neytronlar, protonlar elektronlar va turli ionlarning kuchli ishdan chiqaruvchi ta`siriga ham chiday oladigan bo`lishi kerak. Bu esa har tomonlama keng va chuqur o`tkazilgan fundamental tadqiqotlarni talab qiladi. Chunki o`ta yuqori haroratli qurilmada plazmani ushlab turuvchi magnit, nurlanish ta`sirida ishdan chiqsa, magnit g`altakda yig`ilgan ulkan energiya tashqariga otilib chiqadi (kuchli portlash sodir bo`lishi mumkin). Bu esa har tomonlama juda ehtiyotkorlikni talab etadi.

VI BOB YUQORI HARORATLI O`TA O`TKAZUVCHANLIK

Ma'lumki, metall oksidlari asosida yaratilgan yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar mazkur sohaga bo'lgan qiziqishni keskin kuchaytirdi va ushbu soha bilan shug'ullanuvchi olimlar sonini juda ko'paytirdi. Bu o'z navbatida ilmiy tadqiqot ishlarini yanada kengaytirdi. Shuni e'tiborga olib keltirilgan bobda Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik haqida: yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi haqida xronologik ma'lumotlar, yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikni ifodalovchi modellar, yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning turlari, o'ta o'tkazuvchanlik mexanizmlarining tabiati, kritik harorat haqida ba'zi fikrlar, o'ta o'tkazgichlar, metallar va dielektriklar mavzulari kiritilgan.

O'ta o'tkazuvchanlik fizikasining ahamiyati ham nazariy, ham amaliy beqiyos ekanligi ma'lum, mazkur bobda yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik (YuHO`O`) hodisasi, uni ifodalovchi ba'zi mexanizmlar, ularning turlari, ushbu sohada erishilgan ham nazariy, ham amaliy ahamiyatli natijalarga e'tiborni qaratamiz.

Ma'lumki, insoniyatni qiynab kelayotgan muammolardan biri bu energetika muammosidir, uning yechimini o'ta o'tkazgichlardan foydalanmasdan topish juda mushkul. O'ta o'tkazgichlardan foydalangan holda energiya ishlab chiqarish, uni sarfsiz uzatish, ekologik toza, magnit yostig`ida harakatlanuvchi transportlar, o'ta sezgir elektromagnit signal qayd etgichlar va boshqa ko'pgina masalalarni yechish mumkin. Buning uchun esa xona va undan yuqori haroratlarda o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga ega bo'lgan materiallarni tayyorlash texnologiyasini yaratish talab etiladi. O'z navbatida buni nanotexnologik jarayonlarni o'rganish orqaligina amalga oshirish mumkin.

Ma'lumki, 1960 yillardan beri yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik (YuHO`O`) hodisasini o'rganish davom etib kelmoqda. Ushbu davrni shartli ravishda ikki bosqichga bo'lib, ularga mos ravishda «tarixga qadar» va «tarixiy» nomlarni berish mumkin. Birinchi bosqich Ginzburg va Littlning ilk

ishlaridan, ya'ni YuHO`O` ni elektronlarning fononlar bilan emas, fononlar energiyasidan ancha katta bo'lgan elektron qo'zg'alishlar bilan o'zaro ta'sirlashishi hisobidan mavjud bo'lishi mumkinligiga bag'ishlangan ishlaridan boshlangan desak xato qilmagan bo'lamiz.

V.L.Ginzburg taklif qilgan YuHO`O` likning nazariy modeli negizida elektronlarning o'zaro ta'siri asosidagi eksitonli mexanizm deb nomlanadigan model yotadi. Gap shundaki, elektronli sistemada o'ziga xos to'lqinlar – eksitonlar mavjud bo'lar ekan. eksitonlar fononlarga o'xshash panjaraning issiqlikdan tebranishlarini ifodalovchi, kristall bo'ylab ko'chuvchi, elektr zaryadi va massaning olib o'tilishi bilan bog'lanmagan kvazizarradir. Bunday o'ta o'tkazgich modelining namunasini dielektrik yoki yarim o'tkazgich qatlamlari orasida metall qatlamlarining joylashtirilishi ko'rinishida tasavvur etish mumkin. Metallda harakatlanayotgan o'tkazuvchan elektronlar dielektrikdagi elektronlarni itaradi, ya'ni o'zini ortiqcha musbat zaryadli bulut bilan o'rab oladi va elektronli juftlikning hosil bo'lishiga olib keladi. Bunday elektronlar korrelyatsiyasi asosidagi mexanizm yetarlicha yuqori kritik haroratlarni olish mumkinligini taxmin qiladi. Littl esa maxsus tuzilishga ega bo'lgan organik moddalarda xona haroratida o'ta o'tkazuvchanlikni kuzatish mumkinligini taklif qildi. Asosiy ma'nosi bir xil tartibda joylashgan elektronli bo'laklardan tuzilgan o'ziga xos polimer shodani (ipni) olishdan iborat edi. Shoda bo'ylab harakatlanayotgan elektronlar korrelyatsiyasi kristall panjara hisobidan emas, ushbu bo'laklarning qutblanishi hisobidan amalga oshadi. Chunki elektron massasi har qanday ionning massasidan bir necha marta kichikdir, elektronli bo'laklar qutblanishi ancha kuchli bo'lishi mumkin, kritik harorat fonon mexanizmiga nisbatan ancha yuqori bo'ladi. Organik birikmalardagi YuHO`O` lik fikrining o'zi 1950 yildayoq London tomonidan ilgari surilgan edi va faqat 14 yildan so'ng Ginzburg va Littl bir-biri bilan bog'lanmagan holda metall bo'lmagan sistemalarda YuHO`O` lik bo'lishi mumkinligini nazariy isbotlashdi.

Ikkinchi bosqichni esa ehtimolki, Bednorts va Myullerlarning La_2 .

$x\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ birikmasidagi o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning rekord kritik haroratini kuzatganliklari haqidagi axborotdan boshlangan desa xato bo'lmasa kerak. Keyingi yillardagi tadqiqotlar yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan birikmalar juda keng ekanligidan dalolat bermoqda. Ushbu o'ta o'tkazgichlarda kechayotgan fizikaviy jarayonlarni to'la tushuntira oladigan yagona nazariyaning mavjud emasligi, mazkur yo'nalishdagi tadqiqotlarni yanada kuchaytirish zarurligini ko'rsatmoqda.

Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikni tadqiqot ishlarida xalqaro va fanlararo hamkorlik zarurligi hech kimga sir emas.

Bizning Diyorimizda Quyosh energiyasidan va uning noananaviy hamda qayta tiklanadigan energiya manbailaridan foydalanilsa, uning keng darajadagi imkoniyatlari e'tiborga olinsa, ushbu sohadagi mavjud muammolarning yechimi o'ta o'tkazgichlar ishtirokida amalga oshirilsa bu katta samaralar berishi mumkin.

6.1. O'TA O'TKAZUVCHANLIK HODISASI HAQIDA XRONOLOGIK MA'LUMOTLAR

O'ta o'tkazuvchanlik – tabiatning juda qiziqarli hodisalaridan ekanligi ma'lum. Uning eng sodda ta'rif – moddaning o'zidan elektr tokini qarshiliksiz o'tkazish xossasidir.

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining kashf etilishida moddalarni o'ta past haroratlarda sovutish texnologiyasining rivojlanishi asos bo'ldi, desak xato qilmagan bo'lamiz. 1877 yilda frantsiyalik muhandis Lui Kayete va shveysariyalik fizik Raul` Pikte bir-biri bilan bog'lanmagan holda kislorodni suyuq holatga o'tgunga qadar sovutishga erishishdi. 1883 yilda Zigmunt Vrublevski va Karol` Ol'shevski azotni suyultirishdi. 1898 yilda esa Djeym D`yuar suyuq vodorod olishga muvassar bo'ldi. 1893 yildan gollandiyalik fizik Xeyke Kamerling-Onnes o'ta past haroratlarni olish muammosi bilan shug'ullana boshladi. Unga dunyoning eng yaxshi kriogen laboratoriyasini

tashkil etish nasib etdi, mazkur laboratoriyada 1908 yilning 10 iyulida suyuq geliy olindi. Keyinchalik haroratni 1 Kel'vingacha pasaytirishga erishildi. Kamerling-Onnes suyuq geliydan metallarning xossalarini o'rganishda foydalandi, jumladan, ularning elektr qarshiligining haroratga bog'lanishini o'lchashda. O'sha davrda mavjud bo'lgan mumtoz nazariyaga muvofiq haroratning kamayishi bilan qarshilik sekin-asta, uzluksiz kamayib borishi kerak edi, biroq boshqacha fikr ham bor edi, ya'ni ushbu fikrga, asosan, o'ta past haroratlarda elektronlar amalda harakatlanmay qolib, metall umuman tokni o'tkazmay dielektrik bo'lib qolishi ham mumkin. Kamerling-Onnes o'zining assistentlari Kornelis Dorsman va Gilles Xol'st bilan birgalikda avval haroratning kamayishi bilan qarshilikning sekin-asta uzluksiz kamayishini tasdiqlashdi. Biroq, 1911 yilning 8 aprelida harorat 3 Kel'vin atrofida (-270°C yaqinida) bo'lganda simobning qarshiligi tasodifan kutilmaganda keskin nolgacha kamayib qolishi kuzatildi. 11 mayda o'tkazilgan keyingi tajribada harorat 4,2 Kel'vinga (aniqrog'i, keyingi o'lchashlar harorat 4,15 Kel'vinga tengligini ko'rsatdi) etganda qarshilik sakrab, keskin nolgacha kamayishi kuzatildi. Ushbu kuzatilgan Samara (effekt) kutilmagan natija edi va o'sha davrda mavjud bo'lgan nazariyaga asosan tushuntirish imkoniyati mavjud emas edi. 1912 yilda yana ikkita metallda (qo'rg'oshin va qalayda) ham o'ta o'tkazuvchanlik xossasi kuzatildi. 1919 yilda talliy va uran o'ta o'tkazgichlar ekanligi qayd etildi.

Qarshilikning nolga tengligi o'ta o'tkazuvchanlikning yagona farq qiluvchi xossasi emas ekan. O'ta o'tkazgichlarning ideal o'tkazgichlardan asosiy, bosh farqlaridan biri, bu ularda ideal diamagnetiklik xossasining kuzatilishidir. Mazkur xossani birinchi bo'lib, 1933 yilda Val'ter Meysner va Robert Oksenfel'd kashf etishdi (Meysner samarasi).

O'ta o'tkazuvchanlikning nazariy asoslanishi fanda ilk bor 1935 yilda aka-uka Frits va Xeyne Londonlar tomonidan amalga oshirilganligi ma'lum. Umumiyroq nazariya esa 1950 yilda L.D.Landau va V.L.Ginzburg tomonidan taklif etildi. Ushbu nazariya Ginzburg-Landau nazariyasi nomi bilan

mashhurdir. Biroq, bu nazariya fenomenologik xarakterga ega edi va o'ta o'tkazuvchanlik mexanizmini ocha olmas edi.

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uzoq davom etgan ilmiy izlanishlardan so'ng faqat 1957 yildagina, ya'ni yaratilganidan so'ng 46 yil o'tgach, nazariy asosga ega bo'ldi. Bu jahonshumul nazariya bir-birlari bilan bog'lanmagan holda J.Bardin, V.Kuper va J.Shrifferlar tomonlaridan yaratildi. Bu nazariya mualliflar familiyasining bosh harflaridan tashkil topgan qisqacha "BKSh nazariyasi" degan nom bilan olimlar orasida mashhurdir.

Keyingi nazariy izlanishlar shuni ko'rsatdiki, elektronlar va kristall panjaralar tebranishlari orasidagi o'zaro ta'sir elektronlar orasidagi qo'shimcha o'zaro ta'sirni Yuzaga keltirar ekan.

Ma'lum sharoitlarda ushbu o'zaro ta'sir elektronlar orasidagi tortishuvni Yuzaga keltiradi. Agar mana shu o'zaro ta'sir elektronlar tortishuvi kulon itarish kuchlariga nisbatan kuchli bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi namoyon bo'ladi.

Keyinchalik o'ta o'tkazgichlarning ikkita katta oila birinchi tur (unga misol qilib simobni keltirish mumkin) va ikkinchi tur (unga misol qilib turli metallarning qotishmalarini keltirish mumkin) bo'linishi aniqlandi. Ikkinchi tur o'ta o'tkazuvchanlikni kashf etilishida 1930 yillardagi L.V.Shubnikov va 1950 yillardagi A.A.Abrikosovning ishlari muhim rol o'ynadi.

1962 yilda Brayan Jozefson tomonidan kashf etilgan Jozefson effekti o'ta Yuqori sezgirlikka ega bo'lgan elektromagnit qayd etgichlarni yaratish imkoniyatini bergan bo'lsa, uning juda katta amaliy ahamiyatga ega ekanligi hozirgi kundagi fan va texnikaning rivojlanishida namoyon bo'lmoqda.

1986 yilda Karl Myuller va Georg Bednorts²¹ yangi turdagi Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar (YuHO'O') deb nomlanadigan metal oksidlari asosidagi o'ta o'tkazgichlarni kashf etishdi. Agar 1987 yilning boshlarida

²¹ 1987 yilda shveysariyalik olimlar G.Berdnors va A.Myuller «Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini tajribada kuzatganliklari uchun» fizika sohasida Nobel' mukofoti bilan taqdirlandilar.

lantani-strontsiy-mis-kislorod (La-Sr-Cu-O) birikmasida 36 K da qarshilik nolgacha kamaygan bo'lsa, 1987 yilning mart oyida ilk marotaba suyuq azotning qaynash haroratidan (77,4 K) yuqori haroratlarda ham, ya'ni ittriy-bariy-mis-kislorod (Y-Ba-Cu-O) birikmasida ushbu hodisa kuzatildi. Keyingi tadqiqot-izlanishlar o'ta o'tkazuvchanlik xossasini Hg-Ba-Ca-Cu-O(F) keramik birikmada 138 K haroratda va uni bosim ostida (400 kbar) 166 K ga etkazish mumkinligini ko'rsatdi.

Ushbu 6.1- rasmda o'ta o'tkazgichlar kritik haroratlarining yillar davomida o'zgarish xronologiyasi keltirilgan. Undan ko'rinib turibdiki, 1986 yildan boshlab kritik harorat keskin oshib borgan, ya'ni 24 K dan 166 K gacha. Bu esa olimlarni xona haroratida ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasiga ega bo'lgan materiallarni olish mumkinligiga ishonтирамоqda.

Shu paytgacha olib borilgan tadqiqotlar natijasida tayyorlangan o'ta o'tkazgichlarni shartli ravishda quyidagicha klassifikatsiyalash mumkin:

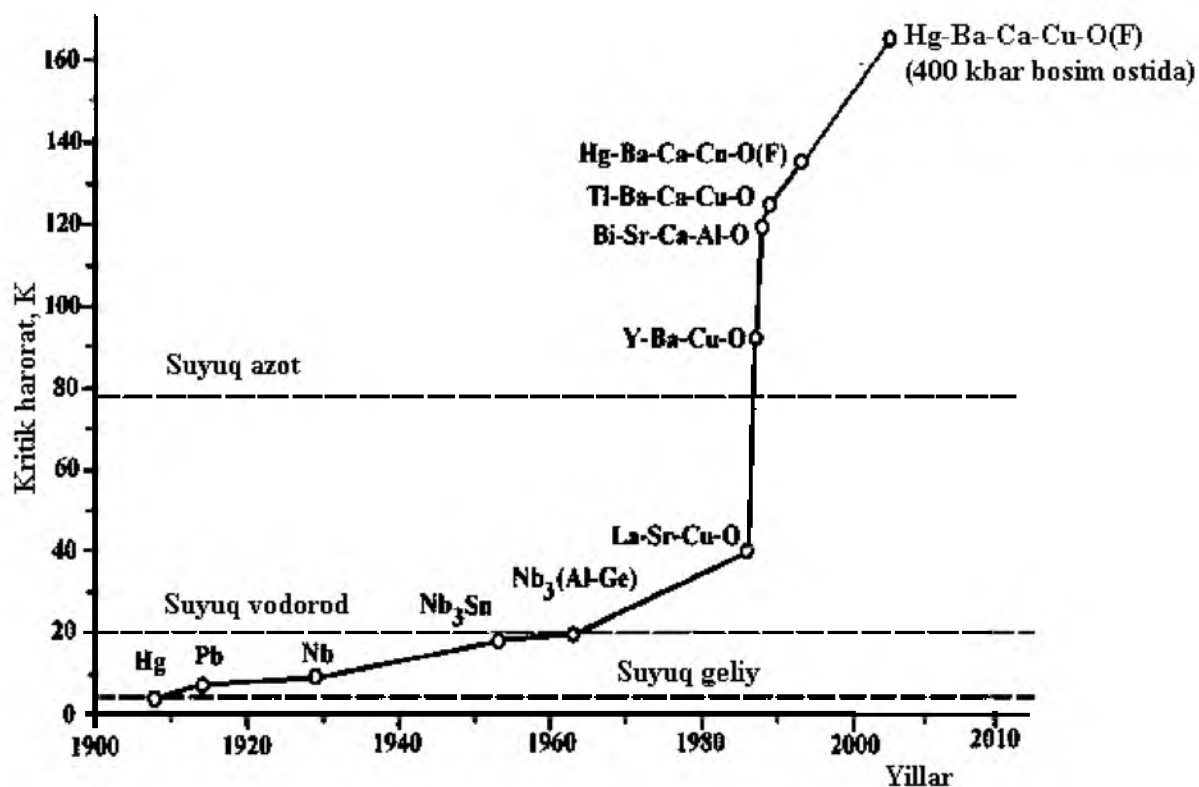
Organik o'ta o'tkazgichlar 1979 yilda kashf etildi, uning maksimal kritik harorati $T_c=11,5$ K ga teng bo'lgan.

A15 turdagi birikmalar, klassik past haroratli o'ta o'tkazgichlar ilk marotaba 1954 yilda kashf etilgan, uning maksimal kritik harorati $T_c=23,2$ K ga teng bo'lgan.

Magnitli o'ta o'tkazgichlar, yoki Cheverel fazasi 1979 yilda kashf etilgan bo'lib, ferromagnitli va antiferromagnitli o'ta o'tkazgichlarni birlashtiradi ular uchun maksimal kritik harorati $T_c=15$ K ga teng bo'lgan, ammo amalda yuqori magnit maydoni $H_{c2}=60$ Tl ga egadir.

Og'ir fermionlar uchun maksimal kritik harorat $T_c=18$ K ga teng bo'lib, ularda o'ta o'tkazuvchanlik ferromagnetizm va antiferromagnetizm bilan birgalikda mavjud bo'lishi namoyon bo'ladi.

Missiz oksidli o'ta o'tkazgichlar- YuHO'O' larning ilk marotaba olinganida kritik harorati $T_c=31$ K ga teng bo'lgan, 1999 yilda natriy aralashtirilgan vol'fram oksidi-perovskitli dielektrik monokristalli sirtqi qatlamida kritik harorat $T_c=91$ K ga ega ekanligini namoyon qildi.



6.1-rasm. O`ta o`tkazuvchanlikka o`tishning kritik haroratlari bilan ular kuzatilgan vaqt orasidagi bog`lanishni ifodalovchi xronologik chizma.

Oksipniktidlar – mis elementi bo`lmagan nodir yer elementli tuzilmalar 2008 yilda kashf etilgan bo`lib, tez orada YuHO`O` lardan keyingi o`rinni egalladi (uning kritik harorati $T_c=55$ K ga teng). Ular ham YuHO`O` dek qatlamli kristall tuzilmaga va mos ravishdagi FeAs li o`tkazuvchan tekislikka egadir.

Piroxlorid oksidlari, ya`ni titan, tantal va niobiy tarkibida bo`lgan minerallar guruhi bo`lib, uncha yuqori bo`lmagan kritik haroratga ega, ya`ni $T_c=9,6$ K.

Rutenkupratlar – YuHO`O` larga juda yaqin o`xshash bo`lib, ularda o`ta o`tkazuvchanlik ferromagnetizm bilan birga mavjud bo`ladi, ularning maksimal kritik harorati $T_c=50$ K ga teng.

Yuqori haroratli o`ta o`tkazgichlar – 1986 yilda kashf etilgan o`ta o`tkazuvchan kupratlar, o`ta o`tkazuvchanlik CuO_2 tekisligi bo`ylab amalga oshiriladi, bugungi kunda rekord yuqori kritik haroratga ($T_c=166\pm 1,5$ K) ega.

Nodir er elementli borokarbidlarda kritik harorat $T_c=23$ K ga erishilgan.

Kremniyli o'ta o'tkazgichlar yuqori qo'shimcha bosim ostida (o'ta o'tkazuvchan materiallarda o'ta o'tkazuvchanlikni oshiruvchi asosiy faktorlardan biri bo'lgan) kritik harorat $T_c=14$ K ekanligini ko'rsatdi.

Xalbkogenidlar – oltingugurt va selen asosidagi tuzilmalar bo'lib, uncha katta bo'lmagan kritik harorat, $T_c=4,15$ K ekanligini namoyish etdi.

Uglerodli o'ta o'tkazgichlar – ulardagi o'ta o'tkazuvchanlik tadqiqotlarida eng ko'p qarama-qarshi va munozarali natijalar kuzatilgan bo'lib, ularga hamrohlik qilgan fullerenli tuzilmalarda kuzatilgan kritik harorat $T_c=40$ K ekanligi tasdiqlandi.

MgB_2 va o'xshash tuzilmalar ($T_c=39$ K). 1950 yillarning boshida ushbu ma'lum, arzon va ommabop materiallarda (magneziyni barcha dorixonalarda sotib olish mumkin!) yetarlicha yuqori kritik haroratga ega bo'lgan o'ta o'tkazuvchanlik kuzatildi, bu esa juda ham taajublanarli edi, chunki kashfiyot faqatgina 2001 yilda, ya'ni 1986 yilda kashf etilgan YuHO'O' dan, o'ta o'tkazuvchanlik sohasiga bag'ishlangan shiddatli kashfiyotlardan ancha keyin amalga oshirildi.

Borgan sari insoniyat uchun muhimligi oshib borayotgan energetika muammosini echish, yangi turdagi energiya manbailarini yaratish, hamda uni saqlash va yetarlicha uzoq masofalarga uzatish bilan bog'liq eksperimental qurilmalarni ilmiy yo'nalishlar orasida birinchilar qatoriga ko'tardi. Ushbu muammoning naqadar muhim ekanligini fizika yo'nalishidagi Nobel mukofoti qumitasining o'ta o'tkazuvchanlik va aralash tadqiqot vakillarini e'tibordan chetda qoldirmaganidan ham bilsa bo'ladi.

6.2. YUQORI HARORATLI O'TA O'TKAZUVCHANLIKNI IFODALOVCHI MODELLAR

Uzoq vaqtlardan beri yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik (YuHO'O') ni o'rganish davom etib kelinayotganligini e'tiborga olib, ushbu davrni shartli

ravishda ikki bosqichga bo'lgan holda, ularga mos ravishda «tarixga qadar» va «tarixiy» nomlar bilan atash mumkin. Birinchi bosqich Ginzburg va Littl larning ilk ishlaridan, ya'ni YuHO'O' ni elektronlarning fononlar bilan emas, fononlar energiyasidan ancha katta bo'lgan elektron qo'zg'alishlar bilan o'zaro ta'siri hisobidan mavjud bo'lishi mumkinligidan boshlangan edi.

V.L.Ginzburg taklif qilgan YuHO'O'likning nazariy modelida elektronlarning o'zaro ta'siri asosida eksitonli mexanizm deb nomlanadigan model yotdi. Gap shundaki, elektronli sistemada o'ziga xos to'lqinlar – eksitonlar mavjud bo'lar ekan. Eksitonlar fononlarga o'xshash panjaraning issiqlikdan tebranishlarini ifodalovchi, kristall bo'ylab ko'chuvchi, elektr zaryadi va massaning olib o'tilishi bilan bog'lanmagan kvazizarradir. Bunday o'ta o'tkazgich modelining namunasini dielektrik yoki yarim o'tkazgich qatlamlari orasida metall qatlamlarining joylashtirilishi ko'rinishida tasavvur etish mumkin. Metallda harakatlanayotgan o'tkazuvchan elektronlar dielektrikdagi elektronlarni itaradi, ya'ni o'zini ortiqcha musbat zaryadli bulut bilan o'rab oladi va elektronli juftlikning hosil bo'lishiga olib keladi. Bunday elektronlarning korrelyatsiyali mexanizmi etarlicha yuqori qiymatdagi kritik haroratlarni olish mumkinligini taxmin qiladi. Littl esa maxsus tuzilishga ega bo'lgan organik moddalarda xona haroratida ham o'ta o'tkazuvchanlikni kuzatish mumkinligini taklif qildi. Asosiy ma'nosi bir xil tartibda joylashgan elektronli bo'laklardan tuzilgan o'ziga xos polimer shodani (ipni) olishdan iborat edi. Shoda bo'ylab harakatlanayotgan elektronlar korrelyatsiyasi kristall panjara hisobidan emas, ushbu bo'laklarning qutblanishi hisobidan amalga oshadi. Chunki elektron massasi har qanday ionning massasidan bir necha marta kichikdir, elektronli bo'laklar qutblanishi ancha kuchli bo'lishi mumkin, kritik harorat fonon mexanizmiga nisbatan ancha yuqori. Organik birikmalardagi YuHO'O'lik fikrining o'zi 1950 yildayoq London tomonidan ilgari surilgan edi va faqat 14 yildan so'ng Ginzburg va Littl bir-biri bilan bog'lanmagan holda metall bo'lmagan sistemalarda YuHO'O'lik bo'lishi mumkinligini nazariy asoslashdi.

Ikkinchi bosqichni esa ehtimolki, Bednorts va Myullerlarning $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ birikmasidagi o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning rekord kritik haroratini kuzatganliklari haqidagi axborotdan boshlangan desak xato bo'lmasa kerak.

Mazkur bosqichlar albatta bir-biri bilan bir tomondan bog'langan bo'lsa, ikkinchi tomondan keskin farq qiladi, o'xshashligi esa har ikkalasi ham YuHO'O'ning nazariyasi va amaliy ahamiyati bilan bog'liq bo'lsa, farqi YuHO'O'likka bo'lgan e'tibor 1986 yildan boshlab keskin o'sdi va ushbu yo'nalishga bag'ishlab e'lon qilingan maqolalar soni oldingi o'ta o'tkazuvchanlikka bag'ishlab e'lon qilingan barcha ishlardan ham ortib ketdi. Undan tashqari YuHO'O'likni kupratli birikmalardan (YBCO) $T_c=90$ K va simob qo'shilganda kritik haroratning $T_c=135\div 160$ K oraliqda o'zgarishi YuHO'O'likni toza ilmiylikdan amaliy ahamiyatga ega bo'lgan sohaga aylantirdi. Ushbu holat o'ta o'tkazuvchanlikka katta moliyaviy va yangi tadqiqotchilarning kirib kelishiga sabab bo'ldi.

Birinchi bosqichni natijalari sifatida quyidagi fikrlarni xotima qilib ko'rsatish mumkin. Ushbu bosqichni asosiy muvaffaqiyatlari sifatida quyidagilarni keltirish mumkin:

- o'ta o'tkazuvchanlikning fononlar bilan almashinuvi hisobidan elektronlar orasidagi tortishuv bilan shartlangan, yaxshi tanish bo'lgan elektron-fononli mexanizmdan tashqari elektronlar orasidagi kulon o'zaro ta'sir bilan bog'langan boshqa mexanizmlarning ham mavjud bo'lishi aniq va ravshan tan olindi;

- tabiat qonunlar darajasida o'ta o'tkazuvchanlikning kritik harorati T_c ga ma'lum bir bo'lishi mumkin bo'lgan chegaraviy qiymatiga qat'iy chegaraning mavjud bo'lmasligining isbot etilishi. Ushbu fikrga qarama-qarshi fikrlarning o'ta o'tkazuvchanlik fizikasi nazariyasining taniqli mutaxassisleri Anderson va Koenlarning qarashlari YuHO'O' muammolari tadqiqotlarining rivojlanishiga salbiy ta'sir ko'rsatdi.

- kritik harorat T_c ning yuqori qiymatlarini kuchli effektga ega bo'lgan lokal

maydonning sistemalarda, ya'ni kuchli o'zaro ta'sirli sistemalarda olinishining mumkinligi ham isbotlandi. Gap shundaki, yaxshi ma'lum bo'lgan BKSh formulasi:

$$T_c = 1,14\omega e^{-\frac{1}{\lambda}} \quad (6.1)$$

ko'rinishda bo'lib, unga mos ravishdagi kritik harorat (T_c) ning qiymati, bog'lanish doimiysi bo'lgan λ ning kichik qiymatlarida eksponentsial ravishda kichik bo'ladi. Aslini olganda bu yerdagi holat ancha murakkabdir. T_c ning yuqori qiymatlarini zaruriy, ammo yetarli bo'lmagan sharti statik dielektrik singdiruvchanlik $\varepsilon(q,0) < 0$ –kattalik qiymatining manfiy bo'lishidir. Ushbu tengsizlikni faqatgina kuchli o'zaro ta'sirli sistemalarda qat'iy ravishda bajarilishi isbotlangan.

- o'ta o'tkazuvchanlikning fonon mexanizmida, kritik haroratni aniqlovchi turli faktorlarning analizi bajarildi. Oksidlar, nitridlar va metall karbitlar kislorod, azot va uglerod atomlari massalarining kichikligi sababli fononli chastotalar qiymatining katta bo'lishi mumkinligi qayd etildi. Elektron-fonon o'zaro ta'sir matritsali elementning ushbu birikmalarda etarlicha ortishiga olib keluvchi ionli bo'lishning roli katta ekanligi ko'rsatildi. Afsuski, o'tgan asrning 70 yillarida yaxshi ma'lum bo'lgan, metalli birikmalardagi engil element atomlari, amalda elektron-fonon o'zaro ta'sirda ishtirok etmas edi, chunki, ularning elektron holatlari Fermi sirtining chuqur ostida joylashgan bo'ladi.

Bipolyaronli mexanizm. Bipolyaron ma'nosiga ko'ra kichik o'lchamdagi elektron juftlik bo'lib, uning atrofida juftlik bilan qutblangan panjara ionlari joylashgan. Agar energiyadan hosil bo'lgan yutuq panjarani velyarizatsiyalanishi hisobidan hosil bo'lgan elektronlarning kulon itarilish energiyasidan katta bo'lsa, bunday holatdagi elektron juftliklar turg'un bo'ladi.

Radiusi katta bo'lgan polyaronlar uchun bipolyaron juda mo'rt bo'ladi va ular odatdagi kuper juftlaridan farq qilmaydi. Agar bipolyaron kichkina radiusga ega bo'lgan ikkita polyarondan tashkil topgan bo'lsa, unda umuman boshqa holat yuzaga keladi. Unda biz kichkina fazaviy uzunlikka ega bo'lgan lokal elektron juftlikka va yetarlicha kuchli bog'lanish energiyasiga ega bo'lgan juftlikdagi elektronlarga ega bo'lamiz. Lokal elektron juftlar, faqatgina elektron-fononli o'zaro ta'sir doimiysi katta bo'lgandagina lokal elektron juftlarni hosil qilishi mumkin. elektronlarning juftlikdagi bog'lanishi na faqat elektron-fonon hisobidan, balki almashinuv mexanizmi hisobidan ham paydo bo'lishi mumkin.

Kuchli bog'langan lokal elektron juftlar erkin elektronlardan farqli boze zarralardir- chunki, juftliklar butun yig'indi spinga egadir – nol' (qarama-qarshi yo'nalgan spinlar, singlet juftlik) yoki birga (bir xil yo'nalgan spinli, triplet juftlik). Biz bilamizki, boze zarralar eng past energetik sathda kondensirlanishi mumkin. Klassik misol sifatida ^4He ning $T=2,19\text{ K}$ haroratdagi o'ta oquvchanlikni hosil bo'lishi kuzatiladigan boze kondensatsiya xizmat qiladi. Shunday qilib, agar bizlarda boze sistemada elektronli juftlar bo'lsa, unda haroratning pasayishi bilan biz o'ta o'tkazuvchanlikni, ya'ni zaryadlangan elektron juftlarning o'ta oquvchanligini paydo bo'lishini kutishimiz mumkin,

Polyaron. Kristall panjaradagi elektron musbat zaryadlangan ionlar bilan kulon o'zaro ta'sir hisobidan o'z atrofida kristall panjaraning deformatsiya sohasini hosil qilishi mumkin. Qator hollarda elektron va u bilan bog'langan panjara qutblanishining kristall bo'ylab xuddi bir butundek ko'chishi kuzatiladi. Ushbu hosil bo'lgan holatga polyaronli holat, ya'ni unda polyaronlar kuzatiladi. Mazkur tushunchani birinchi bo'lib, L.D.Landau 1933 yilda kiritgan. Kichik va katta radiusli polyaronlar bo'ladi. Katta radiusli polyaron deganda, polyaron o'lchami panjara parametrlaridan katta bo'lgan holga aytiladi. Kichik radiusli polyaron aks holda mavjud bo'ladi. Polyaron kristall bo'ylab ko'cha turib o'zining ketidan elektronning panjarani qutblantirishi hisobidan, o'zi tomonidan hosil qilingan potensial o'rani ham ergashtirib borayotgandek

tuyuladi. Yuqori haroratlarda, ya'ni debay haroratining yarmiga teng qiymatda va undan yuqori qiymatlarda polyaron bog'lamdan bog'larga kT energiyaga ega bo'lgan fononni yutib sakrab harakatlanadi, ya'ni ushbu holda o'tkazuvchanlik faollashish xarakteriga ega bo'ladi. Past haroratlarda issiqlik tebranishlari rolini panjaraning nollinchi tebranishlari o'z zimmasiga oladi.

Kichik radiusli polyaronlarning effektiv massasi yetarlicha katta bo'ladi. Bunga esa effektiv massaning zona kengligiga teskari proporsional bo'lishi sababdir. Polyaronlarning hosil bo'lishi energetik zonalarning torayishiga olib keladi (ya'ni polyaronli torayish effektiga).

Agar polyaronlar konsentratsiyasi oshsa, unda nisbiy konsentratsiyadan boshlab ikkita polyaron bitta o'sha ionni o'zini qutblashga harakat qiladi, bu esa bipolyaronni, ya'ni polyaronli juftlikni hosil bo'lishiga olib keladi.

Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarda odatdagi o'ta o'tkazgichlar va normal metallarga qaraganda farqli ravishda kuzatiladigan g'ayri oddiy xossalari mavjud bo'ladi:

- bosim ostida oshib boradigan 160 K atrofida bo'lgan yuqori kritik haroratlari;
- bir necha o'nlab angstromgacha yetib boradigan o'lkan panjara doimiy-lari. Bu qattiq jism uchun mutlaqo g'ayri oddiydir;
- qatlamli tuzilma. Nihoyatda katta anizotropik xossalari;
- nihoyatda kichik miqdorda aralashma kiritilgandagi antiferromagnitli tartiblanish (kupratlarda);
- zaryadning o'ta tuzilmaviy modulyatsiyasi (zaryadli zichlikning to'lqini);
- fononli anomallar (qarshilikning haroratga bog'liqligi ($R(T)$), issiqlikdan kengayishi, issiqlik sig'imi, issiqlik o'tkazuvchanligi; ul'tratovush tezligi va yutilishi; elastiklik moduli; issiqlik xossalari, ul'tratovushning tezligi va yutilishiga, elastiklik moduliga magnit maydonining g'ayri oddiy ta'siri; T_c kritik parametri yaqinida tuzilmaviy parametrlarining g'ayri oddiy tarzda

katta o'zgarishi; yuqori kritik magnit maydonining $H_{c2}(T)$ g'ayri oddiy tarzda haroratga bog'lanishi; g'ayri oddiy EPR chiziqlarining mavjudligi va hokazolar);

- psevdotirgish – qattiq jism fizikasidagi noyob hodisa;
- strayplar;
- hozirgi kunlarda olingan ikkita o'ta o'tkazuvchan energetik tirgishli MgB_2 birikmasidagi YuHO'O' ;
- temir moddasi kiritilganda olingan YuHO'O' lar.

Ushbu ro'yxatni davom ettirish ham mumkin, ammo bir narsa aniqki, anomal xossalari YuHO'O' lar uchun normal holatga aylandi.

6.3. YUQORI HARORATLI O'TA O'TKAZGICHLARNING TURLARI

YuHO'O' o'zi nima? T_c ning qanday qiymatidan “Yuqori ” haroratli o'ta o'tkazuvchanlik harorati boshlanadi? Hozirgi kunda aniq ta'rifi mavjud emas. Tabiiyki bunday harorat sharoitida aniq bir fizikaviy haroratni olish kerak. Shartli ravishda bunday harorat sifatida vodorodni odatdagi bosimdagi qaynash haroratini $T_H = 20,4K$ olsa bo'ladi. Shuning uchun YuHO'O' birikmalar bu $T_c \geq 20,4K$ ga ega bo'lgan birikmalardir.

YuHO'O' ni yana bir ta'rifi, legirlash jarayonida YuHO'O' larning kritik harorati T_c o'zgaradi. Shuning uchun YuHO'O' sistemalar deb tarkibida YuHO'O' birikmalar bo'lgan sistemalarga aytiladi.

Hozirgi kunda yetarlicha ko'p sonli YuHO'O' birikmalar qayd etilgan. Shuning uchun ba'zi hollarda bir nechta YuHO'O' ni hattoki sistemalarni o'z ichiga olgan bir nechta YuHO'O' sinflari haqida gapirish mumkin. Ular ham ancha ko'p. Quyida biz asosan mis oksidi asosidagi (kupratli) YuHO'O' sinflarni, kritik haroratlari bilan birga keltiramiz.

“Lantanli”

$La_{2-x}Ba_xCuO_4$, $T_c=30K$ (Bednors, Muller, 1986 yil, 1987 yildagi fizika

sohasida nobel mukofoti lauriyatlarini). Ushbu birikma uchun $T_{cmax}=40K$ ($x=0,15$) bo'lganda.

“Ittriyl” yoki “1,2,3-sinf”

$Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$, $T_c = 90K$, $x=0,05-0,1$ bo'lganda T_c maksimal bo'ladi. Ittriyni amalda barcha lantonoidlar guruhi elementlar bilan almashtirish mumkin, bu hollarda kritik harorat T_c saqlanadi

“Vismutli”

$Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$ ($n=1,2,3,4,\dots$). $n=3$ bo'lganda kritik harorat T_c maksimal $T_c=110K$ bo'ladi. Vismutni qo'rg'oshin bilan ham almashtirish mumkin, ammo kritik harorat o'zgarmaydi.

“Talliyli”

$Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$ ($n=1,2,3,4,\dots$). $n=3$ bo'lganda kritik harorat T_c maksimal $T_c=127K$ bo'ladi.

“Simobli”

$HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2+2n+\delta}$ ($n=1,2,3,4,\dots$). $n=3$ bo'lganda kritik harorat T_c maksimal $T_c=135K$ bo'ladi. Mazkur birikmada kislorod xlor elementi bilan aralashtirilganda, kritik haroratning qiymati $T_c=138K$ gacha oshishi kuzatildi, bu esa hozirgi kunda normal sharoitda olingan maksimal kritik haroratdir.

Ushbu birikmalarda bosimning oshishi bilan kritik harorat T_c ning ham oshishi kuzatiladi. Bosim $P=300$ ming atm. qiymatga yetganda $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ birikmaning kritik harorati $164K$ bo'lishi aniqlandi. Ushbu kritik haroratning qiymati bugungi kunda erishilgan eng yuqori kritik harorat hisoblanadi.

Ushbu birikmalarning birinchi kimyoviy elementi misni oltin va kumushga ham almashtirsa bo'ladi. $CuBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ birikmadagi kritik harorat $T_c = 120 K$ ga teng. Umuman olganda ushbu birikmada birinchi element bo'lmasligi ham mumkin. $Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ birikmadagi kritik harorat $T_c = 126 K$ ga teng. Haqiqatan ham ushbu birikmalar turg'un emas.

Yuqorida keltirilgan birikmalardagi elementlarni turlicha formada

almashtirish mumkin va bunda ular YuHO`O` ligicha qoladi.

Masalan:

Misni qisman $CO_3(Cu \rightarrow CO_3)$ kimyoviy guruh elementlari bilan almashtirish mumkin. Bu esa kupratli oksikarbonatlarni hosil qiladi;

Kupratli oksigalogenadlar ham almashtirishi mumkin. Bundan boshqa almashtirishlar ham mavjud. Qizig`i shundaki T_c bunday almashtirishlardan o`shishi ham mumkin. Yuqorida keltirilgan birikmalar kovalent bo`lib unda Xoll effekti musbat bo`ladi.

Biroq elektronli kupratli YuHO`O` lar ham bor ularda Xoll effekti manfiy va ularning kritik harorati pastroq bo`ladi. Masalan, $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ birikmasini keltircak, unda $x=0,15$ bo`lganda kritik haroratning qiymati maksimal $T_c=24K$ ga teng bo`lib, strontsiy qo`shilganda T_c ning qiymati $28K$ gacha oshishi kuzatildi. Nd elementi Nb va Tm bilan almashtirilganda hamda kal`tsiy bilan ligerlaganda $T_c=30K$ ga etishi kuzatildi.

Va nihoyat maxsus “cheksiz qatlamli” – “infinite layer” bo`lgan $SrCuO_2$ birikmasining tuzilmasi turg`un bo`lmaydi, kal`tsiy aralashtirilganda esa ushbu birikma stabillashadi. $Sr_{1-x}Ca_xCuO_{2-\delta}$ birikmada x va δ indekslerini o`zgartirib ushbu birikmani kovakli yoki elektronli qilib ham tayyorlash mumkin. Qiziqarlisi shundaki, kovakli birikmalarda $T_c=110\div 120K$, elektronlilarda esa - $T_c=40K$. Ammo bunda tuzilma turi o`zgarmasligicha qoladi.

Boshqa ko`pgina kupratli sinflar ham mavjud. Murakkab kirituvchilari bo`lgan “Oraliq”, gibritli (yacheykaning $\frac{1}{2}$ qismi bir xil birikma, boshqalar – qolgan yacheykani $\frac{1}{2}$ qismi), “qaytuvchan” magnitli va hokazo.

Qisqacha kupratli bo`lmagan, ya`ni T_c si kichikroq bo`lgan YuHO`O` larga to`xtalamiz chunki ular juda qiziqarli.

Vismutli oksidli YuHO`O`.

Vismutli oksidlar yuqori kritik parametrlarga ega bo`lsa ham, ular kupratlilarga nisbatan ancha past bo`lishiga qaramasdan printsiyalidir. U

nafaqat $Cu-O$ bogʻlanish birikmalarida yuqori T_c ga olib kelishini isbotlaydi. Bundan tashqari bunday guruhdagi YuHOʻOʻ birliklarda magnit momentlarining boʻlmasligi ular oʻta oʻtkazuvchanligini magnit oʻzaro taʼsir asosida boʻlish mumkinligini oldini oladi. Yana bir qiziqarli holat, ushbu YuHOʻOʻ kubsimon tizilmaga ega, bu esa ularni qatlamli kupratli YuHOʻOʻlardan ajratib turadi.

Vismutli YuHOʻOʻlar orasida eng mashhuri $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ tarkibli sistemadir. Uning uchun maksimal $T_c=34K$. Ushbu kritik harorat metall – dielektrik fazoviy oʻtish chegarasi yaqinida erishiladi (metalli fazaning turgʻun boʻlmaslik chegarasida), yaʼni $x<0,3$ boʻlganda birikma dielektrik boʻladi. Kritik harorat T_c ning qiymati x ning oʻsishi bilan kamayadi va $x\geq 0,5$ boʻlganda $15K$ ga tenglashadi.

Shuni taʼkidlash joizki, oʻta oʻtkazuvchan sistemalarda xususan YuOʻOʻ sistemalarda odatda maksimal T_c harorat aynan sistemaning turgʻun boʻlmagan chegarasida, fazoviy oʻtishlar chegarasida erishiladi (koʻpgina YuOʻOʻlarda tetragonal tuzilmaning ortorombikka oʻtish chegarasida).

Fulleridlar.

Fulliridlar (fullerides)–bu metallarning C_{60} fullerenlar bilan birikmasidir. Qayd etildiki, M_3C_{60} birikmalar deyarli yuqori haroratli T_c ga ega boʻlgan oʻta oʻtkazgichlardir. Bu yerda M – ishqorli metallar yoki ularning kombinatsiyasi. YuHOʻOʻlar tarkibiga bunday birikmalarning kiritilishi Rb_3C_{60} ($T_c=30K$) va Cs_3C_{60} ($T_c=30K$) birikmalarning sintezlanganidan soʻng amalga oshdi.

Karbitlar.

Koʻp sonli karbitlar sinfidan oxirgi paytlarda T_c harorati maksimal boʻlgan ($T_c=23K$) birikma YPb_2B_2C .

MgB₂.

2001 yilda 1945 yildan maʼlum boʻlgan MgB_2 birikmasida ham $T_c\approx 40K$ haroratli YuHOʻOʻ ekanligi qayd etildi. Ushbu YuHOʻOʻ oxirgi paytdagi eʼtibor koʻp qilinayotgan birikmadir. Haqiqattan ham u qator gʻayri oddiy

xossalarga ega. Ular orasida ikkita o'ta o'tkazuvchan tirqishning mavjudligini alohida qayd etish lozim.

Kritik haroratni oshirish mumkinmi? degan savolga javob berish maqsadida ko'plab ishlarda hozirgi kunda rekord T_c dan ham yuqori haroratlarda o'ta o'tazuvchanlik holati kuzatilgani va ushbu o'ta o'tkazgichlar bir jinsli bo'lmagan, ya'ni bir fazali bo'lmagani, odatda yuqori solishtirma qarshilikka ega va o'ta o'tazuvchanlik xossasining ma'lum vaqtdan so'ng yo'qolishini ko'rsatmoqda. Ushbu holdagi natijalarni takrorlash imkoniyati mavjud emas.

Eslatilganidek YuHO'O' birikmalar qatlamli tizilmaga ega. Misol tariqasida $XBa_2Cu_3O_7$ ning tizilmasini keltirish mumkin. Bunda c panjara doimiysi $11,7\text{\AA}$ ga teng.

Boshqa misol sifatida $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ va $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ keltirish mumkin ulardagi $c=30\div 40\text{\AA}$. Kristal tuzilma uchun nuhoyatda katta qiymat bu. Shunday birikmalar YuHO'O' ham borki ularda CuO_2 qatlamlar elementar yacheykada $n=7-8$ tani $c=60\div 70\text{\AA}$ ni tashkil etadi.

Agar YuHO'O' lardan $YBa_2Cu_3O_7$ birikmada qarshilikning haroratga bog'lanishini ab va c tekisliklarda olinganligini solishtirsak rasmlarda keltirilgan ko'rinishda bo'ladi va qarshilik c tekislikda ab tekislikka nisbatan 1000 martaga oshadi va yarim o'tkazgichli bog'lanishga ega bo'ladi.

Shu yyerda yana bir yaqinda nazarga tushgan fikrni keltirish lozim deb topdik.

Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchiga qarab, barcha o'ta o'tkazgichlarni shartli ravishda ikki sinfga bo'lish mumkin: «kuchsiz korrelyatsiyalangan» (masalan, MgB_2) va «kuchli korrelyatsiyalangan» (masalan, kupratli YuHO'O'). Birinchi sinfdagilar oddiy bir zarrali model doirasida yaxshi ifodalanadi, o'ta o'tkazuvchanlik mexanizmi ularda - fononlidir, qachonki ikkinchilarida elektron strukturasi va juftlashish mexanizmini ifodalash uchun yagona yandashish bugungi kunda mavjud emas. Kuchli korrelyatsiyalangan materiallarning elektron xarakteristikalarini

hisoblashda turlicha yo'llar tutiladi. Masalan, zichlik funktsionali nazariyasi (density functional theory, DFT), o'rtacha maydon dinamik nazariyasi (dynamical mean-field theory, DMFT) va boshqalar, har birining ijobiy va salbiy tomonlari mavjud, ularning qaysi biri tajribada olingan natijalarni to'g'ri aks ettirishi hamma vaqat ham tushunarli emas.

Xulosa qilib shuni aytish mumkinki, YuHO'O' dagi tok tashuvchilarning juftlashish muammosi hozirgi kungacha yechilmagan bo'lib, o'z yechimini kutmoqda. YuHO'O' birikmalar, ularning murakkab kristallik tuzilishi, strukturaviy, magnit va o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishi juda murakkab fizikaviy manzaraga olib keladi. YuHO'O'likni ifodalashda spektral manzaraning xususiyatlari, normal va o'ta o'tkazuvchan holatlardagi transport va termodinamik xossalar, kuchli anizotropiya ham qo'shimcha ravishda murakkabliklarni yuzzaga keltirmoqda. Shuni ham eslatish o'rinliki, YuHO'O' muammosi bir vaqtning o'zida, o'z navbatida qattiq jismlar fizikasi, kondensirlangan holatlar fizikasi bo'yicha tadqiqotlarni hamda analitik va miqdoriy usullarni jadal kuchaytirdi. YuHO'O' lar birinchi kuchli korrelyatsiyalangan qattiq jisimli tuzilmalar bo'lib, ularda sinovdan o'tgan usullar, keyinchalik fullerenlarni, nanostrukturalarni (kvantli o'ra, nuqtalar, nanomateriallar, nanonaychalar va hokazolarni) olishda ham va tadqiq etishda ham nazariy va sonli ularni ifodalashda foydalanildi. Ishonamizki, YuHO'O'likni tushuntira oladigan modelning yaratilishi yaqin vaqtlarda amalga oshadi degan umiddamiz.

6.4. O'TA O'TKAZUVCHANLIK MEXANIZMLARINING TABIATI

Elektron gaz modeli metallarning normal holati (o'ta o'tkazgich bo'lmagan) uchun uzoq vaqt davomida muvoffaqiyatli qo'llanilishi o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining o'ziga xos alohida muammo ekanligini ko'rsatadi. Haqiqatda esa metallardagi elektronlarning kinetik energiyasi ularning o'zaro ta'sir potensial energiyasi (ya'ni kulon) tartibida bo'lganligi

sababli metaldagi elektronlarga elektron gaz modeli qo'llanilishining unchalik yomon bo'lmashligining ta'jublanarli bo'lib qolishi shundaki u gaz emas, suyuqlikdir.

Fermi suyuqligi nazariyasi, psevdopotensial kontsepsiyasi va u bilan bog'liq tadqiqotlar metallarning o'zlarini tutishni tushunish imkoniyatini beradi. Shu aniqlandiki, elektronlar orasida mavjud bo'lgan itarilish, sifat jihatdan gaz modelini qo'llanilishini buzmaydi. Aks holda, agar o'tkazuvchan elektronlar Fermi sirti yaqinida bir-biriga tortilsa, unda zarralar (kvazizarralar) uchun Fermi taqsimoti normal holatdagi metal uchun turg'un bo'lmash ekan.

Masala shundaki, Fermi sirti yaqinida kvazizarralarning tortilishi bo'lganida juftlashish "foydali" dir. Ushbu juftlar butun spinga ega va Boze-Eynshteyn kondensatsiyasiga o'xshash bo'ladi, juftlar o'lchamining ular orasidagi masofaga nisbattan katta bo'lganligi sababli, ushbu bog'lanishni aynan Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi deb tushunish kerak emas. Juftlarning hosil bo'lishi va ularning "kondensatsiya"si tufayli sistemaning energetik spektrida kengligi $T=0K$ bo'lganda maksimal va haroratga bog'liq bo'lgan tirqish hosil bo'ladi (bu yerda va bundan keyin ham tirqishsiz o'ta o'tkazuvchanlikka e'tiborni qaratmaymiz). Ikkita kvazizarra hosil qiluvchi juftlikni ajratish uchun $2\Delta(T)$ dan kam bo'lmagan energiya sarflash kerak, bu yerda $\Delta(T)$ - bitta kvazizarraning minimal energiyasi. Kritik harorat $\Delta(T_c)=0$ shartdan aniqlanadi va muhokama etiladigan holatlar uchun tirqishning maksimal kengligi $\Delta(0)$ ga proporsionaldir.

Shunday qilib, metallada o'ta o'tkazuvchanlikning paydo bo'lishi Fermi (chegarasi) sirti yaqinida elektronlar orasida tortishishning hosil bo'lishi bilan shartlangan. Eng oddiy holda bunday tortishish (o'zaro ta'sir) qator hollarda $\xi - \xi'$ farqqa bog'liq deb hisoblash mumkin bo'lgan ma'lum bir o'lchamsiz "o'zaro ta'sir funksiyasi" $U(\xi, \xi')$ bilan xarakterlanadi (bunday sharoitda aniqki, $U=U(\xi-\xi')$ bo'ladi. Argumentlar ξ va ξ' - bu sferik (izotrop holat) deb hisoblanuvchi Fermi sirtidan boshlab hisoblanadigan, o'zaro ta'sirlashuvchi elektronlarning energiyalaridir. Ma'lumki, $\xi=v_F(p-p_F)$, bu yerda v_F va $p_F =$

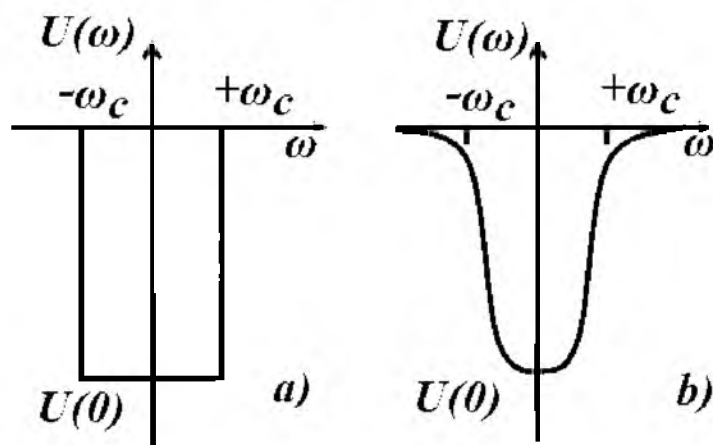
$h\omega_F = \hbar v_F$ - Fermi chegarasi E_F dagi tezlik va impul'sdir (tasavvur etiladiki,

$$\xi = E_F = \frac{p_F^2}{2m}.$$

Agar elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi Fermi chegarasida aynish nazariyasining birinchi yaqinlashishidayoq yo'qolmasa, unda tortishish $U(\omega) < 0$ shartga javob beradi ($\hbar\omega = \xi - \xi'$ qo'yilgan). Nazariyaning muhokama qilinadigan sodda variantdagi masalasi, berilgan $U(\omega)$ funksiyada $\Delta(T)$ tirqishni va shu bilan birga $\Delta(T) = 0$ bo'lganda T_c -kritik haroratni ham topishdan iborat.

Muammoning boshqa tomoni, ma'lumki, o'ta o'tkazuvchanlik mexanizmini aniqlash yoki formal holda o'ta o'tkazuvchanlikning hosil bo'lishiga olib keluvchi $U(\omega)$ funksiyani o'zini hisoblash yoki baholashdir. Quyida biz ushbu ikki masalaga qisqacha to'xtalamiz.

Avval eslatilgandek, 1957 yilda, Bardin, Kuper va Shriffert tomonidan taklif etilgan o'ta o'tkazuvchanlikning birinchi muvaffaqiyatli nazariyada (BKSh nazariyasida) $U(\omega)$ funksiya to'g'ri burchakli o'ra ko'rinishida tasavvur etilgan edi (6.2a – rasmga qarang).



6.2-rasm. a) O'zaro ta'sir energiyasi to'g'ri burchak o'ra ko'rinishida (xuddi BKSh nazariyasida qabul qilinganidek). b) O'zaro ta'sir energiyasi uchun siliqlangan o'ra.

Bu yerda shuni eslatish lozimki, o'ta o'tkazuvchanlik energetik tirqish

integral tenglamadan harorat tenglamasiga o'tishda ham quydagi shartlardan foydalaniladi.

$$\begin{aligned} U(\omega) &= -N(0)V = \text{const}, & |\omega| < \omega_c \\ U(\omega) &= 0, & |\omega| > \omega_c \end{aligned}, \quad (6.2)$$

Ushbu sharoitda $N(0)V \ll 1$ shart bajarilganda ($U(0) = -N(0)V$ bo'lishining ma'noga ega ekanligi keyinchalik ma'lum bo'ladi).

$$T_c = \left(\frac{\gamma}{\pi k_A} \right) \Delta(0) = \left(\frac{2\gamma}{\pi} \right) \left(\frac{\hbar \omega_{\bar{n}}}{k_A} \right) \exp\left(-\frac{1}{N(0)V} \right) = 1,14 \frac{\hbar \omega_c}{k_A} \exp\left(-\frac{1}{N(0)V} \right), \quad (6.3)$$

bu yerda $\gamma = e^c = 1,781\dots$ ($c = 0,577\dots$ –Eyler doimiysi) va $k_B = 1,38 \cdot 10^{-16}$ erg/grad - Bol'tsman doimiysi.

$U(\omega)$ funksiyani to'g'ri burchakli o'ra bilan aproksimatsiyasi faqatgina chekkalari siliqlangan o'raga yaqin natija sharti bajarilgandagina ma'lum fizikaviy ma'noga ega bo'ladi (6.2b-rasm). Ushbu, haqiqatdan ham ma'noga ega bo'ladi. 6.2b-rasmda tasvirlangan ko'rinishdagi o'ra uchun BKSh formulasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$T_c = \Theta \cdot e^{-1/g}, \quad (6.4)$$

bu yerda kuchsiz bog'lanish foydalaniladi.

$$g \ll 1. \quad (6.5)$$

(6.4) formulada Θ parametr o'ra kengligini xarakterlaydi - Fermi chegarasi yaqinida joylashgan zarralar uchun tortishish sohasini; g -parametr tortishish o'lchami bo'lib, o'ra chuqurligini bildiradi. (6.3) va (6.4) dan ko'rinadiki, (6.2) modelda, $\Theta = 1,14 \left(\frac{\hbar \omega_c}{k_B} \right)$ va $g = N(0) \cdot V$.

Metalldagi o'tkazuvchan elektronlar orasidagi tortishuv, faqatgina

ularning panjara ionlari va boshqa elektronlar bilan oʻzaro taʼsiri hisobga olingandagina hosil boʻlishi mumkin (yaʼni, umuman olganda, ancha pastroq energetik sathdagi elektronlar bilan). Maʼlum bir yondashuvda boshqa barcha zarralarning (elektronlar, ionlar) bir-biridan r masofada joylashgan qandaydir ikkita qaralayotgan elektronlarning oʻzaro taʼsir energiyasi V ga taʼsiri dielektrik singdiruvchanlik ε ni kiritish bilan hisobga olinadi, unda $V = \frac{e^2}{\varepsilon \cdot r}$.

$\varepsilon < 0$ boʻlganda energiya $V < 0$ boʻladi, yaʼni tortishish oʻrinli boʻladi.

Umumiy holda, yuqorida eʼtiborga olinganidek ε doimiy emas, balki chastota ω va toʻlqin vektori q ga bogʻliqdir. Mos ravishdagi kattalik $\varepsilon(\omega, \vec{q})$ ning maʼnosi shundan iboratki, u izotrop muhit uchun maydon induktsiyasi D ni elektrostatik (koʻndalang) elektr maydoni E bilan bogʻlaydi:

$$\vec{D}(\omega, \vec{q}) = \varepsilon(\omega, \vec{q}) \cdot \vec{E}(\omega, \vec{q}),$$

bu yerda

$$\vec{E}(\omega, \vec{q}) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot e^{-i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)} d\vec{r} \cdot dt.$$

Analogik tarzda Furʼe qatorga yoyish \vec{D} uchun boʻlishi nazarda tutilgan.

Oʻzaro taʼsir energiyaning Furʼe – komponentasi quyidagi koʻrinishga ega boʻladi:

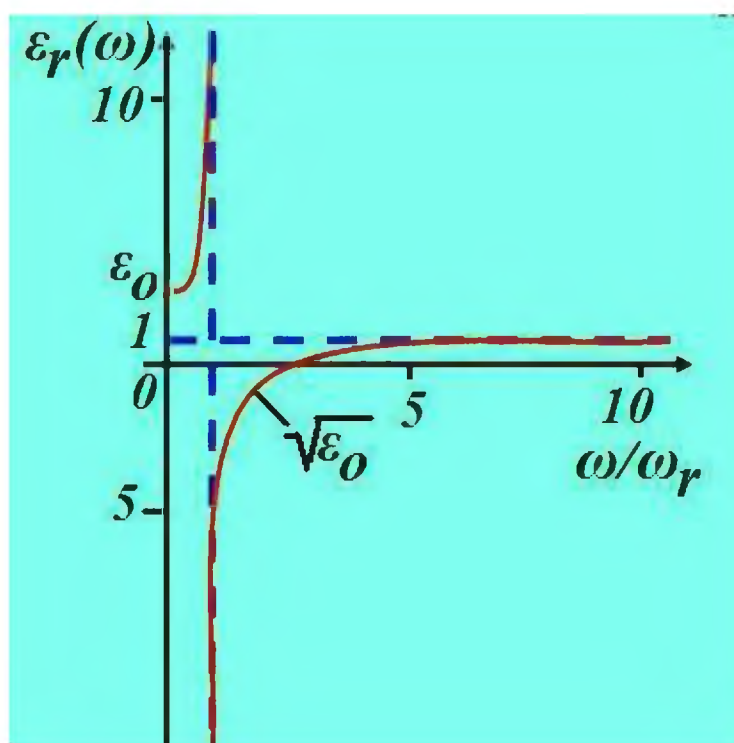
$$V(\omega, \vec{q}) = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon(\omega, q) q^2}, \quad (6.6)$$

aynan ushbu kattalik bilan ε ning ω va q ga bogʻlanishini hisobga olgandagi oʻzaro taʼsiri xarakterlash lozim.

Xususiy chastotasi ω_r boʻlgan oʻzaro taʼsirlashmaydigan garmonik ostsilyatorlardan iborat (bunday ostsilyatorlarning har birida e zaryad tebranadi) boʻlgan muhitning sodda modelida

$$\varepsilon(\omega, q) \equiv \varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{\omega_r^2 (\varepsilon_0 - 1)}{\omega_r^2 - \omega^2}, \quad (6.7)$$

bunda ε_0 kattalikni ta'rifiga ko'ra ifodaning surati $\omega_r^2 (\varepsilon_0 - 1) = \frac{1}{m} \cdot 4\pi e^2 n_r$ bo'ladi, bu yerda n_r - ostsilyatorlar konsentratsiyasi. $\varepsilon_r(\omega)$ funksiya yaxshi ma'lum bo'lgan funksiyadir (6.3-rasm), u $\omega_r < \omega < \sqrt{\varepsilon_0} \omega_r$ chastotalar sohasida manfiydir. Shubhasiz, ushbu chasotalar sohasida $V(\omega, q) < 0$ bo'ladi.



6.3-rasm. Xususiy chastotasi ω_r bo'lgan o'zaro ta'sirlashmaydigan garmonik ostsilyatorlardan iborat bo'lgan muhitning oddiy modeli uchun dielektrik singdiruvchanlikning chastotaga bog'liqlik funksiyasi.

Boshqa misol sifatida ma'lum bir yondashishda strukturatsiz elektron – ionli plazmani ifodalovchi keng foydalaniladigan "jele" modelini keltirish mumkin. Ushbu holda $\omega \ll qv_F$ shart bajarilganda va so'nish e'tiborga olinmaganda

$$\varepsilon(\omega, q) = 1 + \frac{x^2}{q^2} - \frac{\omega_i^2}{\omega^2}, \quad (6.8)$$

bu yerda $\omega_i = \sqrt{\frac{4\pi e^2 Z^2 n_i}{M}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 Z n}{M}}$ - ionlar uchun plazmali chastota (ion zaryadi eZ , ion massasi M , ionlar konsentratsiyasi n_i , elektronlar konsentratsiyasi $n = n_i Z$, $\frac{1}{x}$ -ekranlash radiusi) va

$$x^2 = \frac{6\pi e^2 n}{E_F} = \frac{4e^2 m q_F}{\pi \hbar^2}.$$

Jele modelida (6.8)

$$V(\omega, q) = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon(\omega, q) q^2} = \frac{4\pi e^2}{q^2 + x^2} \left(1 + \frac{\omega_q^2}{\omega^2 - \omega_q^2}\right), \quad (6.9)$$

bu yerda ω_q - (6.8) singdiruvchanlik bilan muhitda tarqala oladigan bo'ylama to'lqinlar chastotasi.

Ma'lumki bunday to'lqinlar chastotasi quydagi shartdan aniqlanadi:

$$\varepsilon(\omega, q) = 0, \quad (6.10)$$

va (6.8) hol uchun

$$\omega_q^2 = \frac{\omega_i^2 q^2}{q^2 + x^2}. \quad (6.11)$$

(6.9) formuladagi $\frac{4\pi e^2}{(q^2 + x^2)}$ had boshqa o'tkazuvchan elektronlar bilan ekranlashgan ikkita ko'rilayotgan elektronlarning o'zaro kulon ta'siriga javob beradi, ikkinchi had esa ionlarning ta'sirini ifodalaydi, ya'ni kristallarda qo'llanilganda – uning panjarasining ta'siridir. Shubhasiz, $0 < \omega < \omega_q$ sohada o'zaro ta'sir $V < 0$ bo'ladi.

Yuqorida kiritilgan $U(\omega)$ funksiya eng sodda holda $V(\omega, q)$ dan q bo'yicha ma'lum bir o'rtacha qiymatini hisoblash yo'li bilan olinadi. Keltirilganlardan ma'lumki, tortishish sohasi muhitning xususiy chastotasi bilan aniqlanadi (mos ravishda (6.7) va (6.8) dagi ω_r va ω_i). BKSh modelida (6.2)-(6.4) ni $\omega_s \sim \frac{k_B \Theta}{\eta}$ chastota $V < 0$ bo'lgan xarakterli chastotalar sohasiga javob beradi ((6.2) da ma'lum an'anaga asosan V orqali $|V|$ kattalik belgilanadi).

Ma'lum bo'lgan o'ta o'tkazgichlar uchun, hech bo'lmaganda, ko'pgina hollar uchun elektronlar orasidagi tortishish, ularning panjara bilan o'zaro ta'siri bilan shartlangan. Kvant tilida esa elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir fononlar²² bilan almashinuv hisobidan amalga oshiriladi. Fonon mexanizmi bo'lganida elektronlarga panjara ta'sirining mavjudligi, xususiy holda ular orasidagi tortishuvning mavjud bo'lishi, faqatgina eng yuqori fononlar chastotasi, ya'ni (6.11) ifodadan ma'lumki, $\omega_{ph,max} \sim \omega_i$ bo'ladi. Ma'lumki, $\omega_{ph,max} \sim \left(\frac{u}{a}\right) \sim 10^{13} c^{-1}$, bu yerda $u \sim 10^5$ sm/s-tovush tezligi, $a \sim 10^{-8}$ sm-panjara doimiysi. Shu vaqtning o'zida $\omega_{ph,max} \sim \frac{k_B \Theta_D}{\eta}$, bu yerda Θ_D - panjaraning issiqlik sig'imi va hokazolarni aniqlovchi Debay harorati. Aytilganlarga asosan o'ta o'tkazuvchanlikning fononli mexanizmida (6.4) BKSh formulasida:

$$\Theta \sim \Theta_D \text{ (o'ta o'tkazuvchanlikning fononli mexanizmi)}. \quad (6.12)$$

Metallar uchun Debay harorati odatda bir necha yuz kel'vindan yuqori emas (masalan, $\omega_{ph,max} \sim 10^{13} c^{-1}$ bo'lganda $\Theta_D \sim \frac{\eta \omega_{ph,max}}{k_B} \sim 100$ K). Bundan (6.4)

²² Panjara tebranish energiyalari kvantlari. Shuning uchun ushbu o'ta o'tkazuvchanlikning fonon mexanizmi haqida gapiriladi.

formuladagi eksponentsial faktorning bo'lishi nima uchun kuchsiz bog'lanish yundashuvi (6.5) fononli mexanizmida T_c ning qiymati bir necha o'n kel'vindan oshmaydi. Kritik harorat T_c ning aniqroq qiymatini baholash uchun kuchsiz bog'lanish yundashuvidan tashqariga chiqish zarur, aniq fonon spektri va hokazolarni hisobga olish kerak.

Hisob kitoblar shuni ko'rsatdiki:

$$T_c \leq 30 \div 40K \text{ (o'ta o'tkazuvchanlikning fononli mexanizmi)}. \quad (6.13)$$

Bu yerda eslatish lozimki, (6.13) ifodaning hisoblanishida parametrlari ma'lum bo'lgan metallar e'tiborga olindi, boshqa gepotetik hollarga qo'llanila olinmaydi. Masalan, metall holdagi vodorod uchun baholash $T_c \leq 10 \div 200K$, chunki $\Theta_D \sim 3 \cdot 10^3 K$ bo'ladi, bundan tashqari parametr g uncha kichik emas. (Avvalgidek $T_c \ll \Theta_D$ bo'lganligi sababli ushbu misol yuqorida keltirilgan BKSh formulasiga $\Theta \sim \Theta_D$ bo'lgan talabga zid emasdir). Boshqa bo'lishi mumkin bo'lganlar – organik metallar va srukturaviy hamda o'ta o'tkazuvchanligi o'zgaruvchan "interferensiyalanuvchi" elektronli sxemalar ham mavjud.

Umumlashtirib tushuntirish mumkinki, odatdagi fonon mexanizmli o'ta o'tkazuvchanlik (6.13) ifoda bilan chegaralangan kritik haroratga ega bo'ladi. Bunda shuni eslatish lozimki, metall holatdagi vodorod va uning birikmalari (ya'ni boshqa primesli elementi bo'lgan vodorod) faqatgina yuqori bosim otstida turg'un holatda bo'ladi, uning yetarlicha turg'un metastabil holatda mavjud bo'lishi bosim olingandan so'nggi holati o'rganilmagan. Zaruriy xossalarga ega bo'lgan organik metallarga kelganda ularni hosil qilish yetarlicha ma'lum emas va alohida muhokamani talab qiladi.

(6.13) ifodadagi baholashni metall o'ta o'tkazgichlarda erishilgan kritik haroratning qiymati bilan solishtirib, «o'rtacha haroratli» o'ta o'tkazgichlardagi xossalarni fonon mexanizmi yordamida tushuntirish mumkin. Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar ($T_c \geq 90K$) faqatgina metallik vodoroddan tashqari boshqalarini tushuntirishda boshqa mexanizmlarga

murojaat qilishga to'g'ri keladi. Bunday mexanizmlar mavjud bo'lib, umumiy holda elektronli deb ataladi ya'ni o'tkazuvchan elektronlar orasida qattiq jism tarkibida boshqa elektronlar bilan o'zaro ta'sirlashish orqali tortishuvning yuzaga kelishi haqida so'z boradi. Bunday mexanizm eksitonli²³ deb nomlanadi.

Gap shundaki, panjaraning ta'sirini e'tiborga olmasdan elektronlar sisemasida (oxir oqibat, butun sistemaning kvazineytralligini ta'minlashdagi roli nuqtai nazaridan gapirmasa ham bo'ladi) turlicha to'lqinlar – elektron turdagi eksitonlar –oddiygina eksitonlar tarqalishi mumkin. Bizlarni asosan bo'ylama to'lqinlarga o'xshash to'lqinlar (bo'ylama eksitonlar) ulardan ko'proq ma'lum bo'lgan misolida plazmali to'lqinlar (plazmonlar) qiziqtiradi. Agar bunday eksitonlar kerakli ω chasotalar va q to'lqinli vektorlar ($q \sim q_F$ sohalar haqida gap boradi) sohasida mavjud bo'lsa, unda ular o'tkazuvchan elektronlar orasidagi tortishuvni ta'minlashda fononlarni "almashtirish" mumkin.

Biroq elektronli eksitonlar uchun $\omega_{ex} \equiv \Omega_e$ xarakterli chastota o'ndan bir elektron –vol't yoki hattoki bir necha elektron vol't energiyaga javob beradi. Ma'lum sabablarga ko'ra Ω_e - eksitonli o'ta o'tkazuvchanlikka olib keluvchi eksitonlar chastotasi, hech bo'lmaganda sodda modellarda $\Omega_e \ll \omega_F$ shartni qanoatlantirishi kerak, bu yerda $\omega_F = \frac{E_F}{\hbar}$ (E_F -fermi chegarasidagi energiya). Odatda, $E_F \leq 1 \div 10 \text{ eV}$ bo'lgani uchun, Θ_e xarakterli harorat o'ta o'tkazuvchanlikning eksitonli mexanizmida quyidagi tartibda bo'lishi mumkin:

$$\Theta_e \sim \frac{\hbar \Omega_e}{k_B} \sim 10^3 \div 10^4 \text{ K}. \quad (6.14)$$

²³ Ushbu holda, o'ta o'tkazuvchanlikning elektronli mexanizmi haqida so'z borganda, noaniqliklarga olib kelishi mumkin, chunki metallarning o'ta o'tkazuvchanligi barcha hollarda elektronli xossadir.

Shu vaqtning o'zida BKSh modeli (6.2) - (6.4) doirasida o'ta o'tkazuvchanlikning eksitonli mexanizmi uchun,

$$\Theta \sim \Theta_e \text{ (o'ta o'tkazuvchanlikning eksitonli mexanizmi)}. \quad (6.15)$$

Ushbu sharoitda, hattoki (6.5) kuchsiz bog'lanish bo'lganda ham, T_c ning yuqori qiymatlariga erishish mumkin. Masalan, $\Theta = \Theta_e = 10^4 K$ va $g = \frac{1}{4}$ bo'lganda kritik harorat $T_c = 180 K$ bo'ladi. Shunday qilib, gap bilan sharoit unchalik murakkab emasdek, ya'ni fononlarni eksitonlarga almashtirish zarur va unda (6.13) turdagi cheklanish bekor bo'ladi. Amalda esa, albatta, masala ushbu bilan faqatgina hali qo'yiladi xolos.

Birinchidan, yetarlicha soddalashtirilgan BKSh modeliga tayangan mulohaza qay darajada asoslangan va ishonchli.

Ikkinchidan, quyidagi parametrlarni tanlash haqiqatdan ham yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarni olish uchun shartmi, buni aniqlash kerak

$$\Theta_e \sim \frac{\eta \Omega_e}{k_B} \sim 10^3 \div 10^4 K, \quad (6.16)$$

$$g = g_e \geq \frac{1}{5} \div \frac{1}{3}$$

Ushbu savolga ishonchli javob haligacha olingani yo'q va o'z navbatida, eksiton mexanizmi bazasi asosida shularning mavjud bo'lishi isbotlanmagan ham, rad ham etilmagan.

6.5. KRITIK HARORAT HAQIDA BA'ZI FIKRLAR

Kritik harorat T_c ni va metallarning boshqa parametrlarini hisoblash

umuman olganda, ma'lum taxmin va tasavvurlar asosidagina amalga oshirilishi mumkin. Masalan metallda bo'lgan, ikkita \vec{p}_1 va \vec{p}_2 impul'sli elektronlarning o'zaro ta'siri umumiy holda, ularning ushbu impul'slari va mos ravishdagi energiyalariga bog'liq. Bundan tashqari, davriy panjarada impul's rolini kvaziimpul's o'ynaydi.

Ko'pgina ilmiy tadqiqotlarda o'zaro ta'sir izotrop deb olinadi, ya'ni impul'sning kvaziimpul'sdan farqi e'tiborga olinmaydi (ya'ni, boshqa joylarga ko'chish jarayonlari e'tiborga olinmaydi), energiya va impul's $E = \frac{P^2}{4n}$ munosabat bilan o'zaro bog'langan deb hisoblanadi va nihoyat faqatgina o'zaro ta'sir energiya potentsiali elementiga mos keluvchi $V(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3)$ ning beriladigan $\eta\omega$ energiyaga va $\hbar q$ impul'sga bog'liqligi e'tiborga olinadi. Boshqacha qilib aytganda, quyidagicha faraz qilinadi:

$$\begin{aligned} V(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3) &= V(\omega, q), \quad \eta\omega = \xi - \xi', \\ \xi &= v_F \cdot (p - p_F), \quad \hbar q = \vec{p} - \vec{p}', \end{aligned} \quad (6.17)$$

bu yerda $\vec{p} - \vec{p}' = \vec{p}_1 - \vec{p}_4 = \vec{p}_3 - \vec{p}_2$, \vec{p}_3 va \vec{p}_4 lar elektronlarning elastik sochilgandan so'nggi impul'slari (impul'sning saqlanish qonuni tufayli \vec{p}_4 ni $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3$ orqali ifodalash imkoniyati bo'lganligi sababli \vec{p}_4 impul's yuqorida keltirilgan $V(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3)$ elementda ishtirok etmaydi). (6.17) shartni quyidagicha yozish qulay:

$$V(\omega, q) = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_{eff}(\omega, q)q^2} \quad (6.18)$$

Agar $\varepsilon_{eff}(\omega, q) = \varepsilon(\omega, q)$ bo'lsa unda (6.18) ifoda (6.6) ifodaga o'tadi. Umuman olganda ε_{eff} va ε kattaliklarning mazmunlari turlichadir. Ammo, umuman olganda ushbu kattaliklar aloqadordir, ba'zi hollarda esa bir-biriga

yaqindir (kuchsiz bog`lanish yandashuvida hisoblash mumkin). Bundan tashqari, odatda $\varepsilon_{eff}(\omega, q)$ ni jiddiy tartibli hisoblanishi amalga oshirilmaydi, biz esa umuman, faqatgina misol ko`rinishida ba`zi $\varepsilon(\omega, q)$ ning sodda bog`lanishlarini ko`rsatamiz. Bunday sharoitlarda ε_{eff} ni ε dan farqlash unchalik muhim ma`noga ega emas, bu shart e`tiborga olinadi.

Shunday qilib, o`tkazuvchan elektronlar orasidagi o`zaro ta`sirning boshlanishida foydalanilgan (6.6) ifoda qator yondashishlar bilan bog`liq. Bu bilan ish tugamaydi, chunki $V(\omega, q)$ ning T_c bilan bog`lanishi oddiy emas. Birinchidan, $V(\omega, q)$ dan o`zaro ta`sir funksiyasi $U(\omega)$ ga o`tish kerak. Ikkinchidan $U(\omega) = U(\xi - \xi')$ bilan bog`liq bo`lgan tirqish $\Delta(T)$ uchun integral tenglamani echish lozim. Unda T_c harorat ma`noli yechim hosil bo`lish sharti hisblangan $\Delta \neq 0$ tengsizlikdan aniqlanadi, chunki:

$$\Delta(T_c) = 0, \quad \Delta(T < T_c) \neq 0.$$

Eng sodda va yetarlicha keng foydalaniladigan V va U orasidagi bog`lanish quydagi ko`rinishda bo`ladi²⁴:

$$U \equiv U_o(\omega) = N(0)\bar{V} = \alpha \int_{\omega/v_F}^{2q_F} \frac{dq}{\varepsilon(\omega, q)q}. \quad (6.19)$$

Bu yerda $N(0)$ - erkin elektronli gazlar uchun Fermi sirti chegarasida holatlar zichligi:

²⁴ $U=U_o$ funktsiyadan foydalanish umuman olganda fanda oqlanmagan. Ammo shunga o`xshash yondashish etarlicha yaqqol bo`lganligi sababli keng qo`llaniladi, unda shu erning o`zida unga to`xtalish o`rinli bo`lsa kerak.

$$N(0) = \frac{1}{2} \left(\frac{dn}{dE} \right)_{E_F} = \frac{mq_F}{2\pi^2 \eta^2}, \quad n = \frac{q_F^2}{3\pi^2},$$

$$E_F \equiv \eta \omega_F = \frac{\eta^2 q_F^2}{2m}, \quad p_F = m v_F = \eta q_F, \quad (6.20)$$

bu yerda m - elektronlar massasi va n -ularning konsentratsiyasi, $\bar{V} \equiv \bar{V}(\omega, q)$ - Fermi sirti bo'yicha $V(\omega, q)$ ning o'rtacha qiymati:

$$\bar{V} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{4\pi e^2 d \cos \theta}{\varepsilon(\omega, q) q^2} \approx \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{4\pi e^2 dq^2}{4q_F^2 q^2 \varepsilon(\omega, q)} = \frac{2\pi e^2}{q_F^2} \int_{\omega/v_F}^{2q_F} \frac{dq}{d\varepsilon(\omega, q)}$$

$$\eta^2 q^2 = (\vec{p} - \vec{p}')^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \theta,$$

$$q_{\min} = \frac{p - p'}{\eta} = \frac{\omega}{v_F}, \quad q_{\max} = \frac{p + p'}{\eta} = 2q_F. \quad (6.21)$$

(6.19) ifodadagi α parametr elektronlar konsentratsiyasi orqali ifodalanadi, ya'ni:

$$\alpha = \frac{e^2}{\pi \eta v_F} = \frac{e^2 m}{\pi \eta^2 q_F} = \frac{e^2 m}{(3\pi^2)^{1/3} \pi \eta^2 n^{1/3}}. \quad (6.22)$$

Parametr α (uncha katta bo'lmagan sonli ko'paytuvchi aniqligida) ikkita elektron orasidagi o'zaro ta'sirning o'rtacha kulon energiyasi $\frac{e^2}{r} = e^2 n^{1/3}$ ning Fermi chegarasidagi kinetik energiyasiga nisbati ma'nosiga ega. $E_F = \frac{\eta^2 q_F^2}{2m} = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \eta^2 n^{2/3}}{2m}$. Odatdagi metallarda $\alpha \sim 1$, kuchli siqilgan moddalarda $\alpha \ll 1$.

(6.19) ifodaga ko'ra aniqlanadigan $U_0(\omega)$ funksiyadan foydalanilganda, $\Delta(\xi, T)$ tirqish uchun eslatilgan integral tenglama $T \rightarrow T_c$ bo'lganda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\Delta(\xi, T) = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} U_0(\xi - \xi') \Delta(\xi, T) \frac{th\left(\frac{\xi'}{2k_B T_c}\right)}{\xi'} d\xi' . \quad (6.23)$$

Ushbu tenglamaning uncha-muncha murakkab bo'lgan $U_0(\xi - \xi')$ funksiya yoki yetarlicha umumiy holdagi $U(\xi, \xi')$ funksiya uchun yechimi ma'lum darajada muammodir. Shuning uchun ham ko'p hollarda BKSh (6.2) yandashish qo'llanilgan va qo'llanilmoqda, yoki aniqroq qilib aytilganda, $|\xi| < h\omega_c$ va $|\xi'| < h\omega_c$ bo'lganda $U_0(\xi, \xi') = const = -NV$ bo'ladi. Unda Δ tirqish $\xi, \xi' < h\omega_n$ bo'lganda ζ ga bog'liq bo'lmas ekan va shuning uchun (6.23) va (6.2) ifodalardan to'g'ridan to'g'ri harorat uchun $\Delta(\xi, T_c) \equiv \Delta(T_c) = 0$ bo'lgandagi tenglama olinadi:

$$N(0)V \int_0^{h\omega_c} \frac{d\xi'}{\xi'} th\left(\frac{\xi'}{2k_B T_c}\right) = 1. \quad (6.24)$$

Undan $NV \ll 1$ shart bajarilganda, elementar yo'l bilan (6.3) ifoda olinadi. T_c ning $\Delta(0)$ bilan bog'lanishini olish uchun, undan tashqari (6.23) ga o'xshash $T=0$ bo'lgandagi $\Delta(T)$ tenglamani yechish kerak.

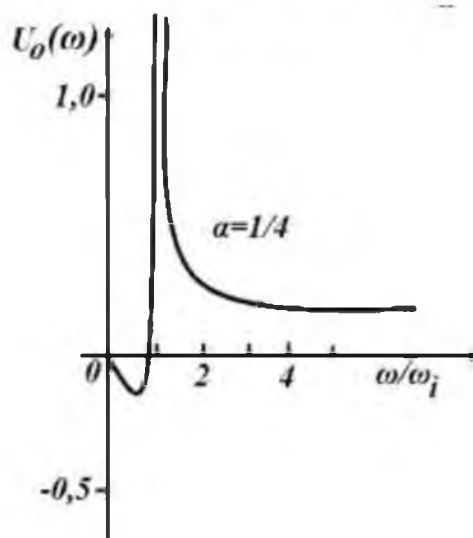
Agar $\varepsilon(\omega, q)$ singdiruvchanlik uchun ma'lum bir mantiqiy munosabatlarga e'tiborni qaratsak va undan so'ng (6.6) va (6.19) formulalarga muvofiq $U_0(\omega)$ funksiyani hisoblasak, unda BKSh yandashishdagi (6.2) ifodaga umuman o'xshash bo'lmagan bog'lanish olinadi. Masalan, "jele" modeli (6.7) ifoda:

$$U_0(\nu) = \frac{\alpha}{2(1-\nu^2)} \cdot \ln \left| 1 + \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{\nu^2} \right) \right|, \quad (6.25)$$

$$\nu^2 = \frac{\omega^2}{\omega_i^2}, \quad \alpha = \frac{e^2}{\pi h \nu_F}.$$

(6.25) funksiya $\alpha = \frac{1}{4}$ boʻlgan hol uchun 6.4- rasmda keltirilgan va xuddi aytilgandek 6.2-rasmda keltirilgan BKSh oʻrasidan butkul oʻzgacha koʻrinishga egadir. Shuning uchun qayd etish lozimki, asl BKSh nazariyasining katta muvaffaqiyati nazariyaning maʼlum darajada tajriba bilan solishtirishning oʻzi gʻalati²⁵.

BKSh approksimatsiyasi umuman olganda ikki sababga koʻra yaxshi ekan. Birinchidan oʻta oʻtkazuvchanlik nazariyasida kulon itarilishidan qutulish uchun, yaʼni “yoʻq qilish” uchun. Gap shundaki, V oʻzaro taʼsir va uning oqibatida, $U_o(\omega)$ da ham odatda yetarlicha turli chastotali bogʻlanishga ega boʻlgan hadlar bor. Bunday hadlardan biri, V_c , ekranlangan kulon itarilishga javob beradi, ikkinchi had esa, V_a , fononlar va (yoki) eksitonlar bilan oʻzaro taʼsirni (tortilishni) aks ettiradi.



6.4-rasm. “Jele” modeli uchun oʻzaro taʼsir energiyasi ((6.25) ifodaga muvofiq).

Aytilganlar (6.9) ifoda misolida “jele” modeli uchun shubhasiz aniqdir. Ushbu hol uchun ham, umumiyroq hol uchun ham

²⁵ BKSh nazariyasi maʼlum bir maʼnoga muhitning modeli uchun oʻta oʻtkazuvchanlikni mikronazariyasining tartibli tuzilgan birinchi muvaffaqiyatli urinishidir. Ushbu munosabatda BKSh ishining buyuk ahamiyatiga hech qanday shubha boʻlishi mumkin emas, maʼlum darajada hayratlanarliligi shundaki, (6.2) etarlicha erkin approksimatsiyasi haqiqiylikka javob beruvchi koʻp sonli natijalarga olib keladi.

$$V_c(\omega, q) = \frac{4\pi e^2}{q^2 + x^2}, \quad \omega \leq \omega_F = \frac{E_F}{\hbar}, \quad \omega = qv_F. \quad (6.26)$$

V_c ning ω_F chastota tarkibigacha bog'liq bo'lmaganligi (haqiqatda kuchsiz bog'lanish haqida gap boradi, $\omega < \omega_F$ ga qadar) kulon o'zaro ta'sirning oniylik xarakteri, shu bilan birga $\omega \ll \omega_F$ ²⁶ chastotalarda ekranlanishning inersiyasizligi bilan bog'liq. $\omega > \omega_F$ bo'lganda, o'zaro ta'sir $V_c \approx \frac{4\pi e^2}{q^2}$ bo'ladi, ammo ushbu chastotalar sohasi unchalik ahamiyatli emas ekan va unda $V_c = 0$ ni qo'yish mumkin.

$V_a(\omega, q)$ hadga kelganda esa, unda u faqat ma'lum $\omega_c \ll \omega_F$ chastotalar sohasida tortishuvga javob beradi (ya'ni $V_a < 0$). (6.9) ifoda "jele" modeli uchun quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$V_a(\omega, q) = \frac{4\pi e^2}{q^2 + x^2} \cdot \frac{\omega_q^2}{\omega^2 - \omega_q^2}. \quad (6.27)$$

Bu yyerda faqat $\omega < \omega_q$ chastotalar uchun $V_a < 0$ yoki, agar $\omega < \omega_{qF} \sim \omega_i$ chastotalar uchun $q \sim q_F$ muhim qiymatlar haqida so'z borsa; ushbu holda ω_i chastota $\omega_c \sim \omega_{ph.max}$ chastota rolini o'ynaydi). $V_a < 0$ bo'lgan sohada fonon o'zaro ta'sir haqiqatan ham, BKSh approksimatsiyasini eslatuvchi (6.2-rasmga qarang) o'ra ko'rinishga ega bo'ladi.

Aytilganlarga muvofiq to'la o'zaro ta'sir $V = V_c + V_a$ ga taxminan yandashilganda U_o funksiya mos keladi (6.5 a - rasm):

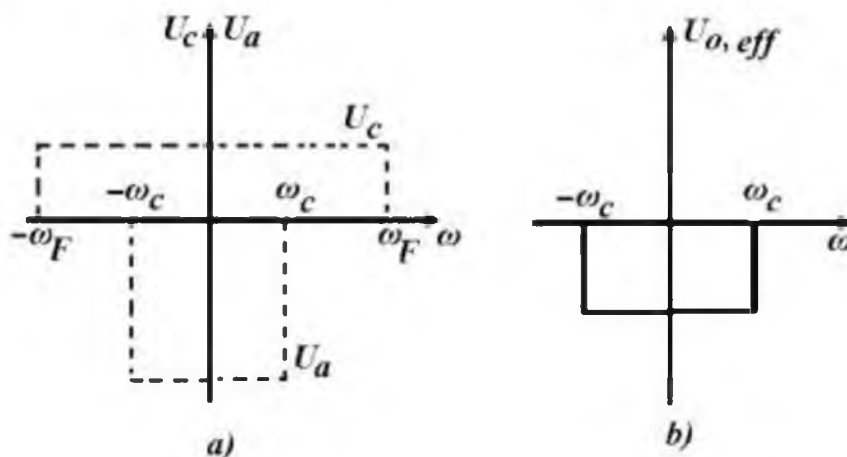
²⁶Ekranlashni ular orasidagi o'rtacha uchish masofasi $\tau_F \sim \frac{1}{v_F q_F} \sim \frac{1}{\omega_F}$ vaqtda $n^{\frac{1}{3}} \sim q_F^{-1}$ bo'lgandagi elektronlar paydo qiladi. Keyin asl, ekranlash radiusi $\alpha \sim 1$ bo'lganda $\frac{1}{x} = \frac{\sqrt{\pi \hbar}}{2e \sqrt{mq_F}} = \frac{1}{2\sqrt{\alpha} q_F} \sim \frac{1}{q_F}$ va o'z navbatida metallarda $\frac{1}{x}$ masofani o'tish vaqti $\frac{1}{\omega_F}$ tartibda. Bundan ma'lumki $\omega \ll \omega_F$ chastotalarda ekranlash "oniy vaqtda" ya'ni $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$ davrdan ancha kam bo'lgan holda sodir bo'ladi.

$$U_o = U_c + U_a = N(0)\bar{V}_c + N(0)\bar{V}_a$$

$$\bar{V}_c = C_1 > 0, \quad \omega < \omega_F; \quad \bar{V}_c = 0, \quad \omega > \omega_F;$$

$$\bar{V}_a = C_2 < 0, \quad \omega < \omega_c \ll \omega_F; \quad \bar{V}_a = 0, \quad \omega \gg \omega_c;$$

bu yerda $C_{1,2}$ - ma'lum bir doimiylar.



6.5-rasm. a) O'zaro ta'sir energiyasi ((6.28) ifodaga muvofiq). b) Yuqori chastotalarga nisbatan ancha past chastotalar katta ulush qo'shish faktini hisobga olgandagi effektiv o'zaro ta'sir energiyasi ((6.30) ifodaga

qarang). O'raning chuqurligi $U_{o,eff} = U_a + \frac{U_c}{1 + U_c \ln\left(\frac{\omega_F}{\omega_c}\right)}$ ifoda bilan

aniqlanadi.

$C_1 \sim |C_2|$ bo'lganda (6.28) funksiyaning (6.2) dan farqi keskin bo'ladi va masalan $C_1 > |C_2|$ bo'lganda tortilish biror bir chastotada ham bo'lmaydi. (6.23) integral tenglamada U_c va U_a ning ulushlari $C_1 > |C_2|$ shart bo'lganda yuqorida eslatgan ushbu hadlarning bir xil chastotali bog'lanishda bo'lmagani uchun umuman boshqacha bo'lar ekan.

Mos ravishdagi hisoblashlarni boshqa ishlarda ham uchratish mumkin, uning natijalari kichik chastotalarda ω katta solishtirma og'irlik ekanligidan darak beradi, bu esa kulon hadining roli bosilgan demakdir – endi U_a ni U_c bilan emas balki U_a ni U_c^* bilan solishtirish kerak, bu yerda,

$$U_c = \frac{U_c}{1 + U_c \ln\left(\frac{\omega_F}{\omega_c}\right)}. \quad (6.29)$$

Ma'lumki, $U_c \ln\left(\frac{\omega_F}{\omega_c}\right) \gg 1$ bo'lganda $U_n^* \approx \left[\frac{1}{\ln\left(\frac{\omega_F}{\omega_c}\right)} \right] \ll 1$ bo'ladi. T_c harorat

nuqtai nazardan (6.28) ga ekvivalent bo'lgan to'la effektiv o'zaro ta'sirni quyidagicha yozish mumkin:

$$U_{0,eff} = U_a + \frac{U_c}{1 + U_c \ln\left(\frac{\omega_F}{\omega_c}\right)}, \quad \omega < \omega_c \quad (6.30)$$

$$U_{0,eff} = 0, \quad \omega > \omega_c$$

$U_{0,eff}$ o'zaro ta'sir U_a ga $U_c \sim |U_a|$ bo'lganda ham yaqin bo'lishi mumkin, xuddi 6.5-b-rasmda ko'rsatilgandek. Bu yuqorida eslatilgan birinchi sabab, ya'ni BKSh (6.2) approksimatsiyaning qo'llanish sohasi yetarlicha kengayishini ko'rsatadi.

Ikkincha sabab hamma vaqt ham $U(\omega)$ o'zaro ta'sir funksiyani (6.19) ifoda bilan aniqlanadigan $U_o(\omega)$ funksiya bilan almashtirib bo'lmaydi. (6.19) ifodadagi $U(\omega)$ funksiya $V(\omega, q)$ ning q bo'yicha matritsali elementidan o'rtachasiga olib kelmasligi kerak. $U_o(\omega)$ va $V(\omega, q)$ orasidagi bog'lanish metallarda o'ta o'tkazuvchanlikni hosil bo'lishi shartini aniqlovchi haqiqiy hisoblashlar asosida olinishi mumkin.

Baxtga qarshi, ushbu hisoblashlar juda murakkab bo'lib, ularni tushunish qiyin. Bizning fikrimizcha ushbu hisob – kitoblar faqatgina tor doiradagi ko'p zarralar nazariyasi bilan shug'ullanuvchi nazariyotchi fiziklargagina tushunarli. Shuning uchun, shu yerda yana bir necha fikrlarni keltirishni zarur deb topdik.

Avvalgidek, elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir matritsali elementni $V(\omega, q)$ kattalik bilan ifodalanadi deb hisoblaymiz. Unda o'ta o'tkazuvchanlik

nazariyasida o'zaro ta'sir funksiyasi $U(\omega)$ ning rolini quyidagi kattalik o'ynaydi:

$$U(\omega) = N(0)\bar{V}_{eff},$$

$$\bar{V}_{eff} = \frac{4\pi e^2}{q^2} \left(1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\text{Im} \left[\frac{1}{\varepsilon(\omega', q)} \right]}{\omega + \omega'} d\omega' \right), \quad (6.31)$$

bu yerda \bar{V}_{eff} kattalik V_{eff} bilan xuddi \bar{V} ning V bilan bog'langanidek bog'langan ((6.21) ifodaga qarang): qayd etamizki, dispersiyali munosabatlarga ko'ra quyidagi tenglamalar bajariladi:

$$\left. \begin{aligned} \text{Re} \left[\frac{1}{\varepsilon(\omega, q)} \right] &= 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega' \text{Im} \left[\frac{1}{\varepsilon(\omega', q)} \right]}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega', \\ \text{Im} \left[\frac{1}{\varepsilon(\omega, q)} \right] &= -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^\infty \frac{\text{Re} \left[\frac{1}{\varepsilon(\omega', q)} \right] - 1}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega', \end{aligned} \right\} \quad (6.32)$$

bu yerda integral bosh qiymat ma'nosida olinadi.

Sistemaning muvozanati uchun $\text{Im} \left(\frac{1}{2} \right) \leq 0$ bo'ladi. Bundan tashqari (6.31) ifodada rezonansli almashtiruvchi yo'q. Natijada $U(\omega)$ funksiya ω ning haqiqiy funksiyasi ekan va shu bilan birga $U_o(\omega)$ ga qaraganda rezonansga ega bo'lishi mumkin bo'lgan uzluksiz ekan (6.4-rasmga qarang). Shunga o'xshash "tekislash" qayd etilgan effekt, ya'ni kulon o'zaro ta'sirni bosuvchi va jiddiy nazariyada ham o'zgarmaydigan bo'lganda BKSh nazariyasi bilan mos keluvchi ketma – ket hisoblashlarga olib keladi.

Shunday qilib BKSh ning (6.3), (6.4) formulalaridan foydalanish haqiqatan ham (6.12), (6.13), (6.15), (6.16) larni baholashlarni olishda va umuman YuHO'O' masalasida umumiy yo'nalish olish uchun ham o'zini oqlangandir.

Shu bilan birga haqiqatdan ham hozirgi bosqichda bunday hisoblashlar bilan chegaralanish kerak emas, balki yanada kengroq borish kerak. Masalan

o`ta o`tkazuvchanlikning fonon mexanizmida qator taxminlar asosida T_c hisoblanadi, ammo bu yerda fonon spektrining detallari va boshqa faktorlar ham e`tiborga olinadi. Aniqroq qilib aytganda shu yyerda adabiyotlarda keng foydalaniladigan quyidagi formulani keltiramiz:

$$\begin{aligned}\lambda &= 2 \int_0^{\infty} \frac{\alpha^2(\omega) F(\omega) d\omega}{\omega}, \\ \mu &= U_c = N_c = N(0) \bar{V}_c, \\ \mu^* \equiv U_c^* &= \frac{\mu}{1 + \mu \ln \left(\frac{E_F}{k_B \theta_D} \right)}.\end{aligned}\tag{6.33}$$

Bu yerda $F(\omega)$ fononli holatlar zichligi va $\alpha^2(\omega)$ elektronlarni fononlar bilan bog`lanishining o`lchov birligi. λ parametrni quyidagi ko`rinishda yozish mumkin:

$$\lambda = \frac{N(0) \bar{G}^2}{M \bar{\omega}^2},\tag{6.34}$$

bu yerda \bar{G}^2 va $\bar{\omega}^2$ mos ravishda ma`lum bir elektronli matritsali element kvadratining va fononli chastota kvadratining o`rtacha qiymati (M -ion massali, $N(0)$ -holatlar zichligi). Muhimi shuki, $\bar{\omega}^2$ ning o`sishi va umuman olganda θ_D Debay haroratini o`shir jarayonida λ kamayib boradi.

(6.33) formula ma`nosiga ko`ra yarim emperikdir, u yanada umumiyroq ifodalar turiga kiradi.

$$T_c = \theta_{\text{exp}} \left[-\frac{1 + \lambda}{\lambda - \mu^* (1 + \lambda)} \right].\tag{6.35}$$

Bu yerda θ , λ va μ^* parametrlar metallning parametrlari orqali formula bilan ifodalanadi, xuddi (6.33) ifodaga keltirilgandek.

Aniqroq va asoslangan bunday formulalar quyidagilardir.

$$T_c = \frac{h\bar{\omega}_{\log}}{1,43k_B} \exp \left\{ -\frac{1+\lambda}{\lambda - \mu^* \left(1 + 0,5 \frac{\lambda}{1+\lambda} \right)} \right\},$$

$$\ln \bar{\omega}_{\log} = \frac{2}{\lambda} \int_0^{\infty} \ln \omega \alpha^2(\omega) F(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (6.36)$$

$$\lambda = 2 \int \frac{\alpha^2(\omega) F(\omega) d\omega}{\omega}, \quad \mu^* = \frac{\mu}{1 + \mu \ln \left(\frac{\omega_F}{\bar{\omega}_{\log}} \right)}.$$

Ushbu formulalarning kelib chiqishi [Problema visokotemperaturnoy sverxprovodimosti (Pod red. V.L. Ginzburga, D.A. Kirjnitsa (M.: Nauka, 1977, 400 str.) [Inglis tilidagi tarjimasi High-Temperature Superconductivity (Eds V.L. Ginzburg, D.A. Kirzhnits) (New York: Consultant Bureau, 1982)] ishda keltirilgan unda $F(\omega)$ kattalik $g(\omega)$ orqali ifodalangan va h va k_B doimiylar yo`q, chunki, $\bar{\omega}_{\log}$ kattalik energetik birliklarda ifodalangan. Qayd etish mumkinki, $\lambda \ll 1$ (kuchsiz bog`lanish) bo`lganda (6.35) formula (6.4) BKSh formulasiga o`tdi, unda $g = \lambda - \mu^*$,

$$T_c = \theta e^{-\frac{1}{\lambda - \mu^*}} \quad (6.37)$$

(6.37) ifodadan (6.35) ifodaga o`tish λ o`zaro ta`sirni doimiysini qayta normirovkalash natijasida amalga oshiriladi, ya`ni $\lambda \rightarrow \frac{\lambda}{1+\lambda}$ almashtirish orqali. Aniqroq qilib aytganda kuchli bog`lanish holi uchun (6.37) formula $\lambda \rightarrow \frac{\lambda}{1+\lambda}$ ga almashtirish va θ , λ va μ^* parametrlarni qayta aniqlash kerak.

Bir qator metallar uchun $\mu^* \approx 0.1 \div 0.2$, ammo λ kuchsiz bog`lanish shartini (6.33) va (6.35) formulalarni qo`llash asosidagi analiz, kvaziizotrop metallar va o`ta o`tkazuvchanlikni fononli mexanizmi T_c haroratni maksimal qiymati umuman olganda (6.13) formulada keltirilgan kriteriyni qanoatlantiradi.

(6.35) formulaga xuddi (6.4) formuladagidek o`ta o`tkazuvchanlikni

eksitonli mexanizmi uchun ham foydalanish mumkin—bunda faqatgina θ, λ va μ^* kattaliklarning qiymatlari o'zgaradi. Ushbu ma'noda, yuqorida keltirilgan fikrlar kuchli bog'lanish holida ham, qachonki, (6.5) shart $g=(\lambda-\mu^*) \ll 1$ buzilganda ham o'z kuchida qoladi. Shu munosabat bilan (6.35) turdagi ifodani umumiy analiz qilish asosida o'ta o'tkazuvchanlikning eksiton mexanizmi bilan bog'liq qator xulosalar qilish mumkin. Misol qilib, eksitonli mexanizmning “jele” modelini keltirish mumkin.

6.6. O'TA O'TKAZGICHLAR, METALLAR VA DIELEKTRIKLAR.

Ushbu bobning so'nggida o'ta o'tkazgichlar, metallar va dielektriklar qattiq jismlar ekanligini e'tiborga olib, asosan ularning farqi elektr o'tkazuvchanligida bo'lganligi sababli elektr qarshilikning o'zi nima va nima uchun dielektriklar uchun shunchalik katta, metallar uchun kichik va o'ta o'tkazgichlarda umuman mavjud emas? - degan savollarga javob topishga harakat qilamiz.

Moddalarning elektr tokini o'tkazish qobiliyati to'la energetik zonali tuzilma bilan aniqlanishi fanda ma'lum. Alohida atomda elektronlar yadroga kulon tortishish kuchlari bilan kuchli bog'langanligi fanda ham nazariy, ham amaliy o'z tasdig'ini topgan.

Ma'lumki, elektronlar, radiusi bir angstrom (10^{-8} sm) tartibda bo'lgan orbita bo'ylab harakatlanadi va uncha katta bo'lmagan elektr maydonining kuchi ularni yadrodan uza olmaydi. Shuning uchun alohida neytral atomlarning majmuasi (to'plami), masalan, gaz – hamma vaqt dielektrik. Izolyatsiyalangan atomdagi elektronlarning har bir holatiga, energiyaning aniq qiymatiga mos ravishdagi atomning energetik sathi mos keladi.

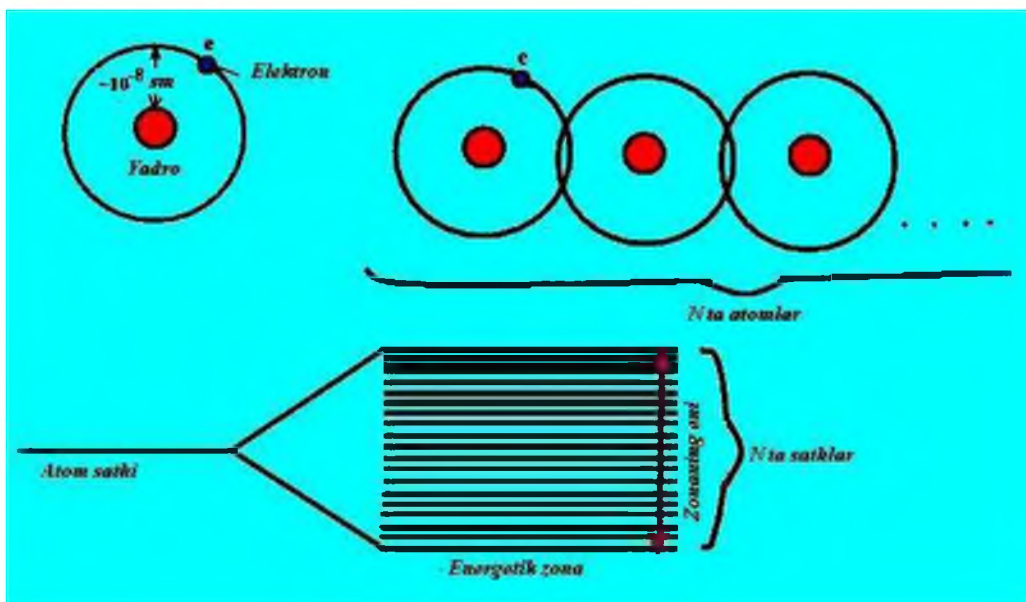
Agar bunday izolyatsiyalangan atomlarni bir biriga yaqinlashtirsak, ya'ni kristalda birlashtirsak nima sodir bo'ladi? Mayli, kristall N dona atomlardan iborat bo'lsin, bu yerda N —g'oyat katta son, 10^{23} tartibdagi

Avagadro soni. Bunda barcha atomlar bir – biridan bir necha angstrom masofada joylashgan. Ushbu sharoitda elektronlar atomdan atomga sakrab o'tish imkoniyatiga ega bo'ladi va har bir energetik sathga endi bitta emas, balki panjarada bo'lishi mumkin bo'lgan o'rni bilan farq qiluvchi elektronlarning N ta holati mos keladi (ushbu holatda energetik sath N – marta aynigan deyishadi). Bir qism vaqtni elektron biron bir atom yaqinida o'tkazadi, undan so'ng esa qo'shniga sakraydi va hokazo. Elektronning har bir atom yaqinida bo'lish vaqti 10^{-16} sekund atrofida (6.6-rasmga qarang).

Kvant mexanikasida noaniqliklar printsipli fundamental tushunchasi mavjud. Ushbu prinsipga mos ravishda elektronning yadro yaqinidagi orbitada yashash vaqti, ya'ni atomli orbitada – atom sathi energiyasini – noaniqligiga yoyilishiga olib keladi. Shunday qilib, kristalldagi alohida atomning diskret energetik sathi butun bir energetik yo'lakka elektronli zonaga ega taqriban 10 elektron-vol't bo'lganga aylanadi. Haqiqatda zona eslatganimizdek N – kristalldagi atomlar soni N ning juda katta qiymat ekanligi sababli orasidagi masofa nihoyatda kichik bo'lgan N ta yaqin joylashgan sathlardan iborat. Bunda zonadagi elektronning bo'lishi mumkin bo'lgan holatlarining umumiy soni ilgarigidek N ga teng bo'lib qoladi, biroq ularning har biriga boshqalardan farqli o'zining energetik qiymatlari mos keladi. Zona sathlari orasidagi masofa shunchalik kichikki, hatto eng kuchsiz elektr maydoni ham elektronni bir sathdan energetik qiymati katta bo'lgan boshqa sathga o'tkazib tezlashtira oladi. Bundan kelib chiqadiki, panjara bo'ylab elektron erkin sayr qila olar ekan, o'zi bilan zaryadni yoki boshqacha qilib aytganda atomlarni birlashtirib oladigan kristallda elektr tokiga qarshilik bo'lmasligi kerak.

Ammo biz bu nima ekanligini bilamiz. Kristallda elektr maydoni ta'sirida elektronni tezlanishiga nima to'sqinlik qiladi, elektr qarshilikning sababi bo'lib nima xizmat qiladi? Bunday sabablar bir nechta, ulardan biri, yana bir kvant mexanikasining fundamental printsipli- Pauli taqiqi bilan bog'liq. Ushbu kvantomexanik chegaralarning ikkita elektroni bir xil holatda

bo'lishini taqiqlaydi, elektron impul'sdan tashqari yana bir ichki erkinlik darajasi – uning xususiy aylanishi bilan xarakterlanadigan spinga ega bo'ladi, elektronning spini faqat ikkita qiymatga ega bo'lishi mumkin – “Yuqori” va “pastga”, unda zonaning bir sathida ikkita elektron joylashishi mumkin. Natijada agar shu kristallni tashkil etgan element atomidagi elektronlar soni juft bo'lsa, unda elektr maydoni elektronni tezlata olmaydi, chunki zonada joylashgan barcha sathlar band bo'ladi. Dielektriklar aynan shunday kristallardir. Aks holda, kristall toq sonli elektronlardan iborat atomlardan tashkil topgan bo'lsa, yarmigacha to'ldirilgan zonalardan iborat bo'ladi. To'ldirilgan sathlarning eng yuqorisida bo'lgan elektronlar (uni italiyalik mashhur fizik nomi bilan Fermi sathi deb qabul qilishgan). Elektr maydoni yordamida bemalol band bo'lmagan yanada yuqori sathga ko'tarilib, tezlashishi mumkin. Bunday kristallar metallar bo'lar ekan.



6.6-rasm. Yakkalangan atomda elektron ma'lum bir diskret energetik sathda joylashgan bo'ladi. Qachonki, atomlar qattiq jismni hosil qilib 10^{-8} sm tartibdagi masofaga yaqinlashsa, unda ularning energetik sathlari energiya chiziq'larga parchalanadi va zonali spektrni hosil qiladi.

Pauli prinsipi shunga olib keldiki, faqatgina Fermi sathidagi (aniqroq qilib aytsak, ushbu sath yaqinidagi yupqa, “qatlamda”) joylashgan

elektronlarga tashqi maydonlar ta'sirida tezlashishi va umuman holatini o'zgartirishi mumkin. Aynan shu elektronlarga metallarning elektr, issiqlik va magnit xossalari aniqlaydi.

Agar kristallning atomlari harakatsiz bo'lganda va shu bilan birga unda nuqsonlar bo'lsa, unda Fermi sathidagi elektronlar tashqi elektr maydonida erkin tezlasha olgan bo'lar edi. Bunday metal qarshiligi nol bo'lgan ideal o'tkazgich bo'lar edi. Biroq real metallda elektron tebranayotgan panjarada atomlar yoki nuqsonlar bilan to'qnashib yo'nalishidan og'adi, ya'ni impul'sini o'zgartiradi. Bunday to'qnashish natijasida elektron oqimining tashqi maydonda cheksiz tezlashishiga qarshilik qiluvchi ishqalanish kuchi hosil bo'ladi. Aynan mana shu kattalik elektr qarshilikdir. Panjaradagi atomlar tebranish amplitudasining qiymati qancha katta bo'lsa va nuqsonlar konsentratsiyasi ko'p bo'lsa, qarshilik ham shuncha katta bo'ladi. Hattoki absolyut nol'gacha sovitilganda ham, ya'ni qachonki panjara atomlarning tebranishlari ishqalanish nuqsonlari bilan to'qnashadi. Shunday qilib, harorat nolga teng bo'lganda ham elektr qarshilik mavjud bo'lar ekan.

Qator metallarda haroratning ma'lum qiymatlarida qarshilik nol'ga aylanishini kuzatish tadqiqotchilarni qanchalik ta'jublantirganligini tasavvur etish qiyin emas. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasini to'la tushunish uchun qariyb yarim asr vaqt sarf bo'ldi. O'ta o'tkazgichlarda xuddi elektronlar vakuumdagidek, bir - biridan itarilmasdan teskarisi, tortilar ekan. Tortishish kuchi, bitta elektron o'zining panjara bo'ylab harakati davomida kristall panjaraning o'qlarini hosil qiluvchi metallning musbat zaryadlangan ionini sekingina siljitishi, ularning o'z navbatida ikkinchi elektronning o'ziga tortilishi natijasida hosil bo'ladi. Agar ikkita elektronning panjara orqali effektiv tortishishi odatdagi kulon itarishishdan kuchliroq bo'lib qolsa, unda elektronlar ikki elektronli molekulani yoki elektrondan farqli bo'lgan spinga ega bo'lmagan Kuper juftini xuddi yangi zarrani hosil qilgandek bo'ladi.

Bunday zarralarga Pauli prinsipi ta'sir qilmaydi. Odatdagi o'ta o'tkazgichlardagi bitta elektronli molekulaning o'lchami ular orasidagi

masofadan ancha kattadir. Shuning uchun barcha, Kuper juftlari bir-birini “sezadi” va bir xil holatda bo`ladi, masalan, bir xil impul`s bilan harakatlanadi. Alohida elektronlarda esa, ularning har birini o`zini boshqasidan farqli impul`si bo`ladi. Bunday holatdagi, ya`ni bir xil impul`li holatdan, yoki boshqacha qilib aytganda bunday o`zaro kelishilgan – kogerentli - oqimdan alohida zarrani chiqarish nihoyatda murakkab masala ekan va yakkalangan nuqson buni amalga oshirish imkoniyztiga ega bo`lmas ekan. Shunday qilib, o`ta o`tkazgichdagi Kuper juftlari hosil qilgan elektron suyuqlik kristall panjara orqali ishqalanishsiz siljiy oladi.

Nurlanish ta`sir etganda o`ta o`tkazgich bilan nima sodir bo`lar ekan? Chunki, tokomaklarda foydalaniladigan o`ta o`tkazgichlar uchun eng katta xavf bu ularning o`ta o`tkazuvchanlik holatidan normalga o`tishidir. Shuning uchun tadqiqotlarni xuddi shunday o`tish radiatsiya ta`sirida sodir bo`lmaydimi degan savol juda qiziqtiradi. Buni aniqlash uchun o`ta o`tkazuvchan o`tishning o`zi nima va kritik harorat T_c ning tabiati qanday bo`lishini aniq tushunish kerak bo`ladi.

Oddiy tasavvurlar shuni ko`rsatadiki, ikki elektronli molekula- Kuper juftlari isitishda xuddi oddiy kimyoviy, molekulaga o`xshab dissotsatsiyalanadi, faqat atomlarga emas, balki ikkita alohida elektronga. Aynan shuning uchun, qachonki harorat chegaraviy bir qiymatdan oshsa o`ta o`tkazuvchanlik yo`qoladi va metallda noldan farqli elektr tokiga qarshilik paydo bo`ladi. Kritik harorat T_c ning aniq qiymati nima bilan aniqlanadi? Panjarada hosil bo`ladigan ikkita elektron orasidagi tortishish kuchi ularning qaysi biri panjara ionlarini muvozanat holatidan siljita olishi bilan bog`liq. Elektronlardan biri qancha ko`p siljitsa, molekula shuncha mustahkam bo`ladi. Shuning uchun panjaraning tebranuvchi ionlar bilan o`zaro ta`sirlashuvi qancha katta bo`lsa T_c kritik harorat ham shunga mos ravishda katta bo`ladi. Ushbu fakt ayni vaqtda tuyuladigan paradoksga olib keladi: elektr qarshilik ham elektronlarning panjara bilan o`zaro ta`sir energiyasiga proporsional bo`lganligi sababli, katta qarshilikka ega bo`lgan metall yaxshi

o`tkazgichga nisbattan, masalan misga nisbattan yomon o`tkazgich (ya`ni yuqori haroratda) – uni tezroq yo`qotadi. Shuning uchun yaxshi o`tkazgichlar hattoki o`ta past haroratlargacha ($T < 1K$) ham o`tkazmaydi, qarshiligi misdan ming martacha katta bo`lgan o`tkazuvchanligi yomon bo`lgan o`tkazgichlar yetarlicha katta haroratlarda ($T > 10 K$) ham o`ta o`tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo`ladi.

Eslatganimizdek, elektron xossalari nuqtai nazardan Fermi sathida joylashgan elektronlar muhim rol o`ynaydi, bunday elektronlar Fermi sirti yaqinida to`ldirilmagan energetik sathga o`tishi mumkin. Ma`lum bo`lishicha, Kuper juftlarining soni ham Fermi sathi yaqinidagi energetik sathlarning soniga ham bog`liq ekan, bunday sathlar qancha ko`p bo`lsa, shuncha ko`p elektronli molekulalar hosil bo`ladi. Ammo unda kritik harorat T_c Fermi sathi yaqinidagi elektronli zonadagi energetik sathlar zichligiga bog`liq bo`lishi kerak. Haqiqatdan ham shunday bog`lanish qayd etildi, bunda u kuchli eksponentsial ko`rinishda ekan.

Endi, tasavvur etamizki, radiasiya ta`sirida o`ta o`tkazgichdagi kristall tuzilmada nuqson paydo bo`lsin. Agar ularning soni atomlar soni N ga nisbattan kam bo`lsa, unda kristall panjaraning elastiklik xususiyati amalga oshmaydi. Ammo, unda panjaraning elastiklik doimiylariga bog`liq bo`lgan elektronlar orasidagi effektiv tortishuv ham deyarli o`zgarmaydi (aynan shu tortishuv Kuper "juftlashishni" hosil qiladi). Elektronli holatlar zichligiga esa biz ko`rganimizdek o`ta o`tkazgichda hosil bo`ladigan Kuper juftlari juda kuchli – eksponentsial bog`liq bo`lib, nuqsonlar yetarlicha sizilarli darajada ta`sir etishi mumkin. Ushbu holda ta`sir turli moddalarda turlicha bo`lib, ko`pgina hollarda elektronli zonalar kengligiga bog`liq bo`ladi. Tajribalar shuni ko`rsatdiki, Kristall strukturasi A15 bo`lgan materiallarda juda tor elektronli zona bo`lishi mumkin ekian (kengligi bir necha yuzdan bir elektron-vol`t darajada) va shuning uchun nisbattan ko`p bo`lmagan miqdordagi nuqsonlar ham unda elektronlarning sochilishi natijasida, uni sezilarli darajada kengaytiradi (bunday sochilishda kristall uchun odatiy

bo'lgan zonali yoki "blokli") zarrachalar harakati buziladi.

Ammo, agar elektronli zona sezilarli kengaysa, undagi sathlar zichligi ham kuchli o'zgarishi kerak, o'z navbatida esa, bu eksponentsial qonun bo'yicha sodir bo'ladi va kritik harorat ham o'zgaradi. Bunday muhokamalar yordamida nazariyotchilar (A.S.Aleksandrov, V.F.Yelesin) kuzatilishi mumkin bo'lgan pasayish aniqroq qilib aytganda tokomaklarda foydalaniladigan o'ta o'tkazuvchan g'altaklar nurlantirganda kritik haroratning kamayishiga olib keluvchi holatni tushuntira oldilar. Boshqacha qilib aytganda, boshlang'ich holatdagi kritik harorat bunday o'ta o'tkazgichlarda yetarlicha katta ($T < 20$ K) bo'lsa ham, neytronning nurlanish sharoitini e'tiborga olib, termoyadroviy reaktorda ularni anchagina past haroratlarda ushlab zarur, aks holda fojia yuz berish ehtimolligi mavjud bo'ladi.

Biroq, o'ta o'tkazgichlarga radiatsion o'zaro ta'sir nazariyasi faqatgina T_c ni pasayishinigina emas teskarisini ham kuzatish mumkinligini ko'rsatdi. Ushbu holat A15 tuzilmali o'ta o'tkazgichlarda tasdiqlandi. Masalan kremniy va germaniyni molebdenli birikmalarida bir necha marta kuzatilganda kritik harorat T_c ning oshishi kuzatildi.

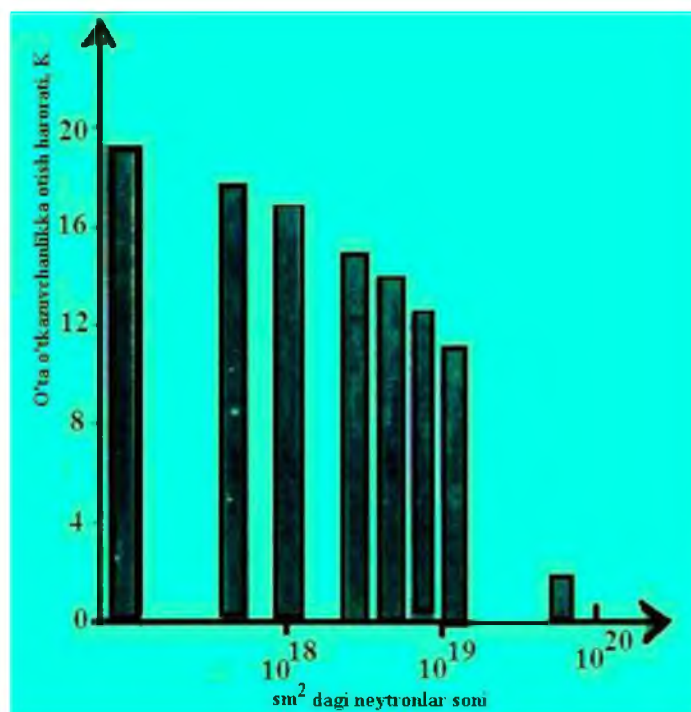
A15 tuzilmali o'ta o'tkazgichlarda o'tkazilgan radiaktiv ta'sir tadqiqotlar natijalari 6.7-rasmda keltirilgan undan ko'rinadiki, $10^{18} \frac{\text{neytron}}{\text{sm}^2}$ flyunsda bo'lganda ham o'ta o'tkazuvchanlik keskin bosiladi. Shuning uchun ham magnit g'altakda qo'llaniladigan o'ta o'tkazgich har tomonlama o'rganib tadqiq etilgan bo'lishi kerak. Bu esa termoyadroning qattiq jism fizikasi sohasiga ta'siri bo'ldi desak xato qilmagan bo'lamiz.

Termoyadaro qurilmalarda qo'llanilgan o'ta o'tkazgichlarni chuqur tadqiq etish, g'ayri oddiy zonali tuzilmalarga ega bo'lgan, ya'ni nihoyatda tor energetik zonalarga, odatdagi metallarga qaraganda minglab marta kichik bo'lgan o'tkazgichlarga e'tiborni qaratishni kuchaytirdi.

Tor zonaning o'zi nima? Umumiy qilib aytganda uning ma'nosi shuni

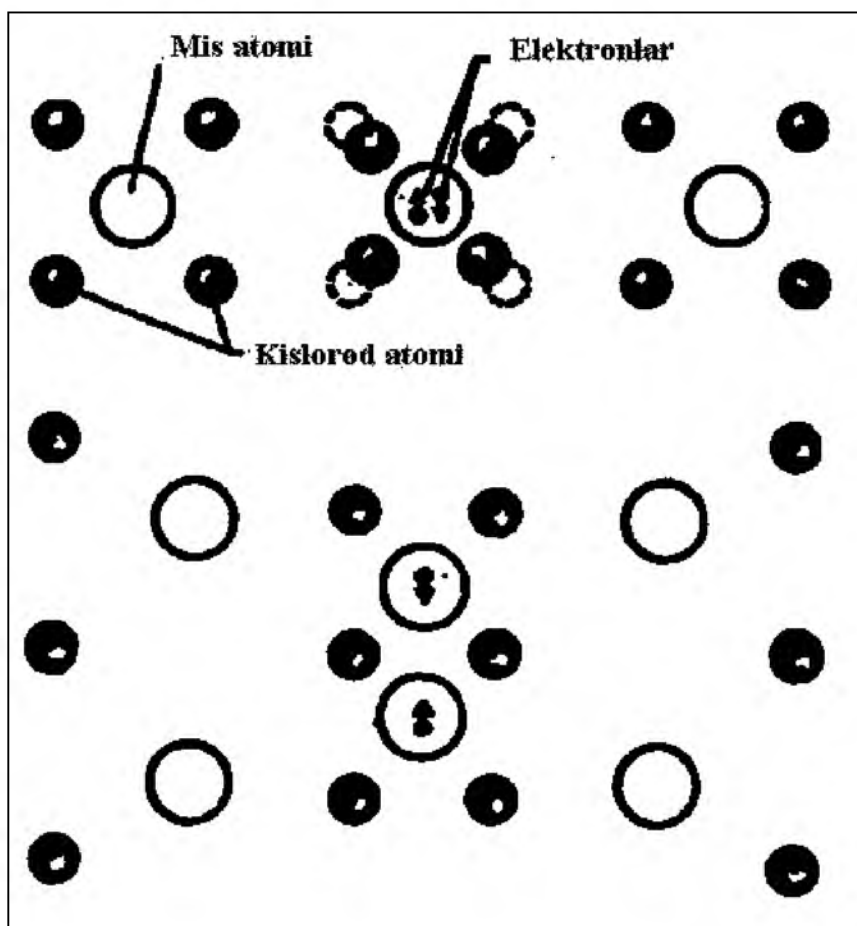
bildiradiki, energiyasi bunday zonada boʻlgan elektronlar kristall boʻylab juda sekin harakatlanadi va shuning uchun ham panjara tebranishlari bilan kuchli oʻzaro taʼsirlashadi. Ayni ushbu elektronlar Kuper juftlarini tashkil etadi va past haroratlarda oʻta oʻtkazuvchanlik holati uchun masʼul boʻladi. “Tor zonali” elektronlarning ionlar bilan oʻzaro taʼsiri shunchalik kuchli boʻlar ekanki, panjaraning qoʻshni tugunlarini ham electron mavjud boʻlgan tugunning yoʻnalishi boʻylab siljitadi. Endi elektron qoʻshni tugunga sakrashi uchun uni yaqinida yangi qoʻshni ionlar siljishlarni hosil qilishi kerak, bu esa yagona makroskopik jamoani, yaʼni oʻziga xos ulkan molekulani hosil qiladi. Aynan, shunday uygʻunlik juftliklarni modda boʻylab ishqalanishsiz harakatlanadigan yagona oqimda ushlab turadi, agar qachonki, usbu uygʻunlik buzilsa kritik harorat juda pasayadi.

Aleksandrov va Ryakninger kuchli oʻzaro taʼsirda BKSh nazariyasining ishlamasligini asoslashdi. Bunda suyuq geliyning oʻta oquvchanlik holatini juda eslatuvchi boshqa bir “oʻta hodisa”, kogerent oʻta oʻtkazuvchanlik holati boʻlishi mumkin. Hattoki xona haroratida ham elektronlar bogʻlangan molekulalarni hosil qilishi mumkin ekan. Ushbu yangi zarralar, aniqroq qilib aytsak kvazi zarralar bipolironlar deb nom oldi. Ular kuper juftlaridan sifat jihatdan farq qilib, oʻta oʻtkazuvchan holatdan ”normal” holatga oʻtganda yoʻqoladi. Bunday holatda bipolyaronlar oʻzlarini xuddi bogʻlanmagan zarralardan iborat gazdek tutadilar, Maʼlum bir chegaraviy haroratda esa, ”kondensasiyalanadi” va xuddi geliyning oʻta oquvchanlik holatiga oʻtgandek, kogerent oʻta oʻtkazuvchanlik holatiga oʻtadi. Bipolyaronli oʻta oʻtkazuvchanlik masalan, yuqori haroratli oʻta oʻtkazgichlarda ham hosil boʻlishi mumkin.



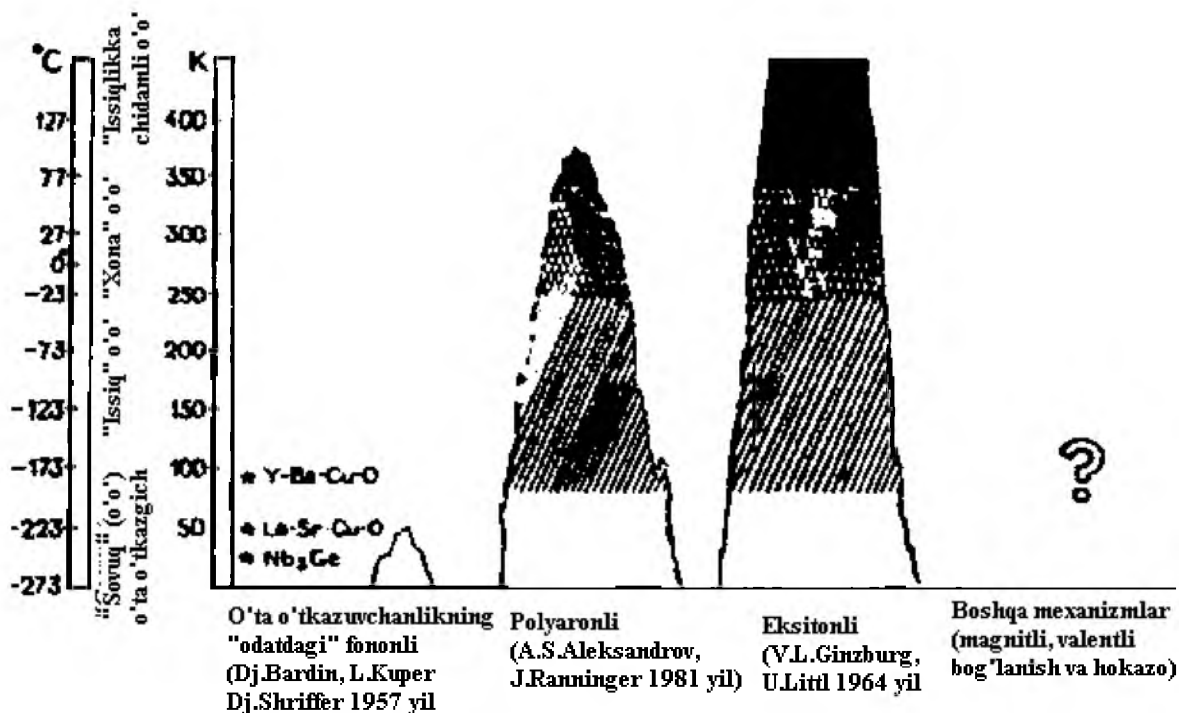
6.7-rasm. Neytronlar bilan nurlantirganda “niobiy – qalay” o`ta o`tkazgichining kritik haroratini pasayshini ko`rsatuvchi chizma (Fojiali degradatsiya). Neytronlar oqimining zichligi (ushbu kattalikni nurlanishni tashish nazariyasida flyuens deb atashadi) taxminan bir santimetr kvadratda 10^{18} taga etganda o`ta o`tkazuvchanlik keskin pasayadi.

Shu yyerda, bir voqeani eslash o`rinlidir, o`tgan asrning 60 yillarida bir guruh AQSh lik olimlarning monografiyasi o`ta o`tkazuvchanlik nazariyasining umumlashtirishiga bag`ishlangan bo`lib, unda so`z boshida mualliflar ushbu kitob bilan ular o`ta o`tkazuvchanlik nazariyasiga nuqta qo`yishganini ”o`ta o`tkazuvchanlik qutisiga oxirgi mixni urdik” deb aytishgan edi. Ammo metall oksidlari asosida kashf etilgan YuHO`O` lar ularning manmanliklarini sezilarli darajada puchga chiqarib jazoladi. Axir o`ta o`tkazuvchanlik kuper juftlariga asoslangan standart nazariya tavsiya etadigan birikmalar sinfidan mutlaqo boshqa moddalarda kuzatildi. Hozirgi kunda o`ta o`tkazuvchanlik fizikasida ”Asrimiz muammosini” yangi echimi boshlandi.



6.8-rasm. Bipolyaronlar. Yuqorida – «bir tugunli», ya`ni kristall panjaraning bitta tugunida turgan, pastda – «ikki tugunli». Bipolyaron – bu o`zlari hosil qilgan panjara deformatsiyasi bilan birgalikdagi lokallashgan elektron juftlardir. Aynan, shu bipolyaronlar nazariyasi yuqori haroratli o`ta o`tkazuvchanlikni tushuntira oladigan nazariya bo`lishi ham mumkin.

Shunday qilib, metallarni o`tkazuvchanligini tushuntirishda qo`llaniladigan Fermi suyuqligi nazariyasi, psevdopotensial kontseptsiyasi va u bilan bog`liq tadqiqotlar metallarning o`zlarini tutishni tushunish imkoniyatini beradi. Shu aniqlandiki, elektronlar orasida mavjud bo`lgan itarilish sifat jihatdan gaz modelini qo`llanilishini buzmaydi. Aks holda, agar o`tkazuvchan elektronlar Fermi sirti yaqinida bir-biriga tortilsa, unda zarralar (kvazizarralar) uchun Fermi taqsimoti normal holatdagi metal uchun turg`un bo`lmas ekan.



6.9-rasm. O'ta o'tkazuvchanlikning turli nazariy mexanizmlari o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning turli haroratlarini bashorat qiladi. Ko'p sonli modellardan qaysi biri «yashab qolishi» ni kelajak ko'rsatadi.

Masala shundaki, Fermi sirti yaqinida kvazizarralarning tortilishi bo'lganida juftlashish "foydali" dir. Ushbu juftlar butun spinga ega va Boze-Eynshteyn kondensatsiyasiga o'xshash bo'ladi, juftlar o'lchamining ular orasidagi masofaga nisbatan katta bo'lganligi sababli, ushbu bog'lanishni aynan Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi deb tushunish kerak emas. Juftlarning hosil bo'lishi va ularning "kondensatsiya"si tufayli sistemaning energetik spektrida kengligi $T=0K$ bo'lganda maksimal va haroratga bog'liq bo'lgan tirqish hosil bo'ladi. Ikkita kvazizarra hosil qiluvchi juftlikni ajratish uchun $2\Delta(T)$ dan kam bo'lmagan energiya sarflash kerak, bu yerda $\Delta(T)$ - bitta kvazizarraning minimal energiyasi. Kritik harorat $\Delta(T_c)=0$ shartdan aniqlanadi.

Shunday qilib, metallarda o'ta o'tkazuvchanlikning paydo bo'lishi Fermi sirti chegarasi yaqinida elektronlar orasida tortishishning hosil bo'lishi

bilan shartlangan.

Metalldagi o'tkazuvchan elektronlar orasidagi tortishuv, faqatgina ularning panjara ionlari va boshqa elektronlar bilan o'zaro ta'siri hisobga olingandigina hosil bo'lishi mumkin.

Ma'lum bo'lgan o'ta o'tkazgichlar uchun, hech bo'lmaganda ko'pgina hollar uchun elektronlar orasidagi tortishish ularning panjara bilan o'zaro ta'sir bilan shartlangan. Kvant tilida esa elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir fononlar bilan almashinuv hisobidan amalga oshiriladi. Fonon mexanizmida elektronlarga panjara ta'sirining mavjudligi, xususiy holda ular orasidagi tortishuvning bo'lishi, faqatgina eng yuqori fononlar chastotasi ionlar uchun plazmali chastota tartibi bilan aniqlanadi.

Insoniyat uchun zarur bo'lgan nihoyatda katta, ulkan elektro energiyani tahminan 10^8 megavatt yoki yiliga ming eksajoul'ni (eksa 10^{18} ga kupaytirishni bildiradi) umuman olganda yadroviy, kuyosh va geotermal energiya zaxiralari hisobidan ishlab chiqarish mumkin, ularning manbai bitmas tugamasdir. Kelajak energiyasi uchun uni ishlab chiqarish bilan birga narxi ham muhimdir. Bunday optimal holatda ishlaydigan energiya manbailaridan asosiysi, bu boshqariladigan termoyadro sintezi qurilmasidir (UTS).

Tadqiqotlar shuni ko'rsatdiki, yyerda "Yulduzli" ammo boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirishda, aynan, shu yyerda fundamental fan ixtirochilik bilan qo'shilib ketadi, shuning uchun ko'pincha UTSni "sanoat fizikasi" deb atashadi.

Past haroratlar fizikasida insoniyat uchun zarur bo'lgan mavjud muammolardan biri bu qattiq vodorodli yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarni olish masalasidir.

Yirik muammolardan biri bo'lgan energetika masalasini o'ta o'tkazgichlar ishtirokisiz tasavvur etish mumkin emas.

Fononli mexanizm orqali faqatgina kritik harorati taxminan 40 kelvin atrofida bo'lgan o'ta o'tkazuvchanlikni nazariy tushuntirish mumkin xolos.

Ekstonli va bipolyaronli mexanizmlar orqali yuqori kritik haroratlarni olinishini asoslash mumkin, ammo ba'zi yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarda kuzatiladigan xossalarni tushuntirish imkoniyatlari mavjud emas.

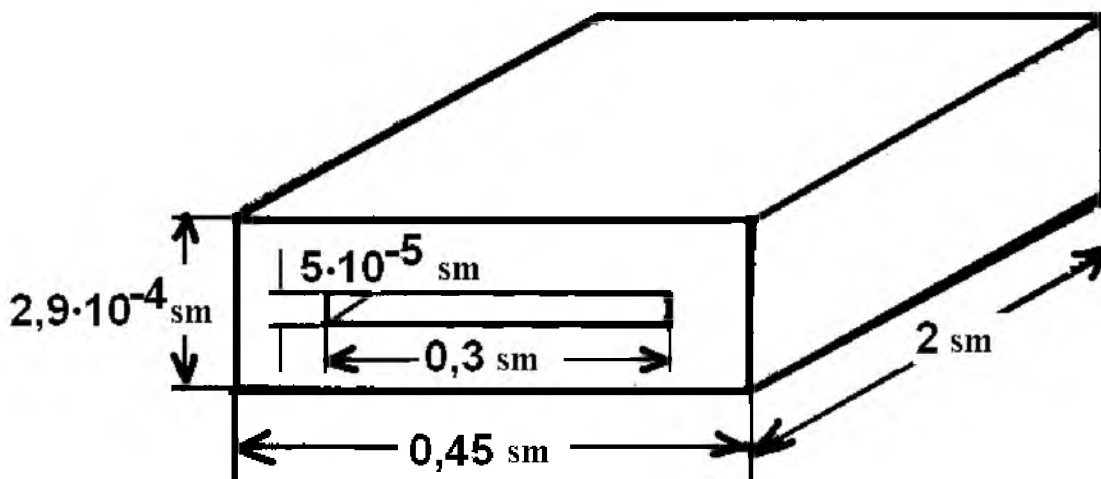
Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikni tadqiqot ishlarida xalqaro va fanlararo hamkorlik zarurdir.

Bizning Quyoshli ulkada Quyosh energiyasidan foydalanishni o'ta o'tkazgichlar ishtirokida amalga oshirilishi katta samaralarga olib kelishi mumkin. Alternativ va qayta tiklanadigan energiya manbaalaridan foydalanishni o'ta o'tkazgichlarni qo'llash orqali amalga oshirishi, bu ekologik toza va samarali texnik yechimlarni berishi mumkin.

VII BOB O`TA O`TKAZGICHLAR FIZIKASI FANIDAN MASALALAR VA YECHIMLARI

7.1. MASALALAR

1-masala. Elektr toki shunday induksiyanadiki, u 7.1-rasmda ko`rsatilgan o`lchamda bo`lgan $4,2\text{ K}$ haroratdagi qo`rg`oshindan tayyorlangan trubkaning yupqa devoridan oqib o`tadi. O`lchovlar shuni ko`rsatdiki tokning $2,5 \cdot 10^4\text{ sek}$ vaqt davomidagi so`nishi 2% dan ham kamroq qiymatni tashkil qildi. Qo`rg`oshinli namunaning yuqori elektr o`tkazuvchanlik qiymatini aniqlang. Magnit maydoni o`ta o`tkazgichning $5 \cdot 10^{-6}\text{ sm}$ chuqurligiga singadi deb tasavvur etilsin.



7.1-rasm O`ta o`tkazuvchanlik xossalari aniqlashda foydalanilgan ko`rg`oshindan tayyorlangan namunaning geometrik o`lchamlari.

2-masala. Magnit maydonida joylashgan metaldan tayyorlangan shar ma`lum bir kritik T_c haroratgacha sovutiladi, ya`ni u o`ta o`tkazuvchan holatga o`tadi.

Magnit oqimi chiziqlarini T_c haroratdan yuqori va pastki qiymatlarda sxematik konfiguratsiyasini tasvirlang va ushbu metallning $T < T_c$ sharoitda

qarshiligi nolga teng bo'lgandagi, ammo boshqa tomondan o'ta o'tkazuvchanlik kuzatilmaydigan holdagi xossalari bilan solishtiring.

O'ta o'tkazuvchanlik xossasining quyidagi yandashish bilan mos kelishini ko'rsating.

$$j = -\frac{ne^2}{mc}A, \quad (7.1)$$

bu yerda j -tok zichligi, A -kattalik $\text{rot}A = H$ ifoda bilan aniqlanadigan vektor potensial, H -magnit maydoni, n -metaldagi elektronlar konsentratsiyasi, e va m mos ravishdagi elektronning zaryadi va massasi.

3-masala. O'ta o'tkazuvchan qalayning magnit maydoni nol bo'lgandagi kritik harorati $3,7 K$ ga teng, $0 K$ haroratdagi kritik magnit maydoni esa 306 ersteda teng.

Diametri $0,1 \text{ sm}$ va o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lgan $2 K$ haroratdagi qalay simdan oqayotgan maksimal tokning taqribiy qiymatini toping. Qalay normal holatga o'tmaganda, undan oqayotgan tokning qiymati $100 A$ bo'lishi mumkin bo'lgan simning diametrini aniqlang.

4-masala. Kritik magnit maydoni H_c , ellipsoidal shaklda bo'lgan birinchi turdagi namuna H ($0 < H < H_c$) magnit maydonida joylashgan. Namunaning o'qi maydon yo'nalishiga parallel yo'nalgan. Namuna magnitlanishining H maydonga bog'lanishini aniqlang. Namunada H ning qiymati $H_c(1-D) < H < H_c$ intervalda normal hamda o'ta o'tkazuvchan sohalar bo'lishi mumkinligini ko'rsating (bu yerda D -magnitsizlanish faktori). Magnitlanishning magnit maydoniga bog'lanish grafigini quyidagi hollarda chizing: a) o'qi cheksiz cho'zilgan va H ga parallel bo'lgan silindr uchun; b) sfera uchun. Aylanishi maydon yo'nalishi bo'ylab bo'lgan ellipsoid uchun, D ning qiymati quyidagi ifoda orqali beriladi:

$$D = \left(\frac{1}{e^2} - 1 \right) \cdot \left(\frac{1}{2e} \cdot \ln \frac{1+e}{1-e} - 1 \right), \quad (7.2)$$

bu yerda $e = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a} \right)^2}$; a -maydon yo'nalishidagi ellipsoidning o'qi; b -maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan ellipsoidning o'qi.

5-masala. Birinchi tur o'ta o'tkazgich uchun maydon bo'lmagandagi va H tashqi magnit maydonda bir jinsli magnitlanish bo'lgandagi Gibbs erkin energiyalar farqi hisoblansin. Bundan H_c -kritik maydondan, foydalanib normal va o'ta o'tkazuvchan holatlarga mos keluvchi entropiyalar va solishtirma issiqlik sig'implari farqi uchun ifodalar olinsin. Kritik haroratda solishtirma issiqlik sig'imining sakrashi namoyon bo'lishini va o'tishning esa yashiringan issiqlik sakrashining bo'lmasligini ko'rsating.

6-masala: 7.1-jadvalda o'ta o'tkazuvchan C_s va normal C_n holatlariga mos keluvchi qalayning solishtirma issiqlik sig'implari keltirilgan (oxirgi kattaliklar tashqi magnit maydonlari H_c dan katta bo'lganda olingan).

O'ta o'tkazuvchan holatdagi solishtirma issiqlik sig'imidagi elektronlar hissasi C_{es} ning qiymati aniqlansin va C_{es} logarifmining $\frac{1}{T}$ ga bog'liqligi chizilsin. Ushbu chizma qanday ma'noni anglatadi?

7.1-jadval

T, K	$C_s, \text{mdj} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$	$C_n, \text{mdj} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$
2,48	10,39	8,29
1,91	5,01	5,10
1,62	3,03	3,89
1,46	2,10	3,31
1,24	1,14	2,62
1,08	0,65	2,18

7-masala. 7.2-jadvalda oddiy qalay va undan farqli konsentratsiyaga ega bo'lgan ikkita qalay namuna izotoplari uchun o'lchangan kritik maydonning haroratga bog'lanish natijalari keltirilgan (atom massasining o'rtacha qiymati $M=118,7$; bu yerda $T_{0,01}$ -haroratning $H_c/H_c(0)=0,01$ bo'lgandagi qiymati). Hamma namunalarning quyidagi polinomal munosabatni qanoatlantirishi ham topildi.

$$h = 1 - 1,08t^2 - 0,06t^4 + 0,35t^6 - 0,21t^8, \quad (7.3)$$

bu yerda $h = \frac{H_c}{H_c(0)}$, H_c - 0 K haroratdagi kritik maydon qiymati $H_c(0)$ ga teng bo'lgan kattalik, $t = \frac{T}{T_c}$ (T_c -magnit maydoni 0 bo'lgandagi kritik harorat).

Har qaysi namuna uchun kritik harorat T_c topilsin. Bundan qalay va simob izotoplari uchun T_c va M orasidagi munosabatlarning harakterli xossalari aniqlansin, turli tarkibli izotoplarning konsentratsiyalari 7.3-jadvalda keltirilgan.

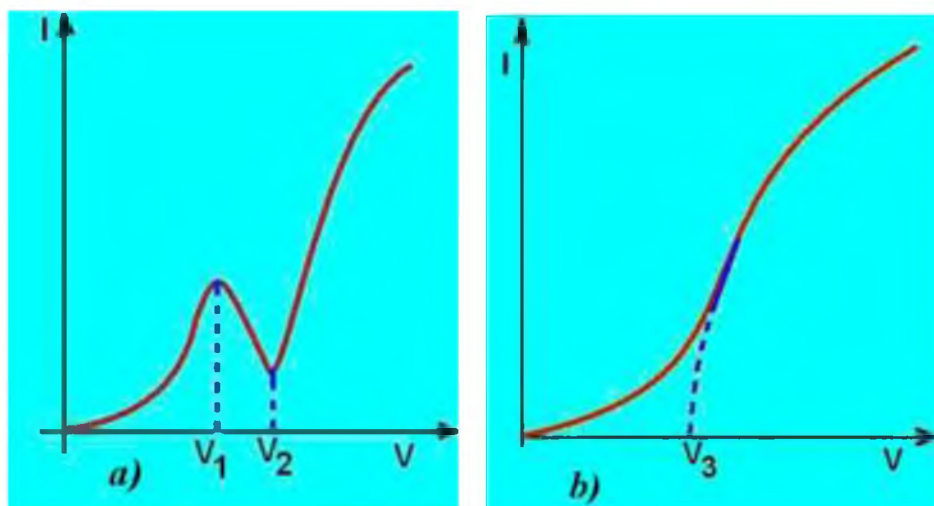
7.2-jadval

M	$H_c(0), \text{Ers}$	$T_{0,01}, \text{K}$
113,6	312	3,786
118,7	304	3,712
123,8	298	3,641

7.3-jadval

M	199,5	200,7	202,0	203,3
T_c, K	4,185	4,173	4,159	4,146

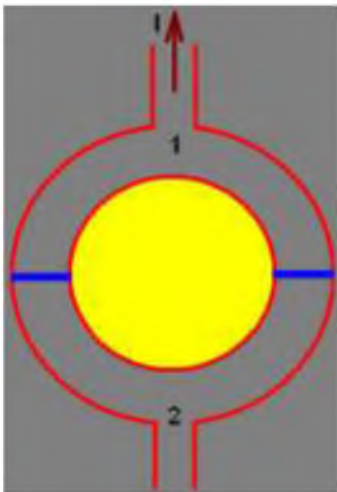
8-masala. Elektr toki ikki metall, ya'ni bir biridan juda yupqa izolyatsiya qatlami bilan ajratilgan qo'rg'oshin va alyuminiy kontakti orqali o'tadi. 7.2(a)-rasmda harorat 0,5 K bo'lgandagi tunnel tokining ta'sir etuvchi kuchlanishga bog'liqligi sxematik ko'rsatilgan, bu yerda kuchlanish $U_1 = 11,8 \cdot 10^{-4} \text{ V}$ bo'lganda tok maksimumga, kuchlanish $U_2 = 15,2 \cdot 10^{-4} \text{ V}$ bo'lganda minimumga mos keladi.



7.2-rasm Tunnel toki I ning ta'sir etuvchi kuchlanish U ga bog'lanish. a) harorati noldan farqli; b) harorati nolga yaqin.

Nima uchun egri chiziq bunday shaklga ega ekanligini tushuntirib bering. Qo'rg'oshin va alyuminiy uchun o'ta o'tkazuvchan energetik tirqishning qiymatini aniqlang. Haroratning kandy qiymatlarida tokning maksimum va minimum qiymatlari yo'qolishini kutish mumkin va tokning haroratga bog'liqligi 7.2(b)-rasmda tasvir etilgan egri chiziq orqali xarakterlanadi. Haroratning $0 K$ dan $\frac{T_c}{2}$ oraliqdagi qiymatlarida o'ta o'tkazgichlarning o'ta o'tkazuvchan energetik tirqishning qiymatlari juda katta bo'lmagan qiymatga o'zgaradi deb tasavvur etilsin.

9-masala. Ikkita Jozefson kontakti 7.3-rasmda aks ettirilgan ko'rinishga ega.



Ikkita o'ta o'tkazgich orqali o'tayotgan tok (I) kritik qiymatga yetganda kuchlanishning sakrab nolgacha kamayishi kuzatiladi. Tokning yo'qolishi bo'lmaganda, magnet maydoni halqa tekisligiga perpendikulyar yo'naltirilgan bo'lsa kritik tok I induktsiyalangan bo'ladi. Maydonning oshishi bilan kritik tok modulyatsiyasi maydonning davriy funksiyasi ekanligi ham kuzatildi.

7.3-rasm Ikkita o'ta o'tkazgichlar orasidagi ikkilangan Jozefson kontakti

Ushbu hodisa tushuntirilsin va modulyatsiya davri hisoblansin. Qanday qilib, bu hodisadan juda kichik kuchlanishlarni o'lchashda foydalanilish mumkinligi ko'rsatilsin. O'zgarmas vaqt bir sekunddan oshmagan holdagi aniqlanishi mumkin bo'lgan kuchlanishni eng kichik o'zgarishi baholansin.

10-masala. Ma'lumki, 1-turdagi massiv o'ta o'tkazuvchan namuna uchun kritik maydon 500 erstedga teng. Qalinligi $5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ bo'lgan plyonka uchun kritik maydonning qiymati 550 erstedga tengligi aniqlandi. Qalinligi 10^{-6} sm bo'lgan namuna uchun kritik maydonning qiymati qanday bo'ladi?

Maydonning o'tkazgichga singishi london nazariyasi yordamida beriladi va singish chuqurligi magnit maydoniga bog'liq emas deb tasavvur etilsin; magnitsizlanish effekti hisobga olinmasin.

11-masala. Nolokal nazariyaga asoslanib, ushbu berilganlardan foydalangan holda toza qalay uchun singish chuqurligi baholansin. Kritik harorat $3,7 K$; zichligi $7,3 g \cdot cm^{-3}$; atom massasi $M=118,7$; effektiv massa $m^* = 1,9m$ (bu yerda m -erkin elektron massasi).

Qoldiq solishtirma qarshiligi $4 \cdot 10^{-6} Om \cdot sm$ ga teng bo'lgan, tarkibida indiy bo'lgan qalay namuna uchun singish chuqurligi baholansin. Bu qoldiq solishtirma qarshilik nominal toza qalay qarshiligidan $10^3 \div 10^4$ marta kattadir.

12-masala. Qiymati H_c , termodinamik maydondan kichik bo'lgan maydonda joylashgan o'ta o'tkazgichni o'ta o'tkazuvchanlik fazasining turg'unligi qaralsin. Bunda kogerentlik uzunligi ξ va singish chuqurligi λ deb qabul qilinsin. Landau-Ginzburg parametri α , kritik maydondagi sirt energiyasi musbat bo'lgan hol uchun $\frac{1}{\sqrt{2}}$ dan kichik bo'lganligidan foydalanib, $\frac{\lambda}{\xi}$ nisbat va α parametrlari orasidagi bog'lanish maqbul ekanligi ko'rsatilsin. Nima uchun sirtqi energiya manfiy bo'lganda, o'ta o'tkazgich tashqi maydon H_c dan katta bo'lganda ham normal holatga to'la o'tmaydi?

$H_c = 165$ ers, bo'lganda ma'lum bir o'ta o'tkazgich o'zini xuddi ikkinchi tur o'ta o'tkazgichdek tutadi, singish chuqurligi primesslar kiritilganda $10^{-5} sm$ dan kam bo'lmagan qiymatga ko'payadi. Landau-Ginzburg tartib parametri α ni, $\sqrt{\frac{2e^* H_c \lambda}{\hbar}}$ ko'rinishdagidek aniqlab, zaryad o'lchamiga ega bo'lgan e^* kattalikning qiymatini hisoblang va olingan natijani ma'nosini tushuntiring. Mayli, kiritmalarining konsentratsiyasini keyinchalik ko'payishida singish chuqurligi $2 \cdot 10^{-5} sm$ gacha o'sadi deb olinsin. O'ta o'tkazuvchanlik xossalari to'la yo'qotish uchun zarur bo'lgan magnit maydonining qiymati qanday bo'lishi kerak?

13-masala. Londonlar tenglamasidan foydalangan holda, kogerentlik uzunligi ξ ning singish chuqurligi λ dan kichik deb olib, deformatsiyalanmagan ikkin-

chi turdagi o'ta o'tkazgichning magnitlanishi bilan ta'sir etuvchi maydon orasidagi bog'lanishni ifodalovchi formula keltirib chiqarilsin. Aralash holatda o'ta o'tkazgichning domenli strukturasi laminar deb tasavvur etilsin. Aralash holat chegarasini aniqlovchi eng katta va eng kichik maydonlar H_{c1} va H_{c2} larni termodinamik kritik maydon orqali ifodalang.

Ishlov berilgan qotishma uchun H_{c1} va H_{c2} kritik maydonlar mos ravishda 300 va 5400 *erst* ekanligi amalda aniqlangan. Ushbu qotishma uchun termodinamik kritik maydon qanday qiymatga ega bo'ladi?

14-masala. Ma'lum bir o'ta o'tkazuvchan qotishmaning kritik maydon qiymati $H_c = 400$ *erst*ga teng ekanligi qayd etilgan va unga 500 *erst* maydon bilan ta'sir etilganda, bunday qotishmaning magnitlanishi H_{c1} bo'lgandagi manfiy qiymatining yarmigacha kamayadi.

Aralash holat uchun Abrikosov modeli mos kelishini tasavvur etib, magnit maydoni oqim uyurmalarining markazlari orasidagi masofa topilsin.

15-masala. Normal metaldagi elektronlarning paramagnit kirituvchanligini bilgan holda, harorat 0 K bo'lgandagi o'ta o'tkazgich uchun H_{c2} kritik maydonning maksimal qiymati aniqlansin. Birorta ham o'ta o'tkazgich 20 K dan yuqori kritik haroratga ega bo'lmaydi deb tasavvur etilsin.

16-masala. Ikkinchi turdagi deformatsiyalangan o'ta o'tkazgich uchun H_{c2} dan ancha kichik maydon bo'lganda kritik tok zichligi j_k quyidagi ifoda orqali tajribada aniqlangan:

$$j_c = \frac{\alpha}{\beta + H}, \quad (7.4)$$

bu yerda α va β berilgan material namunasi uchun o'zgarmaslar, H -lokal maydon.

Ushbu munosabatdan foydalanib, tashqi maydon H_e noldan ma'lum H_m qiymatgacha kupaygan va undan so'ng yana nolgacha kamaygan holatlar uchun devorining qalinligi ω bo'lgan, uzun silindrsimon trubkaning ichidagi H_i maydonning o'zgarishini ko'rsatuvchi ifoda topilsin. Agar $4,2\text{ K}$ haroratda $\alpha = 5 \cdot 10^9$ *ers*·A·sm⁻²

va $\beta = 6000$ ers bo'lsa, Nb_3Sn qotishmadan tayyorlangan trubka yordamida (trubka devorining qalinligi 1 sm) ichki maydondan ekranlangan maydonning eng katta qiymati qanday bo'ladi? Agar trubkaning ichida bunday maydon uchun tutqich talab etilsa, boshlanishida qanday tashqi maydon sarflanishi kerak edi?

17-masala. Deformatsiyalangan ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgichlar uchun kul keladigan kuchli maydonlar bo'lganda kritik tok zichligi va mos ravishda magnit maydoni orasida boglanishni quyidagi ifoda orkali tasvirlash mumkin:

$$j_c \approx \frac{\alpha}{H}, \quad (7.5)$$

α -parametrning o'zgarishi haroratga bog'liq holda quyidagi ifoda ko'rinishdagi qonunga bo'sinishi topilgan.

$$\frac{\alpha - b\alpha}{kT} = \text{const}. \quad (7.6)$$

Ushbu keltirilgan faktlar magnit maydoni oqimi dastalari panjara defektlariga mahkamlanib qoladigan modelga yaxshi mos kelishini ko'rsating.

Qovushqoq oqimning oquvchanlik modelidan foydalanib, α parametr uchun yuqorida keltirilgan munosabat bajariladigan yupqa devorli o'ta o'tkazuvchan naychanning ichidagi magnit maydon oqimining vaqtga bog'lanishi topilsin.

18-masala.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \sigma \mu_o \frac{\partial E}{\partial t} + \epsilon \mu_o \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (7.7)$$

tenglama quyidagi uchta tenglamadan keltirib chiqarilsin.

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (7.8)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (7.9)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (7.10)$$

Agar ushbu oxirgi keltirilgan uchta tenglamadan \vec{J} va magnit vektorlarini yo'qotsak \vec{E} uchun (7.1) tenglamani olamiz.

19-masala. Geliy haroratida, qarshiliklar nisbati $\frac{R_{300K}}{R_{4,2K}} = 10^4$ bo'lgan *Cu* na-

muna uchun $\omega = 2\pi \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (3-santimetrli nurlanish) chastotada normal skin qatlami δ chuqurligini baholang. Past haroratlarda o'rtacha erkin yugurish uzunligi l ni ham toping va $\delta \ll l$ ekanligiga ishonch hosil qiling (Misning xona haroratidagi solishtirma qarshiligi $1,72 \cdot 10^{-8} \text{ Om} \cdot \text{m}$ ga teng; *Cu* uchun solishtirma qarshilikdan o'rtacha erkin yugurish uzunligiga o'tishda $\rho \cdot l = 1,36 \cdot 10^{-15} \text{ Om} \cdot \text{m}^2$ ifodadan foydalaning).

20-masala: *S/S* kontaktga o'xshagan *S/N* turdagi tunnel kontakti uchun holatlar zichligi diagrammasini chizing va tokning $eU = \Delta$ bo'lganda keskin oshib ketishini ko'rsating.

21-masala: *S/S'* turdagi tunnellanish uchun holatlar diagrammasini chizing. Xususan, tok egri chizig'ida $eU = \Delta_1 - \Delta_2$ bo'lganda maksimum va $eU = \Delta_1 + \Delta_2$ bo'lganda minimum xossalari bo'lishini ko'rsating.

O'ta o'tkazuvchan holat termodinamikasi.

O'ta o'tkazgichning bir jinsli magnit maydonidagi turg'un holati harorat (T) va magnit maydoni (H) ning berilishi bilan aniqlanadi. Bosim P fiksatsiyalangan va o'ta o'tkazgich uzun silindrsimon va uning o'qi magnit maydoni bo'ylab joylashgan deb tasavvur etilganligi sababli, magnitsizlanish effekti sezilarli bo'lmaydi. Termodinamik tenglikni G Gibbs termodinamik potentsiali orqali ifodalash qulaydir.

$$dG = -S \cdot dT - m \cdot dH, \quad (7.11)$$

bu yerda S —entropiya, m - to'la magnit moment ($m = M \cdot V$, M - magnitlanish) H - T tekisligida o'ta o'tkazuvchan va normal holatlari orasidagi fazoviy chegara sifatida, kritik maydonning haroratga bog'lanish egri chizig'i xizmat qiladi. (birinchi tur o'ta o'tkazgichlar uchun H - T tekisligidagi o'ta o'tkazuvchan va normal holatlar orasidagi fazoviy chegarani ko'z oldingizga keltiring). Chegara $H_c(T)$ bog'lanish bilan aniqlanadi.

22-masala. Fazoviy chegaradan o'tishda G - Gibbs termodinamik potensialini uzluksiz o'zgaruvchan deb hisoblab, quyidagi ifodani keltirib chiqaring:

$$\frac{dH_c(T)}{dT} = \frac{S_n - S_s}{m_s - m_n}, \quad (7.12)$$

bu yerda indekslardagi s va n harflar bilan, mos ravishdagi o'ta o'tkazuvchan va normal fazalardagi kattaliklar belgilangan.

23-masala. O'ta o'tkazuvchan holat uchun ideal diamagnitlik ($B=0$) javob berishini, o'sha paytning o'zida normal holatda diamagnetik singdiruvchanlik etarlicha kichik ($M \approx 0$) faktlaridan foydalanib, (7.12) formula yordamida fazaviy o'tish chegarasida entropiyaning sakrashini quyidagi formula orqali ifodalanishini ko'rsating.

$$(S_n - S_s) = -\left(\frac{V}{4\pi}\right) \cdot H_c \cdot \left(\frac{dH_c}{dT}\right). \quad (7.13)$$

O'z navbatida magnit maydoni bo'lmagandagi fazaviy o'tishning yashiringan issiqligi quyidagiga teng.

$$Q = -(T \cdot V) \cdot \left(\frac{H_c}{4\pi}\right) \cdot \left(\frac{dH_c}{dT}\right). \quad (7.14)$$

24-masala. Agar magnit maydoni bo'lmaganda o'tish jarayoni sodir bo'lsa (ya'ni kritik nuqtasida) unda quyidagi ifoda orqali aniqlanadigan issiqlik sig'imining sakrashini quyidagi formula orqali ifodalanishini ko'rsating.

$$(C_p)_n - (C_p)_s = -\left(\frac{T}{4\pi}\right) \cdot \left(\frac{dH_c}{dT}\right)^2 \quad (7.15)$$

O'ta o'tkazuvchan plastina uchun Londonlar tenglamasi.

Y -o'qiga perpendikulyar va uni $y = \pm d$ nuqtalarda kesib o'tuvchi ikkita tekisliklar bilan chegaralangan cheksiz uzun o'ta o'tkazuvchan plastinani ko'rib chiqamiz. Qiymati H_o bo'lgan bir jinsli magnit maydoni z o'qi bo'ylab yo'nalgan.

25-masala. O'ta o'tkazgich sirtida B tangentsial komponenta uzunligining chegaraviy shart sifatida foydalanib, $\nabla \times j = -\left(\frac{n_s e^2}{mc}\right) \cdot B$ - Londonlar tenglamasi va

$\nabla \times B = \left(\frac{4\pi}{c}\right) \cdot j$ - Maksvell tengmasidan o'ta o'tkazgich ichida quyidagi tengliklar bajarilishini ko'rsating:

$$B = B(y) \cdot z, \quad B(y) = H_o \left[\frac{ch\left(\frac{y}{\Lambda}\right)}{ch\left(\frac{d}{\Lambda}\right)} \right]. \quad (7.16)$$

26-masala. Muvozanat holatida diamagnitlikni ta'minlovchi tok zichligi quyidagi ifodalarga tengligini ko'rsating:

$$j = j(y) x, \quad f(y) = \left(\frac{c}{4\pi\Lambda}\right) H_o \left[\frac{sh\left(\frac{y}{\Lambda}\right)}{ch\left(\frac{d}{\Lambda}\right)} \right]. \quad (7.17)$$

27-masala. Plastinka ichidagi ma'lum nuqtada magnitlanish $M(y) = \frac{B(y) - H_o}{4\pi}$ ifoda bilan aniqlanadi. O'rtacha magnitlanish (plastina qalinligi bo'yicha o'rtachasi) quyidagi qiymatga tengligini ko'rsating:

$$\bar{M} = -\left(\frac{H_o}{4\pi}\right) \cdot \left(1 - \frac{\Lambda}{d} th\left(\frac{d}{\Lambda}\right)\right). \quad (7.18)$$

Qabul qiluvchanlik uchun plastinaning qalin ($d \gg \Lambda$) va yupqa ($d \ll \Lambda$) chegaraviy hollaridagi ifodani aniqlang.

Silindrsimon sim uchun kritik tok.

28-masala. Radiusi $r(sm)$ bo'lgan silindrsimon o'ta o'tkazuvchan simdan $I(A)$ qiymatga teng bo'lgan tok oqmoqda. Agar tok hosil qilgan maydon sim tashqarisida, uning sirti yaqinida $H_c (Gs)$ qiymatni tashkil qilsa, unda quyidagi tenglikni bajarilishini ko'rsating:

$$I = 5r \cdot H_c \quad (7.19)$$

Kuper masalasi.

Quyidagi fazaviy simmetrik to'lqin funksiya yordamida ifodalanuvchi singlet holatdagi elektron juftlarni tahlil qilamiz:

$$\phi(r-r') = \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \cdot \chi(k) e^{ik(r-r')} \quad (7.20)$$

Shredinger tenglamasi impul'sli tasavvurda quyidagi ko'rinishga ega:

$$\left(E - \frac{2\eta^2 k^2}{2m} \right) \cdot \chi(k) = \int \frac{dk'}{(2\pi)^3} [V(k, k') \cdot \chi(k')]. \quad (7.21)$$

Ikkita elektron (yangi hosil bo'lgan) aynigan elektron gaz ishtirokida o'zaro ta'sirlashadi deb tasavvur qilamiz, ularning mavjudligi Pauli printsipti tufayli aniqlanadi, ya'ni $k < k_F$ qiymatli elektron sathlar bu ikkita elektronning har biri uchun man etilgan bo'ladi, bu esa quyidagi shartga olib keladi:

$$\chi(k) = 0, \quad k < k_F. \quad (7.22)$$

Elektron juftlar orasidagi o'zaro ta'sirni (tortishishga mos keluvchi) ko'rsatuvchi ifoda quyidagini e'tiborga olib topiladi:

$$\langle \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 | V | \mathbf{k}_3 \mathbf{k}_4 \rangle = \begin{cases} -\frac{V_0}{\Omega}, & \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4, \quad |\varepsilon(\mathbf{k}_i) - \varepsilon_F| < \hbar\omega, \quad i=1, \dots, 4, V_0 \\ 0 & \text{boshqa hollarda} \end{cases} \quad (7.23)$$

Bu yerda V -effektiv tortilish; k_1, k_2, k_3, k_4 -holatlarning to'lqin vektorlari; Ω - hajm.

Bog'langan holatga javob beruvchi va (7.22) shartni qanoatlantiruvchi Shredinger tenglamasining echimini izlaymiz. Tortishish bo'lmaganda energiyasi $2\varepsilon_F$ dan katta bo'lgan faqat bir elektronli sathlar ko'rilayotganligi sababli bog'langan holat energiyasi $2\varepsilon_F$ dan kam bo'lgan E energiyaga ega bo'ladi va bog'lanish energiyasi quyidagiga teng:

$$\Delta = 2\varepsilon_F - E. \quad (7.24)$$

29-masala. Quyidagi tenglik bajarilganda bog'langan holat mavjudligini ko'rsating:

$$1 - V \int_{\varepsilon_F}^{\varepsilon_F + \hbar\omega} \frac{N(\varepsilon) d\varepsilon}{2\varepsilon - E}, \quad (7.25)$$

bu yerda $N(\varepsilon)$ -berilgan spinga mos keluvchi bir elektronli sathlar zichligi.

30-masala. Agar $N(\varepsilon_F) \neq 0$ va V ning qanchalik kichik qiymatlari bo'lmasin (7.24) tenglikni $E < 2\varepsilon_F$ bo'lganda echimga ega bo'lishini ko'rsating. (Pauli printsi-

pini hal etuvchi rol o'ynashini ta'kidlaymiz: agar energiyaning ostki chegarasi ε_F ga emas nolga mos kelsa, unda $N(0) = 0$ bo'ladi, ya'ni o'zaro ta'sirning qanchalik kichik bo'lmasin echimi mavjud bo'lmas edi).

31-masala. ($\varepsilon_F < \varepsilon < (\varepsilon_F + \hbar\omega)$) sohada $N(\varepsilon)$ ning $N(\varepsilon_F)$ dan farq qilmasligini faraz qilib, bog'lanish energiyasining quyidagi ifoda orqali berilishini ko'rsating:

$$\Delta = \frac{2\eta\omega \cdot e^{\frac{2}{N(\varepsilon)V}}}{1 - e^{\frac{2}{N(\varepsilon)V}}}, \quad (7.26)$$

yoki kuchsiz bog'lanish (chegarasida) holida,

$$\Delta = 2\eta\omega \cdot e^{\frac{2}{N(\varepsilon)V}}, \quad (7.27)$$

32-masala. Qalayning 3 K haroratdagi kritik termodinamik magnit maydonini aniqlang.

Javobi: 108 ersted.

33-masala. Qo'rg'oshinning kritik haroratda birlik hajmidagi issiqlik sig'imining sakrashini toping.

Javobi: $2,8 \cdot 10 \text{ erg/sm}^3 \cdot K$.

18-masala. Agar namuna 4,2 K haroratdagi kritik maydonda bo'lsa, uni bir santimetr yo'lakli yassi qo'rg'oshin sirti bo'ylab qanday tok oqadi?

Javobi: Sirt tok zichligi

7.2. O'TAO'TKAZUVCHANLIK FIZIKASI FANIDAN MASALALAR ECHIMI

1-masalaning vechimi. Tajribalar shuni ko'rsatdiki, elektr tokining so'nish relaksatsiya vaqti $\left(\frac{2,5 \cdot 10^4}{2 \cdot 10^{-2}}\right)$ sekunddan katta, ya'ni $> 1,25 \cdot 10^6 \text{ sek}$. Relaksatsiya

vaqti induktivlik L ning qarshilik R ga nisbatiga teng, $\tau = \frac{L}{R}$; $L = \frac{4\pi \cdot 10^{-9} \omega d}{l} [Gn]$,

bu yerda ω -izolyatorning effektiv kengligi, d -izolyatorning effektiv chuqurligi va l

-trubka uzunligi (hamma o'lchamlar santimetrlarda berilgan). Trubka kengligi uning chuqurligiga nisbatan ancha kattaligini e'tiborga olsak, qarshilik $R = \frac{2\rho\omega}{tl}$ ga teng, ρ -solishtirma elektr qarshilik va l -qo'rg' oshindan tayorlangan trubka devorining yuqori yoki quyi qismi qalinligi. Effektiv va haqiqiy kenglikni farqlash zarurati yo'q, chunki so'nggi kattalik izolyatsiyaning haqiqiy chuqurligi va ikkilangan singish chuqurligi yig'indisiga nisbatan juda katta qiymatga ega.

Shunday qilib, relaksatsiya vaqti quyidagi ifodaga teng:

$$\tau = \frac{\frac{4\pi \cdot 10^{-9} \omega d}{l}}{\frac{2\rho\omega}{tl}} = \frac{4\pi \cdot 10^{-9} td}{\rho}, \quad (8.1)$$

bu yerda ρ [$Om \cdot sm$] birligida o'lchangan. Trubkaning o'lchamlarini va ko'rsatilgan singish chuqurligini hisobga olsak solishtirma qarshilik ρ uchun quyidagi qiymatni olamiz:

$$\rho \leq \frac{2\rho \cdot 6 \cdot 1,2 \cdot 10^{-18}}{1,25 \cdot 10^6} = 3,6 \cdot 10^{-23} \hat{H} \cdot \hat{H} \cdot \hat{H}. \quad (8.2)$$

Shuni ta'kidlash joizki, birinchi tur o'ta o'tkazgichlar uchun birorta ham tajribada o'zgarimas tokka nisbatan sezilarli elektr qarshilik qayd etilmagan.

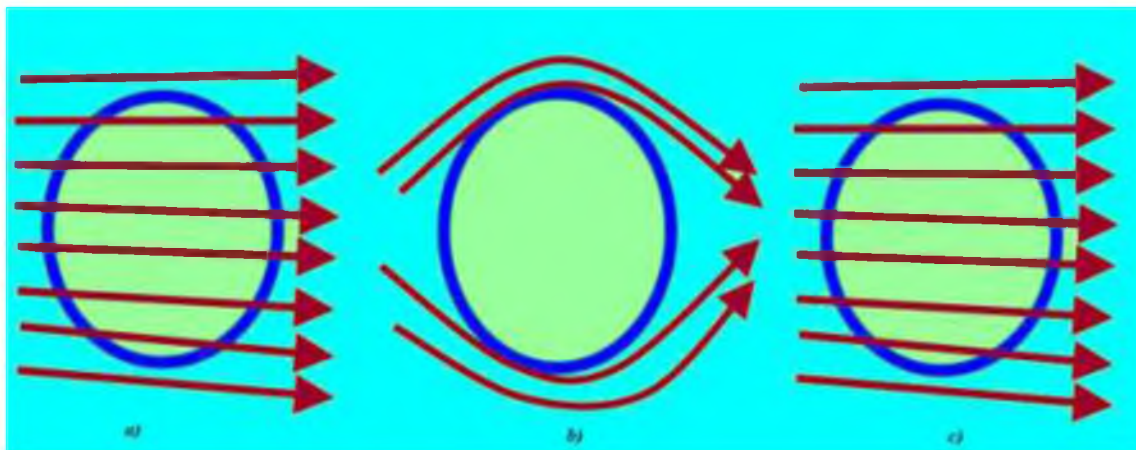
2-masalaning vechimi. 8.1-rasmda masalaning shartida talab qilingandek magnit oqimi chiziqlari konfiguratsiyasi ko'rsatilgan. Normal metall, $T > T_c$ bo'lganda shunchalik kuchsiz magnitlanganki, magnit oqimi chiziqlarini hisobga olinmaydigan darajadagi kichik siljishiga olib keladi (8.1a-rasm). Harorat $T < T_c$ bo'lgandagi metall o'ta o'tkazuvchan holatga o'tgan sharoitda, magnit oqimi sirtning yupqa qatlamidan tashqari metall ichidan to'la siqib chiqariladi (8.1b-rasm), ya'ni o'ta o'tkazgich o'zini xuddi ideal diamagnetdek tutadi. Magnit oqimining o'ta o'tkazgich ichidan bunday siqib chiqarilishi Meyssner effekti deb ataladi. Meyssner effekti elektr qarshiligining yo'qolish natijasida hosil bo'ladigan effekt emas. Haqiqattan ham, agar normal metallning qarshiligi yo'qolsa, effekt shunday bo'lar ediki, u material ichidagi magnit oqimining har qanday o'zgarishiga qarshilik qilar edi (8.1a-rasmga o'xshash bo'lgan 8.1b-rasmga ko'rsatilgandek), ya'ni,

$$j = -\left(\frac{ne^2}{mc}\right)A \quad (8.3)$$

ifodani quyidagi ko`rinishda yozish mumkin:

$$c \cdot \text{rot}\left(\frac{mj}{ne^2}\right) = -H. \quad (8.4)$$

Ushbu tenglama F.London va G.Londonlar tomonidan olingan bo`lib, odatda Londonlar tenglamasi deyiladi.



8.1-rasm Magnit oqimi chiziqlarining joylashishini ko`rsatuvchi sxematik diagramma. a) Magnit maydonida joylashtirilgan normal aktiv qarshilikka ega bo`lgan metall uchun. b) Harorat kritikdan past ($T < T_c$), ya`ni o`ta o`tkazuvchan holatga o`tgan metall uchun. c) Qarshilik nolga teng ammo o`ta o`tkazuvchanlik hodisasi kuzatilmaydigan metall uchun.

Agar $\frac{4\pi j}{c} = \text{rot}H$ Maksvell tenglamasidan foydalanilsa, unda

$$\text{rot}j = \left(\frac{c}{4\pi}\right) \cdot \text{rot}\text{rot}H = -\left(\frac{ne^2}{mc}\right)H, \quad \nabla^2 H = \left(\frac{4\pi ne^2}{mc^2}\right) \cdot H. \quad (8.5)$$

Bir o`lchamli echimni ushbu quyidagi ko`rinishda tasavvur etamiz $H = H_o e^{-\left(\frac{x}{\lambda_L}\right)}$, bu yerda H_o -sirdagi maydon, H -o`ta o`tkazgichning x chuqurligidagi magnit maydoni.

Unda

$$\nabla^2 H = \left(\frac{H_0}{\lambda_L^2} \right) \cdot e^{-\left(\frac{x}{\lambda_L} \right)} = \frac{H}{\lambda_L^2}, \quad \lambda_L = \left(\frac{mc^2}{4\pi me^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8.6)$$

Ushbu tenglamaga elektron zaryadining quyidagi qiymatlarini qo'yamiz: zaryad $e = 4,8 \cdot 10^{-20}$ SGS birlik; uning massasi $m = 9 \cdot 10^{-28}$ gr va metallardagi elektronlar konsentratsiyasi $\sim 10^{22} \text{ sm}^{-3}$. Unda λ_L ning 10^{-6} sm ga teng bo'lgan qiymatini olamiz.

Shunday qilib, biz ko'ramizki magnit maydonning qiymati o'ta o'tkazgich sirtida juda kichik chuqurliklarda nolgacha keskin kamayadi. Bu Meysner effekti bilan yaqqol mos keladi. λ_L - london singish chuqurligi deb ataladi va uning qiymati keltirilgan munosabatdan haqiqiy o'ta o'tkazgichlarda kuzatiladigan qiymatdan ancha kichikdir. Ushbu holning bo'lishiga qaramasdan, Londonlarning fenomenologik nazariyasi, o'ta o'tkazgichlarning o'zini tutishini tushuntirishda muhim yordam ko'rsatadi.

Shuni ta'kidlash jozki, Maksvell tenglamalarini modifikatsiyalanmagan london nazariyasida qo'llanilishi, elektr qarshilik nol bo'lgan hol uchun: $\frac{dj}{dt} = \left(\frac{ne^2}{m} \right) \cdot E$, ni beradi va bu $\nabla^2 H = \left(\frac{4\pi ne^2}{mc^2} \right) \cdot H$, tenglamaga olib keladi. Bu esa o'z navbatida maydonning o'zgarish tezligini (maydonning o'zini o'zgarishini emas) o'tkazgichning ichida nolga aylanadi, shu paytning o'zida u o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga ega bo'lmaydi.

3-masalaning vechimi. Qalay uchun kritik maydon $2 K$ da quyidagi munosabatdan hisoblanishi mumkin:

$$H_c \approx H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (8.7)$$

Ushbu munosabatga masala shartida berilgan kattaliklar qiymatlarini qo'yib, $2 K$ haroratda kritik maydonning $H_c \cong 217 \text{ ersted}$ ekanligini topamiz.

Qalay simdan o'ta o'tkazuvchan oqa olishi mumkin bo'lgan kritik tokning qiymati Silsbi qoidasidan topilishi mumkin. Radiusi r bo'lgan I tok bilan

induktsiyalanadigan sim sirtidagi magnit maydoni $\frac{2I}{d}$ ga teng. Shunday qilib, $2 K$ haroratda $r = 0,05$ sm radiusli sim uchun,

$$I_{c_{\max}} \approx \left(\frac{1}{2}\right) \cdot d \cdot 2,17 \text{ CTSM } \text{birlikida} = 54,3 \text{ Amper}.$$

Yana bir marta Silsbi qoidasidan foydalanib, agar kritik tok $100 A$ gacha oshirilsa simning diametri $\left(\frac{100}{54,3}\right) \cdot 10^{-1} \text{ m} \approx 0,18 \text{ m}$ ko'paytirilishini topamiz.

Shuni ta'kidlash joizki, birinchi tur o'ta o'tkazgichlarda kritik tok zichligi simning diametri oshgan sari kamayadi, kritik tok sim kesim yuziga emas uning diametriga proporsionaldir.

4-masalaning yechimi. O'ta o'tkazgichning magnit xossalari sirtqi toklar oqimining mavjudligi asosida tushuntirilishi mumkin, namunaning ichida shunday magnit maydoni hosil qiladiki uning yo'nalishiga ta'sir etuvchi maydon yo'nalishiga qarama-qarshidir. Mazkur kontsepsiya shuni talab etadiki, magnit induksiya B_i , maydon H_i va magnitlanish M_i namuna ichida nolga teng bo'lishi kerak. Bundan tashqari namuna tashqarisida magnit maydon induksiya B ta'sir etuvchi maydon H va sirtqi toklar natijasida yuzaga keluvchi H_c magnit maydonlarni yig'indisiga teng. Ammo, ko'pincha sirtqi toklarni hisobga olmaslik qulay bo'ladi va uning o'rniga o'ta o'tkazgichni magnit singdiruvchanligi $-\frac{1}{4\pi}$ bo'lgan mukammallashgan diamagnet modda deb qarasa bo'ladi. Agar bunday yandashish qabul qilinsa, xuddi ushbu masalani yechishda bajariladigandek unda biz shunday shartni saqlab qolamizki, namunaning ichida magnit induksiya nolga teng bo'ladi, lekin H_i va M_i nolga teng emasligi aniq. Tashqi induksiya B hozir ham H va H_c yig'indisiga teng. Endi H_c ni umuman namunani magnitlanishi bilan shartlangan deb qaralsa bo'ladi. Bu masalani echishda qachonki, $0 < H < H_c(1-D)$ bo'lsa, hech qanday qiyinchilik paydo bo'lmaydi. Namunaning ellipsoid formada bo'lishi hech bo'lmaganda makroskopik holda M magnitlanish namunaning butun hajmida o'zgarmasdir. H_i magnit maydon namunaning ichida,

$$H_i = HN - 4\pi DM, \quad (8.8)$$

tenglama bilan beriladi.

Namunaning ichida induksiyaning qiymati nolga teng bo'lganligi sababli:

$$B_i = H_i - 4\pi M = 0, \quad (8.9)$$

unda (8.8) va (8.9) tenglamalardan

$$M = \frac{H}{4\pi(1-D)}, \quad (8.10)$$

tenglamani olamiz.

Magnit maydoni $H_c(1-D) < H < H_c$ oraliqda bo'lganda sharoit zanada murakkablashadi.

Endi $H = H_c(1-D)$ qiymatdagi magnit maydoni ta'sir etganda nima sodir bo'lishini ko'rib chiqamiz. Unda (8.10) ifodaga asosan $M = -\frac{H_c}{4\pi}$ va $H_i = H_c$.

Boshqacha qilib aytganda, ushbu sharoitda, namunaning o'tkazuvchanligi normal bo'lishini kutish mumkin. Agar shunday bo'lsa unda magnitlanish M nolgacha kamayadi va $H_i = H < H_c$. Ushbu, oxirgi munosabat shunday shartni ko'rsatdiki, unda namuna o'ta o'tkazuvchan holatda bo'ladi. Agar namunaning hajmini ikkiga, ya'ni normal va o'ta o'tkazuvchan qismlarga bo'lingandek tasavvur etsak, ushbu paradoksdan qutulish mumkin. $H_c(1-D) \leq H \leq H_c$ shart bo'lganda namuna aralash, ya'ni oraliq holatda bo'ladi deb ataladi. Oraliq holatning paydo bo'lishi namuna geometriyasi bilan bog'liq bo'lgan magnitsizlanish effektidan olib tashlanishi kerak. Bir vaqtning o'zida ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlar uchun aralash holat geometriyasiga bog'liq emas. Oraliq holat uchun, normal qismlarda $H = H_c$ ka teng yoki katta o'ta o'tkazuvchan holatdagi qismlarda esa H_c ga nisbatan kichik bo'lishi kerak. Ikkala bo'limda biz $H_i \approx H_c$ deb kutamiz. Shunday qilib, (8.8) munosabat $H_c \approx H - 4\pi DM$ ko'rinishga ega bo'ladi va limitlab quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$M = -\frac{H_c - H}{4\pi D} \quad (8.11)$$

Magnitlanish $0 < H < H_c(1-D)$ bo'lganda (8.10) formula, $H_c(1-D) < H < H_c$ bo'lganda (8.11) formula bilan beriladi.

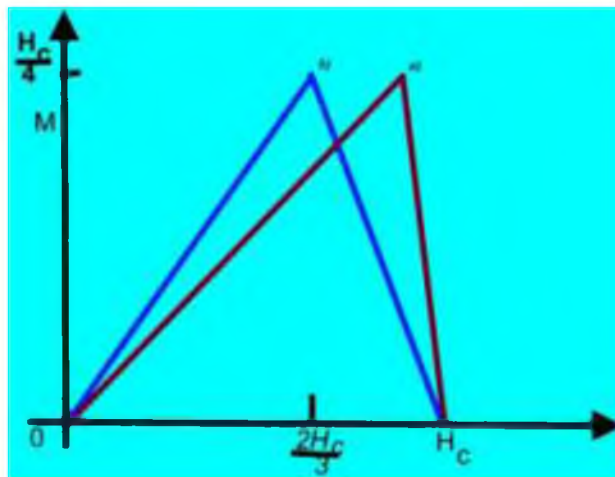
O'qi maydon yo'nalishi bilan mos keluvchi cheksiz cho'zilgan silindr xuddi $a \gg b$ e = 1 bo'lgan aylanish ellipsoididek qaralishi mumkin. Magnitsizlanish faktori D bu holda nolga teng. Sfera uchun $a = b$ va $e \rightarrow 0$, undan $D = \frac{1}{3}$ ni topamiz.

8.2-rasmda magnitlanishning ta'sir etuvchi maydonga bog'lanish grafigi keltirilgan

a) $D = 0$ va $D = \frac{1}{3}$. Ta'kidlash joizki, o'qi maydon yo'nalishiga perpendikulyar

bo'lgan cheksiz cho'zilgan silindr uchun $D = \frac{1}{2}$. Bu holda oraliq holat $H = \frac{H_c}{2}$

bo'lganda kuzatiladi.



8.2-rasm Birinchi tur o'ta o'tkazgich uchun magnitlanishning ta'sir etuvchi magnet maydoniga bog'lanishini ifodalovchi chizma. a) Magnet maydoni yo'nalishiga parallel o'qqa ega bo'lgan cheksiz uzun silindr uchun. b) Sferik shakl bo'lgan hol uchun.

5-masalaning yechimi. Ellipsoid ko'rinishidagi M bir jinsli magnitlangan namuna uchun maydon nolga va H ga teng bo'lgandagi Gibbs erkin energiyalari orasidagi farq (o'ta o'tkazgichning birlik hajmida)

$$G_s(H) - G_s(0) = -\int M dH \text{ bo'ladi.}$$

Meysner effekti shuni ko'rsatdiki, o'ta o'tkazgich ideal diamagnetik ekan,

H maydon ta'siridagi bajarilgan ish (birlik hajmida) $\int MdH = -\frac{H^2}{8\pi}$ ga teng.

$$G_s(H) - G_s(0) = \frac{H^2}{8\pi}. \quad (8.12)$$

Tashqi maydon kritik magnit maydoniga teng bo'lsa,

$$G_s(H_c) - G_s(0) = \frac{H_c^2}{8\pi}, \quad (8.13)$$

tenglikni olamiz.

Normal metall uchun biz magnit singdiruvchanlikni ham e'tiborga olmasligimiz mumkin, normal holatda maydon H ga teng bo'lganda va nol bo'lgandagi energiyalar orasidagi farq $G_n(H_c) - G_n(0) = 0$ ga teng. Bundan tashqari H_c ga teng bo'lgan magnit maydonda muvozanat o'ta o'tkazuvchan holatdan normal holatga o'tish uchun $G_s(H_c) = G_n(H)$ bo'lishini talab qiladi.

Shunday qilib birlik hajmda $G_n(0) - G_s(0) = \frac{H_c^2}{8\pi}$.

Entropiya $S = \frac{dG}{dT}$ hosila orqali beriladi, unda:

$$S_s(0) - S_n(0) = \left(\frac{H_c}{4\pi}\right) \cdot \left(\frac{dH_c}{dT}\right). \quad (8.14)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi uchun (birlik hajmda) $C = \frac{dS}{dT}$ ko'rinishdagi munosabatga ega bo'lamiz, o'z navbatida, quyidagi tenglikni olamiz:

$$C_s - C_n = \left(\frac{T}{4\pi}\right) \cdot \left[H_c \left(\frac{d^2 H_c}{dT^2}\right) + \left(\frac{dH_c}{dT}\right)^2 \right]. \quad (8.15)$$

Harorat $T = T_c$ bo'lganda kritik magnit maydoni H_c nolga tenglashadi va unda quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$C_s - C_n = \left(\frac{T}{4\pi} \right) \cdot \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2, \quad (8.16)$$

Bu esa musbat kattalikdir.

Shunday qilib, o'ta o'tkazuvchan holatda solishtirma issiqlik sig'im hamma vakt normal holatga nisbatan kattadir. Ammo yashirilgan o'tish issiqligi $T(C_s - C_n)$ kattalik orqali beriladi va $T = T_c$ bo'lganda (8.14) formulaga asosan u nolga teng bo'ladi.

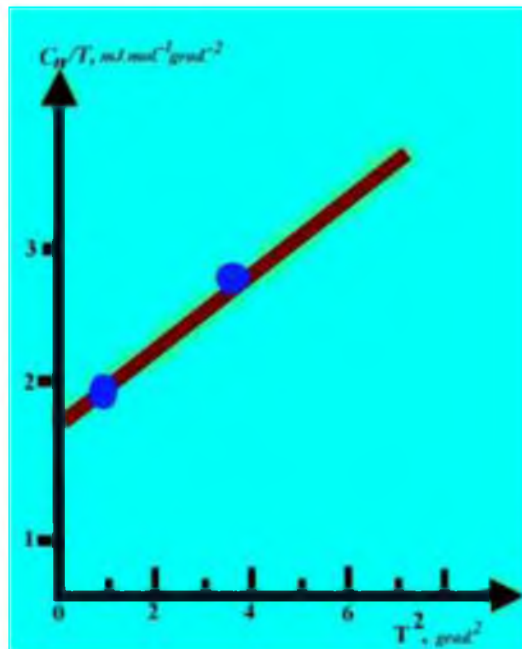
6-masalaning yechimi. Metallning o'lchangan solishtirma issiqlik sig'imi o'tkazuvchan elektronlar issiqlik sig'imi C_{en} va C_q panjaraning issiqlik sig'imlarining yig'indisidan iborat.

Past haroratlarda panjaraning issiqlik sig'imi C_q bo'lgan kattalik T^3 ga proporsional va uning qiymati normal holatdan o'ta o'tkazuvchan holatga o'tganda o'zgarmaydi. Ushbu faraz panjara parametrlarining va boshqa o'zgarmlarning normal va o'ta o'tkazuvchan holatlardagi farqi sezilarli emasligini bildiradi.

Metall uchun normal holatda o'tkazuvchan elektronlar issiqlik sig'imi C_{en} harorat T ga proporsionaldir. Shunday qilib,

$$\frac{C_{en}}{n} = a + bT^2, \quad (8.17)$$

Bu yerda aT metallning normal holatdagi elektron issiqlik sig'imi C_{en} , $bT^2 = C_q$.



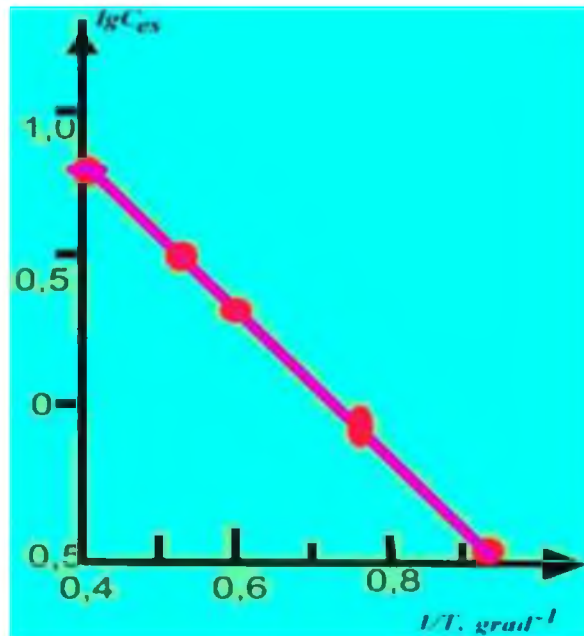
8.3-rasm Normal holatda bo`lgan qalay uchun $\frac{C_p}{T}$ nisbatning haroratga bog`lanishini ifodalovchi chizma. To`g`ri chiziqning qiyalik burchagi tangensi $0,265 \text{ mJ}\cdot\text{mol}\cdot\text{grad}^2$ qiymatga teng.

8.3-rasmdan ko`rinib turibdiki, $\frac{C_{en}}{n}$ ning T^2 dan bog`liqlik chizmasidan C_q ni aniqlash juda oddiydir (yoki birinchi b ning qiymati). $b = 0,265 \text{ mJ}\cdot\text{mol}\cdot\text{grad}^{-4}$ ekanligini topamiz.

8.1-jadvalda C_q ning va C_s dan C_q ni ayirishda hosil bo`lgan C_{es} ning turli haroratlardagi qiymatlari 1-ustunda keltirilgan.

8.1-jadval

T, K	$1/T, K^{-1}$	$C_q, \text{mdj}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{grad}^1$	$C_{es}, \text{mdj}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{grad}^1$
2,48	0,403	4,04	6,35
1,91	0,524	1,85	3,16
1,62	0,617	1,13	1,90
1,46	0,685	0,82	1,28
1,24	0,806	0,51	0,63
1,08	0,926	0,33	0,32



8.4-rasm O`ta o`tkazuvchan qalayning elektron issiqlik sig`imi S_{es} logarifmining haroratning teskari qiymati $\frac{1}{T}$ ga bog`lanish chizmasi.

8.4-rasmdan ko`rinadiki lgC_{es} ning $\frac{1}{T}$ bilan bog`lanishi manfiy burchak koeffitsientli to`g`ri chiziqdir. Bu o`ta o`tkazuvchan elektronlar bilan bog`langan faollashish energiyasining borligi haqidagi fikrga olib keladi. O`ta o`tkazuvchan holat zichligida energetik tirqishning borligi Bardin-Kuper-Shriffner nazariyasining farqli xususiyatlaridan biridir (BKSh-nazariyasi). Agar energetik tirqishning kengligi haroratga bog`liq bo`lmaganda edi uning qiymati logarifm lgC_{es} ning $\frac{1}{T}$ ga bog`liqligini ifodalovchi $2k$ (k -Bol`tsman doimiysi) ni to`g`ri chiziq manfiy burchak koeffitsientiga ko`paytmasi bilan berilishini kutish mumkin edi. Shunday qilib, o`ta o`tkazuvchan qalay uchun energetik tirqishning qiymati $1,1 \cdot 10^{-3} eV$ ga teng bo`lar ekan.

Haqiqatda esa energetik tirqish haroratga bog`liq bo`lib, kritik haroratda nolga tenglashadi, lekin $0 K$ dan $\frac{1}{T_c}$ gacha uning qiymati keskin o`zgarmaydi.

7-masalaning yechimi. $h \ll 1$ bo`lganda polinom quyidagicha yozilishi mumkin:

$$h = 1 - 1,08(1 - 2x) - 0,06(1 - 4x) + 0,35(1 - 6x) - 0,21(1 - 8x) = 1,98x, \quad (8.18)$$

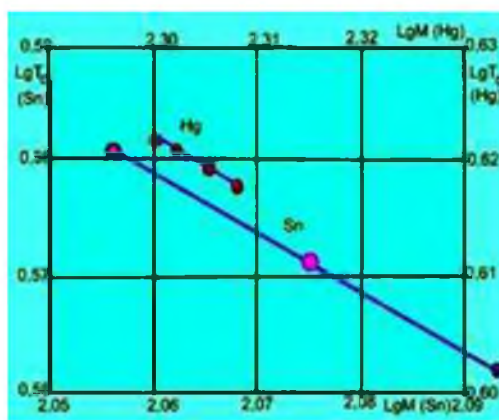
bu yerda $x = 1 - t$.

Shunday qilib, kritik harorat. $T_c = \frac{1,98T}{1,97}$ munosabatdan topilishi mumkin, bu yerda $T, h = 0,01$ ga teng bo'lgandagi harorat. 3 ta namuna uchun quyidagi jadvalda keltirilgan qiymatlarga ega bo'lamiz.

8.2-jadval

M	113,6	118,7	123,8
T_c, K	3,806	3,731	3,659

Tasavvur etamizki, T_c ma'lum bir daraja M ga proporsionaldir. Bu holda $\lg T_c$ ni $\lg M$ ga bog'liqligi chiziqlidir. 8.5-rasm ko'rsatadiki, bunday bog'lanishning chizmalari haqiqatdan ham qalay uchun ham, simob uchun ham chiziqli bo'ladi va ularning burchakli koeffitsienti mos ravishda 0,46 va 0,50 ga tengdir. Boshqacha qilib aytganda $T_c \sim M^{0,5}$ munosabat taqriban ikkala hol uchun ham bajariladi.

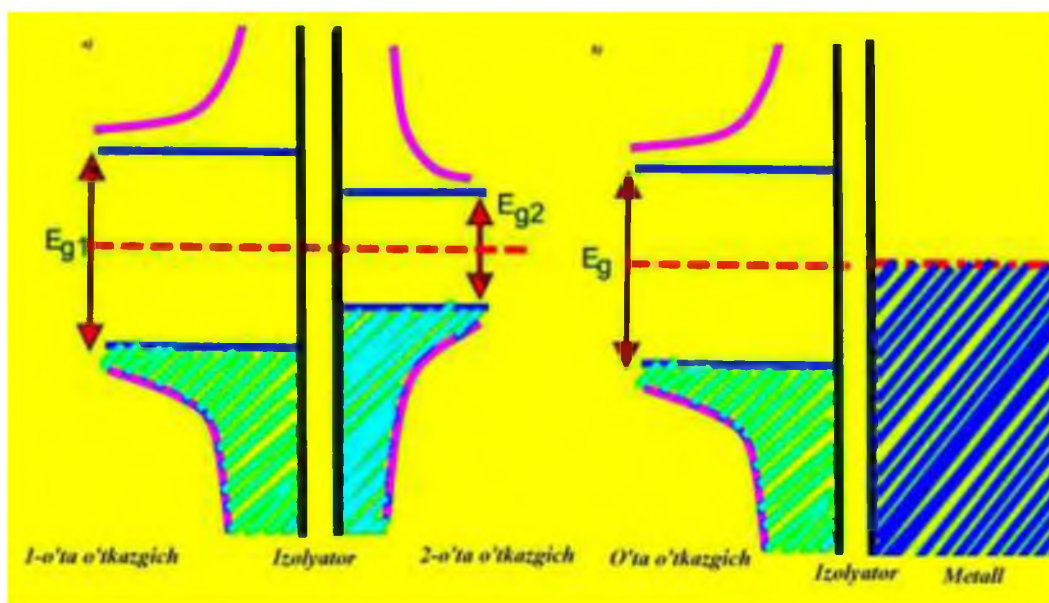


8.5-rasm Qalay va simob uchun kritik T_c haroratning M ga logarifmik bog'lanishini ifodalovchi chizma.

Albatta o'ta o'tkazuvchanlik, elektronlar bilan bog'langan hodisadir. Shuning uchun uni izotoplar massasi bilan bog'lanishini kutmaslik kerak, chunki izotoplar ko'proq elektronlarga ta'sir ko'rsatadi. Haqiqatdan esa Debay harorati bo'lgan θ kattalik $M^{0,5}$ qonun asosida o'zgaradi, shuning uchun ushbu element izo-

toplari uchun va $\frac{T_c}{\theta}$ nisbat o'zgarmasdir (doimiydir). Bu esa o'ta o'tkazuvchanlik elektronlar va panjara orasidagi o'zaro ta'sir natijasida yuzaga keladi degan fikrni paydo qiladi. Bu xuddi shunday o'zaro ta'sirki, ya'ni elektronlarni Kuper juftlariga bog'laydi va BKSh nazariyasining asosida yotadi.

8-masalaning yechimi. 8.6a,b-raslarda keltirilgan energetik diagrammalarga murojaat qilib, vol't-ampere xarakteristikalarining fizikaviy ma'nosini tushunish mumkin. Masalani soddalashtirilgan holda tushunish uchun, avval o'ta o'tkazgichni normal metall bilan kontakti holatini muhokama etsak, kontakt 8.6b.-rasmda ko'rsatilgandek o'tkazmaydigan qatlam orqali amalga oshiriladi, Absolyut nol' haroratda tunnel toki kuchlanishi $\left(\frac{1}{2}\right)E_g$ qiymatga etgancha bo'lmaydi. Unda bir tomondagi to'ldirilgan holatlar boshqa tomondagi to'ldirilmagan holatlar qarshisiga to'g'ri keladi va kuchlanishning oshishi bilan tok tez osha boradi. 0 K dan farqli haroratlarda ba'zi qo'zg'atilgan elektronlar energetik tirqishdan yuqorida bo'ladi va potentsiallar farqining $\left(\frac{1}{2}\right)E_g$ dan kam qiymatida ham diagrammada ko'rsatilgandek tunnel toki borligi kuzatiladi. Lekin kuchlanish U_3 ning ekstrapolyatsiyalangan kiymati $\left(\frac{1}{2}\right)E_g$ ga teng.



8.6-rasm Tunnel kontaktlari uchun energetik diagrammalar.

a) Ikkita turli o'ta o'tkazgichlar orasidagi energetik sathlarning o'zaro joylashuvchini ifodalovchi chizma.

b) O'ta o'tkazgich va normal metall orasidagi energetik sathlarning o'zaro joylashuvchini ifodalovchi chizma.

Vertikal o'q bo'yicha energiya qiymat qo'yilgan, gorizonta o'q bo'yicha esa holat zichligi qo'yilgan. Shtrixlangan soha to'ldirilgan holatni tasvirlaydi.

8.6a-rasmdan kurinib turibdiki, ikkita har xil o'ta o'tkazgichlar orasida kontakt qatlami bo'lgandagi holat oldingisidan bir muncha fark kiladi.

Ba'zi elektronlar kontakt qatlamining bir tomonidan energetik tirqishni o'tayotib kuzgaladi va shuning uchun tok kuchlanishni oshishi bilan sekin osha boradi, bunda tokning maksimumi kuchlanish $E_{g1} - E_{g2}$ bo'lganda erishiladi, chunki kisman tuldirilgan holatlar bir birining karama-karshisida joylashgan bo'ladi. Kuchlanishni keyingi oshirilishi tokni kamaytiradi kamayish kuchlanish $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot (E_g + E_g)$ qiymatiga teng bo'lganga qadar davom etadi, qachonki kontakt qatlamning bir tomonidagi to'ldirilgan holatlar uning boshqa tomondagi to'ldirilmagan holatlar qarshisida paydo bo'ladi. Ushbu daqiqadan boshlab, tok kuchlanish oshishi bilan tez o'sa boradi.

Biz ko'ramizki, U_1 va U_2 ning qiymatlarini va mos ravishdagi $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot (E_g - E_g)$ va $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot (E_g + E_g)$ qiymatlarni aniqlash mumkin. Shunday qilib, 0 K haroratda o'ta o'tkazuvchan qo'rg'oshin va alyuminiyning energetik tirqish kengliklari mos ravishda $27 \cdot 10^{-4}$ eV va $3,4 \cdot 10^{-4}$ eV ga teng.

BKSh nazariyasiga asosan 0 K haroratda energetik tirqish kengligi $3,52 kT_c$ ga teng. energetik tirqish qiymatlarining $0,5$ va 0 K larda juda kichkina farqlanishini e'tiborga olsak, unda qo'rg'oshin va alyuminiy uchun T_c mos ravishda $8,9$ va $1,1$ K oraliqda yotadi. O'ta o'tkazgichlardan biri (alyuminiy) $1,1$ K

da normal holatga o'tadi, ushbu haroratda, 8.2a-rasmda ko'rsatilgan maksimum va minimum yo'qoladi.

9-masalaning vechimi. Kuzatiladigan xususiyatlarni, agar halqa har biri $\varphi_0 = \frac{hc}{2e} \approx 2 \cdot 10^{-7} \tilde{A} \tilde{n} \cdot \tilde{n}^2$ butun (yoki nolli) son magnit oqimi kvantlarini o'zida tutib turadi deb tasavvur etib tushuntirish mumkin. Chunki, tashqi maydon noldan boshlab o'sadi, unda tsirkulyatsiyalovchi tok shunday oqadiki, tokning halqaga kirishiga tusqinlik qiladi. Ammo, agar maydon shunday halqaning ichida bo'ladigan maydonning yarmiga teng bo'lsa va unda bitta oqim kvanti bo'lsa, bunday kvant haqiqattan ham halqa ichida joylashgan bo'ladi.

Sirkulyatsiyalovchi tok qarama-qarshi yo'nalishda oqadi. Biz ko'ramizki, sirkulyatsiyalovchi tok nolga teng bo'ladi, faqat ushbu holdaki, qachon tashqi maydon halqadagi kvantlarning butun sonlariga mos keluvchi maydonga teng bo'lsa. Agar tashqi maydon nolga teng bo'lsa, tok halqaning ikkita yarim aylanalari orasida teng taqsimlanadi, bunda bitta kontakt orqali kritik Jozefson toki o'tadi. Agar sirkulyatsiyalovchi tok bo'lsa, unda halqaning birinchi yarmida tok boshqa bir yarmidagiga nisbatan o'sadi. Bu ko'rsatadiki, qachon kritik va sirkulyatsiyalovchi tok yo'nalishlari mos kelsa, kritik tokning qiymati o'sadi va qachon ularning yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lsa kamayadi.

Tasavvur qilamizki halqaning maydoni S ga teng, unda halqadagi bitta magnit oqimi kvantiga mos keluvchi maydon $\frac{2 \cdot 10^7}{s} \tilde{A} \tilde{n} \cdot \tilde{n}^2$ ga teng. Shunday qilib, biz kutishimiz mumkinki, magnit maydoni $\frac{2 \cdot 10^7}{s} \tilde{A} \tilde{n} \cdot \tilde{n}^2$ davr bilan o'zgargani uchun ikkilangan kontakt orqali oqayotgan kritik tok modulyatsiyalangan bo'ladi.

Ta'kidlash joizki, magnit oqimi kvanti juda kichik bo'lganligi sababli magnit maydonning katta bo'lmagan o'zgarishlarini ham qayd etish mumkin. Ikki kontaktli qurilmalardan kuchlanishning kichkina o'zgarishlarini o'lchashda foydalanilganda qarshilikli e.yu.k. manbai qo'llaniladi va yig'indi tok, qarshilik bilan ketma-ket ulangan g'altak orqali yo'naltiriladi. G'altak hosil qilgan magnit

maydoni ikkita kontaktga ta'sir etadi va ikkita o'ta o'tkazgichda tez o'zgaradigan tebranuvchan tokdi, kuchlanish zondlari yordamida ushbu kritik tokning modulyatsiyasi kuzatiladi. Mazkur usul foydalanilganda kritik tok I_k ning 1% li o'zgarishini ham qayd etish mumkin bo'ladi.

Tasavvur etamizki, R qarshilikka kuchlanish quyilgan va L induksiya ikkila kontaktga shunday yqin joylashtirilganki zararli induktivliklarni hisobga olmasa ham bo'ladi. Halqadagi magnit oqimi kvantlariga qo'shimcha hosil qilinadigan tokning o'zgarishlari taxminan $\frac{\varphi_o}{L}$ ga teng, kuchlanishning o'zgarishi $\frac{R\varphi_o}{L}$ ga teng. Biz ko'ramizki, ko'rsatilgan usul bilan tartibi $\frac{10^{-2} \cdot R\varphi_o}{L}$ bo'lgan kuchlanish o'zgarishlarini qayd etish mumkin. Lekin $\frac{R}{L}$ nisbat birlamchi tok davrini beradi, ya'ni 1 sekunddan oshmaydi. Bundan minimal aniqlanadigan e.yu.k. qiymatini topamiz u qariyb $2 \cdot 10^{-17}$ V ni tashkil etadi.

Klark bunday yuqori sezgirlikka ega bo'lgan ikkita kontaktdan iborat qurilma tayyorlab bildi, o'zgarish vaqti bir sekundga teng bo'lgan 10^{-14} V aniqlik bilan kuchlanishni o'lchashga erishdi. U shuni ham ko'rsatdiki, amalda erishilgan aniqlik darajasi sezilarli bo'lmagan qiymatga yaxshilanishi mumkin ekan.

10-masalaning yechimi. Boshlanishda H_e magnit maydonida joylashtirilgan yupqa o'ta o'tkazuvchan plastina ichidagi maydon taqsimotini topish mumkin, plastina qalinligini $2a$ ga teng deb olamiz. Unda maydon taqsimoti $\frac{d^2H}{dx^2} = \frac{H}{\lambda^2}$ ga bo'ysinishi kerak, bu yerda λ -singish chuqurligi, x -plastina markazidan masofa, bundan tashqari $x = \pm a$ bo'lganda, $H=H_e$ bo'lishi kerak.

Londonlar tenglamasining echi qiyidagi ko'rinishga ega:

$$H = e^{-\frac{x}{\lambda}} + Be^{\left(\frac{x}{\lambda}\right)}$$

Chegaraviy shartlarni qo'yib quyidagi tenglikni olamiz:

$$H = \frac{ch\left(\frac{x}{\lambda}\right)}{ch\left(\frac{a}{\lambda}\right)} \quad (8.19)$$

Endi massiv namuna uchun kritik maydonni H_c va yarim qalinlikni a orqali belgilab, yupqa plastina uchun kritik maydonni aniqash kerak. Biz, oqim to'la siqib chiqarilgan deb tasavvur qilingan hajmiy namuna uchun, o'ta o'tkazgichni magnitlanishi bilan bog'liq bo'lgan energiya $\frac{H_c^2}{8\pi}$ ni tashkil etadi. Agar tashqi maydon kritikka teng bo'lsa ($H_c = H_e$), bu holda enerianing qiymati magnet maydoni nolga teng bo'lgandagi normal va o'ta o'tkazuvchan holatlarning erkin energiyalar orasidagi farqning qiymatiga teng bo'ladi. Biroq, bunday oqimning kirishi sodir bo'lsa, ya'ni ichki maydon qiymati har qanday nuqtada H ga teng bo'lsa, unda oqimni siqilishi bilan bog'liq bo'lgan energiya (birlik hajmda) ushbu nuqtada $\frac{H_e(H_e - H)}{8\pi}$ gacha kamayadi.

Shunday qilib, oqimni siqilishi bilan bog'liq bo'lgan energiyaning o'rtacha qiymati quyidagiga teng:

$$\int_0^a \frac{H_e(H_e - H)}{8\pi a} dx \quad (8.20)$$

Yupqa plastinaning kritik magnet maydoni qalinligini H_f orqali belgilab, quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{1}{8\pi a} \int_0^a H_f(H_f - H) dx = \frac{H_c^2}{8\pi} \quad (8.21)$$

(8.19) ifodani maydon taqsimoti uchun foydalanib, quyidagi tenglikni olamiz:

$$\frac{H_f^2}{a} \int_0^a \left[1 - \frac{ch\left(\frac{x}{\lambda}\right)}{ch\left(\frac{a}{\lambda}\right)} \right] dx = H_c^2, \quad (8.22)$$

$$H_f = \frac{H_c}{\sqrt{1 - \frac{\lambda}{a} th\left(\frac{a}{\lambda}\right)}} = H_c^2 \quad (8.23)$$

ifodani olamiz.

Agar $a \gg \lambda$ bo'lsa, unda $\text{th}\left(\frac{a}{\lambda}\right) \rightarrow 1$, va biz,

$$H_f \approx \frac{H_c}{\left(1 + \frac{\lambda}{2a}\right)} \quad (8.24)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Xuddi shunday yo'l bilan $a \ll \lambda$ bo'lgan hol uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$H_f \approx \sqrt{3} \left(\frac{\lambda}{a}\right) \cdot H_c \quad (8.25)$$

Masalaning shartiga ko'ra kritik magnit maydon H_c massiv namuna uchun 500 erstedga teng, unda H_f magnit maydoni 550 erstedga teng bo'ladi va $a = 5 \cdot 10^{-5}$ sm. (8.24) formula $\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$ sm bo'lgagina to'g'ri bo'ladi. Ushbu qiymatni (8.25) ifodaga qo'yib, $a = 5 \cdot 10^{-7}$ sm deb tasavvur etib, H_f kattalikning qiymati $H_f \approx 10\sqrt{3} \cdot H_c$ ga teng bo'lishi kerakligini olamiz, bu esa 8700 erstedni tashkil etadi.

11-masalaning yechimi. Nolokal Pippard nazariyasiga mos ravishda sof bo'lgan o'ta o'tkazgichdagi elektronlarni, singish chuqurligidan ancha katta bo'lgan "Kogerentlik uzunligi" deb nomlangan masofada kogerent deb qarash mumkin. Kogerentlik uzunligi haqidagi tasavvur, masalan, o'ta o'tkazuvchan holatdan normal holatga o'tishda kuzatiladigan sakrashni tushuntirish uchun zarurdir.

Pippardning lokal bo'lmagan nazariyasi shunday eksperimental faktni tushuntirish uchun zarurki, agar toza o'ta o'tkazuvchan elementga, primeslar kiritilganda magnit maydonining singish chuqurligi oshadi, chunki Londonlar nazariyasida singish chuqurligi elektron holatlar zichligiga va effektiv massaga bog'liqdir. Ta'kidlash kerakki, kuchsiz legirlangan qotishma hosil bo'lgan holda oxirgi ikki kattalik sezilarli darajada o'zgarmasligi kerak.

Lokal bo'lmagan Pippard nazariyasiga asosan tok zichligi j va vektorli potensial A quyidagi munosabat bilan o'zaro bog'langan:

$$j(r) = -\frac{3ne^2}{4\pi\xi_0 mc} \int \left[\frac{r(r \cdot A)e^{-\frac{r}{\xi}}}{r^4} \right] dr_e, \quad (8.26)$$

Bu oddiy metallardagi effekt-anomal spinni aks ettiruvchi tenglamaga o'xshashdir. Bu yerda ξ - l -normal holatdagi elektronlarning o'rtacha erkin yugurish uzunligiga bog'liq bo'lgan kogerentlik sohasi va $l \rightarrow \infty$ da $\xi = \xi_0$ kattalikka ega. Keltirilgan munosabatlar cheksiz yupqa namuna uchun aniqlanadigan singish chuqurligi λ ning quyidagi qiymatlarini beradi:

$$\lambda = \int_0^\infty \frac{H(x)}{H_e} dx; \quad (8.27)$$

bu yerda N_e - tashqi magnit maydoni, N_x - x chuqurlikdagi magnit maydoni.

ξ -ikkita chegaraviy holati uchun quyidagi ya'ni,

$$\xi \ll \lambda \text{ bo'lganda, } \lambda = \lambda_L \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}}, \quad (8.28)$$

$$\xi \gg \lambda \text{ bo'lganda, } \lambda = \sqrt{\frac{3}{2\pi} \cdot \xi_0 \lambda_L^2}, \quad (8.29)$$

ifodalarga ega bo'lamiz (bu yerda λ_L -London singish chuqurligi).

Ta'kidlash joizki, (8.29) munosabat ko'pgina toza o'ta o'tkazgichlar uchun bajarilishi lozim, unda to'g'ri ko'rsatilganki, haqiqattan ham singish chuqurligi londonlar nazariyasi beradigan λ_L dan anchagina katta bo'lishi kerak.

(8.28) va (8.29) munosabatlarni masalalarni echishda foydalanishimiz uchun, chegaraviy kogerentlik uzunligi ξ_0 ning qiymatini aniqlab, ξ ning o'zgarishini l kattalikka bog'liqligini xarakterlab bilishimiz kerak. Qachonki o'rtacha erkin yugurish uzunligi judda katta bo'lsa, kogerentlik uzunligini noaniqlik munosabatlaridan foydalanib baholash mumkin. ξ kattalik o'ta

o'tkazuvchan elektronlarning mavjud bo'lish noaniqligini aniqlaydi va impul's kattaligi p bilan Δp oraliqda, $\xi \sim \frac{\eta}{\Delta p}$ munosabat bilan bog'langan. Bundan tashqari, $\Delta p \sim \frac{kT_c}{g_F}$ (bu yerda T_c -kritik harorat va g_F - Fermi sathidagi elektronlar tezligi), chunki o'ta o'tkazuvchan elektronlar Fermi sirti yaqinidagi tartibli energiya sohasida yotadi, deb hisoblash ma'noga egadir.

$$\text{Undan } \xi_o = \frac{\eta g_F}{kT_c}.$$

BKSh nazariyasi aniqroq munosabatni beradi.

$$\xi = 0,18 \frac{\eta g_F}{kT_c}. \quad (8.30)$$

Qachon elektronning o'rtacha erkin yugurish uzunligi kichik bo'lsa, u taqriban kogerentlik sohasi o'lchamiga teng bo'lishini kutsa bo'ladi. Bu shart qanoatlantiriladi (agar, bunda yana $l \rightarrow \infty$ bo'lganda $\xi \rightarrow \xi_o$ bo'lsa), qachonki:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_o} + \frac{1}{\alpha l}, \quad (8.31)$$

bu yerda α -birga yaqin doimiydir.

Avvalom bor, london singish chuqurligi λ_L ni hisoblaymiz. Xuddi (62.3) ifodagidek, u

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m^* c^2}{4\pi n e^2}}, \quad (8.32)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda n -elektronlar konsentratsiyasi $\left(n = \frac{N_o D}{M} \right)$, D -zichlik).

Masala shartida berilgan qiymatlardan foydalanib, $n = 3,7 \cdot 10^{22} \text{ sm}^{-3}$ va $\lambda_L = 3,81 \cdot 10^{-6} \text{ sm}$ ekanligini aniqlaymiz. O'rtacha erkin yugurish uzunligi l elektr o'tkazuvchanlik kattaligi σ orqali topilishi mumkin, ya'ni,

$$l = \frac{\sigma \cdot m^* \cdot \vartheta_F}{ne^2}. \quad (8.33)$$

Fermi sirtidagi elektronning tezligi quyidagi tenglik bilan aniqlanadi:

$$\vartheta_F = \left(\frac{\eta}{m^*} \right) \cdot \sqrt[3]{3\pi^2 n}. \quad (8.34)$$

Qalay uchun (va uning kam legirlangan qotishmalari uchun) $\vartheta_F = 6,26 \cdot 10^7$ sm·sek⁻¹. Kuzatishlar shuni ko'rsatdiki, nisbatan sof qalay uchun uning tartibi 10^{-2} sm, aniqki kogerentlik sohasi ξ_o qiymatga ega. (8.29) ifodaga keltirilgan kattaliklarning qiymatini qo'yib, $\xi_o = 2,32 \cdot 10^{-5}$ sm ekanligini olamiz.

Ma'lumki, ξ_o -kattalik λ_L ga nisbatan bir tartibda kattadir, u haqiqiy singish chuqurligi λ dan ham ancha kattaligini kutish mumkin. Shunday qilib, sof holdagi qalay uchun (8.30) ifodadan foydalangan holda $\lambda = 4,53 \cdot 10^{-5}$ sm ekanligini aniqlaymiz.

Indiy-qalay qotishmasi uchun (8.33) ifodadan foydalanib, o'rtacha erkin yugurish uzunligi $l = 2,85 \cdot 10^{-5}$ sm ekanligini hisoblaymiz. l kattalikni ξ_o ga nisbatan kichik bo'lganligi sababli ξ taxminan l ga teng, hozirga qadar mos keluvchi α ning qiymati noaniq, shuning uchun (8.34) formuladan foydalana olamiz.

Agar α parametrni birga teng deb qo'ysak, unda $\xi = 2,5 \cdot 10^{-6}$ sm bo'ladi. Buni berilgan qiymatlardan olinadigan ξ ning eng yaxshi bahosi deb tanlasak,

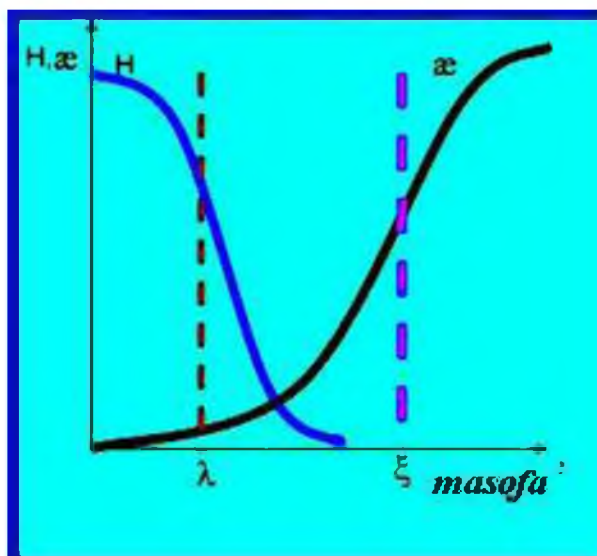
$\frac{\xi_o}{\xi} = 9,3$ va $\sqrt{\frac{\xi_o}{\xi}} \approx 3,0$ ekanligini topamiz. Qotishma uchun ξ parametr λ

parametrga nisbatan ancha kichik, shunday qilib, (8.30) formuladan $\lambda \approx 1,1 \cdot 10^{-5}$ sm, qiymatni olamiz. (8.30) formula haqiqattan ham real o'ta o'tkazgichlar o'zini tutishini aniqroq ifodalaydi, agar formulaning o'ng tomonini, toza moddaning haqiqiy singish chuqurligi bilan almashtirsak, unda erkin yugurish uzunligi kichikroq bo'ladi. Masalan toza qalay uchun $\lambda \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$ sm, unda qotishma uchun esa $\lambda \approx 1,1 \cdot 10^{-5}$ sm ekanligini olamiz.

12-masalaning yechimi. Agar magnitsizlanish effektini hisobga olmagan holda o'ta o'tkazuvchan va oddiy normal fazalarda hajmiy energiyalarning holatini ko'rib chiqsak, unda H_c maydonda o'ta o'tkazuvchan faza stabil bo'lmay qoladi, bu esa qachonki, oqimni siqish bilan bog'liq bo'lgan energiya birlik hajmda $\frac{H_c}{8\pi}$ qiymatga tenglashsa shundagina sodir bo'ladi. Biroq bizlar o'ta o'tkazuvchan va normal fazalar orasidagi tashqi energiyani ham ko'rishimiz kerak.

Sirtqiy energiyani nolga teng yoki manfiy deb tasavvur qilamiz. Bu holda o'ta o'tkazgichni aralash holatga o'tgan deb hisoblab, magnit oqimi to'la siqib chiqarilgan soha (qalinligi singish chuqurligi tartibida yoki kamroq) va normal sohalar bilan ajratilgan deb hisoblab, eng past energiyaga erishish mumkin. Agar modda uchun o'ta o'tkazuvchan faza stabil bo'lsa, sirtqiy energiya musbat bo'lishi kerak.

Biz 8.7-rasmda kursatilgandek magnit maydoni va Landau-Ginzburg tartib parametri κ ning sxematik grafigini ko'rishdan sirt energiyaga nisbatan ma'lum axborot olishimiz mumkin. Bunday holat, har vaqt ham kuzatila bermasa ham, diagrammani tayyorlashda kogerentlik uzunligi, singish chuqurligi λ dan katta deb tasavvur qilinadi.



8.7-rasm Magnit maydoni H va tartib parametri κ ning o'ta o'tkazgich chegarasi yaqinidagi holatga bog'lanishining sxematik tasviri.

Agar magnit maydoni nolga teng bo'lsa, unda o'ta o'tkazuvchan faza energiyasi chegarada $[G_n(0)-G_s(0)] \cdot \xi$ kiyamatgacha o'sadi (birlik sirtida), ya'ni $\frac{\xi \cdot H_c^2}{8\pi}$ (birlik sirtida). Tashqi maydon H_e da massiv o'ta o'tkazgichning energiyasi $\frac{H_c^2}{8\pi}$ gacha (birlik hajmda o'sadi, lekin chegaradan λ ga nisbatan katta masofada oqimning siqilishi yaqqol namoyon bo'lmaydi. Haqiqattan ham, o'ta o'tkazuvchan faza energiyasi H_e magnit maydonida chegaraviy effektlar natijasida $\frac{\xi \cdot H_c^2 - \lambda \cdot H_e^2}{8\pi}$ qiymatga o'sadi (birlik sirtida). Biz bu kattalikni xuddi o'ta o'tkazuvchan va normal fazalar sirt energiyalaridek qarashimiz mumkin. Qachonki H_e ning qiymati H_c ga tenglashsa sirt energiyasining musbat bo'lish sharti $\xi > \lambda$ tengsizlik ko'rinishda bo'ladi, bu shartni ma'lum taqribiy yandashish deb hisoblasa ham bo'ladi, chunki bizlar o'ta soddalashtirilgan modeldan foydalandik.

Biz ko'ramizki, $\frac{\lambda}{\xi} < 1$ ko'rinishdagi shart taqriban $\alpha < \frac{1}{\sqrt{2}}$ ko'rinishdagi shartga ekvivalentdir. Shunday qilib, $\frac{\lambda}{\xi}$ nisbat va α kattalik orasida kuchli bog'lanishning mavjudligi ma'noga ega emasdek tuyuladi. Agar H_c kritik magnit maydonda o'ta o'tkazgichning sirt energiyasi manfiy bo'lsa, unda xuddi yuqorida ko'rsatilgandek, o'ta o'tkazgich, aralash holat strukturasi ga ega bo'ladi. Haqiqattan ham to'la energiya $\frac{H_c^2}{8\pi}$ dan kichik bo'ladi va tashqi maydon H_e dan katta bo'lsa ham o'ta o'tkazuvchan sohalar bo'ladi.

Berilgan holatda ikkinchi tur o'ta o'tkazuvchanlik birinchi marta $\lambda = 10^{-5} \text{ sm}$ bo'lganda kuzatiladi. Bunday singish chuqurligi qiymatida sirt energiyasi kritik maydon $H_c = 165 \text{ erstedda}$ manfiy bo'ladi. Shunday qilib,

$$\frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{2} \cdot e^* \cdot 165 \cdot 10^{-10}}{1,054 \cdot 10^{-27}}, \quad (8.35)$$

bu yerda $e^* = 3,2 \cdot 10^{-2}$ *SGSM* birliklar sistemasida keltirilgan. O'z navbatida e^* *SGSM* da berilgan.

Landau va Ginzburg o'zlarining nazariyalarini birinchi marta hosil qilganlarida ular e^* ning elektron zaryadidan farq etuvchi biron bir sabab yo'q ekanligini ko'rdilar, ya'ni $1,6 \cdot 10^{-20}$ qiymatga nisbatan. Biroq, bu misoldan ma'lumki, e^* elektron zaryadidan taqriban ikki marta kattadir. Bu shunday fakt bilan mos keladiki, BKSh nazariyasi asosan o'ta o'tkazuvchan elektronlar bog'langan juftliklar ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Agar singish chuqurligi ikkilansa, κ ning qiymati $\frac{1}{\sqrt{2}}$ dan $\frac{2}{\sqrt{2}}$ gacha o'sadi.

Landau-Ginzburg nazariyasiga asosan o'ta o'tkazgich H_2 magnit maydoni $\frac{H_{c2}}{H_c} = \sqrt{2} \cdot \kappa$ munosabat bilan berilgan qiymatga qadar aralash holatda bo'ladi.

Shunday qilib, massiv namuna to'la normal o'ta o'tkazuvchanlikni *660 erst* magnit maydonida oladi. Biroq, magnit maydoni sirtga nisbatan perpendikulyar komponentga ega bo'lsa, unda o'ta o'tkazuvchan fazaning yupqa qatlami, maydon qiymati H_{c3} ga yetganga qadar bo'ladi, maksimal qiymati $1,69 \cdot H_{c2}$ ga teng (sirtga perpendikulyar maydon uchun) bo'ladi. Shunday qilib, kutish mumkinki, o'ta o'tkazuvchanlik maydonning *1120 erst* qiymatida yo'qoladi.

13-masalaning yechimi. Ushbu masalani echishda, *12*-masalaning echilishida foydalanilgan tasavvurni kengaytirish zarur. Aralash holat uchun Gudman o'ta o'tkazuvchan va normal qatlamlar zanjiri oddiy modelidan foydalandi, Tasavvur etamizki, o'ta o'tkazuvchan qatlamlar $2a$ qalinlikka va normal qatlamlar $2b$ qalinlikka ega bo'lsin. Yupqa o'ta o'tkazuvchan qatlam holi uchun maydon va energiya taqsimoti *10* masalani yechishda muhokama qilingan edi. Biz ko'ramizki, H maydonda, birlik yuzada oqimni siqish bilan bog'liq bo'lgan energiya,

$$\frac{aH^2}{4\pi} \cdot \left[1 - \frac{\lambda}{a} \cdot th\left(\frac{a}{\lambda}\right) \right] \text{ ga teng.} \quad (8.36)$$

Agar e'tiborga kogerentlik sohasini olsak, unda birlik maydondagi qatlamning magnit bo'lmagandagi energiyasi H maydonda $(2b+2\xi)G_n(0) + (2b-2\xi)G_s(0)$ ga teng. Bu yerda $G_n(0)$ va $G_s(0)$ mos ravishda magnit maydoni nol bo'lgandagi normal va o'ta o'tkazuvchan holatlarning birlik hajmdagi erkin energiyalari. $G_s(0) = G_n(0) - \frac{H_c^2}{8\pi}$ ni yozib, bu yerda H_c -termodinamik kritik maydon. Biz birlik hajmdagi to'la erkin energiya uchun quyidagi tenglikni olamiz:

$$G(H) = G_n(0) + \frac{\frac{aH^2}{4\pi} \cdot \left[1 - \frac{\lambda}{a} \cdot th\left(\frac{a}{\lambda}\right) \right]}{8\pi(a-b)} - \frac{(a-\xi) \cdot H_c^2}{8\pi(a-b)}. \quad (8.37)$$

Ushbu ifodaga $\frac{H}{I_c} = h$, $\frac{a}{a+b} = x$, $\frac{a}{\lambda} = y$, $\frac{\xi}{\lambda} = z$ ko'rinishdagi belgilashlar va qisqartirishlar kiritib, (8.37) munosabatni quyidagicha soddalashtirilgan ko'rinishiga ega bo'lamiz:

$$G(H) = G_n(0) + \frac{x \cdot H_c^2}{8\pi} \cdot h^2 \cdot \left[\left(1 - \frac{thy}{y} \right) - 1 + \frac{z}{y} \right]. \quad (8.38)$$

Aralash holat erkin energiyasi maksimumga erishgan hol uchun $\frac{dG}{dy} = 0$ tenglik bajariladi. Bundan esa o'ta o'tkazuvchan qatlamlar qalinligi uchun quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$\frac{z}{h^2} = thy - ysch^2 y. \quad (8.39)$$

O'ta o'tkazuvchan qatlamlar uchun maydonning o'rtacha qiymati $H \cdot \frac{\lambda}{a} \cdot th\left(\frac{a}{\lambda}\right)$ ga teng.

Umumiy maydon $H \cdot \left(1 - x + x \cdot \frac{\lambda}{a} \right)$ ga teng. Bu holda magnitlanish $4\pi M = x \cdot H \cdot \left(\frac{thy}{y} - 1 \right)$ munosabat bilan beriladi. Agar energiya $G_n(0)$ dan kamroq

qiymatga ega bo'lsa unda uning minimal qiymati $x=l$ holatga mos keladi. Shunday qilib, magnitlanish uchun ifoda $M = -\frac{H}{4\pi} \cdot \left(1 - \frac{thy}{y}\right)$ ko'rinishga ega bo'ladi. Bu yerda $thy - ysch^2 y = \frac{\xi \cdot H_c^2}{\lambda l^2}$, aralash holatlarni ifodolovchi munosabatlar faqat $H_{c1} < H < H_{c2}$ hol uchun bajariladi. H_{c1} maydondan pastda Meyssner effekti to'la bajariladi va $M = -\frac{H}{4\pi}$ bo'ladi. Magnit maydonining H_{c2} dan yuqori qiymatlarida namuna to'la normal holatga o'tadi (sirt o'ta o'tkazuvchanligi holidan tashqari) va $M=0$ bo'ladi.

O'ta o'tkazuvchanlik holatdagi namuna uchun H_{c1} ning qiymati aralash holat uchun $G(H)$ kattalikni ushbu tenglikka qo'yish bilan topiladi, $G_s(N) = G_s(0) - \frac{H_c^2}{8\pi}$.

Qachonki $x=l$ bo'lsa $\left(\frac{H_{c1}}{H_c}\right)^2 = \frac{z}{thy}$ ni olamiz. Aralash holat uchun H_{c1} ning yaqinida, $y \gg l$ ni kutish mumkin, kritik maydonning eng kichik qiymati,

$$H_{c1} = \sqrt{\frac{\xi}{\lambda}} \cdot H_c, \quad (8.40)$$

munosabat bilan beriladi.

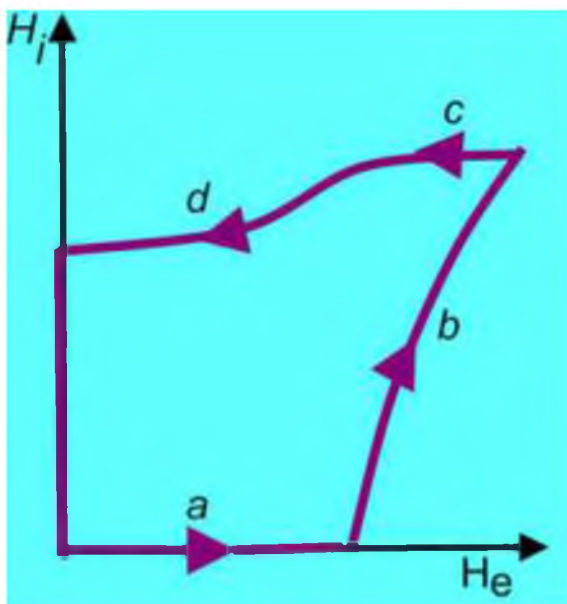
Bu esa 12-masalani yechishda foydalanilgan yandashish bilan mos keladi. Agar o'ta o'tkazuvchan qatlamlar qalin bo'lsa maydonning o'zgarish xarakteri chegara yaqinida sezilarli katta bo'lmaydi. H_{c2} kattalikni topish uchun, (8.38) munosabat bilan ifodalanuvchi $G_n(0)$ ga teng bo'lgan $G(H)$ qiymatni olamiz. Unda quyidagi tenglik hosil bo'ladi:

$$1 - \frac{z}{y} = h^2 \cdot \left(1 - \frac{thy}{y}\right). \quad (8.41)$$

(8.39) va (8.41) ifodalardan foydalanib, maydon H_{c2} bo'lganda $y = \text{Arth}(1/n)$ tenglikni topamiz va undan H_{c2} qiymatni aniqlovchi quyidagi ifodani topamiz:

$$\frac{\xi}{\lambda} = \frac{H_{c2}}{H_c} + \left[1 - \left(\frac{H_{c2}}{H_c} \right)^2 \right] \cdot \text{Arth} \left(\frac{H_c}{H_{c2}} \right). \quad (8.42)$$

8.8-rasmda magnitlanishning ta'sir etuvchi maydonga bog'liqligi keltirilgan.



Ushbu bog'lanish olovda yaxshi tovlangan ikkinchi tur o'ta o'tkazgich uchun tajribada olingan natijaga juda o'xshash, faqat farqi shundaki, haqiqatda kuzatiladigan magnitlanishning H_{c2} qiymatdagi sakrashi kuzatilmaydi.

8.8-rasm Ikkinchi tur o'ta o'tkazgich uchun magnitlanish o'zgarishining ta'sir etuvchi magnet maydoniga bog'lanish grafigi.

Maxsus qotishma uchun kritik magnet maydonlarning qiymatlari $H_{c1} = 300$ *ersted* va $H_{c2} = 5400$ *ersted* larga teng bo'ladi. Aniqki, $\frac{\xi}{\lambda} \ll 1$ bo'lganda (8.42) tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$H_{c2} = \frac{2\lambda}{3\xi} H_c. \quad (8.43)$$

Undan so'ng esa quyidagi qiymatni olamiz:

$$H_c^3 = \frac{3}{2} H_{c1}^2 \cdot H_{c2} \text{ va } H_{c2} = 900 \text{ ersted.}$$

14-masalaning vechimi. Oldingi 13-masalada foydalanilgan ikkinchi tur o'ta o'tkazgichning qatlamli modeli magnitlanish egri chizig'ini mukammallashtirgan ko'rinishga olib kelsa ham, energiyaning eng kichik qiymati qachon normal faza sohasi silindrik bo'lib, o'qi magnet maydoni bo'ylab yo'naltirilgandagina erishilishini ko'rsatish mumkin.

Har bir soha orqali magnet oqimi kvanti o'tadi (uni oqim uyurmasi deyishadi, chunki u o'ta o'tkazuvchan halqani o'rab oladi). Oqim kvanti φ_0 ni $\frac{hc}{2e}$

kattalikka bo`lib, bu esa $2,07 \cdot 10^{-7} \text{Gs} \cdot \text{sm}^2$ qiymatga teng. Keyin $B=H+4\pi M$ bo`lgani sababli, masala shartida berilgani qotishma uchun $H=500$ *erstedga* teng bo`lsa, $4\pi M$ kattalik 200 *Gaussga* teng bo`ladi. Bundan $B=300$ *Gauss* va oqim iplarining zichligi $\frac{B}{\varphi_0} = 1,45 \cdot 10^9 \text{cm}^2$.

Nazariyaga asosan eng turg`un konfiguratsiya uchburchak bo`lib, haqiqattan ham uni davriy bo`lishini kutish mumkin. Panjara elementar yacheykasi $\sqrt{3} \cdot \frac{\dot{a}^2}{2}$ yuzali to`g`ri olti burchakdan iboratdir. Bu yerda a -uyurmalar markazlari orasidagi masofa. Ularning zichligi $\frac{2}{\sqrt{3} \cdot \dot{a}^2}$ ga teng va a davrining talab qilinadigan qiymati $2,8 \cdot 10^{-5}$ *santimetr*ga teng.

15-masalaning yechimi. Birinchi tur o`ta o`tkazgichlarda kritik maydon qiymatiga o`ta o`tkazuvchan va normal holatlarga mos keluvchi erkin energiyalar farqi G_s va G_n birlik hajmda $-\frac{H_c^2}{8\pi}$ ga teng bo`lgan holda erishiladi. Ikkinchi tur o`ta o`tkazgichlar uchun, H maydonda oqimni siqib chiqarish bilan bog`liq bo`lgan energiya, $\frac{\dot{I}^2}{8\pi}$ ga nisbatan ko`p marta kam bo`lsa, xuddi shu energiyalar farqi ($G_s - G_n$) kritik maydon H_{c2} termodinamik kritik maydonga nisbatan ko`pgina katta bo`lishi mumkin.

Tasavvur etamizki, qachon oqimni siqib chiqarish nolga teng bo`lsa, yuqori kritik maydon o`zining eng katta qiymatiga erishsa degan chegaraviy hollari o`rinli bo`ladi. Bu holda birinchi bo`lib, Klogton ko`rsatganidek elektronlarning normal holatda paramagnitlanishi bilan bog`liq bo`lgan manfiy energiyasi e`tiborga olinishi kerak.

Absolyut nol haroratda, elektronlarning magnit singdiruvchanligi har qanday o`ta o`tkazuvchan sohada ham nolga teng, lekin normal holatda N maydonda birlik hajmda χ_r Pauli paramagnitik singdiruvchanligi bo`lgani uchun $\frac{1}{2} \cdot \chi_\delta \cdot \dot{I}^2$ ga teng.

So`ng o`ta o`tkazgichdan oqimni siqib chiqarish bo`lmaganda modda to`la normal holatga o`tish sharti quyidagi ko`rinishga ega bo`ladi:

$$G_s - G_n = \frac{1}{2} \cdot \chi_p \cdot H_{c2}^2. \quad (8.44)$$

Agar g -faktor 2 ga teng deb qo`ysak, unda) $\chi_p = 2n(0)\mu_B^2$ bo`ladi, bunda $n(0)$ kattalik 0 K haroratdagi holat zichligi va μ_B -Bor magnetoni. BKSh nazariyasidan foydalanib quyidagi tenglamani olamiz:

$$G_s - G_n = \frac{1}{2} \cdot n(0) \cdot \xi_g^2(0), \quad (8.45)$$

bu yerda $\xi_g(0) = 0$ K haroratdagi energetik tirqishning kengligi, undan tashqari,

$$2\xi_g(0) = 3,5kT_c. \quad (8.46)$$

Shunday qilib, (8.44), (8.45) va (8.46) ni kombinatsiyalab yuqori chegara uchun $H_{c2} = \frac{3,5kT_c}{2\sqrt{2}\mu_B}$ ifodani olamiz, unga k va μ_B kattliklarning qiymatlarini qo`yib, $H_{c2} = 1,84 \cdot 10^4 T_c$ *ersted* qiymatni olamiz, bu yerda T_c kelvinlarda ifodalangan kritik harorat.

Agar T_c haroratni 20 K dan yuqori bo`lmaydi deb olsak unda yuqori kritik maydonning qiymatini taxminan 370 *kErsted* ga teng ekanligini ko`ramiz.

16-masalaning vechimi. Avval kutilayotgan hodisaning sifat tomondan yozilishini beramiz. O`ta o`tkazgich o`zini xuddi diamagnetikdek tutishga harakat qiladi va tok trubkaning devori bo`ylab shunday sirkulyatsiyalanadiki, qo`yilgan magnit maydoniga teskari magnit maydoni hosil qilgandek. Avval tok tashqi qatlam bo`ylab tarqaladi, ammo mos ravishdagi maydon uchun tok zichligi kritik qiymatdan oshmasligi kerak. Shunday qilib, tashqi maydon oshganligi sababli, magnit oqimi devorga kiradi va tok tashuvchi sohalar ichki qatlamlarga tarqalgunga qadar kengaya boradi. Oxiri oqibat, butun devorda kritik tok bo`ladi va tashqi maydonning keyingi oshishi, maydonning trubka ichiga singishiga olib keladi. Shuning uchun trubkaning ichidagi maydon tashqi maydonning oshishi bilan oshadi.

Agar undan soʻng tashqi maydon kamaysa, ichki oqimning har qanday oʻzgarishiga qarshilik koʻrsatish uchun toklar qarama-qarshi yoʻnalish boʻylab oqa boshlaydi. Qachonki tashqi maydon maʼlum miqdorgacha kamaysa, butun devor boʻylab qarama-qarshi yoʻnalgan tok oqa boshlaydi va tashqi maydonning keyinchalik kamayishi, ichki maydonning maʼlum kamayishiga olib keladi. Biroq, hatto tashqi maydon nolgacha kamayganda ham, trubkaning ichida maʼlum maydon qoladi. Maydonning toʻrt xil turli oʻzgarish sohalari boʻladi (8.8-rasm):

- a) H_e koʻpayadi, H_i nolligicha qoladi;
- b) H_e koʻpayadi, H_i ham koʻpayadi, $H_e > H_i$;
- c) H_e kamayadi, H_i oʻzgarmas;
- d) H_e kamayadi, H_i kamayadi, $H_e < H_i$.

b va d sohalar uchun, yaʼni butun trubka maʼlum bir yoʻnalish boʻylab tok oʻtkazishi uchun ΔH maydonning oʻzgarishini (erstedlarda) qachonki r radius Δr ga oʻzgarganda quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\Delta H = \pm \frac{4}{10} \cdot \pi \cdot j_c \Delta r. \quad (8.47)$$

Bu yerda j_c -tok amperlarda, r -santimetrlarda. Ushbu ifodaga $j_c = \frac{\alpha}{\beta + H}$ ifodani qoʻyib,

$$\frac{10(\beta + I) \Delta I}{4\pi\alpha} = \pm \Delta r, \quad (8.48)$$

ifodani olamiz.

Butun devorni qalinligi boʻylab integrallab,

$$\frac{10}{\pi\alpha} \int (\beta + I) dI = \pm \int dr = \pm \omega, \quad (8.49)$$

tenglamani olamiz.

Bundan H_i ning H_e ga bogʻliq holda oʻzgarishini ifodalovchi tenglama b va d sohalarda quyidagi koʻrinishda boʻladi:

$$\beta(I_a - I_i) + \frac{1}{2}(I_e^2 - I_i^2) = \pm \frac{4}{10} \cdot \pi\alpha\omega. \quad (8.50)$$

Ushbu tenglamadan alohida sohalar chegarasini aniqlash mumkin. Shunday qilib, agar $H_i=0$ deb olsak, unda $H_e>H_i$ bo'lgan hol uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$\dot{I}_e^2 + 2\beta\dot{I}_a - \frac{8}{10} \cdot \pi\alpha\omega = 0. \quad (8.51)$$

Bu esa a soha chegarasi quyidagi munosabat bilan berilishiga ishora qiladi (H_e erstedlarda)

$$\dot{I}_a = -\beta + \sqrt{\beta^2 + \frac{8}{10} \cdot \pi\alpha\omega}. \quad (8.52)$$

$H_e>H_i$ bo'lganligi sababli (8.50) tenglamaning o'ng tomoni musbat bo'lganidan foydalanib, unga $H_e=H_m$ qiymatni qo'yib H_i ning b soha chegarasidagi qiymatini aniqlaymiz. C sohaning chegaraviy qiymati ham H_i ning qiymatiga mos keladi, ammo (8.50) tenglamani o'ng tomonining manfiy belgisi bilan, chunki endi $H_e<H_i$ tengsizlik bajariladi. H_i ning qiymatini topish uchun manfiy qiymat yana foydalaniladi, H_e nolga aylangan hol uchun quyidagi tenglama bajariladi:

$$\dot{I}_i = -\beta + \sqrt{\beta^2 + \frac{8}{10} \cdot \pi\alpha\omega}. \quad (8.53)$$

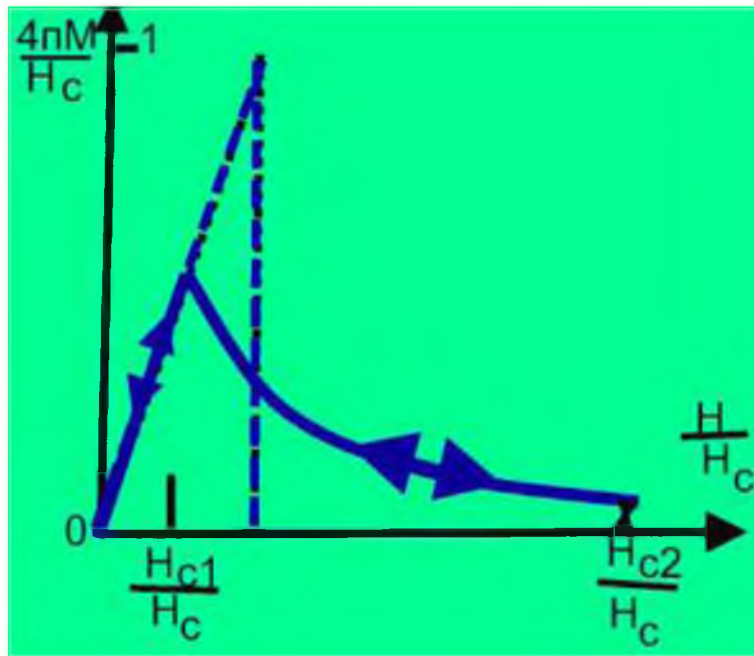
Qachon tashqi maydon nolga aylansa, ichki maydon tashqi maydon bilan mos keladi, bu esa avval trubkaning ichiga singuvchi oqimni paydo bo'lishiga olib keladi (hamma sohalar bo'lgan sharoitda).

Ichki tomondan to'la ekranlovchi maydonning maksimal qiymati (8.52) ifoda orqali beriladi. Masalaning shartida berilgan α , β va ω qiymatlarni qo'yib, tashqi maydonning *106 kErstedga* tengligini topamiz. Ta'kidlash joizki, tanlangan α va β parametrlar haqiqiydir, lekin amalda oqimni effektiv ekranlanishga, faqat tashqi maydon juda sekin o'zgarganida, ya'ni oqimning o'zgarishi tufayli yuzaga kelgan issiqlik oqimining to'satdan katta sakrashiga qaraganda dissipirlanishi mumkin (biroq, ba'zida, oqimning ekranlanishi maydonning sekin o'zgarishining mumkin bo'lmasligiga olib keladi). Trubkada *106 kErstedga* teng bo'lgan maydonni saqlash uchun, yuqorida eslatilgan barcha to'rtta bosqichni o'tish kerak.

Zarur boʻlgan tashqi maydonning eng kichik qiymati d soha kengligining nolga teng boʻlgan holiga mos keladi. Ushbu holat uchun zarur boʻlgan H_e maydonning qiymati, ichki maydon H_i hosil qilgan maydonga teng boʻlib, b sohada 106 kErstedga teng. Oʻz navbatida, $6 \cdot 10^3 (H_e - 106 \cdot 10^3) + \frac{1}{2} \cdot (H_e^2 - 106^2 \cdot 10^2 \cdot 10^6) = 6,28 \cdot 10^9$, bundan tashqi maydonning qiymati 152 kErstedga tengligi kelib chiqadi.

17-masalaning vechimi. Agar Anderson va boshqalar tomonidan yaratilgan yopishqoq oqimning oqish nazariyasidan foydalanilsa, mazkur masala echilishi mumkin. Tasavvur etiladiki Abrikosov taklif etgan oqim tolalari nuqsonlarda dasta koʻrinishida mahkamlanadi va mazkur nuqsonlar bilan energetik barʼerlar bilan bogʻlangan boʻlib, ularning oʻrtacha balandligi F_o . Nuqsonlar bilan egallangan d^3 tartibli hajmda normal sohaning hosil boʻlishi bilan bogʻlangan energiya taqriban $\frac{H_c^3 \cdot d^3}{8\pi}$ nisbatga teng, bunda $\frac{1}{d^3}$ - nuqsonlar zichligi, F_o ning ham shunday tartibda boʻlishini kutish mumkin. $F_o = r \frac{H_c^3 \cdot d^3}{8\pi}$ kattalikni qoʻyish mumkin, bu yerda r - mahkamlangan markazlarning nisbiy konsentrasiyasi.

Qachonki oʻta oʻtkazgichdan zichligi j boʻlgan tok H maydonga perpendikulyar yoʻnalishda oqsa, oqim tola birlik hajmda jH ga teng boʻlgan Lorents kuchi taʼsir etadi. Soʻng nuqsonlardagi oqim tolalari dastasiga taʼsir etuvchi kuch jHd^3 koʻpaytmaga teng boʻladi. d -tartibli uzoqlikda taʼsir etib, u barʼer balandligini $jH \cdot d^4$ qiymatga, yaʼni $F_o - jH \cdot d^4$ qiymatgacha kamaytiradi. Biz undan soʻng oqim tolalari dastasi bitta mahkamlangan markazdan boshqasiga $Ae^{-\frac{F_o - jHd^4}{kT}}$ chastota bilan kesib oʻtishini kutishimiz mumkin, bu yerda A -chastota faktori.



8.9-rasm Ikkinchi tur o`ta o`tkazgichdan tayyorlangan trubkaning ichki maydon o`zgarishining tashqi maydonga bog`liqligini ifodalovchi chizma.

Shunday qilib, absolyut noldan yuqori haroratlarda oqimning siljishi bo`ladi. Oqimning ishqalanishini hisobga olmaslik uchun, tajribada kuzatiladigan kritik tokning zichligi shunday tokning qiymatiga teng bo`lishi kerakki, bunda Lorents kuchi $\frac{F_o}{d^4}$ qiymatdan juda kam bo`lishi kerak. Tasavvur qilamizki, bu hol uchun quyidagi tenglik bajarilsin:

$$\frac{F_o - jHd^4}{kT} = C, \quad (8.54)$$

bu yerda C kattalik haroratga ozroq bo`lsa ham bog`langan bo`lishi kerak. Biz ko`ramizki berilgan haroratda $j_c \sim H^l$. Biz α ni Lorents kuchi $j_c H$ bilan bog`laganda (8.54) tenglamani quyidagi ko`rinishda yozishimiz mumkin:

$$\frac{F_o - \alpha d^4}{kT} = const. \quad (8.55)$$

Shunday qilib, oqimning ishqalanishli holi masalaning shartida eslatilgandek ikkita tajribada kuzatiladigan faktorlar bilan mos keladi.

Undan so`ng, bizlar yupqa devorli trubkada oqayotgan oqim tezligi uchun ifodani topishni istaymiz. Tasavvur etamizki, oqim tolalari dastasining barchasi

$\frac{1}{A} e^{-\frac{F_0 - jH_e d^4}{kT}}$ qiymatga teng bo'lgan paytda d masofani o'tadi. Shunday qilib, ushbu vaqtda $2\pi a d$ maydon oqimi (a -trubka radiusi) trubka ichidagi a –sohadagi maydonni kesib o'tadi. Ichki maydonning o'sish tezligi quyidagi ifoda bilan beriladi:

$$\frac{dH_i}{dt} = \frac{2d}{a} \cdot H_e \cdot A e^{-\frac{F_0 - jH_e d^4}{kT}}, \quad (8.56)$$

bu yerda $H_e \approx H_i$. Undan so'ng $H_e - H_i = \frac{4}{10} \cdot \pi \cdot j \cdot \omega$ ersted, agar j amperlarda ifodalansa va ω -santimetrlarda bo'lsa, unda quyidagi tenglik olinishi mumkin:

$$\frac{dj}{dt} = -\frac{10}{4\pi\omega} \cdot \frac{dH_i}{dt} = \frac{10H_e d}{2\pi a \omega} \cdot A e^{-\frac{F_0 - jH_e d^4}{kT}}. \quad (8.57)$$

Agar tasavvur etsakki, $t = 0$ bo'lganda eksponenta juda kattabo'lib, undan oldingi ifodani integrallash esa keyingi quyidagi natijani beradi:

$$j = \text{const} - \frac{kT}{H_e \cdot d^4} \ln t, \quad (8.58)$$

unda

$$\frac{d(H_e - H_i)}{dt} = -\frac{4\pi\omega}{10} \cdot \frac{dj}{dt} = \frac{2\pi\omega kT}{10H_e d^4} \cdot \frac{1}{t}, \quad [\text{e/sek}], \quad (8.59)$$

ya'ni biz masala shartida talab qilingan ifodani oldik.

Asosiy xronologik ma'lumotlar

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining kashf etilishida moddalarni o'ta past haroratlarda sovutish texnologiyasining rivojlanishi asos bo'ldi.

1877 yilda frantsiyalik muhandis Lui Kayete va shveysariyalik fizik Raul' Pikte bir-biri bilan bog'lanmagan holda kislorodni suyuq holatga o'tgunga qadar sovutishga erishishdi.

1883 yilda Zigmunt Vrublevski va Karol' Ol'shevski azotni suyultirishdi.

1898 yilda esa Djeyms D'yuar suyuq vodorod olishga muvassar bo'ldi.

1908 yilning 10 iyulida Kamerling-Onnes tomonidan geliy suyultirildi

1911 yil o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kashf etildi

1933 yil Meyssner-Oksenfel'd effekti, ya'ni 1933 yilda Val'ter Meysner va Robert Oksenfel'd tomonidan kashf etildi (Meysner samarasi).

O'ta o'tkazuvchanlikning nazariy asoslanishi fanda ilk bor **1935** yilda aka-uka Frits va Xeyne Londonlar tomonidan amalga oshirildi. O'ta o'tkazgichlarning elektrodinamikasini, ya'ni o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining elektrodinamik xossalari muvaffaqiyatli tushuntira oladigan ilk nazariya, bu Londonlar nazariyasidir. O'ta o'tkazuvchan holatni fenomenologik ifodalay oladigan birinchi kvant nazariya **1950** yilda L.D.Landau va V.L.Ginzburg tomonidan taklif etildi. Ushbu nazariya **Ginzburg-Landau (GL) nazariyasi** nomi bilan mashhurdir.

Garter va Kazimir tomonidan taklif etilgan tarkibida ikki xil turdagi «suyuqlik» dan iborat bo'lgan modeldan so'nggina o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining tabiatini tushunishda sezilarli rivojlanishga erishildi

Elektronlarning "o'ta o'tkazuvchan" holati, ya'ni kondensatsiya bo'lishi uchun mas'ul bo'lgan kuchning tabiatini aniqlashdagi muhim qadam sifatida Maksvell va Reynol'ds lar ilmiy guruhlarining amaliy ishlarini keltirish mumkin. Unda o'ta o'tkazgichlarning izotopik effekti yaratildi

Fryolix va Bardinlar elektron-fonon o'zaro ta'sirlashuviga asoslangan izotopik effektini to'g'ri "tushuna" oladigan nazariyani rivojlantirdilar. Ammo, ushbu nazariya o'ta o'tkazuvchanlikning boshqa xossalari tushuntirishga qodir

emas edi. Ushbu yo`nalishdagi keyingi muhim fikr Pippard tomonidan taklif etildi. Keng amaliy ishlarning natijasiga tayangan holda, u shunday xulosaga keldiki, o`ta o`tkazuvchanlik holati ma`lum bir kogerentlik uzunligi (ξ) bilan xarakterlanishi kerak ekan. Uning ma`nosi, o`ta o`tkazgichning ma`lum nuqtasida paydo bo`lgan har qanday qo`zg`alish faqatgina shu nuqtadan ξ va undan yaqinroq masofada bo`lgan "o`ta oquvchan" elektronlarning xossalari ta`sir ko`rsatar ekan.

GL nazariyasi Landauning ikkinchi tur fazoviy o`tishlar (Landau) nazariyasi asosida, ya`ni $T_c - T \ll T_c$ tengsizlik bajariladigan sohada bo`lganligi sababli u faqatgina o`ta o`tkazgichning kritik harorati yaqinidagina o`rinli ekan, A.A.Abrikosov (1957 yil) GL nazariyasini o`ta o`tkazuvchan qotishmalarga qo`llab, ikkinchi tur o`ta o`tkazgichlar nazariyasini yaratdi.

1957 yilda o`ta o`tkazuvchanlik hodisasini tusuntira oladigan nazariya Dj.Bardin, L.Kuper va Dj.Shrifferlar tomonidan (BKSh nazariyasi) e`lon qilindi. Mazkur masalani echilishi uchun N.N.Bogolyubov (1958 yil) ham ulkan hissa qo`shdi. U ishlab chiqqan matematik usul hozirgi kunda ham ushbu soha vakillari tomonidan qo`llanilib kelinmoqda.

O`ta o`tkazuvchanlik nazariyasining keyingi rivojlanishi Grin funksiyasi yordamida BKShning modulli masalasini echish usulini ishlab chiqqan L.P.Gor`kovning (**1958** yil) ishlarida davom etdi.

Gor`kovning ishi Ginzburg-Landau-Abrikosov-Gor`kov nazariyasining (GLAG-nazariyasi nomi bilan mashhur) ishlab chiqilishi bilan nihoyasiga etdi.

Qarshilikning nolga tengligi o`ta o`tkazuvchanlikning yagona farq qiluvchi xossasi emas ekan. O`ta o`tkazgichlarning ideal o`tkazgichlardan asosiy, bosh farqlaridan biri, bu ularda ideal diamagnetiklik xossasining kuzatilishidir.

Ikkinchi tur o`ta o`tkazuvchanlikni kashf etilishida 1930 yillardagi L.V.Shubnikov va 1950 yillardagi A.A.Abrikosovning ishlari muhim rol` o`ynadi.

1962 yilda Brayen Jozefson tomonidan kashf etilgan Jozefson effekti o`ta yuqori sezgirlikka ega bo`lgan elektromagnit qayd etgichlarni yaratish imkoniyatini bergan bo`lsa, uning juda katta amaliy ahamiyatga ega ekanligi hozirgi kundagi fan va texnikaning rivojlanishida namoyon bo`lmoqda.

1986 yilda Karl Myuller va Georg Bednorts yangi turdagi yuqori haroratli o`ta o`tkazgichlar (YuHO`O`) deb nomlanadigan o`ta o`tkazgichlarni kashf etishdi. Agar **1987** yilning boshlarida lantan-strontsiy-mis-kislorod (La—Sr—Cu—O) birikmasida 36 K da qarshilik nolgacha kamaygan bo`lsa, ittriy-bariy-mis-kislorod (Y-Ba-Cu-O) birikmasi uchun esa 94K da qarshilik nolgacha kamaydi.

Uzoq vaqtdan beri yuqori haroratli o`ta o`tkazuvchanlik (YuHO`O`) ni o`rganish davom etib kelinayotganligini e`tiborga olib, ushbu davrni shartli ravishda ikki bosqichga bo`lgan holda, ularga mos ravishda «tarixga qadar» va «tarixiy» nomlar bilan atash mumkin. Birinchi bosqich Ginzburg va Littlning ilk ishlaridan, ya`ni YuHO`O` ni elektronlarning fononlar bilan emas, fononlar energiyasidan ancha katta bo`lgan elektron qo`zg`alishlar bilan o`zaro ta`siri hisobidan mavjud bo`lishi mumkinligidan boshlangan edi.

Organik birikmalardagi YuHO`O` lik fikrining o`zi **1950** yildayoq London tomonidan ilgari surilgan edi va faqat **14** yildan so`ng Ginzburg va Littl bir-biri bilan bog`lanmagan holda metall bo`lmagan sistemalarda YuHO`O` lik bo`lishi mumkinligini nazariy asoslashdi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982, 238 стр.
2. М.Тинкхам Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980, 310 стр.
3. Буккель В. Сверхпроводимость (основы и приложения). М.: Мир, 1975, 366 стр.
4. Джураев Д., Курбанов М. Ўта ўтказгичлар. Ёш куч, 1990, 7, 31 бет.
5. Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона (физика и применения). М.: Мир, 1984, 640 стр.
6. Мняян М.Г. Сверхпроводники в современном мире. М.: Просвещение, 1991, 159 стр.
7. А.Роуз-инс, Е.Родерик Введение в физику сверхпроводимости. М.: Мир, 1972, 272 стр.
8. Джураев Д.Р., Курбанов М. Открытие века. Молодая смена, 1990, 7, С.31-32.
9. П.де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968, 320 стр.
10. Е.Линтон. Сверхпроводимость. М.: Мир, 1971, 262 стр.
11. М.П.Ткаченко. Сверхпроводимость и сверхтекучесть. Учебное пособие для студентов МГУ. Протвино, 1993, 176 стр.
12. Е.А.Пашицкий. Проблемы ВТСП - достижения и перспективы. ФНТ, 1995, т.21, вип.10., с.56-64.
13. Н.М.Плакида. Высокотемпературная сверхпроводимость. М.: Наука, 1996, 292 стр/
14. В.Л.Гинзбург. Сверхпроводимость и сверхтекучесть (что удалось и чего не удалось сделать). УФН, 1997, т.167, вып.4.
15. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (Под ред.В.Л.Гинзбурга, Д.А.Киржница (М.: Наука, 1977, 400 стр.)

16. Гинзбург В.Л., Киржниц Д.А. Высокотемпературная сверхпроводимость (обзор теоретических представлений). Москва, "УФН", 1987, т. 152. - С. 575-621.
17. Джураев Д.Р. Ўта ўтказувчанлик физикасига кириш. - Бухоро: Бухоро, 2009. - 256 б.
18. Джураев Д.Р. Связь электронных характеристик соединений со структурой перовскита, В1 и А15 с их сверхпроводящими параметрами // Узбекский Физический Журнал, 2003, т. М5. - № 1. - С. 15-23.
19. Кресин В.Л. Сверхтекучесть и сверхпроводимость. Москва, издательство "Мир", 1989. - 214 с.
20. Djuraev D.R., Kenjaev Z.M., Jumaev M.R. Behavior of real and imaginary parts of optical conductivity of two-band superconductor//Program and Abstracts of International Conference on Superconductivity and Magnetism, 25 - 30 April of 2010, Antalya, Turkey. – P. 57-58.
21. D.R.Djuraev va boshqalar O`ta o`tkazuvchanlikning ba`zi masalalari.//Toshkent, Press-Dizayin, 2012 yil, 196 bet.
22. Дж.Бардин, Дж.Шриффер Новое в изучении сверхпроводимости, М.: Физматгиз,1962, 124 стр..
23. Дж.Шриффер Теория сверхпроводимости, М.: Наука, 1970, 128 стр.
24. В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теория экситонов, М.: Наука, 1965, 164 стр.
25. Д.Пайнс Элементарные возбуждения в твёрдых телах, М.: Мир, 1965,
26. М.Коэн, Г.Гледстоун, М.Йенсен, Дж.Шриффер Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов.//Москва, Мир, 1972, 316 стр.
27. Бурнштейн Э, Лундквист С. Туннельные явления в твердых телах.// М.:Мир, 1973, 421 стр
28. В.Миронов Мир физики и техники. Основы сканирующей зондовой микроскопии.//Москва, Техносфера, 2009, 143 стр/

29. Богатство Наномира. Фоторепортаж из глубин вещества.//[Гудилин Е.А. и др.]; под Пред.Ю.Д.Третьякова.- Москва: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010,-171 стр/
30. Соколов В. И., Станкевич И. В. Фуллерены - новые аллотропные формы углерода: структура, электронное строение и химические свойства//Успехи химии, т.62 (5), с.455, 1993.
31. Новые направления в исследованиях фуллеренов//УФН, т. 164 (9), с. 1007, 1994.
32. Елецкий А. В., Смирнов Б.М. Фуллерены и структуры углерода//УФН, т. 165 (9), с.977, 1995.
33. Золотухин И.В. Фуллерит - новая форма углерода//СОЖ №2, с.51, 1996.
34. Мастеров В.Ф. Физические свойства фуллеренов//СОЖ №1, с.92, 1997.
35. Лозовик Ю..В., Попов А.М. Образование и рост углеродных нано структур - фуллеренов, нано частиц, нано трубок и конусов//УФН, т. 167 (7), с. 151, 1997.
36. Елецкий А.В. .Углеродные нанотрубки//УФН, т.167(9), с.945, 1997.
37. Смолли Р.Е. Открывая фуллерены//УФН, т.168 (3), с.323, 1998.
38. Рыков С.А. СПб Наука.: 2001. "Сканирующая зондовая микроскопия полупроводниковых материалов и наноструктур".
39. Нанотехнология. Азбука для всех. Под ред.Третьякова Ю.Д. М.: Физматлит, 2008.
40. Трефилов В.И., Чур Д.В., Тарасов Б.П. Киев: АДЕФ Украина, 2001. "фуллерены - основа материалов будущего."
41. Фиалков А.С. М.: Аспект Пресс, 1997. "Углерод, межслоевые соединения и композиты на его основе"
42. Харрис П. М.: Техносфера. 2003 "Углеродные нанотрубки и родственные структуры. Новые материалы XXI века."

43. Чаплигин А.Н. М.: Техносфера. 2005. "Нанотехнология в электронике"
44. Шевченко В.Я. М.: ЛКИ 2008. "Белая книга по нанотехнологиям"
45. Яминский. И.В. М.: Научный мир, 1997. "Сканирующая зондовая микроскопия биополимеров"

Foydalanilgan veb saytlar

1. <http://www.elementy.ru/trefil>
2. <http://www.sciencemag.org/cgi/content>
3. <http://www.perst.isssp.kiae.ru/inform>
4. <http://www.scientific.ru/journal/news>
5. <http://www.physicsweb.org>
6. <http://www.perst.issp.ras.ru>
7. <http://www.computerra.ru>
8. <http://www.delftechnology.com>
9. <http://www.ferra.ru>
10. <http://www.ichip.ru>
11. <http://www.nano.gov>
12. <http://www.nanoenot.pisem.net>
13. <http://www.nanonewsnet.ru>
14. <http://www.nantero.com>
15. <http://www.km.ru>

“FAN VA TA’LIM” NASHRIYOTI

Terishga berildi 30.11.22. Bosishga ruhsat berildi 28.12.22. Bichimi 84x108 1/32.
Times New Roman garniturasida offset usulida chop etildi. Nashr bosma tabog`i
32,0. Shartli bosma tabog`i 32,0.

“FAN VA TA’LIM” Nashriyotida ro`yxatdan o`tkazildi.
“Dunyo Poligraf Plyus”x/k bosmaxonasida chop etildi.
Buxoro viloyati, Buxoro shahar, Islom Karimov ko`chasi, 37/1
+998914165009



ISBN 978-9943-8864-6-9



9 789943 886469