

N. Eshqobilov

ATOM SPEKTROSKOPIYASIGA KIRISH

darslik



22.3 ya 7

4Ta

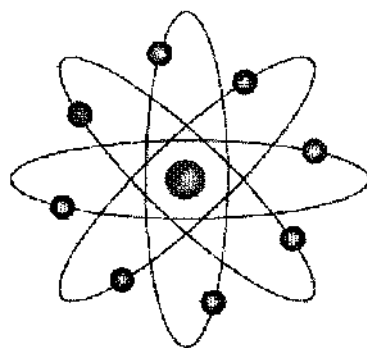
E-78

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

Eshqobilov Napas Beknazarovich

ATOM SPEKTROSKOPIYASIGA KIRISH

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta-maxsus ta'lim vazirligi tomonidan Oliy o'quv yurtlarining "5140200-fizika" bakalavr ta'lim yo'nalishi talabalari hamda "5A140202- Fizika (yo'nalishlar bo'yicha)" va "5A140201-Nazariy fizika" mutaxassisliklari magistrantlari uchun darslik sifatida tavsiya etilgan.



Samarqand - 2020

Taqrizchilar

I.Xolbayev - Mirzo Ulug'bek nomidagi O'zbekiston Milliy universiteti Yadro fizikasi kafedrası professori, f-m.f.d.

A.J.Jumahoyev- Samarqand davlat universiteti Optika kafedrası mudiri, f-m.f.d., professor.

Ushbu darslik O'zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasining 2018yil 24-iyuldagi "Samarqand davlat universiteti faoliyatini yanada takomillashtirish chora-tadbirlari to'g'risida" gi 571-sonli qarori asosida tayyorlandi.

Mazkur darslikda atom spektroskopiyasining nazariy asosi hisoblangan atom spektrlari nazariyasi bir elektronli va ko'p elektronli atomlar misolida qisqacha tahlil qilingan. Asosiy e'tibor, atom spektrlarini uyg'otishda ishlatiladigan zamonaviy lazer sistemalariga, ular yordamida atomlarning kvant holatlarini uyg'otish metodlariga, yuqori uyg'ongan ridberg va avtoionizatsion holatlarning spektroskopik parametrlarini aniqlash jarayonlariga va atom spektrlaridan amaliy maqsadlarda foydalanishga mo'ljallangan lazerli atom spektral analizi metodlari tahliliga qaratilgan.

Ushbu darslik amaldagi o'quv dasturlari asosida 5140200 "Fizika" bakalavr va 5A140202 "Fizika (yo'nalishlar bo'yicha)" hamda 5A140201 "Nazariy fizika" magistratura mutaxassisliklari bo'yicha tahsil olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan bo'lib, undan shu soha bo'yicha ilmiy ish bilan shug'ullanayotgan doktorantlar ham foydalanishlari mumkin.

3913/1

ISBN – 978-9943-6300-6-2

***O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta-maxsus ta'lim vazirligi
hamda Samarqand davlat universiteti ilmiy kengashi tomonidan
darslik sifatida tavsiya etilgan (2020 yil 28 yanvardagi 6-son qaror).***

MUNDARIJA

Kirish.....	9
I bob. ATOM SPEKTRLARI NAZARIYASI	
§ 1.1 Vodorod atomi spektri (klassik nazariya).....	16
§ 1.2 Serial qonuniyatlar.....	21
§ 1.3 Energetik sathlarning nozik strukturasi.....	23
§ 1.4 Spektral chiziqlardagi izotopik siljishlar.....	25
§ 1.5 Markaziy simmetrik maydondagi elektronning harakati.....	27
§ 1.6 Kulon maydonida elektronning harakati.....	32
§ 1.7 Vodorod atomi uchun Shredenger tenglamasi.....	35
§ 1.8 To'liq funksiya va uning fizik ma'nosi.....	37
§ 1.9 Atomda elektronlarning fazoviy taqsimoti.....	39
§ 1.10 Elektronlarning orbitalar bo'yicha taqsimoti.....	43
§ 1.11 Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi.....	46
I bob bo'yicha misol va masalalar.....	48
II bob. KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR SPEKTRLARI	
§ 2.1 Elementlar davriy sistemasi.....	51
§ 2.2 Elektron qobiqlarning to'lib borish tartibi. Pauli prinsipi.....	53
§ 2.3 Geliy atomi.....	58
§ 2.4 Spektrlarning mul'tipletligi va elektronning spini.....	63
§ 2.5 Ishqoriy element atomlarining spektrlari. (1s elektronli atomlarining spektrlari).....	65
§ 2.6 Mis, kumush va oltin atomlarining spektrlari.....	74
§ 2.7 Ishqoriy-yer elementi atomlarining spektrlari.....	75
(2s elektronli elementlar atomlarining spektrlari)	
§ 2.8 Rux, kadmiy va simob atomlarining spektrlari.....	77
§ 2.9 1p-elektronli element atomlarining spektrlari.....	79
§ 2.10 2p-elektronli element atomlari spektrlari.....	83
§ 2.11 Boshqa p-elektronli element atomlarning spektrlari.....	84
§ 2.12 d-elektronli element atomlari spektrlari.....	87
§ 2.13 f-elektronli element atomlarining spektrlari.....	88
II bob bo'yicha misol va masalalar.....	91

III bob. ATOM SPEKTRLARINI UYG'OTISHDA FOYDALANILADIGAN LAZERLAR

§ 3.1 Yorug'likning majburiy yutilishi. Spontan va majburiy nurlanishlar	93
§ 3.2 Yorug'likning kuchayishi	97
§ 3.3 Optik kvant generatorlarining tuzilishi va umumiy sxemasi.....	101
§ 3.4 Qattiq jism lazerlari.....	104
§ 3.5 Gaz lazerlari, geliy-neon, korbanat angidrid va azot lazerlari.....	113
§ 3.6 Ionli lazerlar. Argon lazeri. Metall bug'li lazerlar.....	130
§ 3.7 Bo'yoq lazeri. Rodamin-6J lazerining ish rejimi.....	135
§ 3.8 Yarim o'tkazgichli lazerlar. Arsenid-galliy lazeri	143
§ 3.9 Kimyoviy lazerlar. Eksimer lazeri	150
§ 3.10 Parametrik generatorlar.....	157
§ 3.11 Chastotasi silliq o'zgaradigan lazerlar.....	161

III bob bo'yicha misol va masalalar.....

IV bob. ATOM SPEKTRLARINI UYG'OTISHNING LAZER SPEKTROSKOPIYA USULLARI

§ 4.1 Lazer nurlarining xususiyatlari.....	164
§ 4.2 Chiziqli lazer spektroskopiya metodlari.....	166
§ 4.3 Lazerli absorbsion metodlar.....	170
§ 4.4 Lazerli optika-akustik metod.....	174
§ 4.5 Lazerli optika-galvanik metod.....	175
§ 4.6 Lazerli fluoressensiya metodi.....	175
§ 4.7 Nochiziqli lazer spektroskopiya metodlari.....	179
§ 4.8 Atomlarni ko'pfotonli uyg'otish metodi.....	182
§ 4.9 Atomlarni ko'pfotonli ionlashtirish metodi.....	187
§ 4.10 Atomlarni bosqichma-bosqich fotoionizatsiyalash metodi	192
4.10.1 Fotoionizatsiya metodning asosiy xarakteristikalari.	193
4.10.2 Ikki bosqichli fotoionizatsiya jarayonining kinetikasi	196
4.10.3 Atomlarni bosqichli uyg'otish va ionlashtirish usullari	201
§ 4.11 Atomlarni yuqori uyg'ongan avtoionizatsion holatlar orqali ionlashtirish.....	204
§ 4.12 Atomlarni yuqori uyg'ongan ridberg holatlari orqali ionlashtirish	207

§ 4.13 Atom va molekullarni selektiv uyg'otish va ionlashtirish	212
4.13.1 Selektiv jarayonlar to'g'risida ma'lumotlar.....	212
4.13.2 Selektiv lazerli fotojarayonlarning klassifikatsiyasi...	216
4.13.3 Atomlarni uyg'otishda selektivlik darajasini aniqlash.....	218
§ 4.14 Kombinatsion sochilishning lazer spektroskopiya metodi.....	227
§ 4.15 Lazer spektroskopiya metodlarini taqqoslash.....	231
IV bob bo'yicha misol va masalalar.....	232
V bob. ATOMLARDA UYG'ONGAN HOLATLAR LAZER SPEKTROSKOPIYASI	
§ 5.1 Uyg'ongan atomlarning xossalari.....	236
§ 5.2 Rezonans kvant o'tishlarning ko'ndalang kesma yuzasini aniqlash.....	240
§ 5.3 Ridberg holatlarini uyg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi	241
§ 5.4 Atomlarni uyg'ongan holatdan fotoionlashtirishning ko'ndalang kesma yuzasi.....	243
§ 5.5 Atomlarda uyg'ongan kvant holatlarning yashash vaqti ...	244
§ 5.6 Kvant holatlarning energiya qiymatlarini va kvant defektlarini aniqlash	247
§ 5.7 Energetik sathlarning nozik struktura qiymatini aniqlash..	250
§ 5.8 Atomlarning ionlashtirish potensialini aniqlash	251
§ 5.9 Avtoionizatsion spektrlarning parametrlarini aniqlash....	254
V bob bo'yicha misol va masalalar.....	259
VI bob. ATOM SPEKTRAL ANALIZ	
§ 6.1 Lazerlarning atom spektral analizda qo'llanilishi.....	263
§ 6.2 Lazerli atom-fluorescent spektral analiz.....	265
6.2.1 Gaz holatdagi moddalarning eng kam miqdorini aniqlash.....	266
6.2.2 Suvli eritmalarda metodning sezgirlik darajasini aniqlash.....	269
6.2.3 Real ob'ektlarda spektral analiz o'tkazish usullari....	269
§ 6.3 Lazerli atom-fotoionizatsion spektral analiz.....	271
6.3.1 Lazerli atom-fotoionizatsion spektral analiz texnikasi.....	272
6.3.2 Moddaning bug' holatidagi va atom-molekulyar dasta holatidagi spektral analizi.....	279

6.3.3 Aralashma moddalarning spektral analizi.....	281
6.3.4 Varim o'tkazgich moddalarning spektral analizi.....	283
6.3.5 Biologik ob'ektlarning spektral analizi.....	286
§ 6.4 Lazerli atom-absorbsion spektral analiz.....	287
6.4.1 Atom absorbsion analizda qo'llaniladigan spektrometrlar.....	289
6.4.2 Har hil agregat holatdagi moddalarning absorbsion spektral analizi.....	293
§ 6.5 Lazerli optik-akustik spektral analiz.....	297
6.5.1 Optika-akustik spektrometrlarning ishlash prinsipi...	298
6.5.2 Gazlarda optika-akustik spektral analiz.....	299
6.5.3 Suyuqliklarda optika-akustik spektral analiz.....	301
§ 6.6 Lazerli atom spektral analizning istiqbollari	303
VI bob bo'yicha misol va masalalar	304
Hovalar.....	309

Soʻz boshi

Oʻzbekiston Respublikasi oliy taʼlim tizimini 2030 yilgacha rivojlantirish KONSEPSIYASIda, yuqori malakali, kreativ fikrlaydigan, har qanday sharoitda ham optimal qarorlar qabul qila oladigan, oʻz vataniga sodiq, bilimli, tajribali kadrlarni tayyorlash va ular orqali mamlakatimizning porloq kelajagini taʼminlash asosiy va ustuvor vazifalardan biri sifatida keltirilgan. Kadrlar tayyorlashning sifat va samaradorligi koʻp jihatdan mukammal yaratilgan darslik va oʻquv qoʻllanmalarining saviyasiga bogʻliq.

Oʻzbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasining “Samarqand davlat universiteti faoliyatini yanada takomillashtirish toʻgʻrisidagi” 571-sonli qarorida ham ustuvor yoʻnalishlaridan biri sifatida “Yangi avlod oʻquv adabiyotlarini yaratish va ularni universitetning oʻquv jarayoniga keng tadbiiq etish, uni zamonaviy oʻquv, oʻquv-metodik va ilmiy adabiyotlar bilan taʼminlash, shu jumladan yangi xorijiy adabiyotlarni tarjima qilish orqali axborot resurs markazlarining fondini muntazam boyitib borish” koʻrsatilgan.

Yuqoridagi vazifalardan kelib chiqqan holda, bugungi kunda mukammal yangi avlod oʻquv adabiyotlarini yaratish muxim masalalardan biri sifatida qaralmoqda. Shu jihatdan, yuqori malakali bakalavr va magistr mutaxassislarini tayyorlashda ixtisoslik fanlaridan oʻzbek tilida tayyorlangan zamonaviy adabiyotlar muhim oʻrin tutadi. Chunki, talabaga chet tillarini oʻrgatish orqali uni rivojlangan mamlakatlar ilm-fani va texnika-texnologiyalaridan xabardor qilishdan koʻra, malakali mutaxassislar tomonidan tayyorlangan, talabaning oʻz ona tilida yaratilgan, oʻquv adabiyotlar orqali xabardor qilish, nisbatan qisqa vaqttni egallaydi.

Shu maʼnoda olib qaraganda, Samarqand davlat universiteti fizika fakulteti Nazariy fizika va kvant elektronika kafedrasida yaratilgan “Atom spektroskopiyasiga kirish” nomli darslik, alohida ahamiyatga ega. Ikkinchidan mazkur darslik oʻzbek tilida lotin alifbosida birinchi marta chop etilmoqda. Fizika sohasining rivojida spektroskopiya fanining tutgan oʻrni beqiyos. Bugungi kunda fizikada erishilgan va erishilayotgan barcha olamshumul kashfiyotlar asosida atom, yadro va molekulyar spektroskopiyasi yotibdi. Atom spektroskopiyasi fani boʻyicha rus va ingliz tillarida adabiyotlar boʻlsada, ular oʻtgan asrning ikkinchi yarmida yaratilgan.

Ushbu kitobni yozishdan maqsad, oʻzbek tilida taʼlim olib, fizik

ixtisosligini egallayotgan talabalarni materiyaning eng kichik zarrachasi hisoblangan atom va uning tuzilishi, uni tashkil qilgan elektron, proton va neytronlar o'rtasidagi o'ta nozik o'zaro ta'sir mexanizmlarini ular berayotgan xilma-xil spektrlari orqali o'rganishning metodlari, usullari va yo'llari bilan nazariyadan amaliyotgacha ketma-ket, tizimli tanishtirishdan iborat.

Darslik 6 ta bobdan iborat bo'lib, unda atom spektrlari E.Shredenger tenglamalari asosida, kvant mexanikasi nuqtai nazaridan tushuntirilgan. Davriy sistemadagi barcha elementlarning elektron spektrlari, elektron qobiqlarning to'lib borish tartibi bo'yicha taxlil qilingan. Eng muxim e'tibor, atom spektrlarini uyg'otishning zamonaviy metodlari, ya'ni chiziqli va nochiziqli lazer spektroskopiya metodlariga, atomlarning ionlanish chegarasi atrofida joylashgan ridberg va avtoionizatsion holatlarning spektroskopik parametrlarini aniqlash orqali, spin- orbital o'zaro ta'sir mexanizmlarini o'rganishga qaratilgan. Atom spektrlarini o'rganishda lazer spektroskopiyasining klassik spektroskopiyadan ustunlik, avzallik va qo'laylik tomonlari ko'rsatilgan. Atom spektrlariga asoslanib ishlaydigan zamonaviy lazer spektrometrlari va ularda o'tkazilgan noyob tajribalar hamda ularning natijalariga asoslanib, mazkur asboblarning ishlab chiqarishda va sanoatda qo'llanilish variantlari bayon etilgan.

Kitobning ilova qismida Davriy sistemadagi ko'pchilik element atomlarining spektroskopik parametrlari, energetik diagrammalari, kvant o'tishlarining sxemalari va jadvallar keltirilgan.

Fursatdan foydalanib, ushbu darslikni tayyorlashda o'zining beminnat maslahatlari bilan yordam bergan professorlar: I.M.Sabirov, R.M.Ibodov, A.J.Jumabaev va dotsent G.M.Muradovlarga muallif o'z minnatdorligini bildiradi.

Mazkur darslik birinchi marta chop etilganligi uchun ayrim kamchilik va noaniqliklardan holi emas. Muallif xar qanday tanqidiy fikrlar va takliflarni mamnuniyat bilan qabul qiladi.

KIRISH

Har qanday elementning atomi, markazda joylashgan yadro (proton va neytronlar) va uni qoʻrshab olgan elektronlardan tashkil topgan. Proton va neytronlar massalari jixatidan deyarli teng zarrachalar boʻlib, protonning zaryadi musbat, elektronning zaryadi manfiy, neytronlar esa zaryadsiz zarracha hisoblanadi. Agar atom shu uchta zarrachalardan tashkil topgan boʻlsa, unda ular atomda qanday taqsimlangan? Kimyoviy elementlar qanday hosil boʻlgan? Xilma-xil fizika - kimyoviy xossalari qaysi zarrachalar taʼsirida vujudga kelgan? Bu kabi savollarga javob topish maqsadida insonlar qadimdan har xil sodda tajribalar oʻtkazdilar. Dastlab, siyraklangan gaz atomlari va metall bugʻlari chiqaradigan nurlanishlarni oʻrgana boshladilar.

Nemis olimi Robert Bunzen har-xil modda kukunlarini alanga ustiga sepganida ulardan turli xil rangdagi nurlanishlar chiqqanligini kuzatgan. Masalan, mis kukunlarini sepganda, alanga yashil rangda nur chiqqanligini; osh tuzi kukunlarini sepganda, sariq rangdagi; stronsiy elementi kukunlarini sepganda, qizgʻish rangdagi nurlanish chiqqanligini koʻzatgan. Shundan xulosa qilganki, har bir modda atomlari nurlanganda oʻziga xos, bir-biriga oʻxshamaydigan rangdagi nurlanishlar hosil qiladi. Oradan bir yil oʻtmadan Robert Bunzenning vatandoshi Gustav Kirxgof alangada xosil boʻladigan nurlanishlarni shisha prizma orqali oʻtkazib, uni har xil tarkibiy monoxromatik nurlarga ajratishni taklif etdi. Shunda u osh tuzi kukuni sepilganda hosil boʻladigan sariq nurlanishni prizma orqali oʻtkazganda, sariq va zargʻaldoq rangdagi nozik chiziqlardan iborat nurlardan tashkil topganligini aniqladi.

Bu tajribadan shunday xulosa chiqardiki, tabiatda har qanday kimyoviy moddalar nurlanganda faqat shu modda element atomlariga xos nurlanish hosil qiladi. Bu nurlanishni biror spektral asbob orqali koʻzatganimizda, shu element atomlarining spektri hosil boʻlganligini koʻramiz. U bir necha nozik spektral chiziqlardan iborat boʻlib, toʻlqin uzunligi, chastotasi va ravshanligi jihatdan hech qachon boshqa element atomlari chiqargan spektrni takrorlamaydi. Shuning uchun har bir element atomlari tomonidan chiqarilgan spektr, shu elementning oʻziga xos "pasporti" hisoblanadi.

XIX asrning boshlariga kelib, jismlarni qizdirganda ham hosil boʻladigan nurlanish prizma orqali oʻtkazilganda, qator spektral chiziqlardan iborat chiziqli yoki yoʻl-yoʻl spektrlar hosil boʻlishi

ko'zatilgan. Shunda ma'lum bo'ldiki, ionlashgan atomlar yoki neytral atomlar, spektrining ko'zga ko'rinadigan, infraqizil, ultrabinafsha va vakuum ultrabinafsha sohasida (1nm-750nm) nurlanish hosil qilsa, organik molekulalar esa spektrning infraqizil sohasida (750nm-1mkm) nurlanish hosil qiladi. Nurlanishning to'liq uzunligi jism temperaturasi ham bog'liq. Qattiq jismlarni xona haroratidan (20°C) to 750°C gacha qizdirganimizda, jism uzoq infraqizil sohadan, yaqin infraqizil sohagacha bo'lgan to'liq uzunliklarda nurlanish hosil qiladi. Jism temperaturasi keyingi oshishi ko'zga ko'rinadigan sohada keyin, ultrabinafsha va vakuum ultrabinafsha sohalarida nurlanish chiqarishiga sabab bo'ladi.

Demak, moddalar qizdirilganda, yoki atom va molekulalar nurlantirilganda, ular o'zlariga olgan tashqi energiyani nurlanish tariqasida chiqaradi va u spektr ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Spektr- bu atom, molekula va jismlardan chiqayotgan elektromagnit nurlarning to'liq uzunliklar yoki chastotalar bo'yicha taqsimotidir. Demak, nurlanishning ikki turi mavjud: issiqlik nurlanishi yoki atom va molekulalarning tashqaridan olgan energiya hisobidan nurlanishi.

Issiqlik nurlanishi jismlarni tashkil etgan atom va molekulalarning tebranma harakati tufayli olgan kinetik energiyasi hisobidan hosil bo'ladi. Atom yoki molekulalarning nurlanishiga sabab, tashqi energiyani (masalan, yorug'lik energiyasini) o'ziga yutib, keyinchalik bu energiyani lyumenissensiya, fluoressensiya yoki fosforessensiya ko'rinishida chiqarishi hisoblanadi. Lyumenissensiya, fluoressensiya va fosforessensiyalar bir-biridan nurlanishining davomiyligi bilan farq qiladi. Agar nurlanish davomiyligi $\tau \approx 10^{-8}$ sekunddan qisqa bo'lsa fluoressensiya, 10^{-3} - 10^{-8} sekund oralig'ida bo'lsa -lyumenissensiya va 10^{-3} sekund va undan uzoq davom etsa, bunday nurlanishlar fosforessensiya deb ataladi.

XIX asrning ikkinchi yarmidan moddalarning spektrlarini o'rganish juda faollashdi. Molekulalar beradigan spektrlar asosan keng, yalpi, yo'l-yo'l spektrlardan iborat bo'lib, aniq chegaraga ega bo'lmashligi bilan xarakterlansa, atomlar beradigan spektrlar alohida tor, yorqin, aniq chiziqliklardan iborat bo'lishi bilan xarakterlanadi. Chiziqli spektrlarning ko'rinishi va ularning joylashishiga qarab, u qaysi elementga tegishli ekanligi aniqlandi.

Shu tariqa fizikada atom, yadro va molekulalarning tuzulishini, ular chiqaradigan spektri orqali o'rganadigan fan - spektroskopiya fani shakllandi.

Spektroskopiya fanining rivojlanish tarixiga qisqacha nazar tashlaydigan bo'lsak, xronologik ravishda uni uch davrga bo'lish mumkin.

Birinchi davr, 1666 yildan, yani I.Nyuton tomonidan oq yorug'likning etti xil rangli spektrga ajralishini kashf etishidan boshlanib, 1913 yil N.Bor tomonidan atom spektrlarining kvant nazariyasi yaratilguncha bo'lgan davr. Ikkinchi davr, 1913 yildan, to 1960 yilgacha, yani kogerent, monoxromatik va yuqori energiyali yorug'lik manbai- lazerlarning kashf etilishigacha bo'lgan davr va nihoyat uchinchi davr, 1960 yildan to hozirgi kungacha bo'lgan davr.

Birinchi davrda spektroskopiya imperik fan sifatida har xil farazlar va g'oyalarga asoslangan holda rivojlandi. Moddalar spektri bilan uning tarkibiy tuzilmasi hisoblangan atom va molekulalar o'rtasida uzviy bog'lanish yo'q edi. Bu sohada tadqiqotlar xaotik va bir maqsadga yo'naltirilmagan edi.

Ikkinchi davrda spektroskopiya kvant nazariyasiga asoslangan, moddalar tuzilishini to'laqonli tushuntira oladigan kuchli nazariy asosga ega bo'ldi. Uchinchi davrda esa, spektroskopiya atom va molekulalarning o'ta nozik strukturaviy tuzilishlarini o'rganadigan kuchli eksperimental manbaga, ya'ni lazer qurilmasiga ega bo'ldiki, uning yordamida nafaqat atom va molekulalarning fundamental parametrlari aniqlandi, balki amaliyotda keng qo'llaniladigan spektral asboblari yaratildi.

Agar spektroskopiyaning har bir rivojlanish etaplarini qaraydigan bo'lsak, bu yuqorida qayd qilinganidek, I.Nyuton tomonidan oq yorug'likning prizma yordamida etti xil rangli yalpi spektrlarga ajralishidan boshlangan. Keyinchalik XVIII asrga kelib ko'zga ko'rinmaydigan infraqizil va ultrabinafsha nurlar kashf qilindiki, bu bilan spektrokopiyaning tadqiqot diapozoni kengaydi. Lekin diskret spektrlar hali kashf etilmagan edi. Spektroskopiyaning keyingi rivojlanish etapi diskret spektrlarning kashf etilishi bilan bog'liq. 1802 yil Vollaiston birinchi bo'lib Quyosh nuri spektrida qora chiziqlarni ko'zatdi. Lekin u bu chiziqlarni ranglarni tugash chegarasi deb qaradi. Diskret spektrlarning kashf etilishi bevosita Fraunhofer nomi bilan

bog'liq. U 1814 yil Quyosh spektrida 100dan ziyot qora chiziqlarni ko'zatdi va bu chiziqlar "Fraunhofer chiziqlari" nomi bilan fanga kiritildi. Ularning to'liq uzunligini shaxsan Fraunhofer o'lgagan va intensivliklari bo'yicha lotin harflari bilan belgilagan. Spektroskopiyaning keyingi rivojlanish etapi jismlarning yorug'likni yutish va chiqarish qobiliyatini o'rganish bilan shug'ullangan G.Kirxgofning faoliyati bilan bog'langan. Shu asosida G.Kirxgof va R.Bunzenlar 1859 yil spektral analizga asos soldiki, uning yordamida astrofizikada ko'pchilik osmon jismlarining tarkibi aniqlandi. Spektral analiz tufayli davriy sistemada bir qator yangi elementlar kashf qilindi. Eng muhimi, atom spektral chiziqlarning joylashish qonuniyati aniqlandi ya'ni vodorod va ishqoriy metall atomlari uchun serial qonuniyatlar kashf etildi. 1885 yil Barmer ko'rsatdiki, vodorod atomi spektrida ko'zatilayotgan 13 ta spektral chiziqlar joylashish jixatdan katta aniqlik bilan $\lambda = \frac{an^2}{n^2 - 2^2}$ formulaga mos keladi. Keyinchalik bu formulani Balmer formulasi deb yuritila boshladi. Ridberg esa juda katta aniqlik bilan ishqoriy metallar spektri uchun ikkita spektral termlarning farqini spektral chiziqlarning to'liq soni orqali ifodalashga muvofiq bo'ldi. Uning ko'rinishi $\tau_1 = \frac{R}{(n_1 + a_1)^2}$ va $\tau_2 = \frac{R}{(n_2 + a_2)^2}$ shaklda ifodalandi.

Keyinchalik Keyzer, Runge va Pashenlar tomonidan qator atomlar uchun spektral qonuniyatlar yaratildi. 1908 yilda Rits spektral termlardagi qonuniyatlarni o'rganib, o'zining kombinatsion prinsipga asoslangan formulasini e'lon qildi. Lekin prinsipning fizik ma'nosi N.Bor tomonidan kvant nazariya kashf etilgandan keyin tushuntirildi. 1860-1865 yillarda Maksvell tomonidan yorug'likning elektromagnit nazariyasi taklif qilindi va shu yili radioto'liqlar kashf etilib, u ham to'liq uzunligi katta qiymatga ega bo'lgan elektromagnit tulqinlar ekanligi isbotlandi. Keyinchalik rentgen va gamma nurlarning kashf etilishi bilan elektromagnit to'liqlar diapozoni yanada kengaydi. XIX asrning oxirlarida yorug'likning dispersiyasi tajribada ko'zatildi va uning elektron nazariyasi yaratildi. 1900 yilga kelib yorug'likning elektromagnit nazariyasi bilan birga uning korpuskulyar nazariyasi ham yaratildi. M.Plank yorug'likning kvant gipotezasini ilgari surdi va 1905 yilga kelib, A.Eynshteyn yorug'likning kvant nazariyasiga asos soldi. "Foton" tushunchasini fanga kiritdi.

1913 yilda N.Bor tomonidan atom va molekularlarning nurlanishi to'g'risidagi postulatlar bilan spektroskopiya fanining rivojlanishining ikkinchi davri boshlandi. N.Bor Rezerford tomonidan taklif qilingan

atom tuzilishining yadroviy modelini chuqur o'rganib, atomlarda statsionar energetik holatlar mavjudligini va bu holatlar o'rtasida kvant o'tishlar sodir bo'lishi to'g'risida ikkita postulat yaratdi, lekin bular klassik mexanika va klassik elektrodinamika qonunlariga zid bo'lsada, tajribada o'z tasdig'ini qisman topdi. N. Bor nazariyasining yaratilishi bilan 1913 yilga qadar butun klassik spektroskopiyada tan olingan barcha kashfiyotlar qaytadan reviziya qilindi. Ko'pchilik hodisalarni tushuntirishda bu nazariyaning afzallik tomonlari va hodisalarning fizik ma'nosini ochib berishda barcha matematik apparatlarga mos kelishi ko'rsatildi. Masalan vodorod atomida ko'zatilgan serial qonuniyatlar yoki diskret rentgen spektrlarida kuzatiladigan Mozli prinsipi deb nom olgan kvant o'tishlar va boshqalarni keltirish mumkin.

Vodorod atomi spektri o'rganilganidan ko'p o'tmay Zommerfeld va Rojdestvenskiylar tomonidan ishqoriy metall atomlarining spektrlari to'lig'icha o'rganildi. Bu tadqiqotlar natijasida 1922-1925 yillarda Lande, Gund va Rossellar tomonidan og'ir elementlarning murakkab spektrlarini o'rganish natijasida spektral diagrammalar kashf etildi. Ulanbek va Gaudsmitlar tomonidan 1925 yili elektronning spini kashf etildi. Atom spektrlarini sistemalashtirish Mendeleev elementlar davriy sistemasidagi ba'zi qonuniyatlarning ochilishiga turtki bo'ldi. Atomdagi elektron qobiqlarning to'lib borish tartibi 1925 yili Pauli prinsipi bilan qonunlashtirildi. Ushbu kashfiyotdan keyin modda elementlarining fizika-kimyoviy xossalari belgilaydigan faktor- elektronlarning qobiqlarda joylashishi ekanligi aniqlandi.

Bor nazariyasining ulkan yutuqlari bilan bir qatorda uning kuchsiz tomonlari ham keyinchalik ma'lum bo'lib qoldi. Masalan, energetik sathlarning bo'linishi, spektrlarning intensivligi, ba'zi formulalarning tajriba natijasiga mos kelmasliklarini aytilish mumkin. N.Bor nazariyasining bu kamchiliklarini kvant mexanikasi tushuntirdi. Kvant mexanikasi mikroskopik zarrachalarning xususan, atom, yadro va molekullarning spektral tuzulishlarini va ulardagi spektroskopik qonuniyatlarni to'liq tushuntira oldi. Eng oddiy vodorod atomidan boshlab, to murakkab tuzilishdagi lantanoid atomlariga qadar spektrlarning joylashish qonuniyatlarini va ularda yuz beradigan kvant o'tishlarni to'la tushuntira oldi.

Spektroskopiya fani rivojlanishining uchinchi davri 1960 yil N.Basov, A.Proxorov va T.Taunoslar tomonidan kashf etilgan koherent, monoxromatik va yuqori energiyali yorug'lik manbai - lazer nurlarining

kashf etilishi bilan boshlanadi. Bu davrda biz lazer nurlari va ularning qo'llanilish sohalarida nihoyatda tez rivojlanish bo'lganligining guvohi bo'ldik. Eng birinchilar qatori qo'llanilgan sohalardan biri bu spektroskopiya va moddalar spektral analizi bo'ldi. Lazer nurlari instrument sifatida mavjud spektroskopiya metodlarining xarakteristikalarini tubdan yaxshilash bilan birga, hali mavjud bo'lmagan yangi spektroskopik metodlarga asos soldi. Atom- absorbsion spektroskopiya, atom- fluoressent spektroskopiya, optika-akustik spektroskopiya metodlari klassik spektroskopiya metodlari sifatida avvaldan mavjud bo'lgan bo'lsa, nohiziqli lazer spektroskopiya, ko'pfotonli yoki ko'phosqichli lazer spektroskopiya, lazer fotoionizatsion spektroskopiya, rezonator ichida yutilish lazer spektroskopiyasi kabi yangi lazer spektroskopiya metodlari paydo bo'ldi.

Lazer rezonans- fotoionizatsion spektroskopiya metodi atom yoki molekulalarning bir yoki bir nechta fotonni bir vaqtda yutib, o'yg'ongan energetik holatga yoki ion holatga o'tishga asoslangan. Bu metodning sezgirligi juda yuqori bo'lib, amalda bitta atom yoki bitta molekulani qayd qilish imkoniyatiga ega.

Shu davrdan boshlab klassik optik spektroskopiya o'rniga zamonaviy lazer spektroskopiya keldi. U moddalarning, xususan atom va molekulalarning xususiyatlarini o'rganishda lazer nurlarini qo'llash bilan faol shug'ullanadigan bo'ldi. Bu sohadagi dastlabki muvaffaqiyatli tajriba 1971 yil rubidiy atomlari bilan amalga oshirildi. Bu metodning keng imkoniyatlari 1975 yil uran atomlarini ikki hosqichli selektiv uyg'otish va ionlashtirishga bag'ishlangan tarixiy tajribada ko'rsatildi.

Tajribalar dastlab, Rossiya Fanlar Akademiyasi Spektroskopiya institutida, keyinchalik, mashhur Livermor laboratoriyasida AQSh da amalga oshirildi. O'tgan asrning 70-yillaridan boshlab, jaxonning o'nlab ilmiy markazlarida minglab olimlar lazer nurlari, ularning parametrlarini o'rganish, takomillshtirish va yangilarini kashf etish bilan shug'ullangan bo'lsa, minglab olimlar ularning xilma-xil ob'ektlarga qo'llash va bu orqali moddalarning hozirgacha ma'lum bo'lmagan xususiyatlarini o'rganish bilan shug'ullandilar. Bugungi kunda atom-molekulyar spektrokopiya rivojlanishi bilan bog'liq qator yangi sohalar vujudga keldi, bular: lazerli analitika, izotop va izomerlarni ajratish, o'ta sof materiallar olish texnologiyasi kabi amaliy ahamiyatga ega bo'lgan sohalar bilan bir qatorda, ko'pfotonli spektroskopiya, uyg'ongan holatlar

spektroskopiyasi, selektiv fotofizika va fotokimiyo, nohiziqli jarayonlar fizikasi va boshqa ko'plab fundamental sohalar, metodlar shakllandi.

Xulosa qilib aytganda lazer nurlari lazer spektroskopiyasi kirib bormagan soha kam qoldi. Lazer nurlarining atom va molekulalarga selektiv tasir etish usullari spektroskopiyani misli ko'rilmagan darajada taraqqiy ettirdi. Bugungi kunda lazer spektroskopiyaning sezgirligi shu darajada yuqorki, u aralashma ichidan istagan aniq navli yakka atom yoki yakka molekulani ham qayd eta oladi. Bu esa lazer spektroskopiyasining sezgirlik darajasi odam yoki hayvonning hid bilish darajasiga etganligini bildiradi. Shu urinda, mashhur akademik I.Kapitsa 1966 yilda "Fan haqidagi fan" kitobida "Hozirgi zamon fizikasining kelgusidagi vazifalaridan biri, "itning hid sezish qobiliyatidan" ham o'tib ketishdir" degan so'zlarini esga olish maqsadga muvofiq. Demak, hozirgi paytda lazer spektroskopiyasining sezgirligi hayvonlarning hid sezish qobiliyati bilan bellasha oladi.

Kelgusida "hid sezish" asboblari yaratilishi ham mumkin. Lazer nuri ta'siri tufayli hali bizga no'malum bo'lgan, tajribada qayd qilinmagan yangi elementlarni, izotoplarni va yashash vaqti juda kichik bo'lgan yadrolarni qayd qilish va topish mumkindir. Hozirgi kunda lazer usuli yordamida kvark zarrachalarini izlash rejalari tuzilmoqda.

I bob. ATOM SPEKTRLARI NAZARIYASI

§ 1.1 Vodorod atomi spektri (klassik nazariya)

Atom tuzilishi to'g'risidagi tasavvurlar asosan ular beradigan spektrlarini o'rganishdan boshlandi. Vodorod atomining ko'zga ko'rinadigan spektrini 1885 yilda Balmer qo'yidagi oddiy imperik formula orqali hisobladi.

$$\omega_{n2} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3,4,5,\dots) \quad (1.1)$$

R-Ridberg doimiyligi

ω_{n2} -mos ravishda spektral chiziqlarning chastotasi.

Bunday spektrlarning seriyasiga Balmer seriyasi deyiladi.

1906-yilda Layman vodorod atomini ultrabinafsha sohadagi spektrlari seriyasini o'rganib, quyidagi qonuniyatni aniqladi:

$$\omega_{n1} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=2,3,4,\dots) \quad (1.2)$$

Bunday spektrlarning to'plamiga Layman seriyasi deyiladi. Xuddi shuningdek 1908-yilda Pashen seriyasi kashf qilindi.

$$\omega_{n3} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=4,5,6,\dots) \quad (1.3)$$

keyinchalik Breket seriyasi:

$$\omega_{n4} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=5,6,\dots) \quad (1.4)$$

va Pfunt seriyasi:

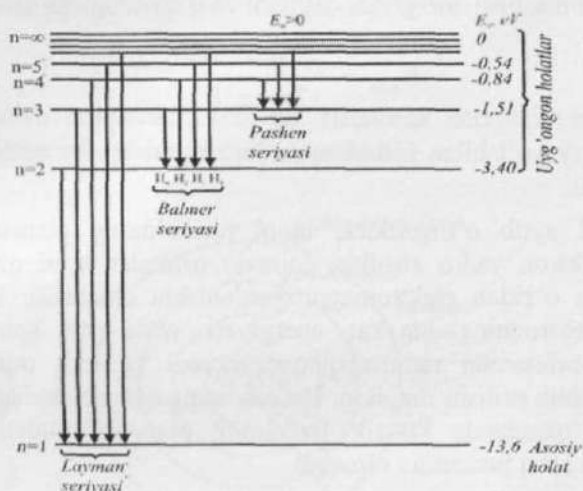
$$\omega_{n5} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=6,7,\dots) \quad (1.5)$$

kashf qilindi.

Yuqoridagi serial qonuniyatlardan ko'rinadiki, spektrlarning chastotasi umumiy holda spektral termlarni hosil qiladi, ya'ni;

$$\begin{aligned} \omega_{mn} &= R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2} = T(m) - T(n) \\ \omega_{mn} &= T(m) - T(n) \end{aligned} \quad (1.6)$$

Demak, atomlarning nurlanish spektri chastotasini spektral termlarning kombinatsiyasi deb qarash mumkin. Bu qoidani 1908-yilda Rits tomonidan taklif etilgan.



1.1-rasm. Vodorod atomi spektral termlari kombinatsiyasi

Vodorod atomi uchun spektral term to'g'risidagi formulani quyidagi ko'rinishda umumlashgan holda yozish mumkin:

$$\omega_{nm} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.7)$$

bu erda

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3}$$

Bu esa Borning chastotalar shartiga binoan atomning bir statsionar orbitadan ikkinchi statsionar orbitaga o'tganda nurlanish hosil qilishini tasdiqlaydi. U yuqoridagi Balmer, Layman, Pashen Breket, Pfunt formulalari bilan mos keladi.

R-ning qiymati ham $Z=1$ da katta aniqlik bilan mos keladi. Demak, yuqoridagi formula vodorod atomi spektridagi serial qonunlarni ifodalay oladi. Spektral seriyalar vodorod atomi elektronining tashqi orbitasidan ichki orbitasiga kvant o'tishlari natijasida hosil bo'ladi. Agar vodorod atomi elektroni tashqaridan juda yuqori energiyani qabul qilib $n=\infty$

orbitalarga chiqarilgan bo'lsa, u holda elektron atomni tashlab ketishi mumkin. Natijada atom bir karra ionlashgan holatga o'tadi, ya'ni yadroda elektrostatik muvozanat buziladi, atom bir karra ionlashgan holatga keladi. Elektronni atomdan yulib olish uchun kerak bo'lgan energiya ionlashish energiyasi deyiladi va u quyidagicha aniqlanadi:

$$E_{\text{ion}} = \frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \quad (1.8)$$

Nazariy yo'l bilan hisoblangan bu qiymat tajriba natijalariga to'la mos keladi.

Avval aytib o'tilganidek, atom tuzilishining planetar modeliga ko'ra, elektron yadro atrofida doiraviy orbitalar hosil qilib aylanishi jarayonida o'zidan elektromagnit nurlanishni chiqaradi. Bu nurlanish orqali elektronning harakat energiyasi sekin-asta kamayib borib, doiraviy orbitaning radiusi qisqara boradi va oxir oqibat elektron yadroga kelib urilishi mumkin. Bu esa haqiqatga zid hodisa. Shu nuqtai nazardan qaraganda klassik fizikaning planetar modeli ham atom tuzilishini tuluq tushuntira olmaydi.

Ikkinchidan, klassik fizika nuqtai nazaridan elektron chiqarayotgan nurlanish chastotasi, uning doiraviy orbita bo'ylab aylanish chastotasiga mos bo'lishi kerak. Bu esa tajribada kuzatilgan spektr chastotasiga butunlay mos kelmaydi.

Elektronni relyativistik zarracha deb qarab, uning yadro atrofidagi orbital aylanma harakatini hisobga olib, kuzatilgan spektrlardagi qonuniyatlar bilan taqqoslash ham kutilgan natijani bermadi.

Atom tuzilishining klassik planetar modeli xulosalari, absolyut qora jism nurlanishi nazariyasi xulosalari bilan ham, atomlardagi energetik sathlar diskretligi to'g'risidagi Frank-Gers tajribasi natijalari bilan ham mos kelmadi. Shunday qilib, bir tomondan Rezerford tajribasi atomning planetar modelini tasdiqlasa, ikkinchi tomondan bu model asosida tajribada kuzatilgan ko'pgina fizik hodisalarni tushuntirishning iloji bo'lmay qoldi. Shu sababli fizikaga yangi tushuncha, yangi g'oya va tasavvurlar kerak bo'ldi. Bu revolyusion o'zgarishni Nils Bor qildi.

Tajribada kuzatilgan va klassik fizik nuqtai nazaridan tushuntirib bo'lmaydigan xodisalarni tushuntirish uchun N.Bor o'zining ikkita postulatlarini (qoidasini) kiritdi.

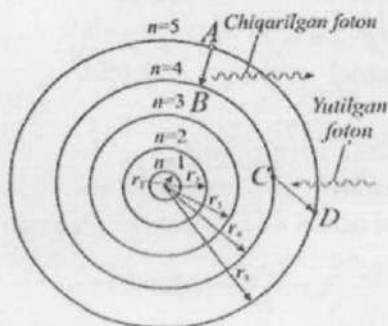
1. Atomlar faqat aniq bir statsionar holatda bo'lishi mumkin. U

statsionar holatlarning energiyasi $E_1, E_2, E_3, \dots$ diskret qiymatlarga ega.

2. Atomlar bir statsionar holatdan (E_n) ikkinchi statsionar holatga (E_m) o'tganda kvant nurlanish sodir bo'ladi. Bunda $E_m > E_n$ bo'lsa, nurlanish chastotasi

$$\omega = \frac{E_m - E_n}{h} \quad (1.9)$$

formula bilan aniqlanadi. Har bir statsionar energetik holatning energiyasi kvantlanish qoidasiga asosan topiladi.



1.2 rasm. Atomning statsionar holatlar o'rtasidagi kvant o'tishlar sxemasi.

Agar har bir elektronning doiraviy orbita bo'yicha harakatini qarasak, statsionar holat bo'lishi uchun elektronning shu orbitadagi harakat impulsining momenti Plank doimiyligi ($\hbar$) ga teng bo'lgan butun sonlarni qabul qilishi kerak.

$$h = n \cdot \hbar \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (1.10)$$

n - bosh kvant soni deb ataladi.

Ushbu kvantlanish qoidasiga binoan elektronning barcha mumkin bo'lgan harakat orbitalaridan, faqat (1.2) formulani qoniqtiradigan diskret orbitalari qoladi.

Vodorodsimon atomlarning elektronlari Ze zaryadli yadro atrofida aylanib, (r) radiusli orbita hosil qilsa, elektronga yadro tomonidan ta'sir qiluvchi tortish kuchi $\frac{Z \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2}$ o'z navbatida elektronning markazdan qochma kuchiga tenglashadi, ya'ni

$$\frac{Z \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} = \frac{m \cdot g^2}{r} \quad (1.11)$$

(1.11) dan elektronning yadro maydonidagi potensial va to'liq energiyasi mos ravishda quyidagiga teng

$$E_n = -\frac{Z \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} \quad (1.12)$$

$$E_n = E_n + E_k = -\frac{Z \cdot e^2}{8\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r} \quad (1.13)$$

kvantlanish qoidasiga binoan

$$m^2 g^2 = n^2 \hbar^2 / r^2, \quad g^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{m^2 r^2} \quad (1.14)$$

$$r_n = \frac{4\pi \epsilon_0 \hbar^2}{m e^2} \cdot \frac{1}{Z} n^2 \quad (1.15)$$

Vodorod atomi uchun $n=1$ birinchi orbitaning radiusi $Z=1$

$$a_0 = \frac{4\pi \epsilon_0 \hbar^2}{m e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} m \quad (1.16)$$

(1.16) Borning birinchi radiusi deyiladi.

Elektronning n -chi statsionar orbitadagi energiyasi E_n (1.13)-formula bilan aniqlanadi. (1.15) dan r_n n -chi orbitaning radiusi. Uning energiyasi mos ravishda

$$E_n = \frac{m Z^2 e^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (1.17)$$

(1.17) formula vodorod va unga o'xshash atomlar elektronlarining statsionar holatlari energiyasini ifodalaydi. $n \rightarrow \infty$ bo'lganda energetik sathlar quyuqlashib, o'zining chegaraviy qiymatiga $E_\infty = 0$ yaqinlashadi. $n=1$ holat atomning asosiy holati deb yuritiladi.

Energetik holatlardagi nozik va o'ta nozik strukturalar paydo bo'lishini Bor nazariyasi tushuntira olmadi. Shu sabab 1900-yillarga kelib qator fizik hodisalarni tushuntirishda klassik fizika ma'lum qiyinchiliklarga uchradi. Bu esa atom tuzilishi to'g'risidagi kvant nazariyasining rivojlanishiga sabab bo'ldi.

§1.2 Serial qonuniyatlar

Tanlash qoidasi bo'yicha ruxsat berilgan barcha kvant o'tishlar ma'lum spektral chiziqlar to'plamini, ya'ni spektral seriyalarni tashkil etadi. Avvalgi mavzuda aytilganidek vodorod atomining serial qonuniyatlarini Borning ehsotolar sharti orqali kvant o'tishlarning to'liq uzunligi (λ) orqali quyidagicha ifodalash mumkin.

$$\frac{1}{\lambda_1} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad \text{Layman seriyasi}$$

$$\frac{1}{\lambda_2} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad \text{Balmer seriyasi}$$

$$\frac{1}{\lambda_3} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 4, 5, 6, \dots \quad \text{Pashen seriyasi}$$

(1.18)

$$\frac{1}{\lambda_4} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 5, 6, 7, \dots \quad \text{Breket seriyasi}$$

$$\frac{1}{\lambda_5} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 6, 7, 8, \dots \quad \text{Pfund seriyasi}$$

Bu erda $R = 109677,58 \text{ cm}^{-1}$ -vodorod uchun Ridberg doimiysi.

(1.18) formula bilan hisoblangan kvant o'tishlarining to'plami yoki seriyasining to'liq uzunligi mos ravishda $\lambda_1 = 1215,68 \text{ A}^0$, $\lambda_2 = 6562,79 \text{ A}^0$, $\lambda_3 = 1875,1 \text{ A}^0$, $\lambda_4 = 4051 \text{ A}^0$, $\lambda_5 = 7456 \text{ A}^0$ teng. Yaqinda vodorod uchun oltinchi seriya ham aniqlandi, ya'ni

$$\frac{1}{\lambda_6} = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \lambda_6 = 1237 \text{ A}^0 \quad (1.19)$$

To'liq uzunligi (λ) ning qisqarishi bilan energetik sathlar orasidan masofa ham qisqara boradi. Seriyaning qisqa to'liqli chegarasi yalpi spektr bilan tutashib ketgan. Birinchi 4 ta seriyaning yalpi spektrga tutashgan chegaraviy to'liq uzunligi mos ravishda

$$\lambda_1 = 912 \text{ A}^0, \lambda_2 = 3648 \text{ A}^0, \lambda_3 = 8208 \text{ A}^0, \lambda_4 = 1,460 \text{ mk}.$$

Shu sababli Layman va Balmer seriyalari bir-biridan ajralgan. Qolgan seriyalar qisman bir-birini qoplaydi. Ko'rinib turibdiki, istalgan n va n' energetik sathlar o'rtasida kvant o'tishlar mavjud. Agar $n=2$ va $n'=1$ teng bo'lganda $2p$ va $1s$ holatlar o'rtasida $n=3$ va $n'=2$

bo'lganda $3s$ va $2p$; $3p$ va $2p$; $3d$ va $2d$ va hokozo kvant o'tishlar bo'lishi mumkin.

Shredenger tenglamasi yechimidan kelib chiqadigan quyidagi formuladan

$$E_n = \frac{1}{2} \frac{Z^2 \mu \cdot e^4}{n^2 \hbar^2} \quad (1.20)$$

Kvant o'tishlar uchun quyidagi chastotalar shartini yozish mumkin.

$$\hbar\omega = E_n - E_m = \frac{\mu e^4 Z^2}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.21)$$

Nurlanish chastotasi to'liq uzunligi bilan bog'langanligini hisobga olsak, ya'ni

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} (Z-1) \quad (1.22)$$

U holda (1.21) ni quyidagicha yozamiz;

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_n - E_m}{2\pi\hbar c} = \sigma_n - \sigma_m = \frac{\mu e^4}{4\pi\hbar^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.23)$$

(1.23) formuladagi $\frac{\mu \cdot e^4}{4\pi \cdot c \cdot \hbar^2}$ doimiy qiymatlar bo'lib, u tajribada R -Ridberg doimiyliigi bilan mos tushadi. (1.23) formulada $n=1$ bo'lsa, Layman seriyasi; $n=2$ bo'lsa Balmer seriyasi hosil bo'ladi.

Xuddi vodorod atomiga o'xshash strukturaga ega bo'lgan ionlar (He^+ , Li^{++} , va Be^{+++}) ham shunday spektrga ega bo'ladi. Shuning uchun, ularni vodorodsimon atomlar yoki ionlar deb yuritiladi. (1.23) formuladagi

$$R = \frac{\mu \cdot e^4}{4\pi \cdot c \cdot \hbar^2} \text{ o'rniga keltirilgan massa } \mu = \frac{mM}{(m+M)} \text{ qo'yish kerak.}$$

Unda (1.23) formula vodorodsimon ionlar uchun chastotalar shartiga aylanadi. $m \ll M$ ekanligini hisobga olsak, $\frac{M}{m} \rightarrow \infty$ va $\mu \rightarrow m$ intiladi.

U holda R urniga R_∞ qabul qilinadi. R_∞ energiyaning Ridberg birligi R_∞ bilan quyidagicha bog'langan:

$$R_\infty = \frac{R}{2\pi \cdot \hbar \cdot c} \quad (1.24)$$

Demak, istalgan M massali yadro atomi uchun Ridberg doimiyliigi

$$R_M = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}} \quad (1.25)$$

bilan aniqlanadi. Ular bir-biridan oz bo'lsada farq qiladi. Bu farq spektrlarda ham namoyon bo'ladi.

$$\text{Agar: } R_\infty = 109737,311 \text{ sm}^{-1}$$

$$R_H = 109677,575 \text{ sm}^{-1}$$

$$R_{He} = 109717,346 \text{ sm}^{-1}$$

va hokozo.

§1.3 Energetik sathlarning nozik strukturasi

Yuqoridagi mavzulardan keltirilgan Vodorod atomi uchun Shredenger tenglamasi yechimi hisoblangan formulani qaraymiz, ya'ni

$$E_n = -\frac{RZ^2}{n^2} \quad (1.26)$$

(1.26) formula vodorod va vodorodsimon atomlar uchun to'g'ri. Faqat bu yerda elektronning spini hisobga olinmagan. Relyativistik massaning tezlik va elektron spiniga bog'liq bo'lgan to'liq tenglamasini birinchi bor 1928-yilda P.Dirak tomonidan taklif etilgan. Bu formulaning echimi vodorodsimon atomlar uchun ancha murakkab bo'lib, nozik struktura formulasi deb yuritiladi. Uning umumiy shakli quydagicha:

$$E_n = -\frac{RZ^2}{n^2} - \frac{\alpha^2 RZ^2}{n^3} \left(-\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4\pi} \right) \quad (1.27)$$

(1.27) formulada qanday qilib elektronning spini energetik sathlarning holatiga bog'liqligi ko'rsatilgan. Orbital moment ($l \neq 0$) noldan farq qiladigan atomlar uchun elektronning spin momenti

$$m_s = \pm \frac{1}{2} \quad (1.28)$$

qiymatni qabul qiladi.

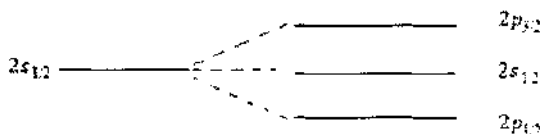
Demak, har ($l \neq 0$) holat uchun ikkita energetik sath mos keladi, ya'ni

$$j_1 = l + \frac{1}{2}, \quad j_2 = l - \frac{1}{2} \quad (1.29)$$

Chunki, elektronning harakat momenti

$$j = l + s \quad (1.30)$$

formula bilan aniqlangan kvant holatlarning energiyasi har xil qiymatga ega. Shu sababli bosh kvant soni (n) ning bir qiymatiga ikkita energetik sath mos keladi. Energetik sathlarning bunday bo'linishiga sabab, spin-orbital o'zaro ta'sir hisoblanadi. Shunday qilib, bosh kvant sonining bir qiymatida energetik sathning ikkiga bo'linishiga sabab, elektronning spin va orbital magnit o'zaro ta'sir natijasi hisoblanadi. Bu esa energetik sathlarning "nozik" strukturasi deyiladi. Bir kvant holatning ikkiga bo'linish qiymati shunchalik kichikki, u energetik sathlar o'rtasidagi $(n_1)(n_2)$ qiymatdan 10^4 marta kichik. Lekin, u atomlarning optik spektrlarida aniq ko'rinadi.



1.3-rasm. Energetik sathlarning nozik strukturasi.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, $l=0$ da s -holatda hech qanday bo'linish yo'q, ya'ni bunda $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ holatda elektron $n=2$, $l=1$ holatda bo'lib, $j=1-\frac{1}{2}=\frac{1}{2}$ teng, yoki $2p_{3/2}$ da esa $j=1+\frac{1}{2}=\frac{3}{2}$ teng. (1.27) formulaning birinchi qismi (1.28) formula orqali Shredenger tenglamasi echimining bir qismi hisoblanadi. (1.27) formulani ikkinchi qismi energetik sathlarning nozik bo'lishini xarakterlaydi. Bu qismga nozik struktura doimiyiligi (α) kiritilgan bo'lib, uning qiymati

$$\alpha = \left(\frac{e^2}{\hbar \cdot c} \right)^2 = \left(\frac{1}{137} \right)^2 \approx \frac{1}{2000} \quad (1.31)$$

(1.31) ning o'ta kichik qiymatiga ega bo'lishi spin-orbital o'zaro ta'sirning juda kuchsizligidan, ya'ni nozik struktura qiymatining

nozikligidan darak beradi.

Shunday qilib, (1.27) formuladagi qo'shimcha had (formulaning ikkinchi qismi) elektronning spin-orbital o'zaro ta'siri natijasida uning spektrda paydo bo'ladigan nozik strukturani xarakterlaydi.

Bundan tashqari, ya'ni spin-orbital (LS) ta'sirdan tashqari, energetik xolatlarining bo'linishiga elektronning relyativistik massasining tezlikka bog'liq o'zgarishi ham sabab bulishi mumkin, bunda

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}}}$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

§1.4 Spektral chiziqlardagi izotopik siljishlar

Atomning izotoplari deb, yadrosining zaryadlari bir xil bo'lib, massalari har xil bo'lgan atomlarga aytiladi. Yoki izotoplarning yadrosida bir xil sonda protonlar bo'lib, neytronlar soni har xil bo'ladi. Element izotoplaridagi massalar farqi ularning spektrlarida ham namoyon bo'ladi.

Nils Bor nazariyasiga asosan yadro massasi cheksiz katta bo'lib, yadro qo'zg'almas, elektron esa uning atrofida doiraviy orbitalar bo'ylab harakatlanadi deb qaralgan. U holda kvantlash qoidasiga asosan, elektronning impuls momenti Plank doimiyligiga karrali bulgan shartni qanoqlantiradigan orbitalar mavjud bo'ladi, yani

$$h = nvr = n\hbar \quad (1.32)$$

ko'rinishida bo'ladi. Bu formula yadroning harakatini hisobga olmasdan chiqarilgan. Haqiqatda esa elektron va yadro yagona sistemani tashkil qilib, umumiy massa markazi atrofida harakatlanadi. U holda kvantlanish qoidasi

$$\mu v \cdot r^2 = n\hbar \quad (1.33)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu erda

$$\mu = \frac{mM}{(m + M)} \quad (1.34)$$

(1.34) formula keltirilgan massa deyiladi. Agar $v = \omega r$ ekanligini hisobga olsak, (1.32) va (1.33) lar bir-biriga mos keladi.

Yana bir farq yadroning harakati hisobga olingan holdagi atomning

to'liq energiyasi

$$E_n^{\mu} = \frac{\mu \cdot e^2}{32\pi\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (1.35)$$

teng bo'lsa, yadroni qo'zg'almas deb qarab, uning harakatini hisobga olmasak,

u holda atomning to'liq energiyasi

$$E_n^{\mu} = \frac{\mu \cdot e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (1.36)$$

formula orqali aniqlanadi.

Yadro harakati hisobga olingan holda (1.35) va olinmagan holda (1.36) formulalar orqali energetik sathlar energiyalari hisoblanganda ko'rinadiki, n ning bir xil qiymati uchun hosil qilingan energiya qiymatlari bir-biridan quyidagicha farq qiladi:

- 1) $E_n^{\mu} > E_n^m$ - energiya bo'yicha;
- 2) $\left(\frac{1}{\lambda}\right)^{\mu} < \left(\frac{1}{\lambda}\right)^m$ - to'lqin uzunligi buyicha;

Yani yadro harakati hisobga olinganda chiqargan fotonning to'lqin uzunligi qiymati, yadro harakati hisobga olinmagan holdagi chiqargan fotonning to'lqin uzunligi qiymatidan biroz katta bo'ladi. Ridberg doimiyliklari qiymati ham farq qiladi

$$R_{\mu} = 109677,58 \text{ sm}^{-1} \text{ (hisobga olingan holda)}$$

$$R_m = 109737,31 \text{ sm}^{-1} \text{ (hisobga olinmagan holda)}$$

Demak, Z doimiy qolganda yadro massasining o'zgarishi spektral chiziqlarning siljishiga olib keladi. Bunday siljish izotopik siljish deyiladi.

Yadroning massasi qancha katta bo'lsa, $\frac{M}{M+m}$ nisbat shuncha katta bo'lishi spektral chiziqlarning qisqa to'lqin uzunligi tomon siljishiga sabab bo'ladi. Bu xulosa tajribada tasdiqlangan. Ushbu qarashlarni yadro massasining ortishi tufayli yuz beradigan izotopik siljishi bo'lganligi uchun uni massa effekti deyiladi.

Bundan tashqari yadroga bir va bir nechta neytronlarning kirib kelishi bilan tabiiy ravishda yadroning hajmi ortadi. Yadro hajmining

ortishi bilan spektral chiziqlarda siljish yuz beradi, ammo bu siljish teskari tomonga qarab yo'nalgan bo'ladi. Agar massa effekti tufayli spektral chiziqlar katta chastota tomonga siljisa, hajmiy effekt tufayli spektral chiziqlarning siljishi kichik chastotalar tomonga yuz beradi.

Shuning uchun engil elementlarda hajmiy effekt massa effektiga nisbatan kichik, aksincha og'ir elementlarda ($Z \geq 60$) hajmiy effekt asosiy rolni o'ynaydi. Davriy sistemaning o'rtasida joylashgan elementlarda ikkala effekt ham bir xil rol o'ynaydi.

Yuqorida biz vodorod atomi spektrini Bor nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntirishga harakat qildik. Lekin bu nazariya sof klassik ham, sof kvant nazariya ham emas edi. Bor nazariyasidagi kamchiliklar uning vodorod atomiga tadbiiq qilinishida ko'rinadi. Bu nazariya ishqoriy metallar spektrining dublet tuzilishini tushuntira olmadi. Bu nazariya ko'p elektronli atomlar kvantlanishini, almashinish kuchlarining mavjudligini, bu bilan molekullardagi kimyoviy bog'lanishlarni tushuntira olmadi. Davriy bo'lmagan harakatlarning kvantlanishi, zarralar difraksiyasi, atom statsionar holatlarda energiya chiqarmasligining sabablari Bor nazariyasi doirasida tushunarli bo'lmadi. Bundan tashqari elektronning yadro atrofida aylanma orbitalarda harakatlanishini ham tajribada kuzatish mumkin emas edi. Bor modelini qo'llash ma'lum chegaralarga ega bo'lsada, bu model energetik holatlar va boshqa ko'pgina tushunchalarni kiritishda qulay bo'lgan mexanik modeldir. Bor nazariyasidagi kamchiliklar vodorod atomi spektrlarini kvant mexanikasi doirasida tushuntirilishi bilan bartaraf qilindi.

§ 1.5 Markaziy simmetrik maydondagi elektronning harakati

Markaziy simmetrik maydon deb, potentsiali faqat radiusning funksiyasi bo'lgan maydonga aytiladi, ya'ni

$$U = U(r) \quad (1.37)$$

Bunga oddiy misol Kulon maydoni bo'ladi. Maydon sferik simmetriyaga ega. Shunday maydondagi zarrachaning harakatini qarab chiqamiz. Statsionar holatda joylashgan zarrachaning markaziy simmetrik maydondagi harakatiga Shryodenger tenglamasini qo'llaymiz.

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi = 0 \quad (1.38)$$

Tenglamada $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. $\Delta = \nabla^2$ -Laplas operatori.

Tenglamadagi Laplas operatori va Ψ funksiya x, y, z koordinatalariga bog'liq, ammo potensial energiya $U(r)$ sferik koordinata bilan bog'liq.

Potensial energiyaning (1.37) dagi ifodasi uchun (r, θ, φ) sferik koordinatalar sistemasiga o'tish, Laplas operatorini sferik koordinatalarda ifodalash (1.38) tenglamani echishni osonlashtiradi. Laplas operatorining sferik koordinatadagi ifodasi:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\nabla_{\theta, \varphi}^2}{r^2} \quad (1.39)$$

bu erda $\nabla_{\theta, \varphi}^2$ quyidagiga teng

$$\nabla_{\theta, \varphi}^2 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (1.40)$$

$\Psi(r, \theta, \varphi)$ -sferik sharning funksiyasi. Uni radial va burchakli qismlarga ajratib yozish mumkin. ya'ni

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi) \quad (1.41)$$

U holda (1.41) va (1.40) ni hisobga olib (1.38) ni (1.39) Shryodenger tenglamasiga qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} r^2 [E - E_v(r)] = -\frac{1}{Y} \nabla_{\theta, \varphi}^2 Y \quad (1.42)$$

(1.42) tenglamaning o'ng va chap tomonlari bir biriga bog'liq bo'lmagan o'zgaruvchilardan iborat bo'lganligi uchun ularni alohida-alohida doimiy son (0)ga tenglab, radial qismini va sferik qismini alohida yozish mumkin.

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR(r)}{dr} \right) + \left\{ \frac{2m}{\hbar^2} [E - E_v(r)] - \frac{\lambda}{r^2} \right\} R(r) = 0 \quad (1.43)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \lambda Y = 0 \quad (1.44)$$

Radial qismi ifodalangan tenglamada (1.43)da potensial energiya

$E_v(r)$ mavjud. Shuning uchun radial funksiya va energiyaning xususiy qiymati konkret markaziy maydonning ko'rinishi(shakli) bilan

aniqlanishini ko'rib chiqamiz.(1.43) ni yechish uchun quyidagi almashtirishlarni o'tkazamiz:

$$\begin{aligned} R(r) &= \frac{X(r)}{r} \\ r \nabla^2 R(r) &= \frac{d^2 X(r)}{dr^2} \end{aligned} \quad (1.45)$$

Bu almashtirishlardan so'ng (1.43) quyidagi shaklni oladi.

$$\frac{d^2 X(r)}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - E_n(r)) - \frac{\lambda}{r^2} \right] X = 0 \quad (1.46)$$

(1.46) da ikkita chegaraviy yechim bo'lishi mumkin.

I) $r \rightarrow \infty$ ya'ni asimtotik yechim.

II) $r \rightarrow 0$ radial yechim.

1) $I - r \rightarrow \infty$ chegaraviy yechimni qarab chiqamiz: ya'ni

$$\left\{ \begin{aligned} E_n(r)_{r \rightarrow \infty} &\Rightarrow 0 \\ \left. \frac{\lambda}{r^2} \right|_{r \rightarrow \infty} &\approx 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{bo'ladi. Bundan (1.46) ni quyidagicha yozish}$$

mumkin.

Maydon chekli qiymatga ega.

$$\frac{d^2 X(r)}{dr^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} X = 0 \quad (1.47)$$

(1.47) tenglamani yechishda 2 ta hol bo'lishi mumkin.

1) $E > 0$ bo'lishi

2) $E < 0$ bo'lishi mumkin.

(1.47) dagi $\frac{2mE}{\hbar^2}$ qiymatni

a) $E > 0$ bo'lgan $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$

b) $E < 0$ bo'lganda $m^2 = -\frac{2mE}{\hbar^2}$ bilan belgilab, hosil bo'lgan

tenglamaning yechimini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$R(r) = C_1 \frac{e^{-ikr}}{r} + C_2 \frac{e^{+ikr}}{r}; E > 0$$

$$R(r) = C_1 \frac{e^{-\kappa r}}{r} + C_2 \frac{e^{+\kappa r}}{r}; E < 0$$
(1.48)

(1.48) ni yechimlarini analiz qilamiz: $E > 0$ bo'lganda k qiymat haqiqiy qiymatga ega bo'ladi. $r \rightarrow \infty$ intilganda to'liqin funksiyasi chekli bo'lishi uchun, C_2 doimiy nolga teng deb olishimiz mumkin, shuning uchun

$$R(r) = C_1 \cdot \frac{e^{-ikr}}{r}$$
(1.49)

natijaga kelamiz.

Bu erda $r = \infty$ da $R(r) \rightarrow 0$ intiladi.

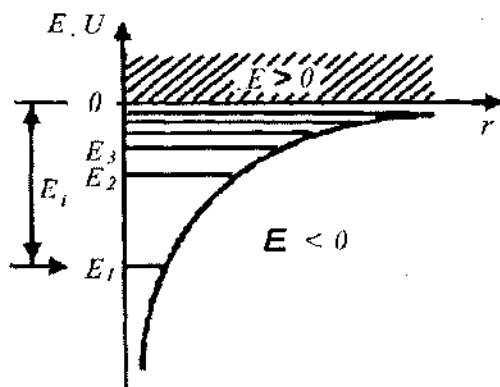
Bu holat uchun zarrachaning topilish ehtimoliyati

$$W(r)dr = 4\pi|C_1|^2 e^{-kr} dr \Rightarrow \frac{4\pi|C_1|^2}{e^{-kr}}$$
(1.50)

Demak, kuch markazidan cheksiz katta masofada $r \rightarrow \infty$ zarrachaning topilish ehtimoliyati nolga teng bo'ladi, ya'ni $r \rightarrow \infty$ da $W(r) \rightarrow 0$ bo'ladi. Bunda zarracha infinit harakat qiladi. Bundan ko'rinadiki, zarracha kuch maydonining markazi atrofida topilishi mumkin. Bunday holat klassik mexanikadagi doimiy orbitalarga mos keladi, ya'ni zarracha kuch markazi atrofida harakatlanadi, bunday harakat finit harakat deyiladi.

Bunda $E < 0$ bo'ladi, bunda zarracha $r \rightarrow \infty$ da emas markazga yaqin joyda joylashadi.

$E < 0$ bo'lganda zarrachaning to'liqin funksiyasi diskret qiymatlarni qabul qiladi, demak bu holda diskret spektrga ega bo'lamiz.



1.4-rasm. Zarrachaning markaziy simmetrik maydondagi finit yoki infinit harakati.

Zarrachaning markaziy simmetrik maydondagi harakati finit yoki infinit bo'lishi mumkin.

$E > 0$ da energiya spektr uzluksiz, $E < 0$ bo'lgan spektr diskret ko'rinishda bo'ladi.

Uzluksiz spektr ionlashgan atomning spektriga mos keladi.

II. $r \rightarrow 0$ bo'lgan holni qaraymiz:

(1.27) differensial tenglamani yechimini $\chi \approx r^\gamma$ darajali funksiya ko'rinishida izlaymiz va darajali qatorga yoyib, $\gamma = (l+1)$ va $\gamma = -(l+1)$ qiymatlarga tegishli funksiyani yozamiz. U

$$\chi(r) = C_1 r^{l+1} (a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + \dots a_n r^n)^{l+1} + C_2 r^{-(l+1)} (a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + \dots a_n r^n) \quad (1.51)$$

Funksiyaning radial qismini olsak

$$R(r) = C_1 r^{-(l+1)} (a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + \dots a_n) + C_2 r^{(l+1)} (a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + \dots a_n) \quad (1.52)$$

$l = 0, 1, 2, \dots$ qiymatlarida $1/r^{l+1} \rightarrow 0$ nolga yaqinlashadi. Shuning uchun bu hadni tashlab yozamiz.

$$R(r) = C_1 r^{(l+1)} (a_0 + a_1 r + \dots a_n) \quad (1.53)$$

Zarrachaning topilish ehtimoliyati xuddi (1.50) dagi kabi

$$W(r) dr = |R(r)|^2 dr \neq 0 \quad (1.54)$$

(1.54) shuni ko'rsatadiki, $r = 0$ bo'lganda yadro joylashgan nuqtada

ham zarrachaning topilish ehtimoliyati noldan farqli qiymatga ega bo'lar ekan. Demak, elektron berilgan holda yadroda ham joylashishi mumkin. Bu hol $r = 0$ da bajariladi. Lekin bu klassik mexanikaga mos kelmaydi. Chunki, $W(r) = |C_l|^2 \cdot r^{l+1}$, $l = 0, 1, 2, \dots, \infty$ qiymatlarida $W(r) \neq 0$ bo'lmaydi.

§ 1.6 Kulon maydonida elektronning harakat

Kulon maydoni deb, Kulon qonuni bilan o'zaro ta'sirlashadigan zarralar hosil qilgan maydonga aytiladi. Bunday maydon vodorod atomi, ($z=1$); geliy ioni ($z=2$); ikki marta ionlashgan litiy ioni ($z=3$) va shunga o'xshash atom va ionlar hosil qilgan maydon kiradi. Maydon potensial energiyasi

$$U(r) = -\frac{ze^2}{r} \quad (1.55)$$

ko'rinishga ega

Vodorod atomining Kulon maydonda harakatlanayotgan elektronlarining kvant sathlarini topish uchun Shredenger tenglamasining radial qismidan foydalanamiz. Buning uchun radial funksiyaning ko'rinishini quyidagicha tanlab olamiz.

$$R(r) = \frac{X(r)}{r} \quad (1.56)$$

Agar elektronning massasini m desak, markaziy simmetrik maydonda statsionar harakat qilayotgan elektron to'liq funksiyasining radial qismi quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 x}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} x - \frac{Ze^2}{r} x = Ex \quad (1.57)$$

(1.57) tenglama elektronning yadroga tortishib turgan holiga mos keladi.

Ma'lumki zarrachaning markaziy simmetrik maydondagi harakatining umumiy nazariyasiga asosan (oldingi § ni eslang) biz

- 1) $E \geq 0$ bo'lganida o'zluksiz energetik spektrga
- 2) $E < 0$ bo'lganda diskret spektrga ega bo'lamiz.

Maqsad: Diskret spektrni va $R(r)$ radial funksiyani aniqlashdan iborat.

(1.57) tenglamani echimini aniqlash uchun tenglamadagi o'lcamsiz kattaliklarni quyidagicha belgilaymiz.

$$\rho = \frac{r}{a}, \quad \varepsilon = \frac{E}{E_1} \quad (1.58)$$

Bu erda :

$$a = \frac{\hbar}{me^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ sm}; \quad E_1 = \frac{me^4}{2\hbar^2} = \frac{e^2}{2a} = 13,55 \text{ ev} \quad (1.59)$$

(1.59) ni (1.57) ga qo'ysak, $m, l, \hbar$ doimiyliliklar qatnashmagan tenglamaga ega bo'lamiz.

$$\frac{d^2 \chi}{dp^2} + \left(\varepsilon + \frac{2Z}{\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} \right) \chi = 0 \quad (1.60)$$

Dastlab (1.60) tenglamaning asimtotik echimlarini qaraymiz. Buning uchun tenglamaning echimini quyidagi ko'rinishda izlaymiz.

$$\chi(\rho) = e^{-\omega \rho} f(\rho); \quad a = \sqrt{-\varepsilon} \quad (1.61)$$

(1.61) echimini (1.60) ga qo'yilsa, $f(\rho)$ funksiya uchun quyidagi differensial tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{d^2 f}{d\rho^2} - 2a \frac{df}{d\rho} + \left(\frac{2Z}{\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} \right) f = 0 \quad (1.62)$$

(1.62) differensial tenglamaning echimini, yani $f(\rho)$ funksiyaning oshkor ko'rinishli darajali qator shaklida izlaymiz.

$$f(\rho) = \rho^{l+1} \sum_{v=0}^{\infty} a_v \rho^v \quad (1.63)$$

(1.56) va (1.58) belgilashlarga ko'ra

$$R(\rho) = \frac{e^{-\omega \rho} f(\rho)}{\rho} \quad (1.64)$$

Radial funksiyaning echimi $\rho \rightarrow \infty$ cheksizlikka intilganda chekli bo'lish sharti bilan aniqlanadi. (1.63) dagi a_v noma'lum koeffitsientlarni topish uchun (1.63) ni (1.64) ga qo'yib, (1.63) qatoridagi v ning ma'lum hadlarida uzilishga to'g'ri keladigan shartni aniqlaymiz. Lekin $\rho \rightarrow \infty$ bo'lganda echim cheksiz bo'lgan shart bizni qanoatlantirmaydi.

Qator uzilishga ega bo'lishi uchun a_{v+1} quyidagiga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$a_{v+1} = \frac{2a(v+l+1) - 2Z}{(v+l+2)(v+l+1) - l(l+1)} \cdot a_v \quad (1.65)$$



Bundan surat $\nu = n_2$ qatorning radial qismi
 $2a(n_2 + l + 1) - 2Z = 0$ uzluksiz bo'lishi sharti bizni
 qanoatlantiradi. Yoki

$$a = \frac{Z}{n_2 + l + 1} \quad (1.66)$$

teng buladi.

Demak $f(\rho)$ echim ko'phadga aylanishi uchun bu $R(r)$ funksiya butun intervalda chekli qiymatga ega bo'lishi kerak. Bunda (1.66) ifoda etarli va zaruriy shart sifatida bajarilishi kerak, ya'ni

$$n = n_2 + l + 1, \quad n_2 = 0, 1, 2, \dots \quad (1.67)$$

belgilash kiritib (1.66)ga qo'yilsa va (1.61) dagi a ning qiymatini hisobga olsak, qo'yidagiga ega bo'lamiz. ya'ni

$$a = \frac{Z}{n}; \quad a^2 = -\varepsilon; \quad \varepsilon = -\frac{Z^2}{n^2} \quad (1.68)$$

Shu bilan birga (1.58) dagi ε ni E orqali ifodasini hisobga olib, quyidagi muhim natijaga kelish mumkin. Yani izlanayotgan $R(r)$ chekli va bir qiymatli echimlar hisoblanib, ular faqatgina elektronning diskret energiya qiymatlaridagina mavjud bo'ladi.

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (1.69)$$

(1.69) formula vodorodsimon atomlar uchun mumkin bo'lgan energetik sathlarni aniqlashga imkon yaratadi. Bu erda n -butun musbat son bo'lib, $n = 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni qabul qiladi, va bosh kvant son deb ataladi. U elektronning energiyasini aniqlaydi.

l va n - mos ravishda orbital va radial kvant sonlari deb yuritiladi.

Vodorod atomi elektronlarining statsionar holatlari energiyasi kvant mexanikasi asosida aniqlangan (1.69) formula, Bor nazariyasida $n=0$ qiymatni qabul qila olmasligini keltirib o'tadi. Kvant mexanikasida esa $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni qabul qiladi.

Kulon maydonida harakatlanayotgan elektron uchun SHryodenger tenglamasi bundan oldin echilgan edi. (1.69) formuladagi l , m va $\hbar$ doimiyliklarni qo'yish natijasida $Z=1$ qiymati uchun vodorod atomi energetik spektrlarini, kvant sathlarini hisoblash mumkin.

Bosh kvant soni n oshishi bilan sathlar orasidagi masofa kamayib boradi va $n = \infty$ da $E_{\infty} = E_{\text{ion}}$ bo'ladi. Keyinchalik ionlashgan atomga xos bo'lgan $E > 0$ bo'lganda, uzluksiz spektr hosil bo'ladi. Vodorod atomining ionlashish energiyasi

$$E_{\text{ion}} = E_{\infty} - E_1 = -E_1 = \frac{me^4}{2\hbar^2} = 13.55 \text{ eV} \quad (1.70)$$

Elektron $E_{n,l,m}$ - sathdan $E_{n',l',m'}$ sathga o'tganda ω - chastotali nurlanish hosil bo'ladi va bu nurlanish energiyasi

$$\hbar\omega = E_{n',l',m'} - E_{n,l,m} \quad (1.71)$$

hisoblanadi.

Agar (1.69) ga n -ning qiymati qo'yilsa, kvant o'tishlarning chastotasi

$$\omega = \frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.72)$$

$\frac{E_{n,l,m}}{\hbar}$ - spektral term deb ataladi va T bilan belgilanadi.

$$T = \frac{E_{n,l,m}}{\hbar} = \frac{e^4 m}{2\hbar^3} \frac{1}{n^2}, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (1.73)$$

Agar $R = \frac{e^4 m}{4\pi\hbar^3} = 3.27 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ -Ridberg doimiysi yoki to'liq

soni orqali $R = \frac{e^4 m}{4\pi\hbar^3 c} = 109737,3 \text{ cm}^{-1}$ teng

(1.72) dan n -ning muayyan qiymatlarida yutilayotgan yoki nurlanayotgan elektromagnit nurlanishlarning chastotalari to'plamiga "spektral seriyalar" ga ega bo'lamiz.

§ 1.7 Vodorod atomi uchun Shryodenger tenglamasi

1926-yilda Avstriyalik olim kvant mexanikasining asoschilaridan biri Ervin Shredenger zarrachalarning to'liq xususiyatini xarakterlovchi mashhur differensial tenglamasini e'lon qildi. Ushbu tenglamada kvant mexanikasining barcha matematik apparati mujassamlashgan. Olim mashhur fizik Lue de-Broyl g'oyalariga tayangan holda, elektron bir vaqtning o'zida ham korpuskulyar, ham to'liq xususiyatini namoyon qiladi deb qaradi. U o'z g'oyasini ilgari sura turib, mashhur Ψ -funksiyasini taklif qildi. Bu funksiya zarrachaning fazo va vaqt bo'yicha holatini aniqlaydi. Tebranishlarning formasi, elektronning kvant sonlariga, ya'ni bosh kvant soni (n) ga, orbital kvant soni (l) ga va magnit kvant soni (m_l) ga bog'liq bo'lib, ular Shredenger

tenglamasining sonli yechimlarini beradi. Albatta tenglamaning aniq yechimi faqat vodorod atomi uchungina mavjud. 1937-yilda Ervin Shredenger atom tuzulishi to'g'risidagi yangi nazariyasi uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

Agar har bir atomni aniq bir kvant sistema deb qaraydigan bo'lsak, bu sistemaning xossalari ya'ni spektral chiziqlarning intensivligini, chastotasini, konkret gomiltonian orqali ifodallasak bo'ladi. Gomiltonian (H) bu atomning to'liq energiyasini (potensial+kinetik) ifodalaydigan operator hisoblanadi. Shu o'rinda aytish mumkinki, kvanto-mexanik operator bu matematik ifoda bo'lib, uning yordamida barcha fizikaviy kattaliklarni hisoblash mumkin.

Massasi m , impuls moment r bo'lgan zarrachaning kinetik energiyasi (E_k) va potensial energiyasi (E_p) barcha o'zaro ta'sir ichki energiyalarning yig'indisidan iborat bo'ladi, u holda kvant sistemaning to'liq energiyasini

$E = E_k + E_p$ ko'rinishda yozish mumkin. Uning qiymatini Shredenger tenglamasini yechish orqali aniqlash mumkin.

$$HP = EP \quad (1.74)$$

Ushbu tenglama kvant mexanikaning asosiy tenglamasi hisoblanadi. Ψ —sistema kvant holatini ifodalovchi to'liq funksiyasidir.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan vodorod atomi va unga o'xshash ionlar oddiy sistemani tashkil qiladi, ya'ni massasi (m) va zaryadi (e) bo'lgan yagona elektron, massasi (M) va zaryadi ($+Ze$) bo'lgan yadro atrofidagi Kulon maydonida harakatlanib oddiy sistemani tashkil etadi. Agar faqat elektrostatik o'zaro ta'sirni hisobga olsak, vodorod atomi potensial energiyasi E_p

$$E_p = \frac{Ze^2}{r} \text{ ga kinetik egergiyasi } E_k = \frac{p^2}{2m} \text{ ga} \quad (1.75)$$

teng bo'lib, Gomiltanion quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$H = \frac{p^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r} \quad (1.76)$$

Impuls operatorini differensial ko'rinishda ifodallasak,

$$p^2 = \hbar^2 \cdot \nabla^2$$

$$\text{bunda } \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

U holda Shredenger tenglamasi vodorod atomi uchun

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{r} \right] \Psi = E\Psi \quad (1.77)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi - \frac{Ze^2}{r} \Psi = E\Psi \quad (1.78)$$

bo'ladi, bunda $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right)$ - Laplas operatori.

Ushbu tenglamaning echimi vodorod atomining statsionar holatlari energiyasi E_n ni aniqlaydi, ya'ni

$$E_n = \frac{Z^2 \mu e^4}{2n^2 \hbar^2} \quad (1.79)$$

$$\mu = \frac{mM}{(m+M)}$$

bu erda n -bosh kvant soni bo'lib, $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ butun sonlarni qabul qiladi.

Yana shuni hisobga olish kerakki, $\frac{m}{M} \approx \frac{1}{2000}$, shunday ekan $\mu \approx m$ ga yaqinlashadi. U holda

$$E_n = -\frac{RZ^2}{n^2} \quad (1.80)$$

Bu erda $R = \frac{me^4}{2\hbar^2} \approx 13.6$ ev yoki 109678 cm^{-1} ga teng bo'lib, Ridberg doimiysi deyiladi.

§ 1.8 To'liqin funksiya va uning fizik ma'nosi

Kvant mexanikada elektronning harakat traektoriyasi to'g'risida gapirish ma'noga ega emas, balki, uning fazoning qaysi nuqtasida mavjud bo'lishi ehtimoliyati to'g'risida gapirish ma'noga ega. Masalan elektronnarning yadro atrofidagi orbitalar bo'ylab taqsimoti to'g'risida gapirganda ularni elektron bulut hosil qiladi deymiz. Elektron bulutining taqsimot zichligi esa, elektronning zichlik ehtimoliyatiga proporsional elektronnarning elektron bulut ichidagi taqsimot zichligining ehtimoliyati

to'liq funksiyasi moduli bilan aniqlanadi. Bu kvant mexanika asosidagi postulotlardan biri, ya'ni zarrachaning holati koordinata va vaqtning funksiyasi bo'lgan $\Psi(x, y, z, t)$ bilan aniqlanadi. 1926 yil M. Born to'liq funksiyasining fizik ma'nosi ustida to'xtalib, shunday degandi:

To'liq funksiyasi ($\Psi(x, y, z, t)$) modulining kvadrati, zarrachaning ma'lum vaqt ($t \geq 0$) momentida fazoning $M(x, y, z,)$ nuqtasida mavjud bo'lish ehtimoliyat zichligini ko'rsatadi. Demak,

$$W = \frac{dP}{dV} = |\Psi|^2 \quad (1.81)$$

Shuni alohida qayd qilish kerakki, to'liq funksiyasi kompleks funksiya bo'lib, u haqiqiy va mavhum qismlardan iborat. Shu sababli uni o'zi fizik ma'noga ega emas, balki uning modul kvadrati $|\Psi|^2$ ma'noga ega.

Kompleks sonlar nazariyasiga ko'ra

$$\Psi^* \cdot \Psi \equiv |\Psi|^2 \quad (1.82)$$

(1.81) formuladan

$$dP = |\Psi|^2 \cdot dV = \Psi^* \cdot \Psi dV \quad (1.83)$$

Bu erda ΔP -zarrachaning dV qismda qaysi kvant holatida mavjud bo'lish ehtimoliyatini aniqlashi mumkin. Buning uchun (1.83) ni V hajm bo'yicha integrallaymiz, yani

$$P = \int dP = \int_V W dV \quad (1.84)$$

(1.81) va (1.83) ni inobatga olsak

$$P = \int_V \Psi^* \cdot \Psi dV \quad (1.85)$$

(1.81) va (1.85) formulalar to'liq funksiyasining ehtimolli yoki statistik ma'nosini anglatadi. To'liq funksiyasi quyidagi xususiyatlarga ega:

- 1) Agar fazoning hajmi sifatida butun 4π hajm olinadigan bo'lsa, va $V \rightarrow \infty$ intilsa zarrachaning bunday fazoda mavjud bo'lish ehtimoliyati albatta birga teng bo'ladi. Demak, ehtimollar nazariyasiga ko'ra (1.85) ni birga tenglashtirish mumkin, ya'ni

$$\int_{V \rightarrow \infty} |\Psi|^2 dV = \int_{4\pi} \Psi^* \cdot \Psi dV = 1 \quad (1.86)$$

(1.86) shart to'liq funksiyasining normallashtirish sharti deyiladi.

- 2) To'liq funksiyasining ehtimolli qiymatga ega bo'lishi unga ma'lum chegaraviy shartlarni qo'yadi:

- To'liqin funksiyasi chekli qiymatlarni qabul qiladi.

- To'liqin funksiyasi bir qiymatli funksiyadir

- To'liqin funksiyasi uzluksizlik prinsipiga bo'ysunadi, ya'ni vaqt va koordinata bo'yicha uzluksiz qiymatlar qabul qiladi.

3) To'liqin funksiyasi superpozitsiya prinsipiga bo'ysinadi.

Agar zarracha ma'lum kvant xolatida Ψ_1 to'liqin funksiya bilan ifodalanib, boshqa kvant holatida Ψ_2 to'liqin funksiyasi bilan ifodalansa, u holda ularning yig'indisi

$$\Psi \equiv C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 \quad (1.87)$$

bilan ifodalanadi. Bu erda C_1 va C_2 mos ravishda kompleks sonlar. (1.87) formula superpozitsiya prinsipi deyiladi. Buni mantiqan davom ettirib, istalgan sondagi kvant holatlar uchun Ψ funksiyaning qiymatini

$$\Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 + \dots + C_n \Psi_n = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \Psi_n \quad (1.88)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Shunday qilib, to'liqin funksiyasi ustida amallar o'tkazganimizda uning yuqoridagi xossalari inobatga olishimiz kerak.

§ 1.9 Atomda elektronlarning fazoviy taqsimoti

(1.41) formula bilan ifodalangan tulqin funksiyasining $\Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)$ xususiy funksiyalarni va kvant holatlarini batafsil tekshirib chiqaylik. Uchta n, l, m kvant sonlari bilan berilgan ixtiyoriy ma'lum holat bir vaqtning o'zida uchta o'lchab bo'ladigan kattaliklarning xususiy holatini tavsiflaydi. Bir vaqtning o'zida bu uchta o'lchab bo'ladigan kattaliklarni energiya, impuls momentining kvadrati va impuls momentining proeksiyalari tashkil etadi. Ψ_{nlm} holatida bu kattaliklar quyidagi qiymatlarga ega bo'ladilar, ya'ni

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (1.89)$$

$$M_l = \hbar^2 l(l+1) \quad l = 0, 1, 2, \dots, n-1,$$

$$M_z = \hbar m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l.$$

Shunday qilib, n, l, m kvant sonlarining ma'nosi shundan iboratki, n -bosh kvant soni, E_n energiya qiymatini belgilaydi, l -orbital kvant soni, M_l^2 -impuls momentining kvadratini va nihoyat m -magnit kvant soni, o'z

o'qining ixtiyoriy yo'nalishga M_z impuls momentining proeksiyasini belgilaydi. Ushbu E_n va M_z uchta kattaliklar to'la to'kis Ψ_{nlm} to'liq funksiyasini aniqlaydi va shuning uchun bu kattaliklar to'liq sistemani hosil qiladi.

Markaziy kuch maydonida harakat qilayotgan elektronning fazodagi o'zini xarakterlovchi ehtimollik zichligini quyidagicha yozish mumkin.

$$W_{nlm}(r, \theta, \varphi)r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi = |\psi(r, \theta, \varphi)|^2 r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi \quad (1.90)$$

Kvant mexanikasida vodorod atomining r, θ, φ kattaliklarning aniq biror qiymatlariga teng bo'lishi ehtimoliy xarakterga egadir. Shuning uchun xam fazoning har xil sohaslarida elektronni qayd qilinishi ehtimoliy hodisadir. Xususiyl funktsiya modulining kvadrati $|\Psi_{nlm}|^2$ yadroga nisbatan elektronning taqsimotini beradi va vaqtga bog'liq bo'lmagan holda, fazoning har bir sohasida qat'iy qiymat qabul qilgan holda o'zgaradi. Shuning uchun elektronning massasini va zaryadini atom yadrosi atrofida fazoda taqsimlangandek tasvirlash mumkin. U holda elektronning massasi va zaryadini fazoning har bir nuqtasidagi zichligini fazoning xuddi shu nuqtasida elektronning mavjud bo'lish ehtimoligiga proporsional deb olish mumkin bo'ladi. Shu sababdan ba'zan, elektron buluti zichlik taqsimoti haqida fikr yuritiladi.

Yuqoridagi ehtimollikni yaqqol tasavvur qilish maqsadida sferik koordinatalar sistemasiga murojat qilinadi. oz o'qi shu narsa bilan ajralib turadiki, aynan shu yo'nalishga $M_z = \hbar m$ impuls momenti proeksiyalanadi. Agarda $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ orqali fazoviy burchak elementi belgilansa, (1.90) dagi ehtimollikni:

$$W_{nlm}(r, \theta, \varphi)r^2 dr d\Omega = R_{nl}^2(r)r^2 dr |Y_m(\theta, \varphi)|^2 d\Omega \quad (1.91)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Agar (1.91)ni $d\Omega$ ning barcha burchaklari bo'yicha integrallansa, radiuslari r va $r + dr$ shar qatlamining qalinligi bo'yicha taqsimlangan elektronning topish ehtimolligi aniqlanadi. Ushbu ehtimollik

$$W_{nlm}(r)dr = R_{nl}^2(r)r^2 dr \quad (1.92)$$

orqali belgilanadi.

Endi to'liq funksiyasining burchaklar bo'yicha taqsimotini ko'rib chiqaylik. Agarda (1.92) ifodani r -radius vektor bo'yicha noldan cheksizlikkacha integrallansa, u holda $W_{nlm}(\theta, \varphi)d\Omega$ -elektron $d\Omega$ fazoviy

burchak ichida joylashish ehtimolligi hosil qilinadi. R_{nl} funksiyalarning normallashtirilgan tufayli

$$W_{lm}(\theta, \varphi) d\Omega = |Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 d\Omega \quad (1.93)$$

ga kelinadi. $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ funksiyaning ko'rinishidan ma'lumki, olingan ehtimollik φ burchakka bog'liq bo'lmaydi va

$$W_{lm}(\theta, \varphi) r d\Omega = N_{lm}^2 [P_l^{(m)}(\cos\theta)]^2 d\Omega \quad (1.94)$$

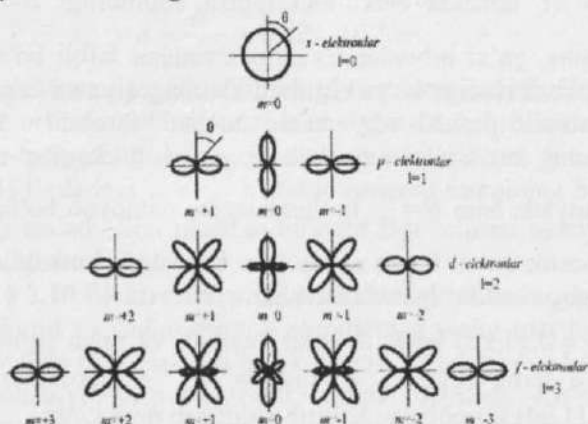
orqali ifoda qilinadi.

Bu erda

$$N_{lm}^2 = \frac{(l-|m|)!(2l+1)}{(l+|m|)!4\pi}$$

ga teng.

Hosil bo'lgan natijadan ma'lumki, o'z o'qiga nisbatan elektron uchun ehtimollik zichligi simmetrik bo'lib, uning kvant holatiga bog'liq emas, boshqacha aytganda elektron qanday holatda bo'lmasin uni qayd qilish ehtimolligi φ burchakning har qanday qiymatida bir xil bo'ladi. 1.5-rasmda l va m larning turli holatlarida ehtimollik grafiklari berilgan, ya'ni o'zgarmas radial zichlikda elektronlarning $W_{lm}(\theta, \varphi)$ burchak taqsimotlari berilgan.



1.5-rasm. s, p, d, f holatlar uchun elektronlarning $W_{lm}(\theta, \varphi)$ burchak taqsimoti.

Ushbu rasmda keltirilgan burchak taqsimotini batafsil o'rganib

chiqaylik.

1. $l = 0$ va $m = 0$ holatida (1.94) formulaga binoan

$$W_{00}(\theta) = [P_0^0]^2 = \frac{1}{4\pi} \quad (1.95)$$

ga teng bo'ladi, demak ehtimollik zichligi o'zgarmas θ burchakning qiymatiga bog'liq bo'lmaydi. Impuls momenti nolga teng bo'lgan holatni, ya'ni $l = 0$ bo'lganida, s -holat deb ataladi, unga tegishli bo'lgan term esa s -term deyiladi. s -holatda yadrodan hamma yo'nalishlar bo'yicha muayyan masofada elektron zichligi bir xil bo'ladi, ya'ni r radiusli sfera markazida yadro joylashgan va shu sfera bo'ylab elektron bir xil taqsimlangan bo'ladi.

2. $l = 1$ va $m = 0, \pm 1$ holat p -holat deb ataladi, unga tegishli bo'lgan term esa p -term deyiladi. Bu holatdagi ehtimollik $P_1^1(\cos\theta)$ va $P_1^0(\cos\theta)$ funksiyalar orqali aniqlanadi va ularning qiymatlarini (1.94) formulaga binoan olinsa, quyidagi ehtimolliklarga ega bo'linadi:

$$W_{1,1} = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta, \quad W_{1,0} = \frac{3}{4\pi} \cos^2 \theta \quad (1.96)$$

1.3-rasmda $W_{1,1}$ va $W_{1,0}$ ehtimolliklar va ularga tegishli bo'lgan Bor orbitalari tasvirlangan. Keltirilgan rasmlardan ayonki, Bor nazariyasiga

binoan $m = \pm 1$ holatida elektronni topish ehtimolligi $\theta = \frac{\pi}{2}$ ga teng

bo'lganidagina, ya'ni orbitalar tekisligida noldan farqli bo'ladi. Kvant mexanikasi nazariyasiga ko'ra ehtimolliklarning qiymati zenit burchagi θ ning boshqa qiymatlarida ham noldan farqlidir. Bu ikkala nazariyalarning bir biriga mos kelishi, ehtimolliklarning maksimumi

ikkala nazariyada ham $\theta = \frac{\pi}{2}$ bo'lganidagina namoyon bo'ladi. Shunga o'xshash moslik $m = 0$ holati uchun ham bajariladi, bu holda ehtimollik maksimumga $\theta = 0$ bo'lganida erishadi.

3. $l = 2$, ($m = 0, \pm 1, \pm 2$) holat d -holat deyiladi va unga tegishli bo'lgan term esa d -term deyiladi. 1.3-rasmda $W_{2,1}$ ehtimolliklar taqsimoti keltirilgan. (1.94) formuladan keltirib chiqarish mumkinki,

$$W_{2,1}(\theta) = N_{2,1}^2 [P_1^2(\cos\theta)]^2 = \frac{15}{8} \sin^4 \theta \cos^2 \theta \quad (1.97)$$

Bor nazariyasiga binoan $l=2$ va $m=1$ holatlar bir qator orbitalarga bo'linadi. Bu orbitalar OZ o'qi bilan 60° ga teng bo'lgan burchakni hosil qiladi va ehtimolliklarni maksimumlari 60° ga teng bo'lgan konusning burchagi ichida joylashadi. Kvant mexanikasiga binoan bu holatlarda ushbu maksimumlar 45° burchakda joylashgan bo'ladi.

Shunday qilib 1.5-rasmda keltirilgan ehtimolliklarning ko'rinishi turli holatlardagi atomning formasi to'g'risida qandaydir tasavvurni hosil qilishga imkoniyat yaratadi. Bu atomning formasi l orbital kvant sonining qiymati bilan aniqlanadi, m -magnit kvant sonning qiymati esa atomning fazodagi yo'nalishini aniqlaydi.

Vodorod atomining asosiy holatida elektronning fazoviy taqsimotini xarakterlovchi $R_{10}^2(\rho)r^2$ funksiya koordinata boshida r^2 kabi nolga aylanadi va r ning katta qiymatlarida esa eksponensial ravishda nolga intiladi. Shunday qilib, yadrodan istalgan masofada elektronni topish ehtimoliyati mavjud. Ehtimollik zichligi maksimum qiymatiga to'g'ri keluvchi ifodani r bo'yicha birinchi hosilasini nolga tenglashtiriladi:

$$2r - 2r^2 \frac{1}{a} = 0$$

ya'ni, $r_{\max} = a$ teng bo'ladi.

Demak vodorod atomining $n=1(l=m=0)$ asosiy holatida

$$r_{\max} = a = \frac{h^2}{me^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ sm} \quad (1.98)$$

qiymatida elektronni topish ehtimolligi eng katta buladi. Hosil bo'lgan ifodani Bor orbitasi radiusi formulasining $n=1$ holi bilan solishtirilsa, ularning bir-biriga teng ekanligiga ishonch hosil qilinadi. Shuning uchun ham (1.98) ifodadagi $a=r_{\max}$ kattalik vodorod atomining birinchi Bor orbitasi deb ataladi. Son jihatdan birinchi Bor orbitasi asosiy holatdagi atomning o'lchamini beradi.

§ 1.10 Elektronlarning orbitalar bo'yicha taqsimoti

Vodorod va vodorodsimon atomlarning yadro maydonida oxirgi elektron qobiqda bitta elektron harakatlanadi. Elektronlari bittadan ortiq bo'lgan atomlarga ko'p elektronli atomlar deyiladi. Ko'p elektronli atomlarning spektrlarini o'rganish, bir qator yangi qonuniyatlarni kashf etilishiga sabab bo'ldi. 1925-yilda Ulanbek va Gautishetlar tomonidan ishqoriy metallar atomlarining nozik strukturalarini tushuntirishda elektronning spinga ega ekanligi haqidagi gipoteza ilgari surildi. 1928-

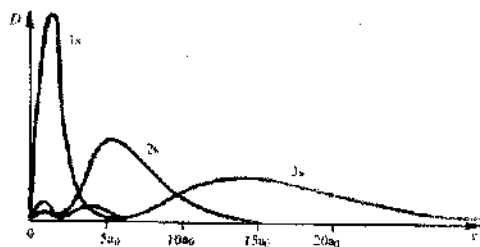
yilda Tercnin va Dobritsovlar tomonidan ishqoriy metallar atomlari spektrida birinchi marta o'ta nozik struktura kuzatildi. Atom yadrosining magnit va mexanik momentlariga ega ekanligi ko'rsatildi. Ko'p elektronli atomlar spektrlaridagi qonuniyatlarni tahlil qilish asosida 1925-yilda Pauli elektronlar tabiatini boshqaradigan o'z qoidalarini (Pauli prinsipi) taklif qildi.

Ko'p elektronli atomlar uchun Shredenger tenglamasini yozganda elektronning atom yadrosi bilan o'zaro ta'siridan tashqari elektronlarning o'zaro ta'sirlarini ham hisobga olish kerak bo'ladi. Bu tenglama ancha murakkabdir. Uni echish uchun kvant mexanikasida turlicha yaqinlashish usullari qullanildi. Ko'p elektronli atomlarda har bir elektron yadro maydonidan tashqari qolgan elektronlar maydonida ham harakatlanadi. Bu maydonni markaziy maydon deb hisoblash mumkin emas.

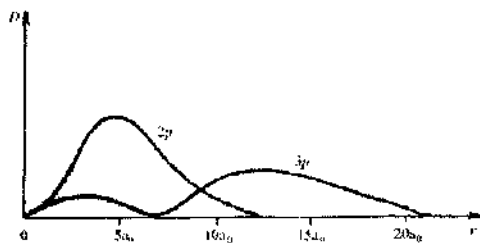
Pauli prinsipi va ko'p elektronli atomlarda elektron qobiqlarni to'ldirish tartibi haqidagi qoidalardan foydalanish, ko'p elektronli atomlarning tuzulishini, atomlarning optik va rentgen nurlanishlari xususiyatlarini o'rganishga yordam beradi. Murakkab atomlarning spektrlari ham murakkab bo'ladi, spektral chiziqlar soni ko'p bo'ladi. Og'ir element atomlaridagi spektral chiziqlar bir necha o'n mingga etadi. Vodorodsimon atomlarda bir xil bosh kvant soniga va turli xil orbital kvant soniga ega bo'lgan barcha energetik sathlar bir xil energiya qiymatiga ega bo'ladi. Atomlarda Kulon maydoni potentsiali r^{-1} qonuniyat bo'yicha radiusning ortib borishi bilan kamayib boradi. Bir elektronli atomlarda elektronlar harakatlanadigan maydon deyarli markaziy maydon bo'lib, uning potentsiali r^{-1} qonuniyat bo'yicha o'zgaradi. Shuning uchun bir elektronli atomlarda harakat miqdor momenti l orbital kvant soni bo'yicha o'zgarmaydi. Ko'p elektronli atomlarda esa, bir xil bosh kvant soniga va turli xil orbital kvant soniga ega bo'lgan energetik sathlar turlicha energiya qiymatiga ega bo'ladi.

Bir xil bosh kvant soniga va har xil orbital kvant soniga ega bo'lgan elektronning to'liq funksiyasini qarab chiqamiz.

1.6-rasmda vodorodsimon atomning $2s$ va $2p$ holati uchun punktar chiziq bilan elektron to'liq funksiyasi kvadratining (Ψ^2) va uzluksiz chiziq bilan elektronning shar qatlamida bo'lishning ehtimoliyati zichligi $(\Psi^2 r^2 dr)$ grafigi keltirilgan.



a)



b)

1.6 rasm. Elektronning doiraviy(a), va elliptik(b) orbitalar bo'yicha taqsimot zichligi.

Ko'p elektronli atomlarda elektr maydon potentsiali, markaziy maydon potentsiali r^{-1} ga qaraganda tezroq kamayadi, chunki, elektronni atom markazidan uzoqlashtirganda yadroviy maydon nafaqat Kulon maydoni bo'yicha kamayadi, balki yadroga yaqin bo'lgan elektronlar bilan ekranlashadi.

Elektronning yadro bilan o'zaro ta'sir energiyasining asosiy qismi r ning kichik qiymatlarida joylashgan to'lqin funksiyasi qismi bilan bog'liq. 1.6-rasmdan ko'rinadiki, s holat elektronlarida to'lqin funksiyasining bosh qismi $\bar{p}$ holat elektronlarinikiga qaraganda katta bo'ladi. Shuning uchun s holat elektronlarining yadro bilan bog'lanishi, $\bar{p}$ holatnikiga qaraganda kuchli. $\bar{p}$ elektronnikisi esa o'z navbatida d elektronnikidan kuchli. Demak, n ning bir xil qiymatlarida l ning qiymati qancha kichik bo'lsa, sathlar shuncha kattaroq, chuqurroqda joylashadi.

Masalan: Na atomida $3s$ cathning energiyasi $5.12eV$. bo'lsa, $3p$ sathniki $3.02eV$. ni tashkil etadi. Atomda elektronlar qancha ko'p bo'lsa, ekranlashish shuncha ko'proq ta'sir qiladi va orbital kvant soni l

turlicha bo'lgan sathlarga bo'linish shuncha kuchli bo'ladi.

Spin-orbital o'zaro ta'sirning mavjudligi n va l larga bir xil bo'lgan sathlarning qo'shimcha nozik strukturalarga bo'linishiga olib keladi. Bunda spin momenti $\bar{s}$ ning, orbital momenti l ga nisbatan orentatsiyasi turlicha bo'ladi. $\bar{S} = \frac{1}{2}$ tengligidan faqat ikkita orentatsiya bo'lishi mumkin. $l \neq 0$ bo'lgan har bir sath uchun dublet (ikkilangan) sath hosil bo'ladi.

Na uchun $3\bar{P}$ sath $3P_{\frac{3}{2}}$ va $3P_{\frac{1}{2}}$ sathlarning to'plamidan iborat. $3P_{\frac{3}{2}}$ bilan $3P_{\frac{1}{2}}$ o'rtasidagi farq $2 \cdot 10^{-3} eV$ ni tashkil etadi.

§ 1.11 Kvant o'tishlar uchun tanlash koidasi

Kvant sistemasining n stasionar holatdan m stasionar holatiga yuz beradigan kvant o'tishlar ehtimoliyati $\hbar\omega = E_n - E_m$ -kvant nurlanish orqali sodir bo'ladi. Bunda, $\omega = 2\pi\nu$ chastota quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$W = \frac{4e^2\omega^4}{3\hbar c^3} |r_{nm}|^2 = \frac{4e^2\omega^4}{3\hbar c^3} \{X_{nm}^2 + Y_{nm}^2 + Z_{nm}^2\} \quad (1.99)$$

bu yerda x^2, y^2, z^2 lar elektron koordinatalarining matritsa elementlari (1.99) tenglamani $\hbar\omega$ ga ko'paytirib, kvant nurlanishning intensivligiga ega bo'lamiz, ya'ni

$$I = \frac{4e^2\omega^4}{3c^3} |r_{nm}|^2 \quad (1.100)$$

Bu yerda shu narsani aniqlash kerakki, qaysi stasionar holatlar o'rtasida kvant o'tishlari yuz beradi.

$z = r \cos\theta$ koordinata uchun n, l, m stasionar holatdan n', l', m' holatga yuz beradigan kvant o'tishlarning matritsa elementi quyidagicha bo'ladi.

$$\langle nlm' | z | n'l'm' \rangle = \int_0^\pi R_{n'l'} R_{nm} r^2 dr \int_0^\pi \theta_{n'l'm'} \cos\theta \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} \frac{e^{i(m-m')\varphi}}{2\pi} d\varphi \quad (1.101)$$

(1.101) differensial tenglamani φ bo'yicha integrallasak $m = m'$ bo'lgan holda 1 qiymatga ega bo'ladi; $m \neq m'$ bo'lganda nol qiymatga ega bo'ladi. Biz $m = m'$ va integral ± 1 ga teng bo'lgan holatni qaraymiz.

θ bo'yicha integrallaganimizda

$$l' = l \pm 1 \quad (1.102)$$

holatni qaraymiz.

Shunday qilib, kvant o'tishlarida faqat $l' = l \pm 1$, $m' = m$, $m \pm 1$ holatlar qatnashadi. Boshqacha aytganda kvant o'tishlar l va m kvant sonlarining quyidagi qiymatlarida amalga oshiriladi.

$$\Delta l = \pm 1 \quad \Delta m = 0 \pm 1 \quad (1.103)$$

Ushbu shartni qoniqtirmagan istalgan kvant o'tishlar taqiqlangan hisoblanadi. n va n' kvant sonlari uchun hech qanday chegara yo'q. Shunday qilib (1.102) va (1.103) shartlar kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi hisoblanadi. Atomning kvant holati kvant sonlari- n , l va m_l bilan aniqlanadi. n -bosh kvant soni, u butun sonlarni qabul qiladi.

l -orbital kvant soni, u $0, 1, 2, \dots, n-1$ sonlarni qabul qiladi va elektronning yadroga nisbatan harakat miqdori momentini ifodalaydi.

m_l -magnit kvant soni, u $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ qiymatlarni qabul qiladi va berilgan yo'nalishga nisbatan orbital momentning qiymatini aniqlaydi.

Orbital kvant sonining $l=0, 1, 2, 3, 4$ qiymatlarini qabul qiladi va odatda s, p, d, f , harflari bilan ham belgilanadi. Masalan, vodorod atomining $2p$ kvant xolatining kvant sonlari $n=2$ va $l=1$ ga teng.

Kvant o'tishlar barcha kvant xolatlar o'rtasida ham mavjud bo'lavermay faqat tanlash qoidasi bo'yicha ruxsat etilgan kvant xolatlar o'rtasida mavjud bo'ladi. Vodorod atomi uchun tanlash qoidasiga binoan n, l, m_l va $n', l', m_{l'}$ kvant holatlar o'rtasida kvant o'tishlar bo'lishi uchun

$$\left. \begin{aligned} \Delta l &= l - l' = \pm 1 \\ \Delta m_l &= m_l - m_{l'} = 0, \pm 1 \end{aligned} \right\} \quad (1.104)$$

shartni qanoatlantirishi kerak.

n va n' kvant sonlari uchun tanlash qoidasi bajarilmaydi. Shunday qilib, vodorod atomi uchun spektral chiziqning chastotasi quyidagicha aniqlanadi;

$$\nu = E_n - E_{n'} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.105)$$

Ushbu formula orqali n va n' ning har xil qiymatlarida spektral

chiziqlarning seriyasini (ya'ni to'plamini) hosil qiladi. Masalan, vodorod uchun $Z=1$ da $n=1,2,3,4,5,6$ qiymatlarida mos ravishda Layman, Balmer, Pashen, Breket, Pfunt va Xamfri seriyalarini hosil qiladi. Har bir seriya o'zining ionlanish chegarasiga ega. (1.102) formuladan $\Psi(x,y,z)$ funksiya Shredenger tenglamasining xususiy yechimini ifodalaydi. $|\Psi(x,y,z)|^2$ -ya'ni "psi" funksiyaning kvadrati fizik ma'noga ega bo'lib, zarrachaning (x,y,z) koordinatada mavjudligi ehtimoliyatini xarakterlaydi yoki boshqacha aytganda

$|\Psi(x,y,z)|^2 dx dy dz$ -zarrachaning $dx dy dz$ hajmdagi x,y,z nuqtada joylashish ehtimoliyatini ko'rsatadi. U o'z navbatida ehtimoliyat zichligi $\Psi^* \Psi$ orqali ham ifodalanishi mumkin, chunki

$$|\Psi|^2 = \Psi^* \Psi \quad (1.106)$$

U holda funksiyaning normallashtirish sharti quyidagicha ifodalanadi

$$\int \Psi^* \Psi dx dy dz = 1 \quad (1.107)$$

funksiyaning normallashtirish sharti (1.107) zarrachaning $dx dy dz$ hajmda albatta mavjudligini ko'rsatadi. Agar $\Psi^2 = 0$ bo'lganda edi, izlayotgan hajmda zarracha mavjud bo'lmaz edi. To'liqin funksiya'sining normirovkasi diskret spektrlarning xususiy qiymatini aniqlaydi.

I. bobga doir savol va masalalar

1. *Spektr nima va u qanday hosil bo'ladi.*
2. *Spektroskopiya fani nimani o'rgatadi?*
3. *Spektroskopiya fanining asoschilari kimlar?*
4. *Vodorod atomi spektrida qanday qonuniyatlar aniqlangan?*
5. *Vodorod atomi spektrida qanday seriyalar aniqlangan?*
6. *Balmerning umunlashgan formulasini va kombinatsion prinsipini tushuntiring. Term nima.*
7. *Vodorod atomi energetik sathlari diagrammasini chizing va izohlang.*
8. *Izotopik siljishni tushuntiring.*
9. *Bor nazariyasining kamchiliklari nimalardan iborat edi?*
10. *Nima uchun keltirilgan massa tushunchasi kiritilgan?*
11. *Markaziy simmetrik maydon qanday maydon?*
12. *Kvant mexanikasida mikro-zarralarning holati qanday aniqlanadi?*
13. *To'liqin funksiyasi Shredinger tenglamasining yechimi bo'lishi uchun qanday shartlarni qanoatlantirishi kerak?*

14. To'lg'in funksiyasi amplitudasi kvadratining mohiyati nima?
15. Statsionar va nostatsionar holatlar to'g'risida tushuncha bering.
16. Nostatsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasini yozing va tushuntiring.
17. Elektronlar orbitalar bo'yicha qanday taqsimlangan?
18. Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasini tushuntiring?
19. Elektronning Kulon maydonidagi harakati. Finit va infinit harakatlar.
20. Yadro bilan elektron orasidagi o'zaro ta'sir kuchi qanday kuch hisoblanadi?
21. Shredinger tenglamasi qaysi tenglamalarga ajratiladi?
22. Radial tenglama qaysi masofadagi de-Broyl to'lg'in funksiyasi ifodalaydi va u qaysi koordinataga bog'liq?
23. Kvant sonlar qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlarni yozing.
24. Qanday vodorodsimon atomlarni bilasiz?
25. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari formulalarini yozing va tushuntiring.
26. Elektronning to'liq magnit momenti qanday aniqlanadi?
27. Elektronning to'liq mexanik momenti formulasi qanday ifodalanadi?
28. Bor magnetoni qaysi kattalikning o'lchov birligi, uning formulasini va son qiymatini yozing.
29. Vodorod atomi energetik sathlarining nozik strukturasi qanday tushunasiz?
30. Atom termilari qaysi ko'rinishda yoziladi?
 1. Vodorod atomi spektridagi rezonans chiziqning to'lg'in uzunligi $\lambda_p = 121,5 \text{ nm}$. Balmer seriyasi chegaraviy tulqin uzunligi $\lambda_\infty = 367 \text{ nm}$ Ionlashtirish energiyasi (E) qiymatini toping.
Javob : $E_\infty = 13,6 \text{ eV}$
 2. Vodorod atomining birinchi, ikkinchi va uchunchi orbitalarining to'lg'in energiyalarini hisoblang
Javob: $E_1 = -13,6 \text{ eV}$, $E_2 = 3,4 \text{ eV}$, $E_3 = 1,8 \text{ eV}$
 3. Uchunchi orbitadagi vodorod atomi uchun De-Broyl tulqin uzunligini hisoblang.
Javob: $\lambda = 0,1 \text{ nm}$
 4. Agar vodorod atomi $E = 12,1 \text{ eV}$ yorug'lik energiyasini yutsa, u asosiy holat ($n = 1$) dan qaysi energetik holatga ($n = ?$) o'tadi.
Javob: $n = 3$
 5. Vodorod atomidagi Layman va Pashen seriyalari eng qisqa to'lg'in

uzunlik chegarasidagi nurlanishning to'liq uzunligi topilsin.

Javob: $\lambda_s = 91,2 \text{ nm}$; $\lambda_p = 820,6 \text{ nm}$

6. Vodorod atomi ikkinchi energetik sathdan birinchisiga o'tishda chiqargan yorug'lik kvanti hisobiga qanday tezlik olganligini hisoblang? Shu hisobiga to'liq uzunligi qanchaga qisqardi?

Javob: $v = 3.25 \text{ m/s}$; $\lambda = 6.6 \cdot 10^{-7} \text{ nm}$

7. Elektron vodorod atomining 2s energetik holatida joylashgan. Uning ehtimoliyatini hisoblang?

Javob: $W = 0.188$

8. Rentgen trubkasiga qanday kuchlanish berish kerakki, undan to'liq uzunligi $\lambda = 0.5 \text{ nm}$ rentgen nurlanishini olish imkoniyati bo'lsin.

Javob: $U = 2.5 \cdot 10^3 \text{ eV}$

9. 2s holatda joylashgan elektronning yadrodan qancha masofada joylashish ehtimoliyatini toping?

Javob: $W = 5.236 a_0$; a_0 -Bor radiusi.

10. Kinetik energiyasi 3.84 MeV bo'lgan α -zarrachaning tezligini toping?

Javob: $v = 1.37 \cdot 10^7 \text{ m/s}$

11. Sferik potentsial o'rada harakatlanuvchi m massali zarrachaning energetik sathini aniqlang? Bunda $e_V(r) = 0$ va $r < a$ bo'lgan, va $e_V(r) = \infty$ va $r > a$ bo'lgan hol uchun.

Javob: $E = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2}$

12. Deytriy atomidagi elektronning $n=3$ dan $n=2$ ga o'tish natijasida hosil bo'lgan Bal'mer seriyasiga tegishli nurlanishning chegaralari o'rtasidagi farq ($\Delta\lambda$) ni aniqlang?

Javob: $\Delta\lambda = 0.18 \text{ nm}$.

II bob. KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR SPEKTRLARI

§ 2.1 Elementlar Davriy sistemasi

Kimyo fani XVIII asr oxiri XIX asr boshlarida fan sifatida shakllana boshladi. XVIII asr oxirida 25 ta element ma'lum bulgan bo'lsa, XIX asrning birinchi choragida yana 19 ta element kashf qilindi. XIX asr 60-yillarining oxiriga kelib, elementlarning soni 63 taga etdi.

Elementlarning bu qadar tez so'ratlar bilan kashf etilishida spektral analizining qo'llanilishi katta rol o'ynadi. Elementlar sonining oshishi bilan ularning atom og'irliklari, fizik va kimyoviy xossalari o'rganila borildi. Bu tekshirishlar natijasida ba'zi elementlarning tabiiy gruppalari mavjudligi masalan, ishqoriy metallar, galogenlar ma'lum bo'ldi. Elementlar va ularning birikmalari haqidagi ma'lumotlar olimlar oldiga barcha elementlarni gruppalariga ajratish zaruriyatini qo'ydi. Yuqorida aytilganidek, elementlar dastlab metallar va metallmaslarga ajratildi. Metallarga yaltiroqlik, qattiqlik, elektr tokini va issiqlikni o'tkazish, qattiq holatda bo'lish, (simobdan tashqari) kabi xossalarga mansub elementlar kiritildi. Metallmaslarda bu xossalar uchramaydi, aksincha ular issiqlikni va elektr tokini yomon o'tkazadi, ko'plari gazsimon holatda bo'ladi.

Ingliz olimi Nyulende 1863 yil o'zining «Oktavalar qonuni» ni kashf qildi. U elementlarni atom og'irliklari qiymati ortishi tartibida bir qatorga joylashtirganida har sakkizinchi element o'z xossalari bilan birinchi elementga o'xshashligini ko'rdi.

1864 yilda ingliz olimi Odling yangi atom og'irliklari bo'yicha elementlarning klassifikatsiyasi jadvalini taklif qildi. Bu jadval Nyulende jadvalidan va Odling zamondoshlari jadvalidan ancha yaxshi ishlangan bo'lsada, hozirgi zamon jadvalidan juda uzoq turar edi.

1864 yilda nemis olimi Lotar Meyer o'zining jadvalini ishlab chiqdi. U 27 ta elementni olti gruppaga bo'ldi. L.Meyer o'z jadvalidagi har qaysi gruppada ketma-ket keladigan elementlarning atom og'irliklari orasidagi ayirma, tafovut ma'lum kattalikka ega ekanligini takidlab o'z asarini «Atom og'irliklarining son bilan ifodalangan qiymatlarida biror qonuniyat borligiga shubha bo'lishi mumkin emas» degan iboralar bilan tugatdi. Ammo Meyerning o'zi bu qonuniyatni topolmadi.

L.Meyer o'zining ikkinchi maqolasini D.I.Mendelev maqolasidan keyin nashr ettirgan edi. Oddiy moddalarning ya'ni erkin holatdagi

elementlarning solishtirma hajmlari davriy ravishda o'zgarishini kashf qildi. Lekin bu kashfiyot davriy jadval tuzish uchun etarli emas edi. Bunday jadvalni yaratish, elementlarning faqat fizikaviy xossalariagina emas, balki kimyoviy xossalari ham davriylik borligini ko'ra olish, buyuk olim D.I.Mendelevga muyassar bo'ldi.

Shunday qilib, D.I.Mendelevga qadar olib borilgan ishlarning hech birida ham, kimyoviy elementlar orasida o'zaro bog'lanish borligi topilmadi. D.I.Mendelev elementlarning davriy qonuni va davriy sistemasini kashf qildi. Elementning tabiati uning atom og'irlik qiymatiga bog'liq ekanligiga chuqur ishonch hosil qildi. D.I.Mendelev fikricha o'sha zamon olimlari o'zaro o'xshash bo'lmagan elementlarning atom og'irliklarini bir-biri bilan taqqoslab ko'rmaganlar. D.I.Mendelev o'zaro o'xshash bo'lmagan elementlarni ham bir-biri bilan solishtirib ko'rish natijasida, elementlarning atom og'irliklari o'zgarishi bilan ularning xossalari o'zgarishi orasida qonuniy bog'lanish borligini topish mumkin, - degan qarorga keldi. 1868 yilda 68 ta element ma'lum edi. Shunga qaramasdan D.I.Mendelev barcha elementlarni atom og'irlik tartibida uzluksiz bir qatorga tera oldi. Bu qatorda, hali kashf etilmagan elementlar uchun bo'sh joylar qoldirish kerak ekanligini yaxshi fahmladi. Bu masalani echishda D.I.Mendelev galogenlar, ishqoriy va ishqoriy er metallari kabi o'zaro o'xshash elementlar gruppalari mavjud bo'lib, ular uzluksiz qatorning a'zolari ekanligiga e'tibor berdi.

D.I.Mendelev elementlarning davriy qonunini ta'riflash va ularning tabiiy sistemasini tuzishga yordam berdi. Shuni aytish kerakki, D.I.Mendelev elementlarni biz yuqorida ko'rsatganimiz kabi, gorizontal qatorga termadi, balki ularni yuqoridan pastga tomon terib, o'zining birinchi marta 1869 yilda nashr etilgan jadvalini tuzdi.

D.I.Mendelev o'zi kashf etgan davriy qonunni quyidagicha ta'rifladi: "Oddiy moddalarning, elementlarning xossalari shuningdek, elementlar birikmalarning shakl va xossalari, elementlarning atom og'irliklariga davriy ravishda bog'liq bo'ladi". Davriy qonunning ochilishi, tasodifiy bir voqea bo'lmagan, balki chuqur ilmiy tadqiqot samarasidir.

D.I.Mendelev davriy sistemani tuzishda elementlarning atom og'irligi ortib borishni asos qilib olgan edi. D.I.Mendelev barcha

elementlar bo'ysunadigan davriy qonunni to'la-to'kis namoyon qilib olish uchun ba'zi elementlarning o'sha vaqtda qabul qilingan atom og'irliklar qiymatlarini 1,5-2 marta o'zgartirish, ba'zilarini masalan, kobaltni nikel dan avval, tellurni yoddan avval va keyinchalik argonni kaliydan avval joylashish tartibini o'zgartirish lozimligini va nihoyat 11 ta elementni: fransiy, radiy, aktiniy, skandiy, galliy, germaniy, protaktiniy, poloniy, texnetsiy, reniy, astat kabi elementlarning mavjudligini oldindan aytdi. Ularda uchta element: eka-bor, eka-alyuminiy va eka-silitsiyning barcha kimyoviy va fizikaviy xossalarini batafsil bayon qildi. Keyingi tekshirishlar D.I.Mendelevning ishlarining to'g'riligini isbotladi. D.I.Mendelevning tuzgan davriy sistemasi 2.1 ilovada keltirilgan. Atomning elektronlari eng kichik energiyaga ega bo'lgan asosiy energetik sathda Pauli prinsipi bo'yicha joylashadi. Ma'lumki, tartib raqami Z bo'lgan atomdan tartib raqami $Z+1$ bo'lgan atomga o'tsak, qo'shilgan elektron band bo'lmagan eng pastki energetik holatda joylashadi. Bu jarayon navbatma-navbat Z ning oshib borishi bilan energetik sathlar to'lib boradi. Davriy sistemadagi barcha element atomlari uchun elektron qobiqlarning ketma-ket to'lib borish tartibi 2.2 ilovada keltirilgan. Hozirga qadar bu jadval fan va texnikada muvaffaqiyat bilan qullanib kelinmoqda.

§ 2.2 Elektron qobiqlarning to'lib borish tartibi. Pauli prinsipi

Elementlarning fizika-kimyoviy xossalarini urganishda elektronning roli masalasi paydo bo'lishi bilan davriy sistemaga ehtiyoj paydo bo'la boshladi. 1923 yillarga kelib aniq bo'ldiki, spektral chiziqlarning paydo bo'lishini tushuntirishda atomning har xil energetik sathlari mavjudligi va ular to'rtta kvant sonlari bilan ifodalanishi aniq bo'ladi. Bular: bosh kvant soni $n=1$, orbital kvant soni, $m\ell=0$ ayni kvant soni $m=0$ va spin kvant soni $m_s=1/2$. Lekin spektrdan ko'ramizki, og'ir element atomlari bir vaqtda bitta elektron ikkita holatida bo'lishi mumkin emas. Shuning uchun usha paytda elektronning energetik sathlar bo'yicha taqsimoti to'g'risidagi qonun yo'qligi tufayli bu to'g'rida gapirish hali erta edi. Bunday qonuniyat 1925 yili Pauli tomonidan kashf etildi va Pauli prinsipi deb yuritila boshladi. Bu prinsipga asosan, atomlarda barcha to'rtta kvant sonlari bir xil bo'lgan ikkita elektron bir kvant holatda bo'lishi mumkin emas deyilgan. Demak, Pauli prinsipi tasdiqlaydiki, atomning har bir energetik xolatida faqat birgina elektron bo'lishi mumkin. Atomning elektron tuzilishi usha elementning fizika-

kimyoviy xossasini belgilaydi. Bu esa Pauli prinsipi bilan chegaralangan.

Agar to'rtta kvant sonlari va ular qabul qiladigan sonlarni qarasak, ular quyidagi kombinatsiyalardan iborat:

$$n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

$$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots (n-1)$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm \ell$$

$$m_s = \pm \frac{1}{2}$$

Misol uchun $n=1$ bo'lsa, orbital kvant soni ℓ faqat 0 bo'lishi mumkin, chunki uning eng katta qiymati $(n-1)$. Shuning uchun $\ell=0$. Spin kvant soni $m_s = +1/2$ va $m_s = -1/2$ bulishi mumkin. Demak, birinchi energetik holat uchun ikki imkoniyatga ega bo'lgan kvant sonlari kombinatsiyasi bulishi mumkin. Bundan ko'rinib turibdiki, birinchi energetik sathda ikkita elektron va u ham $\ell=0$ bo'lganligi uchun s-sathda bo'lishi mumkin. Shunday qilib, to'rtta kvant sonining ikkinchi, uchinchi va h.k. kvant holatlarda joylashish kombinatsiyasi 2.1- jadvalda keltirilgan.

2.1- jadval

n	ℓ	m	m_s		Elektro n holati	n	ℓ	m	m_s		Elektron holati
2	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2	s	4	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2	s
	1	+1	$\pm \frac{1}{2}$				1	+1	$\pm \frac{1}{2}$		
		0	$\pm \frac{1}{2}$	6	p			0	$\pm \frac{1}{2}$	6	p
		-1	$\pm \frac{1}{2}$					-1	$\pm \frac{1}{2}$		
3	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2	s		2	+2	$\pm \frac{1}{2}$		
	1	+1	$\pm \frac{1}{2}$					+1	$\pm \frac{1}{2}$		
		0	$\pm \frac{1}{2}$	6	p			0	$\pm \frac{1}{2}$	1 0	d
		-1	$\pm \frac{1}{2}$					-1	$\pm \frac{1}{2}$		

2	+2	$\pm \frac{1}{2}$						-2	$\pm \frac{1}{2}$				
	+1	$\pm \frac{1}{2}$						3	+3	$\pm \frac{1}{2}$			
	0	$\pm \frac{1}{2}$	10	<i>d</i>					+2	$\pm \frac{1}{2}$			
	-1	$\pm \frac{1}{2}$							+1	$\pm \frac{1}{2}$			
	-2	$\pm \frac{1}{2}$							0	$\pm \frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	<i>f</i>	
									-1	$\pm \frac{1}{2}$			
									-2	$\pm \frac{1}{2}$			
									-3	$\pm \frac{1}{2}$			

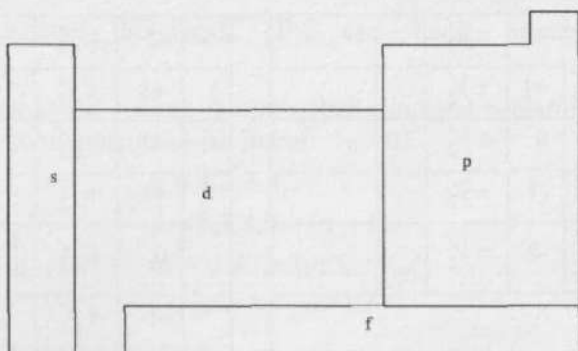
Takidlash lozimki, s-sathda ikkitadan ortiq elektron joylashishi mumkin emas. Ikkinchi sathda s va p-holatlar bo'lishi mumkin. p-holati kelgusi barcha sathlarda ham bo'lishi mumkin. d-holatni faqat uchinchi sathdan keyin va f-holati to'rtinchi sathlardan keyin uchraydi. Kvant sonlarining qiymati qancha kichik bo'lsa, ularning energiyasi ham shuncha kichik bo'ladi, ya'ni

$$1s < 2s < 2p < 3s < 3p < 3d < 4s < 4p < 4d < 4f < 5s$$

Pauli prinsipiga asosan dastlab 1s holat to'lishi kerak, keyin 2p va hokazo.

Vodorod atomidagi bitta elektron, birinchi s holatda joylashadi va 1s-konfiguratsiyani tashkil etadi. Geliy atomidagi ikkita elektron $1s^2$ konfiguratsiyani, litiy atomidagi uchta elektron $1s^2 2s^1$ konfiguratsiyani tashkil etadi. Xuddi shunga uxshash elektron konfiguratsiyalarni har bir element uchun yozish mumkin.

Davriy sistemadagi elektron konfiguratsiyalarni Pauli prinsipi bo'yicha to'ldirishda osonlik bo'lishi uchun davriy sistemasini to'rtta seksiyaga bo'lish mumkin.



2.1 –rasm. Davriy sistemani seksiyalarga bo'linishi.

s-seksiyada ikkita element; *p*-seksiyada 6-ta element; *d*-seksiyada 10-ta element va *f*-seksiyada 14-ta element joylashgan. Bu seksiyalar davriy sistemaning *s, p, d, f* holatlari bilan bog'langan bo'lib, mos ravishda 2, 6, 10 va 14 ta elektronlar joylashish imkoniyatini ko'rsatadi. Davriy sistemaning asosida atomlarning orbitalarini elektronlar bilan tuldırish tartibi va ketma-ketligi yotgan bo'lib, u kuplab tajriba natijalari asosida tuzilgan.

2.1 jadvalda bugungi kunda davriy sistemadagi atomlarning elektron konfiguratsiyasi joylashtirilgan. Eng qiziq tomoni shundaki, elektron qobiqlarni to'ldirish tartibi, biz kutganday emas, sal boshqacha. Masalan, 18-chi elementga qadar 1-chi va 2-chi sathlari to'ldirish kerak bo'lgan 18-ta elektron, 2-chi sath tulmasdan 3-chi sathning yarim sathlari *s* va *p* to'ldirilgan, ya'ni: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. Lekin qoida bo'yicha $3d$ holati to'ldirilishi kerak edi.

19 element kaliy davriy sistemasining shunday joyida joylashganki, unda 2-ta element *s*-holatda to'ribdi. Davriylik qonuniyatiga asosan bu element *d*-holatda joylashishi kerak. Shuning uchun kaliy elementining elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$. Kalsiy esa xuddi shu seksiyada joylashib, $4s$ holatini to'ldirayapti, ya'ni $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2$. Navbatdagi element *d*-seksiyadagi birinchi element hisoblanadi va *d* -yarim sahlarning to'ldirilishi bilan boshlanadi. *d*-elektronlar asosan $3d$ bilan boshlanadi va bu skandiy elementi bo'lib, elektron konfiguratsiyas $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^1$. Ko'rinib turibdiki, elektron qobiqlarining to'lish tartibi bajarilmayapti, ya'ni $4s$ to'lmasdan $3d$ ga o'tib ketyapti. Shunday qilib, davriy sistemadagi 3-ta qatorni ham to'lishida qonuniyatdan chetlanish mavjud, ya'ni kechikib,

to'ldirilayapti. Nodir yer elementlarida bu kechikish, yana ham oshadi.

Atomning asosiy holatlari uchun elektron konfiguratsiyalari va termllari 2.1 jadvalda to'liq keltirilgan

Elektron qobiqlarining bunday kechikib to'ldirilishi, yoki davriylik qonunidan chetga chiqishi energetik holatlarni yarim sathlarga bo'linishi bilan tushuntiriladi.

Vodorod atomi uchun asosiy holat 1s holat hisoblanadi. Navbatdagi geliy atomi uchun asosiy holat konfiguratsiyasi $1s^2$. Uchinchi element litiy atomida elektron konfiguratsiya $1s^2 2s$. Pauli prinsipiga ko'ra 1s holatda ikkita elektrondan ziyod elektron joylasha olmaydi. Shuning uchun uchinchi elektron navbatdagi bo'sh holat 2s ni egallaydi va bosh kvant soni $n = 2$ bo'lgan holat to'la boshlaydi. Undan keyin berilliy $1s^2 2s^2$ konfiguratsiya bilan 4-o'rinni egallaydi. 5-o'rinda turgan bor atomidan to 10-o'rinda turgan neon atomigacha 2p holat to'ladi. 11-o'rindagi natriy elementidan boshlab navbatma-navbat bosh kvant soni $n = 3$ bo'lgan 3s, keyin 3p holatlar to'ladi. $n = 3$ holat 18-o'rinda turgan argon elementiga qadar davom etadi. Argon atomining elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ ko'rinishda yoziladi. Keyin $n = 3$ kvant holatni to'lishi vaqtincha to'xtaydi. 19 va 20-o'rinda turgan kaliy va kalsiy elementlar $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ elektronlari 3d holatda joylashgan bo'lsada $n = 4$ bosh kvant sondagi 4s sathni egallaydi. Kalsiy elementi bilan davriy sistemaning bosh guruhi to'ladi. Shu tartibda davriy sistemadagi barcha elementlarning elektron orbitasi to'la boradi. Ba'zi bir anomal holatlarni hisobga olmasak, umumiy holda elektron qobiqlarning to'lish tartibi $n + 1$ ko'rinishda yoziladi.

Elektron qobiqlarning tulib borish tartibini quyidagicha yozish mumkin:

1s -2 ta elektron

2s2p -8 ta elektron

3s3p -8 ta elektron

4s3d4p - 18 ta elektron

5s4d5p - 18 ta elektron

6s4f5d6p - 32 ta elektron

7s6d5f.....

Demak, elektron qobiqlarni to'lib borish qonuniyati davriy sistemaning asosida yotibdi.

Barcha elementlar o'zlarining fizika-ximiyaviy xossalariga ko'ra 7 ta davrga bo'lingan. Har bir davr ishqoriy elementdan boshlanib, inert gazlar bilan tugaydi. Har bir davrning boshlanishi yangi qobiqni to'ldirish bilan boshlanadi. Ionlashtirish potentsiali qiymati elektron qobiqning to'lib borishi bilan oshib boradi. Inert gazlarda bu qiymat eng katta bo'ladi va elektron qobiq to'lgan hisoblanadi. Ishqoriy metallarda ionlashtirish potentsiali keskin pasayadi. Quyida har bir davrga tegishli element atomlarining xossalarini alohida qarab chiqamiz.

§ 2.3 Geliy atomi

Davriy sistemaning birinchi elementi bo'lgan vodoroddan keyin ikkinchi o'rinda geliy atomi turibdi. Qaysiki, uning orbitasida ikkita elektron mavjud. Geliy atomi ham vodorod atomidek sodda bo'lsada, uning tuzulishi to'g'risidagi nazariyani Bor nazariyasi asosida tushuntirib bo'lmaydi.

Buning ikkita sababi mavjud:

1) Bor nazariyasi energiya almashuvini hisobga olmaydi. Ko'p elektronli atomlarda, xususan geliy atomida ham energiya almashuvi muhim rol o'ynaydi.

2) Bor nazariyasi elektronning spinga ega ekanligini hisobga olmaydi. Ko'p elektronli atomlarda spinni hisobga olmaslik mumkin emas. Shu sabablarga ko'ra, geliy atomi spektrlarini Bor nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntirib bo'lmaydi. Geliy atomi spektrlarini to'laqonli tushuntirishda dastlab kvanto-mexanik nazariyadan foydalanamiz.

Avvalo, vodorod atomi uchun Shredenger tenglamasini yozamiz.

Zarrachaning potentsial maydondagi harakatini

$$\hat{H}\Psi = E\Psi \quad (2.1)$$

$$\hat{H} = \frac{P^2}{2m} + \hat{E}_n \quad (2.2)$$

Formula bilan ifodalash mumkin. Bunda to'liq energiya impuls va koordinataning funksiyasi sifatida ifodalanadi. Oldingi mavzulardan ma'lum bitta zarracha uchun Shredenger tenglamasi

$$\nabla^2 \Psi + \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) (E - E_s) \Psi = 0 \quad (2.3)$$

ko'rinishda ifodalansa, geliy atomida esa ikkita zarracha mavjud, ya'ni geliy atomida ikkita elektron mavjud. Geliy atomi uchun sistemaning to'liq energiyasi quyidagi kinetik va potensial energiyalaridan iborat buladi. Geliyning har bir elektronlari uchun kinetik energiya

$$E_{k_1} = \frac{p_1^2}{2m} \quad E_{k_2} = \frac{p_2^2}{2m} \quad (2.4)$$

Potensial energiyasi esa $E_{p_1}(r_1)$ va $E_{p_2}(r_2)$ bo'lib, ularning ekvivalentligidan

$$E_{p_{12}} = E_{p_{21}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |(r_1 - r_2)|} \quad (2.5)$$

r_{12} -elektronlar orasidagi masofa.

Shunday qilib, gamiltonian geliy atomi uchun quyidagicha yoziladi;

$$\hat{H} = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + E_p(r_1) + E_p(r_2) + E_{p_{12}}|(r_1 - r_2)| \quad (2.6)$$

Bundan kelib chiqadiki, ikki zarrachali atomlar uchun ham Shredenger tenglamasi (2.1) ko'rinishda bo'ladi, lekin (II) gamiltonian (2.6) formula ko'rinishda buladi.

Geliy atomi uchun to'liqin funksiyasi Ψ har bir elektronning koordinatasiga bog'liq, ya'ni 6 ta o'zgaruvchili funksiya hisoblanadi. (2.3) ko'rinishdagi bir zarrachali funksiya o'rniga quyidagi yoziladi;

$$\nabla_1^2 \Psi + \nabla_2^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - E_{p_1}(r_1) - E_{p_2}(r_2) - E_{p_{12}}|(r_1 - r_2)|] \Psi = 0$$

$$\nabla_1^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \quad \nabla_2^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_2^2} \quad (2.7)$$

Bu erda ham Ψ funksiyaning uzi emas, uning $|\Psi(r_1, r_2)|^2$ fizik ma'noga ega; ya'ni $|\Psi(r_1, r_2)|^2$ har bir elektronning r_1 va r_2 radius-vektorli nuqtada mavjudlik ehtimoliyati zichligini ifodalaydi. Masala (2.7) formulaning xususiy tenglamasi va xususiy yechimini aniqlashdan iborat.

Agar geliy atomidagi ikkita elektronning o'zaro ta'siri va har bir

elektronning spini mavjudligini hisobga olsak, (2.7) formula ancha murakkab ko'rinishni oladi. Lekin elektronlarning o'zaro ta'siri ularning yadro bilan bo'ladigan ta'siriga nisbatan bir necha tartibda kichik ekanligini hisobga olib, (2.7) dagi $E_{pot}[(r_1 - r_2)]$ hadni tashlab yozish mumkin. U holda (2.7) ni quyidagicha yozamiz:

$$\nabla_1^2 \Psi + \nabla_2^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - E_{p1}(r_1) - E_{p2}(r_2)] \Psi = 0 \quad (2.8)$$

Elektronlarning o'zaro ta'sirini hisobga olmaganligimiz uchun, ularni mustaqil zarracha deb qaraymiz. Agar birinchi elektronning a energetik holatdagi energiyasini $E_a(1)$, ikkinchi elektronning b energetik holatdagi energiyasini $E_b(2)$ deb belgilasak, umumiy energiya

$$E = E_a(1) + E_b(2) \quad (2.9)$$

teng bo'ladi.

Elektronlarning mustaqil harakatini hisobga olib, ularning to'liq funksiyasini quyidagicha yozish mumkin;

$$\Psi(1,2) = \Psi_a(1) \Psi_b(2) \quad (2.10)$$

(2.9) va (2.10) ni hisobga olsak (2.8) ni quyidagicha yozish mumkin;

$$\begin{aligned} & \Psi_b(2) \left\{ \nabla_1^2 \Psi_a(1) + \frac{2m}{\hbar^2} [E_a(1) - E_{p1}] \Psi_a(1) \right\} + \\ & + \Psi_a(1) \left\{ \nabla_2^2 \Psi_b(2) + \frac{2m}{\hbar^2} [E_b(2) - E_{p2}] \Psi_b(2) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Elektronlarning har biri bir-biriga bog'liq emas ekanligini hisobga olsak (2.3) quyidagicha yoziladi

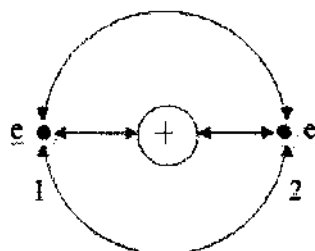
$$\left. \begin{aligned} \nabla_1^2 \Psi_a(1) + \frac{2m}{\hbar^2} [E_a - E_{p1}] \Psi_a(1) &= 0 \\ \nabla_2^2 \Psi_b(2) + \frac{2m}{\hbar^2} [E_b - E_{p2}] \Psi_b(2) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

(2.12) tenglamalar zaryadi yadroning kulon maydonida harakatlanayotgan elektronlarning harakat tenglamalari.

Biz yuqorida elektronlarning o'zaro ta'sirini hisobga olmadik, agar o'zaro ta'sirni va har bir elektronning spinini hisobga olsak

tenglama yanada murakkab ko'rinishga keladi.

Kelinglar qisqacha ko'raylik:



2.2 rasm. Geliy atomi elektronlarining o'zaro ta'sir maydonlari.

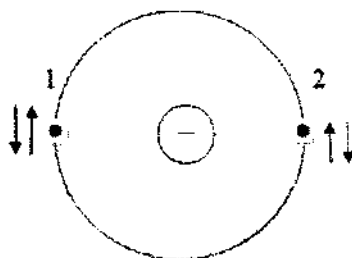
1) O'zaro ta'sir hisobga olinganda Shredenger tenglamasi (2.7) ko'rinishda bo'ladi. Agar elektronlarning o'xshashligi va to'lqin funksiyalarining simmetrikligini hisobga olsak, ya'ni

$$\Psi(1,2) = \Psi(2,1)$$

$$|\Psi(1,2)|^2 = |\Psi(2,1)|^2 \quad (2.13)$$

bunda faqat $\Psi(1,2) = -\Psi(2,1)$ bo'lishi mumkin. Xulosa elektronlarning to'lqin funksiyasi simmetrik yoki antisimmetrik bo'lishi mumkin.

To'lqin funksiyalarining simmetrik xususiyati o'zaro ta'sirni hisobga olganda ham saqlanadi, lekin o'zaro ta'sir bo'lganda simmetrik va antisimmetrik to'lqin funksiyalar turli xususiy energiya qiymatlariga (E_n) ega bo'ladi.



2.3 rasm. Geliy atomi elektronlarining spin yo'nalishlari.

2). Elektronning spinini hisobga olgani holda uning spin vektorini

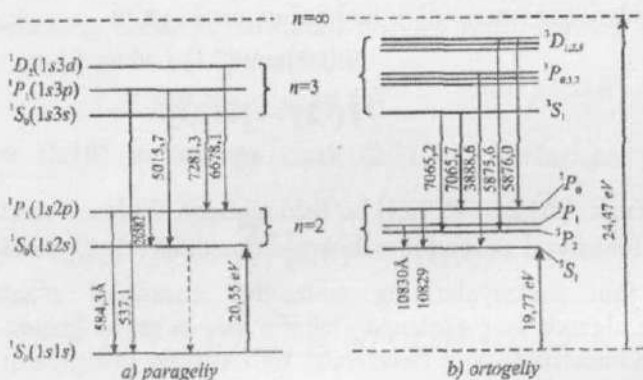
$S^{(+)}(i)$ va $S^{(-)}(i)$ $i=1,2,3...$ bilan belgilaymiz. Geliy atomi elektronlarining spinini quyidagicha joylashishi mumkin.

$$S + (1) \rightarrow \uparrow \quad S - (1) \rightarrow \downarrow$$

$$S + (2) \rightarrow \uparrow \quad S - (2) \rightarrow \downarrow$$

Elektronlarning spinini yo'nalishiga qarab quyidagi ko'paytmalar hosil bo'ladi.

$$\text{simmetrik} \left\{ \begin{array}{l} S^+(1)S^+(2) \rightarrow \uparrow\uparrow \rightarrow 1 \\ S^+(1)S^-(2) + S^-(1)S^+(2) \rightarrow \uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow \rightarrow 0 \\ S^-(1)S^-(2) \rightarrow \downarrow\downarrow \rightarrow -1 \end{array} \right\} \quad (2.14)$$



2.4-rasm. Parageliy va ortogeliyning energetik sathlari

Shunday qilib Geliy atomi elektronlari spinlari parallel yo'nalganda natijaviy spin $S=1$ ga teng bo'lib, 3 ta proeksiyaga ega bo'ladi, bular $+1; -1; 0$ bunda geliy atomining triplet holati vujudga keladi va bunday geliyini-ortogeliy deb ataymiz.

Natijaviy spin nolga teng bo'lganda $S=0$ energetik sathlarda singlet holat vujudga keladi va bunday geliyini parageliy deyiladi. Shunday qilib, geliy atomining asosiy holati singlet holat (parageliy), triplet holatlar (ortogeliy) $^3S_1, ^3P_{0,1,2}, ^3D_{1,2,3}$ holatlari hisoblanadi. (2.4-rasm.)

Mendelev davriy sistemasi bo'yicha geliy (He) atomning

joylashishiga e'tibor qaratsak, u $2s$ -elektronli ishqoriy-er elementlari qatorida joylashgan. Uning asosiy holat termi $1s^2 S_0$. Agar s -elektronlardan birini uyg'otganimizda ikki xil term hosil bo'ladi. $S=0$ va $2S+1=1$ da singlet term; $S=1$ va $2S+1=3$ da triplet termlar hosil bo'ladi. $1s^2$ qobiq yopiq va juda mustahkam qobiq bo'lganligi uchun geliyning asosiy holati juda chuqurda joylashgan, xatto vodorodnikidan ham chuqur. Geliyning ionlashish potentsiali davriy sistemadagi barcha elementlarnikiga qaraganda katta, ya'ni $E_i = 24.5eV$. Birinchi uyg'ongan holatning energiyasi $E_1 \approx 20eV$ ga teng. Triplet va singlet termlar o'rtasida kvant o'tishlar taqiqlangan. Geliy spektri to'g'risida gapirganda albatta singlet termlarga mos keluvchi spektrni -parageliyga tegishli spektr; triplet termlarga mos keluvchi spektrni -ortogeliyga tegishli spektr deb qaraladi.

Geliy atomining rezonans chiziqlari ultrabinafsha oblastining chuqur va tajriba qurilmalari bilan olish qiyin bo'lgan sohasida, ya'ni $\lambda \approx 600 \text{ \AA}$ to'liq uzunligida yotibdi. Ananaviy spektral asboblarda yordamida uyg'ongan holatlar o'rtasidagi kvant o'tishlarni o'rganish qiyin. Geliy atomi qiyin uyg'onadigan elementlar qatorida qaraladi va u faqat yuqori temperaturali manbalar yordamida uyg'otiladi va spektri o'rganiladi.

§ 2.4 Spektrlarning mul'tipletligi va elektronning spini

Yuqori ajrata olish qobiliyatiga ega bo'lgan spektral asboblarda yordamida ishqoriy metallarning spektrlarini tadqiq qilish shuni ko'rsatadiki, spektrdagi har bir spektral chiziqlar, ikkita (dublet) spektral chiziqlardan iborat ekan. Masalan natriy atomining sariq rangdagi spektri to'liq uzunligi $5890 \text{ \AA}$ va $5896 \text{ \AA}$ bo'lgan dublet spektrdan iborat.

Spektral chiziqlarning bunday ikkiga bo'linishi energetik sathlarning nozik strukturasi deyiladi. Agar energetik sathlar bir nechta murakkab komponentlardan iborat bo'lsa, bunga spektrlarning mul'tipletligi deyiladi. Davriy sistema elementlari spektrida mul'tiplet komponentalar soni ikkita bo'lsa-dublet; uchta bo'lsa-triplet; to'rtta bo'lsa-kvartet va hokazo bo'lishi mumkin. Ba'zi hollarda spektral chiziqlar yagona ya'ni singlet ham bo'lishi mumkin.

Spektral chiziqlarning komponentlarga bo'linishini 1925 yilda Gaudsmit va Ulenbeklar tushuntirishga harakat qilgan. Ularning fikricha

elektron xususiy impuls momentiga ega bo'lib, uni elektronning spini deb atadi va u elektronning o'z o'qi atrofida aylanish tufayli hosil bo'ladi degan tushunchani ilgari surdi. Shundan "spin" so'zi inglizcha "spin" bo'lib "volchok" yoki "pildiroq" ma'nosini anglatadi. Lekin ko'p o'tmay elektron spini to'g'risidagi bu modeldan voz kechildi va u elektronning ichki xususiyati, zaryadi va massasi bilan bog'liq parametrlar ekanligi aniqlandi.

Umuman spektral chiziqlarning komponentalarga bo'linishi, dublet, triplet va hokazo multiplet strukturalarning paydo bo'lishi, optik elektronning magnit momenti bilan orbital momenti (mexanik moment) o'rtasidagi o'zaro ta'sirga bog'liq. Buni odatda spin-orbital o'zaro ta'sir deb yuritiladi, $(L - S)$.

Multipletlik – elektron spinining mumkin bo'lgan orientatsiyalari soni va orbital momentning hosil bo'lishi vaziyati bilan aniqlanadi. Elektron spinining mumkin bo'lgan o'zaro orientatsiyalar soni (N_{ls}) quyidagiga teng.

$$N_{ls} = 2 \min(L, S) + 1 \text{ yoki } N_{ls} = 2S + 1$$

Mumkin bo'lgan o'zaro orientatsiyalar soni (L_z va S_z) energetik holatlarning bo'linishida o'z hissalarini qo'shadi va atom energetik sathlarida multiplet strukturani hosil qiladi.

Umuman zarrachalar spinga ega bo'lishi bevosita kvant mexanikasi xulosalaridan, ya'ni P. Dirak tenglamasidan kelib chiqadi. Elektron xususiy impuls momentining qiymati kvant mexanikasining umumiy qoidalaridan aniqlanadi va u spin kvant soni orqali ifodalanadi, ya'ni

$$M_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} \quad (2.15)$$

$$\text{Agar } S = \frac{1}{2} \text{ ga teng deb olsak } M_s = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}} = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{3}$$

Spinning ma'lum yo'nalish bo'yicha proeksiyasi yagona qiymatga ega bo'lib, ishorasi bilan farqlanadi: ya'ni

$$M_{sz} = m_s \hbar \quad (m_s = \pm S = \pm \frac{1}{2}) \quad (2.16)$$

Elektronning xususiy magnit momentini aniqlash uchun (2.15) ga $(-\frac{e}{m_e \cdot c})$ ko'paytiramiz, u holda

$$\begin{aligned}\mu_s &= -\frac{e}{m_e \cdot c} \cdot M_s = -\frac{e \cdot \hbar}{m_e \cdot c} \sqrt{S(S+1)} = \\ &= -2\mu_B \sqrt{S(S+1)} = -\mu_B \sqrt{3}\end{aligned}\quad (2.17)$$

(2.17) dagi μ_B - Bor magnetoni deyiladi. Minus ishora elektronning mexanik momenti bilan magnit momenti qarama-qarshi yo'nalganligini ko'rsatadi.

Xususiy magnit momentining proeksiyasi esa quyidagicha aniqlanadi; (2.16) asosan:

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{m_e S} M_{sz} = -\frac{e}{m_e S} \cdot \hbar m_s = -\frac{e\hbar}{m_e S} \left(\pm \frac{1}{2} \right) = \pm \mu_B \quad (2.18)$$

Shunday qilib, elektronning xususiy impuls momenti proeksiyasi ($\pm \mu_B$) qiymatni, xususiy magnit momenti esa ($-\mu_B \sqrt{3}$) qiymatni qabul qiladi. Ko'pchilik hollarda, xususan elektron energiyasini ifodalashda elektronning xususiy momenti emas, balki uning proeksiyasi formulasidan foydalanish qulay. Shuning uchun elektronning xususiy mexanik momenti (spin) Bor magnetonining yarmiga ($\frac{1}{2}\mu_B$), xususiy magnit momenti to'liq Bor magnetoniga (μ_B) teng deyiladi.

§ 2.5 Ishqoriy element atomlarining spektrlari

(1s - elektronli atomlarining spektrlari)

Davriy sistemadagi ishqoriy elementlarga yoki 1s - elektronli elementlarga litiy (Li), natriy (Na), kaliy (K), rubidiy (Rb), seziy (Cs) va fransiy (Fr) lar kiradi. Ushbu elementlarning elektron spektrlari 2.3 ilovada keltirilgan. Ularning elektron qobiqlarining tuzilishi bir xil bulib, oxirgi elektron qobig'ida bitta elektron joylashgan. Asosiy term - $^2S_{1/2}$.

To'lgan elektron qobiq juda mustahkam bo'lib, xuddi inert gazlarga o'xshaydi. Shuning uchun ishqoriy element atomlarining spektrini asosan oxirgi qobiqdagi valent elektron tashkil etadi. U yadro bilan kuchsiz bog'langan.

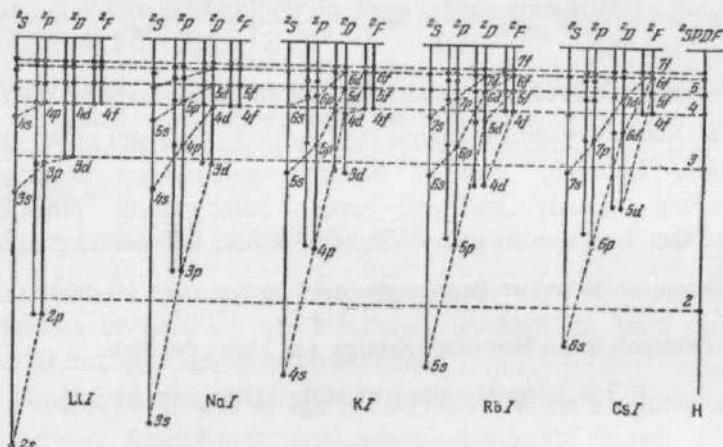
$$r \rightarrow \infty \text{ da } E(r) \rightarrow -\frac{e^2}{r}, \quad r \rightarrow 0 \text{ da } E(r) \rightarrow -\frac{Ze^2}{r} \quad (2.19)$$

Chunki, r radiusning istalgan qiymatida $E(r)$ Kulon potentsiali

$\left(-\frac{e^2}{r}\right)$ dan pastda yotadi. Shu sababli n, l vodorod atomining n va l dan pastda joylashadi, ya'ni

$$E_{n,l} < -\frac{R_y}{n^2} \quad (2.20)$$

Navbatdagi elektron to'lgan elektron qobiqdan qancha uzoqda joylashsa, atom shuncha vodorodsimon(vodorod atomiga o'xshash) atomga aylanadi. Shuning uchun n va l ning katta qiymatlarida atom tuzilishi vodorodsimon bo'ladi.



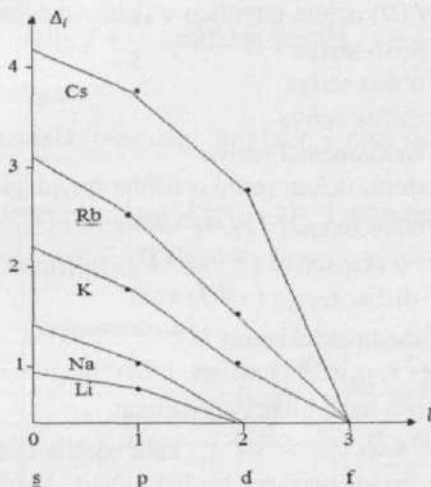
2.5-rasm. Ishqoriy element atomlari termlarining joylashishi.

2.5-rasm (Li), (Na), (K), (Rb), (Cs) element atomlarining termlari keltirilgan. Punktir chiziqli bilan vodorod atomi termlari keltirilgan. Sxemadan ko'rinadiki, litiy element termlari n va l ning kichik qiymatlarida vodorod termidan keskin farq qiladi. n va l ning oshishi bilan vodorod atomi termlariga yaqinlashib boradi. Energetik holatlar o'rtasidagi farq $E_{n,l}$ va $E_{n,l}$ n va l oshishi bilan kamayib boradi. n ning bir xil qiymatida ham l ning oshishi bilan termlar vodorodsimon bo'la boshlaydi. Bu oddiy fizika bilan tushuntiriladi. Yadrodan eng uzoqda joylashgan optik (yoki valent) elektron uzoq vaqt doiraviy orbita bo'ylab harakatlanadi. Bu esa elektronning Kulon maydonidagi harakatini ta'minlaydi. Natriy atomlari elektronlarida Kulon maydonining ta'siri yanada kuchayadi. Shu sababli natriy atomidan elektron energetik sathlarning joylashishi vodorodnikiga nisbatan farq

qiladi. Masalan, $4s$ sath $3d$ sathdan pastda joylashgan. Xuddi shunday holat rubidiy atomida ham kuzatiladi. Bunda $5s$ va $5p$ holatlar $4d$ va $4f$ holatlarga nisbatan ancha pastda joylashgan. Ishqoriy element atomlarining termini vodorod atomi termlariga uxshatib, quyidagi ko'rinishda yozish tavsiya etilgan.

$$E_{nl} = -\frac{R}{n^{*2}} \quad (2.21)$$

Bunda n^* effektiv bosh kvant soni deyiladi.



2.6-rasm. Ishqoriy element atomlari uchun kvant defektlarining orbital kvant sonlariga bog'liqligi

Ushbu qiymat asosan tajriba yo'li bilan aniqlanadi. n bosh kvant soni bilan n^* effektiv bosh kvant soni orasidagi farq Ridberg tuzatmasi yoki kvant defekti deyiladi va u n ga bog'liq bo'lmaydi, balki orbital kvant soniga bog'liq holda o'zgaradi.

$$n^* = n - \Delta l \quad (2.22)$$

Barcha elementlar uchun f holat to'liq vodorodsimon atom hisoblanadi. Seziy atomi uchun eng katta qiymatga ega bo'lgan kvant defekti $l = 3$ ga teng bo'lib, $\Delta l = 0$ qiymatni qabul qiladi.

Ishqoriy element atomlari spektrlaridan serial qonuniyatlarni kuzatish bir muncha qiyinchilik tug'diradi. Lekin spektrlarni sinchkovlik bilan tahlil qilganimizda vodorodga o'xshash serial qonuniyatlarni bu

erda ham ko'rsa bo'ladi. Qiyinchilik shundan iboratki, ishqoriy element atomlar spektri, spektrning ko'zga ko'rinadigan oblastida bo'lib, ko'p serial spektrlar bir- birining ustiga ustma- ust tushib yotibdi.

Asosan 4-ta seriyalar kuzatilgan bo'lib, ular quyidagi termlar o'rtasidagi kvant o'tishlariga tegishli:

Bosh seriya= s term $\rightarrow$ p term

O'tkir seriya= p term $\rightarrow$ s term

Diffuz seriya= p term $\rightarrow$ d term

Fundamental seriya= d term $\rightarrow$ f termga

Masalan, litiy (Li) uchun quyidagi o'tishlar mavjud:

$2sS \rightarrow npP$ - bosh seriya

$2pP \rightarrow nsS$ - o'tkir seriya

$2pP \rightarrow ndD$ - diffuz seriya

$3dD \rightarrow nfF$ - fundamental seriya

Natriy (Na) atomi uchun serial o'tishlar quyidagicha:

$3sS \rightarrow npP$ - bosh seriya ($\rightarrow$ *principal*)

$3pP \rightarrow nsS$ - o'tkir seriya ($\rightarrow$ *sharp*)

$3pP \rightarrow ndD$ - diffuz seriya ($\rightarrow$ *diffuse*)

$3dD \rightarrow nfF$ - fundamental seriya (*fundamental*)

Seriyalarning s, p, d, f harflari bilan belgilanishi ham, ularning nomlanishidagi bosh harfi bilan belgilangan.

$S \rightleftharpoons P, \quad P \rightleftharpoons D, \quad D \rightleftharpoons F \dots$ kabi barcha kvant o'tishlar tanlash qoidasi bo'yicha ruxsat berilgan bo'lishi shart. Yani $\Delta L = 0, \pm 1, \dots$ juft term $\rightleftharpoons$ toq term.

Demak, yuqoridagilarni inobatga olib ishqoriy metallar uchun serial qonuniyatlarni (2.21) formulani inobatga olib quyidagicha yozish mumkin;

$$\frac{1}{\lambda} = A - \frac{R}{n^*{}^2} \quad (2.23)$$

A-doimiy qiymat ishqoriy atomlarga xos bo'lgan tuzatma hisoblanadi.

Ishqoriy element atomlarni spektrdagi nozik strukturalari termlarning multipletligi bilan bog'liq. Ushbu holatda multipletlik 2 ga teng bo'ladi. Chunki, $S = +\frac{1}{2}$; $2S + 1 = 2$ bo'ladi. Shu sababli S termdan boshqa barcha termlar dublet hosil qiladi. $2S$ term esa singlet hosil qiladi.

Shunday qilib, ishqoriy element atomlaridagi termlar:

$$^2S_{\frac{1}{2}}$$

синглет

$$^2P_{\frac{1}{2}}, ^2D_{\frac{3}{2}}, ^2F_{\frac{7}{2}}$$

дублет

Ishqoriy atom spektridagi dublet komponentalarning joylashishi quyidagicha; $j = \frac{1}{2}$ sath $j = \frac{3}{2}$ sathdan pastda, $j = \frac{3}{2}$ sath esa $j = \frac{5}{2}$ sathdan pastda joylashgan.

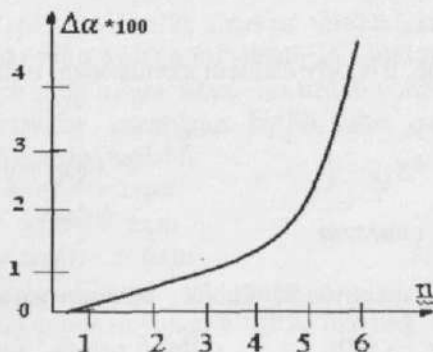
Dublet komponentalar orasidagi farq ham n ning oshishi bilan oshib boradi.

Ushbu holat $2P$ term uchun $(2P_{\frac{1}{2}} - 2P_{\frac{3}{2}})$ termlar orasidagi farq $(sm)^{-1}$ 2.2-jadvalda keltirilgan.

2.2-jadval.

n	Li	Na	K	Rb	Cs	Fr
1	-	-	-	-	-	-
2	0.34	-	-	-	-	-
3	-	17.2	-	-	-	-
4	-	-	57.9	-	-	-
5	-	-	-	237.6	-	-
6	-	-	-	-	554	-

Ushbu bog'lanishni grafik shaklda quyidagi 2.7-rasmda ko'rish mumkin.



2.7-rasm $(2P_{\frac{1}{2}} - 2P_{\frac{3}{2}})$ termilar orasidagi bog'lanish.

Dublet kengayishi bosh kvant sonining oshishi bilan kubik ravishda oshib boradi.

Ishqoriy metallarning ionlanish potentsiali E juda katta emas (2.3-jadval). Ular oddiy ultrabinafsha nur yordamida ham o'yg'onadi.

2.3-jadval

Element	<i>Li</i>	<i>Na</i>	<i>K</i>	<i>Rb</i>	<i>Cs</i>
$E_i(eV)$	5,4	5,1	4,35	4,1	3,9
$E_r(eV)$	1.84	2.10	1.61/60	1.58/55	1.45/38

Barcha rezonans kvant o'tishlari spektrning ko'zga ko'rinadigan oblastida yotadi. Ishqoriy metall atomlarining normal holatdagi elektron konfiguratsiyasi 2.4-jadvalda keltirilgan.

Tashqi elektron barcha elektronlar uchun nS ; $n = 2$ ga teng bo'lganda litiy (*Li*), $n = 7$ ga teng bo'lganda fransiya (*Fr*) o'zgaradi.

Element tartib raqamining oshishi bilan tashqi elektronga yadro tomonidan bo'ladigan tashqi ta'sirdan tashqari ichki qobiqlardagi elektronlarning ekranizatsiyasi ham ta'sir qiladi.

Element nomi	Bel-gisi	z	Elektronlarning konfiguratsiyasi
Litiy	<i>Li</i>	3	$1s^2 2s$
Natriy	<i>Na</i>	11	$1s^2 2s^2 2p^6 3s$
Kaliy	<i>K</i>	19	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s$
Rubidiy	<i>Rb</i>	37	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4d^{10} 4p^6 5s$
Seziy	<i>Cs</i>	55	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4d^{10} 4p^6 5s^2 5d^{10} 5p^6 6s$
Fransiy	<i>Fr</i>	87	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4d^{10} 4p^6 5s^2 5d^{10} 5p^6 6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^6 7s$

Bu guruhga tegishli elektronlarning oxirgi to'lgan qobig'i $(n-1)p^6$ bo'lib, bosh kvant soni (n) tashqi elektronning bosh kvant soniga nisbatan bir qiymatga kichik. Masalan: Natriy uchun qobiq $2p^6$ bo'lsa, tashqi elektroni $3s$;

Kaliy uchun qobiqlar $3p^6$ bo'lsa, tashqi elektroni $4s$.

Lekin litiy elementida son beshgacha, uning ichki elektron qobig'i $1s^2$ bo'lsa ham p elektroni yuq. Muhim masalalardan biri, tashqi elektronning yadro bilan o'zaro bog'lanishi masalasi, ya'ni ionlashtirish energiyasi masalasi. s -elektronning energiyasini effektiv zaryad orqali ifodalasak

$$E_{ns} = -\frac{Rz^2}{n^2} = -\frac{R(z - \sigma_{ns})^2}{n^2} = W_{ion} \quad (2.24)$$

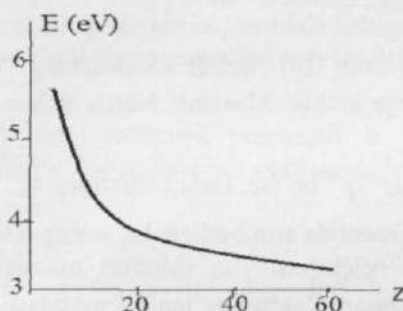
Barcha qaralayotgan atomlardagi ichki elektron qobig'ida $z-1$ ta element mavjud. Agar ichki elektronlar tomonida tashqi elektron to'liq ekranlashgan bo'lsa, ekranlash doimiyligi $\sigma_{ns} = z-1$ ga teng bo'ladi. Bu esa o'z navbatida odatdagi formulaga keladi, ya'ni

$$E_{ns} = \frac{Rz}{n^2} \quad (2.25)$$

(2.25) vodorod atomi uchun odatdagi formula.

Ishqoriy element atomlarining asosiy holati bo'yicha bog'lanish energiyalari to'g'risidagi ma'lumot 2.5-jadvalda va uning Z ga bog'likligi 2.8-rasmda keltirilgan.

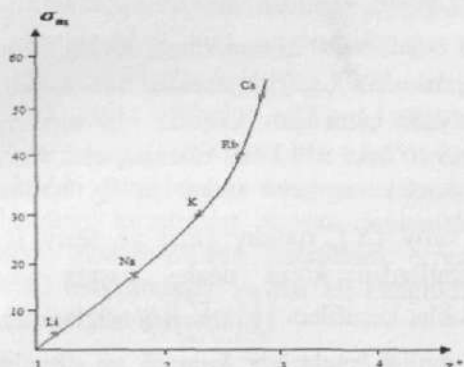
Element nomi	Belgisi	Tartib nomeri, z	Bog'lanish energiyasi $E \in B$		z^*	σ_{ns}
			$\sigma_{ns} = z - 1$	haqiqatda		
Litiy	<i>Li</i>	3	3,40	5,39	1,26	1,74
Natriy	<i>Na</i>	11	1,51	5,14	1,84	9,16
Kaliy	<i>K</i>	19	0,850	4,34	2,25	16,75
Rubidiy	<i>Rb</i>	37	0,545	4,18	2,77	34,23
Seziy	<i>Cs</i>	55	0,378	3,89	3,12	51,88

2.8-rasm. Bog'lanish energiyasining Z ga bog'liqligi.

Jadvaldan ko'rinadiki, agar tashqi elektronning ichki qobiq elektronlari bilan ekranlashishi kuchli bo'lganda edi, litiydan boshlab z - ning oshishi bilan ekranlashish energiyasi ko'payib ketishi kerak edi. Lekin unday emas, ekranlashish energiyasi bir elektron vaqt qiymat atrofida o'zgaradi. z - ning oshirishi bilan haqiqiy ekranlashish energiyasining o'zgarishi 2.9-rasmda keltirilgan.

Grafikdan ko'rinadiki, ekranlashish energiyasi kamayib boradi. Agar bu grafikning mohiyatiga e'tibor qaratadigan bo'lsak, element tartib raqamining oshishi bilan elektronlarning yadroga zichlashishi oshib boradi va ikkinchi tomondan yadroning zaryadi ham oshib boradi. Shu sababli elektronlarning to'lgan qobiqlarga kirib borishi susaya boradi.

Bor nazariyasiga asosan, elektronning harakati doira bo'yicha bo'lmasdan cho'zilgan ellips bo'yicha bo'ladi va elektronning ichki qobiqlari orbitasiga kirib ketadi.



2.9-rasm. Ekranlashish doimiysining Z ga bog'liqligi.

2.5-jadvalning oxirida zaryadning effektiv qiymati z^* va ekranlashish doimiysi σ_m larning hisoblangan qiymatlari keltirilgan. Zaryadning effektiv qiymati litiydan seziyga tomon oshib borgan. Elektron to'lgan qobiqlarga ichkariga kirib borish bilan, yadro maydoni bilan kuchli ta'sirlasha boradi. Ushbu jarayon 2.9-rasmida ham keltirilgan.

(2.25) formulaga asosan elektron energiyasini boshqa formada ham berishi mumkin. Agar elektronga ta'sir qiluvchi yadroning zaryadini, birlik zaryad sifatida qabul qilsak bosh kvan soni (n) ning o'rniga effektiv kvant soni (n^*) qiymatini bersak, u holda (2.25) formulani quyidagicha yozamiz.

$$E = \frac{R}{n^{*2}} \quad (2.26)$$

bu yerda

$$n^* = n - \Delta \quad (2.27)$$

Δ - kvant defekti deb yuritiladi.

Ishqoriy metall elementlarining asosiy holatlari uchun effektiv bosh kvant sonlari, kvant defektlari qiymati (2.26) va (2.27) formulalar bilan hisoblanadi.

§ 2.6 Mis, kumush va oltin atomlarining spektrlari

Ishqoriy elementlar guruhining kichik guruhiga mis (Cu), kumush (Ag) va oltin (Au) elementlari ham kiradi. Ularning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan. Chunki, bu elementlarning oxirgi d -elektron qobig'i to'lgan. Bu holat ularning elektron spektrlariga keskin ta'sir qiladi. Asosiy energetik holati $ns^2S_{\frac{1}{2}}$ bo'lib, xuddi litiy (Li), natriy (Na), kaliy (K), rubidiy (Rb) va seziiy (Cs)lar kabi boshqa energetik holatlardan ko'ra ancha pastda joylashgan. Yutilish spektrlarida dublet kuzatiladi ($\frac{1}{2}; \frac{3}{2}$) ($\Delta j = 0; \Delta j = 1$). Bu guruhdagi mis atomlarining yutilish spektrlari, kumush va oltin atomlariga nisbatan uzun to'lqin uzunlik sohasida yotadi.

Mis (Cu): atomning yutilish spektrlari asosiy dublet holatdan boradigan ikkita kvant o'tishlardan ($\lambda_1=324,7 \text{ nm}$; $\lambda_2=327,4 \text{ nm}$) tashqari barcha kvant o'tishlar spektrning ultrabinafsha oblastida yotibdi. Bu kvant o'tishlarni kuzatish uchun ultrabinafsha sohasida ishlaydigan spektral asboblari kerak. Mis atomlari bug'ini qizdirish pechlarida hosil qilish ancha qiyin, chunki unga ancha yuqori temperatura zarur bo'ladi. Shu sababli mis atomlarining bosh seriyasini $nS_{\frac{1}{2}}$ yaqinda yuqori temperaturalar texnikasi rivojlangandan so'ng o'rganish imkoniyati to'g'ildi, ya'ni Fesh-Proliz texnikaga asoslanib ishlaydigan uch metrli vakuum spektrografda o'rganildi. Natijada bosh seriyaning $n=31$ gacha bo'lgan $P_{\frac{1}{2}}$ va $P_{\frac{3}{2}}$ Pidberg holatlari o'rganildi va ionlanish potentsiali qiymatiga aniqlik kiritildi, ya'ni mis atomlarining ionlanish potentsiali $62317,20 \text{ sm}^{-1}$ ga teng va to'lqin uzunligi $1604,71 \text{ \AA}$ ga teng ekanligi aniqlandi.

Kumush (Ag): Kumush atomi spektrni o'rganish 1937-yildan boshlangan edi. Bir guruh olimlar radiusi 2 metr va tirqishlar soni $1200 \frac{\text{tirqish}}{\text{mm}}$ bo'lgan difraksion panjarali vakuumli spektrografda tadqiqotlar olib bordilar. Uyg'otuvchi manba sifatida yalpi spektr beruvchi uchqunli simob lampasidan foydalandilar. Spektrning 1900, 1000 $\text{\AA}$ oblastida 20 dan ortiq yutilish spektrlari kuzatildi. Ular asosan $4d^{10}5s^2S_{\frac{1}{2}}$ $4d^{10}np^2P^o$ kvant o'tishlariga mos keluvchi seriyalarga tegishlidir.

Keyingi yillarda atomlarning ultrabinafsha spektr oblastidagi kvant o'tishlarni o'rganishga bag'ishlangan yangi usullar paydo bo'ldi. Bular natijasida kumush atomlarining bosh seriyasi $1850 \text{ \AA}$ dan $1540 \text{ \AA}$ gacha oblastda $n = 71$ ga qadar ridberg holatlari o'rganildi. Ionlanish chegarasining to'liq uzunligi $\lambda_2 = 1636,49 \text{ \AA}$ deb belgilandi. Bundan tashqari asosiy holatdan qator boshqa seriyaga ta'liqli kvant o'tishlar ham kuzatildi. Keyingi kuzatishlar asosan ionlanish chegarasidan yuqorida joylashgan avtoionizatsiya holatlarini o'rganishga imkon berdi. Bunda har xil maksimumga va har xil kenglikka ega bo'lgan, qator avtoionizatsion holatlar kuzatildi.

Oltin (Au): Xuddi mis va kumush atomlari kabi oltin atomlarining ko'pgina yutilish spektrlari ham vakuum ultrabinafsha sohasida yotibdi. Oltin atomlarining asosiy holatda yuz beradigan $6s^1 S_{1/2} \rightarrow 6p^2 P_{3/2}$ va $6s^2 S_{1/2} \rightarrow 6p^2 P_{3/2}$ kvant o'tishlardan tashqari barcha o'tishlarning to'liq uzunligi vakuum ultrabinafsha to'liqlar sohasida yotibdi. Shu sababli $2000 \text{ \AA}$ to'liq uzunlikdagi kvant o'tishlarni o'rganish va bu orqali spektroskopik parametrlarni aniqlash fundamental ahamiyatga ega. Mis va kumush atomlariga nisbatan oltin atomlarida kuzatiladigan rezonanslar atomlardagi konfiguratsion o'zaro ta'sir nazariyasini rivojlantirishda muhim ahamiyatga ega buldi. Bu kabi hulosalar oltin atomlarini fotoionizatsiya effektivligini aniqlash bo'yicha tajribalarda o'z tasdig'ini topdi. Tajribada bir qator yuqori intensivlikdagi rezonanslar, xuddi mis va kumush atomlarida kuzatilgani kabi oltinda ham kuzatildi. Spektrning $960 \text{ \AA}$ dan $2100 \text{ \AA}$ oralig'ida 130 dan ortiq katta, kichik amplitudaga ega bo'lgan avtoionizatsion spektrlar kuzatildi.

§ 2.7 Ishqoriy-er elementi atomlarining spektrlari

(2s-elektronli elementlar atomlarining spektrlari)

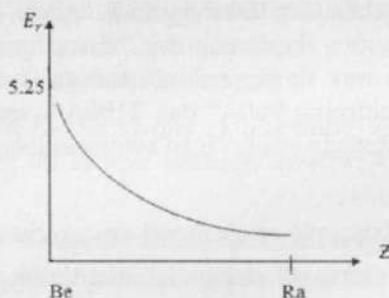
Davriy sistemadagi ishqoriy-er elementlariga berilliy (*Be*), magniy (*Mg*), kalsiy (*Ca*), stronsiy (*Sr*), bariy (*Ba*), radiy (*Ra*) elementlari kiradi. Ushbu elementlarning elektron spektrlari 2.3 ilovada keltirilgan. Bu atomlarning oxirgi elektron qobig'ida 2 ta s elektron joylashgan bo'lib, bu elektron qobiq to'lmagan. S_n asosiy term hisoblanadi. Yadroning zaryad maydonini to'lgan elektron qobiqlar to'sib turadi, chunki s elektron yadro markazidan etarlicha uzoq masofada joylashgan.

Shu sababli ishqoriy-er elementi atomlarini uyg'otish yoki ionlashtirish oson. Ionlashtirish E_i va uyg'otish (E_r) energiyalarining qiymati 2.6 jadvalda keltirilgan.

2.6 jadval

Element	E_r, eV	E_i, eV	$\lambda_r (\text{\AA})$	Kvant o'tishlar
Be	5.25	9.320	2348,612	$2s^1S_0 - 2p^1P_1$
Mg	4.33	7.644	2852,120	$3s^1S_0 - 3p^1P_1$
Ca	2.92	6.111	4226,728	$4s^1S_0 - 4p^1P_1$
Sr	2.68	5.692	4607,331	$5s^1S_0 - 5p^1P_1$
Ba	2.23	5.210	5535,484	$6s^1S_0 - 6p^1P_1$
Ra	2.56	5.277	4825,910	$7s^1S_0 - 7p^1P_1$

Birinchi rezonans holatni uyg'otish energiyasi atom nomerining oshishi bilan eksponensial kamayib boradi. Chunki, atomda elektronlar sonining ko'payishi bilan valent elektroniga nisbatan ekranlashish kuchayadi va uni uyg'otish osonlashadi.



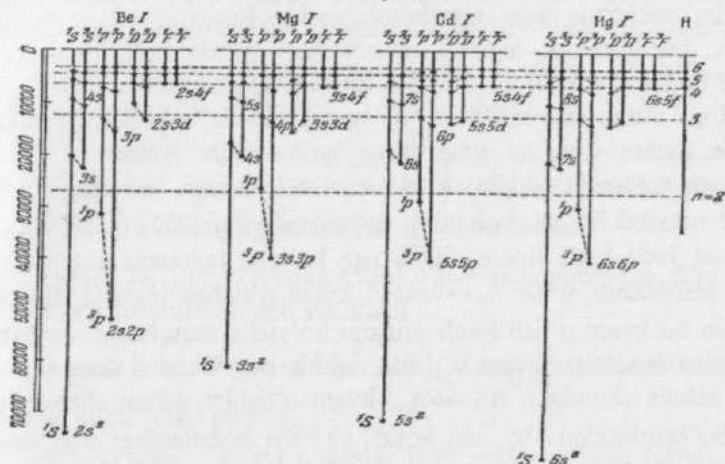
2.10-rasm. Uyg'otish energiyasining atom nomeriga bog'likligi.

Geliy atomi kabi, ishqoriy yer elementlari atomlarining s elektronini uyg'otganimizda 2ta sistema termlar hosil bo'ladi. Bular singlet va triplet termlari.

Triplet sistemaning pastki termi $nsnp^3P_{0,1,2}$ -metastabil holat termi hisoblanadi. Ishqoriy-yer elementlari atomlarida tanlash qoidalari

$\Delta S = 0$ geliy atomidagi kabi qat'iy bajarilmaydi.

Qariyib, barcha elementlarda elektron kvant o'tishlar kuzatiladi, hatto Pauli prinsipi bo'yicha taqiqlangan bulsa ham. Bunday o'tishlarni interkombinatsion kvant o'tishlar deyiladi.



2.11-rasm. Ishqoriy yer element atomlarining singlet va triplet termlarining joylashishi.

Bunday interkombinatsion kvant o'tishlarning intensivligi z ning oshishi bilan oshadi. Barcha ishqoriy-er elementlari spektrlarida interkombinatsion kvant o'tishlar kuzatiladi. Bu asosan 3P_1 sathdan asosiy hisoblangan $ns=^2S_0$ sathga o'tishda kuzatiladi.

(Be) Berilliy va (Mg) magniy atomlari spektrlarida $nsnp^2P_1$ term birinchi uyg'ongan singlet $nsnp^1P$ holatdan pastda joylashgan. Bu atomlarda rezonans kvant o'tishlarga $ns^2^1S_0 \rightarrow nsnp^1P_1$ mos keladi. Shuning uchun $nsnp^3P$ -kvant holatlar metastabil holatlar hisoblanadi.

Ishqoriy metallar spektridagi kabi bu atomlar spektrlarida ham bosh seriya, diffuz seriya va fundamental seriya kuzatiladi. Rezonans kvant o'tishlarning to'liq uzunligi spektrning ultrabinafsha oblastiga mos keladi.

§ 2.8 Ruh, kadmiy va simob atomlarining spektrlari

Ishqoriy-er elementlari guruhining kichik guruhiga **ruh** (Zn), **kadmiy** (Cd) va **simob** (Hg) atomlari ham kiradi. Ushbu element atomlarining elektron spektrlari 2.3 ilovada keltirilgan. Bu

elementlarning ham oxirgi orbitasida ikkita s elektron bo'lib, u hali to'lmagan np^6 qobiqda va nd^{10} qobiqda joylashadi. (Zn, Cd, Hg) elementlari uchun nd -qobiq to'lgan. Ularning elektron spektrini s elektron tashkil etadi. Xuddi ishqoriy-yer elementlari kabi (Zn, Cd, Hg) elementlar spektrida ham interkombinatsion kvant o'tishlar mavjud. Masalan, bu guruhga tegishli atomlardagi interkombinatsion kvant o'tishlar intensivlik jihatdan juda kuchli. Biz bu atomlardan birini, ya'ni simob (Hg) atomining spektrini va undagi kvant o'tishlarni kengroq qaraymiz.

Simob atomida ikkita kuchli intensivlikdagi rezonans kvant o'tishlar mavjud bo'lib, bularning to'liq uzunligi $2537 \text{ \AA}$ va $1850 \text{ \AA}$ dan iborat. Juda katta intensivlikka ega bo'lgan rezonans kvant o'tish $2537 \text{ \AA}$ hisoblanib, u $6s^2S_0 \rightarrow 6s6p^3P_1$ kvant o'tishga tegishli. Ikkinchi tomondan bu kvant o'tish Pauli prinsipi bo'yicha taqiqlangan bo'lsada, uni interkombinatsion kvant o'tishlar ichida eng kuchlisi desa bo'ladi. Buning sababi shundaki, $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_{0,1,2}$ kvant o'tishlar uchun sharoit juda yaxshi bo'lganligidan 6^1P_1 , 6^1P_2 holat va 6^3P_1 holatlardagi o'yg'ongan elektronlarning to'planishi natijasida o'z energiyasini 6^1P_1 holatga beradi. Bu holatlar o'rtasida energiya farqi juda kam, ya'ni $0,57 eV$ va $0,2 eV$ ga teng. Bu oddiy issiqlik energiyasi yoki to'qnashish energiyasi tufayli o'z energiyalarini beradi.

Natijada 3 ta kichik energetik sathlarga ya'ni 3P_0 ; 3P_1 ; 3P_2 sathlardagi uyg'ongan energiya birgina 3P_1 sathda to'planadi va kuchli intensivlikdagi nurlanishni hosil qiladi.

Ikkinchi eng kuchli intensivlikdagi nurlanish $1850 \text{ \AA}$ teng bo'lgan $6p^3P_1 \rightarrow 6s^1S_0$ kvant o'tishga mos keladi. Bu nurlanishning to'liq uzunligi-vakuum ultrabinafsha oblastida bo'lganligidan u simob lampasining kvart shishasida va havoda kuchli yutiladi. Shu sababli bu nurlanishni biz yaxshi ko'rmaymiz.

Simob atomining singlet holatlaridagi kvant o'tishlar xuddi ishqoriy atomlar spektri kabi o'tkir seriya va diffuz seriyalarni tashkil qilib, qator nurlanish chiziqlarini beradi. Simob spektridagi nurlanish juda intensiv bo'lganligi sababli spektroskopiyada uyg'otuvchi nurlanish manbai sifatida ishlatiladi. Shu sababli qadimdan spektroskopistlar simob lampasini uyg'otuvchi manba sifatida ishlatgan va uning o'tkir nurlari ta'sirida ko'pgina moddalarning spektrlari o'rganilgan.

§ 2.9 1p-elektronli element atomlarining spektrlari

Bu guruhdagi elementlarga bor (*B*), alyuminiy (*Al*), galliy (*Ga*), indiy (*In*), va talliy (*Tl*)lar kiradi. Ularning normal konfiguratsiyasi $2s^2 2p$, $3s^2 3p$, $4s^2 4p$, $5s^2 5p$, $6s^2 6p$ yoziladi. Ularning bir elektronli spektrida doimo dublet seriya kuzatiladi. Asosiy holati $^2P_{\frac{1}{2}}$ va $^2P_{\frac{3}{2}}$, $^2P_{\frac{1}{2}}$ ga nisbatan pastda joylashgan. Ushbu guruhga tegishli element atomlarining elektron spektrlari 2.3-ilovada keltirilgan.

Bu guruhdagi atomlarning spektrining ishqoriy metall atomlari spektridan asosiy farqi shundaki, asosiy termi np^1P hisoblanadi. Barcha ishqoriy metal atomlari spektrida esa, ns^1S_0 term edi.

Dublet holatlar o'rtasida kvant o'tishlar taqiqlangan. Shu sababli $^2P_{\frac{1}{2}}$ sath metastabil sath deb yuritiladi.

Rezonans kvant o'tishlar faqat $2p^1P_{\frac{3}{2}} \rightarrow ns^1S_0$ o'tishlarda yuz beradi. Ularning intensivligi baland.

$2p^1P_{\frac{1}{2}} \rightarrow 3d^1D_{\frac{3}{2}}$ kvant o'tishlar ham ruxsat etilgan bo'lib, to'liqin uzunligining ko'zga ko'rinadigan va infraqizil oblastida yotibdi. Bosh kvant soni n ning ortishi bilan asosiy holat bilan rezonans holat o'rtasidagi energiya kamayib borib, atomlar vodorodsimon atomga aylana boshlaydi.

Qaralayotgan element atomlarining spektrlari struktura jihatidan ham, ionlanish potentsiali qiymati jihatidan ham, bir biriga juda o'xshash. Faqat bor (*B*) atomi ionlanish potentsiali qolganlariga nisbatan 30% ziyod.

Seriyaning birinchi vakillari rezonans dubletlarni namoyon qiladi. Bu guruh elementlarining rezonans dubletlari 2.7-jadvalda to'liq keltirilgan.

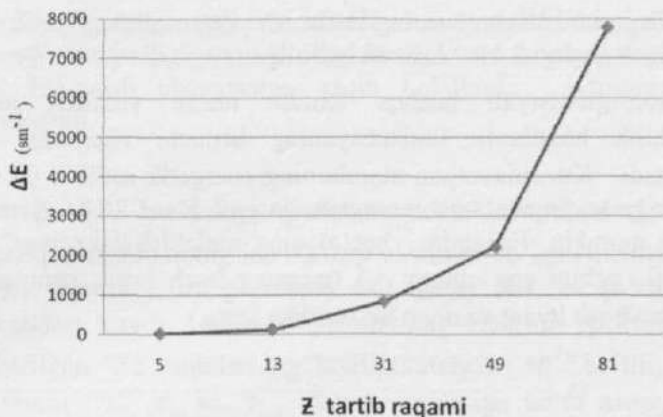
Asosiy term 2P_0 ning dublet kengligi (*Al*) dan (*Tl*) ga tomon tez o'sadi. (*Tl*) uchun $^2P_{\frac{3}{2}}^0 - ^2P_{\frac{1}{2}}^0$ termning dublet kengligi qiymat jihatidan $1eV$ ga yaqin. 2D termning $^2D_{\frac{3}{2}} - ^2D_{\frac{5}{2}}$ dublet kengligi ham (*Al*) dan (*Tl*) ga tomon ortadi, lekin absolyut kattalik jihatidan u juda kichik. Dublet holatlar o'rtasida kvant o'tishlar taqiqlangan. Shu sababli $^2P_{\frac{1}{2}}$ sath metastabil sath deb yuritiladi.

Element	Z	n	Dublet $np^2 P^0 - (n+1)s^2 S$			Dublet $np^2 P^0 - nd^2 D$			
			${}^2P^0_{1/2} - {}^2S_{1/2}$	${}^2P^0_{1/2} - {}^2P^0_{1/2}$	${}^2P^0_{1/2} - {}^2P^0_{1/2}$	${}^2P^0_{1/2} - {}^2D_{3/2}$	${}^2P^0_{1/2} - {}^2D_{5/2}$	${}^2P^0_{3/2} - {}^2D_{3/2}$	${}^2P^0_{5/2} - {}^2D_{3/2}$
Al	13	3	3944,03 Å	3961,53 Å	112,04 sm^{-1}	3082,16 Å	3092,71 Å	3092,84 Å	1,34 sm^{-1}
			25 347,6 sm^{-1}	25235,6 sm^{-1}		32435,45 sm^{-1}	32324,75 sm^{-1}	32323,41 sm^{-1}	
Ga	31	4	4032,98 Å	4172,06 Å	826,24 sm^{-1}	2874,24 Å	2943,64 Å	2944,18 Å	6,25 sm^{-1}
			24788,58 sm^{-1}	23962,34 sm^{-1}		34781,67 sm^{-1}	33961,68 sm^{-1}	33955,43 sm^{-1}	
In	49	5	4101,77 Å	4511,32 Å	2212,56 sm^{-1}	3039,36 Å	3256,09 Å	3258,56 Å	23,30 sm^{-1}
			24372,87 sm^{-1}	22160,31 sm^{-1}		32892,12 sm^{-1}	30702,86 sm^{-1}	30679,56 sm^{-1}	
Tl	81	6	3775,72 Å	5350,46 Å	7792,7 sm^{-1}	2767,87 Å	3519,24 Å	3529,43 Å	82,0 sm^{-1}
			26477,5 sm^{-1}	18684,8 sm^{-1}		36177,9 sm^{-1}	28407,2 sm^{-1}	28325,2 sm^{-1}	

Dublet holatlar o'rtasidagi energetik farq ΔE tartib raqamining ortishi bilan ortib boradi. Bu qiymatlar 2.8- jadvalda son qiymatlari bo'yicha va 2.12 – rasmda grafik shaklida keltirilgan.

2.8- jadval.

Z	Element	Nomi	$\Delta E, \text{sm}^{-1}$
5	B	Bor	16
13	Al	Alyuminiy	112,04
31	Ga	Galliy	826,24
49	In	Indiy	2212,24
81	Tl	Talliy	7792,7



2.12 – rasm. Dublet qiymatlari va element tartib raqami orasidagi bog'lanish grafigi.

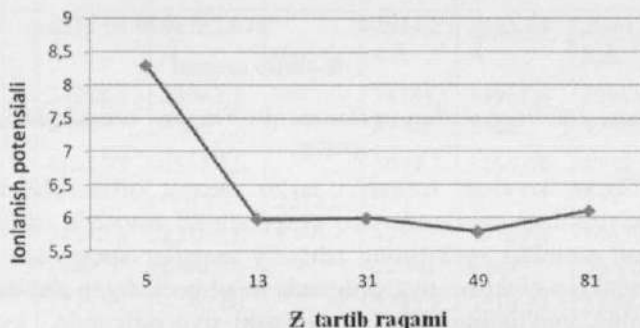
Grafikdan ko'rinib turibdiki tartib raqami ortishi bilan dublet holatlari o'rtasidagi energetik farq eksponensial ravishda ortib boradi. Bu element atomlari spektrining ishqoriy metallar spektridan ikkinchi farqi shundaki, p elektron uyg'otilganda hosil bo'ladigan dublet termlar sistemasining mavjudligi. Bitta s elektron uyg'otilganda kvartet va dublet termlar hosil bo'ladi. 4p konfiguratsiyaning termlari nomoyon bo'ladi. Barchasidan oldin esa bu konfiguratsiyaning juda chuqur 2P termi namoyob bo'ladi. Bu termning uyg'otish energiyasi 3,6eV (B) va (Al) uchun, 4,7eV (Ga)da, 4,4eV (In)da va 5,6eV (Tl)da. Bu guruh elementlarining asosiy termlari va ionlanish potentsiali 2.9- jadvalda keltirilgan.

2.9- jadval

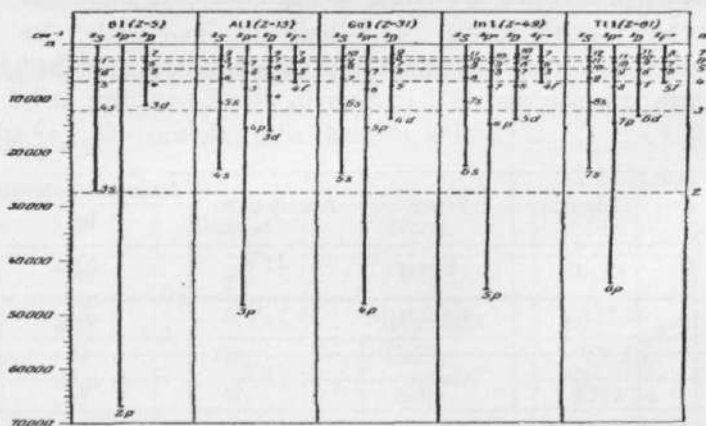
Z	Element	Nomi	Asosiy term	Ionlanish potentsiali, (eV)
5	B	Bor	$2p^2P_{1/2}$	8.29
13	Al	Aluminiy	$3p^2P_{1/2}$	5.98
31	Ga	Galliy	$4p^2P_{1/2}$	6.00
49	In	Indiy	$5p^2P_{1/2}$	5.79
81	Tl	Talliy	$6p^2P_{1/2}$	6.11

III guruh elementlarining ionlanish potensialining tartib raqamiga bog'lanish grafigi 2.13 – rasmda keltirilgan.

ns^2p konfiguratsiyali boshqa termlar ancha yuqorda joylashadi. Ko'pchilik holatlarda ionizatsiyaning birinchi chegarasi ns^2s_0 da joylashadi. Kuzatilayotgan atomlarning energetik sathlari va spektrlari bir- biriga yaqin ionlanish energiyasiga ega. Buni 2.13– rasmdan ham ko'rish mumkin. Faqatgina bor(β) ning ionlanish energiyasi 30% dan ortiqligi uchun eng chuqur 2D termning bosh kvant soni, asosiy 2P_0 termning bosh kvant sonidan bir birlikka katta.



2.13 – rasm III guruh elementlari ionlanish potensialining tartib raqamiga bog'lanish grafigi.



2.14– rasm. III guruh elementlarining umumiy dublet termlari sxemasi.

III-guruh elementlarining umumiy dublet termlari sxemasi 2.14-rasmda keltirilgan. III guruh elementlari Ridberg holati asosiy

seriyalarini o'rganish natajasida ularda kvant defektlari va nozik strukturaning mavjudligi va ularning bosh kvant soniga bog'liqligi aniqlandi. Ionlanish chegarasiga yaqin holatlarda avtoionizatsiya holatlar kuzatildi.

§ 2.10 2p -elektronli element atomlari spektrlari

Tashqi elektron qobig'ida ikkita p elektroni bo'lgan elementlarga uglerod (C), kremniy (Si), germaniy (Ge), qalay (Sn) va qo'rg'oshin (Pb) elementlari kiradi. Ushbu elementlarning elektron spektrlari 2.3 ilovada berilgan. Bu atomlarning konfiguratsiyasi np^2 bo'lib, uchta termdan iborat 1S_0 , 1D_2 va $^3P_{0,1,2}$. Xunda qoidasiga ko'ra asosiy term sifatida maksimal multipletlikka ega bo'lgan 3P term hisoblanadi. P -qobiq ham oxirigacha to'lmaganligi tufayli multipletlik $j=0,1,2$ odatdagicha joylashgan, ya'ni $j=0$ eng pastda joylashgan. 1S_0 va 1D_2 termlar o'rtasidagi dipol o'tishlar taqiqlangan. Shu sababli $np^2 \rightarrow ^2S_0$ va $np^2 \rightarrow ^1D_2$ energetik holatlar metastabil holatni tashkil etadi. Bu turdagi element atomlarining ikkidani biri p -elektronini yoki s -elektronini o'yg'otish mumkin bo'ladi. Agar p -elektronlaridan birini o'yg'otganimizda, singlet va triplet energetik sathlarga tegishli $ns^2npn'l$ konfiguratsiyani hosil qilsak, s -elektronlardan birini uyg'otganimizda singlet, triplet va kvartet energetik sathlarga tegishli $nsnp^2n'l$ konfiguratsiyani hosil qilamiz.

Misol sifatida uglerod atomining spektrini qaraydigan bo'lsak, uning asosiy holatining termi $2S^2 2P^2 \ ^3P_0$. Xuddi shunday konfiguratsiyaga 1S_0 va 1D_2 metastabil holatli termlar ham kiradi. Uglerodning rezonans kvant holatlari $2s^2 2p3s \ ^1P_1$ va $^3P_{0,1,2}$. Bu erda bir narsani ta'kidlash kerakki, rezonans holat eng pastki uyg'ongan holat emas, undan ozroq yuqorida joylashgan $2s2p^3 \ ^5S_2$ -sath hisoblanadi.

Bu sathlardan asosiy sathga kvant o'tishlar tanlash qoidasiga binoan ($\Delta S = 0$) taqiqlangan. Haqiqatdan ham bunday sathlar faqat uglerod atomi spektrida kuzatildi. Bu spektrlarning intensivligi juda past. Shu nuqtai nazardan rezonans holat sifatida $2s^2 2p3s$ holat qabul qilingan. Rezonans holatni o'yg'otish uchun nisbatan katta energiya ($E_r \sim 7,5eV$) kerak bo'ladi. Shu sababdan uglerod qiyin uyg'onadigan atomlar turiga kiradi.

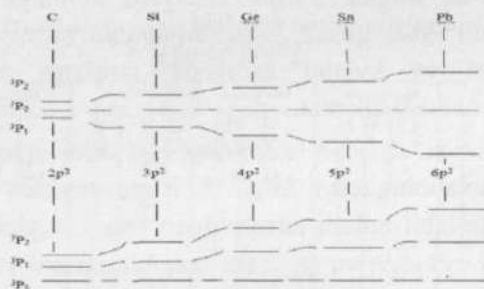
Uglerod atomiga o'xshash (Si), (Ge), (Sn), (Pb) element atomlari ham

qiyin uygʻonadigan atomlar safiga kiradi. Kremniy (*Si*)ning rezonans holatini oʻygʻotish uchun $5eV$ energiya kerak. Uni uygʻotish uchun ultrabinafsha sohada nur chiqaradigan manba kerak. Triplet qiymatlarining z ga bogʻliqligi 2.10-jadvalda keltirilgan.

2.10- jadval

Element		<i>C</i>	<i>Si</i>	<i>Ge</i>	<i>Sn</i>	<i>Pb</i>
Qobiqlar		$2p^2$	$3p^2$	$4p^2$	$5p^2$	$6p^2$
np^2	3P - term	3P_0	0	0	0	0
		3P_0	16	77	557	1692
		3P_2	44	223	1410	3428
	1P - term	1D_2	1019 4	6299	7125	8613
	1P - term	1S_0	2164 8	1539 4	16367	17163
						2946 7

Ushbu jadvalda keltirilgan triplet holat qiymatlarning z ning oshib borishi bilan kengayishi 2.15-rasmda keltirilgan.



2.15-rasm. Triplet holat qiymatlarning Z ning oshib borishi bilan kengayishi sxemasi.

§ 2.11 Boshqa p-elektronli element atomlarning spektrlari

1) Davriy sistemaning 5-chi guruh elementlariga oxirgi elektron qobigʻida 3ta $-p$ elektroni mavjud boʻlgan atomlar kiradi. Bular: **azot** (*N*), **fosfor** (*P*), **mishyak** (*As*), **surma** (*Sb*) va **vismut** (*Bi*) elementlari. Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan. Ularning elektron konfiguratsiyalariga mos termlar 2P , 2D va 4S hisoblanadi. Xunda qoidasiga asosan ularning asosiy termi 4S term hisoblanadi. 2P

va 2D termlarga mos sathlar metastabil holatlar hisoblanadi. Misol tariqasida azot (N) atomi energetik sathlaridagi termlar va ulardagi kvant o'tishlarni qarab chiqamiz.

Azot atomining asosiy termi $2p^3^4S_{3/2}$. Rezonans termi $2p^2[{}^2p]3s^2P$.

$2p^23S$ -konfiguratsiyaga tegishli qolgan termlar, ya'ni $2p^2[{}^1s]3s^2S$, $2p^2[{}^1D]3s^2D$ va $2p^2[{}^3p]3s^2P$ termlar asosiy term bilan kombinatsiya hosil qilmaydi, chunki ular interkombinatsion o'tishlar hisobidan taqiqlangan hisoblanadi. Bu termlar faqat metastabil termlar $2P^3^2P$, $2p^23D$ bilan kombinatsiya hosil qiladi. Haqiqatda azot atomi uchun $\Delta S = 0$ taqiqlanish juda ham qat'iy emas, qisman kombinatsion kvant o'tishlar kuzatiladi.

Rezonans kvant o'tishlarning energiyasi ancha yuqori, u $10eV$ atrofida. Shu sababli asosiy holat bilan birinchi rezonans holat o'rtasidagi kvant o'tishlarning nurlanishi vakuum ultrabinafsha oblastida yotadi. Azot atomlarining qolgan uyg'ongan holatlari spektri ko'zga ko'rinar va infarqizil oblastida yotibdi. Qolgan element atomlarining tuzilishi va spektrlari ham shunga o'xshash. Atom nomerining oshishi bilan rezonans kvant o'tishlar energiyasi (E_r) va ionlashtirish energiyasi (E_i) boshqa elementlarda bo'lgani kabi kamayib boradi.

2) Davriy sistemadagi 6-chi guruh elementlariga oxirgi elektron qobig'ida 4 ta p -elektron bo'lgan atomlar kiradi. Bular: **kislorod** (O), **oltingugurt** (S), **selen** (Se), **tellur** (Te), **poloniy** (Po) elementlari. Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan. $4p$ elektronli atomlar ham $2p$ elektronli atomlar konfiguratsiyalariga o'xshaydi. Farqi esa multiplet strukturalaridagi tartibda. Shuning uchun asosiy term 3P hisoblanadi, lekin asosiy energetik sath 3P_0 emas, balki 3P_2 sath hisoblanadi.

Uyg'ongan holatlarning konfiguratsiyalari np^3n^1s , np^3n^1p , np^3n^1d hisoblanadi. Misol tariqasida kislorod (O) atomi spektrini qaraymiz:

Kislorod atomining $2s2p^5^3P$ termi mavjud bo'lib, u $2s$ -elektronlarni o'yg'otishga mos keladi. Kislorodning eng pastki o'yg'ongan holatining energiyasi - $9eV$ bo'lib, spektrning ultrabinafsha oblastiga mos keladi. Ko'zga ko'rinar oblastga faqat uyg'ongan holatlardagi kvant o'tishlar mos keladi.

Qolgan (S), (Se), (Te), (Po) atomlari termlari ham kislorod termiga o'xshash. Xuddi boshqa atomlarda kuzatilganidek bu guruh atomlarida

ham z ning oshishi bilan E_i va E_r kamayib boradi. Bu oddiy fizika bilan tushuntiriladi. z katta bo'lgan element atomlarida elektron yadrodan uzoqda joylashadi. Natijada ekranlashish kuchli bo'ladi.

3) Davriy sistemaning 7-chi guruh elementlariga oxirgi qobig'ida 5 ta p elektron bo'lgan elementlar yani: **ftor** (F), **xlor** (Cl), **brom** (Br), **yod** (I) va **astat** (At) elementlari kiradi. Bu guruhga kiruvchi elementlarni golloidlar deyiladi. Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan. np^5 konfiguratsiyadagi atomlarning bitta termi bor. U ham bo'lsa $^2P_{\frac{3}{2},\frac{1}{2}}$. Bu erda ham np -konfiguratsiyadan asosiy farqi, multipletlik bo'linishdagi tartibi teskari bo'linishidadir. Atomlarni o'yg'otganimizda bir necha ionlanish chegarasiga ega bo'lishi, ya'ni 1-karrali, 2-karrali va n -karrali ionlanish chegaralari bo'lishidadir.

Asosiy holati dublet bo'linishga ega. $np^5\ ^2P_{\frac{3}{2}}^0$ sath $np^5\ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$ ga nisbatan pastda joylashgan. Dublet qiymati z ning oshishi bilan oshib ketadi.

4) Oxirgi qobig'ida 6 ta p elektroni bo'lgan elementlarga **neon** (Ne), **argon** (Ar), **kripton** (Kr), **ksenon** (Xe) va **reniy** (Rn) kiradi. Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan. Bu elementlarni inert gazlar deb ataydilar. Shu bilan p -qobiq to'ladir. Natijada kimyoviy jihatdan turg'un, inert gaz elementlari paydo bo'ladi.

Bu turdagi atomlarning asosiy holati np^6 bo'lib, to'lgan elektron qobiqni tashkil etadi. ns^2 to'lgan elektron qobiqqa nisbatan bu elektronlarni uyg'otish uchun juda katta energiya talab etiladi. Masalan neon (Ne)ni o'yg'otish uchun $21,5eV$ kerak bo'lsa, reniy (Rn)ni o'yg'otish uchun $10,7eV$ kerak bo'ladi. Shuning uchun np^6 qobiq yuqori turg'unlikka ega bo'lgan atomlarga xos hisoblanadi. Biror p elektroni uyg'otilsa $np^5n^1l^1$ - konfiguratsiya hosil bo'ladi. Masalan neonning (Ne) to'lgan elektron qobig'i $2p^6$ hisoblanadi. Tashqi elektronining ionlanish energiyasi E_i va uyg'otish energiyasi E_r bilan bog'lanishi 2.11-jadvalda keltirilgan.

2.11-jadval

Element	$E_i(eV)$	$E_r(eV)$	$(n+1) \cdot s$
Ne	21,5	16,5	3S
Ar	15,7	11,5	4S
Kr	14,0	9,9	5S
Xe	12,1	8,3	6S

§ 2.12 *d* –elektronli element atomlari spektrlari

Oxirgi qobig'ida *d* elektroni mavjud atomlar navbatma-navbat *3d*, *4d*, *5d* kichik qobiqlar hosil qilib, kichik guruhlar tashkil etadi.

3d kichik guruhiga temir guruhi elementlari kiradi: skandiy (*Sc*), titan (*Ti*), vanadiy (*V*), xrom (*Cr*), magniy (*Mn*), temir (*Fe*), kabalt (*Co*), nikel (*Ni*). Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan.

4d kichik guruhiga palladiy guruhi elementlari kiradi: ittriy (*Y*), sirkoniy (*Zr*), neobiy (*Nb*), molibden (*Mo*), texnitsiy (*Tc*), ruteniy (*Ru*), radiy (*Rh*), palladiy (*Pd*). Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan.

5d kichik guruhiga platina guruhi elementlari kiradi: lantan (*La*), gafniy (*Hf*), tantal (*Ta*), volfram (*W*), reniy (*Re*), osmiy (*Os*), iridiy (*Ir*), platina (*Pt*). Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan.

Har bir *d* qobig' to'lganda *d* va *s* ga tegishli konfiguratsiyalar hosil bo'ladi. Shuning uchun sanab o'tilgan elementlarning ba'zi birlarida $nk^4(n+1)s^2$ konfiguratsiya o'rni $nd^{4+1}(n+1)s$, (*Cr*– $3d^54s$), (*Mo*– $4d^55s$) yoki $nd^{4+1}(Pd\sim 4d^{10})$ konfiguratsiyalar hosil bo'ladi. Ushbu gruppaga kiruvchi element atomlarining elektron konfiguratsiyasi bir-biriga yaqin energetik sathlar hosil qiladi, lekin tartibi farq qiladi. *d* elektronli atom spektrlari yuqori multipletligi bilan ajralib turadi. Masalan, $3d^24s$ konfiguratsiyada 16 ta term va 38 ta energetik sathni o'z ichiga oladi. Shu sababli bu element atomlari energetik spektrga juda boy. Uyg'ongan energetik sathlar bilan asosiy holat o'rtasidagi kvant o'tishlarning spektrlari ko'zga ko'rinar va yaqin ultrabinafsha oblastlariga mos keladi va ularning soni juda ko'p. Ushbu element atomlari spektrlarning ishqoriy va ishqoriy-er elementlari atomlari spektrlaridan yana farqi shundaki, bu erda energetik sathlarning aynishi, ya'ni bir necha kichik sathlarga bo'linishi kuzatilmaydi. Bu shu bilan bog'liqki, har bir elektron konfiguratsiyaga bir necha energetik sathlar joylashgan bo'lib, ular orasidagi kvant o'tishlar juda ko'p miqdordagi intensiv spektral chiziqlarni beradi.

Misol sifatida temir guruhiga tegishli atomlar spektrini qaraymiz. Temirning asosiy konfiguratsiyasi $3d^64s^2$ Hunda qoidasiga asosan ${}^5D_{4,3,2,1,0}$ asosiy term hisoblanadi. Chunki *d* elektronlar soni maksimal imkoniyati bo'lgan elektronlar sonining yarmidan ko'pini tashkil

qilganligi uchun, ya'ni eng pastki energetik sath 2D_2 bo'lganligidir. Eng pastki term $3d^7 4s$ termga qarashli. Xuddi shunday $3d^7 4s$ konfiguratsiyada jami 16 ta term mavjud. Barcha termlar juft termlar hisoblanib, ular metastabil holatni tashkil qiladi.

Eng pastki toq term $3d^6 4s [{}^6D] 4p^2 D_{5,4,3,2,1}^0$ hisoblanadi. Bu termning multipletligi 7 ga teng bo'lib, asosiy termning multipletligi 5 ga teng. Shuning uchun rezonanas o'tishlar sxemasi quyidagicha:

$$3d^6 4s^2 D_{4,3,2,1,0} \rightarrow 3d^6 4s [{}^6D] 4p^2 D_{4,3,2,1,0}^0$$

d -qobiqlarning to'lib borishda qat'iy bir qonuniyatlar bo'lmaganligi uchun ularning spektrlarida o'xshashlik kam.

§ 2.13 f -elektronli element atomlarining spektrlari

f -elektronli elementlar davriy sistemaning 6-chi guruhida joylashgan lantanoidalar va 7-chi guruhda joylashgan aktinoidlardan iborat.

Lantanoidlarga: lantan (La), seriy (Ce), prozodim (Pr), neodim (Nd), prometiy (Pm), samariy (Sm), evropiy (Eu), gadolinii (Gd), terbiy (Tb), disproziy (Dy), golmiy (Ho), erbiy (Er), tuliy (Tm), itterbiy (Yb), lyutetsiy (Lu) elementlari kiradi. Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan.

Aktinoidlarga: aktiniy (Ac), toriy (Th), protaktiniy (Pa), uran (U), neptuniy (Np), plutoniy (Pu), ameritsiy (Am), kyuriy (Cm), berkliv (Bk), koliforniy (Cf), eynshteyniy (Es), fermiy (Fm), mendelceviy (Md), nobiliy (No), lovrensiy (Lr) elementlari kiradi. Ushbu elementlarning elektron spektri 2.3 ilovada keltirilgan.

Lantan (La) ning asosiy elektron konfiguratsiyasi $5d6s^2$.

Aktin (Ac) ning asosiy elektron konfiguratsiyasi $6d7s^2$ bo'lib, ularning f -elektroni bo'lmasada, lekin ular ham nodir-er elementlari qatoriga kiradi.

f -elektronli atomlarning spektrlari d -elektronli atomlar spektridan ham boy va murakkab ko'rinishga ega. Bunga sabab, bu guruhga kiruvchi elementlar konfiguratsiyasi haddan tashqari ko'p spektral chiziqlar va sathlarga ega. Masalan f^7 -konfiguratsiya 119 ta termlardan iborat bo'lib, 2,4,6,8 va 324 sathdan iborat. Shuning uchun f^4 elektronlar uchun s, p, d elektronli sathlarda termlar soni bir necha mingta, energetik sathlar soni o'n mingtagacha etishi mumkin.

Spektrlarning murakkabligi uchun lantonid va aktinidlarga kiruvchi element atomlarining spektrlari to'lig'icha o'rganilgan emas. Bundan tashqari, bu elementlarning ionlanish energiyasi E_i va rezonans o'tishlar energiyasi E_r juda katta qiymatlarga ega emas.

Spektrlariga qarab lantonidlarni ham 2 ta guruhga bo'lish mumkin:

1- chi guruhga (La), (Eu), (Tu), (Yb) elementlari kiradi.

2-chi guruhga: (Ce), (Pr), (Nd), (Pm), (Sm), (Gd), (Tb), (Dy), (Ho), (Er) elementlari kiradi.

1-chi guruh elementlari spektral chiziqlarga boy emas. 2- guruh elementlari spektrga boy bo'lib, ular ichida intensivligi baland bo'lgan spektral chiziqlar mavjud. 1- guruh elementlari ichida ham nisbatan past intensivlikka ega bo'lgan spektral chiziqlar mavjud.

2-chi guruh elementlarini ham 2 ga ajratish mumkin. (Sm), (Gd), (Dy), (Ho), (Er) elementlari spektri juda aniq bo'lmasada oddiy va murakkab spektrlarga bo'lish mumkin. (Ce), (Pr), (Nd), (Pm), (Tb) elementlarda bunday bo'linish yo'q. Spektrlardagi bunday bo'linish pastki termlarning holatini aniqlovchi $4f, 5d$ va $6s$ elektronlar bog'lanishi mustahkamligi bilan bog'liq. Lantan (La) atomi spektrdagi oddiylik, uyg'ongan konfiguratsiyasida f elektronlarning yo'qligi bilan tushuntiriladi. Yevropiy (Eu) spektridagi oddiylik maksimal multipletlikka ega bo'lgan 3S_0 – sathning f^7 – konfiguratsiyali boshqa sathlardan chuqurda joylashganligi bilan tushuntiriladi. Haqiqatdan ham 3S_0 – sath boshqa energetik sathlardan ajralgan holda turganligi uchun xuddi singlet holatga uxshash holatni tashkil etadi. Atomni o'yg'otganimizda 6 ta s - elektronli sathlardan biri o'yg'onadi. Shunday qilib, yevropiy (Eu) atomining spektri, ikki elektronli bariy (Ba) atomi spektriga o'xshaydi: $4f$ -elektronlarning birini uyg'otganimizda murakkab spektrga ega bo'lamiz. Xuddi shunday, (Tu), (Yb) spektrlari ham murakkab spektr hosil qiladi. Har bir $4f^{n-1}(Tu)$ va $4f^n(Yb)$ konfiguratsiyalar bor-yo'g'i birgina termni hosil qiladi. 3F yoki 3S . Eng yaqin birinchi uyg'ongan holati $6s$ elektronlardan birining spektri hisoblanadi.

(Ce), (Pr), (Nd), (Pm), (Tb) element atomlarining spektridagi murakkablik $4f^{n-1}5d$ va $4f^n$ konfiguratsiyaga tegishli ko'p sondagi sathlarning asosiy holatga yaqin joylashganligida hisoblanadi. Gadoliniiy

(*Gd*) va samariy (*Sm*)da asosiy termilar asosiy konfiguratsiyadan juda uzoqda joylashganligidadir. Disproziy (*Dy*), erbiy (*Er*) elementlarida $4f^{k-1}5d$ holat $4f^k$ holatdan yuqorida joylashgan. Bu esa (*Sm*), (*Gd*), (*Dy*), (*Ho*), (*Er*) spektrlarining bir oz soddalashishiga olib keladi.

Yuqoridagilardan xulosa qilib, lantonidlar spektrlarini ularning murakkablik darajasidan kelib chiqib, quyidagi guruhlariga bo'lish mumkin:

1-birmuncha oddiy spektrlar -1

2-oraliq murakkablikdagi spektrlar – 2a

3-murakkab spektrlar -2b

Ushbu bo'linish quyidagi 2.12- jadvalda keltirilgan.

Lantonidlarni bir karra ionlashtirish uchun $6s$ -elektron qobiqdan bir elektronni, ikki karra ionlashtirish uchun $6s$ -elektron qobiqdan ikkinchi elektronni yulib olish kerak. Spektroskopik tadqiqotlarning ko'rsatishicha barcha lantonidlarning ionlanish energiyasi taxminan $\sim 6eV$ atrofida.

Aktinid guruhiga tegishli elementlar nisbatan kam o'rganilgan. Faqat toriy (*Th*), uran (*U*), plutoniy (*Pu*), aktiniy (*Ac*) elementlarning spektrlari to'g'risida ba'zi bir ma'lumotlar bor. Lekin bu guruh atomlarida ham lantanoidlarga o'xshash qonuniyatlar kuzatiladi.

2.12- jadval

Z	Element	Normal konfiguratsiya	Asosiy term	Murakkablik darajasi
57	Lantan (<i>La</i>)	$5d6s^2$	2D	1
58	Selen (<i>Ce</i>)	$4f^26s^2$	3H	2b
59	Prozeodim (<i>Pr</i>)	$4f^36s^2$	4I	2b
60	Neodim (<i>Nd</i>)	$4f^46s^2$	5I	2b
61	Prometiy (<i>Pm</i>)	$4f^56s^2$	6H	2b
62	Samariy (<i>Sm</i>)	$4f^66s^2$	7F	2a
63	Evropiy (<i>Eu</i>)	$4f^76s^2$	8S	1
64	Godolinii (<i>Gd</i>)	$4f^75d6s^2$	8D	2a
65	Terbiy (<i>Tb</i>)	$4f^96s^2$	6H	2b
66	Disproziy (<i>Dy</i>)	$4f^{10}6s^2$	5I	2a
67	Gol'miy (<i>Ho</i>)	$4f^{11}6s^2$	4I	2a

68	Erbiy (Er)	$4f^{12}6s^2$	3H	2a
69	Tuliy (Tu)	$4f^{13}6s^2$	2F	1
70	Itterbiy (Yb)	$4f^{14}6s^2$	1S	1

II. bobga doir savol va masalalar

1. Davriy sistemaning kashf etilish tarixi to'g'risida ma'lumot bering?
2. Elektron qobiqlarning to'lib borish tartibi qaysi qonuniyatga asoslangan?
3. Geliy atomi. Orto va para geliylar to'g'risida ma'lumot bering?
4. Spekrning multipletligi deganda nimani tushunasiz?
5. Elektronning spini qanday kattalik, uning qiymati nechaga teng?
6. Qanday atomlar ko'p elektronli atomlar deyiladi.
7. Murakkab atomlar uchun Shredinger tenglamasida elektronlarning qanday o'zaro ta'sirlari hisobga olinishi kerak?
8. Ishqoriy metallar atomlari tuzilishi qanday?
9. Effektiv yadro va effektiv zaryad hosil bo'lishini tushuntiring.
10. Ishqoriy metallar atomlarida kvant sonlar qanday bo'ladi.
11. Ishqoriy metallar atomlari energetik sathlari energiyasi qanday formula bilan aniqlanadi va bunda bosh kvant soni qaysi kattalikka bog'liq?
12. Ishqoriy metallar atomlari spektrlarida qanday seriyalar kuzatiladi?
13. Pauli prinsipining mohiyatini tushuntiring.
14. Elektron qobiqlarning elektronlar bilan to'ldirilishini tushuntiring.
15. Na- elementining elektron konfiguratsiyasini yozing.
16. Tanlash qoidalarini ayting.
17. Atomda elektronlarning qanday bog'lanish turlarini bilasiz?
18. $1p$ -elektronli atomlarning spektrlari qanday shakllanadi?
19. $2p$ -elektronli atomlar spektrida qanday o'xshashliklar bor?
20. d -elektronli atomlarga qaysi elementlar kiradi?
21. f -elektronli atomlar Davriy sistemaning qayerida joylashgan va ular qanday nom bilan ataladi?
1. Kinetik energiyasi $E_k = 1,6 \cdot 10^{-17}$ Dj bo'lgan elektron uchun de-Broyl to'liq uzunligini aniqlang?

Javob: $\lambda_{d.B} = 0.125 \text{ nm}$

2. To'liq uzunligi $l=0.1\text{nm}$ bo'lgan rentgen fotoni va elektronning energiyasi va impulsini aniqlang?

Javob: $E_f=12.4\text{ keV}$; $p=6.6\cdot 10^{-24}\text{ kg}\cdot\text{m/s}$. $e_e=154\text{ eV}$; $p=6.6\cdot 10^{-24}\text{ kg}\cdot\text{m/s}$

3. Relyativistik massasi $5.25\cdot 10^{-3}\text{ kg}$ bo'lgan elektron uchun de-Broyl to'liq uzunligini toping?

Javob: $\lambda_{dB}=0.42\text{ nm}$

4. $0.9c$ yorug'lik tezligi bilan harakatlanayotgan elektron uchun de-Broyl to'liq uzunligini aniqlang?

Javob: $\lambda_{dB}=0.106\text{ nm}$

5. Kinetik energiyasi $E_k=240\text{ eV}$ bo'lgan elektron uchun to'liq soni (k) va De-Broyl to'liq uzunligini aniqlang?

Javob: $k=7.94\cdot 10^{10}\text{ m}^{-1}$; $\lambda_{dB}=0.0792\text{ nm}$

6. Xona temperaturasida molekulaning o'rtacha issiqlik kinetik energiyasi bilan harakatlanayotgan elektron va proton uchun de-Broyl to'liq uzunligini aniqlang?

Javob: $\lambda_p=0.15\text{ nm}$; $\lambda_e=6.5\text{ nm}$

7. $\hbar\omega=20\text{ eV}$ energiyali kvant vodorod atomining asosiy holatidagi elektronni urib chiqarmoqda. Elektron qanday tezlik bilan harakatlanadi?

Javob: $v=1.5\cdot 10^6\text{ m/s}$.

8. Pozitroniy atomi Balmer seriyasining chegraviy qiymatini, ionlanish energiyasini va rezonans nurlanish chizig'i to'liq uzunligini hisoblang.

Javob: $\lambda_B=1.845\text{ nm}$; $e_x=6.8\text{ eV}$; $\lambda_{rez}=2.43\text{ nm}$

9. Geliy (He^+) va litiy (Li^{++}) ionlarining potentsial ionizatsiyasi qiymatini aniqlang?

Javob: $U_{\text{He}^+}=54\text{ V}$; $U_{\text{Li}^{++}}=122\text{ V}$

10. Geliy atomi to'liq funksiyasi quyidagi ko'rinishda berilgan:

$$\Psi = \left[\frac{a^3}{\pi \cdot a_0^2} \right] e^{-a(r_1+r_2)/a_0} \quad \text{bu erda } a = \frac{27}{16};$$

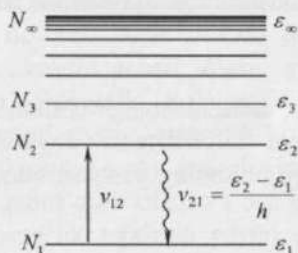
r_1 va r_2 lar elektronlarning yadrodan masofasi. Atomning elektik potentsialini aniqlang?

Javob: $\Psi(r) = \left(\frac{1}{2} + \frac{a}{a_0} \right) \cdot e^{-\frac{27r}{a_0}}$

III. bob ATOM SPEKTRLARINI UYG‘OTISHDA FOYDALANILADIGAN LAZERLAR

§ 3.1. Yorug‘likning majburiy yutilishi. Spontan va majburiy nurlanishlar

Faraz qilaylik, modda bir jinsli atomlardan tashkil topgan bo‘lsin. Atomlar o‘rtasida o‘zaro ta’sir bo‘lmaganda, Bor postulatiga ko‘pa alohida ajratib olingan yakka atomning elektron spektri qator ustma-ust joylashgan energetik sathlardan iborat bo‘ladi (3.1-rasm). Agar energetik sathlarning energiya qiymatlarini $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots, \varepsilon_\infty$ deb belgilasak, ular o‘rtasida $\varepsilon_1 < \varepsilon_2 < \varepsilon_3 < \dots < \varepsilon_\infty$ munosabat mavjud. Energetik sathlarning bunday ketma-ket to‘plamiga atomning energetik spektri deb ataladi. Energiyaning eng kichik qiymatiga mos keluvchi E_1 energetik sathga – atomning asosiy holati, undan yuqori $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots, \varepsilon_\infty$ energetik sathlarga atomning uyg‘ongan holatlari deyiladi. Atomda elektronlar bir energetik sathdan ikkinchi energetik sathga o‘tganda, atom elektromagnit to‘lqinlarini chiqarishi yoki yutishi mumkin.



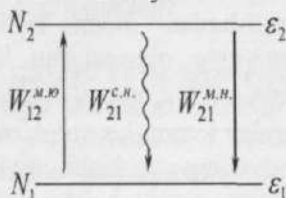
3.1-rasm. $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots, \varepsilon_\infty$ - statsionar energetik sathlarning energiya qiymatlari. $N_1, N_2, N_3, \dots, N_\infty$ - energetik holatlardagi atomlar soni.

Shu energetik sathlardan ikkitasini alohida olib qaraymiz. Atomlarning ikki energetik sathli modeli yorug‘likning atomlar bilan o‘zaro ta’sirini o‘rganishni va o‘zaro ta’sirlarni ifodalashni osonlashtiradi. Birinchi energetik holatdagi atomlar sonini N_1 va ikkinchi energetik holatdagi atomlar sonini esa N_2 deb belgilaymiz. (3.2-rasm) Agar modda atomi ε_2 energetik sathda, ya’ni uyg‘ongan holatda bo‘lsa, ma’lum vaqtdan keyin tashqi yorug‘lik maydoni ta’sirisiz o‘z-o‘zidan (spontan ravishda) ε_1 ga qaytishga intiladi va qaytganda ($\varepsilon_2 -$

ε_1) energiya farqiga teng energiya ajralib chiqadi. Uygʻongan atomning asosiy energetik holatga oʻz-oʻzidan qaytishi va oʻsha vaqtda yorugʻlik kvantini chiqarishi hodisasiga spontan nurlanish deyiladi. Spontan nurlanish tufayli ajratib chiqarayotgan kvantlar ixtiyoriy yoʻnalishda tartibsiz tarqaladi. Nurlanish chastotasi ν_{21} quyidagicha aniqlanadi:

$$\nu_{21} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{h} \quad (3.1)$$

$h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg/s}$ - Plank doimiysi.



3.2-rasm. Majburiy yutilish ($W_{12}^{m,yu}$), majburiy nurlanish ($W_{21}^{m,n.}$) va spontan nurlanishlar ($W_{21}^{s,n.}$) ehtimoliyatlari.

Maʼlum bir dt vaqt davomidagi spontan oʻtishlar soni quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$dN_{21}^{s,n.} = A_{21} N_2 dt \quad (3.2)$$

Bunda: A_{21} - spontan nurlanishning ehtimoliyati yoki spontan nurlanish uchun cinshteyn koeffitsienti deyiladi. Bu koeffitsient ikkinchi energetik holatdagi atomning yashash vaqti bilan quyidagicha bogʻlangan:

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{sp}}, \quad (3.3)$$

A_{21} -koeffitsient vaqt birligidagi spontan kvant oʻtishlar soni orqali aniqlanadi.

Endi atomlar uygʻongan E_2 energetik holatda joylashgan boʻlsin va shu modda atomlariga tashqaridan ν_{12} chastotali yorugʻlik toʻlqini kelib tushsin. Shu paytda yuqorida koʻrib oʻtilgan spontan kvant oʻtishdan tashqari majburiy kvant oʻtishlar ham mavjud boʻlishini A.Eynshteyn aniqladi. Tashqaridan tushayotgan yorugʻlikning chastotasi atomning E_2 energetik sathdan E_1 energetik sathga oʻtish chastotasiga mos kelgandagina atomlarning majburiy ravishda E_2 dan E_1 ga oʻtishi kuzatiladi va yorugʻlikning nurlanishi kuzatiladi. Majburiy nurlanish spontan nurlanishdan tubdan farq qiladi. Spontan nurlanishda yorugʻlik

to'liqlarining fazalari o'zaro bog'lanmagan va yorug'lik kvanti tartibsiz ravishda turli yo'nalishda tarqalsa, majburiy nurlanishda esa hosil bo'lgan yorug'lik to'liqini fazasi, chastotasi va qutblanishi tashqaridan moddaga tushgan yorug'lik to'liqining fazasiga, chastotasiga va qutblanishga aynan teng bo'ladi. Majburiy nurlanishdan hosil bo'lgan yorug'lik kvanti bilan tashqi yorug'lik kvantlari bir-birlaridan mutlaqo farq qilmaydi va ular bir xil tarqalish yo'nalishiga ega bo'ladi. SHuning uchun ham majburiy nurlanish tashqi yorug'lik energiya zichligi – $\rho_{\nu}(v)$ ga va uyg'ongan atomlar soni N_2 ga bog'liq. Atomlarning dt vaqt davomidagi majburiy nurlanishlar soni quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$dN_{21}^{m,n} = B_{21}\rho_{\nu_0}(v)N_2dt, \quad (3.4)$$

Bunda, B_{21} - majburiy nurlanish ehtimoliyati yoki majburiy nurlanish uchun Eynshteyn koeffitsienti deyiladi, ($\rho_{\nu}(v) = \text{erg} / \text{sm}^3$).

Shunday qilib, majburiy nurlanish – bu tashqi maydon ta'siridagi nurlanishdir. Shuning uchun ham uning to'liqin uzunligi bir xil bo'lishidan tashqari fazo va vaqt bo'yicha ham kogerentdir.

Odatdagi sharoitda modda atomlariining ko'pchiligi asosiy energetik holatda joylashgan bo'ladi. Agar modda atomlariga tashqaridan ν_{12} chastotali yorug'lik kelib tushsa, atom asosiy energetik holatdan ikkinchi uyg'ongan energetik holatga, ya'ni $E_1 \rightarrow E_2$ ga o'tadi. Energiyalar farqi atomni asosiy energetik holatdan uyg'ongan ikkinchi energetik holatga o'tkazadi va shu energiyalar farqini atom tushayotgan tashqi yorug'likdan qabul qilib oladi va o'z ichki energiyasini oshiradi. Atomning tashqi yorug'lik ta'sirida pastki energetik holatdan yuqori energetik holatga ko'chirilishiga majburiy yutilish deyiladi. Atomning tushayotgan yorug'lik energiyasini yutishi tashqaridan tushayotgan yorug'likning energiya zichligiga ($\rho_{\nu_0}(v)$) va birinchi energetik holatdagi atomlar soni N_1 ga bog'liq.

Majburiy yutilishning dt vaqt davomida o'tishlari soni quyidagicha aniqlanadi:

$$dN_{12}^{m,yu} = B_{12}\rho_{\nu_0}(v)N_1dt \quad (3.5)$$

B_{12} - majburiy yutilishni ifodalovchi eynshteyn koeffitsienti, N_1 – asosiy energetik holatda joylashgan atomlar soni.

A.Eynshteyn termodinamika qonunlaridan foydalanib, A_{21} , B_{12} , B_{21} koeffitsientlarning o'zaro bog'liqligini va har birining qiymatini aniqladi. U termodinamikaning muvozanatlik qonunidan va o'sha uchta

koefitsientning o'zaro bog'liqligidan foydalanib nazariy ravishda absolyut qora jismning nurlanishini ifodalaydigan Plank formulasini keltirib chiqardi. M.Plank esa absolyut qora jismning nurlanishini ifodalovchi formulani empirik ravishda yaratgan edi.

Ikki energetik sathli sistemada ham absolyut qora jismning nurlanishi kabi spontan nurlanish, majburiy nurlanish va majburiy yutilish kabi fizik jarayonlar sodir bo'ladi. Termodinamik muvozanat sharoitida asosiy energetik sathdan ikkinchi uyg'ongan energetik sathga o'tishlar soni, uyg'ongan energetik sathdan asosiy energetik sathga o'tishlar soniga tenglashadi, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra.

$$dN_{21}^{s,n} + dN_{21}^{u,n} = dN_{12}^{s,u}, \quad (3.6)$$

Yoki (3.2), (3.4) va (3.5) larni hisobga olsak,

$$A_{21}N_2dt + B_{21}\rho_{\nu_0}(\nu)N_2dt = B_{12}\rho_{\nu_0}(\nu)N_1dt.$$

Shu tenglikdan quyidagi formulani hosil qilish mumkin:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho_{\nu_0}(\nu)}{A_{21} + B_{21}\rho_{\nu_0}(\nu)}. \quad (3.7)$$

Normal sharoitda birlik hajmdagi atomlar soni: $N_{\Sigma} = N_1 + N_2$. Termodinamik muvozanat sharoitida energetik sathlarga atomlarning taqsimoti Bolsman qonuniga bo'ysunadi, ya'ni:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/kT}, \quad (3.8)$$

g_1 va g_2 - energetik sathlarning aynishi. Agar $g_1 = g_2 = 1$, $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = \Delta\varepsilon$ bo'lsa, (3.8) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\Delta\varepsilon/kT}. \quad (3.9)$$

Termodinamik muvozanat mavjud bo'lganda $B_{12} = B_{21}$ tenglik bajariladi va (3.7), (3.9) formulalardan nurlanishning spektral energiya zichligi aniqlanadi:

$$\rho_{\nu_0}(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}(e^{\Delta\varepsilon/kT} - 1)}. \quad (3.10)$$

A_{21}/B_{21} nisbat absolyut qora jismning hajm birligidagi nurlanuvchi ossillyator (tebranuvchi) larning nurlanish energiya zichligiga teng, ya'ni:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^2}{c^3} \quad (3.11)$$

Demak, ikki energetik sathli sistema uchun spontan nurlanish

koeffitsientining majburiy nurlanishi koeffitsientiga nisbati nurlanish chastotasining ikkinchi darajasiga proporsionaldir. Bu esa, birinchidan, optika diapazonida spontan nurlanishining majburiy nurlanishga qo'shgan hissasi katta ekanligidan dalolat beradi. Lekin lazer nurlanishining tarkibida spontan nurlanishining miqdori hisobga olmaslik darajada kamdir. Ikkinchidan, majburiy nurlanish yorug'lik chastotasining ikkinchi darajasiga bog'likligidan rentgen diapazonida lazer nurlanishini hosil qilish prinsip jihatdan juda qiyin ekanligidan dalolat beradi. Chunki chastotasi 10^{16} Hz bo'lgan nurlanishni hosil qilgan spontan nurlanishi nihoyat darajada tez va qisqa muddatli bo'ladi, uyg'ongan energetik sathda saqlanib turadigan atomlar deyarli bo'lmaydi va inversiya ko'chganlikni hosil qilish ancha qiyinlashadi.

(3.10) va (3.11) formulalardan absolyut qora jismning nurlanish qonunini ifodalaydigan Plank formulasi kelib chiqadi:

$$\rho_{\nu}(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h}{e^{hc/kT} - 1}, \quad (3.12)$$

$8\pi\nu^2/c^3$ koeffitsient hajm va chastota birligiga mos keladigan barcha tipdagi elektromagnit tebranish turlarining sonini ifodalaydi.

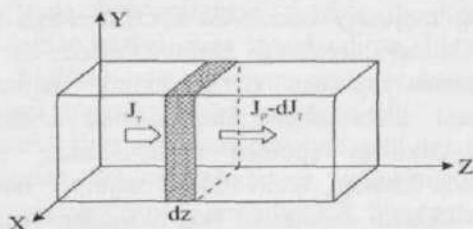
Nurlanishning spektral energiya zichligi yorug'likning intensivligi bilan quydagicha bog'langan: ya'ni $I(\nu) = \rho_{\nu}(\nu) \cdot c$ $c = 3 \cdot 10^{10}$ sm/s – yorug'likning vakuumdagi tezligi, $\rho_{\nu}(\nu)$, [erg/sm³], $I(\nu)$, [erg/sm²·s] yoki $I(\nu) = \rho_{\nu}(\nu)c/h\nu$, [foton/sm²·c], ya'ni bir sm² yuza orqali bir sekunda o'tayotgan fotonlar soni.

Shunday qilib, Eynshteyn absolyut qora jismning nurlanish qonuni asosida yorug'likning spontan nurlanishi bilan bir qatorda majburiy nurlanishi ham mavjud ekanligini isbotlab berdi.

Majburiy nurlanishni tajribada kuzatish mazer va lazer kabi asboblarni yaratish bilan yakunlandi.

§ 3.2 Yorug'likning kuchayishi

Odatda intensivligi $I(\nu)$ yorug'lik qalinligi dz bo'lgan moddadan o'tganda yorug'likning intensivligi $dI(\nu)$ ga kamayadi, chunki yorug'lik moddada yutiladi. 3.3-rasmda yorug'likning yutilishi sxematik ravishda tasvirlangan. Yutilgan yorug'likning intensivligi Beer qonuniga muvofiq quyidagicha ifodalanadi:

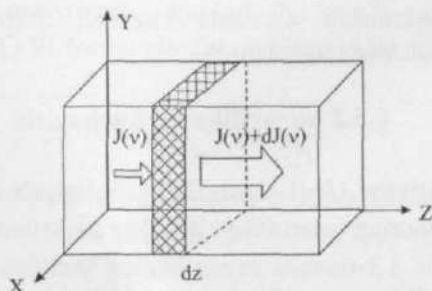


3.3-rasm. Yorug'lik intensivligining z qalinlikdagi moddadan o'tishda yutilishi.

$$\frac{dI(v)}{I(v)} = -\alpha(v)dz, \quad (3.13)$$

minus ishora yutilish hisobiga yorug'lik intensivligining kamayishini, $\alpha(v)$ esa yorug'likning yutilish koeffitsientini ifodalaydi. Odatdagi sharoitda (3.13) formula hamisha bajariladi, chunki modda atomlarining ko'pchiligi birinchi asosiy energetik sathda joylashgan bo'ladi. $N_1 > N_2$ tengsizlik mavjud bo'lgan moddada hamisha tashqaridan shu moddaga tushayotgan yorug'lik yutiladi.

Agar modda atomlarining ko'pchiligi ikkinchi energetik sathda joylashgan bo'lsa, ya'ni atomlar uyg'ongan holatda bo'lsa, modda orqali yorug'lik o'tganda yorug'likning intensivligining kuchayishi kuzatiladi. 3.4-rasmda qalinligi ∂z bo'lgan modda orqali intensivligi $I(v)$ bo'lgan yorug'lik o'tganda uning intensivligi $\partial I(v)$ ga ortishi ko'rsatilgan. Modda atomlarining ko'pchiligi asosiy energetik sathdan ikkinchi uyg'ongan energetik sathga ko'chirilsa, moddaning bu holati inversion ko'chganlik deyiladi. Inversion ko'chganlik hosil qilgan modda aktiv modda deb ataladi.



3.4-rasm. Yorug'lik intensivligining z qalinlikdagi moddadan o'tishda kuchayishi.

Aktiv moddada $N_2 > N_1$ tengsizlik o'rinli bo'ladi va u inversion ko'chganlik nomi bilan yuritiladi. Moddada inversion ko'chganlik holatini damlash yo'li bilan hosil qilinadi. Inversion ko'chganlik ham Bolsman taqsimotiga bo'ysunadi. Inversiya hosil qilinganda Bolsman taqsimotiga ko'ra aktiv modda temperaturasi manfiy ishoraga ega bo'ladi. Manfiy ishorali temperaturasini tushunish uchun Bolsman formulasini tekshirib ko'rayliq

$N_2 > N_1$ tengsizlik uchun formula quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\ln \frac{N_2}{N_1} = \frac{-\Delta\varepsilon}{kT} \quad (3.14)$$

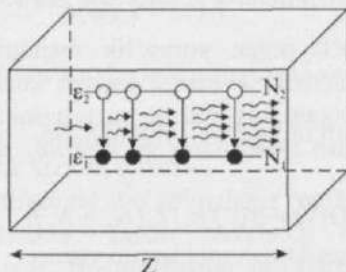
Bundan moddaning temperaturasi T ni topsak, u:

$$T = -\frac{\Delta\varepsilon}{k} \left[\ln \left(\frac{N_2}{N_1} \right) \right]^{-1} \quad (3.15)$$

Bu esa inversiya hosil qilingan moddaning temperaturasidir.

Bunda $\Delta\varepsilon$ – energetik sathlarning energiya farqi,
 $k = 1.38 \cdot 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{grad}$ va $\ln \left(\frac{N_2}{N_1} \right)$ hadlar musbat ishoralidir. Lekin

aktiv moddaning absolyut temperaturasi manfiydir. Inversiya hosil qilingan moddada termodinamika muvozanat buziladi. Aktiv modda uy haroratida bo'ladi. Inversion ko'chganlik moddani sovitmaydi. Inversiya hosil qilgan moddaning harorati Bolsman qonuniga asosan matematik ravishda hisoblanganda temperaturasi qiymati manfiy ishorali bo'lib chiqadi. Shu sababli inversion ko'chganlikni manfiy temperaturali holat ham deb aytiladi.



3.5-rasm. Yorug'likning kuchayishining sxematik ifodasi.

3.5-rasmga ko'ra aktiv modda orqali o'tayotgan yorug'likning kuchayishini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{dI(v)}{I(v)} = G(v)dz \quad (3.16)$$

$G(v)$ - yorug'likning kuchayish koeffitsienti deyiladi. Yorug'likning kuchayish koeffitsienti $G(v)$ yorug'likning yutilish $b(v)$ koeffitsientiga teng va ishora jihatdan qarama-qarshidir, ya'ni $G(v) = b(v)$.

Yorug'likning kuchayishini qarab chiqaylik. Yassi elektromagnit yorug'lik to'ldini z o'qi bo'ylab tarqalayotgan bo'lsin. dz qalinlikdagi aktiv moddadan o'tganda uning intensivligi $dI(v)$ - ga ko'payadi. Oldingi paragrafdagi formulalarga (1.1.6) ko'ra $dI(v)$ ni yozish mumkin:

$$dI(v) = [A_{21}N_2 + B_{21}I(v)N_2 - B_{12}I(v)N_1]h\nu_{21}dz \quad (3.17)$$

Birinchi had spontan nurlanishni, ikkinchi had majburiy nurlanishni va oxirgi had esa majburiy yutilishni ifodalaydi. Yorug'lik dz qalinlikdagi aktiv moddadan o'tayotganda uch xil ko'rinishdagi fizik hodisa sodir bo'ladi. Lekin aktiv moddada spontan nurlanishdan majburiy nurlanish hissasi ustun keladi va shunga ko'ra spontan nurlanishni hisobga olmaslik mumkin. U holda formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{dI(v)}{I(v)} = B_{21}(N_2 - N_1)h\nu_{21}dz. \quad (3.18)$$

Agar energetik sathlarning statistika vaznini (sathlarning aynishini) e'tiborga olsak, formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{dI(v)}{I(v)} = B_{21} \frac{q_2}{q_1} (N_2 - N_1)h\nu_{21}dz. \quad (3.19)$$

tenglamaning yechimini quyidagi ko'rinishda topamiz:

$$I_v(z) = I_v(\Theta)e^{G(z)} \quad (3.20)$$

z qalinlikdan o'tayotgan yorug'lik majburiy nurlanish hisobiga intensivligini eksponensial qonunga asosan kuchaytirib boradi. Aktiv modda orqali o'tayotgan yorug'lik intensivligining o'sishi funksiyaning darajasidagi kuchayish koeffitsientiga bog'liq. Bu o'sha koeffitsientni tahlil qilib qaraymiz:

$$G(v) = \sigma(v)(k_2/k_1(N_2 - N_1)) \quad (3.21)$$

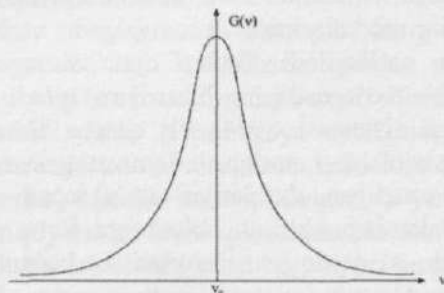
$\sigma(v)$ - majburiy nurlanishning kesim yuzasi:

$$\begin{aligned} \sigma(v) &= B_{21} \frac{h\nu_{21}}{c} g(v, \nu_0) = \\ &= \frac{c^2}{8\pi\nu^2 \tau_{sp}} g(v, \nu_0) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{1}{\pi\Delta\nu} \cdot A_{21}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Kuchayish ko'effitsientini quyidagicha yozish mumkin:

$$G(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi} A_{21} (N_2 - N_1) g(\nu, \nu_0) \quad (3.23)$$

Majburiy nurlanishning kuchayish ko'effitsienti aktiv moddaning lyuminessensiyasi spektrining spektral chizig'i shakliga $[g(\nu, \nu_0)]$ proporsionaldir. Shu tufayli kuchayish ko'effitsienti yorug'lik chastotasining funksiyasidir. 3.6-rasmda kuchayish ko'effitsientining $G(\nu)$ ning chastotaga bog'liqlik grafigi ifodalangan.



3.6-rasm. Kuchayish ko'effitsientining chastotaga bog'lanish grafigi. Kuchayish ko'effitsientining shakli bir jinsli kengayishiga tegishli spektral chiziqlarning Lorens funksiyasi bilan ifodalanish shakliga aynan tengdir.

Demak, kuchayish ko'effitsientining shakli (konturi) spektral chiziqlarning Lorens shakliga aynan o'xshashdir. Kuchayish ko'effitsienti spektral chiziqlarning shaklini ifodalovchi funksiya Lorens yoki Gauss funksiyalari bilan aniqlanadi. Lorens va Gauss funksiyalari bilan ifodalanadigan spektral chiziqlarni batafsil qarab chiqamiz.

§ 3.3 Optik kvant generatorlarining tuzilishi va umumiy sxemasi

Lazerlarning asosiy elementlari bo'lib aktiv modda, damlash sistemasi va rezonatorlar xizmat qiladi.

Shu asosiy elementlarning bo'lishi lazer nurlari hosil qilishning zaruriy va etarli shartidir. Lekin lazerlarda boshqa qo'shimcha qurilmalar ham ishlatiladi. Bu qurilmalar lazerlarni (OKG-ni) ishlash funksiyasini yaxshilash, ishlash muddatini cho'zish va lazerlarni (OKG-ni) xarakteristik parametrini yaxshilash uchun xizmat qiladi. Bu qurilmalarga quyidagi sistemalar kiradi.

1. Aktiv moddani va damlash sistemasini sovutadigan qurilma.
2. Lazer nurlarini modulyatsiya qilish sistemasi.

3. Nurlanish parametrlarini nazorat qilib turadigan qurilma.
4. Nurni boshqaradigan qurilma yoki tashqi optik sistemalar.
5. Tebranish sistemalar tiplarini tanlaydigan qurilma.

Har qanday konkret hol uchun sanah o'tilgan elementlarning bittasi yoki bir nechtesi, yoki hammasi bo'lishi shart emas.

Ba'zi bir lazerlarni aktiv elementlarida inversion ko'chganlik hosil qilish uchun ularni sovutish kerak bo'ladi. Sovitadigan qurilma aktiv moddani ma'lum bir temperaturada ushlab turish uchun hamda (nakachka) damlash sistamasini sovutish uchun foydalaniladi.

Lazer nurlarini modullashtirish katta (gigant) nurlanish impulslarini olish maqsadida qo'llaniladi. Tashqi optik sistema nurlar dastasini tarqalish yo'nalishini o'zgartirish uchun xizmat qiladi.

Nazorat qilish sistemasi o'zida bir qancha lazerni parametrlarini o'lchaydigan asboblarda, nurlanish quvvatini va chastotasini bir qiymatda ushlab turadigan asboblardan tashkil topadi.

Aktiv moddalarning agregat holatlariga ko'ra lazerlar quyidagi turlarga bo'linadi: a) qattiq jism lazerlari, b) bo'yoq eritmasi asosida ishlaydigan bo'yoq lazerlari, v) gaz lazerlari, yarim o'tkazgichli lazerlar va kimyoviy lazerlar kabilarni o'z ichiga oladi bu erda bazilarini batafsil muhokama qilamiz.

Qattiq jisimli lazerlar deb shunday lazerlarga aytiladiki, ularni aktiv elementlari vazifasini kristal va ammorf holdagi dielektriklar bajaradi. Qattiq jisimli lazerlarga misol qilib eng ko'p tarqalgan yoqut va neodim shishasidan tayyorlangan lazerlarni olish mumkin. Bunday lazerlarda inversion ko'chish qattiq jism holdagi atom va ionlarning energetik sathlarida hosil bo'ladi. Qattiq jisimli OKGlari boshqa tipdagi lazerlarga qaraganda prinsipial farqqa ega.

Qattiq materialdagi aktiv zarrachalarning konsentratsiyasi (10^{-17} - 10^{20} sm.⁻³) gazli muhitdagi zarrachalarning konsentratsiyasiga nisbatan bir necha tartibda katta bo'ladi. Shuning uchun qattiq jisimli lazerlarning energetik sathlarida inversion ko'chishi boshqa turdagi lazerlarga nisbatan ko'p bo'ladi, yoki boshqacha aytganda inversion joylashishning absalyut qiymati gazlardagiga nisbatan katta bo'ladi. Bu esa qattiq aktiv elementli lazerlarni juda katta kuchaytirish koeffitsientiga ega bo'lishini ko'rsatadi. Bundan

1. Katta quvvatga ega bo'lgan generatsiyani olish.

2. Aktiv elementni uzunligi qisqa bo'lganda ham generatsiyani olish imkoniyatini beradi.

Qattiq jismlarni birjinsiligi gazlarga nisbatan juda yomon, bu esa

sochilish natijasida yo'qotilishni oshishiga uzun aktiv elementdagi foydalanilganda rezonator sifatining (yomonlashiga) kamayishiga olib keladi. Shuning uchun qattiq jismlar lazerlardan aktiv elementni uzun qilib tayyorlashni foydasi yo'q. Qattiq jismlar lazerlarni aktiv elementining uzunligi 50-60 sm bo'lib, u optik birjinsli moddadan tayyorlanadi. Qattiq jismlar lazerlarda sochilish burchagi 10 minutlar atrofida bo'ladi. Qattiq jismlar, zarrachalarni o'zaro to'qnashishi natijasida energetik sathlarni strukturasi buziladi. Ma'lumki qattiq jismlarda energetik sathlar katta kenglikka ega bo'ladi.

Spontan nurlanish va generatsiya chiziqlari keng spektral yo'lak bo'yicha taqsimlangan bo'ladi. Kristallarda spontan nurlanish uchun spektral yo'lakning kengligi bir necha angstromni, shishalarda bir necha o'n angstromni tashkil etadi. [Generatsiya chizigining kengligi eng yaxshi bo'lgan holda angstromni ulushlarini tashkil etadi]. Qattiq jismlar lazerlarda inversion ko'chganlik hosil qilish gaz va yarim o'tkazgichli lazerlarda inversion joylashish hosil qilinishidan keskin farq qiladi. Bu hol qattiq dielektrikdan tok o'tishi bilan bog'liq bo'lmay u qattiq jismlar lazerlarda [optik kvant generatorlarida] optik damlash bilan bog'liq bo'ladi. Optik damlash yoki inversion holatga joylashtirish aktiv moddani tashqi manba yordamida kuchli yoritish natijasida amalga oshiriladi.

Spektral tartibi ma'lum tanlab olingan nurlanish yoki o'tish ehtimollarining ma'lum nisbati, yuqori ish holatining to'lishiga va inversiyani hosil bo'lishiga olib keladi.

Qattiq jismlar OKG - ning aktiv muhiti.

Qattiq jismlar OKG-ni aktiv muhiti kristal yoki amorf holdagi dielektrik bo'lib silindr yoki turtburchak shaklida bo'ladi.

Ko'zgularni yustirovka qilish bu holda aktiv elementlarni uchlarini parallelligi va ularga berilgan ishlov asosiy rolni o'taydi. Qaytarish koeffitsientini yaxshilash uchun ba'zi hollarda aktiv element uchlaridan birini to'liq ichga qaytish hodisasi asosida ishlovchi qilib ishlanadi. Buning uchun aktiv elementni uchlaridan biri burchakli qilib yasaladi, ya'ni to'la ichga qaytish hodisasi bo'lishi uchun φ burchagi

$\varphi = 2 \arccos \frac{1}{n}$ shartni qanoatlantirishi shart. n - aktiv element

materialini sindirish ko'rsatkichi. Qattiq jismlar lazerlarni o'lchami katta emas, ularni aktiv elementni kundalang kesim bir necha millimetrdan 2-3 santimetrgacha va uzunligi esa 50-60 santimetrgacha bo'ladi.

Aktiv elementning uchki qismi shilifovka va polirovka qilinadi. Yon

qismlari esa ularda (yon qismlardan) bo'ladigan qo'shimcha qaytishni yo'qotish uchun g'adir-budur qilib tayyorlanadi.

Qattiq jismli lazerlarni dielektrik aktiv elementi 2 ta komponentadan tashkil topgan. Aktiv elementning asosiy materiali generatsiyaga olib keluvchi fizik jarayonga qatnashmaydigan qismi – matritsa deb ataladi. Matritsa bu kristal yoki amorf modda bo'lib o'zida aktivatorni atomi va ionlarni qo'shimcha tariqasida saqlaydi. Majburiy nurlanish va generatsiya aktivatorni o'tishlarida hosil bo'ladi. Matritsada aktivatorning miqdori bir necha protsentni tashkil qiladi. SHunday qilib, aktiv moddaning asosiy texnik xususiyatlarini matritsaning moddasi tashkil qiladi.

Lazerlarning matritsasining moddasi quyidagi talablarni qondirishi kerak:

1. Generatsiya hosil bo'lish darajasidagi o'tishlar uchun aktivatorni elementlarini qo'shish.

2. Aktiv moddani o'zok ishlashi uchun mexanik va kimyoviy ta'sirlarga mustahkam bo'lishi kerak.

3. Optik damlash va generatsiya vaqtida bo'ladigan issiqliklarga chidamli bo'lishi kerak.

4. Umumiy holda ishlab chiqarish uchun texnologiyasi sodda bo'lishi kerak.

5. Mexanik va optik ishlov berishlarga chidamli bo'lishi kerak (shilifovka, polirovka, qaytaruvchi qatlam va hokazo.).

6. Nurlanishni damlash va generatsiya bo'lish uchun shaffof (tinik) bo'lish kerak.

7. Qo'shimcha yuqotilishni, sochilishni, kamaytirish va rezonatorni sifatini yaxshilash uchun u optik birjinsli bo'lishi kerak.

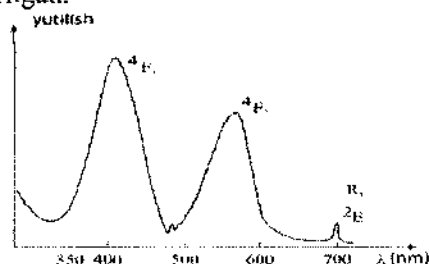
§ 3.4 Qattiq jism lazerlari

Qattiq jism lazerlariga misol sifatida yoqut, ittriy – alyuminiy granati (IAG) va shisha lazerlarini ko'rsatish mumkin. Aktiv ionlar kristallik yoki amorf jismlar panjaralariga aralashma sifatida kiritiladi. Qattiq jismlar lazerlarining aktiv moddalari uch va to'rt energetik sathlidir. Qattiq jism lazerini ishlatish qulay, oson va quvvati juda katta. Lazerlarning taraqqiyoti umuman qattiq jism lazerlaridan boshlangan. Bu tipdagi lazerlar amalda keng qo'llaniladi. Ayrim qattiq jism lazerlarini batafsil qarab chiqamiz.

Yoqut lazeri. Yoqut kristalli $Al_2O_3 - Cr_2O_3$ aralashmasidan iborat bo'lib, geksoqonal (romboedrik kristallik panjarasiga ega) kristallik sistemasiga kiradi. Bu kristall bir o'qli, optik jihatdan anizotropik,

qattiqligi jihatidan olmosdan keyin turadi. Yoqut kristallining asosini Al_2O_3 –korund (saffir) tashkil etib, optik jihatidan tiniqdir. Sindirish ko'rsatkichi 1,76 ga teng. Saffirning tarkibiga 0,05% xrom oksidi qo'shilsa, u qizg'ish rangli yoqut kristallini hosil qiladi. Yoqut kristallida alyuminiy (Al^{3+}) ionlari xrom ionlari (Cr^{3+}) bilan o'rin almashadi. Kristalldagi xrom ionlarining konsentratsiyasi $N = 2 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ tashkil qiladi. Xrom oksidining konsentratsiyasini oshira borishi rubin kristallining rangini (tusini) o'zgartiradi, ya'ni 8% Sr_2O_3 dan oshishi bilan qizil yoqut kristali yashil rangli kristalga o'zgaradi.

Lazerlarda ishlatiladigan qizg'ish rangli yoqut kristallining optik xususiyati va spektroskopiyasi ancha yaxshi o'rganilgan. Yoqut kristallining ikkita kuchli yo'lyo'l yutilish spektri ko'zga ko'rinadigan spektral oraliqda joylashgan. Yoqut kristallining optik spektri xrom ionining energetik sathlari orasidagi o'tish bilan bog'langan. 3,7–rasmda yutilish spektri keltirilgan.



3.7- rasm. Yoqut kristallining yutilish spektri

Yutilish spektri asosiy energetik sathdan yuqorida joylashgan ikkita energetik sathlarga o'tish bilan aniqlanadi, ya'ni $^4A_2 \rightarrow ^4F_{12}$. O'sha o'tish optik damlash sifatida ishlatiladi.

3,7–rasmda esa xrom ionining sodda va ishlatiladigan energetik sathlari tasvirlangan. Shuni ham aytish kerakki, katta to'liqlikda yutilish yo'lining qanotida kuchsiz, ammo yaqqol R , yutilish chizig'i ham mavjud. Uy haroratida o'sha R , yutilish chizig'ining spektral kengligi 16 sm^{-1} ga teng. Yutilish spektrining hosil bo'lishi xrom ionining asosiy energetik sathdan yuqorida joylashgan 2E energetik sathga o'tishi bilan tushuntiriladi. Oktaedr kristall maydoni ta'sirida 2E sath ikkita energetik sathlarga parchalangan va energetik sathlar oralig'i 29 sm^{-1} ni tashkil etadi. 77 K da 2E ning noziq strukturasi kuzatiladi va ikki chastotali lazer nurlanishini hosil qiladi. Past temperaturada lyuminessensiya nurlanish spektri ham ikkita spektral chiziqli hosil qiladi. Uy haroratida (300 K)

lyuminessensiya chizig'ining spektral kengligi 11sm^{-1} ni va 71K da esa $0,1\text{sm}^{-1}$ ni tashkil qiladi. 2E energetik sath metastabil holat bo'lib elektronning yashash vaqti 300K da $f_{cp}=2,9\text{ms}$, 77K da esa $4,3\text{mks}$. e energetik sathda $2A$ energetik sathga qaraganda yashash vaqti kichik, bu esa e metastabil holatda inversion ko'chganlik zichligini oshiradi. Xrom ionning asosiy energetik sathi 4A_2 ham ikkita energetik sathga ajralgan va bu energetik sathlarning oralig'i $0,39\text{sm}^{-1}$ ga teng.

Yoqut lazeri birinchi marta 1960-yilda ishga tushirildi va hozirgi kunda ham u o'ziga diqqat-e'tiborini jalb qilib kelmoqda. Bu lazer ko'zga ko'rinadigan kogerent yorug'lik ($\lambda=694,3\text{nm}$) nurini chiqaradi. Yoqut kristalidan sterjen (qalamcha) tayyorlandi va sterjenning kesimlari juda silliq o'zaro parallel bo'ladi. Yoqut kristali panjarasida joylashgan xrom atomining energetik sathlari 3.8 -rasmida tasvirlangan. Xrom ionlarini uyg'otish uchun optik damlashdan foydalaniladi. Chaqmoq lampasidan tarqalayotgan boy spektrli yorug'lik nurlari Yoqut kristalida yutilib, xrom ionlarini asosiy energetik sath 4A_2 dan 4F_2 va 4F_1 sathlarga ko'chiradi. Ionlarning uchinchi energetik sathdan ikkinchi energetik sathga o'tish ehtimoli katta. ($W_{32}=0,6\cdot 10^8\text{s}^{-1}$) bo'lgani uchun ionlar tezda nurlanmasdan ikkinchi sathga tushadi. E energetik sath ikkita $2A$ va e alohida – alohida energetik sathlardan tashkil topgan. Uy haroratida uyg'ongan ionlar $e_2\rightarrow^4A_2$ o'tishi $\lambda=694,3\text{nm}$, lyuminessensiya nurlanishini hosil qiladi va spektrning kengligi $\Delta\nu=11\text{cm}^{-1}$, kvant energetik o'tishlarining kesimi $\nu=2,5\cdot 10^{-20}\text{sm}^{-1}$ va foton energiyasi $h\nu=2,8\cdot 10^{-19}\text{J}$. Lazer nurlanishi $2A\rightarrow^4A_2$ va $e_2\rightarrow^4A_2$ o'tishlarda kuzatiladi.

Yoqut lazeri generatsiyasining quyi chegarasini aniqlashni qaraymiz. Generatsiyaning quyi chegarasiga mos kelgan inversion ko'chganlikning qiymati $N''_0 = N_c/2 = 10^{19}\text{cm}^{-3}$ ga teng. Yoqut sterjenining uzunligi 5sm , diametri $0,8\text{sm}$. Agar chaqmoq lampasining 10% yorug'lik energiyasi, Yoqut kristalining yutilish spektriga mos kelganda, yorituvchi sistemaning effektivligi 20%ni tashkil qilsa, lampaning elektr energiyasidan yorug'lik energiyasiga aylantirishning effektivligi 50% ni tashkil qiladi, u holda generatsiyaning quyi chegarasini hosil qiluvchi chaqmoq lampasining energiya zichligi quyidagicha topiladi:

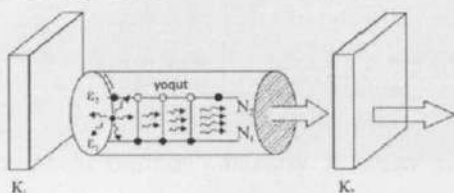
$$\varepsilon_n^{\text{yoti}} = \frac{N''_0 \cdot h\nu}{0,1 \cdot 0,2 \cdot 0,5} \cong 300 \cdot \frac{\lambda K}{\text{cm}^3} \quad (3.24)$$

Farz qilaylik, inversiya hosil qilgan aktiv Yoqut sterjenning ixtiyoriy nuqtasida, spontan ravishda nurlanish boshlansin. Nurlanish tartibsiz turli yo'nalishlar bo'ylab tarqaladi, ulardan biri albatta sterjenning o'qi

bo'ylab yoki o'qiga parallel yo'nalishda ham tarqaladi. Sterjenning o'qiga burchak ostida yo'nalgan yorug'lik fotonlari aktiv sterjendan chiqib yo'qoladi va generatsiyada qatnashmaydi. Aktiv sterjenning o'qi bo'ylab tarqalayotgan yorug'lik yo'lida uchragan aktiv markazlarni majburiy nurlantirib kuchayadi. Elektromagnit to'lqinning amplitudasi maksimum (botiq va qavariq) nuqtalarida aktiv markazlar jadal sur'atlar bilan bo'shaydi. Generatsiya boshlanishi spontan nurlanishdan boshlanib, keyin majburiy nurlanish kuchayib, spontan nurlanish juda kuchsizlanib qoladi. Kuchaygan yorug'lik aktiv sterjendan chiqib, rezonator ko'zgulariga tushadi va ko'zgulardan qaytib yana aktiv sterjenga kiritiladi, natijada ikki ko'zgu oralig'ida turg'un to'lqin hosil bo'ladi. Aktiv sterjenning ikki kesimidan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlari qarama-qarshi tomonlardagi ko'zgulardan bir necha yuzlab marta qaytib, aktiv sterjen orqali o'tib, oxiri rezonator oralig'ida katta energiyali monoxromatik yorug'lik to'planadi va qaytarish koeffitsienti kichik bo'lgan ko'zgu orqali tashqariga lazer nuri bo'lib tarqaladi. Rezonatordan chiqayotgan lazer nurlanishini kuzatish uchun oq qog'ozdan ekran yasab, nur yo'liga qo'yib ekranning yuzida yarqillagan qizil rangli dog'ni ko'rish kifoya.

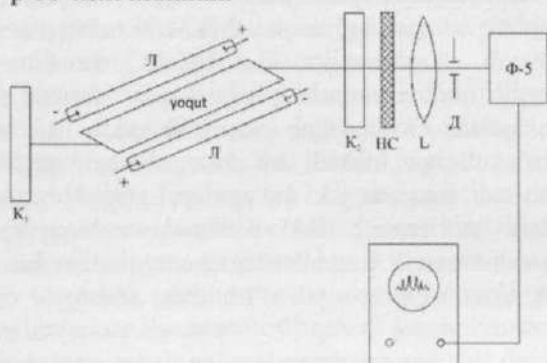
Xavfsizlik texnikasiga ko'ra lazer nurlarini bevosita ko'z bilan qarab kuzatish mumkin emas, xattoki qog'oz ekran yaltiroq bo'lmasdan diffuziyali qaytaradigan bo'lishi lozim.

Lazer nurlanishining vaqtli rejimini kuzatishda fotoelement yoki foto ko'paytirgich bilan ossillografdan foydalaniladi (3.9-rasm). Lazer nurini svetofiltrlar yordamida kuchsizlantirib, fotoelement ekraniga yo'naltiriladi va ossillograf ekranida kuzatish olib boriladi. Yoqut lazerining intensivligi vaqtga bog'liq ravishda tartibsiz o'zgaradi. Nurlanish generatsiyasi alohida-alohida impulschalardan iborat bo'lib, u impulschalar intensivligi, ketma-ketligi, vaqt intervali va chastotasi (lar tarkibi) ham tartibsiz o'zgaradi.



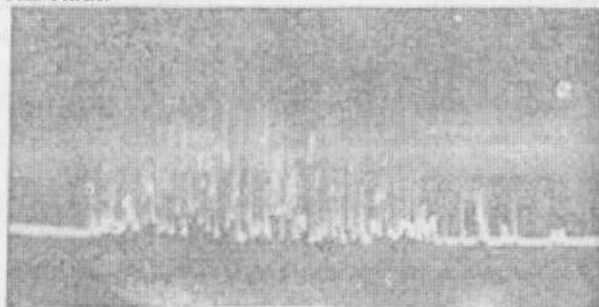
3.8-rasm. Yoqut aktiv kristalida majburiy o'tish hisobiga lazer nurining hosil bo'lish sxemasi.

Lazer nurlanishining shu xildagi ko'rinishini "erkin" generatsiya rejimi deb ataladi. 3.10-rasmda Yoqut lazerining pichkali rejimi keltirilgan. Har bir lazer nurlanishining intensivligi optik damlash quvvatiga bog'liq ravishda o'zgaradi va impulschalar soni yuzta va undan ham ko'p bo'lishi mumkin.



3.9-rasm. Yoqut lazerining tuzilishi va vaqt rejimini kuzatish sxemasi. K_1, K_2 -rezonator ko'zgulari, L -chaqmoq lampasi, L -lazer nurini sochuvchi linza, D -kichik tirqishli diafragma, $F-5$ -fotoelement, NS -neytral svetofiltr.

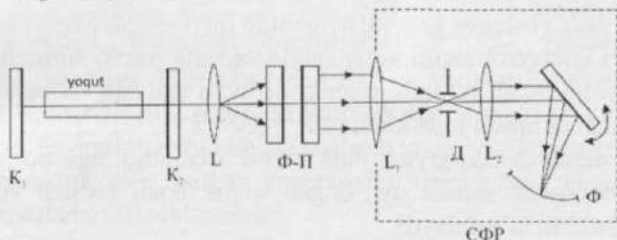
Har bir pichkaning nurlanish vaqti qisqa bo'lib, bir mikrosekund atrofida bo'ladi, lekin ularning intensivligi biridan ikkinchisiga o'tganda tartibsiz o'zgaradi, shuningdek orasidagi masofa ham tartibsiz o'zgaradi. Chaqmoq lampasining nurlanishi impulsli nurlanish bo'lib, nurlanish muddati bir necha yuz mikrosekunddan bir necha millisekundgacha uzluksiz davom etadi.



40 mks t

3.10-rasm. Yoqut lazerining pichkali rejimini ifodalovchi ossillogramma.

Yoqut lazerining spektri Fabri-Pero interferometri yordamida o'rganiladi. 3.11-rasmda yoqut lazeri generatsiyasining interferogrammasini, spektrini foto kamera yordamida yozish ko'rsatilgan. Interferogrammadan ko'rinadiki, yoqut lazeri nurining spektri ko'p aksial generatsiyadan tashkil topgan. Generatsiya spektrining vaqtga bog'liq o'zgarishidan ko'rinadiki, spektr tarkibi impulschadan impulsgacha o'tganda o'zgaradi. Yoqut kristalidagi xrom ionlarining lyuminessensiyasi bir jinsli spektral kengaygan aktiv moddalar bo'lib yakka aksial generatsiyani hosil qilishi kerak. Generatsiyaning quyi chegarasiga yaqin bo'lgan damlash energiyasida yakka generatsiya hosil bo'ladi. Damlash energiyasini oshirish bilan aksiallar soni ham ko'paya boradi va to'yinish qiymatiga erishadi. Lazer nurlanishining spektral kengligi damlash energiyasiga bog'liq bo'lmay qolgan holni spektral to'yinish deb yuritiladi. Ko'pchilik aksiallarning generatsiya chiqishiga sabab rezonator ko'zgulari oralig'ida turg'un to'liq elektr maydonining bir jinsli bo'lmagan taqsimoti va u maydonning aktiv markazlarini notekis bo'shatishdir. Ikkinchidan chaqmoq lampasi ishlagandan keyin undan ajralib chiqqan yorug'lik issiqlik energiyasi hisobiga aktiv modda qiziydi va spektr kengligi o'zgaradi. Rezonator ko'zgularining mexanik tebranishi kabi sabablar ham moddalar sonining o'zgarishiga va impulschali generatsiyaning paydo bo'lishiga olib keladi.



3.11- rasm. Yoqut lazeri generatsiyasining spektrini o'rganish sxemasi.

Yoqut kristalidan chiqayotgan lazer nuri dastasining kesimi odatda ko'p sonli ingichka va bir-biriga bog'liq bo'lmagan "ipchalardan" iborat bo'lib, har birining diametri 100 mikronlar atrofida bo'ladi. Shu sababli lazer nurining tarqalish burchagi nazariy jihatdan aniqlanadigan λ/d (d —lazer nuri dastasining diametri) qiymatidan o'n marta katta bo'ladi. Rezonatorning alohida konstruksiyasini va optik jihatdan yuqori darajada sifatli yoqut kristalini tanlab, ko'ndalang bir li generatsiyaga

erishilsa, generatsiyaning sochilish burchagi nazariy hisobga yaqin bo'ladi. Erkin rejimda ishlaydigan yoqut lazerining har bir impulsining quvvati $20kVt$ ni tashkil qilsa, to'la energiyasi $100Joulgacha$ bo'ladi. Gigant impulsli lazerning bir impuls $100MVt$ ni tashkil etadi (impuls generatsiyasining vaqti $10-20$ nanosekund davom etadi). Agar impuls generatsiyasi yana qisqa bo'lib 10 pikosekund davom etsa, quvvati gigavattni tashkil etadi. Shunday qilib, yoqut lazeri ko'p li erkin rejimda va gigant impulsli rejimda ishlaydi.

Neodim lazeri. Ittiry-alyuminiy granati va kalsiy volframat kristallariga, shuningdek, shisha tarkibiga uch marta ionlashgan neodim atomi kiritilsa, ular aktiv modda bo'lib xizmat qiladi. Ittiry-alyuminiy granat kristali qisqacha IAG ($IAG:Nd^{3+}=I_3Al_2O_{12}:Nd_2O_3$) lazeri nomi bilan yuritiladi. IAG kristalida uch marta ionlashgan neodim atomi uch marta ionlashgan ittiry atomi bilan o'rin almashadi. Kalsiy volframat kristali ($CaWO_4$) va shisha tarkibida ham neodim oksidi (Nd_2O_3) aralashma sifatida ishtirok etadi. Neodim ioni IAG kristalida, $CaWO_4:Nd^{3+}$ va shishada to'rt energetik sathli aktiv markaz bo'lib hisoblanadi. To'rt energetik sathli aktiv moddalar uch energetik sathli aktiv moddalardan qator ustunliklarga ega.

- To'rt energetik sathli aktiv moddalarda inversiya hosil qilish ancha oson va inversion ko'chlanganlik kam energiya talab qiladi.

- To'rt energetik sathli lazerlar generatsiyasining quyi chegarasi uch energetik sathli lazerlar generatsiyasining quyi chegarasidan ancha past.

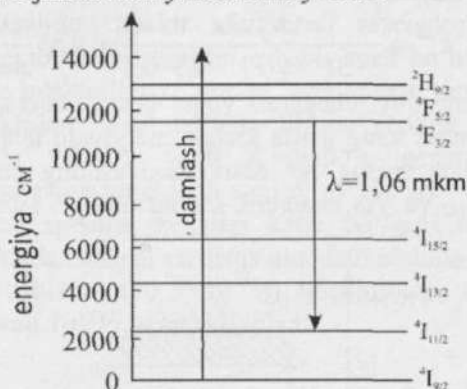
- To'rt energetik sathli aktiv moddalarning pastki birinchi energetik sathi hamisha bo'sh bo'ladi, chunki birinchi sathdan nolinch i energetik sathga o'tish ehtimoli juda katta ($10^{+12}-10^{+14}s^{-1}$).

Optik damlash energiyasi juda kichik qiymatga ega bo'lganda ham ikkinchi energetik sathda uyg'ongan ionlar hosil bo'ladi va inversiya kuchlanganlikni ta'minlaydi.

Neodim ionining IAG kristalidagi energetik diagrammasi 3.12-rasmda keltirilgan. $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{1/2}$ ($\lambda=10^{60}nm$) kvant energetik o'tishi lazer nurlanishini hosil qiladi. Lazer nurlanishining kvant o'tishi kesimi $\sigma=8,8 \cdot 10^{-19}sm^2$, $^4F_{3/2}$ sathda yashash vaqti $f_{sp}=0,55 \cdot 10^{-3}s$ va neodim ionlarining umumiy soni $N_e=6 \cdot 10^{-19}sm^{-3}$. Shu ionlarning deyarli barchasi $^4I_{9/2}$ energetik sathda joylashgandir. Birinchi energetik sath $^4I_{11/2}$ asosiy (nolinch i) energetik sathdan ($^4I_{9/2}$ dan) $2111sm^{-1}$ yuqorida joylashgan va o'shanga asosan $^4I_{11/2}$ energetik sathda inversion ko'chganlik $e^{-\%r}$ taqsimotiga itoat qiladi va shu sababli birinchi sath hamisha bo'sh turadi.

Neodim ionining IAG kristalidagi lyuminessensiya spektrining shakli Lorens funksiyasini ifodalaydi va bir jinsli spektral kengayishga ega.

Uy haroratida lyuminessensiya spektrining kengligi $\Delta\nu=6,5\text{sm}^{-1}$ ni tashkil etadi. Neodim ionining ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ kvant o'tishi kesimi yoqut kristalidagi xrom ionini energetik o'tish $E_2 \rightarrow {}^4A_2$ kesimidan 75 marta kattadir. Shunga ko'ra IAG lazerining generatsiya quyi chegarasi past va bu lazer uzluksiz rejimda ham yaxshi ishlay oladi.



3.12-rasm. IAG kristalldagi neodim ionining energetik sathlari diagrammasi.

IAG – lazeri generatsiyasining quyi chegarasini aniqlash va baholash mumkin. Faraz qilaylik, quyidagi parametrlar berilgan bo'lsin: rezonator uzunligi $L=50\text{sm}$, yo'qotish koeffitsienti $g=10\%$, lyuminessensiya spektrining kengligi $\Delta\nu=6\text{sm}^{-1}=6,3\cdot 10^{10}$ spontan nurlanish vaqti $f_{sp}=5,5\cdot 10^{-4}\text{s}$, kristallning sindirish ko'rsatkichi $\tilde{n}=1,5$; to'lqin uzunligi $\lambda=1,06\text{mkm}$, fotonning rezonatorida yashash vaqti. Avval generatsiyaning quyi chegarasiga mos kelgan inversiyani aniqlaymiz. Buning uchun qudagi formuladan foydalanamiz:

$$N_0^n = \gamma / Dg(\nu)V$$

bu formulalarda

$$D = Bh\nu/V, B = C^3/8\pi\nu^2 h\nu\tau_c \tilde{n}^3, g_l(\nu) = \frac{2}{\pi\Delta\nu}, \gamma = \frac{1-R}{\Delta t_\phi},$$

kattaliklarni yuqoridagi formulaga qo'yib, generatsiyaning quyi chegarasiga mos inversion kuchlantirishni topamiz:

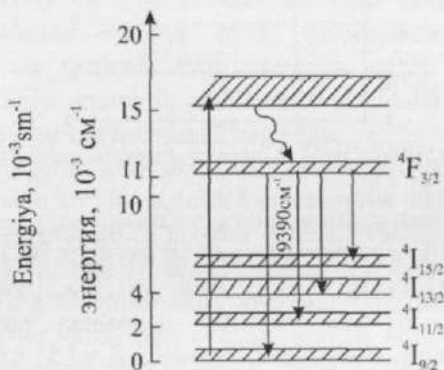
$$N_0^n = \frac{4\pi^2 \Delta\nu \tilde{n}^3 \tau_c}{c \cdot \Delta t_\phi \cdot \lambda^2} = 1,84 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}. \quad (3.25)$$

Chaqmoq lampasining yorug'lik energiyasidan 5% IAG kristalini

yutilish spektriga to'g'ri kelsin, o'sha yorug'likning 5% ini kristall yutadi, lazer nurlanish chastotasining damlash nurlanish chastotasiga nisbati 0,5 ga va Chaqmoq lampasining effektivligi (Chaqmoq lampasidan chiqadigan yorug'lik energiyasining lampa bergan elektr energiyasiga nisbati) 0,5 ga teng deb qaraymiz. O'shanda generatsiyaning quyi chegarasini ta'minlovchi lampaga berilgan elektr energiya zichligi quyidagicha aniqlanadi:

$$\varepsilon_p^{lum} = \frac{N_0 \cdot h\nu}{5 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^{-2} \cdot 0,5 \cdot 0,5} = 0,55 \frac{J}{sm^3}$$

Generatsiyaning quyi chegarasi yoqut lazeri generatsiyasining quyi chegarasiga nisbatan ming marta kichik energiyani talab qiladi. Shisha lazeri. 3.13-rasmda shisha Nd aktiv moddasining energetik sathlari diagrammasi, $^4I_{11/2}$ va $^4I_{9/2}$ energetik sathlar oralig'i $1950sm^{-1}$ ni tashkil qiladi.



3.13- rasm. Shisha tarkibiga kiritilgan neodim ionining energetik sathlar diagrammasi.

Lyuminessensiya spektrining spektral kengligi $300sm^{-1}$ ga teng va u IAG kristali spektral kengligidan qarayib 50 marta kattaroqdir. Shisha: Nd lyuminessensiya spektri bir jinsli bo'lmagan spektral kengayishga ega chunki har bir neodim ioni bir-biridan turlicha atomlar bilan qurshab olingan va neodim ioni atrofidagi elektr, mexanik kuchlari ham turlicha. Har bir neodim ionining energetik sathlari o'sha kuchlar va elektr maydonlari ta'sirida turli qiymatlarda siljiydi. Neodim ionlari nurlanganda nurlanish chastotasi bir-biridan farq qiladi.

Yig'indi nurlanishlar chastotasi lyuminessensiya spektrining kengligini hosil qiladi. Har xil tipdagi neodim atomlar to'plamining bir

jinsli bo'lmagan lyuminessensiya nurlanishini hosil qiladi. Demak, shisha Nd^{3+} aktiv moddasining spontan lyuminessensiya nurlanish spektri har xil tipdagi bir jinsli spektral chiziqlar to'plamidan tashkil topgandir. Neodim shisha lazeri generatsiya chastotasini dispersiyali rezonator yordamida silliq va ketma-ket o'zgartirish qobiliyatiga ega. Odatda dispersiyasiz rezonatorda neodim shisha lazeri generatsiyasining spektral kengligi $\Delta\nu_{gen}=100\text{sm}^{-1}$ ni tashkil etadi. Generatsiya spektri keng va stukturalidir. Spektr strukturasiz rezonator ko'zgularining plastinkalari selektor kabi ishlagani sababli hosil bo'ladi. Agar ko'zgu plastinkalarining selektorligi yo'qotilsa lazer spektri deyarli strukturasiz keng yalpi spektrdan iborat bo'ladi. Shisha neodim atomining $^4F_{3/2}$ energetik sathda yashash vaqti $f_{sp}=3\cdot 10^{-4}\text{s}$, generatsiyaning quyi chegarasidagi inversion ko'chirish soni $N^p=9\cdot 10^{15}\text{sm}^{-3}$ ni tashkil qiladi. Shisha lazerining spektral kengligi katta bo'lgani tufayli moddalar sinxronizmi rejimida ishlaydi va qisqa muddatli alohida-alohida impulsli generatsiya nurlanishini (10^{-11} – 10^{-12}s) hosil qiladi. O'sha rejimdagi generatsiya quvvati 10^{13}Vt ni tashkil qiladi.

§ 3.5 Gaz lazerlari

Geliy-Neon, korbanat angidrid va azot lazerlari

Gazlarda energetik sathlarning kengligi qattiq va suyuq jismlardagi aktiv moddalarga nisbatan ancha kichik, chunki energetik sath kengligi gaz zarrachalarining o'zaro to'qnashishiga asoslangandir. Spektral chiziqlarning kengayishi gazlarda sodir bo'ladigan Doppler effekta bilan aniqlanadi. Gaz zarrachalarining yutilish spektri juda tor spektral oraliqqa ega, optik damlovchi lampalarning spektri esa uzlukli va keng. Shunga ko'ra, yorug'likning gazlarda yutilish spektriga mos kelgan energiya qismi juda kichik va optik damlash effektivligi pastdir. Gazlarda inversiya hosil qilish uchun optik damlash deyarli qo'llanilmaydi.

Gaz sistemasida atom va molekullarni uyg'otish va inversion kuchlanganlik hosil qilish uchun elektr razryadi qo'llaniladi. Gazlar orqali elektr toki o'tganda, muhitda erkin elektronlar va ionlar hosil bo'ladi. Gaz razryadida elektr energiyasi zaryadlarning kinetik energiyasiga va zaryadlarning elektr maydonida tezlanish olishiga sarf qilinadi. Odatda gaz atomlarini uyg'otishda ionlarning harakati ahamiyati ega bo'lmasdan, erkin elektronlarning gaz atomlari bilan to'qnashishi muhim ahamiyatga ega. Haqiqatan ham gazlarda

elektronlarning o'rtacha kinetik energiyasi atom ionlarining o'rtacha kinetik energiyasidan birmuncha katta. Elektronlar juda qisqa vaqt ichida Maksvell-Bolsman taqsimotiga ko'ra taqsimlanadi.

Elektr razryadida gaz atomlarining uyg'onishi quyidagi asosiy ikki xil jarayonga asoslangan: 1) elektronning bir komponentli gaz atomlari bilan to'qnashishiga (birinchi jinsli to'qnashish) 2) gazning bir necha tipdagi atomlari va molekulalarning aralashmasidan iborat bo'lgan gaz atomlari o'zaro to'qnashishi natijasida energiyasining rezonansli ravishda biridan ikkinchisiga uzatilishiga (ikkinchi jinsli to'qnash) asoslangan.

Uyg'ongan atomlarning pastki energetik sathlarga o'tishi to'rtta jarayonga asoslangan: 1) uyg'ongan atom elektron bilan to'qnashganda atom o'zining energiyasini elektronga beradi (ikkinchi jinsli to'qnash), 2) atom atom bilan to'qnashganda, 3) atomning gaz solingan trubka (idish) devori bilan to'qnashganda, 4) uyg'ongan gaz atomlari spontan nurlanganda asosiy pastki energetik sathga qaytadi.

Spontan nurlanishdan hosil bo'lgan yorug'lik fotoni gaz razryadi trubkasidan chiqib ulgurmasdan ikkinchi gaz atomi tomonidan rezonans ravishda yutilishi va u yutgan atom uyg'ongan holatga o'tishi mumkin. Bu gazning bosimiga, razryad trubkasining geometriyasiga va kvant o'tishning kesimiga bog'liqdir.

Shunday qilib, gaz atomlarini uyg'otish va pastki energetik sathlarga o'tish relaksatsiyasi tufayli gaz razryadda atomlarning energetik sathlar bo'ylab taqsimlanishining muvozanatsizligi o'atiladi. Gaz atomlarining uyg'onish tezligi bilan pastga o'tish tezligi tenglashadi.

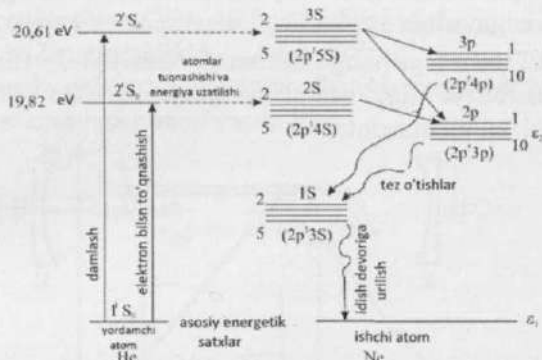
Yuqorida gazlarga xos umumiy xarakteristikani qarab chiqdik. Endi esa gaz lazerlarining turlarini qarab chiqamiz:

- 1) neytral atomlar asosida ishlaydigan gaz lazerlari;
- 2) ionli gaz lazerlari;
- 3) molekulalar gaz lazeri;
- 4) impulsli gaz lazerlari.

Shulardan birinchi, uchinchi va to'rtinchilarini qarab chiqamiz.

Geliy-neon lazeri. Geliy-neon lazeri neytral atomlar asosida ishlaydigan gaz lazerlariga kiradi. Geliy-neon lazeri keng tarqalgan, birinchi marta ishga tushirilgan gaz lazeridir. Geliy-neon lazeri uch xil to'liq uzunligida generatsiya hosil qiladi: $\lambda = 3,39mkm$, $\lambda = 0,633mkm$, $\lambda = 1,15mkm$. Lazer qurilmasi birinchi marta 1961-yilda ishga tushirilgan. Eng keng tarqalgan geliy-neon lazeri qizil rang chiqaruvchi ($\lambda = 0.633mkm$) lazerdir.

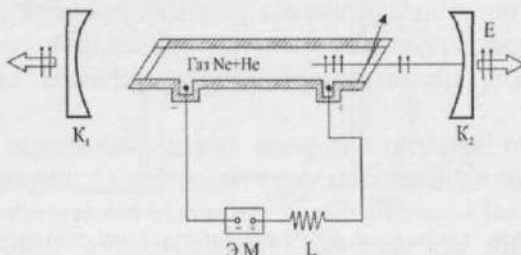
Geliy va neon atomlarining energetik sathlari 3.14-rasmda tasvirlangan.



3.14- rasm. Geliy-neon lazeri nurlanishini hosil qiluvchi He va Ne gaz atomlari ning energetik sathlari

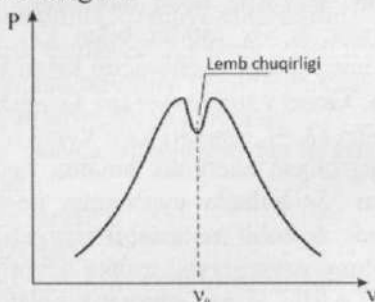
Geliy atomining elektron bilan to'qnashib uyg'onishi neon atomining uyg'onishidan samaraliroq va uyg'ongan geliy atomining metastabil sathlari neon atomlarining energetik sathlariga mos keladi. Geliy atomi bilan neon atomi to'qnashganda rezonansli energiya almashinuvi sodir bo'ladi. Neon atomlarini bevosita uyg'otishdan ko'ra rezonansli uyg'otish ancha samaralidir. Geliy atomining uyg'ongan metastabil energetik sathlari 2^2s , 2^1s neon atomining uyg'ongan energetik $2s$ va $3s$ sathlariga rezonansdir. Bevosita neon atomining uyg'onishi elektron bilan to'qnashib, o'sha $2s$, $3s$ sathlar bilan $2r$, $3r$ sathlar o'rtasida inversion ko'chirish hosil qiladi. Geliy-neon lazeri to'rt energetik sathli aktiv modda kabi. Generatsiya $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 0,633 \text{ mkm}$), $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 3,39 \text{ mkm}$), $2s_2 \rightarrow 2r_4$ ($\lambda = 1,15 \text{ mkm}$) kabi kvant o'tishlarda kuzatiladi. Neon gazining $3s$ uyg'ongan energetik holatda yashash vaqti $f_s = 100 \text{ ns}$ va r holatda $f_r = 10 \text{ ns}$. $3s$ -holatda uyg'ongan neon atomlari ko'proq yashaydi va to'planadi. $1s$ holat metastabil energetik sath bo'lib, uning relaksatsiyasi neon atomi gazorazryad trubka devoriga urilgandan keyin sodir bo'ladi va atom pastki asosiy energetik holatga o'tadi. Rezonator ko'zgularining qaytarish koeffitsientini selektiv o'zgartirib, uch xil to'liqin uzunliklarini navbat bilan generatsiyalash mumkin. Rezonatorga uch qirrali prizma kiritib va uni burib ham generatsiya nurlanish chastotasini o'zgartirish mumkin. 3.15-rasmda geliy-neon lazerining ishlashi va tuzilishi sxemasi ifodalangan. Geliy-neon gazi joylashgan shisha nayning kesimi rezonator o'qiga Byurster burchagi θ_b ostida

oʻrnatiladi va lazer nuri rasm tekisligida toʻla qutblangan monoxromatik yorugʻlik toʻlqinini hosil qiladi. Uy haroratida ($T=300K$) geliy-neon gazi dopplercha kengayishga ega boʻlib, asosan spektral kengligi $\Delta\nu_d=6,3 \cdot 10^{-2} sm^{-1}$ ($\lambda=0,633mkm$) ga teng. Rezonator uzunligi $L=15sm$ boʻlsa, bir aksiallar generatsiya nurlanishini hal qilish mumkin, chunki aksiallar oraligʻi $\Delta\nu_g=1/2L$ bilan aniqlanadi



3.15-rasm. Geliy-neon gaz lazerining sxematik tuzilishi. K_1 va K_2 -rezonator koʻzgusi, E.M- elektr manbai, L-induktivlik, E-qutblangan lazer nuri.

Geliy-neon lazeri nurlanishida barcha gaz lazerlariga xos eng muhim fizik hodisa toʻyinish va „Lemb chuqurligi“ kabilarni kuzatish mumkin. (Keyingi effektni 1964 yilda Lemb nazariy ravishda oldindan aytgan edi.) „Lemb chuqurligi“ lazer nurlanishi quvvatining chastotasiga bogʻliq taqsimotida kuzatiladigan markaziy botiqliqdır. 3.16- rasmda. Lemb chuqurligi“ koʻrsatilgan.



3.16-rasm. Ne-Ne lazer generatsiyasi quvvatining chastota boʻylab taqsimoti va „Lemb chuqurligi“ ning tasviri.

Gaz lazerlaridagi nurlanish spektrining kengligi uchta effekt bilan aniqlanadi:

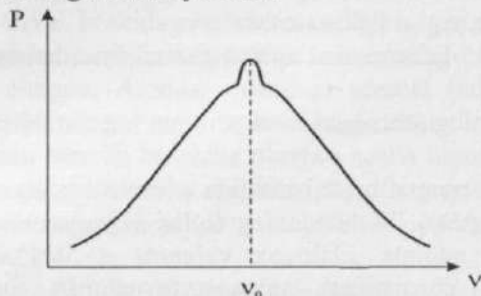
- 1) toʻqnashish geliy-neon lazerlaridagi gaz bosimida toʻqnashish

uncha katta bo'lmagan kengayishga olib keladi. Bosim $R=0,5\text{mm}$ sim.ust. $\Delta\nu_{\text{to'q}}=2\cdot 10^{-5}\text{sm}^{-1}$.

2) tabiiy kenglik $\Delta\nu_i=1/2f=6\cdot 10^{-4}\text{sm}^{-1}$, chunki $f=f_s+f_p$,

3) dopplercha kengayishlik $\Delta\nu_{\text{dop}}=6,3\cdot 10^{-2}\text{sm}^{-1}$.

Demak, Lemb chuqurligi spektral chiziqlarning tabiiy kengligini aniqlashga va o'lchashga imkon yaratadi.



3.17-rasm. Ne-Ne lazerning quvvati chastota bo'ylab taqsimoti va "Lemb" cho'qqisining paydo bo'lishi rezonatorga keltirilgan metan gazi sababli paydo bo'lishi.

"Lemb chuqurligi" geliy-neon lazari generatsiya chastotasining nisbiy turg'unligini 10^{-9} aniqlik bilan ta'minlaydi. Lazer nurlanish chastotasining turg'unligini ta'minlashning yana mukammal usuli "Lemb chuqurligiga" o'xshash bo'lib, rezonatorga qo'shimcha gaz (alohida idishda) kiritiladi. U metan gazi bo'lib elektr zaryadiga uchramaydi. Rezonatorga kiritilgan qo'shimcha metan gazning yutish spektri He-Ne lazari nurlanish spektral chizig'iga mos keladi. Generatsiya boshida alohida idishdagi gaz lazer nurini yutadi va yuqori uyg'ongan energetik sathda atomlar soni ko'paya boradi. Lazer nurlanishi markaziy chastotaga teng bo'lganda kuchayish konturida chuqurlik hosil bo'ladi va qo'shimcha gazning uyg'ongan atomlari hisobiga lazer nurlanishining markaziy chastotasida chuqurlik o'mida ko'tarilgan cho'qqi hosil bo'ladi. 3.17-rasmda lazer nurlanish quvvatining chastotaga bog'liqlik o'zgarishi tasvirlangan. Cho'qqi "Lemb chuqurligi" ning teskarisidir. Shu usul lazer nurlanishi chastotasining nisbiy turg'unligini 10^{-12} – 10^{-13} aniqlik bilan ta'minlaydi. Cho'qqi juda tor va aniqlik darajasi juda yuqoridir. Shu xil lazer nurlanishi chastotasining turg'unligini ta'minlash metrologiyada va lazer spektroskopiyasida qo'llaniladi.

CO₂ lazari – molekullari lazerlar turkumiga kiradi. CO₂ lazerining

nurlanishi molekulaning pastki asosiy elektron energetik sathga tegishli tebranish – aylanish energetik sathlari orasidagi kvant o'tishga asoslangan. Tebranish energetik sathlari orasidagi o'tishning energiyalari katta emas, o'sha energiyalarga tegishli nurning to'liq uzunligi o'rtacha va uzoq infraqizil nurlanishi ($5+300\text{mkm}$) atrofida joylashgan. Molekulalarning to'la ichki energiyasi uch xil energiyalarning yig'indisidan tashkil topgan:

1) yadro atrofida harakat qilayotgan elektronlarning energiyasidan ΔE_e ;

2) yadrolarning tebranma harakati bilan bog'liq tebranish energiyasidan $\Delta E(v)$;

3) molekulaning o'z o'qi atrofida aylanishiga asoslangan aylanma energiyasidan $\Delta E(j)$. Molekulaning to'liq energiyasini yozish mumkin. bunda

$$E = \Delta E_e + \Delta E(v) + \Delta E(j), \quad (3.26)$$

$\Delta E_e > \Delta E(v) > \Delta E(j)$ munosabat o'rinli.

CO_2 – molekula chiziqli va simmetriik molekuladir. Elektronning energetik holati ko'rsatilmagan barcha holatlarda energetik sathlar va ular orasidagi kvant o'tishlar asosiy pastki elektron holatga tegishli va molekulaning elektron energiyasi nolga teng ($\Delta E_e = 0$) deb qarash kerak. Kvant o'tishining chastotasi tebranma – aylanish o'tishi bilan belgilanadi. Kvant o'tish birdan-bir elektron holatidagi tebranish aylanish – energetik sathlar oralig'ida kuzatilib, o'tish j va v kvant sonlarining qiymatlari farqi bilan aniqlanadi. Tebranish-aylanish kvant o'tish $\Delta v = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$ qoidasiga amal qiladi (juft sonli elektronlar uchun $\Delta j = 0$ o'tish taqiqlangan).

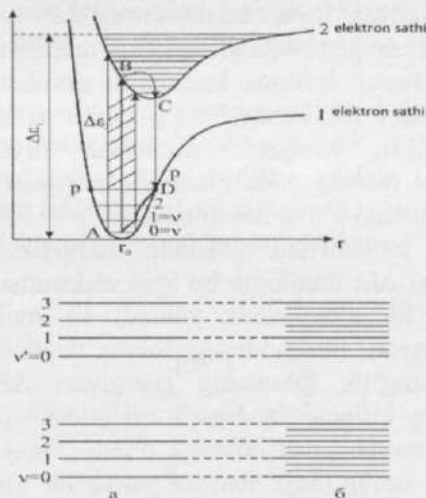
Birdan-bir elektron va tebranish energetik sathlariga tegishli aylanish energetik sathlar orasidagi toza o'tish j kvant sonining qiymati bilan belgilanadi. Ustki aylanish energetik $(j+1)$ sathdan pastki aylanish energetik (j) sathga o'tish $R(j)$ orqali belgilanadi va $R(j)$ spektrning shaxobchasi (vitvi) deb ataladi.

Yuqorigi tebranish energetik sathining aylanish energetik j sathidan pastki tebranish sathiga tegishli aylanish energetik j sathiga o'tish $Q(j)$ shaxobcha deb belgilanadi. $Q(j)$ – shaxobcha uchun o'tish $\Delta j = 0$ qoidasiga amal qiladi. $P(j)$ – shaxobcha. Yuqoridagi tebranish energetik sathining aylanish energetik $(j-1)$ sathidan pastki tebranish sathining aylanish energetik j sathiga o'tishi $P(j)$ deb belgilanadi.

Demak, R , Q va P – shaxobchalar to'plami tebranish holatlari bilan bog'langan bo'lib, tebranma-aylanish yo'lli spektrlarni hosil qiladi.

O'sha to'plam $v_{yuq} - v_{past}$) deb belgilanadi.

Yuqoridagi energetik kvant o'tishlarni oydinroq tushunish uchun molekulani ikki atomli deb qaraymiz. Atomlar bir-biridan cheksiz uzoqlikda ($r \rightarrow \infty$) yoki uzoq masofada joylashgan bo'lsa, energetik sathlar yakka atomlarning energetik sathlaridan iborat bo'ladi. Atomlar yaqinlashishi bilan atomlarning o'zaro tortishish ta'siri tufayli energetik sathlar siljiydi. Avval boshida atomlar orasidagi masofa katta bo'lgan edi, endi esa atomlar yaqinlashish tufayli atomlarning bir-birini tortish kuchi ro'yobga chiqadi. Atomlar orasidagi masofa juda ham kichik bo'lganda esa atomlarning o'zaro itarilishi kuchi ustun keladi. Potensial (ichki) energiyadan masofa bo'yicha olingan hosila atomlarning o'zaro ta'sir kuchini ifodalaydi. Atomlar orasidagi masofa r_0 -ga teng bo'lganda atomlarning o'zaro ta'sirini belgilovchi potensial energiyasi minimal qiymatga ega bo'ladi. r_0 shunday masofaki, atomlar shu masofani egallashga intiladi. Atomlar r_0 masofani egallaganda molekula hosil qiladi. 3.18-rasmda atomlarning molekula hosil qilish potensial chuqurligi va energetik sathlari ko'rsatilgan.



3.18- rasm. Ikki atomli molekulaning potensial chuqurligi va energetik sathlari. a) Tebranish energetik sathlari. b) Tebranma-aylanish energetik sathlari.

Atomlar r_0 masofada muvozanatda bo'lib, undan chetlanganda tebrana boshlaydi. Bir atom ikkinchi atom potensialida joylashgan bo'lib, r_0 masofadan chetlashganda molekula tebranish erkinligiga ega. Molekulaning erkin tebranishini botiq sferik sirtga tashlangan

sharchaning tebranishiga o'xshatish mumkin. Molekulaning tebranishi (bir atomning ikkinchi atomga nisbatan tebranishi) garmonik ossillyatorning tebranishiga o'xshash. Molekulaning ichki potensial energiyasi bir necha egri chiziq bilan ifodalanadi. Molekulaning tebranish energetik sathlari $\nu=0,1,3,\dots$ va hokazo belgilanadi. Tebranish energetik sathlari bir-biriga teng masofada joylashadi va energetik oraliqlar $h\nu_\nu$ – ga teng. Shuni aytish lozimki, $\nu=0$ energiyaning minimal qiymati ustiga tushmaydi va u energiyaning minimal qiymatidan birmuncha yuqori joylashadi. Birinchi egrilik asosiy elektron-tebranish energetik sath deb ataladi. Molekula uyg'ongandagi potensial egrilik chuqurligi va chuqurlikning minimumi qiymati birinchi potensial egrilikka nisbatan o'ng tomonga siljiydi.

Yuqorida joylashgan ikkinchi egrilik uyg'ongan elektron-tebranish energetik sathdir. Molekulaning tebranishi atomlar orasidagi masofaning o'zgarishi bilan xarakterlanadi. Molekuladagi atomlarning katta amplitudali tebranishi potensial egrilikning (chuqurligining) parabolik shaklini o'zgartirmasdan qoldirmaydi va potensial chuqurlik shakli o'zgaradi. Bu degan so'z, tebranish sathlari yuqori pog'onalarga ko'tarilishi bilan energetik sathlar orasidagi masofa qisqarib va tebranish energetik sathlarining boshida kuzatilgan ekvidistantlik saqlanmaydi. Shuni ham uqtirib o'tish lozimki, ko'p atomli molekulalar uchun 3.18-rasmda keltirilgan energetik sxemadan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Shu rasmda molekulaning elektron-tebranish va aylanish energetik sathlari ham o'z ifodasini topgan.

3.18-rasmda ko'rsatilgan molekula energetik sathlarini uyg'otish uchun energiyasi ΔE_1 dan katta bo'lgan elektromagnit yorug'lik ta'sir qilsa, u yorug'lik molekulada yutiladi va molekula parchalanadi (dissotsiatsiyalanadi). Shu hodisaga fotoliz deyiladi. Agar molekulaga tushayotgan yorug'lik fotonining energiyasi ΔE_1 ga teng bo'lsa, molekula asosiy-birinchi energetik holatdan uyg'ongan ikkinchi energetik elektron-tebranish holatiga o'tadi. Frank-Kondon prinsipiga ko'ra, yadrolar oralig'idagi masofa yorug'lik yutilganda ham yoki molekula yorug'likni chiqarganda ham o'zgarmaydi. O'sha prinsipga ko'ra energetik o'tishlar keng va tik chiziqli strelka bilan ifodalanadi. Molekulaning uyg'onishi asosiy energetik ($\nu=0$) holatdan yuqorigi energetik holatga o'tishi keng va tik strelka chizig'i bo'ylab bajariladi. Molekula uyg'ongan (V) tebranish holatda bo'ladi. O'sha uyg'ongan molekula juda tezda relaksatsiyalanib pastki (S) tebranish energetik sathiga tushadi. Molekula spontan ravishda (S) sathdan pastki birinchi –

elektron-tebranish asosiy energetik (D) sathga tushadi va nurlanadi. Oxiri tezda (juda qisqa vaqt oralig'ida) molekula (A) sathga o'tadi. 3.18-rasmdan lyuminessensiya nurlanishining to'liq uzunligi molekula tomonidan yutilgan yorug'likning to'liq uzunligidan katta ekanligi (Stoks qonuni bajarilganligi) aniq bo'ldi. Ikkita tebranish energetik sathlar ($v=0$, $v=3$) o'tishdan hosil bo'lgan yorug'lik faqat bitta v_0 chastotani hosil qilsa, o'sha tebranish o'tishlarning aylanish energetik o'tishlarini hisobga olsak qator tarmoqli spektrlar (E -, R -, Q - shaxobchalar) hosil bo'ladi.

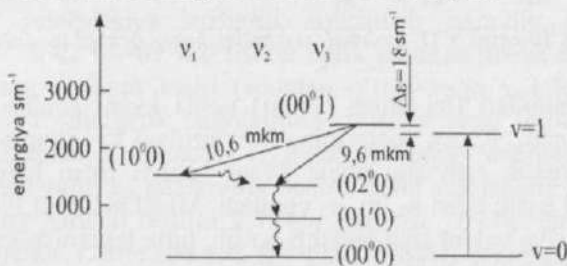
Shunday qilib, molekulaning uch xil turdagi energetik o'tishlari mavjud, bu o'tishlar lazer nurlanishini hosil qiladi:

-elektron-tebranish o'tish (ikkita elektron sathlar oralig'ida sodir bo'ladigan o'tish, bu xil o'tishning nurlanishi ultrabinafsha sohasida joylashgan);

-tebranma - aylanish kvant o'tish (bitta elektron energetik sathga tegishli ikkita tebranish sathlari oralig'idagi o'tish, bu xil o'tishning nurlanishi infraqizil nurlanish sohasida joylashgan);

-aylanish o'tish (bitta tebranishga tegishli ikkita aylanish energetik sathlari oralig'idagi o'tish va uning nurlanishi uzoq infraqizil sohada joylashgan).

CO_2 molekulasi tebranish-aylanish o'tishi diqqatga sazovordir. CO_2 - lazeri aynan tebranish-aylanish energetik o'tish nurlanishiga asoslangan. CO_2 -lazerining aktiv moddasi sifatida CO_2 , N_2 va Ne gazlarning aralashmasi ishlatiladi. 3.19-rasmda CO_2 N_2 molekularining soddalashgan tebranish energetik sathlari ko'rsatilgan.



3.19- rasm. CO_2 va N_2 molekularining asosiy elektron energetik sathidagi tebranish energetik sathlari sxemasi.

Lazer nurlanishi ikkita tebranish energetik sathlari oralig'idagi o'tishda kuzatiladi. Azot molekulasi ikkiga eng pastdagi tebranish energetik sathlari ($v=0$, $v=1$) ko'rsatilgan. Molekula tebranishi bir azot

atomining ikkinchi azot atomiga nisbatan tebranishiga asoslangan va tebranish chastotasi $\nu_0=2326\text{sm}^{-1}$ ($6,97\cdot 10^{13}\text{Hz}$). Kvant mexanikasi qonunlariga ko'ra tebranish energetik sathlari kvantlangan va molekulaning tebranish energiyasi faqat $h\nu_0(\nu+1/2)$ qiymatlarni qabul qiladi.

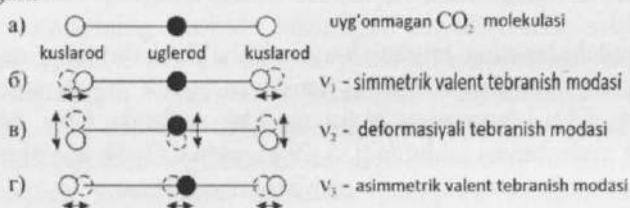
CO_2 molekulasi energetik sathlari azot molekulasi energetik sathlariga nisbatan ancha murakkab, chunki karbonat anhidrid gazi uch atomli molekula. CO_2 molekulasi uchta ichki tebranish turlari (uchta normallari) mavjud:

1) simmetrik valent tebranish turi (atomlarning yadrolarini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab simmetrik tebranadi, simmetrik valent si);

2) deformasiya tebranish turi (yadrolarni birlashtiruvchi chiziqqa perpendikulyar ravishda tebranadi va buklanadi, bukilish si);

3) nosimmetrik valent tebranish (yadrolarni birlashtiruvchi o'q bo'ylab atomlarning nosimmetrik tebranishi, nosimmetrik).

CO_2 molekulasining tebranishining uch xil turdagi modalari 3.20-rasmda ko'rsatilgan.



3.20-rasm. CO_2 molekulasining tebranishining uch xil modalari

Molekulaninglari (tebranish turlari) uchta kvant sonlari n_1, n_2, n_3 bilan ifodalanadi. Kvant sonlarining har biridagi kvantlar soniga teng. Har bir energetik sath shu uchta kvant sonlari bilan belgilanadi va ketma-ketligi tartib bilan n_1, n_2, n_3 yoziladi. Misol uchun $0,1^0$ energetik sath deformasiya valent siga tegishli bo'lib, bitta tebranish kvantiga ega bo'ladi. Bu tebranish ko'ndalang bo'lib, u eng past qiymatli energetik sathga tugri keladi. Chunki ko'ndalang tebranishning elastiklik konstantasi eng kichikdir. Lazer nurlanishi $00^01 \rightarrow 10^00$ ($\lambda=10,6\text{mkm}$) va $00^01 \rightarrow 02^00$ ($\lambda=9,6\text{mkm}$) energetik o'tishlarda kuzatiladi. Nurlanish ikkita spektral chiziqlar seriyalaridan iborat bo'lib, markazlari $\lambda=0,6\text{mkm}$, $\lambda=9,6\text{mkm}$ joylashgandir.

CO_2 molekulasi umumiy energiyasi uchta normal tebranish

energiyalarining yig'indisidan iborat:

$$E(v_1, v_2, v_3) = hv_1(v_1+1/2) + hv_2(v_2+1/2) + hv_3(v_3+1/2). \quad (3.27)$$

CO₂ molekulasini samarali ravishda 00°1 energetik kuchirish (inversiya hosil qilish) quyidagi ikkita jarayon hisobiga amalga oshiriladi:

1) elektron bilan to'qnashish. CO₂ elektron bilan bevosita to'qnashib, ya'ni $E + SO_2(00^{\circ}0) \rightarrow e + SO_2(00^{\circ}1)$ uyg'ongan holatga o'tadi. CO₂ molekulasining elektron bilan to'qnashish kesimi (00°1 holat hosil qilishi) juda katta. CO₂ elektron bilan to'qnashib 00°1 energetik holatga o'tishning boshqa 10°0, 02°0 kabi energetik holatlarga nisbatan o'tishning afzalligi bor. Bu afzallik 00°1 → 00°0 o'tishning optik jihatdan ruxsat etilganligi va 00°0 → 10°0 o'tishning esa taqiqlanishi bilan tushuntiriladi;

2) Rezonansli ravishda N₂ uyg'ongan azot molekulasidan CO₂ molekulasiga energiya uzatish CO₂ gazida inversion kuchganlikni oshiradi. 3.19-rasmdan N₂ molekulasining yuqori uyg'ongan energetik sathi CO₂ molekulaning 00°1 energetik sathidan $\Delta E = 18 \text{ sm}^{-1}$ ga farq qilishi ko'rinib turibdi. Lekin bu farq kichik bo'lgani uchun molekulalarning o'zaro energiya almashishi samarali ravishda amalga oshiriladi. N₂ molekulasini elektron bilan to'qnashib asosiy energetik ($v=0$) sathdan uyg'ongan yuqori ($v=1$) sathga o'tishi elektrorazryad yordamida juda samarali bo'ladi. Uyg'ongan azot molekulasini energiyasini faqat to'qnashganda CO₂ ga beradi xalos.

Lazer nurlanishini hosil qiluvchi yuqori va pastki energetik sathlarning relaksatsiya tezligini solishtirib qaraylik 00°1 → 10°0, 00°1 → 02°0 va 02°0 → 01°0 o'tishlar optik jihatdan ruxsat etilgan bo'lsa ham, ularning yashash vaqti (spontan o'tish vaqti τ_{sp}) juda kattadir. Shunga ko'ra energetik sathlarning relaksatsiyasi molekulalarning to'qnashishi bilan aniqlanadi. Uyg'ongan yuqori energetik sathlarda spontan o'tish vaqti τ_{cp} gazlarning bosimi bilan aniqlanadi. Misol uchun CO₂ gazining partial bosimi 1,55 mm sim. ust., H₂ uchun 1,5 mm sim. ust. va He uchun 12 mm sim. ust. bo'lganda yuqori energetik sathda CO₂ molekulasining yashash vaqti $\tau_{sp} = 0,4 \text{ ms}$. Pastki energetik sathlarning relaksatsiyasi esa, ya'ni 10°0 → 02°0, 10°0 → 01°0 va 02°0 → 01°0 juda tez o'tish bo'lib (spontan o'tish vaqti 1 mks dan ham kichik). Haqiqatan ham 10°0 → 02°0 o'tishning energetik oralig'i kT dan kichik va o'tish tez bo'ladi. 10°0 → 01°0 va 02°0 → 01°0 kabi ikkita o'tishlar uyg'onmagan va asosiy pastki energetik sathda joylashgan CO₂ molekula bilan

to'qnashi tufayli bajariladi:

$$\left. \begin{aligned} &CO_2(10^0) + CO_2(00^0) + CO_2(01^0) + CO_2(01^0) + \Delta\varepsilon \\ &CO_2(02^0) + CO_2(00^0) + CO_2(01^0) + CO_2(01^0) + \Delta\varepsilon \end{aligned} \right\} \quad (3.28)$$

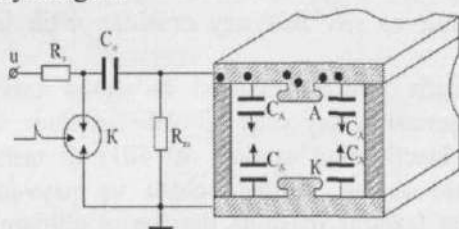
Shu ikkita o'tishlarning ehtimoliyatlari juda yuqoridir, chunki energetik oraliqlar kT energiyadan ancha kichikdir. Juda qisqa vaqt ichida uchta 10^0 , 02^0 va 01^0 sathlarning energetik ko'chganliklari issiqlik tufayli o'zaro muvozanatlikka erishadi. O'sha energetik sathlardan asosiy energetik (00^0) sathga o'tish tezligi kichik bo'lsa, o'sha sathlarda CO_2 molekularining to'plamini hosil qilib, ishchi energetik sathlarda inversiya hosil qilishini qiyinlashtirib quyadi. 10^0 , 02^0 va 01^0 energetik sathlarning yashash vaqti (τ_{sp}) geliy atomlarining ishtiroki bilan aniqlanadi. Geliy gazining bosimini bilgan holda o'sha energetik sathlarning yashash vaqti (τ_{sp}) quyidagi formula yordamida baholanadi:

$$\frac{1}{\tau_{en}} = \sum q_i P_i, \quad (3.29)$$

bu yerda R_i – geliy gazining bosimi, q_i – gazorazryad paytida geliy gazining harakteristikasini ifodalovchi do imiylik va uning qiymati juda kattadir. Geliy atomi CO_2 molekulasini bilan to'qnashib 10^0 , 01^0 , 02^0 energetik sathlarda yashash vaqtini $20mks$ gacha qisqartirib, molekulaning asosiy (00^0) sathga tushiradi. Toza holdagi CO_2 molekulasining yuqorigi uyg'ongan ishchi energetik sathdagi yashash vaqti pastki energetik sathdagi yashash vaqtidan kichikdir. U holda toza CO_2 gazidan tashkil topgan va uzluksiz ishlaydigan lazerni yaratish qiyin bo'ladi degan xulosa kelib chiqadi. Lekin birinchi uzluksiz ishlaydigan lazer toza CO_2 gazida kuzatilgan edi. Chunki gazorazryad paytida CO molekulasini hosil bo'ladi va u molekula CO_2 molekulasiga tegishli pastki energetik sathlarning relaksatsiyasini tezlashtiradi.

CO_2 – lazerlari impulsli va uzluksiz rejimda ishlaydi. Impulsli rejimda ishlaydigan CO_2 lazeri TEA lazeri deb ataladi. TEA inglizcha so'zlarning bosh harflaridan tashkil topgan bo'lib, atmosfera bosimidagi gazlarning ko'ndalang uyg'otilish lazeri demakdir. TEA — lazerida gazorazryad rezonator o'qiga perpendikulyar yo'nalishda sodir bo'ladi, ya'ni CO_2 molekularini uyg'otish lazer nurining tarqalish yo'nalishiga perpendikulyardir. SHu xildagi lazerlar impulsli rejimda ishlaydi. TEA rejimda ishlaydigan lazerning impulsi $1-20mks$ davom etib, energiyasi $5-10kJ$ ga etadi. 3.21-rasmda TEA CO_2 – lazerining elektr sxemasi ko'rsatilgan.

Lazer kamerasi shisha plastinalarni elimlab yoki organik shishadan yasaladi. Lazer kamerasida CO_2 , N_2 va He gazlarning aralashmasi $5 \div 10$ atmosferagacha kameraga beriladi. Lazer kamerasining ikki tomonida elektrodlar o'rnatilgan, elektrodning uzunligi 60sm , kengligi 25mm va elektrodlar orasidagi masofa 25mm . Anod va katod elektrodlariga parallel ravishda har birining ikki tomoniga qator qilib 20 ta dan S_1 kondensatorlar joylashgan.



3.21-rasm. CO_2 lazerining sxematik tuzilishi. Shu tuzilishi va impuls rejimda ishlashni ta'minlaydi.

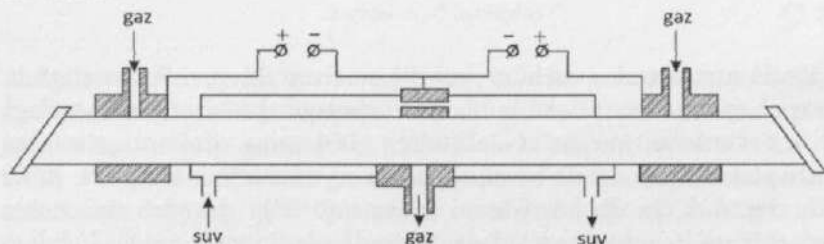
Kondensatorlarning uchlari yo'nilgan va o'tkir uchlari oralig'ida elektr chaqmoqchalari hosil bo'ladi. Chaqmoqchalar lazer kamerasidagi gaz aralashmasini qisman ionlashtiradi. Gazlarning qisman ionlashishi asosiy elektrodlar orasida bir jinsli gazorazryadni ta'minlaydi. Bir jinsli gazorazryad CO_2 molekullarini rezonator o'qi bo'ylab bir tekis uyg'otadi, ya'ni inversion ko'chganlik hosil qiladi.

3.21-rasmdan ma'lumki, yuqori U kuchlanishli elektr manbai R qarshilik orqali kondensatorni zaryadlaydi. Kondensatr S_n tegishli kuchlanishgacha zaryadlagandan keyin K razryadlovchiga tashqi generatoridan elektr impulsi beriladi. Elektr impulsi qisqa muddatli bo'lib, (K) razryadlovchidagi gazni ionlashtiradi va (S_n) kondensatorni zaryadsizlantiradi. S_n kondensatordagi to'plangan elektr energiyasi S_n kondensatorga va asosiy elektrodlariga uzatiladi. Avval S_1 kondensatorlarning uchlaridan uchqunlar chiqadi va shundan keyin tezda asosiy elektrodlar oralig'ida razryad boshlanadi. Kuchli elektrorazryad CO_2 va N_2 gazlarini uyg'otadi va samarali inversion kuchirish hosil qiladi. Lazer kamerasining o'qi bo'ylab majburiy nurlanish boshlanadi va ko'zgulardan bir necha yuzlab qaytib, kuchayib lazer nurlanishi ko'zgularning biri orqali tashqariga chiqadi. TEA lazeri katta bosim ostida ishlagani uchun generatsiya keng spektrli bo'ladi. Keng spektrli CO_2 lazeri nurlanishini dispressiyali rezonatordan foydalanib sillik ravishda to'liq uzunligini (chastotasini) o'zgartirish va

spektral kengligini toraytirish mumkin. TEA lazeridalar sinxronizmini hosil qilish va generatsiya nurlanish muddatini qisqartirish mumkin.

Uzluksiz ishlaydigan CO₂ lazerining sxematik ko'rinishi 3.22-rasmda keltirilgan. CO₂, N₂, He gaz aralashmasi joylashgan shisha nayi lazer kamerasi vazifasini o'taydi, Shu tipdagi lazer kamerasida gazorazryad nay o'qi bo'ylab sodir bo'ladi. O'sha razryad tufayli issiqlik ajralib chiqadi va nay qiziydi. Nayni sovutish uchun diametri katta bo'lgan shisha nay kiritiladi va suv ikki nay orasidan o'tib lazer kamerasini sovutadi.

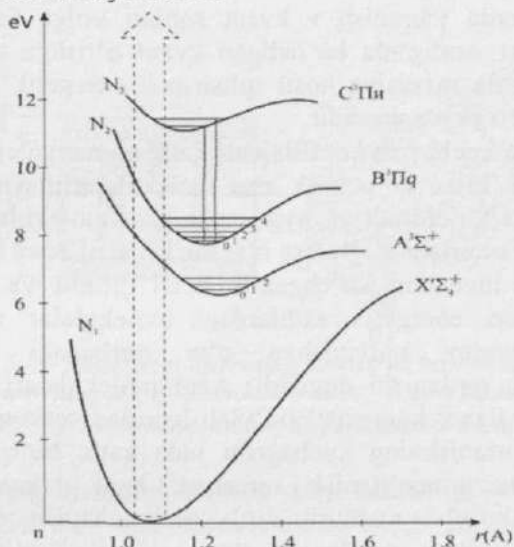
Lazer kamerasida gaz aralashmasi bo'ylama razryad yordamida uyg'onadi va generatsiya nay o'qi bo'ylab tarqaladi. Bu xil uzluksiz ishlaydigan CO₂ lazerlarning quvvati 40–50Vt ni tashkil qiladi. CO₂ lazerlari metallarni kesish, tirqish ochish va payvandlash ishlarida qo'llaniladi. O'sha lazerlar mashina detallarini chidamli qilishda ham ishlatiladi.



3.22-rasm. CO₂ lazerining uzluksiz rejimda ishlash sxemasi.

Azot lazeri. Azot lazeri gaz molekulari lazerlari turkumiga kiradi, Azot molekulasining elektron – tebranish energetik sathlari sxemasi 3.23- rasmda keltirilgan. Azot molekulasining uyg'ongan elektron-tebranish S^3P_i ($v=0$) sathdan pastki energetik elektron-tebranish V^3P_d ($v=0$) sathga o'tishda ($S^3P_i - V^3P_d$) ultrabinafsha ($\lambda=337,1nm$) yorug'lik nuri paydo bo'ladi va u lazer nurlanishini hosil qiladi. Uyg'ongan azot molekulasi S^3P_i energetik sathda 38 nanosekund va pastki V^3P_d energetik sathda esa 8 mikrosekund yashaydi. Azot molekulasining yuqori uyg'ongan energetik sathda yashash muddati pastki energetik sathda yashash muddatidan qariyb 100 marta kam. Molekulaning bu xususiyati pastki V^3P_d energetik sathda ko'pchilik azot molekularining soni to'planib qolishiga sabab bo'ladi. O'sha V^3P_d energetik sathda joylashgan molekular sonining oshishi azot gazida inversiya kuchganlikni tezda chegaralab qo'yadi. inversiya hosil qilib bo'lmaydi

va shunga ko'ra azot lazeri uzluksiz rejimda ishlay olmaydi, faqat impulsli rejimda ishlaydi xalos.



3.23- rasm. Azot molekulasining energetik sathlari diagrammamsi Punktir chiziq bilan chegaralangan vertikal strelka damlashni va uzluksiz kalta strelkalar lazer o'tishni ifodalaydi.

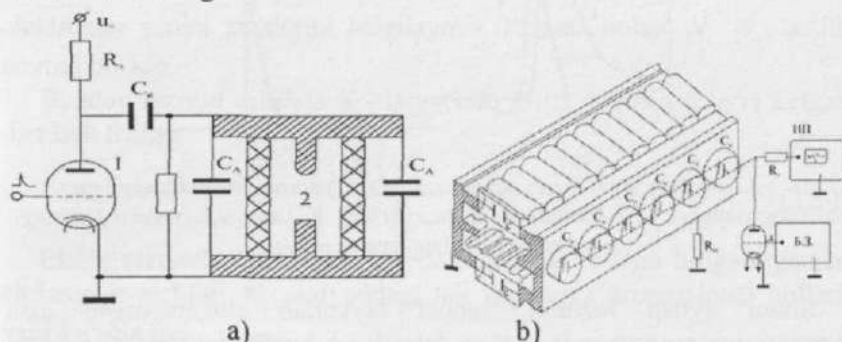
O'sha sababli azot lazeriga o'z-o'zidan chegaralangan energetik o'tishli aktiv modda asosida ishlaydigan lazer ham deyiladi. Azot gazida uzluksiz Azot gazida inversion ko'chganlikni hosil qilish uch energetik sathli aktiv modda kabi bo'lib, impulsli elektrik damlash usuli bilan amalga oshiriladi. Impulsli energetik damlash muddati 38 nanosekunddan kichik bo'lishi talab qilinadi. Impulsli elektrik damlash qancha qisqa muddatli bo'lsa, azot molekulalarida o'shancha samarali ravishda inversion ko'chganlikni hosil qilish boshlanadi. Azot gazida inversion ko'chganlikni hosil qilishda impulsli gazorazryaddan foydalaniladi. Katta kuchlanishli elektr toki azot gazi orqali o'tkazilganda tok kuchining o'zgarish tezligi di/dt katta qiymatga erishadi. Razryad davomida azot molekulalari elektron bilan to'qnashib, asosiy $X^1\Sigma_g^+$ elektron - tebranish energetik sathdan (Frank -Konden prinsipiga asosan) uyg'ongan S^3P_i elektron-tebranish sathga kuchiriladi. Azot molekulasining C^3P_i sathga o'tish ehtimoli V^3P_d sathga o'tish ehtimolidan ancha kattadir. Hozirgi kunda C^3P_i va B^3P_d energetik sathlarda inversiya hosil qilish mexanizmi aniq o'rgatilgan. C^3P_i va B^3P_d

energetik sathlarga ikkinchi musbat sistema deyiladi. Pastdan yuqoriga yoʻnalgan uzun strelka elektrik damlashni ifodalaydi. Yuqoridagi enargetik sathlarda tebranish ν kvant sonlari nolga teng boʻlgan energetik sathlar oraligʻida boʻladigan kvant oʻtishga mos keladi. Azot molekulasida inversiya hosil qilish uch energetik sathli aktiv moddalar sxemasiga oʻxshashdir.

Azot lazerida kuchayish koeffitsienti katta qiymatga ega. Impulsli damlash osonlik bilan koʻpchilik azot molekulalarini yuqorigi C_3P_1 energetik sathga koʻchiradi va uygʻongan azot molekulalari deyarli qisqa vaqt ichida nurlanadi. Bu esa oʻta nurlanishni hosil qiladi. Agar moddada katta inversion koʻchganlik hosil qilinsa va juda qisqa muddatda yuqori energetik sathlardagi molekulalar rezonatorsiz nuranishsa, bunday nurlanishga oʻta nurlanishi yoki oʻta lyuminessensiya nurlanishi deyiladi. Azot molekulalari joylashgan lazer kyuvetasi (lazer kamerasi) boʻylab lyuminessensiya nurlanishi va majburiy nurlanishning kuchayishi juda katta boʻlgani sababli optik rezonatorning qoʻllanish zaruriyati ham qolmaydi. Lazer kyuvetasi oʻqi boʻylab majburiy nurlanish kuchayishi 60 db/m ga teng. Bu kuchayishni quyidagicha tasavvur qilish mumkin: azot molekulasi yuqori energetik sathda juda kam vaqt yashagani uchun barcha uygʻongan molekulalar deyarli bir vaqtda yuqori sathdan pastki sathga oʻtadi. Oʻsha pastki oraliq energetik sathda molekula uzoq saqlanib qoladi va u molekulani qayta uygʻotish jarayonini qiyinlashtiradi. Azot molekulasining qayta uygʻonishi uchun u asosiy $X^1\Sigma_g^+$ elektron-tebranish sathda joylashgan boʻlishi zarur. Shunga koʻra elektrik damlash juda qisqa muddatli impuls boʻlib, bir yoʻla azot gazining koʻpchilik qismini uygʻota oladi. Shu talablarga koʻra azot lazeri rezonatorsiz ham ishlay oladi, lekin yakka koʻzgu qoʻllaniladi, u koʻzgu lazer kamerasidan qarama-qarshi tomonga tarqalayotgan nurlanishni bir tomonga yoʻnaltirish vazifasini bajaradi xalos.

Shuni aytish lozimki, koʻpchilik azot lazerlari ishlagan vaqtda, lazer kamerasida azot gazi oqib oʻtib turadi. Azot gazining oqim tezligi 3-4l/min ga teng. Shu xil tezlik azot gazini kamerada yangilaydi, bu esa azot gazida yangidan inversion koʻchirishni hosil qilishga imkoniyat yaratadi. Lazer kamerasida gaz bosimi 30-60mm sim. ustuniga teng boʻladi.

Azot lazerining tuzilishi va ishlashi sxematik ravishda 3.24-rasmda ko'rsatilgan.



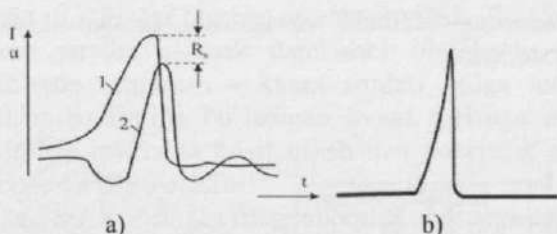
3.24- rasm. Azot lazerining ishlash va tuzilish sxemasi.

a)-tiratron lampasi, b)-lazer kamerasi, U_1 -yuqori kuchlanishli elektr manbai, S_n -yig'uvchi kondensator, S_l -keskinlashtiruvchi kondensator

Kameraning uzunligi 80-100 sm, balandligi 4 sm, devorlari qalinligi 0,56 sm, elektrodleri oralig'i 3,6 sm, elektrodlarining qalinligi 0,4 sm. Kameraning ikki qarama-qarshi tomonlariga kvarts plastinasi bilan berkitilgan va o'sha plastinalarning biri orqali lazer nuri tashqariga tarqaladi.

Azot lazeri quyidagicha ishlaydi: 3.24-rasmda yuqori kuchlanishli elektr manbai R_3 qarshilik yordamida S_n kondensatorni zaryadlaydi. Tashqi generatordan tiratron lampasining turiga impuls beriladi va tiratron ochiladi. Tiratron ochilishi bilan S_n kondensaterda to'plangan elektr energiya S_l kondensatorga uzatiladi va kondensator zaryadlanadi. S_l kondensator lazer kamerasidagi asosiy elektrodلarga parallel joylashgan. S_l kondensator zaryadlanib bo'lish bilan ikki elektrod oralig'ida, lazer kamerasida, elektr zaryadi boshlanadi. O'sha vaqtda ikki elektrod orasida katta kuchlanishli impulsli elektr razryadi paydo bo'ladi. Kuchlanishning o'sishi juda tez (vertikal) tik ravishda ko'tarilib juda qisqa muddatli bo'ladi. Razryad toki ham juda qisqa muddatli 15÷20 nanosekund davom etadi. 3.25-rasmda razryad toki kuchlanishining va generatsiya kinetikasining grafigi ko'rsatilgan.

Ana shunday qisqa muddatli razryad lazer kamerasida elektron haroratini oshiradi va azot gazi molekularlarini samarali ravishda uyg'otadi. O'sha sharoitda lazer kamerasidan azot lazeri nurlanishi chiqadi va generatsiya nurlanishi 5÷10 nanosekund davom etadi.



3.25- *rasm. Azot lazeri kamerasidagi razryat toki va kuchlanishining ossillogrammasi: a) 1- kuchlanish, 2- razryat toki, R_k -kameradagi elektr tokining qarshiligi, b) Azot lazeri impulsi.*

Shuni aytish lozimki, sanoat tayyorlab chiqarayotgan azot lazerlarining quvvati juda past va foydali ish koeffitsienti 0,001 0,01 % ni tashkil etadi. Nazariy jihatdan azot lazerining FIK 16% ni tashkil etadi. Ayrim mualliflar tajriba yo‘li bilan mitti azot lazerlarida FIK ni 1% etkazishgan. Azot lazeri bo‘yoq lazerlarini ishga tushirishda samarali damlash manbai sifatida o‘z o‘mini mustahkam egallab turibdi.

Bu paragrafda bayon qilingan azot lazeri quvvati 1Mega-vatt bo‘lib, FIK esa 0,1% ni tashkil etadi.

§ 3.6 Ionli lazerlar.

Argon lazeri. Metal bug‘li lazerlar

Ionli gaz lazerlarida damlash, elektr razryadi davomida elektronlarni ketma-ket ikkita to‘qnashishi ta‘sirida bo‘ladi. Birinchi to‘qnashishi ta‘sirida markaziy atomidan ion hosil bo‘ladi, ikkinchi to‘qnashish esa bu ionni uyg‘otilishiga olib keladi bundan damlash ikki pog‘onali jarayon ekanligi ko‘rinadi, bu jarayonlari har bir tok razryadini zichligi I ga proporsional. Demak, bu qaralayotgan holda damlash I^2 ga proporsional bo‘ladi. Pog‘onali jarayonlarni oshishi I ning yuqori darajalari proporsional bo‘ladi. Bunday jarayonni effektiv bo‘lishni uchun, katta tok zichligi talab qilinadi. Ionli gaz lazerlarda tok zichligi, neytral atomli gaz razryadli tok zichligiga qaraganda juda katta bo‘ladi.

Ionli lazerlar ichida eng ko‘p tarqalgan **argon lazeri**.

Lazer o‘tishini yuqorigi $4R$ sathi quyidagi uchta jarayonlar natijasida joylashishini hosil qilish mumkin.

1. Asosiy holatda turgan Ar^+ ioni bilan elektronli to‘qnashish natijasida [a - jarayon].
2. Metastabil holatda turgan ion bilan elektron to‘qnashish natijasida [b - jarayon].

3. Yuqorigi sathlardan kaskadli radiosion o'tishlar [v - jarayon].

Asosiy holatda turgan Ar^+ ionlarini sonini N_i bilan va N_e bilan elektronlar sonini zichligini belgilaymiz. Plazma holati N_i N_e bo'lib neytral bo'lsin.

Bunday taxmin qilishda a - jarayonda birlik hajmga to'g'ri kelgan damlash tezligi.

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p \sim NeNi \quad (3.30)$$

Elektr razryad o'sib elektr maydoni doimiy bo'lgan holga etganda, elektronlar zichligi N_e razryaddagi tok zichligiga proporsional bo'ladi yani ko'rinadiki

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p \sim J^2$$

Bu kvadratik bog'lanish tajribada o'z - o'zidan nurlanish quvvatini I - ga bog'liqligini yaxshi tasdiqlaydi. (b) va (v) jarayonlar uchun ham I bog'lanishni beradi.

(v) jarayonda haqiqatdan kaskadli radiatsion jarayon bo'lganda ham sathlarda joylashish N_e N_i ga bu esa Ne^2 proporsional bo'ladi. (b) jarayonda esa uyg'onishi va relaksatsiya jarayonlarini balanslari bilan aniqlashuvchi Metastabil sathdagi N_m joylashishlar quyidagi bog'lashishni beradi.

$$N_m \sim N_e \cdot N_i / (k + N_e) \quad (3.31)$$

Maxrajdagi k - kattalik spontan nurlanish hisobidan bo'ladigan metastabil sathdagi relaksatsion hisobga olinishini bildiradi. N_e - esa elektron bilan to'qnashish hisobidan hosil bo'lgan relaksatsion (2) dan (b) jarayon orqali aniqlanuvchi damlash tezligi quyidagi ko'rinishda ifodalanadi.

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p \sim NmNe \sim Ne^3 / (\kappa + Ne) \quad (3.32)$$

Ammo metastabil sathdagi emirlish (raspad) ko'pincha spontan nurlanish hisobidan bo'lmay, elektronlar bilan to'qnashish hisobdandir (ya'ni $k \ll N_e$) bundan esa yana $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p \sim Ne^3$ degan xulosaga kelimiz. Shunday qilib, yuqorida aytgandek hamma 3 ta jarayon ham,

lazer sathdagi joylashishga o'z hissasini qo'shar ekan. Haqiqatda yuqorigi sathdagi 23 - 50% joylashishlar (v)- kaskadli jarayon orqali hosil bo'ladi.

Xulosa qilib ko'rsak, yuqorigi lazer sathini yashash davri $\sim 10^{-8}$ s uchun qisqa yashash davriga (10^{-8} s) ega bo'lgan radiatsion o'tishli pastki lazer sathi (45) asosiy sath bilan bog'langan. Bu paytda $T = 3000^{\circ}K$ temperaturada chiziqli doplercha kengligi $\Delta\nu = 3500 mHz$ teng (haqiqatdan elektr maydoni razryadi yordamida tezlatiladigan ion juda issiq bo'ladi)

Gaz razryad trubkada yuqori tok zichligi hosil bo'ladi natijada Ar^{+} ionlari katodga qarab siljiydi, buni kompensatsiya qilib turish uchun gazorazryad trubkasining konstruksiyasiga qo'shimcha trubka o'rnatilgan. Bu trubka gazni orqaga serkulyatsiya bo'lib turishini taminlaydi. Aylanib (serkulyar) bo'lib turishi uchun bu o'rnatilgan qo'shimcha strukturasi uzunligi razryad trubkasining uzunligidan uzun bo'lishi kerak, chunki agar teng yoki katta bo'lsa razryad bu qo'shimcha trubkada hosil bo'ladi.

Bu trubkaning texnologik jihatdan yomon tomoni yuqori tok zichligida ishlashidir, bu holda $T \approx 3000 K$ atrofida bo'lib ionlarni trubka devori bilan to'qnashishi natijasida trubkani emirilishi imkoniyati paydo bo'ladi. Shuning uchun gazorazryad trubka doimiy magnit maydoni ichiga joylashtiriladi. Bu maydonni yo'nalishi trubkaning o'qiga parallel bo'ladi.

Trubkada plazma razryadiga hosil bo'lgan Lorens kuchi elektronlarni kamaytiradi. Bu holda trubkaning markazida erkin elektronlar soni ko'payadi, bu esa o'z navbatida damlanish jarayonini tezlashiga, demak chiqish quvvatining oshishiga olib keladi.

Elektr razryadini magnit maydoni yordamida trubka markazida tutib turish ham trubkaning emirilish imkoniyatini kamaytiradi. Bu lazerlarda kuchayish geliy-neon lazeridan farqli bo'lib u trubkaning ichki diametriga bog'liq emas, chunki metastabil sathlarni joylashi inversion joylashishni kamaytirishga olib kelmaydi. Sanoatda ishlab chiqiladigan lazerlar generatsiyani TEM₀₀ olish uchun va tok zichligini kamaytirish maqsadida trubkaning diametri birnecha millimetr qilib olinadi. Agar quvvatini oshirish kerak bo'lsa trubkaning diametri katta qilib olinadi, bu holda trubka devorlarini emirilishi ham kamayadi.

Ar^{+} - larning bir nechta to'liq uzunliklariga generatsiyalanadi, eng katta intensivligi $\lambda = 5/4,5$ km (yashil) to'liq uzunliklarga to'g'ri keladi.

Ar^+ lazeriga yoki umuman ionli lazerlari muhim xususiyatlaridan yana bir chiqish quvvati razryad tokini oshishi bilan oshadi.

Argon lazerini Geliy-Neon lazeridan farqli tomoni shundaki, chiqish quvvati uyg'otish quvvatini oshirish bilan oshadi. Buning sababi inversiyaning to'yinish jarayoni tok zichligi etarligi katta bo'lganda erishadi. Shuning uchun Ar^+ lazerlarini (200Wt) gacha bo'ladi, lekin bu lazerning foydali ish koeffitsienti uncha katta emas ($< 10^{-3}$)

Argon lazerlari bo'yoqli lazerlarda uyg'otuvchi vazifasida, turli ilmiy tekshirish ishlarida (masalan lazer nurlarini moddalar bilan ta'sirlashishini o'rganishda) lazerli xirurgiya va boshqa ishlarda qo'llaniladi.

Metal bug'li lazerlar. Bunday lazerlarning aktiv elementi vazifasini quyidagi metallarning bug'lari bajaradi.

Sn - qalay

Pb - qo'rgoshin

Zn - rux

Cd - qadmiy

Se - selen

Bularning ichida eng keng tarqalgani qadmiy va selen bug'laridan tayyorlangan lazerlardir. Qadmiy (Cd) bug'i ishlatilishda uzluksiz rejimda generatsiya olish mumkin bo'lib u chiqarayotgan intensiv chiziqlarining to'liq uzunligi $\lambda_1=441nm$ va $\lambda_2=325nm$ bo'ladi. $\lambda_2=325nm$ - da generatsiyalanishi alohida o'rin tutadi, chunki u spektri ultrabinafsha sohasiga to'g'ri keladi. Selen (Se) bug'i 19 ta to'liq uzunligiga ega bo'lib, bulardan ko'pchiligi ko'rish sohasida joylashgan intensiv chiziqlarni generatsiyasini beradi. Bu lazerlar ionli gaz lazerlaridan farq bo'lib 2 ta bir-biridan farq qiluvchi damlash jarayonidan foydalanish mumkin.

1. Penningning (ionizatsiyasi) ionlantirish.

2. Qayta zaryadlash orqali ionlantirish.

Bu jarayonlar bir pog'anali hisoblanadi, chunki damlash tezligi ionli gaz lazerlaridagiday I^2 - ga emas balki I ga proporsionaldir. SHuning uchun ionli gaz lazerlariga nisbatan metal bug'li lazerlarida uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi tok zichligi va elektr quvvati kam talab qilinadi. Penningni ionizatsiya jarayonini quyidagi sxematik tarzda ifodalash mumkin.

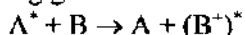


Bunda B^+ - (ion) oxirgi holatdagi ion uyg'ongan ham yoki uyg'onmagan ham bo'lishi mumkin, bunday jarayon faqat uyg'ongan A^+

atomni energiyasi A^* B atomni uygʻotish va ionlashtirish uchun kerak boʻlgan energiyadan katta yoki teng boʻlgan holdagina boʻladi. Ortiqcha energiya elektronni kinetik energiyasini oshirishga ketadi. Agar uygʻongan holdagi A^* atom metastabil holatda boʻlsa, ionlashtirish jarayoni (hammadan koʻra) ayniqsa effektiv boʻlib oʻtadi.

Ionlashtirish energiyasini Piningga uzatish - rezonans uzatish jarayonidan farqli boʻlib - bu rezonans boʻlmagan jarayondir. Bunda faqat uygʻongan A^* atomning energiyasi B atomni ionlashtirish energiyasi bilan uygʻotish energiyasining yigʻindisidan katta boʻlishi kerak (agar B atom uygʻongan holda qolishi kerak boʻlsa).

Haqiqatda uygʻotishni ortiqcha energiyasi chiqarilayotgan elektronni kinetik energiyasini oshirishga sarflanadi qayta zaryadlash orqali ionlashtirish jarayonini quydagiga ifodalash mumkin.



Bunda A atomni ionlashtirish energiyasi, B atomni ionlashtirish va uygʻotishga ketadi. Bu holda elektron chiqarish boʻlmas ekan - jarayon rezonansli boʻladi; A atomni ionlashtirish energiyasi B atomni ionlashtirish va uygʻotish energiyalarini yigʻindisiga teng boʻladi. Agar A^+ - ion metastabil holatda boʻlsa bunday jarayon juda effektiv oʻtadi (yaʼni u katta yashash vaqtiga ega boʻlsa). Damlashning asosiy mexanizmlarini qaraylik endi yana eng keng qoʻllaniladigan *He-Cd* (geliy - qadmiy) va *He-Se* (geliy - selen) lazerlar bilan tanishamiz.

Qadmiy lazerni damlash asosan Penning ionlashtirishi orqali amalga oshar ekan. Galiyning 2^1S va 2^3S metastabil holatlari Cd^+ ionini $2D_{3/2}$ va $2D_{5/2}$ holatini yoki $2R_{3/2}$ va $2R_{1/2}$ holatlarini uygʻotishi mumkin. Uygʻotish jarayoni rezonansli boʻlmasa ham D holatining uygʻonish kengli R holatnikiga nisbatan 3 marta keng boʻladi. D holatdan yashash davri $10^{-7}s$ boʻlib u R holatnikidan ($10^{-9}s$) dam juda koʻp marta katta shuning uchun hech qanday qiyinchiliksiz D va R sathlar oʻrtasida inversion joylashish hosil qilish mumkin. Lazerni generatsiyasini $2D_{3/2} \rightarrow 2R_{1/2}$ ($\lambda = 325 \text{ nm}$) va $2D_{5/2} \rightarrow 2R_{3/2}$ ($\lambda = 441,6 \text{ nm}$) oʻtishlarda olindi. Bu vaqtda (bunda) Cd^+ ionli nurlanish relaksatsiyasi hisobidan asosiy $2S_{1/2}$ holatga oʻtadi.

Ne-Se (neon - selen) lazerida *Se^+* - selen ionini yuqorigi lazer sathini (yaʼni seleni ionizatsiya va uygʻotish energiyalarini yigʻindi) $\sim 25eV$ ekan uygʻotish energiyasi *H*ening (geliyning) metastabil holatidan katta. SHuning uchun yuqorigi lazer sathiga damlashni faqat ionlashtirish jarayonini kayta zaryadlash orkali amalga oshirish mumkin (*Ne*- ioni haqiqatdan $\sim 25 \text{ ev}$ energiyaga ega). *Ne^+* ionini

yashash davri katta bo'lganligi uchun bu jarayon juda effektiv hisoblanadi.

Metall bug'li lazerlar trubkasi konstruksiyasini geliy-neon lazerini trubkasini konstruksiyasidan deyarli katta farq qilmaydi. Faqat trubkani anod yonida, ichida metall joylashtirilgan kichkina rezervuar (idish) bo'lib, u trubkada etarlicha metall bug'larini bosimini hosil qilish vazifalarini bajarish. Bu rezervuar etarlicha yuqori temperaturaga $\sim 250^\circ\text{C}$ gacha qizdiriladi. Metall bug'lari razryad bo'ladigan sohasiga kirgandan keyin uning atomlarini bir qismi ionlashib katot tomonga qarab harakatlanadi. Razryad etarlicha kuchli issiqli beradi shuning uchun metall bug'lari trubkaning devorlarida kondensiyalanib qolmaydi. Lekin metall bug'lari katod yaqinida kondensasiyalanadi chunki katod yaqinida razryad bo'lmaydi shuning uchun (u erda) temperatura past bo'ladi. Natijada anod tomonidan katodga qarab metall bug'lari uzluksiz (o'tib turadi) oqib turadi. Bunday oqib turishga kataforazim deb aytiladi.

Trubka uzoq muddat ishlab turishi uchun trubkada etarlicha qadmiyning zaxirasi bo'lishi kerak. Bir gram qadmiy 1000 soatgacha etadi. Geliy-qadmiy va geliy-selen lazerlarini quvvati 50–100mWt. Bu lazerlar quvvat jihatidan geliy neon (quvvati bir necha millivat) va argon Ar^+ lazerlarini (bir necha vatt) oroligida joylashadi. Geliy - qadmiy lazeri uncha quvvati kuchli bo'lmagan yorug'liklar talab qilinmaydi, ko'k va ultrabinafsha yorug'liklar kerak bo'lganda juda ko'p qo'llaniladi.

§ 3.7 Bo'yoq lazeri.

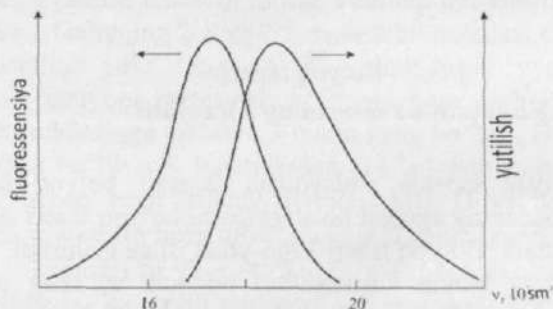
Rodamin-6J lazerining ish rejimi

Bo'yoq eritmaları asosida ishlaydigan lazerga bo'yoq lazerlari deyiladi. Aktiv moddaning agregat holatiga ko'ra bo'yoq lazeri suyuqlik lazeri turkumiga kiradi. Bo'yoq lazeri 1966-yilda ishga tushirildi.

Bo'yoq lazerining ajoyib xususiyatlari mavjud: a) keng spektral oraliqda (binafsha sohasidan to infraqizil to'liq uzunligi sohasigacha) lazer nurlanishini hosil qiladi; b) keng spektral oraliqda lazer nurlanishi o'z chastotasini (to'liq uzunligini) tekis va uzluksiz o'zgartirish qobiliyatiga ega; v) nurlanish vaqtini juda qisqa, ya'ni 10^{-12} 10^{-13} s gacha qisqartirish mumkin; g) bo'yoq eritmalarining majburiy nurlanishini kuchaytirish qobiliyati juda yuqoridir.

Quyidagi 3.1-jadvalda majburiy nurlanishni kuchaytiruvchi bo'yoq aktiv moddalari va ularning generatsiya sohalari keltirilgan.

Bo'yoqlar	Lazer nurlanish- ning to'liq uzunligi, (nm)	Lyuminessensiya spektrining maksimumiga mos kelgan to'liq uzunligi, (nm)	Optik damlashning to'liq uzunligi, (nm)
Kumarin 2	435-485	450	350-365
Kumarin 1	450-495	470	350-365
Kumarin 102	470-515	495	400-420
Kumarin 30	495-545	515	400-420
Kumarin 7	505-565	535	400-420
Kumarin 6	520-550	538	460-515
Rodamin	540-600	570	460-515
Rodamin 6J	570-650	590	460-515
Rodamin 5	600-675	630	460-515
Oksazin 1-4	695-800	750	650-670



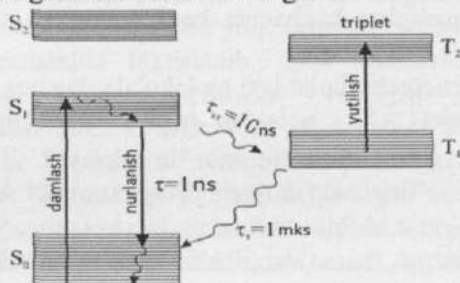
3.26- rasm. Bo'yoq eritmalarining lyuminessensiya va yutilish spektrlari.

Bo'yoq eritmaları keng spektral oraliqda nurlanish va yutilish qobiliyatiga ega. Bo'yoq molekulasining eng ko'p tarqalgan vakili sifatida rodamin-6J molekulasini qaraymiz. Rodamin-6J molekula-

sining yutilish va nurlanishining lyuminessensiya spektral konturi 3.26-rasmda keltirilgan.

Uyg'otuvchi yorug'lik manbaini olib qo'yish bilan molekulaning spontan nurlanishi tamom bo'lishi lyuminessensiya (fluoresensiya) nomi bilan yuritiladi. Bo'yoq molekulasining nurlanishi tashqi yorug'lik ta'sirida, ya'ni optik damlash tufayli sodir bo'ladi. Optik damlash tamom bo'lishi bilan lyuminessensiya nurlanishi ham tamom bo'ladi.

Bo'yoq molekulasining keng spektral oraliqda nur yutishi va nur chiqarishi molekulaning energetik sathlari orqali va energetik sathlarining kengligi orqali tushuntiriladi. 3.27-rasmda bo'yoq molekulasining energetik sathlari ko'rsatilgan.



3.27-rasm. Bo'yoq eritmasiga tegishli energetik sathlarning sxemasi.

Bo'yoq molekulasi elektron, tebranish va aylanish-tebranish kabi energetik sathlarga ega. Aylanish-tebranish energetik sathlari tebranish energetik sathlariga zich joylashib ingichka chiziqlar orqali ifodalangan. Elektron energetik sathlari vertikal yo'nalishda bir-biridan ancha katta oraliqda joylashgan. Asosiy elektron tebranish energetik sathi S_0 va uyg'ongan elektron-tebranish energetik sathlari S_1 , S_2 singlet holatlardir. Har bir elektron energetik sathi qator tebranish va aylanish energetik sathchalardan iborat. Tebranish energetik sathlari oralig'i $14-17 \text{ sm}^{-1}$. Bo'yoq molekulasining nurlanishi va nur yutishi uzluksiz (yalpi) spektrni hosil qiladi. Energetik sathdagi elektronlarning spin kvang sonlari yig'indisi $S=0$ bo'lsa, multipletligi $2S+1=1$ bo'ladi, shu holatga singlet elektron energetik sath deyiladi. Yig'indi spin $S=1$ bo'lsa, multipletligi $2S+1=3$ bo'ladi va bu holatga triplet elektron energetik holat deyiladi. Har bir uyg'ongan singlet holatga bitta triplet holat to'g'ri keladi, lekin triplet holat energiyasi singlet holat energiyasidan kichikdir. Triplet energetik holat T harfi bilan belgilanadi.

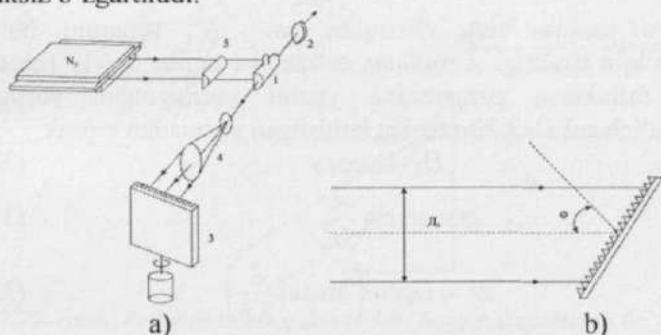
Tanlash qoidasiga ko'ra faqat singlet-singlet o'tish ruxsat etilgan bo'lib, $\Delta S = 0$. Singlet-triplet o'tish man etilgan. Shu tanlash qoidasiga asosan bo'yoq molekulalari elektromagnit yorug'lik to'liqlini ta'sirida S_0 holatdan uyg'ongan S_2 energetik holatga o'tadi. Uyg'ongan molekula $10^{-12}s$ ichida eng pastki S_0 tebranish energetik sathiga nurlanmasdan qaytadi. $S_2 \rightarrow S_1$ ga o'tish ham nurlanmasdan $10^{-11}s$ davomida bajariladi. S_1 sathning pastki tebranishi energetik sathida elektronlar to'planadi va asosiy S_0 energetik sathga nurlanib qaytadi. $S_1 \rightarrow S_0$ o'tish lyuminessensiya nurlanishini va lazer nurlanishini hosil qiladi. Lyuminessensiya nurlanishining spektral konturi bo'yoq eritmasidagi majburiy nurlanishning kuchayish koeffitsienti konturiga aynan mos keladi.

Uyg'ongan energetik holatdagi molekulalar boshqa molekulalar bilan to'qnashib singlet S_1 holatdan triplet T_1 holatga (singlet-triplet konversiya energetik) o'tishni ham ta'minlaydi. Tanlash qoidasiga asosan $S_1 \rightarrow T_1$ o'tish man etilgan. Singlet triplet konversiya o'tishi nurlanmasdan sodir bo'ladi. Molekulalar o'zaro to'qnashishi sababli yana $T_1 \rightarrow S_0$ o'tish ham kuzatiladi. $T_1 \rightarrow S_0$ o'tish fosforessensiya nurlanishini hosil qiladi. $T_1 \rightarrow S_0$ o'tish man etilgan va shu sababli fosforessensiya uzoq vaqt davomida nur chiqarish qobiliyatiga ega bo'ladi. Bo'yoq molekulalarida sodir bo'ladigan $S_1 \rightarrow T_1$ o'tish aktiv molekulalarning sonini kamaytiradi. $T_1 \rightarrow T_2$ o'tish ham mavjud va bu o'tish lyuminessensiya nurlanish chastotasiga mos keladi va lyuminessensiya nurlanishini yutadi. $S_0 \rightarrow S_1$ o'tish tashqi yorug'lik nurining bo'yoq eritmasidagi yutilishi tufayli mavjud. Bo'yoq, molekulasining yutish kesimi $\tau_{yut} = 5 \cdot 10^{-19} sm^2$. Uyg'ongan molekulaning S_1 da yashash vaqti τ , bir necha nanosekund. $\tau_{S_1 \rightarrow T_1}$ esa ~ 100 nanosekund. $\tau_{S_1} \ll \tau_{S_1 \rightarrow T_1}$ bo'lgani uchun S_1 holatdagi molekulalar tezda S_0 asosiy holatga o'tadi va ko'pchilik uyg'ongan molekulalar lyuminessensiya nurlanishida bir vaqtda qatnashadi. $S_1 \rightarrow S_0$ ga spontan o'tishining relaksatsiya vaqti $\tau_{S_1 \rightarrow S_0} \cong 1 ns$. Spontan $S_1 \rightarrow S_0$ o'tish vaqti τ_{sp} va S_1 sathda yashash vaqti τ_{S_1} deyarli bir-biriga teng bo'lgani uchun kvant chiqish qiymati: $F = \tau_S / \tau_{sp} \cong 1$. Shunga ko'ra lazer nurlanishining chastotasi lyuminessensiya nurlanish konturining aynan markaziy qismidan o'rin olgan.

Bo'yoq molekulasini uyg'otish uchun optik damlashdan (impulsli

chaqmoq lampasidan yoki lazer nuridan) foydalaniladi. Ayniqsa keyingi amaliy va ilmiy tajribalarda, ilmiy tekshirishlarda qo'llaniladigan bo'yoq lazeri impulsli gaz lazeri yordamida ishga tushiriladi. Bo'yoq, molekulasini uyg'otishda eng samarali optik damlash manbalariga N_2 lazeri, eksimer lazerlari va qattiq jism lazerlarining garmonikalari kiradi. Bu lazerlar ichida eng qulayi va texnologiyasi jihatdan oson bo'lgani azot lazeridir. 3.28-rasmda azot lazeri yordamida uyg'otiladigan bo'yoq, lazerining sxematik tuzilishi ko'rsatilgan.

Bo'yoq lazeri optik damlash vazifasini bajaruvchi azot lazeridan, bo'yoq eritmasi solinadigan idishdan (kyuveta), teleskopdan, difraksiya panjarasidan va yassi shisha plastinadan tashkil topgan. Azot lazeridan chiqayotgan ultrabinafsha nur bo'yoq eritmasi solinadigan idishga silindrik linza yordamida fokuslanib, optik damlashni ta'minlaydi. Eritma joylangan kyuveta kvarsdan yasalgan. Rezonatordagi teleskopning vazifasi lazer kyuvetasidan chiqayotgan tor dastali lazer nurini kengaytirib, sohib difraksion panjaraning keng qismiga tushirishdan iborat. Difraksion panjara dispersiyali rezonatorni hosil qiladi. Difraksion panjara o'z o'qi atrofida silliq buralib, o'ziga tushgan majburiy nurlanishning to'lqin uzunligini tanlab va difraksiyalantirib lazer kyuvetasiga yo'naltiradi. Difraksion panjara generatsiya davomida o'z o'qi atrofida kichik burchakka silliq burilib, generatsiya chastotasini uzluksiz o'zgartiradi.



3.28- rasmlar. Buyuq lazerning azot lazeri bilan damlash sxemasi. 1-bo'yoq eritmasi solingan idish, 2-rezonator ko'zgusi, 3-difraksion panjarasi, 4-teleskop, 5-silindrik linza, N_2 -azot lazeri

Difraksion panjarali selektiv rezonatorning ishlash jarayonini qaraymiz. Difraksiya panjarasi avtokollimatsion rejimda va birinchi tartibda ishlaydi. Panjaraga tushgan yorug'lik difraksiyalangandan keyin

yana iziga qaytsa, avtokollimatsiya rejimi deyiladi. Shu rejimdagi difraksiya sharti quyidagicha bo'ladi:

$$2d \sin \varphi = m\lambda, \quad (3.34)$$

m - difraksiya tartibi, d - difraksiya panjarasining davri, φ - difraksiya burchagi. Burchak dispersiyasi:

$$\frac{d\lambda}{d\varphi} = \frac{2d \cos \varphi}{m}. \quad (3.35)$$

Difraksion panjarali rezonatoridan chiqqan lazer nurlanishining spektral kengligi quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta\lambda = \frac{2d \cos \varphi}{m} \Delta\varphi. \quad (3.36)$$

Difraksiya panjaraning ajrata olish qobiliyati quyidagiga teng:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \quad (3.37)$$

N - generatsiyada qatnashayotgan difraksiya panjarasining chiziqlar soni. Bu formuladan $\Delta\lambda$ ni topamiz:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{mN} \quad (3.38)$$

yoki

$$dv = \frac{d\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{mN\lambda}. \quad (3.39)$$

Difraksiya panjarasining chiziqlari soni N , rodamin bo'yoq lazerining to'liq uzunligi $\lambda=600nm$, difraksiya tartibi $m=1$. Teleskop yordamida difraksion panjaraning yuzini yoritayotgan yorug'lik dastasining o'lchami D_1 3.29-rasmda keltirilgan sxemadan topsak:

$$D_1 = D_0 \cos \varphi \quad (3.40)$$

$$\varphi = \arcsin \frac{\lambda}{2d} \quad (3.41)$$

$$D_1 = D_0 \cos \left(\arcsin \frac{\lambda}{2d} \right) \quad (3.42)$$

D_0 - difraksion panjaraning chiziqlari o'rnatilgan qismning uzunligi $d=1/1600mm$, $D_0=30mm$, $D_1=25mm$ bo'lsa, lazer nurining spektral kengligi $dv_{\text{spek}} = 1,0cm^{-1}$ teng bo'ladi.

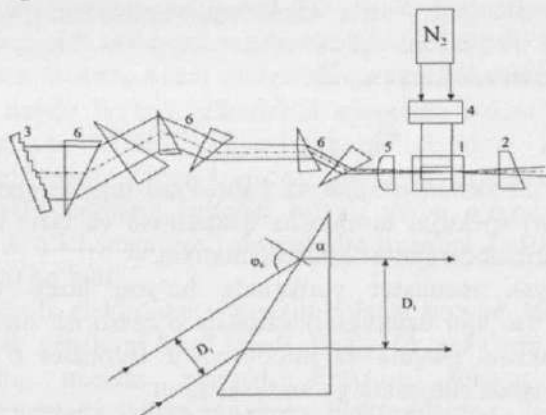
Keyingi yillarda bo'yoq lazeri rezonatorida teleskop o'rnida prizmati kengaytiruvchi samarali ravishda qo'llanilmoqda. Prizmati kengaytiruvchining teleskopga nisbatan ustunligi bor. Prizmaning yonlariga dielektrik qatlam o'rnatib, prizma yonlaridan yorug'likning

qaytishini kamaytirish mumkin. Prizmaning yonlariga Bryuster burchagi ostida nur yuborib, lazer nurining to'la o'tishini ta'minlash mumkin. Prizmalardan yorug'likning qaytishini kamaytirish lazer nurlanishidagi yo'qotish koeffitsientini kichiklashtirishga olib keladi va generatsiyaning effektivligi oshadi.

62-rasmda prizmalı kengaytirish asosida ishlaydigan dispersiyali bo'yoq lazerining sxematik ko'rinishi ifodalangan rezonatorda yassi to'liqinni hosil qilish uchun bitta sferik linzani rezonatorga kiritiladi. O'sha linzadan keyin oltita uch yonli shisha prizma o'matiladi. Prizmalarga kiruvchi yorug'lik dastasining diametri D quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$D = 2a + 4 \frac{f\lambda\tilde{n}}{\pi a}, \quad (3.43)$$

a – lazer kyuvetasidan chiqayotgan nur dastasining radiusi, f – linzaning fokus masofasi (odatda $a=0,1mm$; $\lambda=600nm$). Qutblangan lazer nuri bitta uch yonli prizmadan o'tishida nurning chiziqli kattalashishi sxematik ravishda 3.29-rasmda ko'rsatilgan. Lazer nuri prizмага Bryuster burchagi ostida tushadi.



3.29- rasm. Prizmalı teleskopdan tashkil topgan dispersiyali bo'yoq lazeri

Prizmaning chiziqli kattalantirish koeffitsienti prizmaning sindirish ko'rsatkichiga proporsionaldir:

$$K = \frac{D_2}{D_1} = \tilde{n}, \quad \sin \alpha = \frac{\sin \varphi_2}{\tilde{n}} \quad (3.44)$$

yoki

$$K = \frac{D}{a} = \tilde{n}, \quad \tilde{n}_{m\phi} = 1,739. \quad (3.45)$$

Olti prizmaning kattalashtirishi esa

$$\sum_{i=1}^6 K_i = K^6 = \tilde{n}^6 \quad (3.46)$$

Prizmalı kengaytiruvchiniig kattalantirishi 27,6 ga teng. Agar shu tipdagi rezonatorga Fabri-Pero interferometrini kiritsak, lazer nurlanishining spektri juda ham tor bo'ladi.

Demak, dispersiyali rezonatorlar bo'yoq lazeridan qisqa spektral kenglikdagi lazer nurlanishini hosil qilish imkoniyatiga ega.

Rezonatorga Fabri-Pero interferometri kiritilsa, plastinaning o'tkazish konturi bir-birida $d\tilde{\nu} = 1/2dn$ oraliqda joylashadi. Bo'yoq lazeri generatsiyasining spektrini Fabri-Pero interferometri yordamida qisqartirish mumkin. $\Delta\nu_{gen}$ -generatsiya spektral kengligiga Fabri-Pero plastinasining bitta o'tkazish konturi joylasha oladi va generatsiya spektri juda qisqaradi, monoxromatikligi juda oshadi. Quydagi hisoblashdan spektral kenglik aniqlanadi: interferometr ko'zgularining qaytarish koeffitsienti $R_1=R_2=0,9$ ko'zgular orasidagi masofa $L=0,3sm$, $L\tilde{n}=0,45sm$. Fabri-Pero interferometrining o'tkazish spektral kengligi quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$dv = \frac{1}{2L\tilde{n}} \left(\frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \right) = 0,036cm^{-1}. \quad (3.47)$$

Demak, difraksion panjara va Fabri-Pero interferometri yordamida bo'yoq lazeri spektrini birmuncha qisqartirish va lazer nurlanishining monoxromatiklik darajasini oshirish mumkin.

Dispersiyali rezonator yordamida bo'yoq lazeri nurlanishining chastotasini (to'lqin uzunligini) uzluksiz o'zgartirish mumkin. Buning uchun difraksion panjara va interferometr rezonator o'qiga nisbatan uzluksiz ravishda burchaklarga burilishi zarur.

Dispersion elementlar burulganda rezonator o'qiga burchak hosil qilib qaytgan nurlar rezonatordan chiqib yo'qoladi va rezonator o'qiga parallel qaytganlari esa generatsiyada ishtirok etib kuchayadi va lazer nurlanishini hosil kiradi. Shu usulda generatsiya to'lqin uzunligi uzluksiz o'zgarib boradi.

Bo'yoq lazerining ishlashini ta'minlash uchun avvalo bo'yoq eritmasining optimal konsentratsiyasini aniqlash zarur. 3.2-jadvalda ayrim bo'yoq lazerlarining qisqacha xarakteristikasi va eritmaning optimal konsentratsiyasi berilgan.

Buyoqning nomi	Koncentratsiya $S_{opt} \text{ mol}$	Optik damlash quvvati (Wt)	To'liq uzunligini o'zgartirish sohasi (nm)	Energiyaning maksimumga mos kelgan to'liq uzunligi (nm)	Lazer nurlanishi-ning quvvati (mWt)
Rodamin 110	$3,5 \cdot 10^{-4}$ $8 \cdot 10^{-4}$	2,2	45	545	400
Rodamin 6		3,5	40	573	360
Rodamin V	$5 \cdot 10^{-4}$	2,5	50	605	350
Oksazin	$5 \cdot 10^{-3}$	3,0	75	670	600

3.8 Yarim o'tkazgichli lazerlar.

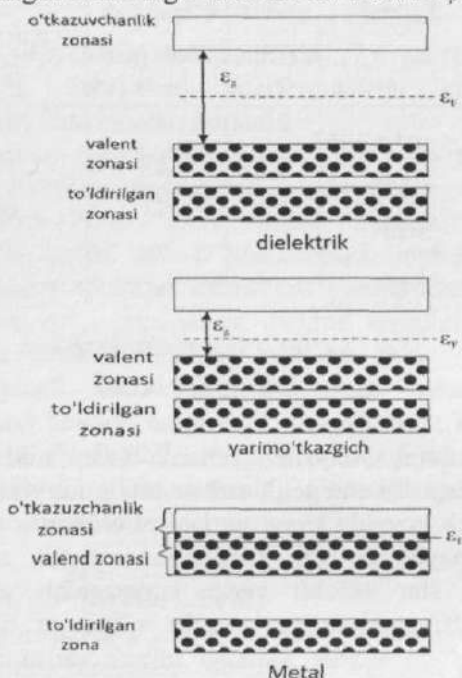
Arsinid-galliy lazeri

Hozirgacha qarab chiqqan lazerlarda kvant nurlanishi atom yoki molekullarga tegishli energetik sathlar oralig'ida sodir bo'lgan bo'lsa, yarim o'tkazgich lazerida kvant nurlanishi energetik zonalar oralig'ida o'tish tufayli paydo bo'ladi. Zonalarda energetik sathlari juda zich joylashgan va shu sababli yarim o'tkazgichli aktiv moddalarda kuchayish koeffitsienti 10^4sm^{-1} gacha qiymatga erishishi mumkin. Kuchayish koeffitsientining kattaligi tufayli yarim o'tkazgichli aktiv moddalar kichik o'lchamga ega (rezonatorlar uzunligi $L=50 \text{mkm}$ dan 1 *milli-metrgacha*) bo'ladi.

Qattiq jismlarda elektronlar energetik holatlar bo'ylab taqsimlangan bo'lib, energetik zonalarini hosil qiladi. Energetik zonalarini bir-biridan ajralgan oraliq masofa mavjud. Elektron zonalar oralig'ida joylashadigan energetik sathga ega emas. Elektronlarga to'lgan va energiya taqsimotiga ko'ra eng yuqoridagi energetik holatlar to'plamiga valent zona deyiladi. Elektronlar qisman o'rin olgan yoki butunlay o'rin olmagan holatlarga o'tkazuvchanlik zonasi deyiladi. 3.30-rasmda dielektriklarning, metallarning va yarim o'tkazgichning energetik zonalarining diagrammasi keltirilgan.

Valent zona bilan o'tkazuvchanlik zonasi oralig'ida taqiqlangan, ruxsat etilmagan zona joylashgan. O'sha ruxsat etilmagan zonaning kengligiga ko'ra moddalar izolyatorlarga, o'tkazgichlarga va yarim

o'tkazgichlarga bo'linadi. Izolyatorda ruxsat etilmagan zona juda keng bo'ladi. Metallarda valent zona bilan o'tkazuvchanlik zona chegarasi bir-biriga o'tib, qo'shilib ketgan va qat'iy chegaraga ega emas. Yarim o'tkazgichlarda ruxsat etilmagan zonaning kengligi aytarli darajada katta emas. Ruxsat etilmagan zonaning o'rtasida Fermi sathi E_F joylashgan.

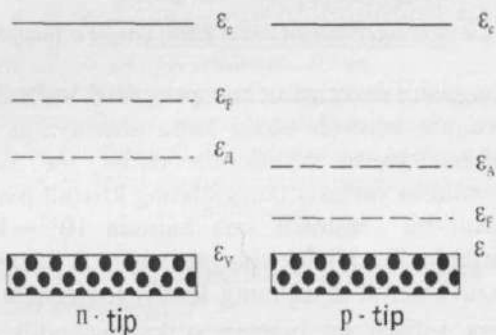


3.30-rasm. Dielektrik, metall va yarim o'tkazgichlarning energetik zonalari: E_F - Fermi sathi, E_g - valent zona bilan o'tkazuvchanlik zonasi orasidagi energiya.

Agar ruhsat etilmagan zonaning kengligi kichik bo'lsa, elektronlar issiqlik harakati tufayli valent zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga ($E_g \approx kT$) oshib o'tishi mumkin. Bu xil moddalar yarim o'tkazgichlardir. Elektronlar valent zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga issiqlik energiyasi tufayli o'tsa valent zonasida elektron o'rnida teshik hosil bo'ladi. Teshik ham energetik sathga va zaryadga (ishora jihatidan zaryad musbat) egadir. Elektron qanday xususiyatga ega bo'lsa, teshik ham shunday xususiyatga egadir, ular bir-biridan faqat ishorasi jihatdan farq qiladi xalos. Agar yarim o'tkazgichlarning tarkibiga metallarni diffuziya yo'li bilan kiritsak, u holda legirlangan yarim o'tkazgichlar

hosil bo'ladi. Bu xil yarim o'tkazgichlarda elektronning va teshiklarning soni o'zgaradi. Agar yarim o'tkazgichning tarkibiga besh valentli metall atomlari kiritilsa masalan, kremniy tarkibiga fosfor kiritilsa, bunday legirlangan yarim o'tkazgichga *n*-tipli yarim o'tkazgich deb, yarim o'tkazgich kristalli panjarasiga kiritilgan metall atomini esa donor deb ataladi. Agar yarim o'tkazgich tarkibiga diffuziya yo'li bilan uch valentli metallar kiritilsa, moddada masalan *Cu* kremniyda kovalent bog'lanishida uchta elektron ishtirok etib, bitta elektronining o'rnini bo'sh qoladi, o'sha bo'sh qolgan joy teshik va musbat zaryadli bo'ladi. Bunday yarim o'tkazgichlarga *p*-tipli yarim o'tkazgichlar deyiladi. Diffuziya yo'li bilan yarim o'tkazgichning kristall panjarasiga kiritilgan metall atomini akseptor deb ataladi.

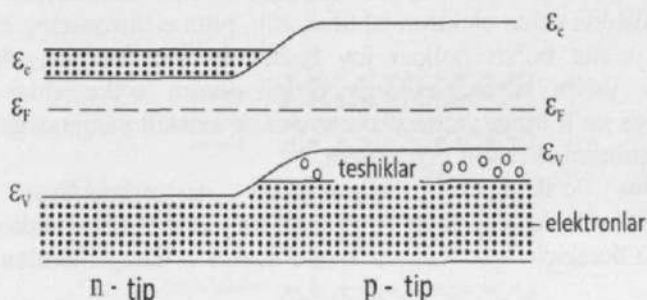
Yarim o'tkazgichli kristallardan tayyorlanadigan diodlar, tranzistorlar xuddi shu usulda yasaladi. Bu jihatdan qaraganda eng oddiy yarim o'tkazgich lazeri *n*- va *p*-tipli yarim o'tkazgichlardan yasalgan dioddir.



3.31- rasm, *n*- va *p*- tipdagi yarim o'tkazgichlarning energetik diagrammasi. ϵ_c -o'tkazuvchanlik zonasining energiyasi, ϵ_f -Fermi sathining energiyasi, ϵ_d -donorning energetik sathi, ϵ_v -valent zonasi energiyasi, ϵ_a -akseptor energiyasi.

3.31- rasmda *n*- va *p*- tipdagi yarim o'tkazgichlarning energetik diagrammasi keltirilgan. *n*-tipdagi yarim o'tkazgichda donor energetik sathi e_D o'tkazuvchanlik zonasiga yaqin va Fermi sathining pastida joylashadi. *p*-tipdagi yarim o'tkazgichlarda akseptorning energetik sathi e_A o'tkazuvchanlik zonasidan uzoqda va Fermi sathining yuqorisida joylashadi.

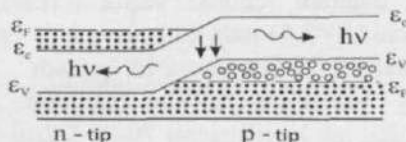
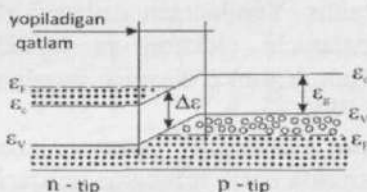
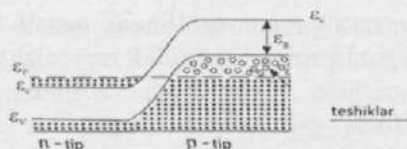
Shu ikki tipdagi yarim o'tkazgichlarni tutashtirib birlashtirilsa, p - n -o'tishli yarim o'tkazgich hosil bo'ladi. Termodinamikaning talabiga muvofiq energetik sathlarning ciljishi sodir bo'ladi. O'tkazuvchan va valent zonalarining energetik kengliklari bir-biridan farq qiladi. p -tipli yarim o'tkazgichning potensial energiyasi katta bo'ladi. 3.32-rasmda p - n -o'tishli yarim o'tkazgichning energetik sxemasi ifodalangan.



3.32-rasm. Kuchsiz ligirlangan p - n o'tishli yarim o'tkazgichning energiya zonarlari.

Yarim o'tkazgichli lazerlar uchun p - n -o'tish sohasida elektron va teshiklar bir vaqtda ishtirok etishi katta ahamiyatga ega. Bu shart kuchli legirlangan yarim o'tkazgich donor va akseptorni hosil qiladigan elementlarni yarim o'tkazgichning kristall panjarasiga kiritib konsentratsiyasini bir santimetr kub hajmda 10^{17} — 10^{18} ta atomga etkazishda bajriladi. Kuchli legirlangan yarim o'tkazgichlarda Fermi sathi E_F o'tkazuvchanlik zonasining ichida joylashadi. n -tipda donor sathi elektronga to'ladi va qisman o'tkazuvchanlik zonasiga ham o'tadi. p -tipli yarim o'tkazgichda esa akseptor sathi to'lmaydi va tirqish valent zonasida paydo bo'ladi. Fermi sathi esa valent zonasida joylashadi.

Shu ikki xil kuchli legirlangan yarim o'tkazgichlar tutashtirib qo'shilsa, energetik sathlar siljiydi va Fermi sathi ikkala tip uchun bir xil qiymatga ega bo'ladi. Agar tokning musbat potensialini p -tipiga va manfiysini n -tipiga ulasak, elektronlar musbat elektrodga, teshiklar esa manfiy elektrodga qarab yo'naladi. Ana shu ikki xil zaryadli zarrachalar ikki tipli yarim o'tkazgichning qo'shilgan chegarasida, p - n -o'tish: chegarasida uchrashadi. Elektronlar teshiklar bilan uchrashib, rekombinatsiyalashadi va kvant nurlanishini hosil qiladi.



3.33-rasm. Kuchli legirlangan p - n - o'tishda yarim o'tkazgichlarning energetik zonalari va kvant nurlanish sxemasi. a) elektr maydoni ta'siri bulmaganda zonalarning siljishi kuzatilmaydi. b) elektr maydoni ta'sirida zonalarning p - tip tomonga siljishi. v) Rekombinasiya paytida yopiladigan qatlamdan kvant nurlanishi.

3.33-rasmda kuchli legirlangan p - n -tipli yarim o'tkazgichning energetik sxemasi keltirilgan.

Kvant nurlanishining energiyasi $h\nu = e_g$. Elektr maydoni ta'sirida energetik zonalarning siljishi kuzatiladi. O'sha siljish 3.33-b rasmda sxematik keltirilgan. Siljish qiymati elektr maydon potentsiali bilan bog'langan:

$$\Delta\varepsilon = eV \quad (3.48)$$

e -elektron zaryadi, V -elektr maydon potentsiali. Yarim o'tkazgichning ikki tipi tomoniga beriladigan tokning elektr maydoni ta'sirida p - n -o'tish chegarasida "yopiladigan qatlam" hosil bo'ladi. Bu yopiladigan qatlamda inversion ko'chganlik hosil bo'ladi. Yarim o'tkazgichga elektr manbaini ulaganda tashqi elektr maydoni ta'sirida yopiladigan qatlamda elektronlarni n -tipli yarim o'tkazgichning o'tkazish zonasidan va teshiklarni esa p -tipning valent zonasidan tortib chiqarib to'playdi. Shu paytda yopiladigan qatlamda elektron bilan teshik uchrashib rekombinatsiya birlashish paytida yorug'lik nurini

chiqaradi. 3.33-v rasmga qarang. Shuni aytish lozimki, p - n -o'tishli yarim o'tkazgich yaxlit monokristalldan tayyorlanadi va p - n -o'tish shu monokristallning ichida sodir bo'ladi. Elektr maydoni ta'sirida yopiladigan qatlamda p - n -o'tish chegarasida zaryad tashuvchilar elektron va teshiklarning odatdagidan ortiqcha konsentratsiyasini hosil qilish shu yarim o'tkazgich chegarasida inversion kuchlanganlik hosil qilishning aynan o'zidir. Yopiladigan qatlamni aktiv qatlam deyiladi. Elektr zaryadini tashuvchi elektron va teshiklar birgalikda aktiv markazlarni hosil qiladi. Yarim o'tkazgich lazerlarning aktiv moddalari: $GaAs$, $InAs$, $InSb$, $PbSe$.

Bu aktiv moddalar rezonatorga joylansa, lazer nurlarini chiqaradi. Yarim o'tkazgich lazerida optik rezonator vazifasini yarim o'tkazgichli kristallning yon tomonlari bajaradi. Kristallning qarama-qarshi tomoni ko'zgu vazifasini bajaradi, chunki yarim o'tkazgichli kristallarning sindirish ko'rsatkichi ($\tilde{n}=3,5$) juda katta qiymatga ega, yarim o'tkazgich va havo chegarasidan 30-35 foiz yorug'lik qaytadi.

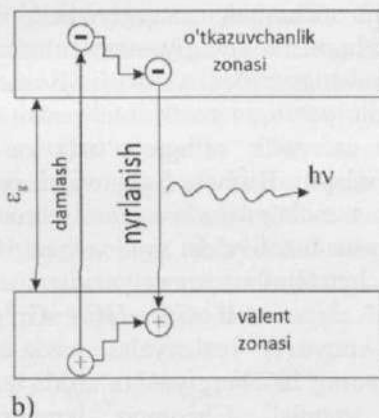
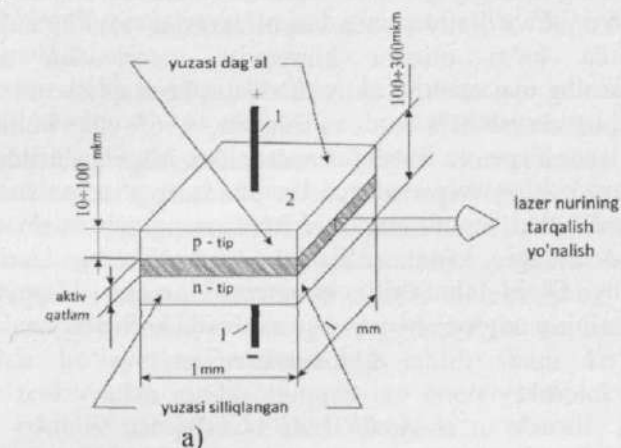
Arsiniy galliy lazerining to'liq uzunligi $\lambda=0,84mkm$. $77^{\circ}K$ temperaturada foydali ish koeffitsienti 70-80 foizni tashkil qiladi. 3.34-rasmda yarim o'tkazgich lazerini damlash, nurlanish energetik sathilari va lazerning tuzilishi sxematik ravishda keltirilgan.

$GaAs$ lazeri generatsiyasining quyi chegarasi, $77^{\circ}K$ temperaturada $(2-3) \times 10^2 A/sm^2$ ni tashkil egadi. Impulsli rejimda elektr toki $0,5 \div 1$ mikrosekund davomida inversion kuchirish hosil qiladi, uning quvvati $100W$ ga yaqin. Uzlaksiz rejimda esa quvvati bir necha vattni tashkil etadi. Aslida yarim o'tkazgich lazerlari eng samarali lazer bo'lishi bilan birga generatsiyasi keng spektral oraliqni ($\lambda=0,3mkm$ dan to $30mkm$) egallaydi. Damlash tokining $GaAs$ lazeri generatsiyasining quyi chegarasidan ancha yuqori qiymatida nurlanish spektri $3,5sm^{-1}$ kenglikka ega. Ikki ta bo'ylama moddalarning spektral oralig'i quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\Delta \nu_s = \frac{1}{2L} \left[n - \left(\frac{a\lambda}{dn} \right) \right] \quad (3.49)$$

$\tilde{n}$ -sindirish ko'rsatkichi, λ -to'liq uzunligi. $dn/d\lambda$ sindirish ko'rsatkichining dispersiyasi, L -rezonator ko'zgulari orasidagi masofa (yarim o'tkazgich kristallining qalinligi). $Ga(As_{1-x}P_x)$ lazeri – boshqa yarim o'tkazgich lazerlariga nisbatan ancha keng spektral oraliqda generatsiya ($0,84mkm$ dan to $0,64mkm$ gacha) hosil qiladi. Toza $GaAs$ ($x=0$) da generatsiya $\lambda=0,84mkm$, agar moddaning tarkibi o'zgartirilsa ($x=0,4$), generatsiya chastotasi ham o'zgaradi va nurlanish spektrining

to'liqin uzunligi $0,64\text{mkm}$ ni tashkil etadi. Yarim o'tkazgichning temperaturasi o'zgartirish yo'li bilan ham tashqi bosim (mexanik kuch ta'sirida) ham generatsiya chastotasini o'zgartirish imkoniyati mavjuddir.



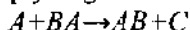
3.34- rasm, a) Yarim o'tkazgich lazerining tuzilishi sxemasi: 1 — elektr toki beriladigan simning kontakti, 2 — yarim o'tkazgich kristali. b) Damlash sxemasi.

Shunday qilib, yarim o'tkazgichlarning tarkibini, temperaturasi o'zgartirib va bosim ta'sirida generatsiya chastotasini (to'liqin uzunligini) uzluksiz o'zgartirish mumkin. Shu sababli yarim o'tkazgich lazeri spekoskopiya keng ko'lamda ishlatiladi.

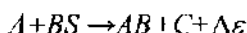
§ 3.9 Kimyoviy lazerlar. Eksimer lazeri

Kimyoviy lazerlar gazli lazerlar bo'lib, gazlarda kimyoviy reaksiyalarning energiyalari hisobiga inversion ko'chganlikni hosil qilishdir. Yoqut va geliy – neon kabi lazerlar yaratilgandan keyin 1961-yillarda ba'zi olimlar kimyoviy energiyadan atom va molekulalarning uyg'otish va aktiv moddalar hosil qilish imkoniyatlari mavjudligi ustida ish olib bordi va nihoyat, 1965-yilga kelib birinchi kimyoviy lazer Kaper va Pimentlar tomonidan ishga tushirildi.

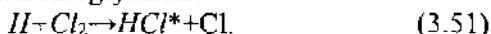
Ekzotermik kimyoviy reaksiya davomida uyg'ongan molekulalar hosil bo'ladi. Ikki atomli gaz molekulalarning tebranishi energetik sathlari orasidagi kvant o'tishlar yorug'likning nurlanishiga sababchidir. O'rin almashish ekzotermik reaksiya paytida gaz molekulalarining uyg'onishi quyidagi sxemada ko'rsatilgan:



yoki (3.50)



AB-ikki atomli uyg'ongan gaz molekulasini bo'lsa, $\Delta\epsilon$ – kimyoviy reaksiyadan ajralib chiqqan energiyadir. $\Delta\epsilon$ energiya AB molekulalarning tebranish energiyasini ta'minlab, gaz muhitida termodinamik muvozanatsizlikni yaratadi. Boshqacha aytganda gaz molekulalarining ko'pchiligi pastki tebranish energetik sathdan uyg'ongan yuqori energetik sathga o'tadi va gazlarda inversion ko'chganlikni ta'minlaydi. Birinchi kimyoviy lazerning aktiv moddasi uyg'ongan HCl gaz molekulalarining aralashmasidan iborat. O'sha lazer xloristovodorod lazeri deb nom olgan. Quyidagi kimyoviy reaksiya bu lazer uchun damlash energiyasidir:



Lekin bu xil kimyoviy reaksiyalar tezda o'z-o'zidan amalga oshmaydi u tashqi yorug'lik energiyasi ta'sirida tezlashadi va samarasi oshadi. Ayniqsa impulsli Chaqmoq lampasidan tarqalayotgan yorug'lik kvantlari bu gaz molekulalarida yutilib, kimyoviy reaksiyani tezlashtirish imkoniyatiga ega bo'ladi.

Tajribada bu kimyoviy reaksiyalarni amalga oshirish uchun impulsli fotolizdan foydalaniladi. Impulsli fotoliz, elektr razryadi kabilar kimyoviy reaksiyani jadallashtiradi.

Impulsli fotoliz bu kuchli chaqmoq, yorug'lik impulsi ta'sirida katta tezlikda amalga oshgan reaksiyani va uyg'ongan molekulalar hisobiga hosil bo'lgan hamda yashash vaqti juda qisqa bo'lgan

mahsulotlarni hosil qiladi. Impulsi fotolizdan yoki elektr razryadlaridan tarqalayotgan yorug'lik kvantlari gaz molekularida yutilib reaksiyaga kiruvchi molekularni qisman dissosiasiyalaydi va kimyoviy jihatdan aktiv bo'lgan atomlarning radikallari hosil qiladi. Bu lazerda $H-Cl_2$ reaksiyasi damlash manbai bo'lib, HCl molekulari esa aktiv markazlardir.

Kimyoviy reaksiyaning kinetikasi uch bosqichda o'tadi: birinchi bosqichda vodorod atomi Cl_2 , molekulasiga yaqinlashadi; ikkinchisida Cl_2 molekulasini hosil qilgan xlor atomlari orasidagi bog'lanish aloqasi zaiflashadi; uchinchi bosqichida esa reaksiyaning mahsuli bo'lgan uyg'ongan HCl^* molekulasini hosil bo'ladi va Cl atomi molekularidan uzoqlashadi. Bu ekzotermik reaksiya bo'lib $\Delta\epsilon$ energiya ajralib chiqadi va bu energiya molekulaning tebranish energiyasiga sarf qilinadi, ya'ni uyg'ongan molekularni hosil qiladi.

Gazlarda bo'layotgan reaksiyaning tahlili shuni ko'rsatadiki, kimyoviy reaksiyadan ajralib chiqqan $\Delta\epsilon$ energiya molekularning tebranish erkinlik darajalarida etarli darajada to'planadi. Kimyoviy reaksiya davomida molekularning kimyoviy ichki bog'lanishi qayta ko'riladi, chunki oldingi bog'lanish uzilib, yangi molekulyar bog'lanish paydo bo'ladi. Molekulyar ichki bog'lanishlarda bir atom yadrosi ikkinchi atom yadrosi bilan o'rin almashinadi. Demak, ekzotermik reaksiya davomida kimyoviy bog'lanishlarning qayta ko'rilishi orqali energiya ajralib chiqadi va bu energiya molekularning tebranish energiyasi ko'rinishida namoyon bo'ladi. Kimyoviy lazerlar asosan molekularning tebranish energetik sathlari orasidagi kvant o'tishlar hisobiga ishlaydi. Shuning uchun kimyoviy energiya molekularning tebranish sathlari orasida qanday taqsimlanishini aniqlash zarur. Gaz sistemasida hosil bo'lgan to'la inversion ko'chganlik

$$N_{V_{i_{x/y}}} / N_{V_{i_{x/y}}}, V > V \quad (3.52)$$

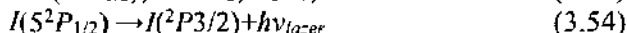
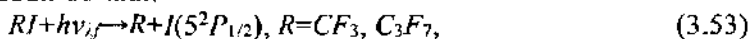
molekulalar ichki bog'lanishining qayta qurilishi tufayli paydo bo'ladi va qisqa vaqt davom etadi.

Tebranish energetik sathidan tebranish energetik sathiga o'tish $V \rightarrow V$ relaksatsiyasi deb ataladi. $V \rightarrow V$ -relaksatsiya (tugamagan) o'tnaganiga qadar to'la tebranish inversiyasi mavjud bo'lib, bu inversion ko'chganlikni ekzotermik reaksiya hosil qiladi. Tebranish energiyasidan ilgarilanma energiyasiga o'tishni $V \rightarrow T$ relaksatsiyasi deyiladi. $V \rightarrow T$ relaksatsiyasi tugamagan paytda molekulaning r -

shaxobchasida qisman tebranma inversiya mavjud bo'ladi. Generatsiya spektridan shu ikki xil tipdagi inversion ko'chganlikni ajratish mumkin.

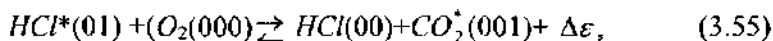
Inversiya hosil qilingan paytda barcha kimyoviy lazerlar xususiyatlari jihatdan molekulyar gaz lazerlaridan hech farq qilmaydi. Kimyoviy lazerlar uchun eng muhimi inversiya hosil qiluvchi reaksiyani tanlashdan iborat. Inversiya hosil qilish uchun ko'proq oddiy molekullarni tanlash, ayniqsa ikki atomli molekullarni tanlash maqsadga muvofiqdir. Murakkab molekullalarda $V \rightarrow V$ relaksatsiya murakkab o'zgaradi. Hozirgi vaqtda quyidagi ikki atomli molekullarda generatsiya nurlanishi kuzatilgan: HF -lazer ($\lambda=2,7mkm$), HSI lazeri ($\lambda=3,7mkm$), IIB_g -lazeri ($\lambda=4,2mkm$), DF -lazeri ($\lambda=4,3mkm$), CO_2 -lazeri ($\lambda=10,6mkm$). Kimyoviy lazerlar ichida eng keng tarqalgani va katta quvvatga ega bo'lgan lazer foto kimyoviy yod lazeridir.

Fotokimyoviy yod (I) lazerining to'liq uzunligi $\lambda=1,315mkm$, u yaqin infraqizil nurlanish sohasida joylashgan. Lazer nurining quvvati $P=1,2GW$ ni tashkil etadi. Yod atomi aktiv markaz vazifasini o'taydi. Yod atomi kuchli ultrabinafsha kvanti ta'sirida yod molekulasining dissotsiasiyasi tufayli paydo bo'ladi va bunda quyidagicha kimyoviy jarayon sodir bo'ladi:

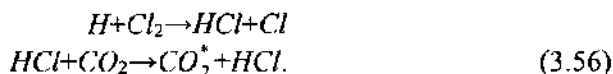


C_3F_7I ning bosimi 100 mm.sim.ust. ga teng va bu molekula dissotsiasiyalanganidan keyin tezda qayta tiklanish xususiyatiga egadir. Yod lazeri optik damlash tufayli ishlaydi va bunday lazer qurilmasining sxemasi 3.35-rasmda keltirilgan.

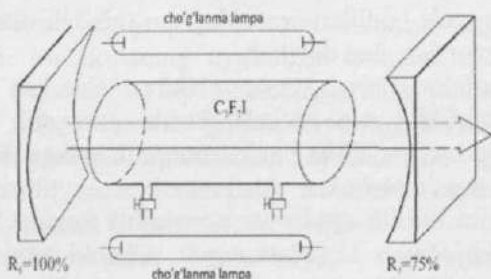
Kimyoviy CO_2 lazeri kimyoviy reaksiyaga va uyg'ongan molekullarning uyg'onmagan gaz molekullari bilan to'qnashishi tufayli energiya almashishiga asoslangan. CO_2 lazerining ishlash jarayoni quyidagi reaksiyaga asoslangan:



yoki

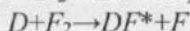
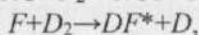


Qavs ichida molekullarning tebranma energetik holatlari keltirilgan.



3.35-rasm. Kimyoviy yod lazerining sxematik tuzilishi.

Kimyoviy reaksiyani jadallashtirishda sarf qilinadigan energiyaning unumini kamaytirish maqsadida o'zini quvvatlaydigan zanjir reaksiyasidan foydalaniladi. Zanjir reaksiyasi tashqi ultrabinafsha yorug'lik manbaisiz, faqat kimyoviy reaksiyaga asoslangan holda uzluksiz ishlaydigan kimyoviy lazerlarni ishga tushirishda qo'llanilishi mumkin. Zanjir reaksiyasi quyidagi ko'rinishda sodir bo'ladi:



va hokazo reaksiya davom etib, uyg'ongan DF^* deyteriy flor molekulasini hosil qiladi va CO_2 gaz aralashmalari bilan aralashtirilib, energiya almashuvi quyidagi sxema asosida bajariladi:



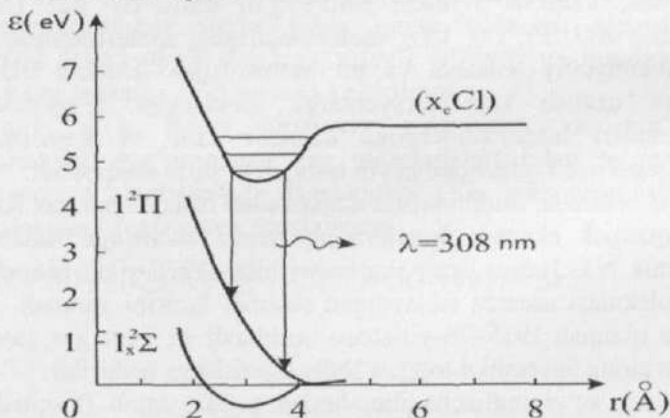
Demak, uzluksiz rejimda ishlaydigan kimyoviy gaz CO_2 -lazeri ko'pchilik NO , F_2 , D_2 , CO_2 molekularining aralashmasidan tashkil topgan kimyoviy reaksiya va bir molekuladan ikkinchi molekulaga energiya uzatish kabi jarayonlarga asoslangan. Yuqoridagi gaz aralashmalari lazer kamerasiga uzluksiz kirib va kamerada lazer nurlanishini hosil qilgandan keyin tashqariga surib chiqariladi.

Katta bosimda, ultrabinafsha diapazonida ishlaydigan gaz lazerlariga ilmiy qiziqish eksimer lazerlarining paydo bo'lishiga sabab bo'ldi. Akademik N.G.Basov ilmiy xodimlari bilan 1970-yilda birinchi marta Xe_2 molekulasini asosida ishlaydigan eksimer lazerini yaratadi. Eksimer lazeriga qiziqish 1975–76-yillardan boshlandi va inert gaz atomi bilan galogen atomidan tashkil topgan $XeBr$ lazeri ishga tushirildi.

Eksimer so'zi inglizcha iboralardan tashkil topib (Excited dimer) uyg'ongan dimer demakdir. Uyg'ongan atomlarning birikishidan tashkil topgan molekula eksimer molekulasidir. Eksimer molekulasini uyg'ongan holatda mavjud bo'ladi. Uyg'ongan eksimer molekulasining elektron-

tebranish energetik sathlari orasidagi o'tish hisobiga ishlaydigan lazerlarga eksimer lazerlari deyiladi.

Eksimer molekulasi yuqori elektron-tebranish energetik sathi potensial chuqurlikka ega bo'ladi. Pastki energetik sathi potensial chuqurlikka ega bo'lmaydi va pastki energetik sathga dissosiasiya holat deyiladi. Eksimer molekulasini pastki sathga qaytib tushishi bilan oq atomlar bir-birini itarilib ajralib va uzoqlashib ketadi. Pastki energetik holatda atomlar o'zaro ta'sirlashmaydi. Chunki eksimer molekulasini tugab atomlar oralig'idagi masofa $r \rightarrow \infty$ ga intilib atomlar alohida-alohida mavjud bo'ladi. Eksimer molekulasi yuqori elektron-tebranish energetik sathi bog'langan sath holatini (ikki xil tipdagi atomlarni bog'lovchi sathni) va pastki energetik sath bog'lanmagan holat (eksimer molekulasi tugagan holat)ni ifodalaydi. Odatda inert gazlar atomlari oddiy sharoitda o'zaro yoki boshqa tipdagi gaz atomlari bilan birikmaydi va molekula hosil qilmaydi. Inert gaz atomlari uyg'ongan energetik holatga o'tganda esa kimyoviy aktivligi oshadi va o'ziga uyg'onmagan atomlarni biriktirib molekula hosil qiladi. Eksimer molekulasi yuqori elektron-tebranish energetik sathining potensial chuqurlikda aniq qiymatli aylanma-tebranish sathlari bo'lmaydi va aylanma-tebranish sathlari yalpi va keng spektral oralikda nurlanish beradi. Eksimer lazerining bu xususiyati ultra-binafsha sohasida dispersiyali rezonator yordamida nurlanish chastotasini silliq o'zgartirishga imkoniyat beradi. 3.36-rasmda XeCl molekulasi energetik sathlari keltirilgan.



3.36-rasm. XeCl molekulasi energetik sathlari diagrammasi.

Eksimer molekulalari yuqori elektron-tebranish energetik sathda $\sim 10^{-8}s$ yashaydi. Molekulaning uygʻongan holatdan asosiy energetik holatga oʻtish ehtimoli $10^{-8}s^{-1}$. Molekulalarning yashash vaqti juda qisqa, boʻlgani uchun eksimer gazida inversion koʻchganlikni hosil qilishda impulsli elektrik damlashdan foydalaniladi. Qisqa muddatli katta kuchlanishli elektr razryadi samarali ravishda eksimer molekulalarini uygʻotadi va inversiya hosil qiladi.

Eksimer molekulalarida gazorazryad yordamida inversion koʻchirishni hosil qilishni va eksimer lazerining ishlash jarayonini qarab chiqamiz. Lazer kamerasidagi impulsli gazorazryad ion-ion rekombinasiyasi hisobiga eksimer molekulalarini uygʻotadi:

$R^+(\text{inert gaz ioni}) + X^-(\text{galogen ioni}) + M (\text{bufer gaz}) \rightarrow (RX)^* \text{ eksimer molekulas} + M.$

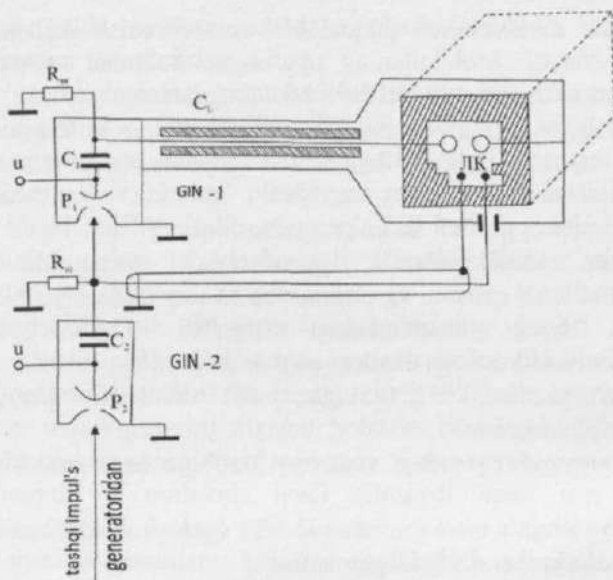
Gazorazryadda quyidagi reaksiya hisobiga ham molekulalar hosil boʻladi:

$R^* (\text{uygʻongan inert gaz atomi}) + X_2 (\text{galogen molekulas}) \rightarrow (RX)^* \text{ eksimer molekulas} - X (\text{galogen atomi}).$

Bufer gaz sifatida geliy ishlatiladi. Lazer kamerasida uch xil gaz aralashmasi joylashadi. Kamerada 10 nanosekundli qisqa muddatli kuchli elektrorazryad sodir boʻladi. Lazer kamerasidagi elektr razryadi lazer nuri yoʻnalishiga perpendikulyar ravishda sodir boʻladi. Kameradagi ishchi gazlarning bosimi bir atmosferadan yuqoridir. Yuqori bosimli lazer kamerasida bir jinsli gazorazryadni hosil qilish ancha qiyin. Shuning uchun avvalo gazlarni qisman kamera boʻylab ionlashtirish zarur. Gazlarni qisman ionlashtirish asosiy elektrorazryaddan avval boshlanadi. Oʻshandan keyin tezda lazer kamerasi boʻylab bir jinsli asosiy gazorazryad boshlanadi va kamerada bir jinsli, tekis inversion koʻchganlik hosil boʻladi.

Gazorazryadli eksimer lazerining umumiy sxematik tuzilishi 3.37-rasmda keltirilgan.

GIN-1 (impulsli kuchlanish generatori) lazer kamerasida asosiy gazorazryadni taʼminlaydi. GIN-2 lazer kamerasidagi gazlarni qisman ionlashtirishni taʼminlaydi. GIN-1 katta kuchlanishli, kichik sigimli, K-15-10 tipidagi $40+50kV$ li kondensatordan va R_1 iskra razryadli yacheykadan tashkil topgan. GIN-2 ham shu tipda ishlab, quvvati GIN-1 ga nisbatan ancha kichikdir. Katta quvvatli GIN-1 yuqori kuchlanishli elektr manbaidan S_1 kondensatorini zaryadlaydi. GIN-2 dagi S_2 kondensator ham oʻsha yuqori kuchlanishli elektr manbai yordamida zaryadlanadi.



3.37- rasm. Eksimer lazerining elektr sxemasi. U-yuqori kuchlanish elektr manbai, R_{sh} —shuntlangan qarshilik, R_1 —razryadnik, C_1 , C_2 —elektr energiyasini yig'uvchi kondensator, C_L —kondensator, LK—lazer kamerasi, GIN-1, GIN-2 impulsli kuchlanish beradigan generatorlar.

Avvalo GIN-2 ishga tushadi. GIN-2 ishga tushishi uchun tashqi generatordan impulsli signal kelib R_2 uchqun gazorazryad yacheikasida razryad uyg'otadi va S_2 kondensatordagi elektr energiyasi lazer kamerasiga uzatiladi. O'sha elektr energiyasi kamera uzunligi bo'ylab uchqunlar hosil qiladi va gazlarni qisman ionlashtiradi. Uchqunlar ultrabinafsha yorug'liklar manbaidir. Shu sababli gazlar qisman ionlashgan bo'ladi. O'sha uchqunlar uchishi bilan GIN-1 ishga tushiriladi va S_1 dagi katta quvvatli elektr energiyasi asosiy elektrodlariga S_L kondensator orqali uzatiladi. Xullas, asosiy elektrodlar oralig'ida lazer kamerasida impulsli gazorazryad boshlanadi. Gazorazryad davomida lazer kamerasida elektr tokining o'sish tezligi $10^{13} A/s$ bo'lib, $5 \div 10$ nanosekund davom etadi. Generatsiya vaqti $5ns$, lazer impulsining chastotasi $1 \div 50 Hz$, quvvati $20-25 MWt$ — ni tashkil etadi. Eksimer lazerining foydali ish koeffitsienti $1 \div 10\%$ gacha etadi. Eksimer lazerlari hozirgi kunda $193 \div 308 nm$ to'lqin uzunligi oralig'ida kogorent va kuchli nurlarni hosil qiladi. Quyidagi jadvalda eksimer lazerlarining ro'yxati berilgandir:

Aktiv modda	To'liq uzunligi, nm	Gaz aralashmasi
XeCl	308	Ne:Xe:NS1
KrCl	223	Ne:Kr:NS1
KrF	249	He:Kr:F
XeF	351	He:Xe:F

§ 3.10 Parametrik generatorlar

Parametrik generatorlarning ishlash prinsipi asosida nochiziqli optikaning ikkita qoidasi yotadi.

Birinchidan: quvvatli lazer nuri ta'sirida muhitning dielektrik singdiruvchanligi nochiziqli o'zgaradi. Bunda muhitning qutblanganligi yorug'likning elektr maydon kuchlanganligiga darajali ravishda bog'langan bo'ladi, ya'ni

$$P = \chi^1 E + \chi^2 E^2 + \chi^3 E^3 + \dots \quad (3.57)$$

(3.57) formulada $\chi^n (n > 1)$ n -tartibli muhitning nochiziqli singdiruvchanligi deyiladi. Bundan shu narsa ko'rinadiki, yuqori intensivlikda monoxromatik nur muhitga tushganda muhit zarrachalari nafaqat asosiy chastotada balki, uning garmonikalarida ham tebrana boshlaydi. Natijada yig'indi va ayirma chastotalarda xam tebranishlar hosil bo'ladi. Demak, lazer nuri tarqalish yo'nalishi bo'yicha asosiy chastotadan tashqari, uning karrali garmonikalari ham tarqaladi.

Ikkinchidan: Asosiy nuri chastotasining keyingi ikkilamchi nur chastotalarga aylanish effektivligi asosiy nur bilan biz istagan chastotadagi nurlarning fazoviy sinxronizmiga bog'liq. Fazoviy sinxronizmi qulay bo'lgan nochiziqli materiallarda garmonikaga aylanish koeffitsienti yuqori bo'ladi. Odatda ko'zga ko'rinadigan sohada ikkinchi garmonikali lazer nurini olish uchun nochiziqli kristallardan ADP (digidrofosfat ammoniy) yoki KDP (digidrofosfat kaliy) niobat litiy, iodat kaliylar ishlatiladi. Infraqizil sohalar uchun selenid galliy, germonofosfid rux, arsinogermanat kadmiylar ishlatiladi.

Chiziqli bo'lmagan dielektrikda berilgan chastotadagi kuchli yorug'lik energiyasini kichik chastotadagi nurlanish energiyasiga aylantirishni parametrik generatsiya deyiladi. Faraz qilaylik ω_H chastotali kuchli yorug'lik to'liqini kvadratik nochiziqli dielektikka tushayotgan bo'lsin. Bu nur nakachka to'liqini deb ataladi.

$$E_H = E_{OH} \cos(\omega_H t - k_H X) \quad (3.58)$$

Bu to'liqinni o'yg'otuvchi yoki dielektrikka tushuvchi to'liqin desa bo'ladi. Bu formuladagi hamma belgilarni yuqorida ko'rganmiz. Aytaylik, nur X o'qi bo'ylab tarqalayapti. Bu to'liqin tarqalish yo'nalishida dielektrikning har bir nuqtasida ω_1 va ω_2 chastotadagi tebranishlarini o'yg'otadi, shu chastotadagi ΔE^2 qutblanishlarini uyg'otadi. Bu nohiziqli qutblanishlar

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 X) \text{ va } E_2 = E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 X) \quad (3.59)$$

ikkilamchi to'liqlar tarqatadi. Bu erda

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_H \quad (3.60)$$

tenglik bajarilishi kerak. ω_H -nakachka to'liqini chastotasi, ω_1 va ω_2 -yangi hosil bo'lgan to'liqlar chastotalari.

Nurlar bir tomonga yo'nalgan bo'lishi va nakachka to'liqini o'z energiyasini yangi hosil bo'lgan nurlarga berishi uchun bu erda ham, ikkinchi garmonikani ko'zatgandagi kabi, sinxronizm sharti

$$k_H = k_1 + k_2 \quad (3.61)$$

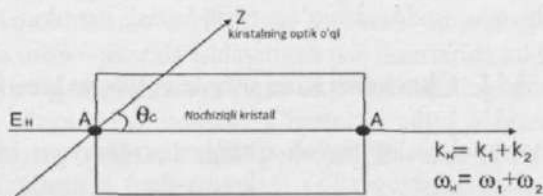
bajarilishi kerak. (3.60) formuladagi to'liqin sinxronizmi (3.61) ko'rinishdagi sinxronizmining umumiy holi hisoblanadi. Agar, (3.61) da

$k_1 = k_2 \frac{\omega}{\mathcal{G}(\omega)}$ va $k_H = \frac{2\omega}{\mathcal{G}(2\omega)}$ deb olsak, (3.60) ni hosil qilamiz, ya'ni $\mathcal{G}(\omega) = \mathcal{G}(2\omega)$.

Shunday qilib, sinxronizm sharti bajarilsa nakachka to'liqini o'z energiyasini yangi to'liqlarga effektiv beraboradi. Natijada muhitning ichiga qancha chuqur kiraborsa uyg'ongan yangi to'liqlar amplitudalari ortib boradi. Demak, bu erda ham ikkinchi garmonikani ko'zatgandagi kabi, sinxronizm o'zoq saqlanishi yoki kogerentlik masofasi katta bo'lishi kerak. Ammo normal dispersiya, ya'ni ω ortishi bilan n -sindirish ko'rsatkichi ortib boradigan sharoitda yorug'likning parametrik generatsiyasini amalga oshirib bo'lmaydi. Chunki unday dielektrikda $\mathcal{G}(\omega_H) = \mathcal{G}(\omega_1) = \mathcal{G}(\omega_2)$ tenglik bajarilmaydi. Ammo yana qiyinchilikdan bir o'qli manfiy kristall yordamida chiqib ketish mumkin.

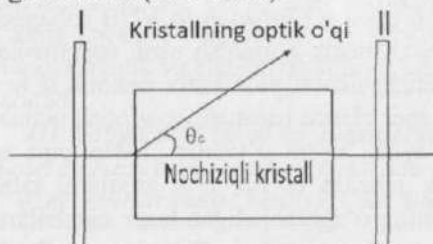
Bir o'qli manfiy kristallni AA yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishda istalgan qalinlikda kesib olish mumkin. Ammo optik jihatdan toza kristallning cheksiz kattasini topib bo'lmaydi. Shu kristalldan kesib olingan plastinkaga AA yo'nalishda ω_H chastotali nakachka nurini tushursak, bu yo'nalish kristallning optik o'qi bilan $\angle \theta$

-ni hosil qiladi. Chizmaga qaraylik(3.38-rasm)



3.38-rasm. Yorug'lik nurining noziqli optik kristallni kesib o'tishi.

$\angle \theta_c$ -sinxronizm burchagi deb ataladi. Chunki Z kristallning optik o'qiga θ_c burchak yo'nalishida sinxronizm shartlari bajariladi. Bu yo'nalishda nakachka nurdan hosil bo'lgan odatdagi va ikkilamchi nurlardan birining (ω_1 chastotasining deyish mumkin) odatdagimas hosilasining tezliklari o'zaro teng bo'ladi. ω_1 chastotali nur shu yo'nalishda kuchayib chiqadi. ω_2 nurni kuchaytirish uchun θ_c sinxronizm burchagini bir muncha o'zgartirish kerak. Chunki turli chastotali nurlar uchun sinxronizm burchagi farq qiladi. Ammo faqat kristallning o'zida ω_2 va ω_1 nurlar hosil qilinganda bu nurlar quvvati katta bo'lmaydi. Generatsiya qilingan bu nurlar quvvatini oshirish uchun kristall plastinka optik rezonator ichiga kiritiladi(3.39-rasm)



3.39-rasm. Nochiziqli kristallning ko'zgular orasiga joylashishi.

I va II kuzgular orasida hosil qilingan ω_1 va ω_2 nurlardan biri, albatta $\angle \theta_c$ kattaligiga bog'liq ravishda, ko'zgulardan ko'p marta qaytib kristall ichidan o'tadi, natijada nakachka nurining quvvati asosan generatsiya qilingan ω_1 va ω_2 nuriga beriladi. Chunki qayta-qayta o'tish natijasida kogerentlik masofasi ortib ketadi, sinxronizm o'zoq davom etadi. Rezonator ichida kristallni juda kichik burchakka burish yo'li

bilan yoki kristalning isishi hisobidan, nakachka nurini almashtirish bilan, rezonator parametrlarini o'zgartirish yo'li bilan lazer nurlari chastotasini bir maromda tekis o'zgartirib borish mumkin.

§ 3.11 Chastotasi silliq o'zgara oldigan lazerlar

Lazer qurilmalarining noyob xususiyatlaridan yana biri generatsiya diapozonida chastotasining silliq (sakramasdan) o'zgarishidir. Yuqorida qarab chiqilgan lazerlarning aksariyati (bo'yoq lazerlari va yarim o'tkazgich lazerlaridan tashqari) statsionar chastotada ma'lum spektral kenglikda nurlanish hosil qiladi. Lekin bo'yoq lazerlari yoki yarim o'tkazgichlar yordamida spektrning infraqizil (IQ) ko'zga ko'rinar (KK) va ultrabinafsha (UB) oblastlari qariyb to'liq yopilgan, ya'ni bu tipdagi lazerlar yordamida to'liq uzunliklar shkalasining barcha sohalarida kogerent monoxromatik yorug'lik nurlarini olish mumkin. Ularning energetik va spektral xarakteristikalarini bir xil bo'lmashligi mumkin. Shunga qaramasdan yarim o'tkazgich lazerlari asosan IQ sohani to'liq qamrab olgan bo'lsa, bo'yoq lazerlari yordamida KK va yaqin UB sohalarida istalgan chastotadagi kogerent nurlanishni olish mumkin. Spektrning UB va VUB sohalarida lazer nurlanishini asosan lazer nurlari chastotasini nochiqli kristallar yoki atom bug'lari yordamida ikkilanib sindirish orqali yoki tashqi ta'sir yordamida generatsiya spektrini siljitish orqali olish yaxshi natija bermoqda.

Shunday qilib uzoq IQ sohadan to VUB sohagacha chastotasi silliq o'zgaradigan monoxromatik nurlanish olish spektroskopiya yoki spektral analizning rivojlanishi uchun juda katta imkoniyat beradi. Chunki atom yoki molekulalar spektrlarini rezonans uyg'otish uchun uyg'otuvchi lazer nuri chastotasini aynan kvant o'tishlar chastotasiga moslash kerak. Bu juda nozik texnik jarayon bo'lib, o'ta aniqlikni talab qiladi. Bugungi kunda chastotasi silliq o'zgaradigan lazer manbalarini yaratishning bir nechta prinsipial usullari mavjud. Shunday usullardan biri kuchayish oblastida keng bo'lgan lazer rezonatoriga ma'lum to'liq uzunliklarni selektiv o'tkazadigan tor spektral intervalda generatsiya beradigan va kuchayish oblasti generatsiya chastotasini uzluksiz tekis o'zgartiradigan optik elementlar o'rnatishdan iborat. Bu lazerlarga buyoq lazerlari va eksmer lazerlari misol bo'ladi.

Chastotasi silliq o'zgara oladigan lazer manbalarini yaratishning ikkinchi usuli aktiv moddaning energetik sathlarini tashqi maydon ta'sirida siljitish ya'ni lazerning generatsiya oblastini siljitish va mos

ravishda ganaratsining to'liq uzunligini o'zgarishiga asoslangan. Bunday siljishni magnit maydon ta'sirida amalga oshirish mumkin. Spini o'zgaradigan kombinatsion sochilishga asoslanib ishlaydigan lazerlarda hamda Zeeman effekti asosida ishlaydigan gaz lazerlarida xuddi mana shu usuldan foydalanilgan. Bundan tashqari aktiv moddaning temperaturasi yoki bosimini o'zgartirish mumkin. Chastotasi silliq o'zgaradigan lazer manbaini olishning uchinchi uuli generatsiya chastotasini siljitadigan texnikadan foydalanish. Agar ikkita ω_1 va ω_2 chastotali lazer nurlarini nohiziqli kristalga yuborsak kristall atomlarini shunday tebranishga majbur qiladiki, unda ω_1 va ω_2 larning yig'indisidan ($\omega_1 + \omega_2$) ayirmasidan ($\omega_1 - \omega_2$) iborat ikkilamchi nurlarning generatsiyasi hosil bo'ladi. Fazoviy sinxronizm sharti bajarilganda tushuvchi nurning qariyb 50%i ikkilamchi nurlarga aylanadi. Bunday sharoitda tushuvchi nurning chastotasi ω ikkilanadi, ya'ni 2ω chastotali nur hosil bo'ladi, yoki boshqacha aytganda ikkinchi garmonika hosil bo'ladi. Shu usul bilan yoqut lazerining ikkinchi garmonikasi $\lambda'' = 347nm$ yoki neodim lazerining ikkinchi garmonikasi $\lambda'' = 530nm$ olingan.

Qaysi usul bilan qanday parametrdagi lazer nurlanishini olish yoki uning chastotasini qaysi diapozonda o'zgartirish o'zganiladigan ob'ektning spektri bilan belgilanadi. Shunga qarab bu usullar ichidan optimal varianti tanlanadi. Bunda eng muhim parametrlardan biri ganaratsiya spektrining kengligi hisoblanadi. Mavjud lazerlarning spektral kengligi $0.001cm^{-1}$ dan to $1cm^{-1}$ gacha. Lekin lazer texnikasining tez suratlilar bilan o'sib borishi keng spektral diapozonda tor spektral kenglikka ega bo'lgan kogerent monoxromatik va chastotasi silliq o'zgara oladigan lazer yaratishga zamin yaratadi.

III. bobga doir savol va masalalar

1. Optik kvant generatorlari nima vazifani bajaradi.
2. Optik kvant generatorlarining tuzilishi va umumiy sxemasini tushuntiring.
3. Qattiq jism lazerlarining ishlash mexanizmini tushuntiring.
4. Yoqut lazerlarining ishlash mexanizmini tushuntiring.
5. Neodim lazerlarining ishlash mexanizmini tushuntiring.
6. Gaz lazerlarini boshqa turdagi lazerlardan farqini tushuntiring.
7. Nima uchun gaz lazerlarida difraksion yo'qotishlar kam bo'ladi?
8. Gaz lazerlarida aktiv muhitni damlash qanday amalga oshiriladi?
9. Nima uchun gaz trubkasi uchlariga quyilgan parallel plastinkalar Bryuster burchagi ostida maxkamlanadi?
10. CO_2 lazerini xarakteristikalarini keltiring.

11. Impulsli gaz lazerlari qanday ishlaydi?
12. Nima uchun suyuqlik lazerlarida bo'yoq eritmalaridan foylaniladi?
13. Ionli gaz lazerlarini ishlash prinsipini tushuntiring.
14. He-Ne lazerini quvvati quysi shartlar bajarilganda eng maksimal bo'ladi?
15. He - Ne lazerini energetik sathlarini va ular orasidagi kvant o'tishlarni tushuntirib bering.
16. Ionli lazerlarning gaz lazerlaridan farqi.
17. Argon lazerini ishlash mexanizmini tushuntiring.
18. Metall bug'li lazerlarni boshqa lazerlardan farqi nimada.
19. Bo'yoq lazerlarning ishlash mexanizmi qanday.
20. Rodamin-6J lazerining ish rejimini tushuntiring.
21. Yarim o'tkazgichli lazerlarning boshqa lazerlardan farq qiluvchi tomonlarini izohlab bering.
22. Yarim o'tkazgichli lazerlarda qanday o'tishlardan foydalaniladi?
23. Yarim o'tkazgichlardagi valent zonasi va o'tkazish zonasi qanday holatlarga tegishli? Kovaklar tushunchasi qanday holat uchun foydalaniladi?
24. Yarim o'tkazgichlarda manfiy temperatura hosil qilishni boshqa aktiv muhitlarda manfiy temperatura hosil qilishdan farqini izohlab bering.
25. Yarim o'tkazgichlarda nomuvozanat holat hosil qilishning uchta usulini tushuntirib bering.
26. Yarim o'tkazgichli lazerlarda elektronlarning injeksiyasi qanday amalga oshiriladi?
27. Yarim o'tkazgichli lazerlarda generatsiya hosil bo'lish mexanizmini tushuntirib bering.
28. Eksimer lazerining ishlash mexanizmi qanday.
29. Nachoziqli kiristal deganda nimani tushunasiz?

1. Ikkita energetik sath tashkil topgan kvant sistemasi 300 K haroratda termodinamik muvozanatda bo'lsin. Agar energetik sathlar orasidagi energiyalarning farqi neodim lazeri nurlanishining to'liq uzunligiga mos kelsa, quyi sathga nisbatan yuqori sathda nisbiy joylashishini toping.

$$\text{Javob. } \frac{n_2}{n_1} \approx 2,5 \cdot 10^{-20}$$

2. Agar quyi sathdagi joylashish yuqori sathga nisbatan ikki marta kam bo'lsa, bunday ikki sathli kvant sistemasining effektiv holati nimaga teng? Sathlar orasidagi energetik farqni He-Ne lazerining ko'rinadigan sohasidagi nurlanishi to'liq uzunligiga mos keltiriladi.

$$\text{Javob. } T = -\frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{630 \cdot 10^{-9} \text{ m} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \cdot \ln 2} \approx -3,3 \cdot 10^4 (\text{K})$$

3. Neodim lazeri nurlanishiga muvofiqlashtirilgan yuqori moyullikli ideal rezonatorning to'liq tarqatish yo'nalishini cheklovchi chegaraviy (burchak minutida) burchakni baholang. Bu rezonator 5 sm egrilik radius ega bo'lgan ikkita yassi ko'zgudan hosil bo'lgan. Ko'zgular orasidagi masofa 2 m. ko'zgularning qaytarish koeffitsienti 80% ga teng.

$$\text{Javob. } Q=17' \text{ (burchak minuti)}$$

4. Agar ko'zgular radiusini ikki marta oshirsak va ko'zgular orasidagi masofa 2 marta kamaytirilsa ikkita qo'shimilar orasidagi chastotalar farqi qanday va necha marta o'zgaradi?

$$\text{Javob. Chastotalar farqi 2 marta katta bo'ladi.}$$

5. Faraz qilaylik zarrachaning uyg'ongan holatdagi yashash vaqti 10^{-10} s. Agar bu zarrachaning uyg'ongan holatdagi yashash vaqtini 2 marta oshirsak, nurlanish spektral kengligi necha sm^{-1} ga o'zgaradi?

$$\text{Javob. Nurlanish chizig'ining spektral kengligi } 0,027 \text{ sm}^{-1} \text{ ga teng.}$$

6. Agar ikkita egrilik radiusi 5 sm bo'lgan yassi ko'zgular orasidagi masofa 1 m va ko'zgularning neodim lazeri to'liq uzunligi uchun shaffoflik koeffitsienti 5% bo'lsa, bunday ideal rezonatorning aslligi nechaga teng?

$$\text{Javob. } Q=1,2 \cdot 10^8$$

7. CO_2 lazerining aktivlikli chiqish ko'zgusining optimal shaffoflikdan 50% bo'lganda uning yo'qotish koeffitsientini baholang. Rezonator ko'zgulari orasidagi masofa 1 m. Kuchaytirish koeffitsienti 2 sm^{-1} ga teng.

$$\text{Javob. } \beta \rightarrow 0 \text{ yoki } \beta \rightarrow \alpha_0$$

8. Ko'zgular orasi 50 sm bo'lgan bo'shliq kuchaytirish koeffitsienti 0,1 sm^{-1} bo'lgan faol muhit bilan to'ldirilgandagi kuchaytirish koeffitsientining yuqotish koeffitsientiga nisbati nimaga teng. Bunda tug'um generatsiya chiqish ko'zgusining optimal shaffofligi 30% ga teng.

$$\text{Javob. } \frac{\alpha_0}{\beta} = 1040 \text{ yoki } \frac{\alpha_0}{\beta} \approx 1,1$$

IV bob. ATOM SPEKTRLARINI UYG'OTISHNING LAZER SPEKTROSKOPIYA USULLARI

§ 4.1 Lazer nurlarining o'ziga xos hususiyatlari

O'tgan asrning 60 yillarida kogerent, monoxramatik va yuqori energiyali, qat'iy yo'nalishga ega bo'lgan yorug'lik manbalarining (lazerlarning) kashf etilishi, fan va texnologiyalar sohasida ulkan kashfiyot bo'ldi. Lazer nurlarining bugungi kundagi qo'llanish sohasi nihoyatda keng. Ilmiy sohalarda chiziqli va nochiziqli optika, atom va molekulyar spektroskopiya, yadro spektroskopiyasi, xim-fizika, bio-fizika, tibbiyot fizikasi va boshqalar bo'lsa; amaliy sohalarda esa texnika-texnologiyalardan tortib, kosmos, harbiy sohalargacha, meditsina, ekologiyadan tortib, qishloq xo'jaligi sohalarigacha muvoffaqiyat bilan qo'llanilmoqda. Ilm-fandagi qo'llanish sohalari ichida lazer nurlarining o'ziga xos noyob xususiyatidan kelib chiqib, fizika, kimyo sohalarida qo'plab kashfiyotlarga sabab bo'lgan yangi yo'nalish: lazer spektroskopiyasi soxasiga alohida to'xtalamiz. Qo'llanish sohalari ichida fizika, kimyo, biologiya, meditsina sohalarida ko'plab kashfiyotlarga sabab bo'lgan "Lazer nurlarining moddalar bilan selektiv ta'sirlashish" sohasi bugungi kunda muvaffaqiyat bilan rivojlanayotgan sohadan biridir.

Kogerent, monoxramatik va chastotasi silliq o'zgara oladigan lazer manbalari yordamida atom va molekularlarning kvant holatlariga selektiv ta'sir qilib, fizikaviy va kimyoviy jarayonlarda ularning faolligini oshirish, yoki ushbu jarayonlarni boshqarish imkoniyati to'g'ildi. Bu nurlanishlar orqali atom va molekularlarning $1.0 \div 10.0 eV$ energiyaga ega bo'lgan kvant holatlarini selektiv uyg'otish mumkin.

Hozirda optik kvant generatorlari, ya'ni lazerlar yordamida spektral sohaning infraqizil(IQ), ko'zga ko'rinar(KK), ultrabinafsha (UB) va vakuum ultrabinafsha (VUB) sohalarida industrlangan monoxramatik nurlanishni olish mumkin. Lekin spektroskopiya uchun muhim masala ushbu diapazonlarda chastotasi uzluksiz, silliq o'zgaradigan lazer qurilmalariga ega bo'lishdan iborat. Bu masala bo'yoq lazerlari va yarimo'tkazgichli lazerlar kashf etilgach qisman hal bo'ldi.

Atom va molekularlarda ro'y beradigan spektroskopik jarayonlarni chuqurroq o'rganishdan oldin lazer nurlarining o'ziga xos

xususiyatlarini, imkoniyatlarini va bugungi kundagi rivojlanish chegaralarini qisqacha ko'rib chiqish maqsadga muvofiq.

1) Yuqori intensivlik. Lazer nurlarining intensivligi shu darajada yuqoriki, kvant holatlarni to'yintirishdan tashqari Pauli prinsipi bo'yicha taqiqlangan kvant o'tishlarni ham kuzatishga imkon yaratadi. Bu borada yuqori insensivlik va gigant impulsarga ega bo'lgan lazer qurilmalariga ehtiyoj mavjud. Bugungi kunda eng yuqori intensivlik $10^{13} \div 10^{15} \text{ foton/cm}^2$ hisoblanadi.

2) O'ta qisqa ($10^{-9} - 10^{-12} \text{ s}$) davomiylikka ega bo'lgan, impulsli lazer nurlanishlarini hosil qilish. Bunda masala atom va molekulalar uyg'ongan kvant holati yashash vaqtidan (τ_{av}) kichik vaqtli impulsiga ega bo'lgan (τ_{imp}) lazer nurlanishni hosil qilishdan iborat. Chunki atomlarni uyg'ongan holatdan keyingi energetik holatlarga 100% uyg'otish uchun $\tau_{\text{av}} > \tau_{\text{imp}}$ shart bajarilish kerak. Lekin ko'pchilik murakkab molekulalar yoki biomolekulalarning elektron yoki tebranish spektrlari yashash vaqti piko (10^{-12} s) yoki femto (10^{-15} s) sekundlar atrofida. Bunday qisqa vaqtli jarayonlarni tadqiq qilish uchun lazer impulsining davomiyligi atom yoki molekula kvant xolatlari yashash vaqtidan kichik bo'lishi kerak.

3) Lazer nurlanishning fazaviy kogerentligi, fotofizik yoki fotoximik jarayonlarni fazaviy boshqarishga yordam beradi. Lazer nurlarini uzoq masofalarga yo'naltirish orqali lokal spektral analizlar o'tkazish imkoniyatini yaratiladi.

4) Lazer nurlanishning o'ta monoxromatikligi, ya'ni $\Delta\nu_{\text{lc}} \ll 1$ bo'lishi, bir- biriga juda yaqin joylashgan ikkita spektral chiziqlarni alohida-alohida o'rganishga yoki selektivlik darajasini juda yuqori qiymatlarga etkazishga ($10^{-9} \div 10^{-13}$) yordam beradi. Afsuski hozirda mavjud lazer texnikasi yordamida $\sim 10^3 \text{ sm}^{-1}$ spektral kengligidan torroq spektrdagi lazer nurlanishga ega bo'lish ancha murakkab texnikani talab etadi..

Lazer nurlanishning yuqorida qayd etilgan eng muhim xususiyatlari uning qo'llanilish sohalarini kengaytiradi va atom-molekulyar sathlarda lazer nurlarining moddalar bilan ta'sirlashishining yangi istiqbollari ochib berishda yordam beradi.

Lazer nurlanishining yuqori monoxromatikligi atom va molekulalarning barcha spektral sohalarda yutilish spektrlarini olish,

o'lchash imkoniyatni kengaytirdi. Bundan tashqari aralashma atomlar ichidan birgina elementga tegishli atomlarni tanlab o'yg'otish, bunda boshqa turdagi atomlar o'yg'onmagan holatda qolish imkonini yaratadi. Bu esa juda muhim selektiv jarayon hisoblanadi. Uzoq masofalarga yo'naltirilgan lazer impulsi yordamida fluoresensiya spektrlarini, yoki uzoq masofadagi yorug'likning sochilish spektrini o'rganish; atmosferaning yuqori qismidagi atom va molekulalar spektrlarini o'rganib, uning tarkibi haqida ma'lumot olish mumkin bo'ldi. Bu usuldan masofaviy lazer spektroskopiyasi metodida foydalanilmoqda. Lazer nurini to'liq uzunligi o'lchamidagi nuqtaga fokuslaganda hosil bo'ladigan yuqori intensivlik tufayli belgilangan hududning tezlik bilan isishi va bug'lanishini hosil qilish, hamda bu orqali termodinamik jarayonlarni o'rganish mumkin.

Lazer nurlarining atom va molekulalar bilan ta'sirlashish jarayonlari lazer spektroskopiya metodlari yordamida o'rganilganda, ular ikki qismga bo'linganligini ko'ramiz: chiziqli lazer spektroskopiya metodlari va nochiziqli lazer spektroskopiya metodlari. Bu metodlar bir-biridan qo'llanilayotgan lazer nurlarining quvvati bilan farqlanadi. Bu metodlarga alohida to'xtalamiz.

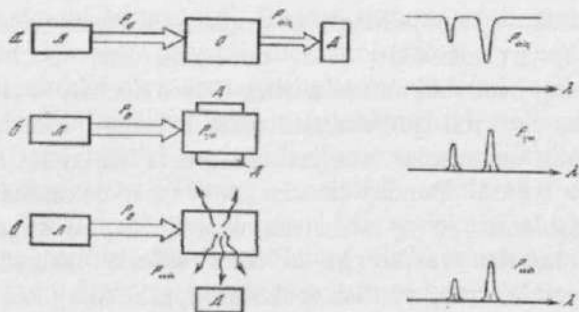
§ 4.2 Chiziqli lazer spektroskopiya metodlari

Lazer nurlarining yuqori intensivligi, monoxrmatikligi va kichik sochilish burchagiga egaligi tufayli ularning spektroskopiyada qo'llanilishi an'anaviy spektroskopiya metodlarining samaradorligini keskin oshirdi. Bundan tashqari lazerlarning qo'llanilishi fizik jarayonlarga asoslangan yangi spektroskopiya metodlarini yaratilishiga olib keldi. Natijada butunlay yangi tajriba qurilmalari va texnikalari paydo bo'ldi. Optik spektroskopiya imkoniyatlari bir necha barobar ortdi. Atom va molekularning kichik konsentratsiyalarini qayd qilish imkoniyati juda kengaydi. Kondensirlangan muhitlarda ro'y berish vaqti $10^{-12} \dots 10^{-14}$ s bo'lgan relaksatsion jarayonlarni qayd qilish imkoni paydo bo'ldi. Bir so'z bilan aytganda lazer spektroskopiyasi-bu optik spektroskopiyaning lazer nurlarini yutilishi va sochilishi evaziga hosil bo'ladigan spektrlarni o'rganib, yorug'likni sochgan yoki yutgan jism (atom yoki molekula) haqida ma'lumot oluvchi bo'limi hisoblanadi. Yorug'likning jism bilan o'zaro ta'siri turiga qarab lazer spektroskopiyasi metodlari chiziqli va nochiziqli turlarga bo'linadi. Chiziqli lazer spektroskopiya metodlari yorug'lik kvantining jism yoki

zarracha bilan o'zaro chiziqli ta'siriga asoslangan. Nochiziqli lazer spektroskopiya metodlari esa bir yoki bir nechta yorug'lik kvantlarining jism yoki zarracha bilan o'zaro nochiziqli ta'sirlashishiga asoslangan. Spektral qurilmalarda uzoq infraqizil sohadan tortib, to ultrabinafsha soxagacha istalgan chastotada ishlaydigan lazerlardan foydalansa bo'ladi. Bunday lazerlar atom va molekullarning istalgan kvant o'tishlarini o'yg'otishi mumkin. Infraqizil sohada ishlovchi injeksion lazerlar va ko'zga ko'rinar sohada ishlaydigan bo'yoq lazerlari moddalarning yutilish spektrlarini, asbobning kamchiliklaridan qat'iy nazar, juda yuqori aniqlikda o'lchash imkoniyatini yaratadi. Zamonaviy lazerlar yordamida yangi yuqori samaradorlikka ega bo'lgan spektroskopik metodlar ishlab chiqilgan: xususan rezonator ichida yutilish lazer spektroskopiyasi, kogerent antistoks kombinarsion sohilish spektroskopiyasi, rezonans lazer fotoionizatsion spektroskopiyasi va boshqalar. Eng so'nggi usul zarrachalarning impulsli lazerlar yordamida rezonans o'yg'otilishiga asoslangan. Bunda lazer nurlanishi chastotasi, atom va molekullar rezonans kvant o'tish chastotasiga moslanadi, keyingi bosqichda esa uyg'otilgan zarrachalar ikkinchi lazer impulsi yordamida ionlashtiriladi. Lazer impulslarining etarlicha intensivligida rezonans fotoionizatsiya effektivligi 100% ga yaqin bo'ladi. Xuddi shunday effektivlik elektron ko'paytirgichning ionlarni qayd qilishida ham ko'zatiladi.

Yuqori intensivlikdagi lazer nurlarining atom va molekullar bilan o'zaro ta'siri nochiziqli jarayonlarni hosil qiladi. Nurlanishning qisqa vaqtda sodir bo'lishi istalgan kvant holatda relaksatsiya vaqtidan qisqa vaqt ichidagi kvant o'yg'onishni hosil qiladi. Ultraqisqa (pikosekundli, femtosekundli) impulsli lazerlarning qo'llanilishi sababli, o'lchash vaqti 10^{-14} s va undan ham kichik bo'lgan spektroskopik jarayonlarni urganish imkoniyati yaratildi. Bu metodlar o'yg'otilgan atomlar qatnashadigan fotofizik va fotoximik jarayonlarning kinetikasini o'rganishda, qisqa yashovchi zarrachalar (radikallar, komplekslar va boshqalar)ni tadqiq etishda keng qo'llaniladi.

Endi, hozirgi kunda atomlarning spektrlarini o'rganishda keng qo'llanilayotgan chiziqli lazer spektroskopiya metodlari bilan tanishamiz. Ular sxematik ravishda 4.1-rasmda keltirilgan.



4.1 rasm. Chiziqli lazer spektroskopiya metodlari:
a-absorbsion metod, b-optika-akustik metod, v-lazer florutsent metod.

Bular ichida eng oddiysi chastotasi silliq o'zgara oladigan lazer nurlarining moddadan o'tgan intensivligini qayd qilish metodidir.

Bu metodda detektor orqali moddadan o'tgan nurlanishning keng spektral diapozondagi yutilish spektri yozib olinadi. Albatta kuchli intensivlikdagi yutilish spektriga ega bo'lgan moddalarni o'rganishda bu metod kulay hisoblanadi. Lekin kuchsiz intensivlikdagi yutilish spektrlari lazer nurining moddadan bir marta o'tishida ko'rinmasligi mumkin. Bunday xollarda lazer nurining modda orqali bir necha bor o'tishini ta'minlash orqali kuchsiz spektral chiziqlarni ham qayd qilish mumkin.

Juda kuchsiz yutilish spektriga ega bo'lgan spektral chiziqlarni qayd qilish uchun moddani bevosita lazer rezonatori ichiga to'g'ridan-to'g'ri joylashtirish bilan undan lazer generatsiyasida qatnashayotgan nurlarning bir necha bor ($\geq 10^6$ marta) o'tishini ta'minlash zarur.

Bu metodni urning rezonator ichida yutilish metodi deyiladi. Bunda yuqorida aytilgan metodlar lazerli absorbsion metodlar deb yuritiladi. Bu metodda uyg'ongan atomning keyingi taqdiri qiziqirmaydi. Muhimi, moddaga tushgan lazer nurining necha foizi modda tomonidan yutilganligi xalos.

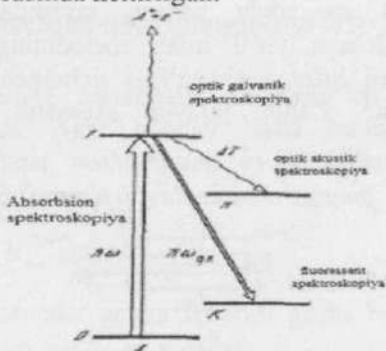
Keyingi chiziqli lazer spektroskopiya metodlardan biri- lazerli optika-akustik metod hisoblanadi. Ma'lumki, lazer nuri gazli muhitga yuborilsa, yutilgan energiyaning miqdori juda kam bo'lganligidan uni qayd qilish ham o'ziga xos qiyinchilik to'g'diradi. Bunday xollarda lazer nurini muhitga yuborish bilan muhitning temperaturasi yoki bosimining oshishi tufayli hosil bo'lgan akustik to'lqinlarni qayd qilish, optika-akustik metodning asosini tashkil qiladi. Chastotasi silliq o'zgaradigan

lazerlarni qo'llash orqali metodning sezgirliги bir necha barobar oshadi.

Lazer nurlarining yutilishi bilan bog'liq yana bir metodlardan biri lazerli optiko-galvanik metod hisoblanadi. Ushbu metodning mazmuni shundan iboratki, agar lazer nuri past bosimli gaz razryadga yoki yonib turgan alangaga yuborilsa, lazer nuri ta'sirida qo'shimcha uyg'ongan atomlar yoki ionlar hosil bo'ladi. Natijasida, muhit orqali o'tgan elektr zanjirining elektr o'tkazuvchanligi o'zgaradi va qo'shimcha elektr toki paydo bo'ladi. Bu tokning amplitudasini qayd qilish orqali plazmadagi (gaz razryadi yoki alangadagi) izlanayotgan atom yoki molekullarning konsentratsiyasini aniqlash mumkin. Shu maqsadda chastotasi silliq o'zgaradigan lazerlarni qo'llash, uning sezgirligini oshiradi va spektral diapozonini kengaytiradi.

Ko'pchilik hollarda atom yoki molekula tomonidan yutilgan energiya floressensiya yoki lyumenissensiyaning paydo bo'lishiga olib keladi. Fluorensensiya intensivligining o'yg'otuvchi lazer to'lqin uzunligiga bog'liqligini o'rganish lazerli fluorensensiya metodining asosida yotadi. Ushbu metod atom-molekulyar spektroskopiyada uzoq vaqtdan buyon keng qo'llanilib kelinmoqda.

Yuqorida qaralgan barcha chiziqli lazer spektroskopiya metodlarida yutilgan yorug'lik energiyasining issiqlik energiyasiga aylanishi, yoki yorug'lik sifatida moddadan chiqib ketishi qaralgan. Nur chiqarmasdan yuz beradigan jarayonlarni o'rganadigan metodga optiko-kalorimetrik metod xam deyiladi. Bu metodda yutilgan energiyaning sarflanish sxemasi 4.2 rasmda keltirilgan.



4.2 rasm. Yutilgan energiyaning sarflanish sxemasi.

Yuqorida sanab o'tilgan metodlar chiziqli lazer spektroskopiya metodlari hisoblanadi. Chiziqli deyilishiga sabab, bu metodlarda atom va molekullarning kvant holatlarini uyg'otishda yutilishning to'yinishi

yoki ko'pfotonli kvant o'tishlar kabi noxiziqli jarayonlar yuz bermaydi. Uyg'otuvchi lazerlar juda katta quvvatlar bilan ishlamaydi. Barcha energetik parametrlari chiziqli rejimda ishlaydi.

Yuqoridagi metodlarga qisqacha to'xtalamiz.

§ 4.3 Lazerli absorbsion metodlar

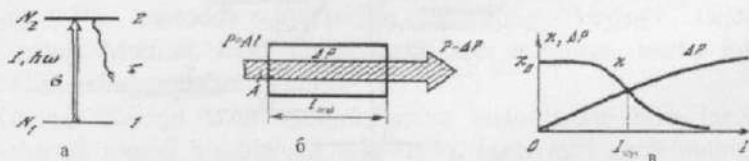
Bu metodda lazer nurlari yutuvchi muhitga yuborilib, undan chiqqan qismini qayd qilish orqali yutuvchi muhit atom va molekulari to'g'risida ma'lumotga ega bo'lamiz. Bu boradagi dastlabki tajriba amerikalik olimlar tomonidan o'tkazilgan. Tajribada chastotasi silliq o'zgaradigan diod lazeri yordamida ammiak molekulasining yutilish spektridagi yutilish ko'effitsienti o'lchandi. Keyingi tajribada SF_6 va UF_6 molekularining yutilish spektrlarining shakli va strukturasi o'lchandi. Shundan so'ng bu metodga qiziqish orta bordi va atomlar sistemasiga ham qo'llay boshlandi.

Birinchi navbatda spektral chiziqlarda Dopplercha kengayishini o'lchash orqali atom yoki molekularning massasi aniqlandi, ya'ni,

$$\frac{\Delta v_{\text{dop}}}{v_0} = \sqrt{\frac{8kT}{Mc^2}} \quad (4.1)$$

Bu formula atom va molekular yoki primesslar to'g'risida kerakli ma'lumotlarni beradi.

Absorbsion metodni lazer spektroskopiyaning boshqa metodlari bilan taqqoslash maqsadida, nazariy ravishda yutilish spektrining intensivligini o'lchash yo'li bilan metodning sezgirlik darajasini baholaymiz, ya'ni lazer nuri yo'lga uchragan minimal zarrachalar sonini aniqlaymiz. Ushbu jarayon sxematik ravishda 4.3-rasmda tasvirlangan.



4.3 rasm. Metodning sezgirlik darajasini baholash:

a-kvant o'tishlar sxemasi, b-o'lchash geometriyasi, v- yutilish va to'yinish ko'effitsientlarining yorug'lik intensivligiga bog'lanishi.

1 va 2 energetik sathlar o'rtasidagi kvant o'tishlarning yutilish

koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$\chi = \sigma(N_1 - N_2) = G \frac{N_1^0 - N_2^0}{1 + I/I_{\text{sat}}} = \frac{\chi_0}{1 + I/I_{\text{sat}}} \quad (4.2)$$

bu formulada

σ -yutilishning ko'ndalang kesma yuzasi.

N_1 , N_2 - 1 va 2 energetik sathlardagi zarrachalar soni,

N_1^0 , N_2^0 - mos ravishda 1 va 2 sathlarda o'ygongan zarrachalar soni

I -tushuvchi nur intensivligi, I_{sat} - kvant o'tishlarning to'yinish intensivligi.

Ushbu holatda to'yinish intensivligi quyidagiga teng.

$$I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega}{2\sigma\tau} \quad (4.3)$$

τ - relaksatsiya vaqti.

Agar yutuvchi muhitning uzunligi l bo'lsa, $P = I \cdot A$ quvvat bilan tushayotgan lazer nuri muhitdan o'tgach ΔP marta kamayadi. Bunda

$$\Delta P = \chi \cdot I \cdot A \cdot l \quad (4.4)$$

A -lazer nur dastasining ko'ndalang kesim yuzasi.

(4.2), (4.3) va (4.4) formulalarni inobatga olib,

$\chi \cdot I \ll 1$ va $I = I_{\text{sat}}$ ekanligini nazarda tutsak, qayd qilinadigan minimal zarrachalar soni quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$N_{\text{min}} = (A \cdot l)(N_1^0 - N_2^0)_{\text{min}} = 4 \cdot \tau \cdot \frac{\Delta P_{\text{min}}}{\hbar\omega} \quad (4.5)$$

ΔP_{min} - minimal zarrachalar qayd qilingandagi lazer nuri quvvatining o'zgarishi.

(4.5) formula barcha zarrachalar boshlang'ich kvant holatida bo'lganda mos keladi. Agar bunday holat bo'lmasdan umumiy zarrachalar ichidan faqat boshlang'ich kvant holatda bo'lganlarini q_0 bilan belgilasak, (4.5) formula quyidagicha o'zgaradi.

$$N_{\text{min}} = \frac{1}{q_0} \frac{4 \cdot \tau \cdot \Delta P}{\hbar \cdot \omega} \quad (4.6)$$

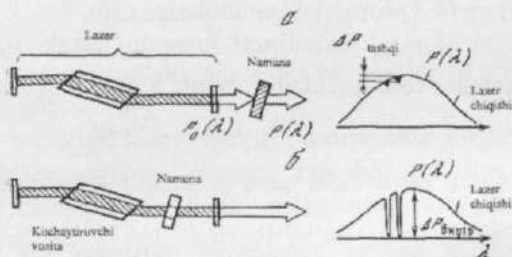
q_0 ning qiymati atomlar uchun $0,1 \div 1,0$ gacha bo'lsa, ko'patomli molekullar uchun $0,1 \div 0,001$ gacha bo'ladi.

Real holatda qo'llanilayotgan lazerning quvvatini $P = 10^{-2} \text{ Wt}$ vatt, lazer nurlari dastasining ko'ndalang kesim yuzasini $A = 10^{-2} \text{ sm}^2$ va $I = I_{\text{sat}}$ deb qarasak, 1 sekundda qayd qilinadigan minimal atomlar soni 10^3 tani (ya'ni 100 tani); tashkil qiladi. Xuddi shunday parametrlarda

minimal qayd qilinadigan molekular soni $3 \cdot 10^8$ ta molekula bo'ladi. Bu raqamlar absorbsion metodning sezgirlik chegarasini belgilaydi.

Lazerli absorbsion metodlar ichida sezgirliги eng yuqori bo'lgan metod nurning rezonator ichida yutilish metodi. Bunda yutuvchi muhit (gaz, suyuqlik yoki qattiq jism) lazer rezonatori tashqarisida emas, balki bevosita rezonator ko'zgulari orasiga joylashtiriladi. Generatsiyada ishtirok etayotgan nurlar aktiv moddadan o'tib ko'chayishi bilan yutuvchi muhitga kiradi va ko'chayuvchi nurlar susayadi. Nurlarning yutuvchi muhitdan bir necha marta ($\sim 10^6$ marta) qayta o'tishi natijasida juda kuchsiz yutilish spektrlari ham yorqin ko'rına boshlaydi va metodning sezgirlik darajasi $10^2 - 10^3$ marta oshadi.

Nurning rezonator ichida yutilish metodida ko'p modali erkin generatsiyada, keng kuchayish oblastida ishlaydigan lazerlar qo'llaniladi. Agar lazer nuri muhitdan bir marta o'tganda umumiy intensivlikning 1 % yutilsa, ko'p marta o'tish natijasida lazer nurlari ko'ndalang va bo'ylama modalariga mos kelgan yutilish spektrlari nurni maksimal yutadi. Generatsiya spektrida kuchayish o'miga alohida modalarda susayish (yutilish) kuzatiladi. Bu jarayon sxematik ravishda 4.3-rasmda keltirilgan.



4.4-rasm. Na'munaning rezonatoridan tashqarida (a) va rezonator ichida (b) joylashgan holatlaridagi yutilish spektrlarini taqqoslash.

SHuni alohida qayt etish kerakki, metodning sezgirlik chegarasi qo'llanilayotgan lazerning ish rejimiga bog'liq. Impuls rejimidagi lazer qo'llanilgandagi sezgirlik chegarasi bilan, uzluksiz rejimda ishlaydigan lazer qo'llanilgandagi sezgirlik chegarasi bir-biridan farq qiladi. Bu erda muhim faktor lazer nurining yutuvchi muhitdan t_{gen} vaqti davomida necha marta o'tishi hisoblanadi. Chunki har o'tganda intensivlik eksponensial ravishda kamayadi.

Shuning uchun nazariy qayd qilinadigan chegaraviy yutilish koeffitsienti

$$\chi_{\text{yut}} = \frac{1}{c \cdot t_{\text{gen}}} \cdot \frac{I_1}{I_{\text{yut}}} \quad (4.7)$$

teng bo'ladi.

Bunda:

c - yorug'lik tezligi

t_{gen} - generatsiya vaqti

l_{yut} - yutuvchi muhit uzunligi

L - rezonator uzunligi

Agar yutuvchi muhit rezonatordan tashqarida bo'lsa yutilish koeffitsienti

$$\chi_{\text{yut}} = \frac{1}{L_{\text{yut}}} \quad (4.8)$$

Rezonatordan tashqarida yutilish metodiga nisbatan rezonator ichida yutilish metodining sezgirlik darajasi quyidagicha aniqlanadi.

$$S = \frac{\chi_{\text{yut}}}{\chi_{\text{ichida}}} = \frac{t_{\text{gen}}}{L} \quad (4.9)$$

Masalan erkin generatsiya rejimida ishlaydigan neodim lazeri ($t_{\text{gen}} = 10^{-3}$) yordamida NH_3 molekulaning eng kuchsiz yutilish spektrlarida yutilish koeffitsienti 10^{-7} sm^{-1} ga etkazilgan. Sezgirlik darajasi esa oddiy metoddan $S = 10^7$ marta oshgan. Atomlarning konsentratsiyasini aniqlash bilan bog'liq tajribalarda generatsiya davomiyligi $t_{\text{gen}} = 10^{-7} + 10^{-6} \text{ s}$ bo'lgan bo'yoq eritmasi asosida ishlaydigan lazerda sezgirlik darajasi $S = 10^2 + 10^3$ ga etkazilgan.

Ko'rinib turibdiki, atomlarga nisbatan molekulalarda chegaraviy sezgirlik darajasi ancha yuqori. Bu molekulalardagi tebranish spektrlarining modalar chastotasiga ko'proq mos kelishi bilan tushuntiriladi.

Ikkinchidan, uzluksiz rejimda ishlaydigan lazerlarda chegaraviy sezgirlik 10^2 marta yuqori. Bu asosan yorug'likning moddadan o'tish vaqtining ko'pligi bilan bog'liq.

Ushbu metodni spektral analizda ham muvaffaqiyat bilan qo'llash mumkin. Lazer spektri amplitudasini vaqtning t va $t + \Delta t$ momentlarida qayt qilib, spektr e marta kamayish eksponensiyasiga qarab, rezonans yutilish koeffitsientini quyidagi formula bilan aniqlash mumkin.

$$\chi_{\text{yut}} = \frac{1}{c \cdot \Delta t_e} \quad (4.10)$$

(4.10) yordamida yutuvchi atom yoki molekulalarning konsentratsiyasi aniqlanadi.

Bugungi kunda bu metod o'ta zamonaviy metodlar qatorida sanaladi.

4.4 Lazerli optika-akustik metod

Bu metod 1881-yilda Bell, Tindal va Rentgenlar tomonidan kashf qilingan bo'lib, optika-akustik effektga asoslangan. Effektni kuzatish uchun gaz qamalgan yopiq idishga lazer impulslari yuboriladi. Lazer nurlarining gaz tomonidan yutilishi natijasida yopiq idishdagi gaz qiziydi va termodinamika qonunlari bo'yicha uning bosimi ortadi. Lazer nuri chastotasi gaz molekularining yutilish spektri chastotasiga mos kelganda bu effekt yanada kuchayadi. Lazer nurining har bir impulsiga mos idishdagi gazning bosimi ham impulsli ravishda oshadi. Gaz bosimining impulsi idishda o'rnatilgan membranaga ta'sir qilib, akustik to'lqinlarni hosil qiladi. Akustik to'lqinlarning amplitudasi gaz tomonidan yutilgan lazer nuri energiyasiga proporsional. Akustik to'lqinlarning amplitudasini qayd qilish orqali yutilish koeffitsienti aniqlanadi. Lazer nuri energiyasi akustik to'lqin energiyasiga aylanganligi uchun bu metodni optika-akustik metod deb ataydilar. Qayd qilingan minimal yutilish koeffitsienti kichik quvvatdagi lazer nurlari uchun (ya'ni $P \ll I_{\text{sat}} \cdot A$) quyidagiga teng

$$\chi_{\text{min}} = \frac{1}{l_{\text{yil}}} \cdot \frac{\Delta P_{\text{min}}}{P} \quad (4.11)$$

$\frac{\Delta P_{\text{min}}}{l_{\text{yil}}}$ - uzunlik birligiga to'g'ri keladigan minimal qayd qilingan lazer nuri quvvati.

Lazer quvvatini oshirib yuborish maqsadga muvofiq emas, chunki kvant o'tishlarda to'yinish vujudga kelib, noxiziqli jarayonlar boshlanadi. Eng optimal lazer quvvati, qachonki $P \approx A \cdot I_{\text{sat}}$ bo'lgan xol hisoblanadi. Mana shu optimal holatda qayd qilingan minimal atom yoki molekular soni quyidagicha aniqlanadi.

$$N_{\text{min}} = N_{\text{c}}^{\text{sat}} \cdot A \cdot l = \frac{4\Delta P_{\text{min}} \cdot \tau}{h\nu} \quad (4.12)$$

Qayd qilingan minimal zarrachalar soni kvant o'tishlarning intensivligiga yoki ko'ndalang kesim yuzasiga bog'liq emas. Faqat optimal lazer nuri quvvatini tanlashga bog'liq. Masalan: lazer nurining $\lambda = 10 \text{ mkm}$ to'lqin uzunligida ko'ndalang kesim yuzasi $\sigma = 10^{-16} \text{ sm}^2$ va $\tau = 10^{-7} \text{ s}$ teng bo'lsa, intencivlikning $I_{\text{sat}} = 10^3 \text{ W/sm}^2$ qiymatida minimal qayd qilinadigan zarrachalar soni $N_{\text{min}} = 2 \cdot 10^4$ ga teng bo'ladi. Minimal yutilish koeffitsienti esa $\chi_{\text{min}} = 2 \cdot 10^{-11} \text{ sm}^{-1}$ teng bo'ladi.

Bunday yuqori sezgirlik bilan zarrachalarning ultra kichik

konsentratsiyasini ham qayd qilsa bo'ladi. Lekin shuni alohida aytish mumkinki, optika-akustik metodida selektivlik darajasi juda past. Shuning uchun bu metodda aralashma gazlar ichidan alohida biror atom yoki molekulani yuqori sezgirlik bilan qayd qilib bo'lmaydi. Bu esa metodning kamchiligi hisoblanadi.

§ 4.5 Lazerli optika-galvanik metod

Optika-galvanik metod gaz razryadiga yoki yonib turgan alangaga lazer nurini yo'naltirganimizda elektr zanjirida yuz beradigan o'zgarishlarni qayd qilishga asoslangan. Chunki lazer nurini razryad trubkasidan o'tkazganimizda gaz atomlari yoki ionlarining energetik sathlari orasida kvant o'tishlar yuz beradi, agar lazer nuri chastotasi kvant o'tishlar chastotasiga mos kelsa, bu kvant o'tishlar evaziga zarrachalarning energetik sathlar bo'yicha qayta taqsimoti yuz beradi. Bu albatta razryad tokiga ta'sir qiladi, natijada razryadli muhitning ballans qarshiligi o'zgaradi. O'zgargan qarshilikni qayd qilish orqali kvant o'tishlarning spektriga ega bo'lamiz. Bu spektrni tahlil qilish orqali gaz tarkibidagi neytral atomlar, uyg'ongan atomlar yoki ionlar to'g'risida barcha spektroskopik ma'lumotga ega bo'lishimiz mumkin.

Uyg'otuvchi lazer sifatida chastotasi silliq o'zgaradigan lazer qo'llanilsa va ma'lum spektral diapozonda uzluksiz o'zgartirilsa, unda shu diapozonga tegishli o'rganilayotgan gazning to'liq spektriga ega bo'lamiz. Albatta gaz razryadida uyg'ongan atomlar va ionlar ko'pchilikni tashkil qiladi. Shu sababli, bu metod uyg'ongan sathlar o'rtasidagi kvant o'tishlarning spektrlarini va bu orqali spektroskopik parametrlarni o'rganishga imkon beradi. Metodning afzalligi uning soddaligida, ya'ni murakkab texnika talab qilmasligidadir.

Bu metodning sezgirlik darajasi bundan oldingi metodlardan farq qilmaydi. Lekin bu metod yordamida oddiy agregat holatlarda emas, balki plazma holatida ya'ni gaz razryadi yoki alangada yuz berayotgan fizika-ximiyaviy jarayonlarni o'rganish mumkin va shu bilan boshqa metodlardan farq qiladi. Uning qo'llanish sohalari ham chegaralangan.

§ 4.6 Lazerli fluoressensiya metodi

Lazerli fluoressensiya metodi atom yoki molekulalarning lazer nurlanishi ta'sirida yutilgan energiya hisobiga chiqariladigan fluoressensiya spektrini qayd qilishga asoslangan.

Bu metodning qo'llanilish sohasi shu bilan farqlanadiki, bunda uyg'otilayotgan atom yoki molekullar faqat nurlanish chiqarib kvant o'tishlarni sodir qilishi kerak. Aks holda bu metodni qo'llab bo'lmaydi. Absorbsion metodda uyg'ongan zarrachaning keyingi taqdiri hech kimni qiziqitirmaydi. Optik-akustik metodda uyg'ongan zarrachalar o'z energiyasini iloji boricha nur chiqarmasdan, muhitga berishi hisobiga qizishi muhim ahamiyatga ega. Optika-galvanik metodda lazer nuri energiyasi imkon qadar zaryadlangan zarrachalar sonining ko'paytirishga sarf bo'lishi muhim bo'lsa, fluoreotsensiya metodida zarracha yutilgan energiyani nur chiqarish yo'li bilan berishi muhim hisoblanadi. Aks holda bu metod ishlamaydi.

Lazerli fluoressensiya metodining sezgirlik darajasini oddiy hisob-kitob orqali aniqlash mumkin. Faraz qilaylik τ -hajmdan Ω -fazoviy burchak ichida tarqalayotgan fluoreotsensiya nurlanishi kvant chiqishi η bo'lgan fotodetektorga tushayotgan bo'lsin. Fluoressensiyaning kvant chiqishi

$$\eta_{\beta} = \tau \cdot A_{21} \quad (4.13)$$

Qaysiki, bu erda τ -zarrachaning uyg'ongan holatdagi yashash vaqti

A_{21} - radiatsion o'tishning tezligi.

Agar $P_{\min}$ -fotodetektor tomonidan qayd qilingan fluoressensiyaning minimal quvvati bo'lsa, fluoressensiya metodi bilan qayd qilinadigan minimal zarrachalar soni quyidagi formula bilan aniqlanadi.

$$P_{\min} = \eta_{\beta} \cdot \eta_{\text{geo}} \cdot V_0 \cdot \chi(I)P \quad (4.14)$$

Formulada: $\eta_{\text{geo}} = \frac{\Omega}{4\pi}$ - fluoressensiyaning yig'ish koeffitsienti.

$\chi(I)$ -yutilish koeffitsienti.

Optimal holatda ya'ni $I = I_{\max}$ bo'lgan holda qayd qilinadigan minimal zarrachalar soni quyidagicha aniqlanadi.

$$\eta_{\min} = N_0^{\text{min}} V_0 = \frac{4\tau P_{\min}}{\hbar \omega_{\text{ex}} \eta_{\beta} \eta_{\text{geo}}} \quad (4.15)$$

Ma'lumki, uyg'ongan lyumenissensiya nurlanishi to'g'ridan-to'g'ri fotodetektorga tushmaydi. Uning minimal qiymati $P_{\min}$, fotodetektorning shovqini bilan aniqlanadi. Bularni hisobga olsak (4.15) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\eta_{\min} = 4 \cdot \frac{B}{A_{21}} \cdot \frac{\omega_{\beta}}{\omega_{\text{ex}}} \cdot (\eta_{\beta} \cdot \eta_{\text{geo}})^{-1} \quad (4.16)$$

Bunda ω_{fl} va ω_{luz} -mos ravishda fluoreotsensiya va lazer nurlanishi chastotalari.

B - detektorning spektral qabul qilish kengligi

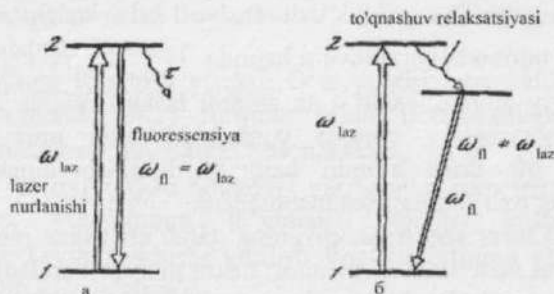
Shunday qilib, fluoretsensiya metodining sezgirlik chegarasi nazariy hisoblangan ($\eta_{fl} = 1$; $\eta_{geo} = 1$) sezgirlik chegarasidan ikki-uch darajada past ekanligi aniqlandi. Bunga sabab fotodetektorning kvant chiqishi $\eta \ll 1$; geometrik faktor ham $\eta_{geo} \ll 1$ ekanligida.

Agar metodning sezgirligini chegaralovchi boshqa to'siqlar bo'lmasa, u o'zining chegaraviy qiymatiga erishishi mumkin, ya'ni nurlantirilgan hajmda ν_0 yakka atomni ham qayd qiladi.

Fluoretsensiya metodining chegaraviy sezgirligi to'g'risidagi keltirilgan nazariy hisob-kitoblar, tajribada bir necha element atomlari misolida olingan natijalarda o'z tasdig'ini topgan. Fluoreotsensiya bilan bog'liq tajribalarni ikki qismga bo'lish mumkin:

1) qachonki lazer nuri chastotasi ω_{luz} , fluoreotsensiya chastotasiga ω_{fl} mos kelgan hol uchun, ya'ni $\omega_{luz} = \omega_{fl}$

2) lazer nuri chastotasi ω_{luz} , fluoreotsensiya chastotasiga ω_{fl} mos kelmagan hol uchun, ya'ni $\omega_{luz} \neq \omega_{fl}$



4.5 rasm. Atomlarni uyg'otish (a) va fluoretsensiyasini kuzatish (b) sxemasi.

1) Birinchi holda uyg'otuvchi lazer nuri chastotasi fluoreotsensiya chastotasiga mos keladi (4.5 a) rasm). Bunda siklik uyg'otish kuzatiladi, ya'ni qanday chastotada uyg'otilsa, shunday chastotada fluoreotsensiya kuzatiladi. Bu holda chegaraviy sezgirlikka halaqit beradigan jarayon-bu tashqi fon hisoblanadi, chunki detektorga juda oz miqdorda bo'lsa ham uyg'otuvchi lazer nuridan shu'la (zasvetka) tushadi. Bu atom yoki molekula tomonidan chiqarilayotgan fluoretsensiyaga qo'shilib, sun'iy ravishda signalni oshiradi. Barcha tajribalarda "fon" shu'lasini

kamaytirish uchun maxsus choralar ko'riladi, natijada $\beta = \frac{D_{fu}}{D}$ nisbat aniqlanadi.

Bu (β) "fon" shu'lasini aniqlaydigan nisbat hisoblanadi. Natriy atomlari bilan o'tkazilgan tajribada bu ko'rsatkich $\beta \approx 3 \cdot 10^{-10}$ bo'lgan bo'lsa, uran atomlari bilan o'tkazilgan tajribada $\beta = 10^{-13}$ ga teng bo'lgan. Eng yuqori chegaraviy sezgirlik uran atomi bilan o'tkazilgan tajribada kuzatilgan. Bunda lazer nuri orqali nurlantiruvchi hajmda $3 \cdot 10^3 \text{ atom/sm}^3$ bo'lgan holda qayd etilgan uran atomlari soni ~ 10 ta bo'lgan. Bu juda yuqori sezgirliklardan biri hisoblanadi.

2) Chegaraviy sezgirlikni oshirishning yo'lidan bir $\omega_{lr} \neq \omega_{\beta}$ bo'lgan hol hisoblanadi. (4.5 b) rasm). Bunda tashqi fon shu'lasini kamaytiradigan maxsus kyuvetalardan foydalaniladi. Bu usulning qulayligi shundaki, $2 \rightarrow 3$ kvant o'tish nur chiqarmasdan, to'qnashishlar evaziga yuz berishi mumkin va fluoressensiya lazer nurlanishiga nisbatan τ_{21} -ga kechikadi. Bu esa qayd qiluvchi qurilmada uyg'otuvchi lazerdan kelayotgan fon signalga nisbatan fluoressensiya signali vaqt bo'yicha kechikadi. Natijada fluoressensiya signalining haqiqiy qiymatiga ega bo'lish bilan tajribaning aniqlik darajasi oshadi va sezgirlik chegarasi yuqori bo'ladi. Bu yo'l bilan natriy atomlari ustida o'tkazilgan tajribada nurlanuvchi hajmda 10 atom/sm^3 bo'lgan holda qayd etilgan natriy atomlari soni 1 ta atomni tashkil qilgan. Shunday qilib lazerli fluoressensiya metodi yordamida lazer nuri orqali uchib o'tayotgan bir dona atomni ham qayd qilish mumkin. Bu esa sezgirlikning oxirgi chegarasi hisoblanadi.

Chiziqli lazer spektroskopiyaning qarab chiqilgan metodlari o'ziga xos universal metodlar hisoblanadi. Lekin ular qo'llaniladigan sohasi va ob'ektlariga qarab, har biri ma'lum afzalliklarga va kamchiliklarga ega. Lazerli absorbsion metod atom va molekulalarda kuzatiladigan barcha kvant o'tishlarda, ultrabinafsha oblastdan to' infraqizil oblastgacha bo'lgan to'liq uzunlikda ishlaydi. Lazerli optika-akustik metodda asosan yutilgan energiyaning nur chiqarmasdan muhitning temperaturasi oshirishga sarflanishi muhim ahamiyatga ega. Eng yuqori sezgirlik fluoretsensiya metodida qayd etilgan. Unda yakka atomni ham qayd qilish mumkin. Lekin uning chegaralanganligi shundaki, yutilgan energiya faqat nur chiqarish yo'li bilan yuz berishidir. Nur chiqarmasdan yuz beradigan relaksatsion jarayonlarda

fluoreotsensiya metodini qo'llab bo'lmaydi. Atom spektrlari to'g'risidagi to'liq ma'lumotga ega bo'lish uchun chiziqli lazer spektroskopiya metodlari yetarli emas. Chunki lazer nurlari ta'sirida chiziqli jarayonlar bilan birga nochiziqli jarayonlar ham kuzatiladi. Bunday fiziko-ximiyaviy jarayonlarni o'rganish uchun nochiziqli lazer spektroskopiya metodlarini ko'llash ko'proq ma'lumot beradi.

§ 4.7 Nochiziqli lazer spektroskopiya metodlari

Lazer nurlari moddalar bilan ta'sirlashganda har xil nochiziqli effektlar, fizik hodisalar, jarayonlar vujudga keladi. Nochiziqli jarayonlar ichida spektroskopiyada eng ko'p uchraydigan, atom va molekullarni uyg'otganda yuz beradigan nochiziqli rezonans kvant o'tishlar bilan bog'liq optik jarayonlar hisoblanadi. Bu soha spektroskopiyada yangi soha bo'lib, nochiziqli lazer spektroskopiya deb yuritilmoqda. Nochiziqli effektlarni oddiy yorug'lik manbalari bilan kuzatib bo'lmaydi, chunki ularda yorug'likning intensivligi yetishmaydi. Nochiziqli lazer spektroskopiyada kuzatiladigan barcha nochiziqli hodisalarni uch qismga bo'lib o'rganamiz. 1) lazer nurlari yutilishining to'yinish hodisasi; 2) ko'pbosqichli uyg'otish va ionlashtirish hodisasi; 3) ko'pfotonli uyg'otish va ionlashtirish hodisasi. Ushbu hodisalarga qisqacha to'xtalamiz.

1) Yutilishning to'yinish effekti: O'ta yuqori intensivlikdagi lazer nurlari qo'llanilganda (4.2) formula bilan ifodalanadigan yutilish koeffitsienti maksimal qiymatga yaqinlashadi, ya'ni $\chi = 1$ bo'ladi. Shunda asosiy va uyg'ongan holatdagi zarrachalar soni tenglashadi va $N_2 = N_1$ bo'lib, yutilishning to'yinishi vujudga keladi. Lazer intensivligining keyingi oshishi yutilish koeffitsientining eksponensial kamayishiga olib keladi, chunki

$$\chi = \chi_0 \left(1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} \right)^{-1} \quad (4.17)$$

Bunda zarrachalarning N_1 va N_2 energetik sathlar bo'yicha taqsimoti o'zgaradi. Natijada spektral chiziqlarda qo'shimcha kengayish kuzatiladi.

To'yinish yuz bergan kvant o'tishlar spektridagi bir jinsli yoki birjinsli bo'lmagan kengayishlarning amplitudasi va yarim kengliklari har xil bo'ladi. Bu spektral parametrlarni o'lchash orqali atom yoki molekullarda kuzatilayotgan nochiziqli jarayonlar haqida ma'lumotga ega bo'lamiz.

2) Ko'pbosqichli uyg'otish va ionlashtirish effekti: Ko'pchilik hollarda atom yoki molekulaning uyg'ongan yoki yuqori uyg'ongan Ridberg holatlarini birgina lazer to'liq uzunligidagi lazer nuri yordamida uyg'otib bo'lmaydi. Bunday hollarda ikki yoki undan ko'p chastotali lazer nurlaridan foydalangan holda atom spektrlarini bosqichma-bosqich uyg'otib, kerakli kvant holatgacha o'tish mumkin. Bunday usul bilan bosh kvant soni $n \approx 50 - 100$ gacha bo'lgan kvant holatlarni uyg'otish mumkin. Bu holatgacha uyg'ongan atomlarni osonlik bilan ion holatga o'tkazib, yengil qayd qilish imkoniyati mavjud bo'ladi. Bu usulning sezgirlik darajasi juda yuqori, hatto yakka atomni yoki yakka molekulani ham qayd qilishi mumkin. Bundan tashqari metod juda yuqori selektivlikka ega: $10^{10} \div 10^{12}$ ta har xil aralashma atomlar ichidan $1 \div 10$ ta kerakli atomni ajratib qayd qilish imkoniyatiga ega.

3) Ko'p fotonli uyg'otish va ionlashtirish effekti: Bu xodisani kuzatishda ko'pbosqichli uyg'otish effektiga o'xshab, har bir bosqichda real energetik sath bo'lishi shart emas. Lazer nurining intensivligi shu darajada yuqoriki, fotonlarning zichligidan atomlar vertual sathlar orqali bir nechta fotonni bir vaqtda yutish natijasida uyg'ongan kvant holatlarga chiqariladi. Bu fotonlar bir to'liq uzunligidagi bir nechta fotonlar bo'lishi mumkin, yoki har xil to'liq uzunligidagi bir nechta lazerlardan tarqalayotgan va yutuvchi muhitdan o'tayotgan fotonlar bo'lishi mumkin. Bu effektini birinchi marta 1929-yilda Geppert-Mayer tomonidan nazariy aytilgan edi. Uni tajribada amalga oshirish uchun yuqori quvvatli impuls rejimidagi lazer nurlarining paydo bo'lishi kutildi.

Ko'p fotonli lazer spektroskopiya boshqa metodlar oldida atom va molekulalarning spektrlarini o'rganishda ko'plab afzalliklariga ega:

- Birinchidan bu metod bilan atom va molekulalarda Pauli prinsipi bo'yicha taqiqlangan kvant o'tishlarni, ya'ni dipol va kvadrupol o'tishlarni amalga oshirish mumkin.

- Ikkinchidan spektral diapozoni juda keng $\omega = \sum \omega_i$, ya'ni ko'zga ko'rinar yoki ultrabinafsha sohada ishlaydigan quvvatli lazerlar yordamida vakuum ultrabinafsha sohadagi kvant o'tishlarni uyg'otish mumkin. Chastotasi silliq o'zgaradigan lazerlar qo'llanilsa, imkoniyatlar yana oshadi.

- Uchinchidan ko'pfotonli uyg'otish usuli orqali atom va molekulalarni nafaqat uyg'otish balki, ion holatlariga ham o'tkazish mumkin. Bu birinchidan atomni ion holatga o'tkazish bilan sezgirlik darajasi oshsa,

ikkinchidan ionlanish chegarasidan yuqorida joylashgan avtoionizatsion holatlarni tadqiq qilishga katta imkoniyatlar yaratadi.

- To'rtinchidan atomlar dastasini hosil qilish usuli bilan dopplercha kengayishdan holi bo'lgan ko'pfotonli spektroskopiyani rivojlantirish imkonini beradi.

Ko'p fotonli lazer spektroskopiyaning yuqorida sanab o'tilgan afzalliklari nochiqliq jarayonlarni o'rganishda qo'l keladi.

Umuman olganda barcha nochiqliq jarayonlarni bir vaqtda, bir ob'ektda kuzatilishi mumkin. Masalan yutilishning to'yinish effekti, ko'pbosqichli uyg'otish jarayonida ham, ko'pfotonli uyg'otish jarayonida ham kuzatilishi mumkin.

Bir vaqtda bir necha fotonlarni yutish yo'li bilan yuz beradigan kvant jarayonlarni ikki tipga bo'lsak bo'ladi.

1. Atomlarni oraliq kvant holatlar orqali ko'p bosqichli usul yordamida uyg'otish.

2. Atomlarni oraliq virtual kvant holatlar orqali ko'p fotonli yutish usuli yordamida uyg'otish.

Ko'p bosqichli uyg'otish usulida uyg'otuvchi lazer chastotalari atom yoki molekula kvant holatlari chastotalari bilan aniq mos kelib, rezonans jarayon bo'lish kerak.

$$\hbar\omega_1 = E_2 - E_1, \hbar\omega = E_3 - E_2 \text{ va hokazo} \quad (4.18)$$

bunda $\tau_{kaz} < \tau_{rad}$ bajarilishi shart.

Har bir lazer impulsining energiya zichligi o'yg'otayotgan kvant holatlarini energetik jihatdan to'yinishga olib kelishi kerak, ya'ni

$$\varphi_1 \geq \frac{\hbar\omega_1}{2\sigma_1}, \quad \varphi_2 \geq \frac{\hbar\omega_2}{2\sigma_2} \quad (4.19)$$

σ_1 va σ_2 lar birinchi va ikkinchi kvant o'tishlarining ko'ndalang kesma yuzasi.

Ko'p fotonli uyg'otish usulida, ko'pbosqichli usuldan farqli o'laroq, fotonlar energiyasining yig'indi qiymat $\sum \hbar\omega_i$ atomning elektron kvant o'tish energiya qiymatiga $\sum \hbar\omega_2$ mos keltirish kerak buladi.

$$\sum_i \hbar\omega_i = \hbar\omega_2 \quad (4.20)$$

$$\hbar\omega_1^1 + \hbar\omega_1^2 + \hbar\omega_1^3 + \dots + \hbar\omega_1^n = E_2 - E_1 - \hbar\omega_2 \quad (4.21)$$

Oddiy, ikki fotonli kvant o'tishning ehtimolligi $W^{(2)}$ quyidagicha bog'langan.

$$W^{(2)} \propto \left| \frac{1}{\Delta\omega - i} \right|^2 \quad (4.22)$$

Γ - kvant o'tishlarining bir jinsli yarim kengligi.

Demak, nochiziqli uyg'otish -ko'pbosqichli uyg'otish va ko'pfotonli uyg'otish jarayonlaridan iborat.

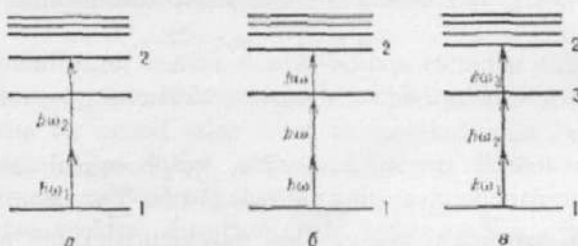
Umuman olganda barcha nochiziqli jarayonlarni bir vaqtda, bir ob'ektda kuzatilishi mumkin. Masalan yutilishning to'yinish effekti, ko'pbosqichli uyg'otish jarayonida ham, ko'pfotonli uyg'otish jarayonida ham kuzatilishi mumkin. Shuning uchun nochiziqli lazer spektroskopiya metodlarini alohida-alohida qarab chiqamiz.

§ 4.8 Atomlarni ko'pfotonli uyg'otish metodi

Metodning asosiy mazmuni § 4.7 da qisqacha keltirilgan bo'lib, u lazer nurlarining atom va molekular bilan o'zaro ta'siri jarayonida yuz beradigan ko'pfotonli uyg'otish effektiga asoslangan.

Bu shunday optik jarayonki, unda atomga tegishli elektron bir nechta fotonni bir vaqtda yutib, asosiy kvant holatdan uyg'ongan kvant holatga o'tadi. Bunda ikkita kvant holatlar o'rtasida boshqa uchinchi kvant holati yo'q, lekin bo'lsa ham uyg'otuvchi lazer nuri to'liq uzunligiga mos kelmaydi va rezonans uyg'otish yuz bermaydi. Asosiy va uyg'ongan holatlar o'rtasida ko'pfotonli kvant o'tishlarning mavjudligi Geyzenberg noaniqligi bilan belgilangan. Bu qonunga asosan energiyaning saqlanish qonuni oraliq (virtual) holat orqali uyg'otilganda bajarilmasada, boshlang'ich va asosiy holatlar o'rtasida bajariladi.

Oddiy ikki va uch fotonli uyg'otish sxemasi 4.6-rasmda keltirilgan.



4.6 rasm. Ko'pfotonli uyg'otishning variantlari.

Ko'pfotonli uyg'otish qonuniyatlarini qarab chiqishdan oldin tushunarli bo'lishi uchun bir fotonli uyg'otishni ko'rib o'taylik.

1) Bir fotonli uyg'otish sxemasida uyg'otuvchi lazer chastotasi kvant o'tishlar chastotasiga mos keladi. Agar uyg'ongan kvant holatdan asosiy kvant holatga spontan ravishda kvant o'tishlar sodir bo'ladi deb

qaraydigan bo'lsak, kvanto-mexanik nuqtai nazaridan to'liqin funksiya quyidagi ko'rinishni oladi.

$$\psi_n(t) = e^{-i \frac{E_n t}{\hbar}} \cdot e^{-i \frac{G_{mn} t}{\hbar}} \quad (4.23)$$

Bu yerda:

E_n - spontan o'tishlarning kengligi.

E_n - n -sath energiyasi.

Bir fotonli jarayonning ehtimoliyati maksimal qiymatga ega bo'ladi, qachonki $\omega_{hz} = \omega_{mn}$ bo'lsa, ya'ni

$$\omega_{mn} - \omega_{hz} = |E_m - E_n - \omega_{hz}| \leq G_{mn} \quad (4.24)$$

$G_{mn} - n \rightarrow m$ kvant o'tishlarning spektral kengligi.

(4.24) formula $n \rightarrow m$ kvant o'tishlar uchun energiyani saqlanish qonuni hisoblanadi. Yakkalangan va harakatsiz atomlar sistemasini hech qanday tashqi ta'sir bo'lmagan holda qaraydigan bo'lsak, $G_{mn} \approx \gamma_{mn}$ teng bo'ladi, ya'ni kvant o'tishlarning spektral kengligi spontan (tabiiy) spektral kenglikka yaqinlashadi. Agar boshlang'ich holat n -asosiy o'yg'onmagan holat deb qarasak, spontan o'tishlarning kengligi uyg'ongan holat spektral kengligi γ_n bilan aniqlanadi. Bir ω_{hz} fotonni yutish orqali $n \rightarrow m$ kvant o'tishlar sodir bo'lishi uchun, (4.24) formula bilan ifodalangan energiyani saqlanish qonuni bajarilishi etarli emas. Bundan tashqari $n \rightarrow m$ kvant o'tishlar tanlash qoidasi bo'yicha ruxsat etilgan bo'lishi kerak. Bunday o'zaro ta'sir uchun tanlash qoidasini yozadigan bo'lsak, u quyidagicha yoziladi:

$$\left. \begin{aligned} \pi_m &= -1, \\ \pi_n &= +1, \\ \Delta j &= j_m - j_n = +1, 0, -1; \\ \Delta M &= M_m - M_n = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

Bu erda: π - ...juft-toqliq,

j - to'liq moment,

M - to'liq momentning proeksiyasi

Agar lazer nuri doiraviy qutblangan bo'lsa, tanlash qoidasiga binoan π va j o'zgarishsiz qoladi. $\Delta M = \pm 1$ teng bo'ladi. Shuni alohida qayd qilish kerakki, tanlash qoidasi lazer nurlanishining kichik intensivliklarida, spektrning multipliet strukturasi o'zgarmagan hol uchun bajariladi. Yuqori intensivliklarda tanlash qoidasi bajarilmaydi. Bu holatda (4.24) formula bilan ifodalangan energiya saqlanish qonuni

va (4.25) formula bilan ifodalanadigan tanlash qoidasi bajarilishi uchun "Fermining oltin qoidasi" deb ataluvchi uyg'otish ehtimoliyati bajarilishi kerak.

$$W = 2\pi |V_{mn}^{(0)}|^2 \rho_m \approx \frac{\pi}{2} |Z_{mn}|^2 E^2 \rho_m \quad (4.26)$$

$V_{mn}^{(0)} - n \rightarrow m$ kvant o'tishlariga tegishli matritsa elementi hisoblanadi. CHiziqli qutblanishga ega bo'lgan lazer maydoni uchun $V_{mn}^{(0)} = Z_{mn} E/2$ ga teng bo'ladi. Z_{mn} -maydonning qutblanish vektori yo'nalishidagi elektronning koordinatasi.

Oddiy hol uchun n -asosiy o'yg'onmagan energetik holat va m -lazer maydonida uyg'ongan holat deb qarasa va har qanday tashqi ta'sirni hisobga olmasak, uyg'ongan holat uchun ehtimoliyat zichligi ρ_m Lorens funksiyasi orqali aniqlanadi. U holda (4.26) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$W = \frac{\pi}{2} |Z_{mn}|^2 E^2 \left(\frac{\gamma_m}{\pi} \right) \left[(\omega_{mn} - \omega_{lc})^2 + \gamma_m^2 \right]^{-1} \quad (4.27)$$

Kvant o'tishlar rezonans harakterga ega bo'lsa, ya'ni $|\omega_{mn} - \omega_{lc}| \leq \gamma_m$ bo'lsa (4.27) quyidagiga teng bo'ladi:

$$W = |Z_{mn}|^2 \cdot E^2 / 2\gamma_m \quad (4.28)$$

(4.28) formula oldindan ma'lum bo'lgan fenomenologik qoidani aks ettiradi: ya'ni foto uyg'otishlarning ehtimoliyati (W), uyg'ongan holatning spektral kengligi (γ_m) ga teskari proporsional.

Bir fotonli uyg'otish jarayonlariga xulosa qilar ekanmiz, shu narsani ta'kidlash kerakki, (4.28) formula bilan ifodalanadigan uyg'otishning ehtimoliyatini yozganda n va m holatlarni yakka statsionar holat deb qaradik va uyg'ongan holatda yuz beradigan boshqa jarayonlarni (pastga yoki yuqoriga kvant o'tishlarni) hisobga olmadik. Bunday jarayonlar keyingi mavzularda muhokama qilinadi.

2) Ko'pfotonli uyg'otish sxemasini tahlil qilishni ikkifotonli uyg'otish sxemasidan boshlaymiz. Uning sxematik ko'rinishi (4.6-a) rasm) keltirilgan. Ikkifotonli jarayon uchun rezonans mavjud bo'lgan energiya saqlanish qonuni xuddi (4.24) formulaga o'xshab, quyidagi ko'rinishida yoziladi.

$$|\omega_{mi} - k\omega_{lc}| = |E_m - E_n - k\omega_{lc}| \leq G_{nm} \quad (4.29)$$

(4.29) formulaning (4.24) dan farqi shundaki ω_{lc} o'miga $k\omega_{lc}$ kelmoqda. $k - n \rightarrow m$ kvant o'tishni ta'minlashda qatnashadigan fotonlar soni. Odatda k -nochizqlik darajasi yoki kvant o'tishlarning

ko'pfotonlilik darajasi deyiladi. 4.6 a)-rasmida $k \approx 2$ ga teng.

Bir fotonli jarayonlarni taxlil qilgandagidek soddalashtirishlarni qo'llasak, ya'ni atomni izolyasiyalangan, qo'zg'almas kvant sistemadan iborat deb, tashqi ta'sirni xisobga olmaydigan darajada kichik deb xisoblasak, $G_{mn} = \gamma_{mn}$ va n -asosiy holat bo'lsa $\gamma_{mn} = \gamma_m$ deyish mumkin. U holda k -fotonli o'yg'otish uchun tanlash qoidasi quyidagicha yoziladi.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\pi_m}{\pi_n} &= (-1)^k \\ \Delta j &= j_m - j_n = k, k-1, 0, \dots, -k+1, -k \\ \Delta M &= M_m - M_n = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.30)$$

k -yutilgan fotonlar soni.

Ko'pfotonli o'yg'otishning ehtimoliyati (W)

$$W = \alpha^{4k} \omega_{\omega} \cdot J^k = 2\pi |Z_{mn}^{(k)}|^2 E^{2k} \rho_m = |Z_{mn}^{(k)}|^2 2\pi E^{2k} \left(\frac{\gamma_m}{\pi} \right) \left[(k\omega_{\text{fc}} - \omega_{\text{mn}})^2 + \gamma_m^2 \right]^{-1} \quad (4.31)$$

(4.31) formula ko'pfotonli uyg'otish jarayonining asosiy qonuniyatini ifodalaydi. Ya'ni uyg'otish ehtimoliyati lazer intensivligiga (nochiziqli) darajali ravishda bog'langan. Lazer intensivligining oshishi bilan uyg'otish ehtimoliyati darajali ravishda oshadi. Jarayon rezonans xarakterga ega bo'lsa (4.31) soddaroq ko'rinishga keladi. ya'ni

$$W = 2 |Z_{mn}^{(k)}|^2 E^{2k} / \gamma_m \quad (4.32)$$

(4.32) dagi $|Z_{mn}^{(k)}|$ ko'pfotonli uyg'otilishning k -tartibli matritsa elementi hisoblanadi.

Shunday qilib, ko'pfotonli uyg'otishning ehtimoliyati lazer intensivligiga to'g'ridan-to'g'ri bog'liq bo'lib, uning kichik qiymatlarida chiziqli jarayonlar kuzatiladi.

Lazer nurlari yordamidagi ko'pfotonli uyg'otish jarayonlari atom va molekular spektroskopiyasida keng qo'llaniladi.

Endi ko'pfotonli rezonans jarayonlarini qaraymiz.

3) Ko'pfotonli rezonans uyg'otish jarayonlari

Ko'pfotonli rezonans spektroskopiya metodi atom va molekular spektrlarini o'rganishda ko'p qo'llaniladigan, qulay metodlardan biri hisoblanadi. Ko'pfotonli o'yg'otish metodi bir fotonli o'yg'otish metodidan quyidagi afzalliklari bilan farq qiladi. Birinchidan, bir xil juftlikka ega bo'lgan kvant o'tishlarni ko'zatish imkoniyatiga ega, ikkinchidan atomning yuqori uyg'ongan holatlarini xam ko'zga

ko‘rinadigan sohada ishlaydigan lazerlar yordamida uyg‘otish imkoniyati paydo bo‘ldi.

Bugungi kunda spektrning ko‘zga ko‘rinadigan sohasida ishlaydigan yuqori quvvatli, monoxromatik lazerlar yaratilgan.

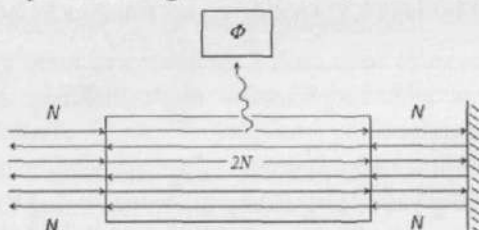
Ko‘pfotonli lazerli uyg‘otish metodi yuqori ajrataolish qobiliyatiga ega bo‘lgan metodlardan biri. Bu asosan atom va molekula spektrlarida ko‘zatiladigan dopplercha kengayish spektrlarini tadqiq qilishda juda qulay metod hisoblanadi.

Tor spektral kenglikka ega bo‘lgan lazer nurini o‘yg‘otuvchi muhitning ikki tomonidan bir vaqtda qarama-qarshi yo‘naltirish orqali ko‘pfotonli jarayonning ehtimoliyatini yanada oshirish mumkin. Bunda yutuvchi muhit atom yoki molekulari n holatdan m holatga o‘tishda chastotasi $\omega = (E_m - E_n)/\hbar$ teng ikkita fotonni birdaniga yutish orqali o‘tadi. Energiyaning saqlanish qonuni quyidagicha bajariladi.

$$\omega_{mn} = E_m - E_n = \hbar\omega_1 \left(1 - \frac{v}{c}\right) + \hbar\omega_2 \left(1 + \frac{v}{c}\right) = 2\hbar\omega_{\text{av}} \quad (4.33)$$

Bu tajribani amalga oshirish uchun ikkita lazer manbaini ishlatish shart emas, balki bitta lazer etarli bo‘ladi. Bunda yutuvchi muhitdan keyin qaytaruvchi ko‘zga o‘rnatish yordamida qaytgan nurni ham muhitga yana bir marta yuborib jarayonni ko‘zlash mumkin.

Prinsial tajriba qurilmasining sxemasi 4.7-rasmda keltirilgan.



4.7 rasm. Qarama-qarshi yo‘naltirilgan nurlarda ko‘pfotonli yutilish mexanizmi. N - fotonlar soni, Φ - fotoelement.

Jarayonning nochiqlik xarakterga ega ekanligidan qarama-qarshi yo‘nalgan fotonlarda ko‘pfotonli yutilish ehtimoliyati oshadi. Haqiqatda ham bir tomonga yo‘nalgan lazer nurlari dastasida o‘yg‘otish ehtimoliyati N^2 ga proporsional bo‘lsa, qarama-qarshi tomondan yo‘naltirilgan lazer nurlari dastasida o‘yg‘otish ehtimoliyati $2N^2$ ga teng bo‘ladi. Agar umumiy ehtimollikni hisoblasak $(2N)^2 = 4N^2$ ya‘ni ikki baravar oshadi. Bu keng dopplercha spektrning fonida tor spektr bo‘lib

ko'rinadi.

Bu metod yuqori ajrataolish qobiliyatiga ega bo'lgan lazer spektroskopiya metodlaridan biri bo'lib, atom spektrlaridagi nozik va o'ta nozik strukturalarni alohida-alohida ko'rish imkonini beradi. Bundan tashqari bu metod energetik sathlardagi izotopik siljishlarni o'lchashda, Zeeman va Shtark effektlarini tajribada ko'z atishda juda qo'l keladi.

§ 4.9 Atomlarni ko'pfotonli ionlashtirish metodi

Fotoionlashtirish deb yorug'lik nuri ta'sirida atomning tashqi elektron qobig'idagi bitta elektronni yulib olib, uni bir karra ionlashgan atomga yoki ionga aylantirish jarayoniga aytiladi. Bu jarayon XX-asrning boshlarida A.G.Stoletov va G.Gers tomonidan ochildan fotoeffekt xodisasiga o'xshaydi. Keyinchalik 1905yilda A.Eynshteyn fotoeffekt qonunlariga asoslanib yorug'likning kvant nazariyasini yaratdi.

Demak fotoionizatsiya jarayoni yuz berishi uchun quyidagi munosabat bajarilishi kerak, ya'ni

$$h\omega_{\text{uz}} \geq E_n \quad (4.34)$$

E_n -atom yoki molekulaning ionlanish potentsiali.

(4.34) dan ko'rinadiki, $h\omega_{\text{uz}} \leq E_n$ bo'lgan hol mavjud. Bu fotoionizatsiyaning qizil chegarasi deyiladi. Agar birtotonli jarayonni qarayotgan bo'lsak, lazer nuri chastotasining kichik qiymatlarida fotoionizatsiya jarayoni yuz bermasligi kerak. Agar jarayon ko'pfotonli bo'lsa (4.34) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$hk\omega_{\text{uz}} \geq E_n \quad (4.35)$$

(4.35)da energiyaning saqlanish qonuni bajariladi va fotoionizatsiyaning qizil chegarasi o'z ma'nosini yo'qotadi.

Fermining oltin qoidasiga asoslanib fotoionizatsiyaning ehtimolli qiymatini quyidagicha yozish mumkin:

$$W = 2\pi |f_{E_n}^{(0)}|^2 \rho_E = \alpha^{(0)} I \quad (4.36)$$

$f_{E_n}^{(0)}$ -lazer nuri ta'sirida asosiy n holatdan ionlanish chegarasidan yuqorida joylashgan yalpi spektr zonasiga chiqarilayotgan elektronlar uchun matritsa elementi.

ρ_E -yalpi spektr zonasidagi energetik sathlarning zichligi.

$\alpha^{(0)}$ - fotoionizatsiyaning effektiv kundalang kesma yuzasi.

1-lazer nuri intensivligi.

(4.36)dan ko'rinadiki, fotoionizatsiyaning ehtimoliyati lazer nurlanishi intensivligiga qarab proporsional oshadi.

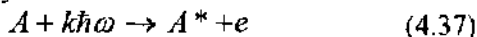
Tashqi doimiy elektr maydonida ham atom ion holatlarga o'tishi mumkin. Bu hodisaga tunnel effekti deyiladi va biz bu xodisani qarab chiqmaymiz. Bizni lazer nurlari ta'siridagi nochiziqli jarayonlar qiziqtiradi.

Faraz qilaylik ω_{laz} lazer nurlanishi E_n ionlanish energiyasiga ega bo'lgan elektronga ta'sir qilayotgan bo'lsin. Bunda lazer nurlanishi chastotasiga nisbatan uch xil vaziyat bo'lishi mumkin.

$\hbar\omega_{\text{laz}} > E_n$; $\hbar\omega_{\text{laz}} < E_n$; $\hbar\omega_{\text{laz}} \ll E_n$ bo'lishi mumkin.

1) $\hbar\omega_{\text{laz}} > E_n$ bo'lgan kuchsiz lazer maydonida bir fotonli fotoionizatsiya ko'zatiladi.

2) $\hbar\omega_{\text{laz}} < E_n$ bo'lganda kuchli lazer maydonida bir nechta fotonni yutish hisobiga ko'pfotonli ionlanish jarayoni ko'zatilishi mumkin. Buni ximiyaviy reaksiya ko'rinishida yozsak



(4.37)da A -neytral atom

A^* -ion

e -elektron

Bu formula bilan xarakterlanadigan jarayon ko'pfotonli fotoionizatsiya deb ataladi va amalga oshirish sharti (4.33) formula bilan aniqlanadi. Bu holatda energiyaning saqlanish qonuni quyidagicha yoziladi:

$$\hbar k\omega_{\text{laz}} = E_n + E_e \quad (4.38)$$

E_e - erkin elektronning kinetik energiyasi.

Ko'pfotonli fotoionizatsiya jarayonining ehtimoliyati

$$W^{(k)} = 2\pi |V_{E_n}^{(k)}|^2 \rho_E = \alpha^{(k)} I^{(k)} \approx \alpha^{(k)} E^{2(k)} \quad (4.39)$$

$V_{E_n}^{(k)}$ asosiy n -holatdan ω_{laz} -chastotali nurlanishni yutib, uzluksiz spektr zonasiga (kontinuumga) chiqarilgan elektron uchun k -chi tartibli matritsa elementi.

$\alpha^{(k)}$ - k -fotonli fotoionizatsiya kesma yuzasi. Jarayon chiziqli bo'lmagan chiziqli (nochiziqli) xarakterga ega, ya'ni darajali funksiya ko'rinishiga ega.

$k = \left\lceil \frac{E_n}{\omega} + 1 \right\rceil$ -fotoionizatsiyaning nochiziqchilik darajasi.

3) Lazer nuri chastotasi ω_{las} , ionlanish energiyasi E_n ga nisbatan juda kichik qiymatga ega bo'lib, ya'ni ($\omega_{\text{las}} \ll E_n$) bo'lsa va kuchli energiyaga ega bo'lsa, u holda lazer maydonining elektronga ta'siri xuddi tunnel effektidagi kabi bo'ladi va jarayon adiabatik xarakterni oladi. Adiabatik ko'rsatkichi (η) quyidagicha aniqlanadi.

$$\eta = \omega \frac{\sqrt{2E_n}}{E} \quad (4.40)$$

$\eta \gg 1$ bo'lgan holda ko'pfotonli jarayonning chegaraviy holiga mos keladi.

$\eta \ll 1$ bo'lgan hol tunnel effektiga mos keladi.

Demak, juda kichik chastotadagi juda kuchli maydon ta'sirida tunnel effekti yuz beradi. Bu xulosa tunnel effektining klassik modeliga ham mos keladi.

Atom va molekullalarda ko'pfotonli fotoionizatsiya jarayoni ikki turga bo'linadi. 1) oddiy (to'g'ridan-to'g'ri) ko'pfotonli ionizatsiya jarayoni; 2) rezonans ko'pfotonli ionizatsiya jarayoni. Bu jarayonlarni alohida-alohida qaraymiz.

- To'g'ridan-to'g'ri ko'pfotonli fotoionizatsiya jarayonida lazer nuri chastotasi oraliq sathlar o'rtasidagi kvant o'tishlar chastotasiga mos kelmaydi. Elektron lazer nurlar maydonida virtual holatlar orqali uzluksiz spektr zonasiga (kontinuumga) chiqariladi. Bu holatda ionizatsiya sharti quyidagicha yoziladi.

$$|\Delta_{in}| = |k_i \omega_{\text{las}} - E_{in}| \gg \gamma_{in}; \quad (4.41)$$

$$E_{in} = E_i - E_n$$

k_i -yutilgan fotonlar soni;

E_i va γ_i -elektronning asosiy holatdan uzluksiz spektr zonasiga chiqishdagi kvant o'tishlarning energiyasi va spektral kengligi.

Real vaziyatda ushbu jarayonni ko'zlash uchun, lazer nurlanishi kengligini $\Delta\omega_{\text{las}}$; energiyaning o'zgarishini (ΔE_i); va spektral chiziqlarning kengayishini G_i hisobga olish kerak. Bunday turdagi fotoionizatsiya jarayonining ehtimoliyati (4.39) formula orqali aniqlanadi.

Fotoionizatsiyaning ko'ndalang kesim yuzasi $\alpha^{(k)}$ quyidagiga teng:

$$\alpha^{(k)} = \frac{W^{(k)}}{I^{(k)}} \quad (4.42)$$

(4.42) dagi $W^{(k)}$ -to'g'ridan-to'g'ri ko'pfotonli ionizatsiya jarayonining ehtimoliyati bo'lib, u zarrachalar soni bilan quyidagicha bog'langan.

$$W^{(k)} = \frac{N^*}{N\tau_k} = \frac{N^*}{n \cdot V_k \cdot \tau_k} \quad (4.43)$$

Bunda: $|W^{(k)}| - \text{sm}^{-1}$;

N^* - hosil bo'lgan ionlar soni;

N - neytral atomlar soni;

τ_k - lazer nurining atomlarga ta'sir vaqti;

n - atomlarning zichligi;

V_k - ko'pfotonli jarayon ko'zatilayotgan hajm.

Ushbu jarayonda lazer nurining hajm bo'yicha bir tekisda taqsimlanishi muhim faktor hisoblanadi.

Albatta (4.42) va (4.43) formulalar bilan fotoionizatsiyaning ko'ndalang kesim yuzasini tajribada o'lichaganda, olingan natijani (4.40) formula bilan hisoblangan natija bilan solishtirib ko'rish kerak.

- Rezonans ko'pfotonli ionizatsiya jarayonida virtual kvant o'tishlarning qaysidir bir zvenosida rezonans kvant o'tishlar ham ko'zatilsa, bunday jarayonda ko'ndalang kesma yuza keskin oshganini ko'zlatamiz.

Bu holatda ionizatsiya sharti quyidagicha yoziladi:

$$|\Delta_m| = |k, e_{inc} - E_m| \ll \gamma_m \quad (4.44)$$

Lazer nurlar ta'siridagi bunday ko'pfotonli rezonans ionizatsiyaning to'liq ehtimoliyati Breyt-Vinger formulasi orqali ifodalanadi.

$$|W^{(k)}| \approx |W_{nn}^{(k_1)}| \cdot |W_{nm}^{(k_2)}| = 2\pi \left| V_{nn}^{(k_1)} \right|^2 \left\{ \frac{\gamma_m}{\pi [\Delta_{nn}^2 + \gamma_m^2]} \right\} \cdot \tau \cdot 2\pi \left| V_{nm}^{(k_2)} \right|^2 \rho_k \cdot \tau \quad (4.45)$$

Agar barcha kvant o'tishlarda rezonans sharti bajarilsa (4.45) ancha soddalashadi:

$$|W^{(k)}| = 2 \left| V_{nn}^{(k_1)} \right|^2 \cdot \gamma_m^{-1} \cdot \tau \cdot 2\pi \left| V_{nm}^{(k_2)} \right|^2 \rho_k \cdot \tau \quad (4.46)$$

(4.45) va (4.46) formulalar lazer nuri qat'iy monoxromatik nur bo'lgandagina bajariladi.

Real holatda lazer nuri kvazimonoxromatik bo'lsa, u holda kvant holatlarning statistik faktori $(q^{(k_2)})$ ni hisobga olishga to'g'ri keladi.

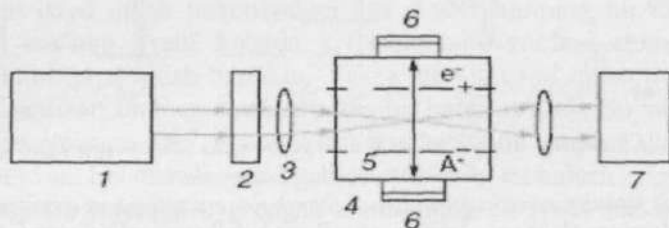
Ko'pfotonli rezonans ionizatsiya metodi spektroskopiyada muvaffaqiyat bilan qo'llanib kelinmoqda.

Asosiy afzalliklaridan biri, yuqori ajrata olish qobiliyatiga ega ekanligi. Atomlarning tabiiy spektral kengligi darajasidagi bo'lgan spektrlarni qayd qilish, spektrlardagi o'ta nozik strukturalarni ham ochib ko'rsatish - bu metodning afzalliklariga kiradi. Ikkinchi afzalliklaridan biri sezgirlik qobilyatining yuqori ekanligi. Chunki boshqa metodlarda

asosiy natijalar fotonni qayd qilish orqali amalga oshirilsa, bu metodda ion yoki elektronlarni qayd qilish orqali natijaviy spektrga ega bo'lamiz. Bugungi kunda elektron texnikasida fotonni qayd qilishdan ko'ra, elektron yoki ionni qayd qilish osonroq va uning sezgirligi yuqoriroqdir. Fotodetektorlarning chegaraviy sezgirligi 10^7 atom bo'lsa, ion detektorlarning chegaraviy sezgirligi 1 ta ion-atom. Shu sababdan rezonans ionizatsiya metodining sezgirligi juda yuqori. Bu spektroskopistlarga juda qo'l kelmoqda.

Bu metod bilan ishqoriy va ishqoriy-er element atomlari spektrlari, izotopik siljishlari, hatto yadro izomerlari ham o'rganilgan.

1974 yil B.Jonson shogirdlari bilan seziriy atomlarining ko'pfotonli o'yg'otish va ionlashtirish metodi yordamida o'ta nozik strukturalaridagi juft va toq spektrlar seriyasini o'rgandi. Sal o'tib, 1975 yil P.Eshrik va boshqalar ko'pfotonli spektroskopiya usuli bilan ishqoriy-yer elementlari (*Ca, Sr, Pa, Ba*) atomlarining struktura qiymatlarini ham tajribada o'lchadilar.



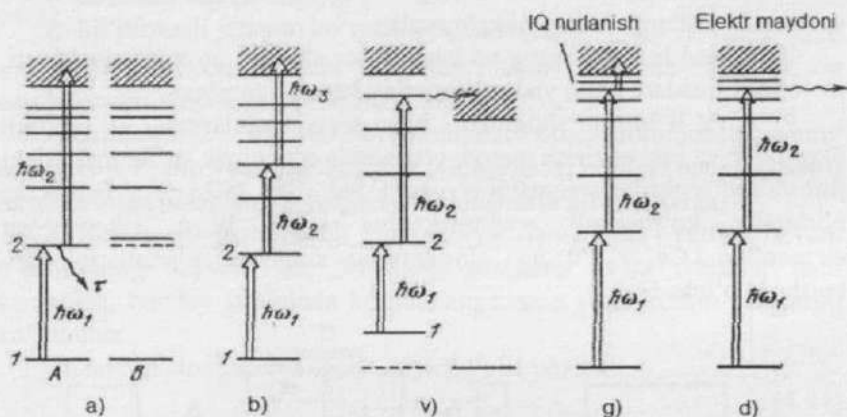
4.8 rasm. Ko'pfotonli ionizatsiya qurilmasining blok sxemasi.
1-lazer, 2- modulyator, 3-linza, 4-kamera, 5-elektrik zond, 6-atom bug'larini
hosil qiluvchi pechka, 7-lazer energiyasini ulchash asbobi.

Ularning tajriba qurilmasi juda oddiy bulib uning blok sxemasi (4.8 rasm)da keltirilgan. Qurilma kamerasida o'rganiladigan element atomining bug'lari qizdirgich (6) yordamida hosil qilinadi. Agar yuborilayotgan lazer nuri (1) chastotasi tekshirilayotgan atomning kvant o'tishlariga mos kelsa, ionlanish jarayoni boshlanadi. Lazer nuri chastotasi atomni ionlashtirish uchun etarli bo'lganda, rezonans jarayoni yuz beradi. Hosil bo'lgan ionlar elektrik zond (5) yordamida osongina qayd qilinadi.

Bu tajribalar ko'pfotonli ionizatsiya metodining sezgirligi yuqori ekanligini isbot qildi.

§ 4.10 Atomlarni bosqichma-bosqich fotoionizatsiyalash metodi

Fotoionizatsion spektroskopiya, ko'p chastotali rezonans lazer maydonida atom va molekulalarning rezonans o'yg'otishga va so'ngra, uyg'ongan atomlarning ionlashtirishiga asoslangan. Atomlarning selektiv fotoionizatsiyasi bir nechta sxemalar bo'yicha amalga oshirilishi mumkin.



4.9 – rasm. Atomlarni lazer nuri yordamida selektiv uyg'otish va fotoionizatsiyalash sxemalari.

a) ikki fotonli fotoionizatsiya, b) uch fotonli fotoionizatsiya, v) avtoionizatsion holatning selektiv uyg'otilishi, g) ridberg holatlariga selektiv uyg'otish va uyg'ongan atomlarni infraqizil nur yordamida ionlashtirish, d) atomlarni ridberg holatiga selektiv uyg'otish va ularni elektr maydoni yordamida ionlashtirish.

Ularning umumiy jihati shundaki, bir yoki bir nechta oraliq kvant uyg'otishlar lazer nuri yordamida hosil qilinadi. Ionlashtirishning so'nggi bosqichi qo'shimcha lazer nuri yoki boshqa zarrachalar bilan to'qnashish tufayli sodir bo'ladi. Bosqichma bosqich uyg'otishning bir nechta sxemasi 4.9- rasmda keltirilgan. Ko'p bosqichli fotoionizatsiya metodining eng sodda usul ikki bosqichli fotoionizatsiya usuli hisoblanadi (4.9-a) rasm). Yuqori ionlashish potensialiga ega atomlar uchun uch bosqichli ionizatsiya sxemasi juda qulay bo'lishi mumkin. Bu usulda ionizatsiya jarayoni ko'zga ko'rinar sohada nur chiqaruvchi lazerlar yordamida amalga oshiriladi. (4.9-b) rasm).

Atomlarning pastki uyg'ongan holatdan ionizatsiya holatigacha to'g'ridan-to'g'ri ko'p bosqichli fotoionizatsiyasi kvant o'tishlarning ko'ndalang kesimi yuzasi (σ) bilan bog'liq. Odatda σ_1 uyg'otishning

kundalang kesma yuzasi, ionlashtirishning kundalang kesma yuzasi σ_2 ga nisbatan kattadir. Shuning uchun ham bu oddiy usullarning turli sxemalari mukammal ishlab chiqilgan. Bu o'tishlar, uyg'otilgan atomlar ionizatsiyasi kesim yuzasining o'ttirishga qaratilgan. Bu sxemalar 4.9 – rasm, $v-d$ da keltirilgan.

Fotoionizatsiya kesma yuzasini o'ttirish uchun ikkinchi nurlanish chastotasini avtoionizatsiya (spontan yoki induksiyalangan elektr maydoni) chastotasiga moslashtirish kerak. So'nggi usulda esa atom infraqizil nurlari yordamida ionlashtirilgan (4.9 – rasm, g).

Metod quyidagi asosiy xarakteristikalariga ega: metodning sezgirliigi, spektral ajrata olish qobiliyati, vaqtili ajrata olish qobiliyati, selektivliigi va universallik darajasidir. Bularni qisqacha qariib chiqamiz.

4.10.1 Fotoionizatsiya metodning asosiy harakteristikalari

a) **Metodning sezgirliigi** juda yuqori bo'lib, bitta atom yoki bitta molekulani qayd qilish imkoniyatiga ega. Lazer nurining bir impulsi davomida ma'lum kvant holatda joylashgan bir turdagi atom yoki molekulalarni qayd qilish mumkin. Yakka atomni qayd qilish bugungi kunda fotoionizatsion metod uchun oddiy bir holga aylandi. Bu metodda tajriba qurulmasiga malum talablar quyiladi xolos, yani har bir bosqichda kvant holatlarining energetik to'yinishini taminlash kifoyadir.

Bunday ish rejimida uyg'ongan atomlarning 50-100% ion holatga o'tkaziladi. Metodning yuqori sezgirlik darajasi ko'zatish oblastida atomlarning fluktuatsiyasini kuzatish imkoniyatini beradi, ya'ni bevosita moddaning atomistik, korpuskulyar strukturasini o'rganish imkoniyatini beradi.

b) **Metodning spektral ajrata olish qobiliyati**, asosan atom va molekulalarni ko'p pog'onali uyg'otuvchi lazerlarning generatsion spektral kengligi bilan va qo'llanilayotgan atomlar dastasining (dopplercha kengayishdan holi bo'lgan), tabiiy spektral kengligi bilan aniqlanadi. Hozirda mavjud bo'lgan lazer spektroskopiya metodlari yordamida atomlar spektridagi dopplercha kengayishni yo'qotish va bir jinsli tabiiy spektral kenglikka ega bo'lish mumkin. Shu narsani qayd qilish mumkinki, metodning yuqori sezgirlik qobiliyati bilan, spektrlarni ajrata olish qobiliyatini birlashtirish natijasida analitik ximiyada amaliy ahamiyatga ega bo'lgan muhim qo'llanilish sohalarini ko'rsatish mumkin.

v) **Metodning vaqtli ajrata olish qobiliyatini** eng yuqori chegaraviy qiymatlarigacha yetkazish mumkin. Buning uchun ionlarni qayd qilish lazer nurining bir impulsi davomida amalga oshiriladiki, bu impulsning davomiyligi, kvant holatlarning yashash vaqtidan bir muncha kichik. Bu vaqt atomlarda bir necha ~ 10 ns bo'lsa, molekulalarda, asosan aralashma molekulalarda ~ 1 ns atrofida. Shu sababli, atomlarni uyg'otish va ionlashtirish uchun bunday qisqa impulsli lazerlarning qo'llanilishi, metodning vaqtli ajrata olish qobiliyatini uyg'ongan holatning relaksatsiya vaqti darajasigacha oshiradi. Agar atomlarning bir jinsli spektral kengligi, ularning relaksatsion vaqti bilan bog'liq bo'lgan spektral kenglikdan katta bo'lsa, prinsipial jihatdan eng yuqori chegaraviy vaqtli ajrata olish qobiliyatiga erishiladi.

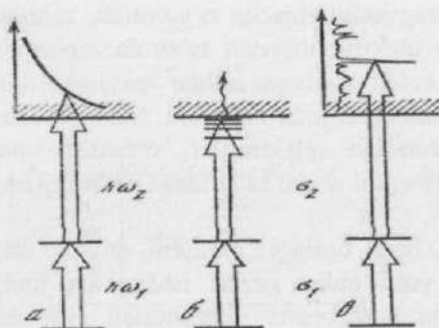
g) **Metodning selektivlik darajasi.**

Odatdagi spektroskopiyada selektivlik darajasiga, chegara qo'yadigan holat, ikkita o'zaro yaqin joylashgan spektral chiziqlarning kengligi tufayli bir-biriga kirishish hodisa ekanligini yaxshi bilamiz. Shu sababdan odatdagi spektroskopiyada, masalan, uglerod ^{12}S atomi spektridan radiouglerod ^{13}S spektrini alohida ajratib ko'rsatishning iloji yo'q, chunki ularning spektral chiziqlari o'zaro juda yaqin joylashgan. Bu noqulayliklarga qaramasdan lazer fotoionizatsion usul bilan bu qiyinchilikni osonlashtirib, ^{13}S radiouglerod spektrini alohida qayd qilishga erishilgan.

Bosqichma-bosqich ionlashtirishning muxim qulayligi shundaki, umumiy fotoionizatsiya jarayonidagi selektivlik har bir bosqichdagi selektivliklar ko'paytmasiga teng. Shu sababli umumiy selektivlik darajasini nazariy jihatdan $\sim 10^{17} \div 10^{20}$ qiymatlargacha yetkazish mumkin.

d) Va nihoyat metodning universalligi shundaki, uni istalgan atom yoki molekulaga nisbatan qo'llash mumkin. Yutilish spektrlari lazerlarining generatsiya sohasida yotgan murakkab tuzilishdagi atomlarga ham muvaffaqiyat bilan qo'llash mumkin. Ba'zi bir qiyinchiliklar mavjud vodorod, geliy, galogenlar, inert gaz atomlarini uyg'otishda. Chunki, ularning birinchi rezonans holati vakuum ultrabinafsha oblastida yotibdi.

Atomlarni rezonans ionlashtirish bir nechta usullar asosida amalga oshirilishi mumkin.



4.10 rasm. Uygʻongan atomlarni rezons ionlashtirish usullari:

a- toʻgʻridan-toʻgʻri kontinuumga norezonans usulda fotoionlashtirish, b-elektr maydon impulslari taʼsirida ionlashtirish, v- avtoionizatsion sathlarga rezonans uygʻotish orqali ionlashtirish.

Bu sxemalarni rasmiy ravishda quyidagicha klassifikatsiyaga ajratish mumkin. Atomlarning uygʻongan sathlari ionlashtirish chegarasidan uzoqda joylashgan boʻlsa, faqat lazer nuri yordamida effektiv ionlashtirish mumkin. Bu erda ikkita variant mavjud: biri toʻgʻridan-toʻgʻri kontinuumga norezonans usulda fotoionlashtirish boʻlsa, ikkinchisi avtoionizatsion sathlarga rezonans uygʻotish orqali ionlashtirish. (4.10-rasm)

Atomlarning birinchi rezonans sathlari asosiy sathdan etarlicha uzoqda boʻlmasa, unda yuqori uygʻongan ridberg sathlari orqali bosqichli ravishda oʻygʻotish mumkin. Atomning yuqori uygʻongan ridberg holatlari quyidagi yoʻllar bilan effektiv ionlashtiriladi: elektr maydon taʼsirida, infraqizil nurlar yordamida va begona atomlar bilan toʻqnashishi natijasida. Ridberg va avtoionizatsion sathlar ishtirokidagi ionlashtirish sxemalari odatda bir, ikki va uchta bosqichdagi oʻygʻotuvchi lazerlarini qoʻllash bilan amalga oshiriladi.

Atomlarning koʻp bosqichli selektiv fotoionizatsiya sxemalarini taqqoslash shuni koʻrsatadiki, eng yuqori chegaraviy sezgirlik darajasiga tor avtoionizatsion sathlar orqali ionlashtirish sxemasi yordamida erishish mumkin. Bu usulda lazer impulslarining eng kam energiyasida ham 100% li ionlashtirish effektivligiga erishish mumkin. Bu sxemani faqat tor spektral kenglikka ega boʻlgan avtoionizatsion sathlari mavjud boʻlgan atomlarga qoʻllash mumkin. Shu maʼnoda bu sxemani barcha atomlarga nisbatan qullab boʻlmaydi.

Davriy sistemadagi rangli metall atomlari uchun eng qulay sxema, bu neytral atomni bosqichli ravishda lazer nurlari taʼsirida yuqori

uygʻongan ridberg sathlarigacha oʻygʻotish, soʻngra faqat uygʻongan atomlarni qisqa elektrik maydon taʼsirida ionlashtirishdir. Chunki bu atomlarda tor avtoionizatsion sathlar mavjud emas, agar boʻlsa ham, ionlashish chegarasidan juda yuqorida. Maxsus holatlardagina (qaysiki taʼsirlashish zonasiga elektrodlar oʻrnatish mumkin boʻlmagan hollardagina) infraqizil nurlar taʼsiridagi ionlashtirish sxemasini qoʻllash mumkin.

Va nihoyat, baʼzi turdagi atomlarni, atomlar dastasida emas, balki atom bugʻlari yoki bufer gazlar ishtirokida ionlashtirish qulayroq. Bunday hollarda norezonans ionlashtirish sxemasidan foydalaniladi. Unda bir, ikki yoki uch bosqichli oʻygʻotish sxemasidan foydalanish mumkin.

Har bir sxemalarda ionlashtirishning effektivligini xarakterlovchi koʻndalang kesma yuza parametri kiritiladi. Bu taʼsirlashish sohasidagi barcha atomlarni tuliq ionga aylantirish uchun zarur boʻlga lazer nurlarining energetik zichligini xarakterlaydi. Bu parametr boʻyicha eng qulay sxema, ridberg holatlar orqali, qisqa elektrik impulslar yordamida ionlashtirishdir.

Agar kontiummga ionlashtirishning effektiv kesma yuzasi $10^{-19} \div 10^{-17} \text{ sm}^2$. boʻlsa, ridberg holatlar uchun bu parametr $10^{-14} \div 10^{-12} \text{ sm}^2$ tengdir.

4.10.2 Ikki bosqichli fotoionizatsiya jarayonining kinetikasi

Koʻp bosqichli selektiv fotoionizatsiyalashning eng oddiy usuli- bu ikki bosqichli oraliq uygʻongan energetik sath orqali kontinumga, yaʼni yalpi spektr sohasiga fotoionizatsiyalash hisoblanadi. Bu usulni juda takomillashgan optimal sxema deb boʻlmasada, lekin birinchi muvaffaqiyatli tajriba rubidiy atomlari misolida oʻsha usul yordamida amalga oshirilgan.(4.11-rasm)

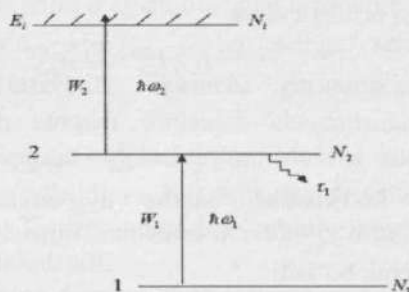
Atomlarni lazer nurlari yordamida selektiv fotoionizatsiyalash bir necha usullar bilan amalga oshiriladi, lekin ular asosan atomlarning oraliq kvant holatlariga bir yoki bir necha lazer nurlari yordamida oʻygʻotiladi va keyin faqat uygʻongan atomlarga qoʻshimcha lazer nurlari, yoki elektr maydoni yordamida ionlashtiriladi. Biz bu jarayonning kinetikasini qarab chiqamiz.

Faraz qilaylik, birinchi lazer nuri ω_1 chastota bilan atomlarni asosiy birinchi sathdan, uygʻongan ikkinchi sathga oʻtkazsin. Bir vaqtning oʻzida ω_2 chastotali ikkinchi lazer nuri faqat uygʻongan atomlarnigina

fotoionizatsiyalashtirsin.

U holda

$$h\omega_1 < E_i < h\omega_1 + h\omega_2 \quad (4.47)$$



4.11 rasm. Ikki bosqichli fotoionizatsiyaning kinetikasi

E_i - atomni ionlashtirish chegaraviy energiyasi.

Uzluksiz lazer yordamida atomlarni birinchi energetik sathdan ikkinchi energetik sathga uyg'otish tezligi quyidagicha aniqlanadi.

$$W_1 = \sigma_1 I_1$$

Bu erda

$$\sigma_1 = \frac{\lambda_1^2}{2\pi} \cdot \frac{A_{21}}{\Delta\omega} \quad (4.48)$$

σ_1 - radiatsion kvant o'tishlarning ko'ndalang kesma yuzasi.

I_1 - o'yg'otuvchi lazer nurining intensivligi (foton $\cdot$ sm $^{-2}\cdot$ s $^{-1}$).

A_{21} - kvant o'tishlar uchun Eynshteyn koeffitsenti.

$\Delta\omega$ - atomning tabiiy spektral kengligi.

Kvant o'tishlarni energetik tuyintirish uchun quyidagi shart bajarilishi zarur.

$$I_1 \geq I_{uac}^{(1)} = (2\sigma_1 \cdot \tau_1)^{-1} \quad (4.49)$$

$I_{uac}^{(1)}$ - birinchi kvant o'tishlarning to'yinish intensivligi.

Agar $\tau_1 = \tau_{21} = A_{21}^{-1}$ bo'lsa, u holda

$$\sigma_1 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{\Delta\omega \cdot \tau_1} \quad (4.50)$$

Uzluksiz lazer nurlari yordamida atomlarni fotoionizatsiyalash tezligi

$$W_2 = \sigma_2 I_2 \quad (4.51)$$

σ_2 - fotoionizatsiyalashning ko'ndalang kesma yuzasi.

Har bir uygʻongan atom ion holatga toʻliq oʻtish uchun I_2 ionlashtiruvchi lazer nurining intensivligi qoʻyidagi shartni qanoatlantirishi zarur.

$$I_2 \geq I_{nuc}^{(2)} = (\sigma_2 \cdot \tau_1)^{-1} \quad (4.52)$$

Agar (4.49) ni hisobga olsak

$$I_2 \geq I_{nuc}^{(2)} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \cdot I_{nuc}^{(1)} \quad (4.53)$$

yoki

$$\sigma_2 I_{nuc}^{(2)} = \sigma_1 I_{nuc}^{(1)} \quad (4.54)$$

(4.54) dan koʻrinadiki, barcha uygʻongan atomlarni toʻliq ionlashtirish uchun oʻygʻotuvchi lazer nuri intensivligi $2\sigma_1/\sigma_2$ nisbatni qanoatlantirish kerak boʻladi.

Agar biz atomlarni uzluksiz nurlanishi emas, balki $\tau_n^{(1)}$ va $\tau_n^{(2)}$ vaqt davom etadigan lazer impulsiga ega boʻlgan va atomlarning τ_1 -radiatsion vaqtidan kichik boʻlgan lazer impulslari bilan oʻygʻotsak, u holda lazer nurlanishlarining energetik zichligi (Φ) quyidagi shartlarni qanoatlantirishi zarur.

$$\Phi_1 \geq \Phi_{nuc}^{(1)} = (2\sigma)^{-1} \\ \Phi_2 \geq \Phi_{nuc}^{(2)} = \sigma_2^{-1} \quad (4.55)$$

Hozirgacha qaralgan kinetika jarayonlarda atomlar zichligini (qatlamini) juda yuqori deb hisoblamadik. Optik jihatdan yupqa qatlam deb qaradik.

Agar atomlar qatlami zich boʻlib, uygʻotuvchi yoki ionlashtiruvchi lazer nurlari dastlabki qatlamda kuchli yutilsa (energetik toʻyinish yuz bermasa) unda bu tenglamada atomlar soni (N_0)ni hisobga olishga toʻgʻri keladi.

Ikki bosqichli fotoionizatsiya jarayonining kinetikasini qaraganda atomlar zichligi D hisobga olinadi: yaʼni u quyidagi shart orqali yoziladi.

$$D = \sigma_1 N_0 l \gg 1 \quad (4.56)$$

N_0 - atomlar soni.

l - optik qatlam qalinligi.

Agar kvant oʻtishlarda energetik toʻyinish yuz bersa, u holda asosiy holatidagi barcha atomlar (N_0) birinchi uygʻongan sathga chiqariladi va barcha uygʻongan atomlarning yarmi ion holatga oʻtadi, yaʼni $N_2 \approx \frac{1}{2} N_0$.

bo'ladi.

Bu sohadagi dastlabki tajriba 1971 yil Rossiya Fanlar Akademiyasining Spektroskopiya Instituti (ISAN)da prof. V.S. Letoxov rahbarligida rubidiy atomlari misolida amalga oshirilgan. Rubidiy atomlari tulqin uzunligi silliq o'zgara oladigan lazer yordamida $\lambda_1 = 7950 \text{ \AA}$ lazer nuri bilan $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ oraliq sathga selektiv ravishda o'yg'otildi. Rubin lazerining ikkinchi garmonikasi ($\lambda = 3471 \text{ \AA}$) yordamida uyg'ongan atomlar ionlanish chegarasidan yuqorigacha (kontinuumbacha) chiqarilib, ionlashtirildi. Maxsus kamirada rubidiy atomlari $t = 44^\circ \text{C}$ ga qizdirildi va 10^{-3} mm. simob ustuniga teng bug' bosimi hosil qilindi. Tajriba natijasida rubidiy atomlariga tegishli quyidagi parametrlar aniqlandi.

- Rb atomi spektrining dopplercha kengligi $\Delta\omega_D = 4 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ ($T = 100^\circ \text{C}$)

- uyg'otishning ko'ndalang kesma yuzi $\sigma_1 = 10^{-11} \text{ cm}^2$

- uyg'ongan holatdan fotoionizatsiyalashning ko'ndalang kesma yuzi $\sigma_2 = 10^{-18} \text{ cm}^2$

- uyg'ongan kvant holatning radiatsion vaqti $\sigma_1 = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ c}$

- uyg'otishni to'yinish energiya zichligi $\Phi_{nac}^{(1)} h\nu_1 = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \cdot \text{cm}^{-2}$

- fotoionizatsiyalashning to'yinish energiya zichligi $\Phi_{na}^{(2)} h\nu_2 = 0,42 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \cdot \text{cm}^{-2}$

Bunday optimal sxema orqali rubidiy atomlarini fotoionizatsiyasi amalga oshirildi. Chunki, lazerning barcha parametrlari, rubidiy atomlarining to'yinish qiymatidan yuqori edi.

Endi selektiv ravishda uyg'otilgan atomlarni ionlashtirishning bir necha usullari bilan tanishamiz.

Ikki bosqichli fotoionizatsiya jarayonining kinetikasini optik jihatdan yupqa qatlamli atomlar uchun qarab chiqamiz. U holda (4.56) formula birinchi va ikkinchi bosqich o'yg'otishlar uchun quyidagi shartni qanoatlantirishi kerak.

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 N_1 I &\ll 1 \\ \sigma_2 N_2 I &\ll 1 \end{aligned} \right\} \quad (4.57)$$

Asosiy holatdagi atomlar soni N_1 , oraliq holatga o'yg'otilgan atomlar soni N_2 va ionlashgan atomlar soni N_3 deb olib, atomlarni o'yg'otish va ionlashtirish jarayonini quyidagi vaqtga bog'liq bo'lgan differensial tenglama orqali yozish mumkin:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -W_1(N_1 - N_2) + \frac{1}{\tau_a} N_2; N_1(t=v) = 0 \\ \frac{dN_2}{dt} = W_1(N_1 - N_2) - W_2 N_2 - \frac{1}{\tau_i} N_2; N_2(t=0) = 0 \\ \frac{dN_i}{dt} = W_2 N_2; N_i(t=v) = 0 \end{cases} \quad (4.58)$$

Ushbu jarayonda energetik sathlarning multipletligini ($j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$) hisobga olmaymiz va barcha energetik sathlar yagona energetik sathdan iborat deb qaraymiz. (4.58) kinetik tenglama atomlar sistemasiga uzluksiz o'yg'otuvchi lazer ta'sir qilganda to'g'ri hisoblanadi.

U holda energetik sathlarning radiatsion vaqti $\tau_i = A_{21}^{-1}$ teng.

Agar o'yg'otuvchi lazer nurning impulsini to'g'ri burchakli impuls shaklda deb qarab, ular ikkinchi lazer bilan sinxron ishlasa, fotoionizatsiya jarayonida hosil bo'lgan ionlar soni quyidagicha aniqlanadi:

$$\frac{N_i}{N_0} = 1 - \frac{a_1 + a_2}{2a_2} \cdot e^{-(a_1 - a_2)y} + \frac{a_1 - a_2}{2a_2} \cdot e^{-(a_1 + a_2)y} \quad (4.59)$$

(4.59) formulada a_1 va a_2 lar mos ravishda quyidagiga teng.

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= W_1 \left(1 + \frac{W_2}{2W_1} \right) \\ a_2 &= W_1 \left[1 + \left(\frac{W_2}{2W_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (4.60)$$

(4.59) dagi $\frac{(a_1 - a_2)}{(a_1 + a_2)}$ nisbat $\frac{W_2}{W_1} = 2$ va 0.18 qiymatlarda maksimumga erishadi.

Shunday qilib, fotoionizatsiya jarayonining vaqti

$$T_i = \frac{1}{a_1 - a_2} = \frac{1}{W_1} \left\{ 1 + \frac{W_2}{2W_1} - \left[1 + \left(\frac{W_2}{2W_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{-1} \quad (4.61)$$

(4.61) formuladan τ_i ning maksimal qiymatiga $W_2 = 2W_1$ bo'lganda erishadi.

Demak, har bir uyg'ongan atomning ion holatiga o'tishi uchun quyidagi shart bajarilishi zarur:

$$W_2, W_1 \gg \frac{1}{\tau_i} \quad \text{yoki} \quad \frac{I_2}{I_1} = 2 \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \quad (4.62)$$

(4.62) dan shunday xulosa chiqadiki, barcha uyg'ongan atomlar ion holatiga o'tishi uchun ionlashtiruvchi lazer nurining intensivligi I_2

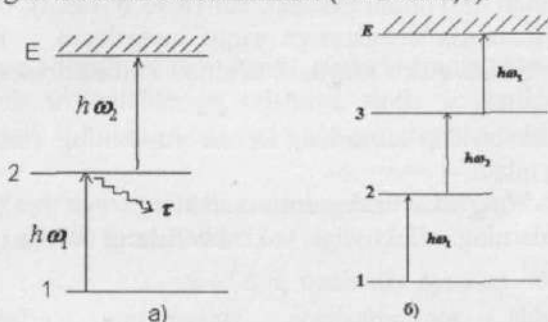
o'yg'otuvchi lazer nuri intensivligi I_1 dan taxminan $(2 \frac{\sigma_1}{\sigma_2})$ marta katta bo'lishi kerak.

Albatta biz, bu erda lazer nurlarining kogerentligi va energetik sathlarning multipletligini hisobga olmadik. Agar bu ikki faktorni hisobga olsak, tenglama ancha murakkablashadi.

4.10.3 Atomlarni bosqichli uyg'otish va ionlashtirish usullari.

Atomlarni bosqichma-bosqich selektiv uyg'otishning eng sodda yo'li bu ikki bosqichli uyg'otish. Bunda ω_1 chastotali lazer yordamida atomlar oraliq holatga o'yg'otiladi va so'ngi ω_2 chastotali lazer bilan uyg'ongan atomlar ionlashtiriladi. (4.12 rasm, a)

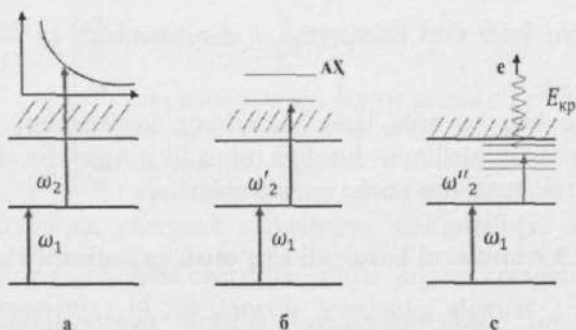
Ionlashtirish potentsiali yuqori bo'lgan atomlarda uch bosqichli usul qullaniladi. Bunda $h\omega_1$ va $h\omega_2$ energiyali lazer nurlari yordamida yuqori kvant sathlarga o'yg'otiladi va $h\omega_3$ energiyali lazer nuri bilan faqat uyg'ongan atomlar ionlashtiriladi. (4.12 rasm, b).



4.12 rasm. Atomlarni bosqichli uyg'otish usullari.
a- ikki bosqichli, b- uch bosqichli.

Ushbu ikki usulning asosiy kamchiligi o'yg'otish va ionlashtirish jarayonlari kundalang kesma yuzasining kichikligi. Ushbu kamchiliklarni kamaytirish maqsadida o'yg'otishning oxirgi bosqichida ionlashtirish uchun infraqizil(IQ) lazer nurlarini yoki qisqa elektrik impulsnlarni qullash yaxshi natija beradi.

Bunda o'zaro ta'sir jarayoni norezonans xarakteridan – rezonans xarakterga o'tadi.



4.13 rasm. Uyg'ongan atomlarni ionlashtirish usullari.

Uyg'otilgan atomlarni ionlashtirishning bir-biridan farq qiladigan uchta yo'li mavjud:

1). Uyg'ongan atomlarni qo'shimcha lazer nuri yordamida to'g'ridan-to'g'ri kontinuumga ionlashtirish.(4.13 a-rasm).

2). Uyg'ongan atomlarni etarlicha tor spektral kenglikka ega bo'lgan avtoionizatsion holatlar(AH) orqali ionlashtirish. (4.13 b -rasm).

3). Atomlarni ionlanish chegarasiga yaqin joylashgan ridberg holatlaridan qisqa impulsli elektr maydoni ta'sirida ionlashtirish.(4.13 c -rasm.)

Ushbu usullar bir-biridan kundalang kesma yuzasining katta yoki kichikligi bilan farq qiladi.

Birinchi usulda o'yg'otish norezonans xarakterga ega bo'lganligi uchun kvant o'tishlarning effektivligi yoki kundalang kesma yuzasi $\sigma_k = 10^{-19} \div 10^{-18} \text{ cm}^2$ ga teng.

Ikkinchi usulda fotoionizatsion jarayonning effektivligi avtoionizatsion sathning spektral kengligiga bog'liq bo'lib, $\sigma_{\text{auto}} = 10^{-17} \div 10^{-15} \text{ cm}^2$ teng.

Uchinchi usulda jarayonning effektivligi oxirgi ridberg sathlarining spektral kengligi va ossilyator kuchlari bilan bog'liq. Odatda bu qiymat $\sigma_{\text{pre}} = 10^{-14} \div 10^{-12} \text{ cm}^2$ atrofida bo'ladi.

Endi har bir usullarni alohida ko'rib chiqamiz.

1). Ko'pchilik atomlar uchun fotoionizatsiya jarayonining kundalang kesma yuzasi (σ_k) asosiy holat uchun o'lchangan, lekin uyg'ongan oraliq sathlardan bu kattalik o'lchangan emas. Shu sababli uyg'ongan sathlardan σ_2 ni o'lchaganda oraliq sathning to'yinish darajasi kuchsiz yoki kuchli bo'lgan ikki holat mavjud:

Uyg'otish tezligi yuqori bo'lgan holda ($G = W_i t_i^{(1)} = \sigma_1 \Phi_1 \gg 1$) kvant o'tishlarda to'yinish yuz beradi. U holda (4.59) formulaga asosan ionlar zichligi quyidagi cha aniqlanadi.

$$N_i \approx N_0 \left(1 - e^{-\frac{1}{2} \sigma_2 \Phi_2} \right) \quad (4.63)$$

(4.63)dan ko'rinadiki, ionlashtirishning ko'ndalang kesma yuzasi (σ_2) ni aniqlash uchun ionlar soni va ionlashtiruvchi nurning energiya zichligini bilish kerak. Ionlashtirish tezligi yuqori bo'lgan holda ($G_2 = W_2 t_i^{(2)} = \sigma_2 \Phi_2$) ionlashtirish jarayonida to'yinish yuz beradi. Bunda (4.59) formulaga muvofiq hosil bo'lgan ionlar zichligining ionlashtirish tezligiga bog'lanishini ikkita chegaraviy holatda qarash mumkin.

1. O'yg'otuvchi nurning kuchsiz to'yinish mavjud bo'lganda ($G_1 \ll 1$) fotoionizatsiyalashning ikki holati bo'lishi mumkin:

A) ($G_2 \ll 1$) bo'lganda hosil bo'lgan ionlar soni:

$$N_i = \frac{1}{2} G_1 G_2 N_0 \quad (4.64)$$

B) ($G_2 \gg 1$) bo'lganda, ionlar soni

$$N_i = G_1 N_0 \quad (4.65)$$

Agar o'yg'otuvchi lazer nurlari tomonidan kvant o'tishlarni energetik to'yinishlariga erishilsa, unda ionlanish tezligiga bog'liq bo'lmaydi. U holda (4.64) va (4.65) qo'ydagicha aniqlanadi.

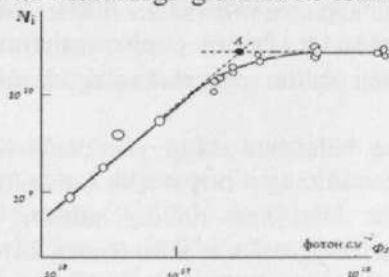
$$G_2 = \sigma_2 \Phi_2 = 2 \quad (4.66)$$

2. O'yg'otuvchi lazer nurining kuchli to'yinishi mavjud bo'lganda ($G_1 \gg 1$), (4.59) formuladan:

$$N_i = \frac{1}{2} G_2 N_0 \text{ qachonki } G_2 \ll 1 \quad (4.67)$$

$$N_i = N_0 \text{ qachonki } G_2 \gg 1 \quad (4.68)$$

(4.67) va (4.68) to'g'ri chiziqlarning kesishgan nuqtasi A) (4.66) bilan aniqlanadi va u 4.14-rasmdagi grafikda ko'rsatilgan.



4.14 rasm. Kvant o'tishlarning energetik to'yinishi.

Shunday qilib, fotoionlar soni (N_i) ning lazer energiyasi zichligiga bog'lanish grafigi orqali uyg'ongan sathdan fotoionlashtirish kesma yuzasi σ_i ni aniqlash mumkin. Ushbu usul bilan seziiy va rubidiy atomlarining uyg'ongan sathlaridan fotoionizatsiyaning kundalang kesma yuzalari tajribalarda aniqlangan.

Endi atomlarni uyg'ongan holatdan avtoionizatsion holatlar orqali ionlashtirish jarayonlarini kengroq qarab chiqamiz.

4.11 Atomlarni yuqori uyg'ongan avtoionizatsion holatlar orqali ionlashtirish

Umuman atomning avtoionizatsion holatlari uning valent elektroniga nisbatan olingan, ionlanish chegarasidan yuqorida joylashgan diskret holatlar hisoblanadi. Bu holatlar atomning ichki qobig'idagi elektronlarni uyg'otish natijasida hosil bo'ladi. Lekin ko'pelektronli atomlarda quvvatli lazer nuri ta'sirida bir vaqtning o'zida ikkita va undan ortiq valent elektronlarning o'yg'otilishi natijasida ham avtoionizatsion holatlar hosil bo'lishi mumkin. Bunday holatlarni siljigan elektron holatlar deb ataydi. Atomning pastki elektron holatlaridan avtoionizatsion holatga o'tkazish rezonans xarakterga ega bo'lib, bunday kvant o'tishlarning ehtimoliyati, to'g'ridan-to'g'ri kontinuumga ionlashtirishga nisbatan ikki tartibga katta ($\sigma_{\text{avto}} \approx 10^{-17} \text{ cm}^2$).

Avtoionizatsion holatga o'yg'otilgan atomlar nur chiqarish yo'li bilan asosiy holatlarga qaytishi mumkin, yoki nur chiqarmasdan bir elektronini yo'qotgan holda, ion holatga o'tishi mumkin. Bu ikki holda ham qaysi birining ehtimoliyati katta bo'lsa, elektron shu kanal bo'yicha avtoionizatsiyaga uchraydi. Avtoionizatsiya vaqti qisqa bo'lsa, holatning kengligi kengroq bo'ladi.

Hozirgacha davriy sistemadagi inert gazlardan argon (Ar), kripton (Kr), ksenon (Xe) va ishqoriy-er elementlarining ba'zilar, uran va lantanoid guruhidagi qator elementlarning avtoionizatsion holatlari o'rganilgan.

Avtoionizatsion holatlar - ko'p pog'onali lazer fotoionozatsion spektroskopiya metodining o'rganishi mumkin bo'lgan tabiiy ob'ektlaridan biridir. Ular ham ridberg holatlari kabi ikki yoki uch pog'onali usul bilan o'yg'otiladi. Ikkinchidan avtoionizatsion holatga uyg'ongan atomlar tezda ion-elektron juftligi hosil qilib emiriladi va

ularni ionizatsion usul bilan qayd qilish juda oson.

Lazer spektroskopiya metodlari ko'p elektronli atomlardagi juda tor spektral kenglikka ega bo'lga avtoionizatsion holatlarni o'rganishga imkon beradi.

Bunga misol sifatida, godaliniy atomidagi spektral yarim kengligi $\Gamma = 0,05\text{cm}^{-1}$, yashash vaqti $\tau = 0,5\text{nc}$ bo'lgan o'ta tor kenglikdagi avtoionizatsion holatning ko'zatilishini misol keltirish mumkin.

O'ta tor spektral kenglikka ega bo'lgan avtoionizatsion holatlarning paydo bo'lishi ularning kontinuum bilan o'zaro ta'siri natijasida yuz berishi mumkinligi to'g'risida qator avtorlarning nazariy va eksperimental ishlari mavjud.

Avtoionizatsion holatlar to'g'risida eng to'liq nazariya U. Fano tomonidan ishlab chiqilgan. U atomlarning ionlanish chegarasidan yuqorida, ya'ni yalpi spektr sohasida diskret holatlarning mavjudligi, bu holatning ionlanish chegarasi, pastdagi diskret holatga ta'sir qilishi, ya'ni interferensiyasi mavjudligini birinchi bor aniqladi. Natijada avtoionizatsion spektrlarning formasi o'zgarib asimmetrik holatga keladi. Kuchli lazer nuri maydonida avtoionizatsion spektrlar o'zgarib, yangi avtoionizatsion spektrga o'xshash holatlar paydo bo'lishiga olib keladi. U esa diskret energetik holatlar o'rtasidagi interferension hodisalarni yanada ko'chaytiradi.

Lazer nurlari yordamida atomlarni ko'p bosqichli fotoionizatsiya usuli bunday hodisalar ustida sistematik ravishda tadqiqotlar olib borishga imkon beradi. Kvanto mexanik nuqtai nazaridan avtoionizatsion holatlarning paydo bo'lish mexanizmi ikki yo'l bilan tushuntiriladi.

a) Birinchidan, avtoionizatsion holatlar atomning ichki qobig'ida joylashgan elektronning o'yg'otilishi natijasida hosil bo'lishi mumkin. Bunda bo'sh qolgan elektron o'ringa, yaqin joylashgan qobiqdan elektronning siljishi ko'zatiladi va elektron atomdan uzib olinadi.

b) Ikkinchidan, avtoionizatsion holatlar bir vaqtda ikkita valent elektronning bir vaqtda, bir impulsda o'yg'otilishi natijasida ham paydo bo'ladi.

Avtoionizatsion holatlarni κ - qobiq yoki F — qobiqdan o'yg'otish energiyasi ϵ_x holatdan valent elektronini uzib olish uchun etarli bo'ladi. Agar valent elektronlarning yig'indi energiyasi, atomning ionlanish energiyasidan katta bo'lsa, u holda valent qobig'ida elektronning ikkilangan o'yg'otishi yuz beradi va avtoionizatsion holat hosil bo'ladi.

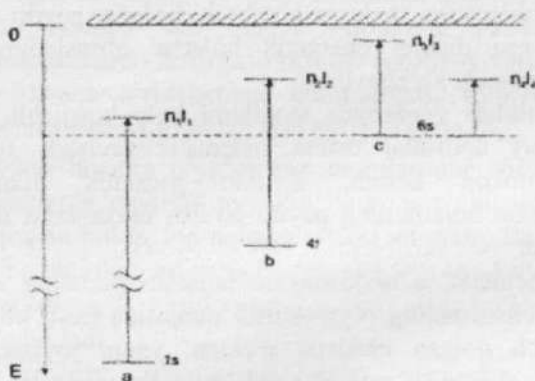
Avtoionizatsion holatlarni izlash, atom fizikasidan tashqari, lazer

fotoionizatsion metodning effektiv sxemalarini ishlab chiqish uchun ham muhim ahamiyatga ega. Bunday holatlarga o'yg'otishning effektiv kesma yuzasi $10^{-16}-10^{-15}$ sm² bo'lib, bu to'g'ridan-to'g'ri kontinumga ionlashtirishning effektiv kesma yuzasidan bir-ikki tartibda ziyod. Bu esa o'z navbatida ko'p bosqichli o'yg'otish usulidagi effektiv sxemalarni ishlab chiqishda qo'l keladi.

O'ta tor spektral kenglikka ega bo'lgan avtoionizatsion holatlarning tajribada ko'zatishga o'tishdan oldin, biz ko'p elektronli atomlarda tor avtoionizatsion holatlarning paydo bo'lish mexanizmini itterbiy atomi misolida qarab chiqamiz.

Itterbiy atomining asosiy elektron konfiguratsiyasi $^{70}\text{Yb} - 1s^2 \dots 4f^{14} 5s^2 5p^6 6s^2$. 6s -elektron -valent elektronlaridir, qolganlari qoldiq atomni tashkil qiladi. Bunday elektron sistemalar uchun ikki tipdagi avtoionizatsion holatlar mavjud:

Birinchi tipdagi avtoionizatsion holatlar ichki elektron qobiqdan o'yg'otilgan elektronlarga tegishli bo'lsa, ikkinchi tipdagi avtoionizatsion holatlar valent elektronining ikki karra o'yg'otilishidan hosil bo'ladi holatlar hisoblanadi.



4.15 rasm. Atomlarda avtoionizatsion holatlarning paydo bo'lish mexanizmi.

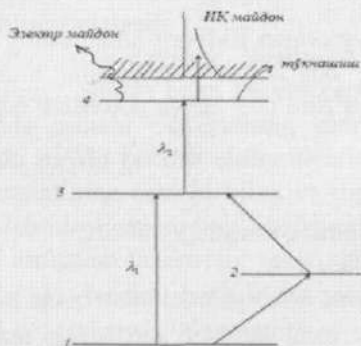
4.15 rasmda itterbiy atomlarning avtoionizatsion holatlari paydo bo'lishi sxematik ravishda keltirilgan. Atomlarning ionlanish chegarasi "0" raqami bilan belgilangan. a) - K - elektronlarni o'yg'otish orqali hosil bo'ladigan avtoionizatsion holatlar, b) - 4f - elektronlarni o'yg'otish orqali hosil bo'ladigan avtoionizatsion holatlar, c) 6s - elektronlarni (valent elektronlarni) o'yg'otish orqali paydo bo'ladigan

avtoionizatsion holatlardir.

Valent elektronlarni ikki karrali o'yg'otganda ham avtoionizatsion holatlar hosil bo'lishi mumkin, agar valent elektroni o'yg'otishining ikki karrali energiyasi, atomning ionlanish energiyasidan katta bo'lsa. Oddiy hisob-kitoblarning ko'rsatishicha, ikki karrali o'yg'otish orqali hosil bo'ladigan avtoionizatsion spektrlar juda tor kengayishga ega bo'ladi. Model potensial metodi orqali avtoionizatsion holatning o'rni va spektral kengligini aniq hisoblash mumkin.

4.12 Atomlarni yuqori uygʻongan ridberg holatlari orqali ionlashtirish

Atomlarni rezonans ionlashtirishda eng keng qo'llaniladigan effektiv universal yondashuv bu-atomlarni ko'pbosqichli rezonans usul bilan ionlanish chegarasi pastida joylashgan yuqori uyg'ongan (ridberg) holatlarigacha o'yg'otish va sungra, faqat uyg'ongan atomlarni qisqa impulsli elektr maydoni yoki, infraqizil lazer nurlanishi yoki begona atomlar bilan to'qnashish natijasida ionlashtirish hisoblanadi. (4.16-rasm).



4.16 rasm. Yuqori uygʻongan atomlarni ionlashtirish usullari.

Bu yondashuv ridberg holatlarining o'ziga xos spektroskopik xossalriga asoslangan. Shu sababli ridberg atomlarining elektr maydon ta'sirida yuz beradigan ba'zi o'zgarishlarga to'xtalamiz.

Atomlarning radiuslari bosh kvant soni n o'zgarishiga qarab quydagicha o'zgaradi:

$$\langle r \rangle = a_0 n^2 \quad (4.69)$$

bu erda

a_0 - Borning birinchi radiusi.

n - bosh kvant soni.

Yuqori uygʻongan ridberg holatlarigacha oʻygʻotilgan atomlarning elektronlari yadroning Kulon maydonida boʻladi. Atomlarining yuqori uygʻongan ridberg holatlarini tadqiq qilish, atom energetik sathlaridagi nozik va oʻta nozik strukturalarni, kvant defektlarni, izotopik siljishlarni, ridberg va avtoionizatsion holatlar oʻrtasidagi oʻzaro taʼsir mexanizmlarini oʻrganishga imkon beradi.

Atomlarning uygʻongan holatlari ichida birinchi guruhni yuqori uygʻongan holatlar egallaydi. Koʻpchilik hollarda ionlanish chegarasiga yaqin joylashgan energetik holatlarni ridberg holatlari deb ataydilar. Ridberg holatlarida atomlarning valent elektronlari atomning yadrosi bilan kuchsiz bogʻlangan. Shu sababli bunday atomlarni kuchsiz tashqi maydon taʼsirida osongina ionlashtirish mumkin. Ikkinchi tomondan, elektronning yadro bilan kuchsiz bogʻlanganligidan bu holatlarning yashash vaqti ham odatdagi energetik holatlar vaqtidan bir necha barobar katta. Bu xususiyati jihatdan yuqori uygʻongan Ridberg holatlari atomning rezonans va metastabil holatlari oraligʻida joylashgan holatlardir.

Endi yuqori uygʻongan Ridberg holatlarning ionlanish potensialini, yaʼni elektronning bogʻlanish energiyasini aniqlaymiz. Elektronning atom yadrosi bilan oʻzaro bogʻlanish potentsiali quyidagicha aniqlanadi.

$$U(r) = \frac{e^2}{r} = V(r) \quad (4.70)$$

bu erda

r - elektron va yadro oʻrtasidagi masofa.

e - elektron zaryadi.

$V(r)$ - elektronning atom yadrosi bilan qisqa taʼsirlashish potentsiali.

Bu erda asosiy rol ni kulon oʻzaro taʼsir maydoni oʻynaydi. Agar faqat qisqa taʼsirlashish potentsialini hisobga olsak, biz vodorod atomiga ega boʻlamiz.

Uning potentsiali

$$E_n = \frac{E_0}{n^2} \quad (4.71)$$

bu erda

n - bosh kvant soni

$E_0 = me^4 / 2\hbar^2 = 13,6 \text{ eV}$ - ionlashtirish potentsiali.

$\hbar$ - Plank doimiysi.

m - elektron massasi.

Endi kulon o'zaro ta'sir asosiy rolni o'ynagani holda qisqa ta'sirlanishning asosiy qiymatini aniqlaymiz. Bu ta'sir natijasida qaralayotgan energetik holatlar siljiydi, ya'ni:

$$E_n = E_0 / n^2 + V(\vec{r}) \quad (4.72)$$

$V(\vec{r})$ dagi chiziqli elektronlarning atomdagi o'rta taqsimotini xarakterlaydi. Bu o'z navbatida quyidagicha aniqlanadi.

$$\bar{V} \sim V(\alpha) \cdot W \quad (4.73)$$

$V(\alpha)$ - qisqa ta'sir potentsiali

W uyg'ongan atomlarning ta'sirlashish oblastida paydo bo'lish ehtimoliyati.

O'z navbatida

$W \sim \frac{1}{n^3}$ qaysiki $n \gg 1$ bo'lsa

bularni hisobga olgan holda (4.72) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$I_n = I_0 / (n - \delta_e)^2 = I_0 / n'^2 \quad E_n = \frac{E_0}{(n - \Delta)^2} = \frac{E_0}{n'^2} \quad (4.74)$$

(4.74) dagi Δ - kvant defekti deb ataladi.

Bu parametr energetik holatlarning qisqa ta'sirlashish potentsiali maydoni ta'sirida siljishini ifodalaydi.

n^* - esa effektiv kvant soni deyiladi. Energetik holatlarning kvant defekti orbital momentning oshishi bilan keskin kamayadi. Haqiqatdan ham orbital momentning oshishi elektronning yadro atrofidagi qisqa ta'sirlashish potentsialida paydo bo'lish ehtimoliyatini kamaytiradi. Bu qisqa ta'sirlashish potentsialining oshishi bilan va og'ir atomlarda bosh kvant sonining boshlanish hisobi bilan bog'liq. Masalan: seziy atomi 6s valent elektroni uchun ionlanish potentsiali 3,89eV ga teng, bunda $n=6$, $n^* = -1.87$, albatta $n - n^* = 4,13$. bu farq bosh kvant sonining oshishi bilan juda katta qiymatlarga o'zgarmaydi. Seziyning s - elektroni uchun bu qiymat 4 atrofida.

Yuqori uyg'ongan atomlarning yana bir muhim parametrlaridan biri uning nurlanish vaqti. Yuqori uyg'ongan holatlarning nurlanish vaqtini quyidagicha ifodalash qulay.

$$\tau_m = \tau_n n'^3 \quad (4.75)$$

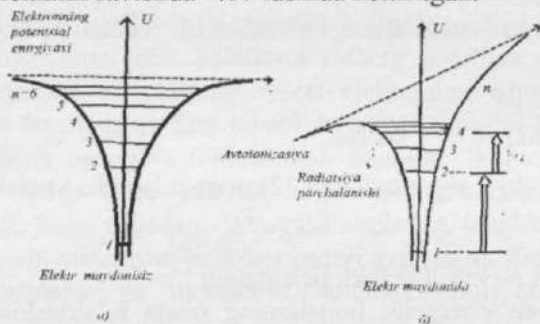
Elektr maydoni atomlarni lazer nurlari yordamida o'yg'otilgandan so'ng, impuls ta'riqasida beriladi. Shu sababli Shtark effekti bu holda ko'zatilmaydi, chunki elektr maydon impulsi ridberg holatlari lazer nurlari ta'sirida o'yg'otilgandan sung beriladi. Bunda energetik sathlar

bo'linmaydi, kengaymaydi va siljimaydi. Ionlashishning effektivligi 100% ga bormasligi mumkin, chunki atomlar pog'onali ravishda o'yg'otilishda oraliq holatlarda qolib ketadi.

Yuqorida qayd etilgan ridberg holatlarga o'yg'otilgan atomlarni ionlashtirishdagi uch yondashuv haqida qisqacha to'xtalamiz:

a) Elektr maydon ta'sirida ionlashtirish.

Atomning elektron spektrini elektr maydoni shunday o'zgartiradiki, natijada ionlanish chegarasidan pastda joylashgan bir qism diskret energetik holatlar kontinuumga tutashib ketadi va avtoionizatsiya yuz beradi. Bu sxematik ravishda 4.17 rasmda keltirilgan.



4.17 rasm. Yuqori uyg'ongan atomlarni elektr maydoni orqali ionlashtirish.

Avtoionizatsiyaning ehtimoliyati bosh kvant sonining oshishi bilan oshib boradi. Bu jarayonni nazariy yo'l bilan baholash mumkin. Yuqori holatlarga uyg'otilgan elektronning tashqi elektr maydonidagi potentsial energiyasi

$$V(r) = -\frac{1}{r} - E_z \quad (4.76)$$

E -elektr maydon kuchlanganligi z -o'qi bo'yicha yo'nalgan
 r -yadro markazidan elektrongacha bo'lgan masofa.

Potentsial energiya $r_{\max} = E^{-\frac{1}{2}}$ da maksimal qiymatga ega bo'ladi, ya'ni

$$V(r_{\max}) = -2E^{\frac{1}{2}} \quad (4.77)$$

Bosh kvant sonining n qiymatida elektron energiyasi

$$E_n = -(2n^2)^{-1} \quad (4.78)$$

Bosh kvant soni n bo'lgan diskret holatning elektr maydon ta'sirida kontinuumga o'tishi uchun

$$E_n \geq V(r_{\max}) \quad (4.79)$$

U holda elektr maydon kuchlanganligining kritik qiymati (E_k) teng.

$$E_{kv} > (2n)^4 \quad (4.80)$$

(4.80)dan ko'rinadiki, har bir bosh kvant soniga elektr maydon kuchlanganligining bitta kritik qiymati mos keladi. Lazer nurlari va elektr maydonining atomga birgalikdagi ta'sirining effektiv kesma yuzasi

$$\sigma_u = \sigma_n \cdot \eta_n \quad (4.81)$$

σ_n - ridberg holatini o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi.

η_n - ionlashtirish ehtimoliyati. Elektr maydon kuchlanganligini tanlash yo'li bilan $\eta_n = 1$ erishish mumkin. Natijada butun jarayonning effektivligi ridberg holatlariga o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasiga bog'liq bo'ladi. Bu esa o'z navbatida $\sigma_n = 10^{-12} + 10^{-15} \text{ sm}^2$ atrofida bo'ladi. Elektr maydon kuchlanganligining kritik qiymati natriy atomi misolida tajribada o'lgan.

Natriy atomlari ikki bosqichli lazer nurlari bilan ridberg holatlarigacha o'yg'otilgan va uyg'ongan atomlar elektr maydonida ionlashtirilgan. Natriyning $n=15$ energetik holati uchun $E_{kv} = 12 \text{ kV/sm}$ ekanligi aniqlangan.

Bu esa (4.80) formulaga to'la mos keladi.

b) Infraqizil lazer nurlari yordamida ionlashtirish.

Infraqizil (IQ) lazer nurlari yordamida atomlarni yuqori uyg'ongan ridberg holatlaridan ionlashtirishda effektiv kesma yuzasi quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma_{ni} = \frac{64\pi}{3\sqrt{3}} \alpha \left(\frac{E_i}{\hbar\omega} \right)^3 \frac{a_0^2}{n^5} \quad (4.82)$$

(4.82) da α - diskret holatlarning nozik struktura doimiyligi.

Atomning ionlanish chegarasi quyidagi tenglikdan aniqlanadi:

$$\hbar\omega \geq E_i/n^2 \quad (4.83)$$

ω -chastotaning oshishi bilan fotoionizatsiyaning kesma yuzasi kamayadi. Fotoionizatsiyaning kesma yuzasi maksimal qiymatga $\hbar\omega = E_i/n^2$ bo'lganda erishadi va u umumiy holda quyidagiga teng bo'ladi.

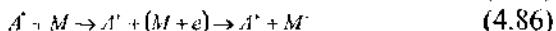
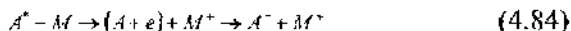
$$\sigma_{ni}^{\max} = 0,34 \cdot n \cdot a_0^2$$

n -ning oshishi bilan $\sigma_{ni} = 5 \cdot 10^{-16} \text{ sm}^2$ gacha oshadi. Albatta bu qiymat elektr impulsarlari orqali ionlashtirishga nisbatan 100 yoki 1000 marta kichik.

Tajribada IQ lazer nuri sifatida CO_2 -lazeri ishlatiladi. U qulay v samarador lazer hisoblanadi. Bu lazer yordamida uran atomlarining ridberg holatlari o'rganilgan.

s) Begona atomlar bilan to'qnashish natijasida ionlashtirish.

Lazer nurlari ta'sirida yuqori uyg'ongan ridberg holatlariga o'yg'otilgan A atomning begona M atom bilan to'qnashishi natijasidagi jarayonni qaraymiz. Bunda ionlashtirish jarayoni quyidagi yo'llar bilan amalga oshishi mumkin:



(4.84), (4.85) va (4.86) formulalar bilan ifodalangan jarayonlarni qisqacha xarakterlaymiz.

(4.84) bilan ifodalangan jarayonga "elektronning ishg'ol qilinishi" deyiladi. Bunda uyg'ongan atom to'qnashish natijasida o'z energiyasini begona atomga beradi va o'zi manfiy ionga aylanadi.

(4.85) bilan ifodalangan jarayonga "assotsiativ ionizatsiya" deyiladi. Bunda to'qnashish natijasida $(A \cdot M)$ assotsiat hosil bo'ladi.

(4.86) bilan ifodalangan jarayonga "elektronning yulib olinishi" deyiladi. Bu to'qnashish jarayonida A atom energiyani o'zida saqlab, musbat ionga aylanadi.

Ushbu jarayonlarning kundalang kesma yuzasi yuqorida qaragan ikki usuldan ham kichikroq ($10^{-17} + 10^{-19} \text{ sm}^2$). Lekin bu yondashuv molekulararo o'zaro to'qnashuvda energiya almashish mexanizmlarini o'rganishda yaxshi natija beradi.

4.13 Atom va molekularni selektiv uyg'otish va ionlashtirish

4.13.1 Selektiv jarayonlar to'g'risida ma'lumotlar

O'tgan asrning 60 yillarida kogerent, monoxramatik va yuqori energiyali, qat'iy yo'nalishga ega bo'lgan optik qurilmalarning (lazerlarning) kashf etilishi dunyo miqyosida ulkan kashfiyot hisoblandi. Kogerent, monoxramatik nurlarning bugungi kundagi qo'llanish sohasi nihoyatda keng. Ilmiy sohalar: nohiziqli va chiziqli optika, atom va molekulyar spektroskopiya, yadro spektroskopiyasi va boshqalar bo'lsa, qo'llanish sohasi: metallurgiya, meditsina, kosmos, harbiy va boshqa sohalarni qamrab oladi. Qo'llanish sohalari ichida lazer nurlarining o'ziga xos noyob xususiyatidan kefib chiqib, fizika, kimyo sohalarida ko'plab kashfiyotlarga sabab bo'lgan yo'nalish: lazer nurlarining moddalar bilan selektiv ta'sirlashish sohasiga to'xtalamiz.

Kogerent, monoxramatik va chastotasi silliq o'zgara oladigan lazer

manbalarining paydo bo'lishi, atom va molekular kvant holatlariga selektiv ta'sir qilish va bu orqali ularning fizikaviy va kimyoviy jarayonlarda faolligini oshirish muhim hisoblanadi. Bugungi kunda optik spektrning 200 nm-750 nm ko'zga ko'rinadigan sohasida bunday nurlanishlar mavjud. Bu nurlanishlar orqali atom va molekularning $0,1+10eV$ da joylashgan kvant holatlarini selektiv o'yg'otish mumkin.

Selektivlik tushunchasi ikki xil bo'lishi mumkin:

A) Atom va molekulararo selektiv ta'sirlashish

B) Atom va molekula ichidagi selektiv ta'sirlashish

Atom va molekulararo selektivlik. Agar molekula har xil tipdagi atomlardan tashkil topgan bo'lsa va unga lazer nurlanish ta'sir etib, fotofizik yoki fotoximik jarayon amalga oshirish kerak bo'lsa, bunda molekulararo selektivlik to'g'risida gapirish mumkin. Masalan: UF_6 yoki SF_6 molekularidan uran yoki oltingugurt izotoplarini ajratishni misol keltirish mumkin bo'ladi.

Ushbu jarayonni umumiy holda tushuntirish uchun, faraz qilaylik molekula A, B, S,.... tipdagi atom yoki molekularlardan iborat bo'lsin. Ularning fizika-kimyoviy xususiyatlari bir-biriga yaqin yoki monoxromatik lazer nuri yordamida alohida o'yg'otish darajasida bo'lsin. Aytaylik A tipdagi zarrani o'yg'otganimizda B, S,.... zarralar o'yg'onmagan holatda bo'lsin. Bunda A atomining bitta spektr chizig'i qolganlaridan farq qilsa etarli, unda selektiv o'yg'otishni tashkil etish mumkin. Uyg'ongan A atom qaysi moddaga tegishli bo'lsa, uning fizika-kimyoviy xossasi oz bo'lsada o'yg'onmagan B, S, atomlardan tashkil qilgan moddaga nisbatan o'zgaradi, yoki A atom ishtirok etgan modda aktivligi oshadi. Demak, molekulararo selektiv o'zaro ta'sirni amalga oshirish uchun quydagi 4 shart bajarilishi kerak:

1. Murakkab A, B, S, atomlardan tashkil topgan molekulanı tanlashimiz kerakki, unda atigi birgina A atomning bitta yutilish spektri chastotasi ω_a , qolgan B, S,....atomlarning ω_b , ω_c yutilish spektri chastotasidan farq qilishi shart.
2. A atomning ω_a yutilish spektrini selektiv o'yg'otish parametrlariga (quvvati, davomiyligi, to'lqin uzunligi monoxromatikligi) mos bo'lgan chastotada lazerlarning mavjud bo'lishi.
3. Boshqa o'yg'onmagan atomlar fonida uyg'ongan A atomni qayd qilish imkoniyatining mavjud bo'lishi.
4. A atomni selektiv o'yg'otish darajasining uzoq muddatida saqlanib qolishi.

Oxirgi yillar ko'pchilik olimlar murakkab molekularada

molekulalararo selektivlikni yuqori darajaga ko'tarish uchun harakat qilmoqdalar. Chunki ushbu jarayon muhim amaliy ahamiyatga ega. Oddiy misol sifatida izotoplarni ajratish masalasini ko'rish mumkin.

Murakkab molekulalarda molekulalararo selektivlikdan tashqari molekula ichida ham selektiv jarayonlar bo'lishi mumkin. Ko'pchilik hollarda bu ikki jarayonni bir-biridan ajratish va unga tegishli ilmiy baho berish ancha qiyin kechadi. Masalan ko'p tebranish spektriga ega bo'lgan ko'p atomli molekulalarda selektiv o'yg'otishni pastki tebranish spektrlari orqali selektiv o'yg'otishni tashkil etsa bo'ladi. Bunday selektivlik fotoximik jarayonlarni boshqarishda qo'l keldi. Agar bir necha komponentli murakkab molekulalarda selektivlik bir yoki bir necha komponentlar o'rtasida bo'lishi mumkin.

Masalan polimer molekulalari o'rtasida bo'lishi mumkin. Umuman selektiv fotofizik va selektiv fotoximik jarayonlarning asosida atom yoki molekulalarni kvant holatlariga o'yg'otish orqali uning fizika-kimyoviy xususiyatlarini o'yg'onmagan molekula yoki atomga nisbatan aniqlash va ularni boshqarish yotadi.

Lazer nurlarining moddalarga ta'siri orqali yuz beradigan fotofizik va fotoximik jarayonlarni klassifikatsiya qiladigan bo'lsak, ularni umumiy ravishda quyidagicha yozish mumkin.



Bunda uchta bir-biridan keskin farq qiladigan jarayon ko'zatilishi mumkin. Birinchidan $h\nu_1$ orqali AB molekula ikki qismga ajralib $A + B$ fotodissotsiatsiya jarayoni ko'zatilishi mumkin. Ikkinchidan AB molekulada B atomga $h\nu_1$ fotonning selektiv ta'siri orqali AB^+ molekulaning fotoionizatsiya jarayonini ko'zatish mumkin. Va oxiri uchinchidan AB molekulaga tegishli A atomning $h\nu_1$ foton izomer holatlariga ta'sir qilib, fotoizomerizatsiya jarayoni ko'zatilishi mumkin.

Endi ushbu fotofizik va fotoximik jarayonlarning yaratilishi tarixiga nazar solamiz.

Yorug'lik ta'sirida kimyoviy reaksiyalarning faollashuvi tarixan fanda ma'lum. Lekin selektiv ta'sirlashishni o'rganish asosan atomlar va molekulalarda izotoplarning kashf etilishi va ularning atom molekulyar spektrlarida o'z aksini topishi bilan boshlandi.

1922 yilda bu sohadagi muvoffaqiyatli tajriba G.Xariy tomonidan amalga oshirilgan. Unda Cl_2 molekulasini oddiy yorug'lik bilan o'yg'otilib, $^{35}Cl_2$ izotopi ajratib o'rganilgan.

1933 yil A Kun va M Martanlar razryad nurlanishi orqali fasgen ($CO^{35}Cl_2$) gazini nurlatish orqali $^{35}Cl_2$ izotopini o'yg'otgan. 1935 yil X Mrozvant tomonidan taklif etilgan simob lampasi nurlanishi orqali simob izotoplarini ajratish g'oyasi G.Suber tomonidan ilgari surilgan. Bu urinishlar asosan oddiy klassik manba'lar yordamida amalga oshirilgan bo'lib, uning samaradorligi juda past bo'lgan.

Albatta yuqori intensivlik va monoxromatik lazer nurlarining kashf etilishi fotofizik va fotoximik jarayonlarni o'rganishda, shu jumladan izotoplarni tanlab o'yg'otish orqali bu jarayonlarni mukammal o'rganishga keng yo'l ochib berdi.

1966 yil Shavlov tomonidan IQ lazer yordamida Cl molekularini tebranish spektrlarini selektiv o'yg'otish orqali fotoximik jarayon o'rganildi.

1970 yil Mater tomonidan izotoplarni ajratish uchun harakat qilindi. Lekin bu ikki urinishda ham yaxshi natija qo'lga kiritilmadi.

Atomlarning izotoplarini ajratishda, yutilish spektrlari o'zaro yaqin joylashgan selektiv jarayonni qaraymiz.

Faraz qilaylik A atomi ikki izotopdan iborat bo'lib, ular 1A va 2A bo'lsa, ularning energetik sathdagi farqi juda kam bo'lib, lazer nurlanish yarim kengligi tartibida yoki undan kichik bo'lishi mumkin. Agar $\Delta\nu_{\text{tot}} \approx 0,1\text{sm}^{-1}$, $\Delta\nu_{\text{laz}} \approx 0,01\text{sm}^{-1}$ teng bo'lib, $\Delta\nu_{\text{laz}} < \Delta\nu_{\text{tot}}$ sharti bajarilganda izotoplarni alohida o'yg'otish imkoniyati mavjud bo'ladi. Bunda $\hbar\omega_1 \neq \hbar\omega_2$ bo'lganligidan faqat 1A izotop o'yg'onadi, 2A izotop o'yg'onmaydi.

Xuddi shunday yo'l bilan molekularni selektiv izotopik dissotsiatsiya usuli taklif etildi. Bunda 1AB va 2AB molekulari aralashmasidan iborat gazsimon moddaga ω chastotali lazer nurini yuborish orqali faqat 1AB molekula o'yg'otildi va aralashmadan ajratish yo'li bilan 1A izotoplari ajratildi.

Bu sohada dastlabki muvoffaqiyatli tajriba 1972 yil prof. V.S. Letoxov rahbarligida ikki bosqichli dissotsiatsiya usuli bilan amalga oshirildi. Shu yili AQSh Kaliforniya universitetida prof. B. Mur rahbarligida preddissotsiatsiya yo'li bilan ham izotoplarni ajratish tajribasi amalga oshirildi. Bugungi kunga kelib ko'pchilik molekular va atomlar ularning izotoplarini selektiv uyg'otish orqali fotofizik va

fotoximik jarayonlar o'rganilmoqda. Asosiy muammo atomlarning o'ta nozik strukturalarini va molekularlarning tebranish aylanish spektrlarini selektiv o'yg'otish va ularga tegishli fizika-kimyoviy jarayonlarni o'ta nozik usullar yordamida o'rganishdan iborat.

4.13.2 Selektiv lazerli fotojarayonlarning klassifikatsiyasi

Atom va molekularlarda ro'y beradigan selektiv fotojarayonlarni chuqurroq o'rganish, klassifikatsiyalarga bo'lishdan oldin lazer manbalarining o'ziga xos xususiyatlarini qisqacha ko'rib chiqish maqsadga muvafiq bo'lar edi.

1. Lazer nurlanishi chastotasining o'zluksiz o'zgarishi. Bugungi kunda mavjud lazer qurilmalari yordamida spektral sohaning IQ, ko'zga ko'rinadigan, UB va VUB sohalarida industrlangan monoxromatik nurlanishni olish mumkin. Lekin muhim masala ushbu diapazonda chastotasi silliq (sakramasdan) o'zgaradigan lazer qurilmalariga ega bo'lishdan iborat.

2. Yuqori intensivlik, ya'ni uyg'otilgan kvant o'tishlarini energetik jihatdan to'yinishi, ko'proq atom yoki molekularlarni o'yg'otgan holatlarga o'tkazish masalasi. Bu borada yuqori insensivlik va gigant impulsarga ega bo'lgan lazerlarni yaratish muammosi oxiriga etgan emas.

3. O'ta qisqa (10^{-9} – 10^{-12} s) davomiylikka ega bo'lgan, impulsli lazer nurlanishlarini hosil qilish. Bunda masala atom va molekular uyg'ongan kvant holati yashash vaqtidan (τ_{rel}) kichik impulsqa ega bo'lgan (τ_{nml}) lazer nurlanishni hosil qilish. Chunki atomlar uyg'ongan holatdan keyingi energetik sathlarga 100% o'yg'otilishi uchun ($\tau_{rel} > \tau_{nml}$) shart bajarilish kerak. Lekin ko'pchilik murakkab molekular yoki biomolekularlarning elektron yoki tebranish spektrlari yashash vaqti piko (10^{-12} s) yoki femto (10^{-15} s) sekundlar atrofida bo'lishi lazer texnologiyasiga alohida vazifa qo'yadi.

4. Lazer nurlanishning fazaviy kogerentligi qat'iy yo'nalishdagi lazer nurlari dastasini qo'llanishiga va fotofizik yoki fotoximik jarayonlarni fazaviy boshqarishga yordam beradi.

5. Lazer nurlanishning o'ta monoxromatikligi, ya'ni $\Delta\omega_{\omega_m} \ll 1$ bo'lishi, bir biriga juda yaqin joylashgan ($\Delta\nu \sim 10^{-3} \text{sm}^{-1}$) ikkita spektrni alohida o'rganishga yoki selektivlik darajasini juda yuqori qiymatlarga etkazishga yordam beradi. Afsuski hozirgi mavjud lazer texnologiya yordamida 10^{-3}sm^{-1} dan torroq spektrga ega bo'lganimiz yo'q.

Yuqorida qayd etilgan lazerlarning eng muhim xususiyatlari lazer nurlanishning qo'llanilishi sohaslarini kengaytiradi va atom molekular sathlarda lazer nurlarining moddalar bilan ta'sirlashishining yangi istiqbollarini ochib beradi.

Lazerlarga amalga oshirilgan fotoximik jarayonlar bir bosqichli ($h\nu$) yutilish yoki o'yg'otish bo'lib, uning asosiy kamchiligi selektivlikning yo'qligi, intensivlikning pastligi bo'lgan.

IQ va UB nurlari yordamida ikki yoki uch pog'onali o'yg'otish usulining afzalligi bunda selektiv jarayonning mavjudligi ko'zatildi.

Ikki chastotali lazer manbasida (IQ+UB) molekularni o'yg'otish uchun dastlab IQ nurlanish bilan nisbatan kamroq energiya berilib, aylanma-tebranma spektrlari o'yg'otiladi. Keyin esa ancha yuqori kvant energiyasiga ega bo'lgan UB nurlanishni yuborish yo'li bilan faqat o'yg'ongan molekularlarga ionlashtiriladi. Bunday tipdagi fotojarayonlarning selektivlik darajasi ancha yuqori hisoblanadi.

Molekularni oraliq o'yg'ongan holat orqali selektiv o'yg'otish universal metod hisoblanadi. Chunki barcha molekularlarda ham qulay oraliq tebranish energetik holat mavjud emas. Ko'p atomli molekularni selektiv o'yg'otishning universal metodlardan biri, bu yuqori quvvatga ega bo'lgan IQ lazer nurlari maydonida molekularni ko'p fotonli o'yg'otishni tashkil etishdir. Bunda bir molekula tomonidan ($h\nu$) chastotadagi fotonlarni bir necha bor yutish natijasida selektiv ko'p fotonli o'yg'otish jarayoni amalga oshiriladi. Bu metod bilan molekularni yoki radikallarni ajratish mumkin. Ushbu jarayonni kam quvvatli lazerlar bilan amalga oshirib bo'lmaydi. Bu erda noxiziqli jarayon ustun bo'ladi, lazer quvvatining yuqoriligidan bir molekula tomonidan ikki yoki bir nechta fotonni bir vaqtda yutish orqali noxiziqli jarayon amalga oshiriladi.

Fotofizik va fotoximik jarayonlarni qaraganimizda ikkita parametrlarni taqqoslaymiz. Selektivlik va samaradorlik.

Agar umumiy holda A zarrachani selektiv o'yg'otish va o'yg'otgan zarracha bilan yuz beradigan jarayonlarning klassifikatsiyasini qarasak, o'yg'ongan A^* zarrachani tezlik bilan ion holatiga o'tishi yoki dissotsiatsiya bo'lishi keyingi fotofizik jarayonning W_A tezligiga bog'liq. Bunda o'yg'ongan A^* zarracha o'zining kimyoviy aktivligi tufayli boshqa zarralar bilan reaksiyaga kirib ketishi mumkin yoki rezonans energetik holat mavjud bo'lgan B zarracha yaqinlashsa, to'qnashish tufayli energiyasini berishi mumkin (Q_{AB}). Shu selektivlik darajasini saqlash uchun, yoki to'qnashishlar sonini kamaytirish

maqsadida bir nechta texnik variantlar qo'llaniladi. Fotofizik va fotoximik jarayonlarning samaradorligi to'g'risida gap ketganda, bitta o'yg'ongan zarrachaga A^* to'g'ri keladigan absolyut samaradorlik $\beta = \beta(A^*)$ tushunchani kiritish maqsadga muvofiq. Chunki bitta zarrachani kvant holatlarga o'yg'otish uchun kerak bo'ladigan yorug'lik energiyasi E aktivatsiya energiyasi E_{um} dan katta yoki teng bo'lishi kerak, ya'ni $E > E_{um}$ u holda $\beta = \eta$ bo'ladi. η - fotoximik jarayonlarning kvant samaradorligi.

Shunda A zarrachaning o'yg'otishi ehtimoliyati P , quydagicha aniqlanadi

$$P_A = 1 - e^{-\sigma_{12}\phi} \quad (4.87)$$

Bu erda σ_{12} - uyg'otishning ko'ndalang kesim yuzasi.

ϕ - muhitdan o'tayotgan lazer nuri energiya zichligi.

Formuladan ko'rinadiki, jarayonning samaradorligi σ_{12} va ϕ ga bog'liq.

Selektiv fotofizik va fotoximik jarayonlar har xil agregat holatlarda yuz berishi mumkin.

1) Gaz holatda, atom va molekularlar holatida yoki atom-molekulyar dasta holatida.

2) Kondensirlangan muhit holatida

3) Gaz va suyuq holatlar chegarasida, ya'ni geterogen holatda

Barcha yuqorida keltirilgan selektiv fotojarayonlar asosan gaz holatda nisbatan yuqori bo'lmagan bosimda yuz beradi.

4.13.3 Atomlarni uyg'otishda selektivlik darajasini aniqlash.

Chiziqli uyg'otish jarayonida uyg'otishning selektivlik darajasi (S_{rel}) uyg'otishning ehtimoliyatiga bog'liq, ya'ni

$$S_{\text{rel}} \left(\frac{A}{B} \right) = \frac{P_A(E_{\text{yuvuvchi}})}{P_B(E_{\text{yuvuvchi}})} \quad (4.88)$$

Agar selektivlikni uyg'otishning kundalang kesma orqali yozsak u holda

$$S_{\text{rel}} \left(\frac{A}{B} \right) = \frac{\sigma_{12}^A(\omega)}{\sigma_{12}^B(\omega)} \quad (4.89)$$

Yuqori selektivlikka ega bo'lishi uchun A va B zarralarning yutilish spektrida o'zaro kesishish bo'lmashligi kerak. Uning uchun spektral chiziqlarning siljishi ($\Delta\omega_i$), lazer nurlanishi kengligidan katta bo'lishi ya'ni $\Delta\omega_i > \Delta\omega_{\text{ub}}$ bo'lishi kerak. Shu sababdan har xil usullar bilan lazer nurlanishi kengligini toraytirish yo'llarini axtaradilar. Nochiziqli

o'yg'otish jarayonida (kupbosqichli, yoki kupfotonli jarayonda) atom yoki molekullarni o'yg'otish selektivligi nafaqat spektral chiziqlar siljishi tufayli, balki o'yg'otish bosqichlarining ko'pligi (ikki yoki uch bosqichli va hokazo) tufayli ham selektivlik oshadi.

Ko'p bosqichli o'yg'otishda lazer impulsleri biri- ikkinchisidan ma'lum vaqt kechikib, (zaderjka) qelish natijasida ikkinchi kvant holatning yashash vaqti kamligi tufayli ma'lum miqdordagi zarrachalar radiatsion yo'l bilan asosiy holatga qaytib kelishi mumkin. Bunday selektivlik- vaqtli selektivlik deb ataladi.

Demak, selektiv uyg'otishlarda: a) chiziqli spektral selektivlik;

b) nochiziqli spektral selektivlik; v) nochiziqli vaqtli selektivlik bo'lishi mumkin. Selektiv jarayonlar asosan izotopik selektivlikni o'rganishda ko'p qo'llaniladi.

Izotopik selektivlik atom va molekularlar spektridagi izotopik siljishi yoki har xil izotoplarining kvant holatlaridan o'ta nozik strukturalarning mavjudligi bilan tushuntiriladi. Masalan, Mendelev davriy sistemasida istalgan bir element atomlarining izotopik spektrlari uning yadrosida joylashgan har xil sondagi neytronlar joylashganligi tufayli bir- biridan ozgina farq qilib, spektrda siljishi ko'zatiladi, bu esa spektrda o'ta nozik strukturalarni paydo bo'lishiga olib keladi. Hatto bir xil izotoplarni o'yg'otganimizda ham atom yadrosini o'yg'otish natijasida yadroning spini yoki magnit momenti o'zgaradi. Shunday o'ta nozik va muhim effektlarga to'xtalamiz.

Atom spektridagi izotopik siljish, atom yadrosidagi neytronlar sonining o'zgarishi tufayli, massa o'zgarishi va hajm o'zgarishi tufayli yuz beradi. Davriy sistemadagi engil element atomlardagi izotopik siljish asosan yadro massasining o'zgarishi tufayli yuz bersa, og'ir element atomlaridagi izotopik siljish atom yadrosi holatning o'zgarishi ya'ni hajmiy o'zgarish tufayli yuz beradi.

Faraz qilaylik vodorodsimon atom uchun Ridberg formulasi quyidagicha bo'lsin:

$$\nu_{n_1} = R_H \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (4.90)$$

Bu erda

$$R_H = \frac{R_\infty}{\left(1 + \frac{m}{M}\right)} \quad (4.91)$$

m - element massasi

M - vodorodsimon atom massasi

R_∞ - ridberg doimiyliigi

Izotopik siljish:

$$\Delta\nu_{\text{izotopik}} \approx \nu \frac{m \cdot \Delta M}{M^2} \quad (4.92)$$

ΔM - izotoplarning massa farqi.

Vodorod atomi uchun izotopik siljish eng katta qiymatga ega, keyin esa og'ir atomlarga o'tgan sari ($1/M$) ga proporsional ravishda kamayib ketadi.

Masalan: vodorodning $\lambda = 656,28 \text{ nm}$ spektral chiziqdagi izotopik siljish $\Delta\lambda_{\text{H}_{\alpha}} = 4,22 \text{ cm}^{-1}$ bo'lsa, kaliy izotoplari orasidagi izotopik siljish bor yug'i $0,008 \text{ cm}^{-1}$ ni tashkil etadi, ya'ni 10^3 marta kichik.

Og'ir element atomlarida massa ortishi tufayli yuz beradigan izotopik siljish juda kichik qiymatni tashkil etadi. Bu element atomlaridagi izotopik siljishda asosiy hissani yadroning hajmiy o'zgarishi (o'lchamining o'zgarishi) tashkil etadi. Yadroda neytronlar sonining oshishi, r_0 radiusning oshishiga olib keladi. Bu esa o'z navbatida energetik sathlarning siljishiga olib keladi. Yadro radiusi r_0 oshishi tufayli beradigan s -elektronning energetik sathlarining siljishi, Rakka formulasi yordamida aniqlanadi.

$$\partial E = \frac{4\pi e^2}{Z} |\Psi_s(0)|^2 \frac{\gamma+1}{[r(2\gamma+1)]^2} R(\rho) \left(\frac{2Zr_0}{a_0} \right) 2\gamma \frac{\partial r_0}{r_0} R_\infty \quad (4.93)$$

Rakka formulasida:

$\gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$ α - nozik struktura doimiyliigi. Z - yadro zaryadi

$|\Psi_s(0)|^2$ - yadro to'liqin funksiyasining zichligi.

$r(x)$ - gamma funksiya; a_0 - Bor radiusi.

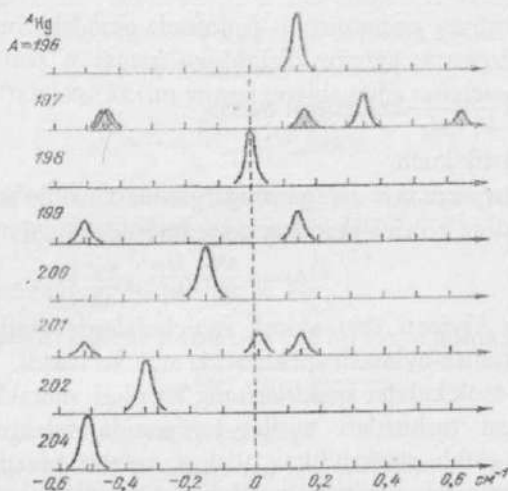
Tajribalar shuni kursatadiki, (4.92) va (4.93) formulalar bilan ifodalanadigan izotopik effektlarning qiymati to'g'ri natija bermokda. Misol sifatida lazer nurlari yordamida uran atomlaridan uran-235 izotopini ajratish yoki simob atomlaridan simob radioaktiv izotoplari va izomerlarini ajratishni keltirish mumkin.

Simob atomining $\lambda = 253,7 \text{ nm}$ spektral chizig'idagi o'ta nozik strukturalar izotop spektrlar orqali 4.18 rasmda keltirilgan.

4.18-rasmdan ko'rinadiki, simobning sakkizta izotopi spektral jihatdan siljigan holda ko'rsatilgan.

^{199}Hg stabil radioaktiv izotop.

^{201}Hg - izomer yadro.



4.18 rasm. Simob atomining $\lambda = 253,7\text{nm}$ spektral chizig'idagi o'ta nozik strukturalarning izotopik siljish qiymatlari.

Bundan ko'rinib turibdiki, monoxramatik lazer nurlari yordamida simob atomlarining istalgan izotoplarini selektiv ravishda o'yyotish mumkin. Chunki izotoplar orasidagi siljish ($\Delta\nu_{\text{izotopik}} \geq \Delta\nu_{\text{Dop}})$ lazer nurlanishining spektral kengligidan ancha katta. Albatta selektiv o'ygongan izotopni boshka o'ygonmagan izotoplardan ajratish unchalik qiyin texnologiya emas.

Molekulalarning spektrlari atom spektrlariga nisbatan ancha murakkab va chalkash. Shuning uchun ularning spektrlari atom spektrlariga nisbatan kam o'rganilgan. Lekin ma'lum bir shartlar bilan bir xil atomlardan tashkil topgan molekulalarni karaydigan bo'lsak, masala ancha soddalashadi. (Masalan: O_2 , H_2 , $\text{C}_2 \dots$). Masala bari-bir murakkabligicha kolaveradi, chunki molekulaning ichki xarakatlari (elektron, tebranish, aylanish) va molekuladagi yukori darajadagi erkinlik bu masalani murakkablashtiradi.

Barn-Oppengymer farazlariga karaganda molekula ichidagi elektron, tebranish va aylanish spektrlarda ham izotopik siljishni ko'zatish mumkin.

Masalan, ikki atomli molekulada izotopik siljishlar tebranish spektrida tebranish chastotalari uchun quyidagi oddiy formula orkali aniklanadi.

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{k}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.94)$$

bunda $\mu = \frac{M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2}$ - keltirilgan massa.

k - xarakteristik kuch.

Yadroning M_1 massasi ΔM ga o'zgarganida xosil bo'ladigan izotopik siljish (chastota ko'rinishda) quyidagicha ifodalanadi

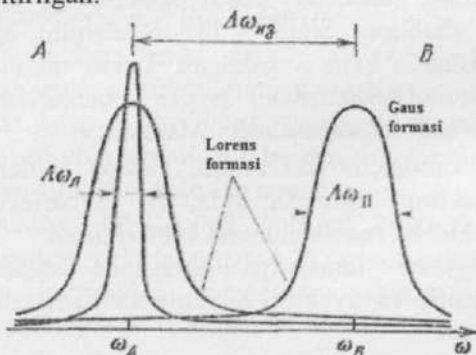
$$\Delta \nu = \nu \frac{\Delta M}{2M_1} \cdot \frac{M}{M_1} \quad (4.95)$$

(4.95) ning qiymati ikki atomli molekullarda etarlicha mikdorga egaligi tebranish-aylanish spektrlarida anik ko'rinadi.

Atom yoki molekular spektrlarining ko'pligi, murakkabligi, bir-biri bilan ustma-ust tushishlari tajriba jarayonida selektivlik darajasini pasaytiradi. Kerakli selektivlikni olishga xalakit beradi. Shu sababli selektivlik darajasini oshirish yo'llari va usullarini ko'rib chiqish maqsadga muvofiq.

Birinci navbatda, lazer nurining spektral kengligini toraytirish ($\Delta \nu_{\text{laz}} \leq 0,001 \text{ sm}^{-1}$), ikkinchi navbatda, atom yoki molekullarda doppler effekti tufayli yuz beradigan spektral kengayishlarga barxam berish kerak. Misol sifatida ikkita izotopni (A va B) selektiv uyg'otishdagi selektivlik darajasini xisoblab topamiz.

Faraz qilaylik, biror atomning A va B izotoplari o'zaro $\Delta \omega_{\text{nat}}$ qiymatda siljigan va ularning biri $\Delta \omega_{\text{laz}}$ -lazer nurlanishi kengligidagi tor spektrli nur bilan o'yg'otilgan bo'lsin. Ushbu uyg'otishning sxemasi 4.19-rasmda keltirilgan.



4.19 rasm. A va B izotoplarning yutilish spektrlari va uyg'otuvchi lazerning generatsiya spektri

Bunda lazer nurlanishning chastotasi A izotopning yutilish chastotasiga moslangan. Unda B izotop uygʻongan xolatga oʻtmaydi. Bu xolatda yutilishning koʻndalang kesim yuzasi quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma_{12} = \frac{\lambda^4}{4} A_{21} \int_0^\infty F_{yutilish}(\omega) F_{laz}(\omega) d\omega \quad (4.96)$$

Agar yutilish spektrini Gauss formaga ega deb qaraydigan boʻlsak, Dopplercha kengayish quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta\omega_D = 2 \frac{\omega_0}{C} \left(\frac{2kT}{M} \ln 2 \right)^{\frac{1}{2}} = 7,16 \cdot 10^{-7} \omega_0 \left(\frac{T}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.97)$$

Agar yutilish spektri Lorens formasiga ega boʻlsa, u holda

$$F_{yutilish}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2} \quad (4.98)$$

G- bir jinsli kengayishning yarim kengligi.

Agar $\Delta\omega_{laz} \gg \Delta\omega_D$ boʻlib, u $A(\omega_{laz} = \omega_D)$ A izotopning yutish spektriga moslangan boʻlsa, yutilishning koʻndalang kesma yuzasi A va B izotoplar uchun qoʻyidagicha yoziladi:

$$\sigma_{12}^A = \frac{\lambda^2}{2\sqrt{\pi}} \frac{A_{12} 2(\ln 2)^{\frac{1}{2}}}{\Delta\omega_D}$$

$$\sigma_{12}^B = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{A_{12} \Gamma}{\Delta\omega_{uzum}^2}$$

A izotopni selektiv oʻygotish darajasi

$$S_{rud} = \frac{\sigma_{12}^A}{\sigma_{12}^B} = \frac{2\Delta\omega_{uzum}^2}{\Delta\omega_D \Gamma} (\pi \ln 2)^{\frac{1}{2}} \quad (4.99)$$

Agar $\Delta\omega_D \ll 2\Gamma$ shartni qoʻllasak (4.99) ancha soddalashadi,

$$S_{rud} = \frac{\sigma_{12}^A}{\sigma_{12}^B} = \left(\frac{\Delta\omega_{uzum}}{\Gamma} \right)^2 \quad (4.100)$$

Misol sifatida rubidiy atomi izotoplarini ajratishdagi selektivlik darajasini aniklaymiz. Bunda:

$$^{85}Rb \approx 72\%, \quad ^{87}Rb \approx 28\%$$

$$\Delta\omega_{uzum} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ sm}^{-1}$$

$$\Delta\omega_D = 22 \cdot 10^{-3} \text{ sm}^{-1}$$

$$\Gamma = 3 \cdot 10^{-3} \text{ sm}^{-1}$$

Agar (5) formulani xisobga olib selektivligini xisoblasak, unda

$$S_{rud} \approx 6 \text{ ga teng boʻladi.}$$

Agar dopplercha kengayish yuq deb, faqat bir jinsli kengayishga ega desak, (4.100) formulaga binoan

$$S_{rud} = 2700 \text{ ga teng boʻladi.}$$

Dopplercha kengayishni yo'qotish uchun atomlar yoki molekular dastasidan foydalanilsa bo'ladi, u xolda

$$\Delta\omega_{dast} = \frac{\varphi_{dast}}{\pi} \Delta\omega_D \quad (4.101)$$

bo'ladi.

Demak, selektivlikni oshirishning usullaridan biri, bu atomlar yoki molekular dastasidan foydalanish ekan. Bu usul izotoplarni ajratishda qul keladi. Shu usul bilan kalsiy(Ca), bariy(Ba) va yod (I_2) molekulari izotoplari ajratilgan.

Atom va molekularni nochizikli (ko'pfotonli yoki ko'p bosqichli) o'yg'otish, selektivlik darajasini bir necha marotaba oshirish imkoniyatini beradi. Bu jarayon asosan bir fotonli chizikli o'yg'otish jarayonlarini ko'zatishda yaqqol seziladi. Quyidagi g'oyaga asosan selektivlik darajasini oshirishga qaratilgan bir nechta usullarni karab chikamiz:

- 1) Bir necha kvant o'tishlari hisobiga selektivlik darajasini ko'paytirish.
- 2) Spektral chiziklarning dopplercha kengayishni qisqartirish yo'li bilan selektivlikni oshirish.
- 3) Kvant holatlarni ko'pbosqichli o'yg'otish usuli orkali selektivlikni oshirish.

Ko'pbosqichli o'yg'otish usuli, izotopik yoki izomer siljishlar juda kichik bo'lgan izotop va izomerlarni selektiv o'yg'otishda juda qo'l keladi. Bu usulda selektivlikni oshirishning imkoniyati o'yg'otish bosqichlarining ko'pligida. Uyg'otishni ikki yoki uch bosqichda shunday tashkil etish mumkinki, natijaviy selektivlik xar bir o'yg'otish pog'onasidagi selektivlar ko'paymasidan iborat bo'ladi, ya'ni

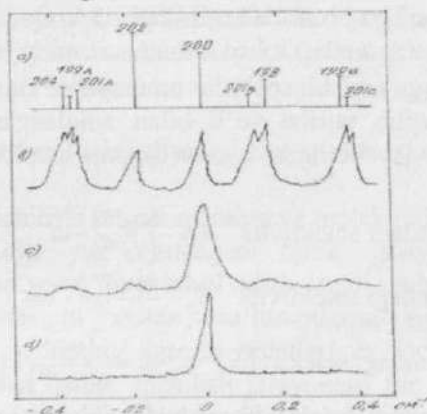
$$S_i = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$$

$$S_k = \left(\frac{\Delta\omega_{\text{sel}}^k}{\Gamma} \right)^2$$

Faqat atomlarni atomlar dastasida o'yg'otganimizda dopplercha kengayishdan ozod bo'lamiz. Spektral chiziklarning yarim kengligi $\Gamma < \Delta\omega_{\text{ast}}$ ancha kichik. Bunday xolda bir bosqichli o'yg'otishda o'rtacha selektivlik 10^6 bo'lishi mumkin. Agar shunday uch bosqichni xisobga olsak selektivlik keskin oshib ketib, 10^{18} ga etadi.

Tajribada selektivlik darajasini aniqlash va uni nazariy hisoblashlar bilan taqqoslash maqsadida simob izotoplari o'rganildi. Simob izotoplarini qayd qilish uch bosqichli lazer fotoionizatsiya metodi bilan,

ridberg holatlari orqali amalga oshirildi.

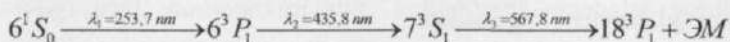


4.20 rasm. Simob atomi izotoplarining fotoion spektri.

Ridberg holatiga oʻygotilgan atomlar qisqa impulsli elektr maydoni taʼsirida ionlashtirildi. Lazer nurining birinchi bosqichida boʻyoq lazerining maxsus konstruksiyasidan foydalanildi va unda generatsiya spektrning kengligi $\Delta\nu_{\text{las}} = 0,05 \text{ sm}^{-1}$ teng boʻldi.

Maʼlumki, tabiiy simob atomining 7 ta stabil izotopi mavjud boʻlib, ularning miqdori foizlar hisobida 4.20 a) rasmda keltirilgan. Hg^{196} izotopdan boshqa barchasi etarlicha miqdorga ega. Shu sababli ularning spektri intensiv. 4 ta juft-juft izotoplar ($\text{Hg}^{198}; \text{Hg}^{200}; \text{Hg}^{202}; \text{Hg}^{204}$) $J=0$ spinga ega. Ular oʻzaro bir xil masofada joylashgan va bir xil amplitudaga ega. Hg^{199} $J=1/2$ ga va Hg^{204} $J=3/2$ ga ega boʻlganligidan biri ikkiga, keyingisi uchga boʻlingan spektrga ega. Bulardan tashqari ikkita radioaktiv izotopi ham mavjud. Bular (Hg^{197m} , $T_{1/2}=24 \text{ h}$) va (Hg^{197g} , $T_{1/2}=64 \text{ h}$). Bu izotoplarni qayd qilish lazer nuri yordamida izotoplarni ajratishda ham muhim ahamiyatga ega.

Simob atomlarini fotoionizatsiyalash quyidagi sxema boʻyicha amalga oshirildi:



Birinchi bosqich lazer nuri $\lambda_1=253,7 \text{ nm}$ toʻlqin uzunlikdagi kvant oʻtishlariga moslangan holda, ikkinchi bosqich lazer nurini $\lambda_2=435,8 \text{ nm}$ toʻlqin uzunlikli kvant oʻtish atrofida chastotasini silliq oʻzgartirganimizda faqat (Hg^{200}) izotopi spektri koʻzatildi. Bu 4.20 b)

rasmda yaqqol ko'ringan. Lekin qolgan izotoplarga tegishli spektrlarning "izi" oz bo'lsada ko'rinib turibdi. Qachonki, uchinchi lazer nuri chastotasi ($7^3S_1 \rightarrow 18^3P$) kvant o'tishlar atrofida silliq o'zgartirilganda qolgan izotoplarga tegishli spektrlar umuman ko'rinmaydi.

Shunday qilib tajriba yo'li bilan aniqlangan selektivlik simob atomlari uchun qayd etilgan fotoion signali amplitudalari nisbati kabi aniqlandi.

Birinchi bosqichdagi selektivlik $S_1 = \frac{A(Hg^{200})}{A(Hg^{202})} = 10$

Ikkinchi bosqichdagi selektivlik $S_2 = \frac{A(Hg^{200})}{A(Hg^{202})} = 100$

Uchinchi bosqichdagi selektivlik $S_3 = \frac{A(Hg^{200})}{A(Hg^{202})} = 1000$

Tajribadagi umumiy selektivlik birinchi, ikkinchi va uchinchi bosqich selektivliklarining ko'paytmasidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$S = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 = 10^6 \text{ teng bo'ladi.}$$

Xuddi shuningdek selektivlik darajasini nazariy hisoblash ham mumkin. Bu qiymat lazer nuri spektral kengligining $\Delta\nu_{\text{lar}} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ sm}^{-1}$ qiymatida $S = 4 \cdot 10^6$ - teng bo'ldi.

Tajriba va nazariy hisoblashlar orasidagi farq lazerlar energiyasidagi nostabilliklar bilan tushuntiriladi.

Shunday qilib, selektiv fotoionizatsiya usuli bilan izotoplarni ham yuqori selektivlik darajasida ajratish mumkin.

Yana bir misol sifatida lantanoidlar guruhiga kiruvchi itterbiy atomining ^{174}Y va ^{176}Y izotoplarini ajratishda selektivlik darajasini xisoblaymiz. Birinchi bosqichda: $\lambda = 555,6 \text{ nm}$, $\Delta\nu_{\text{lar}}^{(1)} = (174 - 176) = 0,032 \text{ sm}^{-1}$, radiatsion kenglik $2\Gamma = 0,6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Uchinchi va ikkinchi bosqichlar uchun izotopik siljishlar bir-biriga teng bo'lib u $0,013 \text{ sm}^{-1}$ ga teng, ya'ni:

$$|\Delta\nu_{\text{lar}}^{(2)}| = |\Delta\nu_{\text{lar}}^{(3)}| = 0,013 \text{ sm}^{-1}$$

radiatsion kenglik $2\Gamma = 0,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ga teng.

Agar o'yg'otuvchi lazer nurlanish kengligi $\Delta\nu_{\text{lar}} < 10^7 \text{ Hz}$ bo'lsa, har bir bosqichdagi selektivlik mos ravishda $S_1 = 6 \cdot 10^5$ va $S_{2,3} = 2,7 \cdot 10^5$ bo'ladi.

Umumiy selektivlik (1) ga asosan

$$S = S_1 \cdot S_{2,3} = 4,4 \cdot 10^{10} \text{ ga teng bo'ladi.}$$

Bu juda yuqori ko'rsatgich.

Xulosa urnida shu fikrni aytish mumkinki, Davriy sistemadagi ko'pchilik atomlarni lazer nurlari yordamida bosqichma-bosqich

rezonans o'yg'otishning sxemalari bugungi kunda ishlab chiqilgan. Bu sxemalar qisman 4.2-ilovada keltirilgan. Ular yordamida atom va molekullarning ko'pgina spektroskopik parametrlarini o'lchash mumkin.

§ 4.14 Kombinatsion sochilishning lazer spektroskopiya metodi

Yorug'likning sochilishi bu- uning atom va molekullar bilan o'zaro ta'sirlashuvi natijasida yuz beradigan optik jarayonlardan biri hisoblanadi. Sochilgan yorug'likni tahlil qilish orqali muhitning atom va molekullari, to'ziliishi to'g'risida ma'lumotlarga ega bo'lishimiz mumkin. Sochuvchi muhitning agregat holatlari va sochilishni paydo bo'lish mexanizmlariga qarab, sochilish jarayonlari bir necha turlarga bo'linadi. Biz ularning hammasiga to'xtalish imkoniyatimiz yo'q, faqat quvvatli, intensiv, kogerent lazer nurlari ta'sirida ko'zatiladigan majburiy kombinatsion sochilish xodisasi va uning spektroskopiyada qo'llanilishi to'g'risida qisqacha to'xtalib o'tamiz.

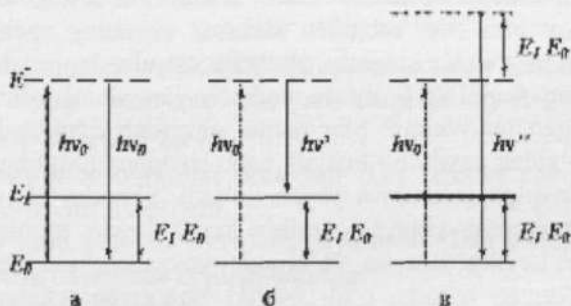
Umuman sochilish jarayoni majburiy jarayonmi yoki o'z-o'zidan yuz beradigan jarayonmi? Shu nuqtai nazardan qaraganda, sochilgan foton o'z-o'zidan paydo bo'lmaydi, balki sochuvchi muhitga foton (nur) orqali ta'sir qilgandan keyin paydo bo'ladi. Shunday ekan bu jarayon majburiy jarayonlar qatorida qaralishi kerak. Lekin, muhimi nur ta'siri to'g'agandan keyingi jarayon, ya'ni atom yoki molekula nur yutish yo'li bilan o'yg'ongan holatga o'tdi deylik. Energiyani chiqarish jarayoni Eynshteynning nurlanish nazariyasiga binoan o'z-o'zidan (spontan) yoki majburiy bo'lishi mumkin. Bu nazariyaga asosan spontan nurlanish pasayishi, majburiy nurlanishning ko'chayishiga olib keladi. Majburiy nurlanish (sochilish) aynan o'yg'otilgan nur chastotasida emas, balki undan kichik yoki katta chastotalarda yuz berishi ko'zatilgan.

Ilmiy adabiyotlarda yorug'likning spontan sochilishi to'g'risida yozilganda, spontan so'zi yozilmasdan, oddiy qilib, yorug'likning sochilishi deb yoziladi. Chunki bu tarixdan shunday bo'lib kelgan. Lazer nurlari paydo bo'lgunga qadar ko'zatilgan yorug'likning sochilishi intensivligi past, monoxromatik, monokogerent manbalar yordamida ko'zatilgan.

Yorug'likning sochilish jarayoni tushgan nur chastotasi va sochilgan nur chastotasining bir-biriga mos kelish yoki kelmasligiga qarab ikki turga bo'linadi. Agar sochilish jarayonida chastotalar mos kelsa, yoki kelmasa ham sochilish spektrining konturida o'zgarish yuz bersa,

bunday sochilishni siljimagan sochilish yoki Releycha sochilish deyiladi. Aks holda ya'ni sochilish jarayonida tushuvchi va sochiluvchi nurlarning chastotalari har xil bo'lsa, bunday sochilishni siljigan sochilish yoki kombinatsion (Ramancha) sochilish deyiladi. O'z navbatida kombinatsion sochilish ikkiga – stoks va antistoks sochilishlarga bo'linadi. U holda o'yg'otuvchi nur chastotasi atrofida (undan oldin va keyin) stoks va antistoks sochilish chastotalari ko'zatiladi.

Faqat lazer nurlari ta'siridagina majburiy sochilishlar ko'zatilgan. Bu jarayonlar ichidada atom yoki molekula to'g'risida ko'plab ma'lumot beradigan metod- majburiy kombinatsion sochilish metodi hisoblanadi. Bunda sochilgan nur spektrining tarkibida atom yoki molekula kvant holatlariga tegishli kvant o'tishlarining spektri ham ko'zatiladi. Bu jarayonning kinetikasini tushunish uchun 4.21-rasmga e'tiborni qaratamiz.



4.21 rasm. Kombinatsion sochilishning kinetikasi.

Tushuvchi nurni monoxromatik kogorent nur deb qaraymiz. U holda kombinatsion sochilishning ko'ndalang kesma yuzasi quyidagi formula yordamida aniqlanadi

$$d\sigma_{\nu,\omega} = \frac{4}{3} \omega \nu^3 c^{-4} |\chi^{(1)}(\nu, \omega)|^2 q(\nu) \cdot d\nu \cdot d\Omega \quad (4.102)$$

$q(\nu)$ – kvant xolatning aynish darajasi.

Faraz qilaylik Z o'qi bo'ylab yo'nalgan chastotasi ω va to'lqin soni k bo'lgan monoxromatik to'lqin atomlar sistemasidan iborat muhitga tushayotgan bo'lsin. Bunda to'lqinning tarqalishiga qarab spontan kombinatsion sochilish ko'zatiladi. (4.102) formulaga ko'ra spontan sochilgan fotonlar soni dz yo'nalish bo'yicha quyidagiga teng bo'ladi.

$$dN_\nu = N_\nu n \sigma_{\nu,\omega} \cdot dz \quad (4.103)$$

N_ν - tushuvchi to'lqindagi fotonlar soni.

n -muxitning zichligi.

ν — chastotadagi spontan sochilgan fotonlar soni, Z o'qi bo'ylab tushayotgan ω — chastotali fotonlar soniga proporsional. Demak (4.103) formula har xil kvant holatlardan spontan sochilayotgan fotonlar sonini beradi. Shundan bitta kvant holatdan sochilayotgan fotonlar soni

$$dN_{\nu}^* = (2\pi)^3 \frac{dN_{\nu}}{V dk_{\nu}} = (2\pi)^3 \frac{4}{3} \omega \nu (c \cdot V)^{-1} N_{\omega} n |\chi^{(1)}(\nu, \omega)|^2 q(\nu) dz \quad (4.104)$$

teng.

(4.104) formula har bir o'yg'otuvchi foton bitta sochuvchi fotonga mos kelgandagina o'z kuchiga ega va tajribalar ko'rsatadiki, sochilgan foton barcha parametrlari bo'yicha, uni hosil qilgan o'yg'otuvchi fotonning parametrlariga mos keladi. Tarqalish yo'nalishi va qutblanuvchanligi bo'yicha bir hil bo'ladi. Mana shu xossasi orqali majburiy kombinatsion sochilish (VKR) spontan kombinatsion sochilishdan (SKR) farq qiladi. Agar majburiy sochilishlar ehtimoliyatini quyidagi holda yozsak, ya'ni

$$W_{\omega}(N_{\nu}) = (N + 1)W_{\omega} \quad (4.105) \text{ teng bo'lsa}$$

($N_{\nu} \gg 1$) bo'lgan hol uchun (4.104) ning o'ng tomoniga ($N_{\nu} + 1$)ni ko'paytirib majburiy sochilgan fotonlar sonini topishimiz mumkin.

$$dN_{\nu}^* = G_{\nu} N_{\nu}^* dz = N_{\omega} n N_{\nu}^* \chi^{(-1)} d\sigma_{\nu, \omega} \quad (4.106)$$

Bu koeffitsientni elektromagnit maydon kuchlanganligi (E) orqali ifodalasak

$$N_{\omega} \cdot \omega = V |E_{\omega}|^2 / 8\pi \quad (4.107)$$

(4.105), (4.106) va (4.107) formulalardan ko'rinadiki, majburiy sochilishning ko'chayish koeffitsienti tushuvchi nurning intensivligiga to'g'ri proporsional, ya'ni $G_{\nu} \sim |E_{\omega}|^2 \sim I$.

Bu esa majburiy kombinatsion sochilishning spontan kombinatsion sochilishdan ikkinchi farqi hisoblanadi.

(4.106) formulaga asosan Z yo'nalish bo'yicha majburiy kombinatsion sochilgan fotonlar soni quyidagi qonuniyat bo'yicha tushuvchi nurning muhitga kirib borishi bilan oshib boradi.

$$N_{\nu}^*(z) = N_{\nu}^*(0) e^{(G_{\nu}, z)} \quad (4.108)$$

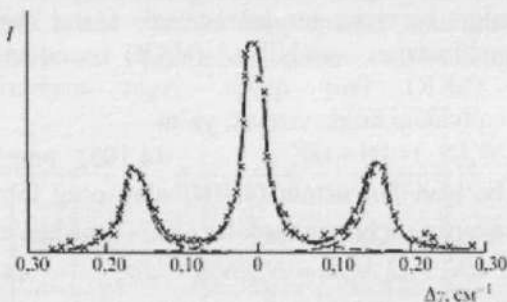
Shunday qilib, tushuvchi ω chastotadagi nurning muhitga kirib borishi bilan uning energiyasi ν chastotadagi sochilgan nurga o'tib, majburiy kombinatsion sochilishning intensivligi oshib boradi. Bu jarayon to'yinish holati yuz bergunga qadar davom etadi. Unda to'la fotonlar sonining saqlanish qonuni quyidagicha bajariladi.

$$N_{\omega}(z) + N_{\nu}(z) = N_{\omega}(0) \quad (4.109)$$

Sochilish jarayonida to'qinish yuz berganda $N_{\omega}(z) = 0$ bo'ladi.

Mos ravishda $N_{\nu}(z) = N_{\omega}(0)$ teng bo'ladi.

Shunday qilib, biz yuqorida majburiy kombinatsion sochilishning stoks komponentasining paydo bo'lish mexanizmi ustida to'xtaldik, ammo, majburiy kombinatsion sochilishda ω va ν chastotalar o'zaro ta'sirlashishi natijasida ikki chastotali sochilgan nurlar hosil bo'ladi. Bular $2\nu - \omega$ va $2\omega - \nu$. Hosil bo'lgan yangi to'lqinlarning chastotasi $\omega + k(\omega - \nu)$ va $\omega - k(\omega - \nu)$ teng. Bu chastotalar o'z navbatida stoks va antistoks spektrlarni hosil qilib, asosiy chastotaga nisbatan simmetrik joylashadi. Bu spektrlar 4.22 rasmda keltirilgan.



4.22 rasm. Majburiy kombinatsion sochilishning spektri.

Majburiy kombinatsion sochilish hodisasi spektral analizda keng qo'llaniladi. Eng ko'p qo'llanilish sohasiga ega bo'lgan yo'nalish-kombinatsion sochilishning kogerent aktiv spektral analiz yo'nalishi xususan kogerent antistoks spektral analizi hisoblanadi.

Bundan tashqari quvvatli, monoxromatik kogerent nurlar ta'sirida muhitning temperaturasi, bosimi va anizotropiyasi o'zgaradi. Muhit bosimining o'zgarishi – elektrostriksiya xodisasi deyiladi, bu xodisa esa muhitda gipertovush to'lqinlarining paydo bo'lishiga olib keladi. Bu jarayonni majburiy Mandelshtam-Bryullen sochilishi deyiladi.

Muhit temperaturasining oshishi bilan bog'liq sochilish jarayonini majburiy temperatura entropiya sochilishi deyiladi. Anizotrop muhitlarda lazer nuri ta'sir qilganda muhit molekularining orentatsiyasi o'zgaradi. Bu Reley spektral chizig'i qanotlarining o'zgarishiga olib keladi. Natijada bunday sochilish spektri orqali molekularlar orentatsiyasi bilan bog'liq ma'lumotlarga ega bo'lish mumkin.

Shunday qilib, kombinatsion sochilishning lazerli spektral analiz metodlari hoh spontan, hoh majburiy sochilish bo'lsin, muhit atom va molekulalarning spektroskopik parametrlarini o'lchaydi, ular orqali fizik-kimyoviy jarayonlar to'g'risida muhim ma'lumotlarni olishga imkon beradi.

§ 4.15 Lazer spektroskopiya metodlarini taqqoslash

Yuqorida qarab chiqilgan lazer spektroskopiyaning chiziqli yoki nochiziqli spektroskopiya metodlari universal, barcha ob'ektlarga birday qo'llaniladigan metodlar emas. Bu metodlar bir-birini to'ldiradi. Qo'llanilish maqsadiga qarab, tajriba o'tkazuvchilar tomonidan tanlanadi.

Qo'llanish sohasi keng bo'lgan metod- absorbsion metod hisoblanadi. U spektrning ultrabinafsha, ko'zga ko'rinar va infraqizil sohalaridagi barcha kvant o'tishlarda qullanishi mumkin. Metodning asosiy kamchiligi, fazoviy ajrata olish qobiliyatining pastligi. Sezgirlik darajasi ham yuqori bo'ladi, agar ko'zatish uzoq vaqt davom etsa, ya'ni sezgirlik vaqt bo'yicha chegaralangan.

Rezonator ichida nurning yutilish metodi sezgirlik jihatidan juda yuqori, faqat qo'llaniladigan lazer keng ko'chayish spektriga ega bo'lishi kerak.

Optika-akustik metod faqat nur chiqarmasdan yuz beradigan kvant o'tishlari mavjud bo'lgan atom va molekulalar uchun qo'llaniladi. Metodning sezgirlik darajasi absorbsion metodga yaqin, lekin optiko-akustik metod ishlatishda qulay va oddiy hisoblanadi.

O'zining parametrlari bo'yicha eng qulay va sezgir metod-fluoressensiya metodi hisoblanadi. Uning kamchiligi shundaki, faqat nur chiqarib yuz beradigan kvant o'tishlari mavjud bo'lgan atom va molekulalar uchun qo'llaniladi. Fazoviy ajrata olish qobiliyati nihoyatda yuqori. Sezgirlik darajasi- yakka atom yoki molekulani qayd qila oladi.

Shunday qilib, chiziqli lazer spektroskopiya metodlar ichida eng qulay va sezgiri- lazerli fluoressensiya metodi. Bu bilan fluoressensiya metodi-tengi yo'q metod demoqchi emasmiz. Metodning selektivlik darajasi yoki ajrata olish qobiliyatida ma'lum prinsipial kamchiliklar mavjud.

Nochiziqli lazer spektroskopiya metodlari ham yuqori spektral parametrlarga ega bo'lgan metodlar hisoblanadi. Masalan, nochiziqli metodlar yordamida tanlash qoidasi bo'yicha ruxsat berilmagan kvant

o'tishlarni ham ko'zatish mumkin. Bu uning qo'llanilish sohasini kengaytirsa, ikkinchi tomondan bu metodda (masalan fotoionizatsiya metodida) atom yoki molekulaning strukturasi butunlay buzib, ion holatiga o'tkazib yuboradiki, keyinchalik bu atom yoki molekulani dastlabki holatga qaytarib bo'lmaydi. Lekin ko'pchilik masalalarda atom yoki molekulaning strukturasi o'zgartirish o'zaro ta'sir yo'qolgandan so'ng ham dastlabki holatida qolishi muhim ahamiyatga ega. Bu fotoionizatsiya metodining kamchiligi bo'lsa, eng muhimi uning sezgirlik darajasining yuqoriligi. Bitta atom yoki bitta molekulani yuqori ehtimoliyat bilan qayd qila oladi. Yana bir qulayligi, fotoionizatsion metod bilan mass-spektrometrik metodlarni birga qo'llash natijasida yakkalangan atomlarni yoki izotoplarni ham qayd qilish mumkin.

Ushbu bobga xulosa qilarkanmiz, yuqori energiya, yuqori spektral parametrlarga ega bo'lgan, qulay va partitiv lazer qurilmalarining yaratilishi bugungi kunda yangi soha-lazer analitik spektroskopiya sohasining paydo bo'lishi va rivojlanishiga sabab bo'ldi. Zamonaviy lazer-analitik asbob-uskunalar yaratilmoqda. Bu haqda keyingi bobda batafsil to'xtalamiz.

IV bob bo'yicha misol va masalalar

- 1. Lazer spektroskopiyaning qanday metodlari bor.*
- 2. Chiziqli va nochiziqli lazer spektroskopiyaning bir-biridan farqi nimadan iborat.*
- 3. Chiziqli lazer spektroskopiya metodlarini sanab bering.*
- 4. Nochiziqli lazer spektroskopiya metodlarini sanab bering.*
- 5. Absorbsion metod qaysi qonunga asoslangan?*
- 6. Optika-akustik metodning ishlash tamoyilini tushuntirib bering.*
- 7. Optika-galvanik metod fizikaning qaysi qonuniga asoslangan.*
- 8. Fluoressensiya metodining qo'llanish chegarasini tushuntiring.*
- 9. Yutilishning to'yinish metodi qanday effektga asoslangan.*
- 10. Ko'pfotonli o'yg'otish va ionlashtirish metodining qo'llanilish sohasi va afzalliklarini tushuntiring?*
- 11. Ko'p bosqichli uyg'otish va ionlashtirishning imkoniyatlari va ko'llanilish sohasini aytib bering.*
- 12. Ko'pfotonli uyg'otishning ehtimoliyati lazer nurining qanday parametrlariga bog'liq.*
- 13. Ikki bosqichli fotoionizatsiya jarayonining kinetikasini tushuntiring.*

14. Ko'p fotonli uyg'otish va ionlashtirishning qanday yo'llari va usullari mavjud.
15. Ko'p bosqichli uyg'otish va ionlashtirishning qanday yo'llari va usullari mavjud.
16. Atomlarning Ridberg holatlari qanday holatlar.
17. Avtoionizatsion holatlarga ta'rif bering.
18. Atomlarning diskret energetik sathlari elektr maydon ta'sirida qanday o'zgaradi.
19. Lazer fotoionizatsion spektrometrning sxemasi va ishlash prinsipini tushuntiring.
20. Selektiv jarayonlar to'g'risida ma'lumot bering.
21. Selektivlik darajasi qanday hisoblanadi.
22. Atomlardagi izotopik selektivlik qanday parametrlarga bog'liq.
23. Kombinatsion sochilish metodi qaysi fizik hodisaga asoslangan.
24. Kombinatsion sochilishning kinetikasini tushuntiring.
25. Stoks va antistoks kombinatsion sochilish spektrlari va ularni o'lchash qanday amalga oshiriladi.

1-masala: Natriy atomini uyg'otish potentsiali $2,1\text{ eV}$. Rezonans to'lqin uzunligini hisoblang?

Yechish: Borning chastotalar shartiga ko'ra, $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$ $h\nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$

(1)

Bundan ishchi formulani topamiz: $\lambda = \frac{h \cdot c}{\Delta E}$ (2)

(2) da λ -rezonans o'tishlarning to'lqin uzunligi (nm)

c-yorug'lik tezligi. $2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ $2,998 \cdot 10^{17} \text{ nm/s}$

h-plank doimiyisi $4,13 \cdot 10^{-15} \text{ eV/s}$

ΔE masala shartiga ko'ra $2,1 \text{ eV}$

Ushbu kattaliklarni (2)ga qo'yib, masalaning echimiga ega bo'lamiz.

$$\lambda = \frac{4,1357 \cdot 10^{-15} \cdot 2,998 \cdot 10^{17}}{2,1} = 589 \text{ nm}$$

Javob: $\lambda = 589 \text{ nm}$

2-masala: Xalqaro standartlarga binoan bir metr uzunlik birlik sifatida toza kripton-86 izotopining 1650763,73 to'lqin uzunligidagi qismi qabul qilingan. Shu kvant o'tishlar uchun a) λ ($\text{\AA}$, nm, mikm) b) chastota ν (Hz) v) to'lqin soni ν (sm^{-1}) g) foton energiyasi E (eV) topilsin.

Yechish: Bizga ma'lum $h = 4,1357 \cdot 10^{-15} \text{ eV}$, $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

$$a) \lambda = \frac{1}{1,65076373 \cdot 10^6} = 6,05780211 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 605,78 \text{ nm} = 0,6 \text{ mkm} = 6057,8 \text{ \AA}$$

$$b) \nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{6,05780211 \cdot 10^{-7} \text{ m}} = 4,94886516 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{s}} (\text{Hz})$$

$$v) \bar{\nu} = 1,65076373 \cdot 10^6 = 1,65076373 \cdot 10^4 \text{ sm}^{-1}$$

$$g) E = h\nu = 4,1 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot 4,9489 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{s}} = 2,047 \text{ eV}$$

$$\text{Javob: } \lambda = 6057,8 \text{ \AA}; \nu = 4,94886516 \cdot 10^{14} \text{ Hz}; \bar{\nu} = 1,65076373 \cdot 10^4 \text{ sm}^{-1};$$

$$E = 2,047 \text{ eV}.$$

3-masala: Vodorod atomining uyg'ongan holatidan ($n = 3$) asosiy holatga ($n = 1$) kvant o'tishidagi nurlanishning to'liq soni ($\bar{\nu}$) topilsin. Bu spektrning qaysi sohasida yotibdi. Ridberg doimiyligi $R = 1,09678 \cdot 10^5 \text{ sm}^{-1}$ teng.

Yechish: Ridberg-Rits formulasiga binoan to'liq soni

$$\bar{\nu} = \left(\frac{R}{n_1^2} - \frac{R}{n_2^2} \right) = \left(\frac{1,09678 \cdot 10^5}{3^2} - \frac{1,09678 \cdot 10^5}{1^2} \right) = 97492,208 \text{ sm}^{-1}$$

$$\lambda = \frac{1}{\bar{\nu}} = \frac{1}{97492,208 \text{ sm}^{-1}} = 102 \cdot 10^{-9} \text{ m} = 102 \text{ nm}$$

Bu uzoq ultrabinafsha sohada yotibdi. (Layman seriyasi)

$$\text{Javob: } \bar{\nu} = 97492,208 \text{ sm}^{-1}$$

4-masala: Temir atomi spektrining $\lambda_1 = 304,266 \text{ nm}$ va $\lambda_2 = 304,508 \text{ nm}$ spektral chiziqlari orasida noma'lum spektr (λ_x) mavjud bo'lib, u spektroproektor ekranida Fe ning birinchi chiziqdan $1,5 \text{ nm}$ va ikkinchi chiziqdan $2,5 \text{ nm}$ uzoqda joylashgan. Noma'lum spektrning to'liq uzunligi (λ_x) topilsin.

Yechish: Agar noma'lum spektral chiziq temirning ma'lum spektral chiziqlari orasida joylashgan bo'lsa, u holda

$$\lambda_x = \lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1) \cdot \frac{a_1}{a_1 + a_2} (I)$$

bu erda $a_1 = 1,5 \text{ nm}$; $a_2 = 2,5 \text{ nm}$.

$$\lambda_x = 304,266 + (304,508 - 304,266) \cdot \frac{1,5}{1,5 + 2,5} = 304,357 \text{ nm}$$

$$\text{Javob: } \lambda_x = 304,357 \text{ nm}$$

5-masala: Nikel (Ni) va temir (Fe) atomlari rezonans uyg'otish spektrlarining energiyalari mos ravishda $3,836 \text{ eV}$ va $3,854 \text{ eV}$. Bu spektrlarning orasidagi masofa spektral asbob ekranida $0,50 \text{ mm}$ ni tashkil etishi uchun spektral asbobning teskari chiziqli dispersiyasi qanday bo'lishi kerak?

Yechish: Ma'lumki, $E = \hbar\omega = \hbar\nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$ (1)

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E} = \frac{4,1957 \cdot 10^{-15} \cdot 2,998 \cdot 10^8}{E(\text{eV}) \cdot 10^9} = \frac{1240,076}{E}$$

$$\lambda_{\lambda_1} = 1240,076 / 3,836 = 323,27 \text{ nm}$$

$$\lambda_{\lambda_2} = 1240,076 / 3,854 = 321,76 \text{ nm}$$

Teskari chiziqli dispersiya $D^{-1} = \frac{d\lambda}{dI} \left(\frac{\text{nm}}{\text{mm}} \right)$

Demak, spektral asbobning ekranida chiziqlar orasi 0,50 mm bo'lishi uchun asbobning teskari chiziqli dispersiyasi

$$D^{-1} = (323,27 - 321,76) / 0,50 = 3,02 \frac{\text{nm}}{\text{mm}}$$

Javob: $D^{-1} = 3,02 \frac{\text{nm}}{\text{mm}}$

6-masala: Natriy atomining 3S va 3P energetik sathlarida 2500° K va 3000° K temperaturalarda zarrachalar sonining joylashish nisbatini $\left(\frac{N_{3P}}{N_{3S}} \right)$ toping. Natriy atomining dublet sathi to'liq uzunligi 589,0 nm va 589,6 nm. Energetik sathlarning aynish darajasi $\left(\frac{g_m}{g_n} - 3 \right)$ teng deb olinsin.

Yechish: Masalani soddalashtirish uchun 3P termni uyg'otuvchi energiyani taxminan bir xil deb uning o'rtacha qiymatini olamiz.

$$\lambda_{o'rt} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = 589,3 \text{ nm}$$

Bolsman taqsimotiga binoan $N_n = N_m \cdot \frac{g_n}{g_m} \cdot e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}}$ (1)

1) $T = 2500^\circ \text{ K}$ da $\frac{N_{3P}}{N_{3S}} = 3 \cdot \exp\left(-\frac{h \cdot c}{\lambda_{o'rt} \cdot k \cdot T}\right) = 1,72 \cdot 10^{-4}$

2) $T = 3000^\circ \text{ K}$ da $\frac{N_{3P}}{N_{3S}} = 8,76 \cdot 10^{-4}$

Javob: 1) O'yg'otish energiyasining oshishi bilan zarrachalar taqsimoti kamayadi.

2) Temperatura oshishi bilan uyg'ongan holatlarda zarrachalar taqsimoti oshadi.

V bob. ATOMLARDA UYG'ONGAN HOLATLAR LAZER SPEKTROSKOPIYASI

Atom va molekullarni tor spektral kenglikka ega bo'lgan lazer nurlari yordamida bosqichma-bosqich uyg'otish, ionlanish chegarasiga yaqin joylashgan kvant holatlarning spektroskopik parametrlarini aniqlash, kvant holatlardagi spin- orbital o'zaro ta'sir mexanizmlarini o'rganish muhim amaliy va fundamental ahamiyatga ega. Lazer nuri chastotasini silliq o'zgartirish orqali bosh kvant sonining $n = 50 \div 100$ qiymatlariga teng bo'lgan kvant holatlarining fotoion spektrlarini aniq qiymatlarida yozib olish, va olingan spektrlarni tahlil qilish orqali Ridberg holatlarining boshqa metodlar bilan o'lchab bo'lmaydigan parametrlarni aniqlash muhim spektroskopik ahamiyatga ega. Bular asosan: kvant holatlarning energiya qiymatlari va kvant defektlari; ossilyator kuchlari va Fynshteyn koeffitsientlari; kvant holatlarning radiatsion yashash vaqtlari va nozik struktura qiymatlari xamda atomlarning ionlanish potentsiallarini aniq o'lchash kabilar hisoblanadi. Yuqori uyg'ongan Ridberg holatlarining ushbu parametrlarni aniqlash, atomlarning ionlanish chegarasi atrofidagi kvant holatlaridagi, tashqi maydon ta'siri yoki ichki spin-orbital o'zaro ta'sir bilan bog'liq bo'lgan o'ta nozik spektroskopik effektlarni o'rganishga imkon yaratadi. Bu effektlar atom tuzilishi to'g'risidagi ma'lumotlarni yangilaydi va to'ldiradi.

Uyg'ongan holatlarni o'rganish bilan bog'liq ba'zi bir tajriba natijalarini tahlil qilamiz.

§ 5.1 Uyg'ongan atomlarning xossalari

Ko'pchilik adabiyotlarda yuqori kvant holatlariga uyg'otilgan atomlarni ridberg atomlari deb atalgan. Bu buyuk spektroskopik olim Y.R.Ridberg nomiga shunday deb atalgan.

Yuqori kvant holatlarga uyg'otilgan elektronning atom yadrosi bilan bog'lanishi energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E_n = -\frac{1}{2n^{*2}} \quad (5.1)$$

Bu formulada faqat elektron va yadro o'rtasidagi Kulon o'zaro ta'sir hisobga olgan. Bunda n^* - effektiv bosh kvant soni. Agar Kulon o'zaro ta'sirdan tashqari, boshqa ta'sirlarni ham hisobga olsak, unda o'zaro ta'sir kuchining tabiati ancha murakkablashadi va uni oddiy klassik

usulda tushuntirib bo'lmaydi.

Kvanto-mexanik nuqtai nazaridan, Kulon ta'siridan tashqari barcha ta'sirlarni $\hat{V}$ -operatori bilan belgilab, bu ta'sir natijasida kvant holatlar orasidagi energiyani to'liq funksiyalari orqali quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\Delta E = \langle \Psi_n | \hat{V} | \Psi_n \rangle \quad (5.2)$$

Ψ_n -yuqori kvant holatlarga uyg'otilgan elektronning to'liq funksiyasi. $\hat{V}$ -o'zaro ta'sir operatori, atom o'lchamidan yetarlicha katta qiymatga ega bo'lganligidan

$\Psi_n \sim n^{-3/2}$ proporsional bo'ladi, u holda (5.2) qo'ydagicha yoziladi.

$$\Delta E = \frac{A}{n^3} \quad (5.3)$$

Agar elektronning yadro bilan nokulon o'zaro ta'sirini sferik-simmetrik ko'rinishga ega deb qarasak, unda kulon o'zaro ta'siri o'z kuchini yo'qotib, yuqori holatga o'yg'otilgan atom uchta kvant soni n, m, l lar bilan xarakterlanadi. Nokulon o'zaro ta'sir natijasida energetik sathlarning siljishi quyidagicha aniqlanadi.

$$\Delta E_{nl} = \frac{\Delta_l}{n^3} \quad (5.4)$$

Δ_l - kvant defekti, u faqat orbital kvant soniga bog'liq.

(5.4) qushimchani (5.1)ga qushish natijasida atomning yuqori holatlarga o'yg'otilgan elektronning energiyasini qo'ydagicha yozsa bo'ladi.

$$E_{nl} = -\frac{1}{2(n-\Delta_l)^2} = -\frac{1}{2(n^*)^2} \quad (5.5)$$

Bunda $n^* = n - \Delta$ -effektiv bosh kvant soni.

Yuqoridagilarni hisobga olsak, atomlarning optik elektronlari uchun ionlanish chegarasi atrofidagi energetik sathlarning energiyasi qo'ydagicha aniqlanadi.

$$E_n = E_i - \frac{R}{(n^*)^2} \quad (5.6)$$

(5.6) ni vodorod atomi yoki vodorodsimon atomlar uchun yozadigan bo'lsak, u quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$E_n = E_i - \frac{R_y}{(n^*)^2} \quad (5.7)$$

R_y -vodorod atomi uchun Ridberg doimiysi.

Agar $n^* = n - \Delta$ ekanligini hisobga olsak

$$E_n = E_i - \frac{R_y}{(n - \Delta)^2} \quad (5.8)$$

Δ -energetik sathlarning kvant defekti deyiladi.

Atomlarda bosh kvant sonining oshishi bilan uning xarakter xususiyatlari va xossalari tubdan o'zgara boradi. Xususan birinchi navbatda elektronning yadro bilan bog'lanish energiyasi susaya borsa, atomning o'lchamlari orta boradi. Xuddi shuningdek o'yg'ongan kvant holatlarning yashash vaqti orta borsa, qutblanish darajasi kuchaya boradi. Bu o'zgarishlar atomning bosh kvant soni bilan bog'liq holda o'zgarishi bo'lib, 6.1 jadvalda keltirilgan.

Odatda bunday atomlarda elektronning yadro bilan bog'lanish energiyasi bosh kvant soniga nisbatan $E \sim (n^*)^2$ qonuniyat bilan kamayib boradi. Bunday atomlarni elektr maydon yoki infraqizil maydon orqali juda tez ionlashtirish mumkin.

5.1 jadval

Spektroskopik parametrlar	$n = 1$	$n = 100$	Bosh kvant songa bog'liqligi
Bor orbitasining radiusi, sm.	$a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$a_0 \cdot n^2$
Bog'lanish energiyasi E_n , eV	$R_n = 13,6$	$1,36 \cdot 10^{-3}$	R_y / n^2
Geometrik ko'ndalang kesma yuzasi, cm^2	$\pi a_0^2 = 8,8 \cdot 10^{-17}$	$8,8 \cdot 10^{-9}$	$\pi \cdot a_0^2 \cdot n^4$
Elektronning o'rtacha kvadratik tezligi, cm/c	$g_0 = 2,2 \cdot 10^8$	$2,2 \cdot 10^6$	g_0 / n
Qo'shni elektron sathlar orasidagi masofa, eV		$2 \cdot 10^{-5}$	$2R_y / n^3$
$n \rightarrow n+1$ kvant o'tishning ko'ndalang kesma yuzasi,			$\sim n^4$
Chiziqli Shtark effektining koeffitsenti			$\sim n^2$
Kvant holatlarning radiatsion yashash vaqti			$\sim n^3$

Atomda effektiv bosh kvant sonining ortishi bilan atomlarning to'qnashishlar tufayli yuz beradigan jarayonning ko'ndalang kesma yuzasi ham oshib boradi, chunki atomning o'lchami $r \sim (n^*)^2$ qonuniyat bo'yicha oshib boradi. Ma'lumki orbitaning radiusi quydagicha aniqlanadi:

$$\langle r \rangle = \frac{3}{2} a_0 n^2 \quad (5.9)$$

bunda a_0 -Borning birinchi radiusi.

Masalan, atom diametri $\sim 1 \text{ mkm}$ bo'lishi uchun $n^* \approx 85$ ga teng bo'lishi

kerak. Shunga ko'ra to'qnashishning ko'ndalang kesma yuzasi $\sigma_c = (n^*)^2$ qonuniyat bo'yicha keskin oshadi.

Yuqori kvant holatlariga o'yg'otilgan atomning yashash vaqti ham bosh kvant sonining ortishi bilan $\tau \sim (n^*)^2$ qonuniyat bo'yicha oshib boradi. Masalan: natriy atomining d -holati yashash vaqti $\tau_d = 0,95(n^*)^2 \text{ ns}$. Bu holat yuqori o'yg'ongan atomlarning ionlashishini tezlashtiradi. Ridberg holatlarini o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi, effektiv bosh kvant sonining ortishi bilan $\sigma_b \sim (n^*)^2$ qonuniyat bo'yicha kamayib ketadi.

Yuqoridagilarni hisobga olib, har bir konkret atom kvant holatlari uchun o'yg'otish va ionlashtirishning optimal qiymatlarini tanlash mumkin.

Masalan, $n=15$ teng holatga o'yg'otilgan atomni maksimal ionlashtirish uchun $\sim 10 \frac{kV}{sm}$ impulsli elektr maydon optimal hisoblanadi.

O'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi bu holatlar uchun $\sim 10^{-14} \text{ sm}^2$ ga teng. Bu o'z navbatida, o'yg'ongan holatdan ionlashtirishning ko'ndalang kesma yuzasidan ikki-uch tartibda katta.

Yuqori kvant holatlarga o'yg'otilgan atomlar tashqi ta'sirga juda sezgir bo'lib qoladi. Masalan elektr maydoni ta'sirida kvant holatlar siljishi yoki bir necha kichik holatlarga bo'lib ketish mumkin, ya'ni u holda Shtark effekti ko'zatiladi. Ikkinchidan, kvant o'tishlar bo'yicha tanlash qoidasi bunday maydon ta'sirida buziladi, natijada taqiqlangan kvant o'tishlarga ham ruxsat beriladi. Atomning s, p , yoki d -holatlaridan istalgan bosh kvant sondagi holatlarga kvant o'tishlar ko'zatiladi. Bu esa o'yg'ongan atomlarning spektrida juda ko'p sondagi kvant o'tishlarning ko'zatilishiga sabab bo'ladi. Bu o'z navbatida yutilish spektrining ko'rinishini murakkablashtiradi va spektral chiziqlarning identifikatsiyalashni qiyinlashtiradi. Shu bilan birgalikda doimiy elektr maydonida yuqori o'yg'ongan kvant holatlari o'z joyidan ma'lum qiymatlarga siljishi mumkin. Masalan natriyning $n^*=15$ kvant holati elektr maydon kuchlanganligining $0,3 + 3 \frac{kV}{sm}$ qiymatlarida 40 sm^{-1} gacha siljishi ko'zatilgan. Xuddi shunday siljish natriy atomining $n=9$ holatida ham ko'zatilgan bo'lib, elektr maydon kuchlanganligining $2 \frac{kV}{sm}$ qiymatida 20 sm^{-1} ga siljigan.

Shunday qilib, Shtark effekti yordamida atomning energetik sathlarini lazer nuri chastotasiga moslash mumkin. Bu esa fotoionizatsiya jarayonining effektivligini ko'tarishga yordam beradi.

Yuqorida bayon qilingan holat faqat vodorod va vodorodsimon atomlar uchun edi. Lekin Ridberg holatlari barcha davriy sistemadagi atomlarda ham mavjud. Murakkab atomlar uchun (5.8) formula orqali ifodalangan Ridberg holatlarining qiymati (E_n) ni aniqlab bo'lmaydi.

Buni aniqlash uchun nazariy hisoblashning ikkita yo'lidani foydalanish kerak: Biri-ko'pkanalli kvant defekti usuli bo'lsa, ikkinchisi model potensial usuli hisoblanadi. Birinchi usulda o'yg'otilgan valent elektron faqat atomning yadro maydonida xarakatlanayapti deb qarab, atomning pastki energetik kvant holatlari uchun tajribada aniqlangan kvant defektlari qiymatining bosh kvant soniga bog'lanish grafigi tuziladi va ekstropoyasiya yo'li bilan yuqori o'yg'ongan holatlar energiyasi aniqlanadi. Bu usul bilan inert gazlar va ishqoriy-er elementlari atomlari Ridberg holatlari o'rganilgan.

Ikkinchi usulda, atom elektron qobiqlarini model potensial usuli bilan nazariy hisoblashlarga asoslangan. Bu erda tashqi maydonning kulon xarakterdan naqadar chetlanganligini ko'rish mumkin. Bu shunga olib kelishi mumkinki, yuqori o'yg'ongan holatlarda singlet-triplet kengayishlar, qo'shni energetik sathlar kengligidan oshib ketishi mumkin. Bu metod itterbiy atomlari Ridberg holatlarini tadqiq qilishda qo'llanilgan. Ridberg atomlari uchun yuqorida bayon qilingan barcha spektroskopik kattaliklar 5.1-jadvalda keltirilgan.

§ 5.2 Rezonans kvant o'tishlarning ko'ndalang kesma yuzasini aniqlash

Odatda lazer nurlari yordamida atomlarni yuqori kvant holatlarga o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasini o'lchash ikki usul bilan amalga oshiriladi: birinchisi kvant o'tishlarning to'yinish energiyasini aniqlash orqali; ikkinchisi o'yg'ongan holatning yashash vaqtini o'lchash orqali. Ikkala usulda ham tajribaning aniqlik darajasi, o'lchov ashoblarining o'lchash aniqligi bilan belgilanadi.

Dastlab, kvant o'tishlarning to'yinish energiyasini aniqlash orqali, rezonans kvant o'tishlarning ko'ndalang kesma yuzasini aniqlaymiz.

Misol tariqasida galliy atomini o'yg'otishdagi ko'ndalang kesma yuza (σ_{res})ni aniqlaymiz. Buning uchun lazer nurini galliy atomining $4p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 5s\ ^2S_{1/2}$ kvant o'tishlarga ($\lambda_1 = 4172\text{Å}$)ga moslaymiz. Shu lazerning o'zi o'yg'ongan atomlarni ham o'yg'otadi, ham ionlashtiradi. Kvant o'tishlarning to'yinish energiyasini §4.10.2 da bayon qilingan

usul bo'yicha aniqlanadi. Bunda ionlanish energiyasining to'yingan qiymatida, o'yg'otuvchi lazer energiyasi o'zgartirish yo'li bilan to'yinish boshlangan energiya qiymati E_{bosh} aniqlanadi. Galliy atomining $4p^2P_{3/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$ kvant o'tishi uchun $E_{bosh} = 4,1 \cdot 10^{-6} \text{ J/sm}^2$ teng bo'ldi. Tegishli hisoblashlardan keyin galliy atomi uchun o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ sm}^2$ tengligi aniqlandi.

Galliy atomi uchun bu parametrlarni nazariy yo'l bilan hisoblash ham mumkin. Chunki, o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$\sigma = \frac{\lambda_1^2}{2\pi} \cdot \frac{A_{21}}{\Delta\omega} \quad (5.10)$$

Bu erda A_{21} -kvant o'tishlar uchun Eynshteyn koeffitsienti

$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ -lazer generatsiyasining spektral kengligi.

Berilgan kvant o'tish uchun $A_{5s_{1/2}} = 10^8 \text{ s}^{-1}$ teng ekanligini va $\Delta\nu = 1 \text{ sm}^{-1}$ teng deb olsak, kvant o'tishning ko'ndalang kesma yuzasi $\sigma_{5s_{1/2}} = 0,66 \cdot 10^{-13} \text{ sm}^2$ teng ekanligi aniqlanadi.

Yuqoridagi tajriba natijalari va nazariy hisoblashlarni 5.1a) jadvalga keltirsak, ular yaqin qiymatlarga ega ekanligiga ishonch hosil qilish mumkin.

5.1a-jadval

Kvant o'tishlar	$\lambda, (\text{\AA})$	hisoblash		tajriba	
		$E_{bosh}, \left(\frac{\text{J}}{\text{sm}^2}\right)$	σ_1, sm^2	$E_{bosh}, \left(\frac{\text{J}}{\text{sm}^2}\right)$	σ_1, sm^2
$4p^2P_{3/2} \rightarrow 4s^2S_{1/2}$	4172	$0,66 \cdot 10^{-6}$	$3,96 \cdot 10^{-13}$	$4,1 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-13}$

Uyg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi (σ_{yuz}) o'yg'otish jarayonining qanchalik effektiv kechayotganligini ko'rsatadi.

§ 5.3 Ridberg holatlarini uyg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi

Ridberg holatlarini o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasini aniqlash fotoion signalining to'yinish qiymati bo'yicha aniqlandi. Bu usulda o'yg'otuvchi lazer nurining kichik qiymatlarida signal chiziqli ravishda oshadi, va uning yuqori qiymatlarida to'yinishga erishadi. U holda har bir o'yg'ongan atom ion holatiga o'tkaziladi. Bog'lanishning chiziqli qismi bilan to'yingan qismlari o'rtasidagi kesishish nuqtasida quyidagi shart bajariladi: (4 bob, §4.10.2 ga qarang).

$$\sigma_n = \frac{\hbar\omega_n}{2E_{bosh}} \quad (5.11)$$

σ_n - Ridberg holatlarni o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi.

ω_r - Ridberg holatlarni o'yg'otish chastotasi.

Tajribada galliy atomlarining $np^2P_{1/2}$ holatlari uchun Ridberg holatlarning $n = 14 \div 40$ oraliqdagi qiymatlarida o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi aniqlandi.

Masalan asosiy $5s^2S_{1/2}$ holatdan $14^2P_{1/2}$ holatga o'yg'otishning ko'ndalang

kesma yuzasi $\sigma_{5s^2S_{1/2} \rightarrow 14^2P_{1/2}} = 6,8 \cdot 10^{-12} \text{ sm}^2$ teng.

Aynan shu qiymatlar $n = 14 \div 40$ holatlar uchun xam tajribada o'Ichandi.

Ikkinchi tomondan xuddi shu parametрни ridberg holatlari uchun nazariy yo'l bilan hisoblash ham mumkin.

U holdagi ko'ndalang kesma yuzasi quyidagi formula bilan hisoblanadi.

$$\sigma(n' \rightarrow n) = 1,13 \left(\frac{n'}{n} \right) \left(1 - \frac{n'^2}{n^2} \right)^{-4} \left(\frac{M \cdot c^2}{2\pi \cdot T} \right)^{1/2} \quad (5.12)$$

n' va n boshlang'ich va oxirgi kvant holatlarning bosh kvant sonlari.

M -galliy atomi yadrosi massasi.

c -yorug'lik tezligi.

T -temperatura.

(5.3) formula yordamida hisoblangan ko'ndalang kesma yuzasi

$\sigma_{5^2S_{1/2} \rightarrow 14^2P_{1/2}} = 1,12 \cdot 10^{-12} \text{ sm}^2$ teng. Bundan ko'rinadiki, tajriba va hisoblash

natijalari bir-biriga yaqin qiymatga ega.

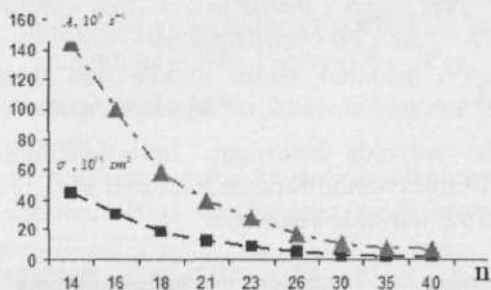
Ridberg holatlarini o'yg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi atomning doimiy parametrlari qatoriga kirmasada, lekin uning yordamida kvant holatlarning Eynshteyn koeffitsentlarini aniqlash mumkin. Bu koeffitsentlar energetik sathlarning radiatsion yashash vaqti bilan bog'liq.

Bu qiymatlar galliy atomi uchun bosh kvant sonining 14-40 qiymatlarida quyidagi 5.2 jadvalda keltirilgan.

5.2 jadval

n	$\sigma, 10^{15} \text{ sm}^2$	$A, 10^3 \text{ s}^{-1}$
14	45,2	138
16	38,0	119
18	18,4	58,4
21	12,3	39,4
23	8,8	28,4
26	7,1	23,0
30	2,6	8,4
35	2,4	7,8
40	2,2	7,2

Jadvaldan ko‘rinib turibdiki bosh kvant sonining oshishi bilan yuqoridagi kattaliklar monoton ravishda kamaymoqda. § 5.2 da keltirganimizdek o‘yg‘otishning ko‘ndalang kema yuzasi bosh kvant soniga nisbatan $\sigma \sim n^{-2}$ qonuniyat bo‘yicha o‘zgarsa, Eynshteyn koeffitsientlari esa $A \sim n^{-3}$ qonuniyat bo‘yicha o‘zgarishi 5.1 rasmda keltirilgan.



5.1 rasm. Ridberg holatlari ko‘ndalang kesma yuzasi (■) va Eynshteyn koeffitsientlari (▲) ning bosh kvant soniga bog‘liqligi.

§ 5.4 Atomlarni uyg‘ongan holatdan fotoionlashtirishning ko‘ndalang kesma yuzasi

Atomlarning asosiy holatdan to‘g‘ridan-to‘g‘ri kontinuumga fotoionizatsiyalashning ko‘ndalang kesma yuzasi ko‘pchilik atomlar uchun aniqlangan. Lekin uyg‘ongan holatidan atomlarni fotoionizatsiyalashning ko‘ndalang kesma yuzasi, to‘laza nurlari yordamida ikki bosqichli ionlashtirish usuli amalga oshirilgunga qadar o‘rganilmagan edi. Lazer nurlarining tor spektral kenglikka va yuqori quvvatga ega ekanligi, atomlarning kerakli energetik sathlarini selektiv ravishda o‘yg‘otish va faqat uyg‘ongan atomlarnigina fotoionlashtirish hamda bu jarayonning ko‘ndalang kesma yuzasini o‘lchash imkoniyatini berdi.

Ikki bosqichli fotoionizatsiya jarayonini tahlil qilganimizda bir-biridan prinsipial farq qiladigan uch xil fotoionizatsiya jarayonini ko‘rishimiz mumkin.

- 1) Uyg‘otuvchi va ionlashtiruvchi lazer nurlarining kichik quvvatlarida fotoionlashtirish ya‘ni ($W_1, W_2 \ll 1$)
- 2) Uyg‘otuvchi lazerning yuqori quvvati ($W_1 \gg 1$) va ionlashtiruvchi lazerning kichik qiymatida fotoionlashtirish ($W_2 \ll 1$)

3) Uyg'otuvchi va ionlashtiruvchi lazer nurlarining yuqori quvvatlarida fotoionlashtirish ($W_1, W_2 \gg 1$).

Galliy atomining $5s^2S_{1/2}$ o'yg'ongan holatidan fotoionizatsiyaning ko'ndalang kesma yuzasini o'lchash uchun uchinchi usul qo'llanildi, ya'ni o'yg'otuvchi va ionlashtiruvchi lazer nurlarining yuqori qiymatlarida ushbu o'lchashlar olib borildi. Bunda $5s^2S_{1/2}$ o'yg'ongan holat ikki kanal bo'yicha o'yg'otildi va ionlashtirildi.

$$4p^2P_{1/2} \xrightarrow{4033 \text{ Å}^0} 5s^2S_{1/2} \xrightarrow{4033 \text{ Å}^0} \text{kontinuum}$$

$$4p^2P_{3/2} \xrightarrow{4172 \text{ Å}^0} 5s^2S_{1/2} \xrightarrow{4172 \text{ Å}^0} \text{kontinuum}$$

Olingan natijalar jadvalda keltirilgan. Ionlashtirishning ko'ndalang kesma yuzasini Berdjess-Siton formulasi asosida nazariy hisoblandi. Bu hisoblashlar xam 5.3 jadvalda keltirilgan.

5.3 jadval

Galliy atomi o'yg'ongan holati	To'lqin uzunlik $\lambda_1, \text{Å}^0$	To'lqin uzunlik $\lambda_2, \text{Å}^0$	Ionlashtirishning kesma yuzasi.	
			Tajriba	hisoblash
$5s^2S_{1/2}$	4033	4033	$3,99 \pm 0,2$	2,62
	4172	4172	$3,94 \pm 0,2$	2,48

Tajriba natijalari va hisoblashlar bir-biriga yaqin qiymatlarni bermoqda.

Shunday qilib, lazer nurlari yordamida bosqichma-bosqich o'yg'otish usuli bilan atomlar uchun fotoionizatsiyaning ko'ndalang kesma yuzasini o'yg'ongan holatlardan ham o'lchash mumkin. Bu imkoniyat atomlarni o'yg'otish va ionlashtirishning optimal yo'llarini topishda yordam beradi.

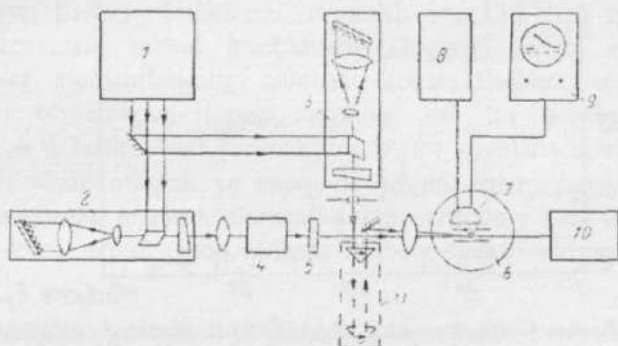
§ 5.5 Atomlarda uyg'ongan kvant holatlarning yashash vaqtini aniqlash.

Qisqa impulsli ($1 \div 10 \text{ ns}$) lazer nurlarining kashf etilishi bilan atom va molekulalarning uyg'ongan kvant holatlarining yashash vaqtlarini katta aniqlik bilan o'lchash imkoniyati paydo bo'ldi. Lekin bunga qadar ham atom va molekulalarning elektron o'yg'ongan holatlarining yashash vaqtlarini o'lchash metodlari mavjud edi. Bular: fluoressensiya metodi va fazoviy siljish metodi. Har bir metod konkret qo'yilgan masalaga bog'liq holda tanlangan. Masalan fluoressensiya metodi uchun muhimi, o'yg'ongan holatdan nur chiqarib yuz beradigan kvant o'tishlar

hisoblanadi. Aks holda metod ishlaymaydi. Ikkinchi muammo, ~ 10 ns atrofidagi vaqtlarni o'lchash uchun elektron texnika doimo ham topilavermaydi. Shuning uchun o'yg'ongan kvant holatning yashash vaqtini aniqlashda juda oson, hamda qulay metod tanladi, ya'ni kechiktirilgan lazer fotoionizatsiya metodi tanladi. Bu metodning mohiyati shundaki, o'yg'otuvchi lazer nuriga nisbatan ionlashtiruvchi lazer nuri ma'lum vaqt kechiktiriladi. Agar ikki bosqichli lazer fotoionizatsiya usulini qo'llaydigan bo'lsak, ω_1 -chastotadagi o'yg'otuvchi lazer nuri atomni asosiy holatdan o'yg'ongan holatga o'tkazadi. ω_2 -chastotali ionlashtiruvchi lazer nuri esa faqat o'yg'ongan atomlarni ionlashtiradi.

O'yg'ongan holatning yashash vaqtini o'lchashga muljallangan ikki bosqichli fotoionizatsiya qurilmaning optik sxemasi 5.2 rasmda keltirilgan.

Bunday asbobda fotoionlar qayd etiladi. Agar ω_2 -chastotali ionlashtiruvchi lazer nurini, ω_1 -chastotali o'yg'otuvchi lazer nuriga nisbatan monoton ravishda kechiktira borsak, o'yg'ongan holatdagi zarrachalarning siyraklanishi evaziga fotoionlar soni kamaya boradi va mos ravishda fotoion signal xam eksponensial kamayib ketadi.



5.2 rasm. Uyg'ongan holatning yashash vaqtini o'lchashga muljallangan ikki bosqichli fotoionizatsiya qurilmaning optik sxemasi.

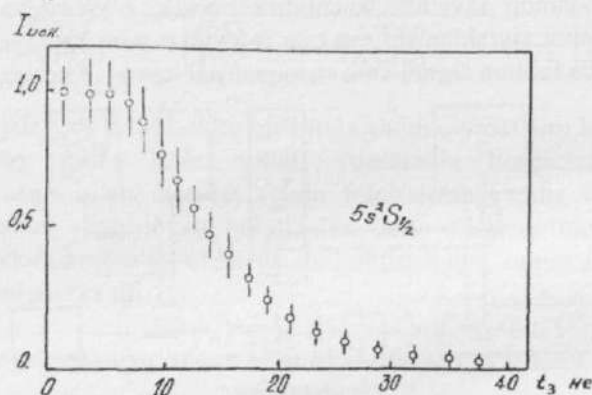
1-impulsli azot lazeri, 2, 3- bo'yoq lazeri, 4-KDR kristali, 5-yorug'lik filtri, 6-vakuum kamera, 7- ikkilamchi elektron kupaytirgich, 8- manba bloki, 9- ossillograf, 10- lazer impulslari energiyasini o'lchagich.

Bu eksponensial bog'lanishdan o'yg'ongan kvant holatning yashash vaqtini aniqlash mumkin. Ushbu metod bilan galliy atomi o'yg'ongan $5s^2S_{1/2}$ - holatining yashash vaqti o'lchandi. Tajriba

qurilmasidan ko'rinib turibdiki, ω_1 -ionlashtiruvchi lazer chastotasi, ω_1 -o'yg'otuvchi lazer chastotasiga nisbatan optik kechiktiruvchi sistemada 0 ns dan to 30 ns gacha kechiktirildi. Bunda fotoion signalning amplitudasi xar bir nanosekunda o'lchanib, 30 nanosekund kechikkanda signal amplitudasi dastlabki qiymatiga nisbatan 20 barovar kamaydi. Bu kamayish 5.3- rasmda keltirilgan.

Grafikdan ko'rinadiki, fotoion signal amplitudasi lazer impulsi davomligida ($\lambda_{\text{uz}} = 8 \text{ ns}$) qariyb o'zgarmasdan qolgan. Ionlashtiruvchi lazerning keyingi kechikishlarida signal amplitudasi eksponensial kamaygan. Chunki ionlashtiruvchi lazer nuri kechikkan sari, o'yg'ongan holatdagi zarrachalar soni radiatsion emirilish tufayli kamayib borgan va mos ravishda fotoionlar soni xam eksponensial kamaygan. Fotoion signali amplitudasining fotoionizatsiyaning kechikish vaqtiga bog'liqligi orqali galliy atomi $5s^2S_{1/2}$ o'yg'ongan holati yashash vaqti o'lchandi.

Bu qiymat $\tau_{5s^2S_{1/2}} = 6,15 \pm 0,3 \text{ ns}$ teng ekanligi tajribada aniqlandi.



5.3 rasm. Galliy atomi o'yg'ongan $5s^2S_{1/2}$ - holatining yashash vaqti o'lchashdagi fotoion signalining eksponensial kamayishi.

Bu qiymatni naqadar to'g'ri ekanligiga ishonch hosil qilish uchun, $5s^2S_{1/2}$ holatning Eynshteyn koeffitsientini o'lchangan yashash vaqti orqali topib, u bilan taqqoslab ko'rish mumkin, chunki

$$A = \frac{1}{\tau_{5s^2S_{1/2}}} \quad (5.13)$$

bunga tajribada o'lgangan $r_{5s^2S_{1/2}}$ ning qiymatini qo'ysak.

$$A_{5s^2S_{1/2}} = 1,63 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ ekanligi topiladi.}$$

§ 4.12 dagi galliy atomi $5s^2S_{1/2}$ holat uchun hisoblangan Eynshteyn koeffitsienti bilan taqqoslaganimizda juda yaxshi o'zaro moslik mavjud ekanini ko'rishimiz mumkin.

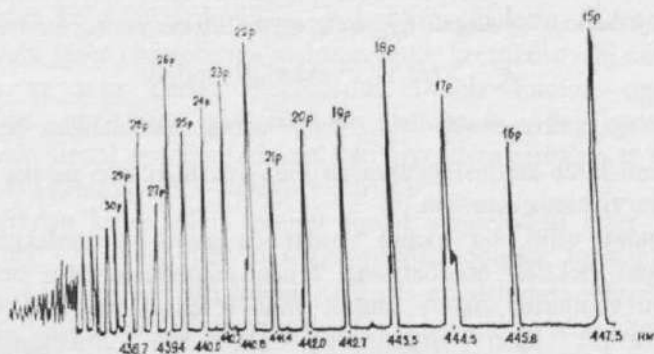
Shunday qilib, bu metod yordamida atom va molekullarning o'yg'ongan elektron holatlarining 20 nanosekunddan katta bo'lmagan radiatsion vaqtlarini yuqori aniqlik bilan o'lchash mumkin. Chunki, ionlashtiruvchi lazer impulsining kechikishi 20 nanosekunddan oshaversa, tajribaning aniqlik darajasi yomonlasha boradi.

§ 5.6 Kvant holatlarning energiya qiymatlarini va kvant defektlarini aniqlash

Atomlarning ionlanish chegarasi yaqinidagi Ridberg holatlari spektroskopiyasini o'rganish ko'pbosqichli lazer fotoionizatsion spektroskopiya metodining paydo bo'lishi bilan kuchaydi. Chunki, bu metod bilan qariyb davriy sistemadagi barcha elementlarning yuqori o'yg'ongan Ridberg holatlarini o'rganish mumkin. Shu ma'noda bu metod universal metod hisoblanadi. Bugungi kunda ishqoriy va ishqoriy-er elementlarining barchasi uchun Ridberg spektrlarining seriyalari o'rganilgan. Lazer nurining o'ta tor spektral kengligi ($\Delta\nu \approx 0,01 \text{ sm}^{-1}$) bosh kvant sonining $n = 70 + 100$ qiymatlarigacha Ridberg spektrlari yozib olingan va energetik sathlar interpretatsiya qilingan. Misol tariqasida III guruh elementlaridan alyuminiy (Al) atomlarining $nP_{1/2}$ holatlari uchun yozib olingan Ridberg spektri seriyasini keltirish mumkin (5.4-rasm).

Spektrdan ko'rinib turibdiki, Ridberg spektri seriyalarini to'g'ri interpretatsiya qilish orqali atomga tegishli ko'pgina spektroskopik parametrlarni aniqlash mumkin.

Bizga ma'lumki, tashqaridan hech qanday ta'sir bo'lmaganda va ionlanish chegarasi (E_i) ni to'g'ri tanlaganimizda kvant defektlarining bosh kvant songa bog'liqligi to'g'ri chiziqli bo'lishi kerak. Bu § 5.1 (5.8) formulasida ham keltirilgan. Tajriba natijalari asosida olingan fotoion spektrni qayta ishlash yo'li bilan Ridberg holatlarini yuqori aniqlik bilan aniqlash mumkin.



5.4 rasm. Alyuminiy (Al) atomlarining $nP_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$ holatlari uchun yozib olingan ridberg spektrlari.

Bu jarayonni III guruh atomlaridan indiy (In) atomi misolida qaraymiz.

Indiy atomlarining $P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$ -Ridberg holatlarini elektrik impulslar yordamida ionlashtirish natijalarini keltiramiz.

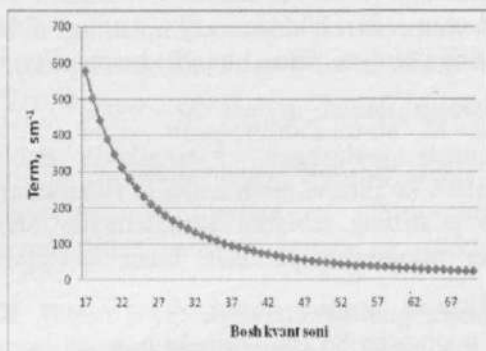
Indiy atomining yuqori o'yg'otilgan $np^2P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$ - Ridberg holati, asosan $5p^2P_{\frac{1}{2}}$ yoki $5p^2P_{\frac{3}{2}}$ sathlarga metastabil bo'lgan $6s^2S_{\frac{1}{2}}$ sathdan quyidagi sxema orqali kvant o'tishlar natijasida hosil qilinadi:



Asosiy term $-^3P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$ dublet term. Chunki $^2P_{\frac{1}{2}}$ sath $^2P_{\frac{3}{2}}$ sathdan ko'ra pastda joylashgan. Sathlar orasida farq $\sim 2212,56 \text{ cm}^{-1}$ ga teng. Shu sababli indiy atomini o'yg'otish uchun nisbatan kuchliroq kvant o'tishdan foydalanildi, yoki $5p^2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow 6s^2S_{\frac{1}{2}}$ sathga $\lambda_1 = 410,2 \text{ nm}$ to'lqin uzunlikdagi lazer nuri orqali birinchi kvant o'tish amalga oshirildi. Ikkinchi lazer nurining to'lqin uzunligi esa $448 \div 460 \text{ nm}$ diapazondagi oraliqda silliq o'zgartirildi. Birinchi bosqich o'yg'otishda foydalanilgan lazer nuri 10 mJ chiqish energiyasiga va $\sim 1 \text{ ms}^{-1}$ generatsiya qengligiga ega. Ikkinchi lazer esa 14 mJ energiya va $0,4 \text{ ms}^{-1}$ generatsiya qengligiga ega. Bunday diapazondagi lazer nuri bosh kvant soni $n = 17 \div 70$ larda Ridberg holatini o'yg'otish uchun etarli bo'ladi. Kvant holatlarning energiya qiymatlari va kvant defektlarining aniqlangan qiymatlari 5.4 jadvalda ilovada keltirilgan.

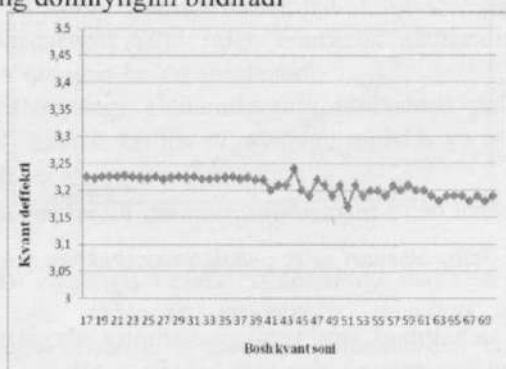
Tajribada indiy atomlarining energiya qiymatlari va kvant

deffektlarining bosh kvant soniga bog'liqligi o'rganildi.



5.5-rasm. Indiy atomlari termlarining bosh kvant soniga bog'liq o'zgarishi

Spektrometr yordamida mumkin bo'lgan dublet kengligining $n=17$ dan $n=70$ gacha bo'lgan energiya qiymatlari aniqlangan va termning bosh kvant soniga bog'lanish grafigi 5.5 rasmda keltirilgan. Grafikdan ko'rinib turibdiki bosh kvant sonining ortishi bilan termning qiymati eksponensial ravishda kamayadi. Kvant deffektining bosh kvant soniga bog'liqligi 5.6-rasmda tasvirlangan. Grafikdan ko'rinib turibdiki indiyning o'rganilayotgan holatlar uchun kvant deffekti doimiy. Uning o'rtacha qiymati $\Delta=3,20$ ga teng. Ridberg holatlarila bosh kvant sonining yuqori qiymatlarida kvant defektlarining o'zgarish doimiy bo'lib qolishi, kvant holatlariga tashqi ta'sirining yo'qligi va spin-orbital o'zaro ta'sirining doimiyligini bildiradi

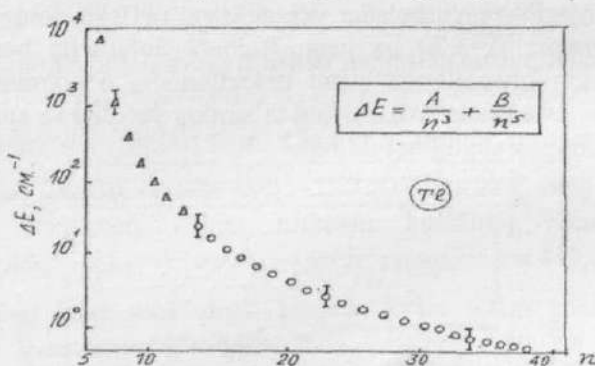


5.6- rasm. Indiy atomlari kvant deffektining bosh kvant soniga bog'liqligi.

§ 5.7 Energetik sathlarning struktura qiymatini aniqlash

III guruh elementlari ichida asosiy holatidagi dublet kengayish eng katta qiymatga ega bo'lgan atom, bu talliy hisoblanadi. Bunda $^2P_{1/2} \rightarrow ^3P_{1/2}$ holatlar o'rtasidagi dublet qiymat $\Delta E = 7793 \text{ sm}^{-1}$. $^2P_{1/2}$ holat $^3P_{1/2}$ ga nisbatan yuqorida joylashgan. P -holatlarda dublet strukturaning qiymatini aniqlash ko'pincha atom ichidagi elektronlar o'rtasidagi spin-orbital o'zaro ta'sirning tabiatini xarakterlaydi. Shu maqsadda ikki bosqichli lazer fotoionizatsiya usuli bilan $np^2P_{1/2}$ ridberg holatlari o'yg'otildi. Birinchi bosqich lazeri $\lambda_1 = 377,5 \text{ nm}$ to'lqin uzunligida $7s^2S_{1/2}$ holatni uyg'otgan bo'lsa, ikkinchi bosqich lazeri $\lambda_2 = 110 \div 165 \text{ nm}$ oralig'ida uzluksiz o'zgartirish natijasida $n^2P_{1/2}$ holatning struktura qiymatlari bosh kvant sonining $n = 17 \div 40$ qiymatlarida ajratib yozib olindi. Aniqlangan qiymatlar talliy atomi uchun 5.5 jadval ilovada keltirilgan.

Ma'lumki energetik sathlardagi nozik struktura qiymati bosh kvant soniga nisbatan $\Delta E \sim n^{-3}$ qonuniyat bo'yicha o'zgaradi. Bu qonuniyatni tekshirish maqsadida bog'lanish grafigi chizildi. (5.7 rasm)



5.7-rasm. Talliy atomlari $np^2P_{1/2}$ -holatining struktura qiymatlari.

Energetik sathlardagi struktura qiymatining o'zgarishi juda katta aniqlik bilan quyidagi qonuniyatga mos keladi:

$$\Delta E = \frac{A}{n^3} + \frac{B}{n^5} \quad (5.14)$$

Bu erda $A = 20600 \text{ sm}^{-1}$; $B = 1488 \text{ sm}^{-1}$ teng bulib, nozik struktura doimiysi

deyiladi. A va B lar atomdagi elektron orbitalarning bir-biriga kirishib ketish darajasini ko'rsatadi. O'z navbatida bunday atomlarda spin-orbital o'zaro ta'sir kuchli kechadi. Shu sababdan asosiy holatning dublet struktura qiymati talliy atomida III guruh atomlari ichida eng katta qiymatga ega (7793 sm^{-1}).

Keyingi o'rinda indiy atomi turibdi unda $\Delta E \sim A/n^3$, qonuniyat bo'yicha o'zgaradi va $A = 5900 \text{ sm}^{-1}$ teng. Sababi, asosiy dublet holati $2212,56 \text{ sm}^{-1}$ ga kengaygan. Bu qiymat III guruh atomlarida atom nomerining kamayishi bilan qamayib ketgan va struktura qiymatida sezilmaydi.

Shunday qilib, yuqori o'yg'ongan atomlarning kvant holatlaridagi nozik yoki o'ta nozik strukturalar atom tuzilishidagi ichki o'zaro ta'sirning tabiatini xarakterlaydi. Bu qiymat bosh kvant sonining oshirishi bilan kamayib, atom vodorodsimon atomga o'xshab boradi.

§ 5.8 Atomlarning ionlashtirish potensialini aniqlash

Neytral atomlarning ionlashish potensialini bu energiyani shunday kichik qiymatiki, bunda asosiy holatda joylashgan atom bir karra ionlashishi natijasida o'zining bitta elektronini yo'qotadi va musbat ionga aylanadi. Boshqacha aytganda ionlashish potensialini atomdan bitta elektronni uzib olish uchun berilishi kerak bo'lgan energiyaga teng bo'lgan kattalik. Ionlashish potensialini tajriba yo'li bilan aniqlanadi. Bu qiymat davriy sistemadagi barcha elementlar uchun o'ziga xos parametr. Atomlarning va oddiy tipdagi molekularlarning ionlashish potensialini aniqlash spektroskopik usul bilan energetik sathlarning yaqinlashish qonuniyatini o'rgangan holda aniqlanadi.

Davriy sistemadagi elementlarning ionlashish potensialining eng kichik qiymati $3,894 \text{ eV}$ bo'lib Cs atomiga tegishli va eng katta qiymati $27,587 \text{ eV}$ bo'lib He atomiga tegishlidir.

Atomlarda ionlanish darajasining oshishi bilan ionlashish potensialini ham oshadi.

Inert gazlar va rangli metallar boshqalarga nisbatan yuqori ionlanish potensialiga ega, aksincha ishqoriy-er metallari past ionlashish potensialiga ega. Birinchi ionlashish potensialidan tashqari ikkinchi, uchinchi, ... n -chi ionlashish potensialini ham mavjud. Bu potensiallar atomdan 1 ta, 2 ta, 3 ta va n ta elektron uzib olish yo'li bilan hosil qilinadi.

Lazer nurlari ta'sirida atomlarni ionlashtirish muhim ahamiyatga ega. Lazer ta'sirida atomlarni bosqichli uyg'otish usuli bilan, ko'p fotonli yutilish usuli bilan va boshqa usullar bilan neytral atomlarni ionlashtirish mumkin. Atomlarni ionlashtirish orqali uning ko'pgina spektroskopik parametrlarini ham aniqlash mumkin.

Ridberg spektrlar seriyasining ionlanish chegarasiga chiqish qonuniyatlarini o'rganish, atomlarda ionlanish potentsiali qiymatini aniqlashning juda oddiy va aniq metodini beradi. Bugungi kunda aniqlik jixatidan ko'pbosqichli lazer fotoionizatsiya metodiga teng keladigan metod yo'q. Buni uran atomining ionlanish potentsialini aniqlash bo'yicha bir necha metodlar bilan olingan natijalarni taqqoslash natijasida ko'rsa bo'ladi. Olingan natijalar va qo'llanilgan metodlar 5.6 jadvalda keltirilgan.

5.6 jadval

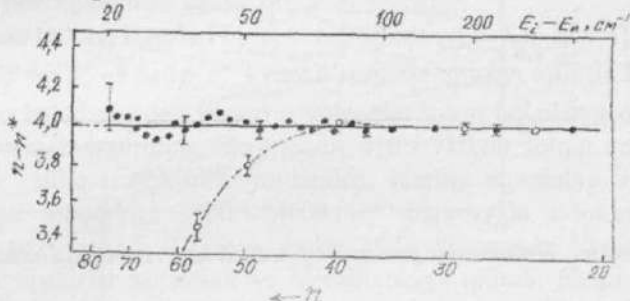
$E_i \text{ sm}^{-1}$	Qo'llanilgan metodlar
49000 ± 650	Yuzani ionlashtirish metodi
49000 ± 500	Yuzani ionlashtirish metodi
49300 ± 400	Elektronlar bilan bombardimon qilish usuli
49200 ± 800	Elektronlar bilan bombardimon qilish usuli
49800 ± 600	Spektroskopik ekstropoyasiya usuli
49900 ± 16	Ikki bosqichli fotoionizatsiya usuli
49935 ± 20	Uch bosqichli fotoionizatsiya usuli
$49958,1 \pm 4$	Ridberg spektrlar seriyasining ionlanish potentsialiga yaqinlashishini moslashtirish metodi

Yuqoridagi jadvalda fotoionizatsion metodning yuqori aniqlik darajasi namoyish qilingan. Ushbu natijalar AQShning Livermor laboratoriyasida olingan. Metodning afzalligi shundaki, bu metodda bosh kvant sonining imkon qadar yuqori qiymatlarigacha kvant holatlarning energiya qiymati aniq o'lchanadi. Ma'lumki, barcha o'ta nozik spektroskopik effektlar bosh kvant sonining yuqori qiymatlarida ($n = 70 \div 100$) namoyon bo'ladi va ular kvant holatlariga ta'sir qilib, uning vaziyatini o'zgartiradi. Bu o'zgarish Ridberg spektrlarida o'z aksini topadi. Ba'zi hollarda diskret va yalpi spektrlar tutashgan chegara, ya'ni ionlanish chegarasining qiymatini ham o'zgartirib yuboradi. Shu sababli har bir element atomlari uchun bu qiymatni yuqori aniqlik bilan o'lchash atom spektroskopiyasida muhim ahamiyatga ega.

Bunday nozik o'zgarish oltin (Au) elementi atomlarining $np^2 P_{3/2}$ - ridberg holatlarini o'rganishda kuzatildi.

Bu tajriba 4 bobning 4.12-paragrafida keltirilgan lazer fotoionizatsion spektrometr yordamida amalga oshirildi. Bunda oltin atomlarining $n^2P_{1/2}$ - holatining fotoion spektri bosh kvant sonining $n = 20$ dan $n = 75$ gacha yozib olindi.

Bizga ma'lumki to'g'ri tanlangan ionlashtirish potensialida bosh kvant sonining kvant defektlariga bog'lanishi to'g'ri chiziqni berishi shart. Ushbu xulosani inobatga olib, oltin atomi P -holati uchun bosh kvant sonining kvant defektlariga bog'lanish grafigi tuzildi. Bu grafik 5.8- rasmda keltirilgan.



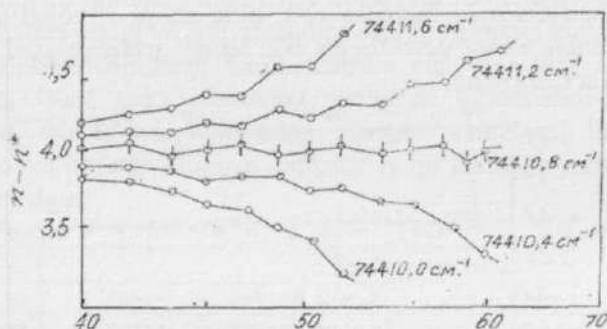
5.8 rasm. Oltin atomi $n^2P_{1/2}$ - holatining fotoion spektri bosh kvant soniga bog'liqligi.

Grafikda ionlanish chegarasi qiymati sifatida elektron bilan bombardimon qilish usuli bilan aniqlangan $E_i = 74410,0 \text{ sm}^{-1}$ qiymat tanlanganda bog'lanish to'g'ri chiziqdan chetga chiqqanligi ko'zatildi. Bu grafikda punktir chiziq bilan keltirilgan (5.8-rasm).. Shu sababli ionlashtirish potentsiali qiymatini to'g'ri chiziqqa moslash metodi bilan ionlanish potentsialining yangi qiymati aniqlandi. Bu qiymat avvalgisidan ($0,8 \text{ sm}^{-1}$) ga farq qilib, $E_i = 74410,8 \text{ sm}^{-1}$ ga tengligi aniqlandi. Ionlanish potentsialining aniqlangan yangi qiymati haqiqatga ancha yaqinligi sezilib turibdi, chunki, u bosh kvant sonlarining yuqori qiymatlarida olingan.

Sistematik ravishda Ridberg spektrlarini yozib olish va bu orqali ionlanish potentsiallarni aniqlash atom tuzilishi to'g'risida ko'plab ma'lumot beradi. Shu sababli barcha lantanoidlarning potentsial qiymati shu metod bilan aniqlangan. Shuni alohida qayd qilish kerakki, Ridberg spektrlari seriyasi istalgan atomlar uchun ham to'g'ri chiziqli bog'lanishni bermaydi. Murakkab tuzilishdagi atomlardagi har xil

qo'zg'alishlar spektrga ta'sir qilib, ularni o'z o'midan siljitadi. Bu esa to'g'ri chiziqli bog'lanishdan chetga chiqaradi. Bunday hollarda ionlanish potentsiali qiymatini tanlash yo'li bilan uning to'g'ri chiziqli bog'lanishi topiladi va aniq qiymatga erishiladi.

Xuddi shunday usul oltin atomining birinchi ionlanish potentsialini aniqlashda qo'llanildi. U bog'lanish 5.9— rasmda keltirilgan.



5.9 rasm. Ionlashtirish potentsiali qiymatini to'g'ri chiziqqa moslash metodi

Xulosa sifatida shuni aytish mumkinki, ko'pbosqichli lazer fotoionizatsion usul bugungi kunda atomlarning ionizatsion potentsiali qiymatini aniqlashda oddiy, qo'lay va aniq usullardan biri bo'lib qoldi.

§ 5.9 Avtoionizatsion spektrlarning parametrlarini aniqlash

Avtoionizatsion holatlar-atomning valent elektroniga nisbatan ionlanish chegarasidan yuqorida joylashgan va shu bilan birga qoldiq atom bilan uzviy bog'langan energetik holatlar hisoblanadi. Bu holatlarning paydo bo'lishi odatda ikkita mexanizm bilan tushuntiriladi: biri, qachonki, atomning ichki elektron-qobiqlaridagi elektronlar uyg'otilsa. Bu mexanizm asosan engil atomlarni o'yg'otganda ko'zatiladi. Ikkinchisi, ko'p elektronli atomlarni kuchli lazer impulslari yordamida o'yg'otilganda, spektrda siljigan termlar ko'zatiladiki, ular ikki va undan ortiq elektronlarning bir vaqtda bir lazer impulsida uyg'otilganda kuzatiladi.

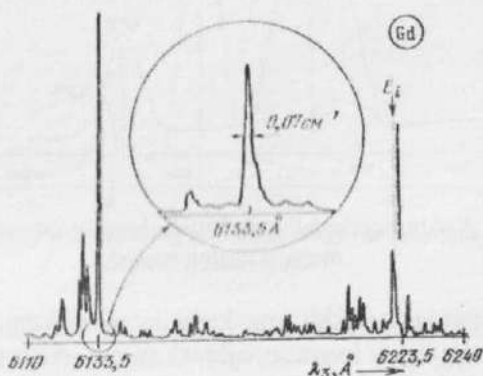
Atomlarning avtoionizatsion holatlarini tadqiq qilish ko'p bosqichli lazer fotoionizatsion metodning asosiy tadqiqot ob'ektlaridan biri hisoblanadi. Birinchidan xuddi ridberg holatlari kabi, avtoionizatsion holatlarni o'yg'otish uchun ham bir nechta fotonlar

yordamida bosqichma-bosqich uyg'otish qulay, ikkinchidan quvvatli lazer impulslari yordamida ko'pfotonli metod bilan istalgan avtoionizatsion holatni o'yg'otsa bo'ladi. Uchinchidan avtoionizatsion holatlar ion-elektron juft hosil qilib, tezgina yo'qolishi mumkin. Shuning uchun ularni qisqa impulsli lazer nurlari yordamida uyg'otish oson va qulay.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, ko'pelektronli atomlarni o'yg'otishda ko'zatiladigan avtoionizatsion holatlar nisbatan tor spektral kenglikka ega. Bu lantanoidlarning tipik vakili bo'lgan itterbiy atomlarining avtoionizatsion holatlarini tadqiq qilganda kuzatildi.

Tajribada bo'yoq lazerlari birinchi bosqichda ($\lambda_1 = 555,65nm$) itterbiy atomlarining $6s^2S_0^1 \rightarrow 6s6p^1P_1^0$ kvant o'tishlarni amalga oshirdi. Ikkinchi lazer oraliq holatlar orqali yuqori o'yg'ongan kvant holatlarga o'tkazdi. Uchinchi bosqich lazerining chastotasini $410 \div 710nm$ tulqin uzunliklar diapozonda silliq o'zgartirish yordamida, itterbiy atomining ionlanish chegarasidan yuqoridagi $3700 \div 14000sm^{-1}$ diapozonda avtoionizatsion spektrlarni yozib olindi. Olingan spektr tahlil qilinganda 10dan ziyod katta-kichik spektrlar ko'zatildi va identifikatsiya qilindi. Shuni alohida qayd qilish kerakki, ionlanish chegarasi yaqinida spektral kengligi $G_{aj} \approx 1cm^{-1}$ teng bo'lgan to'rtta avtoionizatsion spektr ko'zatildi. Bu esa nazariy hisoblashlar bilan mos kelganligidan dalolat beradi.

Bunday tor avtoionizatsion spektrlarni ko'zatish ushbu metod uchun chegara emas. Yana bir nozik tajribalardan biri ishqoriy-er elementlaridan godoliniy (Gd) misolida namoyish qilindi. Godoliniy atomlarida kuzatilgan avtoionizatsion spektr 5.10-rasmda keltirilgan.



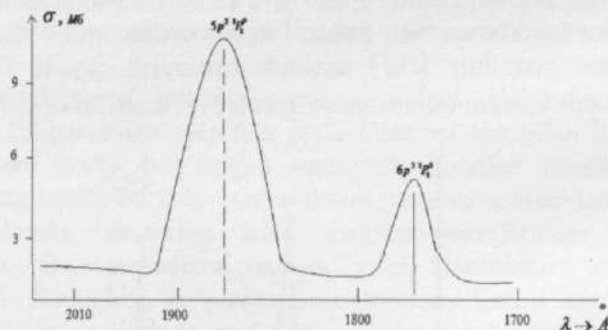
5.10 rasm. Godoliniy atomlarida ko'zatilgan tor avtoionizatsion spektr.

Uchinchi bosqich lazerining to'liq uzunligini $611 \div 624 \text{ nm}$ oraliqda silliq o'zgartirish natijasida ionlanish chegarasidan 230 sm^{-1} yuqorida spektral kengligi $G_{a,i} = 0,07 \text{ sm}^{-1}$ bo'lgan tor spektral rezonans ko'zatildi. Uning yashash vaqti $\tau_{a,n} = 0,5 \text{ ns}$. Fotoionizatsiyaning kesma yuzasi esa $\sigma_{a,n} = 8 \cdot 10^{-14} \text{ sm}^2$ teng. Bu kvant holatlar o'rtasidagi radiatsion o'tishlarning ko'ndalang kesma yuzasi bilan qariyb teng.

Bu natijalar o'yg'ongan atomlarni avtoionizatsion spektrlar orqali ionlashtirish metodining imkoniyatlari keng ekanligini ko'rsatsa, ikkinchidan ko'p elektronli atomlarda tor spektral kenglikka ega bo'lgan avtoionizatsion spektrlarning mavjudligini isbotlaydi.

Ishqoriy element atomlarining avtoionizatsion spektrlarini ushbu metod bilan tadqiq qilish, ular spektrida ko'zatiladigan boshqa spektroskopik effektlarni ham o'rganish atom va ionlar to'g'risida ko'p ma'lumotlarni beradi. Ishqoriy-yer elementlari atomlarining avtoionizatsion spektrlarini tadqiq qilishga doir ba'zi bir tajribalarni qarab chiqamiz.

Kalsiy atomlari avtoionizatsion holatlari. Kalsiy atomlariga tegishli ikkita eng katta intensivlikka ega bo'lgan avtoionizatsion rezonanslar mavjud. U $4s^2$ holat bo'lib, ikki elektronli kvant o'tishlariga mos keladi. Ionga aylanish chegarasi $3d^2 D_{\frac{3}{2}}$ va $3d^2 D_{\frac{1}{2}}$ teng.



5.11-rasm. Kalsiy atomlarining ionlanish chegarasiga yaqin joylashgan avtoionizatsion spektri

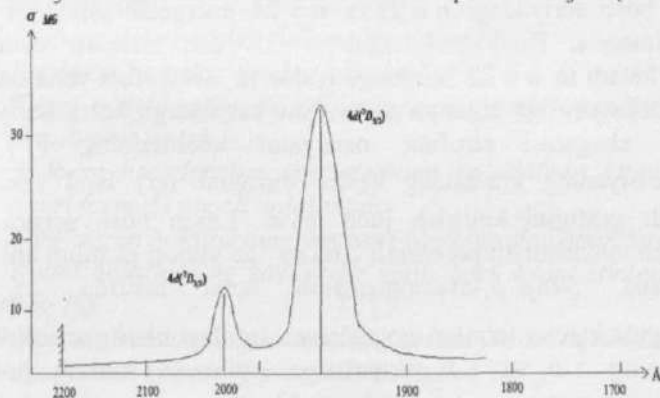
Kalsiy atomiga tegishli eng katta intensivlikdagi avtoionizatsion holatda yuz beradigan kvant o'tishlar, valent elektronning $4s$ yarim sathlariga mos keladi (5.11-rasm)..

Ionlanish chegarasiga eng yaqin avtoionizatsion holat bu $3d5p^1p_1^0$ bo'lib, $\lambda_{\text{ch}} = 1883,2 \text{ \AA}$ ga teng. Bu ionlanish chegarasidan atigi $379,0 \text{ sm}$ yuqorida joylashgan bo'lib, ishqoriy-yer elementlari ichida chegaraga eng yaqin joylashgan avtoionizatsion holat hisoblanadi. Demak, valent elektron bilan qoldiq atom o'rtasida bog'lanish ancha kuchli. Keyingi avtoionizatsion holatlar vakuum ultrabinafsha sohasida yotibdi. Ular kalsiy atomining ikki karra, uch karrali ionlashishlari bilan bog'liq bo'lgan avtoionizatsion holatlar.

Stronsiy atomlarining avtoionizatsion holati. Stronsiy atomining ionlanish chegarasi atrofidagi yutilish spektri asosan optik diapozonda va VUB diapozoniga to'g'ri kelmoqda. Yutilish energiyasining potentsiali $45932,0 \text{ sm}^{-1}$ bo'lib, u to'liq uzunligining $\lambda = 2177,13 \text{ \AA}$ ga mos keladi. Ba'zi valent elektronlarning ikki elektronli kvant o'tishlari ham UB oblastiga mos keladi.

Avtoionizatsion holatlari ionlanish chegarasidan, ya'ni $\lambda = 2177 \text{ \AA}$ dan to $\lambda = 1646 \text{ \AA}$ ga ulchangan. Ushbu avtoionizatsion spektrni chegarasi yaqinidagi qiymati 5.12-rasmda keltirilgan.

Spektrdan ko'rinib turibdiki, yutilish chegarasidan 3622 sm^{-1} yuqorida katta intensivlikka ega bo'lgan $4d^2D_{\frac{3}{2}}$ va $4d^2D_{\frac{5}{2}}$ konfiguratsiyali ikkita kuchli avtoionizatsion spektr mavjud. (5.12-rasm)



5.12- rasm. Stronsiy atomlarining ionlanish chegarasiga yaqin joylashgan avtoionizatsion spektri.

Kuzatilgan avtoionizatsion holatlar yarim kengligi jihatdan bir-biridan qariyb o'n barobar farq qiladi. Bu esa LS va JK o'zaro ta'sir bog'lanishlari bilan tushuntiriladi.

Bariy atomi avtoionizatsion holatlari. Bariy ishqoriy-yer elementlari ichida eng og'ir elementlardan biri hisoblanadi. Uning elektron konfiguratsiyasi quyidagi tartibda yoziladi.

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 6s^2$$

Ionlanish potentsiali kalsiy va stronsiydan kam bo'lib, $5,210 eV$ ga yoki $T_{\infty} = 42035,14 sm^{-1}$ teng.

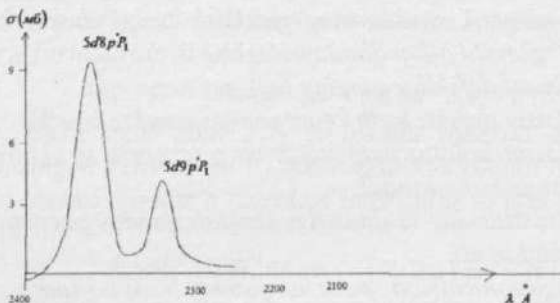
Bariy elementi juda keng tarqalgani bilan asosiy holatni tashkil etuvchi termlari to'g'risida ma'lumotlar kam.

Bariy atomining bosh seriyasi to'g'risida va ikki elektronli kvant o'tishlari to'g'risidagi asosiy ma'lumotlar 1960-yildan keyin, uning UB va VUB oblastidagi yutilish spektrlari tajriba yo'li bilan to'liq o'rganilgandan keyin olindi va to'ldirildi. Keyinchalik bosh seriyasining $n = 75$ gacha bo'lgan Ridberg holatlari o'rganildi. Ushbu o'rganishlar natijasida $n > 75$ bosh seriyalarning spektrlari aniq chiqmasligi sabablari aniqlandi.

Ma'lum bo'lishicha ionlanish chegarasiga juda yaqin masofada $\lambda = 2380,4^\circ$ to'lqin uzunlikda bariyning juda kuchli, keng spektrli, nosimmetrik avtoionizatsion rezonansi mavjudligi aniqlandi. (5.13-rasm) $U\ 6s^2\ ^1s_0 \rightarrow 5d8p\ ^1p_1$ kvant o'tish shaklda idintefikatsiya qilinib, chegaraga yaqin joylashgan Ridberg holatlariga ta'sir qilib turibdi. Natijada bosh seriyadagi $n = 23$ va $n = 24$ energetik satxlarga keskin ta'sir qilmoqda. Bosh seriyaning $n = 15$ dan boshlab intensivligi kamayib ketadi to $n = 22$ borgunga qadar va $n = 25$ dan yana oshadi to ionlanish chegarasiga etgunga qadar. Shu sabablarga ko'ra bariy atomi ionlanish chegarasi atrofida, ossilyator kuchlarining (f) ham, fotoionizatsiyaning kundalang kesmi yuzasini (σ) ham energiyaga bog'lanish grafigini keltirish juda qiyin. Lekin bosh seriya orqali aniqlangan ionlashtirish potentsiali $2,64 sm^{-1}$ ga yuqori ekanligi aniqlandi.

Demak $5d8p\ ^1p_1$ -avtoionizatsion holat tasirida $2s\ \frac{1}{2}$ dan hisoblaganda barcha termlari qo'zg'algan (g' alayonlashgan). Shu sabab Ball ionning $2D\ \frac{1}{2}$ va $2D\ \frac{3}{2}$ seriyalariga intiluvchi ionlash potentsiali qiymatini $2s\ \frac{1}{2}$ dan hisoblaganda $48738,50 sm^{-1}$ va $56748,24 sm^{-1}$ deb belgilangan.

Kuzatilgan avtoionizatsion holatlarning boshqa avtorlar ishlari bilan solishtirganimizda ham $\lambda = 2380,3^\circ$ to'lqin uzunligida ko'ndalang kesma yuzasi $\sigma = 10 Mb$ teng bo'lgan avtoionizatsion holat mavjudligi tasdiqlandi.



5.13 rasm. *Bariy atomlarining ionlanish chegarasiga yaqin joylashgan avtoionizatsion spektri.*

Olingan avtoionizatsion spektrdan xulosa qilsak, u bevosita ionlanish chegarasiga yaqin joylashib, ba'zi bosh seriyadagi Ridberg holatlariga ta'sir qiladi va uning barcha spektroskopik parametrlarini o'zgartirib yuboradi.

V bob bo'yicha misol va masalalar

1. Ridberg atomlari qanday atomlar?
2. Uyg'ongan atomlarning spektroskopik parametrlarini ayting?
3. Spektroskopik parametrlarning bosh kvant soniga bog'liqligini tushuntiring.
4. Ridberg doimiysining fizik ma'nosini ayting?
5. Rezonans holatlar qanday holatlar?
6. Kvant o'tishlarning ko'ndalang kesma yuzasi qanday formula orqali aniqlanadi.
7. Ridberg holatlarning uyg'otishning ko'ndalang kesma yuzasi qaysi formula orqali aniqlanadi.
8. Uyg'ongan holatlarning yashash vaqti qanday aniqlanadi.
9. Kvant holatlarning radiatsion vaqti bosh kvant soniga qanday bog'liq.
10. Fotoionizatsiyaning ko'ndalang kesma yuzasi tajribada qanday aniqlanadi u qanday parametrlarga bog'liq.
11. Lazer nurlari yordamida fotoionizatsiyaning ko'ndalang kesma yuzasini aniqlash usullari.
12. Energetik sathlarning yashash vaqti tajribada qanday aniqlanadi.
13. Energetik sathlarning yashash vaqti nazariy ravishda qanday hisoblanadi.

14. Energetik sathlarning yashash vaqti bosh kvant sonining o'zgarishi bilan qanday o'zgaradi.
15. Kvant defektlar qanday fizik ma'noga ega.
16. Kvant defekti bosh kvant soniga qanday bog'liq.
17. Kvant holatlarning nozik va o'ta nozik strukturalari tajribada qanday aniqlanadi.
18. Atomlarning ionlanish potentsiali qanday parametr va u qanday aniqlanadi.
19. Avtoionizatsion spektrlar qanday hosil bo'ladi.
20. Avtoionizatsion spektrlarni aniqlashning qanday usullari mavjud.

1-Masala: Ishqoriy metall atomlari Li , Na , K , Rb , Cs lar uchun ionizatsiya potentsiali mos ravishda $5,38V$, $5,14V$, $4,48V$, $4,17V$ va $3,89V$ ga teng bo'lsa, bu atomlar asosiy holatiga mos keluvchi term hisoblansin.

Javob: $T(Li) = 43500 \text{ sm}^{-1}$,

$$T(Na) = 41400 \text{ sm}^{-1} \quad T(K) = 35000 \text{ sm}^{-1} \quad T(Rb) = 33700 \text{ sm}^{-1} \quad T(Cs) = 31400 \text{ sm}^{-1}$$

2-Masala: Agar ishqoriy metall atomi bo'lgan sezir uchun ionizatsiya potentsiali $3,89V$ ga teng bo'lsa, bu atom uchun bosh seriyaning qisqa to'lqinli chegarasining to'lqin uzunligi hisoblansin.

Javob: $\lambda_{\text{beg}} = 3184 \text{ \AA}$

3-Masala: Quyidagi to'lqin uzunliklar $3303 \text{ \AA}$, $3149 \text{ \AA}$, $2853 \text{ \AA}$ ning qaysi biri natriy atomining bosh seriyasi spektriga mansubdir?

Javob: $\lambda = 3303 \text{ \AA}$, $\lambda = 2853 \text{ \AA}$

4-Masala: Kaliyning $4p \rightarrow 4s$ holatlar o'rtasidagi o'tishga to'g'ri keluvchi rezonans chizig'ining to'lqin uzunligi $7665 \text{ \AA}$ ga, bosh seriyasining chegara to'lqin uzunligi $2885 \text{ \AA}$ ga teng. Kaliy atomi s , p termlari uchun Ridberg tuzatmalari topilsin.

Javob: $\sigma_1(4s) = -2,23$, $\sigma_1(4p) = -1,915$

5-Masala: Vodorod atomidagi $2P \rightarrow 1S$ o'tishga tegishli bo'lgan dublet komponentalari o'rtasidagi interval to'lqin uzunlik birligida hisoblansin.

Javob: $\Delta\lambda = \frac{a^2}{R} = 0,0054 \text{ \AA}$, $\Delta E = 11,52 \cdot 10^{-25} \text{ J} = 7,2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$

6-Masala: Bir marta ionlashgan geliy (He) atomi $n=2$ sathining

nozik struktura tufayli ajralib ketgan termolari o'rtasidagi interval J, eV, sm, Gs birliklarida xisoblansin.

Javob: $\Delta\nu = 5,8 \text{ sm}^{-1}$ $\Delta\nu = 1,73 \cdot 10^5 \text{ MGs}$

7-Masala: Bosh kvant soni $n=3$ bo'lganda vodorod atomi, bir marta ionlashgan geliy atomi va ikki marta ionlashgan litiy atomi uchun eng chekka termalar o'rtasidagi intervallar to'liq sonlarida hisoblansin.

Javob: $(H)0,144 \text{ sm}^{-1}$, $(He)2,31 \text{ sm}^{-1}$, $(Li)1,88 \text{ sm}^{-1}$

8-Masala: Simob atomining uyg'ongan holatdan (unda yashash vaqti $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ asosiy holatga o'tganda $\lambda = 185 \text{ nm}$ to'liq uzunlikdagi foton nurlantirsa, simob spektral chizig'ining tabiiy kengligi hisoblansin.

Javob: $\Delta\lambda = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$

9-masala. Litiy atomi s termi uchun $n=2$ Ridberg tuzatmasi topilsin.

Echish: Litiy atomi uchun spektral term $T = \frac{R}{(n + \sigma_1)^2} \text{ sm}^{-1}$ formula

bilan aniqlanadi.

Har bir term uchun Ridberg tuzatmasini topamiz. $n=2$ $T(s) = 43486$

$$n + \sigma_1 = \sqrt{\frac{R}{T}} \quad \sigma_1 = \sqrt{\frac{R}{T}} - n = \sqrt{\frac{1097374}{43486}} - 2 = \sqrt{2,52} - 2 = 1,587 - 2 = -0,413$$

Javob: $\sigma_1 = -0,413$

VI bob. ATOM SPEKTRAL ANALIZ

Spektral analiz deganda zamonaviy spektral asboblari yordamida moddalarning spektrlarini o'lchash va shu orqali moddada izlanayotgan elementlarning miqdorini aniqlash jarayoniga aytiladi. Bu jarayon o'zining fizika-kimyoviy asoslariga ko'ra quyidagi bulimlarga bo'linadi. Bular: elektro-ximiyaviy analiz, gazo-xromotografik analiz, yadro-aktivatsion analiz, atom-absorbsion analiz, atom-fluoretsent analiz va atom-fotoionizatsion analiz metodlari. Bugungi kunda bu metodlarning soni o'ndan oshib ketgan. Agar olinadigan spektrlar ultrabinafsha, ko'zga ko'rinar va infraqizil sohalarida ko'zatilsa, ularni optik spektral analiz metodlari deb ham yuritiladi.

Bizga ma'lumki, atom elektrostatik jihatdan neytral sistema, ya'ni u yadro va bir nechta sondagi elektronlardan iborat. Agar atom tashqaridan ultrabinafsha yoki ko'zga ko'rinar sohada yorug'likni yutsa, uning valent elektronlaridan biri yoki bir nechta yuqori uyg'ongan kvant holatlariga uyg'otiladi. Atomning bu holati turg'un bo'lmagan holat bo'lib, uyg'ongan elektronlar tezlik bilan asosiy holatiga qaytadi. Qaytish davomida yutgan energiyani yorug'lik nurlanishi sifatida lyumenssensiya yoki fluorensensiya ko'rinishida chiqaradi yoki qo'shni atom va molekulalar bilan to'qnashish tufayli o'z energiyasini ularga uzatadi.

Atom-absorbsion analizda gaz qamalgan idishga lazer nurlarini yo'naltirish orqali, miqdori aniqlanishi kerak bo'lgan elementning neytral atomlari uyg'otiladi. O'lchashlarda juda kichik yutilgan lazer nurlanishining intensivligi o'lchanadi va bu orqali uyg'ongan atomlar soni aniqlanadi.

Atom-fluorensent analizda ham absorbsion metod singari gaz qamalgan idishga lazer nurlari yo'naltirilib, izlanayotgan elementning neytral atomlari uyg'otiladi. O'lchashlarda uyg'ongan atomlardan tarqalayotgan lyumenssensiya yoki fluorensensiya intensivligi o'lchanadi va atomlar soni aniqlanadi.

Atom-fotoionizatsion analizda esa gaz qamalgan idishga ikki yoki uch chastotali lazer nurlari yuborilib, izlanayotgan elementning neytral atomlari kvant holatlari orqali bosqichma-bosqich uyg'otiladi va selektiv ravishda ionlashtiriladi. Qayd qilingan ion signallari orqali uyg'ongan atomlarning soni aniqlanadi.

Bu spektral analiz metodlarni birma-bir qarab chiqamiz.

§ 6.1 Lazerlarni atom spektral analizda qo'llash yo'llari

Moddalarning spektral analizi murakkab fizika-kimyoviy jarayon bo'lib, uni to'laroq tasavvur qilish uchun uni uchta bosqichga ajratish lozim: 1) na'munani analizga tayyorlash; 2) na'munani parchalash yoki bir necha fraksiyalarga bo'lish; 3) parchalangan fraksiyalarni qayd qilish. Ushbu jarayonlarda lazer nurining qo'llanilishi juda xilma-xil. Chunki uchala bosqichning har birida ham yoki ularni birgalikda amalga oshirganda ham lazer nurlarini qo'llash mumkin. Bu jarayonlarni alohida qaraymiz:

1) Na'munani analizga tayyorlash:

Ko'pgina spektral analiz metodlarida moddani kondenserlangan holatdan gaz holatiga yoki plazma holatiga o'tkazish kerak bo'ladi. Masalan: atom-absorbsion analiz metodida moddani atomar holatga keltirish talab qilinsa, atom-fluorescent metodida modda atomlarini o'yg'ongan holatga o'tkazish zarur. mass-spektral analiz metodida modda atomlarini yoki molekulalarini ion holatga o'tkazish talab etiladi. Bu jarayonlar moddani analizga tayyorlash jarayoni bo'lib, uni amalga oshirish uchun moddalarni elektr razryadida qizdirmoq yoki elektronlar dastasi bilan bombardimon qilish zarur. Optik nurlar lazer nurlari kashf etilgunga qadar bu maqsadda ishlatilmagan, chunki ularning intensivligi juda past bo'lgan. Lazer nurlari yuqori intensivlik va energiyaga ega bo'lganligidan analiz qilinadigan moddani osonlik bilan, lokal ravishda 10^1 gradusdan 10^6 gradusga qadar qizdira oladi. Qizdirish lazer qurilmasining ish rejimiga qarab uzluksiz yoki impulsli bo'lishi mumkin.

Lazer nuri yordamida na'munani qizdirish boshqa an'anaviy metodlarga nisbatan o'ziga xos qo'layliklarga ega: Birinchidan; na'munani qizdirish jarayoni boshqa begona moddalar bilan kontaktda bo'lmasdan, to'g'ridan-to'g'ri lazer nurini unga fokuslash orqali amalga oshiriladi. Ikkinchidan, an'anaviy metodlarda na'munani qizdirish uchun undan bevosita elektr toki o'tkazilgan yoki elektr tokida qizdirilayotgan jism ustiga qo'yilgan. Bunda elektr o'tkazmaydigan moddalarni qizdirib bo'lmaydi. Lazer nuri bilan qizdirishda bu muammo bo'lmaydi. Lazer nurining yuqori quvvatlarida (10^{10} $\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) har qanday qiyin eriydigan metallar ham, optik jixatdan tiniq materiallar ham strukturasi o'zgartirib, qiziy boshlaydi. Uchinchidan, lazer nuri na'munaning kichik bir nuqtasiga fokuslanib, shu joyni qizdirish, eritish, bug'latish va hosil bo'lgan atom va molekulalarni ionlashtirishi mumkin ya'ni lokal

spektral analizni o'tkazish mumkin.

Lazer nurlarining bu qo'layliklari nafaqat optik spektral analizda, balki mass-spektral analizda ham muvaffaqiyat bilan qo'llanilmoqda. Tajribalarning ko'rsatishicha qizdirilayotgan moddaning holati lazer nurining intensivligiga bog'liq. Lazer nurining past intensivligida na'munaning kuchsiz qizishi va uning yuzasida atom va molekularlarning sekin uchib chiqishi ko'zatiladi. Yuqori intensivliklarda na'muna yuzasining intensiv qizdirilishi va kuchli bo'g'lanishi ko'zatiladi. Lazer nuri intensivligining keyingi oshishi na'munaning plazma holatiga o'tishga olib keladi. Shunday qilib, lazer nurlari yordamida na'munani atomar yoki molekulyar holatga keltirib, analizga tayyorlash, an'anaviy metodlardan ko'ra bir necha qulayliklarga ega.

2) Na'munani parchalash yoki bir necha fraksiyalarga ajratish:

Analiz uchun tayyorlangan moddani kerak bo'lganda mayda bo'laklarga parchalash yoki bir necha fraksiyalarga ajratish jarayonida lazer nurlaridan hozircha kam foydalanilmoqda. Chunki, lazer nurlari kashf etilgunga qadar mavjud metodlar- bu xromotografiya, mass-separatsiya kabi metodlar mavjudki, ular hozircha universal va effektiv metodlar hisoblanadi. Lekin, bu erda ham lazer nurlarining noyob xossalarini hisobga olib, moddaning atom va molekularlari selektiv o'yg'otish yoki ionlashtirish imkoniyatlaridan unumli foydalanilsa, parchalash yoki fraksiyalarga ajratish jarayoni yanada effektiv ketgan bo'lardi. Mass-spektrometr yordamida moddalarning kerakli atom va molekularlari aralashmadan ajratish jarayoniga lazer nurlarini ishlatish yo'li bilan selektivlikni yuqori darajaga chiqarish mumkin. Oxirgi yillarda bu sohadagi ilmiy ishlar ancha ko'paydi. Lazer nurlarining noyob xossalaridan foydalanib, uni ikki maqsadda qo'llash mumkin: na'munani analizga tayyorlash uchun ham, fraksiyalarga ajratish uchun ham. Misol sifatida, lazer fotoionizatsion spektrometrdan dastlab, lazer impulsining kichikroq quvvatida na'muna yuzasini qizdirish natijasida yuzadagi molekularlarni desorbsiya qilish, ya'ni na'munadan ajratib olish va keyin ajralgan molekularlarni shu lazer nuri yoki qo'shimcha lazer nuri yordamida rezonans ionlashtirishni amalga oshirgan tajribani keltirish mumkin.

3) Parchalangan fraksiyalarni spektral qayd qilish:

Optik spektroskopiya metodlari o'tgan asrning boshlaridan buyon spektral analizda, moddalarning spektri orqali u yoki bu element atomlarini qayd qilish, ularning miqdorini aniqlashda muvaffaqiyat bilan qo'llanib kelmoqda. Lazer spektroskopiya metodlari o'zining yuqori

sezgirliги va yuqori selektivliги bilan parchalangan fraksiyalarni (atomlar, izotoplar, molekulalar, radikalarni) spektri orqali qayd qilishi va lazer spektroskopiya metodlarining noyob xossalari to'g'risida III va IV boblarda to'xtalgan edik. Bular: spektral va vaqtli ajrata olish qobiliyati; sezgirlik darajasi va tanlab ta'sir qilish imkoniyatlari, masofadan turib, bir nuqtaga ta'sir qilish kabi xossalari hisoblanadi. Lekin shuni alohida qayd qilish kerakki, lazer nurlarining spektral yorqinliги bilan oddiy issiqlik nurlanishida ishlaydigan manbalarning spektral yorqinligidan juda katta farq qiladi.

Yuqorida bayon etilgan spektral analizning uch bosqichida ham lazer nurlarining ishtiroki bu murakkab jarayonlarni ancha soddalashtiradi, analizning tezligini oshiradi va sifatini yaxshilaydi. Shu sababli hozirgi zamon optik spektral analizlarida lazer nurlari muvaffaqiyat bilan qo'llanilmoqda.

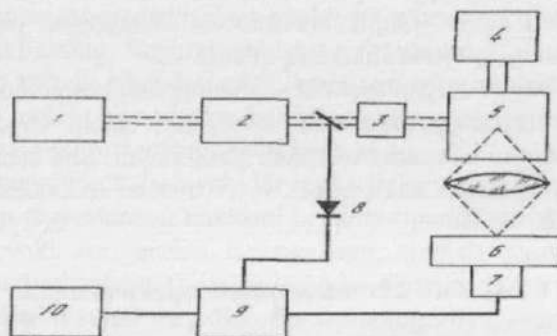
§ 6.2 Lazerli atom-fluorescent spektral analiz

Kogerent, monoxromatik, qat'iy yo'nalishga ega bo'lgan, chastotasi silliq o'zgaradigan, intensiv lazer nurlarining an'anaviy fluorescent spektroskopiya metodida qo'llanilishi uning keng rivojlanishiga sabab bo'ldi. Oxirgi 15-20 yil ichida lazerli atom- fluorescent spektroskopiya usuli eng yuqori sezgirlik qobiliyatiga ega bo'lgan metodlar qatorida analitik kimyoda muvaffaqiyat bilan ishlatila boshlandi. Umuman bu metodning qo'llanilish sohasini sanab o'tadigan bo'lsak, uning universalligiga ishonch hosil qilish mumkin. Jumladan: gaz, suyuq va qattiq fazodagi na'munalarda izlanayotgan element atomlarining o'ta kam miqdorini aniqlashda; o'yg'ongan atom va molekulalar kvant holatlarining parametrlarini o'lchashda; kimyoviy reaksiyalarning kinetikasini aniqlashda; gazorazryad, plazma va alangada zarralarning diagnostikasini o'rganishda ko'p qo'llanilmoqda. Metodning asosiy qulayliги, atom va molekulalarni juda yuqori sezgirlik bilan qayd qilishda, (maksimal sezgirlik chegarasi- bitta atom yoki bitta molekula), spektrlarni vaqtli va fazoviy ajrata olish qobiliyatining hamda selektivlik darajasining yuqoriligidadir.

Atomlarda ko'zatiladigan fluoressensiya hodisasining fizikaviy asoslari IV bobda to'liq keltirilgan. Endi ushbu xodisa asosida ishlaydigan fluorescent analizning imkoniyatlari bilan tanishamiz.

6.2.1 Gaz holatdagi moddalarning eng kam miqdorini aniqlash.

Bevosita moddalarning spektral analizi natijalarining tahliliga o'tishdan oldin qisqacha tajriba qurilmasining tuzilishi, uning asosiy qismlari va ishlash jarayoniga to'xtalamiz. Lazerli atom- fluoressent spektrometrning blok-sxemasini 6.1.-rasmida keltirilgan.



6.1 rasm. Lazerli atom- fluoressent spektrometrning blok-sxemasini:

1- lazer, 2- bo'yoq lazeri, 3- optik sistema, 4- elektr ta'minoti bloki, 5- atomizator, 6- spektral filtr, 7-fotokuchaytirgich, 8-fotodiod, 9-strob integrator, 10-samopisets.

Spektrometr quyidagi asosiy qismlardan iborat: rezonans nurlanish manbai-lazer-1; na'munani atomar yoki molekulyar holatga keltiruvchi atomizator-5; qayd qiluvchi sistemalar-7,8,9,10.

Qurilmaning asosiy qismini keng spektral diapazonda, chastotasi silliq o'zgaruvchi monoxromatik nurlanish hosil qiladigan bo'yoq lazeri tashkil etadi. Bo'yoq lazerini ishga tushirish uchun ko'pchilik hollarda azot lazeri yoki IAG-lazeri ishlatiladi. Bu lazerning ishlash jarayoni III bobda to'liq keltirilgan. Ko'pchilik an'anaviy spektral analizda na'munani atomar holga keltiradigan, atomlar dastasi yoki atomlar bug'ini hosil qiladigan qurilma atomizator deyiladi. Atomizatorlarning turlari xar hil, lekin eng ko'p ishlatiladigani elektrotermik atomizatorlar va alangadagi atomizatorlar hisoblanadi. Elektrotermik atomizatorlar ikki variantda tayyorlanadi: ochiq va yopiq. Ikkala variantda ham ishlash jarayoni havosi so'rib olingan vakuumda yoki inert gazli muhitda amalga oshiriladi. Qizdiruvchi tigel sifatida grafitdan yasalgan stakancha yoki sterjen shakldagi grafitdan o'yib yasalgan chuqurcha ishlatiladi. Stakancha yoki chuqurchaning o'lchami $5 \div 50 \text{ mm}^2$ miqdordagi na'muna ketadigan qilib yasaladi. Stakancha yoki chuqurchalardan bevosita elektr

tokini o'tkazish yo'li bilan u qizdiriladi va ularning qizish darajasi 3000°C gacha etadi. Bunday temperaturada har qanday qiyin criydigan na'muna ham suyuq-bug' holiga keladi va undagi tekshirilayotgan elementlar atomar yoki molekulyar holatga o'tadi. Yopiq holdagi atomizatorlar doimiy suv bilan sovutiladigan sistema orqali sovitib turiladi va lazer nurlari kirishi, chiqishi hamda fluoressensiya nurlanishini qayd qilinishi uchun maxsus kvarts oynalar bilan jihozlanadi.

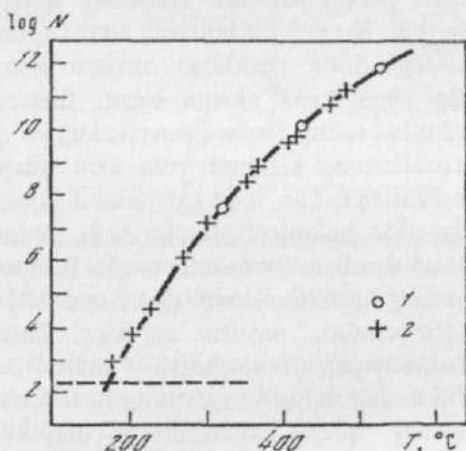
Alangada ishlaydigan atomizatorlar atom-absorbsion analizda ishlatiladigan atomizatorlardan konstruktiv jihatdan farq qiladi. Odatda ular doira shaklida bo'lib analitik zonaning kengligi bir necha millimetrdan oshmaydi. Ko'pchilik hollarda analiz qilinayotgan modda eritmasi yoki aerosol doira shakldagi analitik zonaning o'rtasiga purkaladi, natijada yonayotgan alanga bilan, fluoressensiya zonasi ajratiladi. Shu yo'l bilan tashqi fonlar (zasvetkalar) yo'qotiladi. Atomar holga kelgan aerosollarning kislorod yoki azot bilan birikib ketish ehtimoliyatini kamaytirish uchun, inert gazli muhit yaratiladi.

Oxirgi yillarda erkin holatdagi atomlar yoki ionlarni olish uchun plazmali atomizatorlardan ham foydalanilmoqda. Bu metodning afzaligi analitik zonada juda yuqori temperaturaga ($\sim 6000^{\circ}\text{K}$) ega bo'lishdir. Bunday yuqori temperatura, analitik zonadagi barcha molekulyar birikmalarni dissotsiatsiyalab, parchalab, neytral atomlar sonini ko'paytiradi va atomizatsiya effektivligini oshiradi. Plazmali atomizatorning asosiy qismi radiochastota diapazonida ishlovchi generator, gorenka va purkagich hisoblanadi. 10MHz dan 50MHz gacha diapazonda ishlaydigan quvvati $0,5 \div 2\text{kW}$ atrofida bo'lgan generator analitik zonada bir tekisda (stabil) temperaturani ta'minlashga imkon beradi.

Qayd qiluvchi sistemaga fluoressensiya nurlanishini yig'uvchi optik sistema, fluoressensiya nurlanishini begona tashqi nurlanishlardan himoya qiluvchi spektral filtr, fotoelektrik diod (FEU) kuchaytirgich, strab-integrator va spektrograf yoki samopisetslar kiradi. Ularning prinsipial sxemasi 6.1- rasmda keltirilgan. Sistemaning sezgirligini oshirish uchun maksimal miqdordagi fluoressensiya nurlanishini optik sistema yordamida yig'ib, fotoelektrik diodga yuborish kerak.

Bevosita tajriba natijalari taxliliga o'tadigan bo'lsak, lazer atom-fluoressent analizda eng yuqori sezgirlik chegarasiga erishilgan tajriba natriy atomlari misolida o'tkazilgan bo'lib, unda yakkalangan natriy atomlari qayd qilingan. Yuqori uyg'ongan holatdan metastabil holatga

o'tayotgan qo'rg'oshin atomlarining fluoressensiyasini tadqiq qilish orqali eng kam miqdordagi konsentratsiya aniqlangan. Tajriba qo'rg'oshinning to'yingan bug'lari solingan kyuvetada amalga oshirildi. Bo'yoq lazeri yordamida qo'rg'oshinning $\lambda = 283,3_{HM}$ ga teng kvant o'tishlarida uyg'otildi. Fluoressensiya nurlanishi $\lambda_{\psi} = 405,8_{HM}$ to'lqin uzunligida kuzatildi. Analitik zonaning hajmi $5 \times 6 \times 4_{MM}$ va fazoviy burchak $\approx 0,16_{cm^2}$ steridian bo'lgan holda tirqishning 1:25 nisbatida fluoressensiya nurlanishi FEU orqali qayd etildi. Tajribada analitik zonadagi atomlar sonining temperaturaga bog'liqligi o'rganildi. Bu bog'lanish 6.2 rasmda keltirilgan.



6.2 rasm. Qo'rg'oshin atomlari to'yingan bo'g' konsentratsiyasining temperaturaga bog'liqligi:

1-nazariy hisoblashlar, 2-tajriba natijalari.

Tajriba natijalarining haqqoniyligini aniqlash uchun qurilmaning to'yingan bug' bosimining shu temperaturalardagi qiymati xam keltirildi. Shunday qilib bu bog'lanish temperaturaning $175^{\circ}C$ da analitik zonada $250 \frac{atom}{cm^3}$ mavjudligini ko'rsatmoqda. Qayd etilgan qo'rg'oshin atomlari soni 30ta atomni tashkil etdi. Xuddi shunday usul bilan kalsiy atomlarining minimal konsentratsiyasi ham aniqlangan. Unda analitik zonada $\approx 10^2 \frac{atom}{cm^3}$ bo'lgani holda qayd etilgan atomlar soni 2 ta atomni tashkil etgan.

6.2.2 Suvli eritmalarda metodning sezgirlik darajasini aniqlash

Lazerli atom-fluorescent metodi bilan suvli eritmalardagi element atomlarining eng kam miqdorini aniqlash sohasidagi dastlabki tajribalar alangada ishlaydigan atomizatorlarda o'tkazilgan. Bu tajribalarda suyuqliklarning xossalariidan kelib chiqib, noma'lum suyuqlik tarkibidagi izlanayotgan element atomlari konsentratsiyasini aniqlash uchun, shu elementning suvdagi aniq konsentratsiyali etalon aralashmalari tayyorlab olinadi. Keyin, etalon aralashmalarning har xil konsentratsiyasida kalibrovka grafigi chiziladi. Bu grafik yordamida noma'lum suyuqlikda izlanayotgan element miqdori taqqoslash usuli bilan aniqlanadi. Ko'pchilik hollarda tajriba qurilmasining sezgirlik chegarasini aniqlash uchun etalon aralashmaning eng kam konsentratsiyali miqdori ham tayyorlanadi va sezgirlik chegarasi aniqlanadi. Shu usul bilan talliy atomining suvli etalon aralashmadagi miqdorini aniqlash uchun talliy atomlari $\lambda = 276,8nm$ to'liq uzunligidagi lazer nuri yordamida o'yg'otilib, $\lambda_1 = 352,9nm$ va $\lambda_2 = 351,9nm$ to'liq uzunliklarda fluoressensiya nurlanishi ko'zatilgan. Uyg'otuvchi lazer sifatida bo'yoq lazerining ikkinchi garmonikasidan foydalanilgan. Har bir impulsdagi energiya $\sim 0,15mkJ$, impuls davomiyligi $\sim 5ns$, generatsiyaning spektral kengligi $0,03nm$ bo'lgan. Etalon aralashmaning kichik konsentratsiyalarining dastlabkisi $1\frac{mg}{ml}$ konsentratsiyali aralashmaga distirlangan toza suvni qo'shish orqali tayyorlandi va chegaraviy etalon aralashma konsentratsiyasi $0,5\frac{mkg}{ml}$ deb belgilandi.

Bu tayyorlangan etalon aralashmalar yordamidagi dastlabki jiddiy tajriba bariy atomlari konsentratsiyasini aniqlash bo'yicha o'tkazildi. Keyinchalik kalsiy va itterbiy atomlari konsentratsiya ham aniqlandi. Shu narsani alohida qayd qilish kerakki, dastlabki tajriba natijalari ko'tilgan natijani bermadi. Sezgirlik jixatdan fotoionizatsion metoddan ham absorbsion metoddan ham orqada qoldi. Olimlar bu holatni atomizatsiya darajasining pastligi bilan tushuntirdi. Shunga qaramasdan etalon aralashmalar yordamida suvli eritmalardagi element atomlarining aniqlanish chegarasi an'anaviy usullardan ko'ra yaxshiroq. Shuning uchun hozirgacha analitik kimyoda qo'llanib kelinmoqda.

6.2.3 Real ob'ektlarda spektral analiz o'tkazish usullari

Oxirgi yillarda lazerli atom-fluorescent analizi metodi nafaqat gaz yoki suyuq holatdagi moddalar analizida balki, murakkab strukturali

tabiiy real ob'ektlar analizida ham muvoffaqiyat bilan qo'llanmoqda. Masalan platina guruhiga tegishli iridiy elementi atomlarini murakkab texnologik eritmadan aniqlash uchun dastlab eritmaga termik va kimyoviy yo'llar bilan ishlov berish natijasida iridiy atomlarini ajratish va na'munada ularni to'plash usullari qo'llanildi. Chunki texnologik eritmadagi iridiy miqdori shunchalik kamki, asbobning sezgirlik chegarasi uni qayd qila olmaydi. Tajriba lazerli atom-fluorescent spektrometrdagi olib borildi. Uning ishlash jarayoni § 5.2.1 da keltirilgan. Etalon aralashma xlorid iridiyning sulfat kislotaladagi eritmasi asosida tayyorlandi. Etalon aralashmaning kichik konsentratsiyalari sulfat kislotalari qo'shish yo'li bilan tayyorlandi. Aralashmani qizdirish yo'li bilan atomlar holatga keltirish uch etapda amalga oshirildi.

Birinchi etapda aralashma 100°C da 45s sekund qizdirildi; ikkinchi etapda 2100°C temperaturada 60s sekund qizdirildi va uchinchi etapda 3000°C temperaturada 12s sekund qizdirildi. Barcha qizdirish jarayonlari argon gazli ishtirokida bo'lib o'tdi. Iridiy atomlari lazer nurlari yordamida $\lambda_1 = 295,12\text{nm}$ to'lqin uzunligida o'yg'otildi. Fluoresensiya nurlanishi $\lambda_2 = 322,28\text{nm}$ to'lqin uzunligida ko'zatildi. Iridiyning miqdori etalon aralashma yordamida aniqlandi va u $0,59 \pm 0,07 \frac{\text{mg}}{\text{ml}}$ miqdorida belgilandi. Xuddi shu na'munani atom-absorbsion analiz yordamida qaraganda $0,6 \pm 0,15 \frac{\text{mg}}{\text{ml}}$ ekanligini va yetarlicha yaqin ko'rsatkich ekanligi tasdiqlandi.

Keyinchalik qishloq xo'jalik mahsulotlarida kobalt, temir va mis miqdorlarini to'g'ridan-to'g'ri, hech qanday dastlabki ishlov bermasdan aniqlash ustida tajribalar o'tkazildi. Lekin olingan natijalar shu elementlarning suvdagi eritmasida tayyorlangan etalon aralashmada olingan natijadan 10 barobar farq qildi. Bu farq aralashma matritsalarining har xilligi bilan tushuntirildi.

Lazerli atom-fluorescent analizning yuqori imkoniyatlari standart na'munalardagi nikel (Ni) va qalay (Sn) miqdorini aniqlashda yorqin namoyon bo'ldi. Bunda nikel atomlari chastotasi silliq o'zgaradigan bo'yoq lazeri yordamida to'lqin uzunlikning $300, 249, 299, 260$ va $299,4\text{nm}$ qiymatlarida o'yg'otildi. Yig'indi fluorensensiya nurlanishi $330 + 360\text{nm}$ oblastda ko'zatildi. Qalay atomlari esa $300,9\text{nm}$ to'lqin uzunlikdagi lazer bilan o'yg'otildi va fluorensensiya $317,5\text{nm}$ va $380,1\text{nm}$ to'lqin uzunliklarida ko'zatildi. Albatta bu tajribada standart na'muna tarkibidagi temirning 300nm sohadagi bir necha kuchli spektral chiziqlari halaqit beradi. Ammo bu muammoni lazer nuri spektral kengligini

toraytirish yo'li bilan echsa bo'ladi.

Shunday qilib, nikel atomlarining konsentratsiyasi $4,2 \pm 0,1 \text{ mg/ml}$. Qalay atomlarining konsentratsiyasi $65 \pm 5 \text{ mg/ml}$ ekanligi aniqlandi. Lazer atom-fluorescent analizi nafaqat sezgirlik darajasi bilan balki, selektivlik darajasi bilan xam an'anaviy metodlardan afzalliklarga ega.

§ 6.3 Lazerli atom-fotoionizatsion spektral analiz

Hozirgi zamon ilm-fani uchun element atomlarining o'ta kam miqdorini aniqlaydigan metodlarini ishlab chiqish muhim va dolzarb masalalardan hisoblanadi. Bu shu bilan asoslanadiki, bugungi kunda ko'pgina texnologik masalalarni echishda xususan: o'ta toza materiallar olishda, geologiya va geoximiyada, taksikologiya va atrof muhit himoyasida ba'zi element atomlari miqdorini $10^{-8} + 10^{-11}\%$ darajada aniqlashga to'g'ri keladi. Bu muammolarni an'anaviy analitik metodlar (absorbsion, fluorescent, neytral-aktivatsion) bilan hal qilib bo'lmaydi, chunki, ko'pchilik hollarda ularning sezgirlik darajasi $10^{-7}\%$ dan oshmaydi, ya'ni chegaralangan.

Bu borada oxirgi yillarda lazer fotoionizatsion metod yordamida yakka atomni qayd qilinganligi, analitik olimlarni qiziqtirmoqda. Bu metodlarni analiz maqsadida to'g'ridan-to'g'ri ishlatish uchun ba'zi bir qo'shimcha texnologik masalalarni hal qilish kerak bo'ladi. Bular: 1) analiz qilinadigan elementning erkin atomlarini hosil qilish; 2) bu atomlarni analitik zonaga (lazer nurlari bilan ta'sirlashtirish zonasiga) yetkazish; 3) lazer nurlari yordamida optimal sxema bo'yicha uyg'otish, ionlashtirish va qayd qilish. Bu analiz bosqichlarini amalga oshirish uchun moddani yuqori temperaturali atomizatorida bug'latish va hosil bo'lgan bug'lar dastasiga lazer nurlarini 90° burchak ostida yuborish orqali hosil bo'lgan ionlarni maksimal qayd qilish lozim. Bu yerda elektrotermik atomizatorlardan foydalanish yaxshi natija beradi.

Moddalarni lazer nurlari yordamida analiz qilish metodlari ichida eng sezgir va qulay metod bu atomlarni bosqichma-bosqich bir nechta lazer impuls-lari yordamida yuqori o'yg'ongan ridberg holatlarigacha uyg'otish, keyin esa, faqat uyg'ongan atomlarni selektiv ionlashtirish metodi hisoblanadi. Bu metodning sezgirlik darajasi - bitta ion yoki bitta elektron hisoblanadi. Yakka atomni qayd qilish effektivligi ionlarni qayd qilish usullariga bog'liq. Bu jarayon IF bobning § 4.7 da to'liq muxokama qilingan.

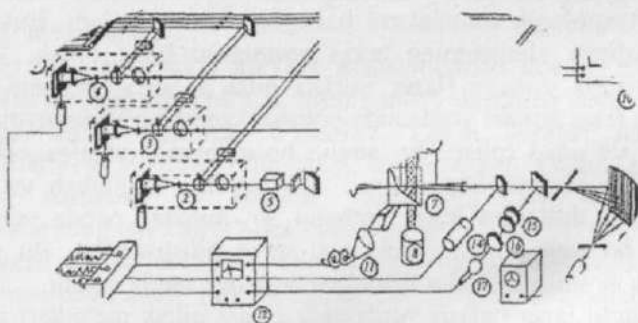
Bu bo'limda rezonans fotoionizatsion metodning spektral analizda

qo'llanilishi muxokama qilinadi. Asosiy e'tibor lazer fotoionizatsion kamerada lazer nurlarining termik atomizator yordamida hosil qilingan atomlar bilan ta'sirlashish natijasidagi fotoionizatsion jarayonning effektivligiga va hosil bo'lgan ion yoki elektronlarni maksimal qayd qilish mexanizmlariga qaratiladi. Butun fotoionizatsion jarayon chuqur vakuum sharoitida (10^{-6} mm.sim.ust.) olib boriladi. Ba'zi bir real ob'ektlardagi noyob tajriba natijalari xususan: tabiiy va biologik ob'ektlarda hamda toza yarim o'tkazgich moddalarda o'tkazilgan tajriba natijalari xam muhokama qilinadi.

6.3.1 Lazerli atom-fotoionizatsion spektral analiz texnikasi

Spektral analizni muvoffaqiyat bilan amalga oshirish uchun, qulay lazer texnikasi, oddiy tuzilishdagi ishonchli atomizatorlar, tashqi fonni minimal darajaga keltiradigan opto-elektron asboblari va optimal darajalangan spektrometr kerak bo'ladi. Bularni birma-bir qarab chiqamiz.

Lazer texnikasi. Lazer fotoionizatsion spektrometrdagi chastotasi silliq o'zgaradigan, atomlarda rezonans kvant o'tishlarini ta'minlaydigan bo'yoq lazerlari ishlatiladi.



6.3 rasm Lazer fotoionizatsion spektrometrining umumiy sxemasi.

1- azot lazeri, 2-4 bo'yoq lazerlari, 5- noxiziqli Kristal, 6- atom dastasi, 7- elektrodlar, 8- atomizator, 9- impulsli kuchlanish generatori, 10- yuqori kuchlanishli tok manbasi, 11- fotoelektron ko'paytirgich, 12- strobintegrator, 13- o'zi yozuvchi qurilma, 14- LPS tipli lampa, 15- Fabri- Pero interferometri, 16- linza, 17- fotoelektron ko'paytirgich, 18- monoxramator, 19- fotodiod, 20- ossilograf

Odatda bunday spektrometrlarning ishlash sohasi 220nm dan 900nm gacha bo'lib, u bu oraliqda istalgan to'liq uzunligidagi kogerent monoxromatik nurlanish hosil qilish imkoniyatiga ega bo'ladi. Bo'yoq lazerlarini ishlatish uchun azot lazeri yoki eksimer lazerlari ishlatiladi. Ba'zi hollarda neodim lazerining ikkinchi garmonikasidan ham foydalaniladi. Bunday rejimda ishlaydigan spektrometrning blok sxemasi 6.3- rasmda keltirilgan.

U quyidagi asosiy qismlardan iborat: impuls rejimda ishlaydigan azot lazeri, chastotasi silliq o'zgaradigan buyoq lazerlari, fotoionizatsion kamera va qayd qiluvchi qurilmalar.

Bo'yoq lazerlari sinxron ravishda ishlaydi, chunki ularni bir vaqtda impulsli azot lazeri ishga tushuradi. Lazer nurlari optik ko'zgular yordamida qaytarilib, atomlar dastasi hosil qiluvchi fotoionizatsion kameraga yuboriladi. Fotoionizatsion kamerada $\sim 10^4\text{mm}$. simob ustunidagi vakuum ostida atomlar dastasini lazer nurlari ikki elektrodlar orasida kesib o'tadi. Elektrodarga esa elektr kuchlanishlarini hosil qiluvchi generatordan yuqori kuchlanishli, qisqa impuls yuboriladi. Impuls generatori ham azot lazeri bilan sinxronlashtirilgan. Shu sababli buyoq lazerlari, impuls generatori bilan bir vaqtda ishlaydi. Buyoq lazerlari yordamida yuqori ridberg holatlariga o'yg'otilgan atomlar elektrik impuls yordamida ionlashtiriladi va hosil bo'lgan ionlar elektrodarning biridagi tirqish orqali ikkilamchi elektron ko'paytirgichga suriladi. Ion signallari ikkilamchi elektron ko'paytirgich orqali kuchaytirilib, strob integratorga yuboriladi. Unda impuls signallari doimiy signallarga aylantiriladi va samopisetsda yozib olinadi. Keyin esa fotoion spektri tahlil qilinadi.

Lazer nurlarining to'liq uzunligi monoxromator yordamida tegishli atomning rezonans yutilish spektriga moslanadi va rezonans signal hosil qilinadi. Spektroskopik tadqiqotlar o'tkazish, spektrlar orasidagi masofani aniq o'lchash uchun lazer nurining bir qismi Fabri-Pero interferometrga yuboriladi. Uning dispersiyasini bilgan holda fotoion spektrlari orasidagi masofani chastotalar farqini aniq o'lchash mumkin bo'ladi. Bu bilan analiz qilinadigan element atomining yutilish spektriga aniq tushish ta'minlanadi.

Endi tajriba qurilmasining asosiy qismlariga qisqacha to'xtalamiz:

Azot lazeri. Azot lazeri impuls rejimda ishlaydi va spektrning ultra-binafsha oblastida nur chiqaradi. Lazer nuri hosil qiluvchi energetik sathlarining yuqorisining yashash vaqti pastkisiga nisbatan

ancha qisqa. Shu sababli lazerda rezonator ishlatilmaydi. Lazer «sverxizlucheniya» rejimida ishlaydi. Azot molekulasining bu xususiyati uni o'yg'otuvchi elektr razryadga tegishli talablarni qo'yadi, ya'ni qisqa vaqtda yuqori damlash tezligiga ega bo'lish kerak bo'ladi.

Lazer kyuvetasining elektrodleri alyuminiy qotishmasidan yasalgan bo'lib, uning o'lchamlari 830x135x200 mm. Elektrodler bir biridan tekstolit yordamida izolyasiya qilingan. Elektrodlerining razryad qismi dumaloqlangan va silliqilgan.

Elektrodler orasi 38 mm. Razryad kamerasiining nur chiqaradigan qismlariga kvars shishasi kleylan. Ish paytida elektrodlerden suv haydaladi va bu bilan uning qizib ketmasligi ta'minlanadi.

Razryad kamerasiga elektr energiyasini yig'ib berish uchun umumiy sig'imi 60 nf bo'lgan 6 ta K15-10 tipidagi kondensator ulangan. Induktivlikni kamaytirish maqsadida ular razryad kamerasiga yaqin joylashgan, yig'ilgan elektr energiyani elektrodlerga butun uzunlik bo'yicha teng taqsimlash maqsadida umumiy sig'imi 30 nf bo'lgan KV1-3-20 tipidagi kondensatorlar joylashgan. Kondensatorlarning bunday yaqin, kam induktivli joylashishi elektr sxemasida kerakli damlash tezligini ta'minlaydi.

Kommutator sifatida TGI-1000/25 tipidagi impulsli vodorod tiratroni ishlatiladi. Kameradagi azot gazining ishchi bosimi 60 mm.sim.ust. teng. Bu bosimda lazer generatsiyasining energiyasi 10 mdj. ga teng.

Impulslerining takrorlanish chastotasi 10Gs. Impulsning davomiyligi -8 ns to'liq uzunligi $\lambda = 337,1$ nm.

Suuni aytish lozimki, sanoat tayyorlab chiqarayotgan azot lazerlarining quvvati juda past va foydali ish koeffitsienti 0,001- 0,01 % ni tashkil etadi. Nazariy jihatdan azot lazerining FIK 16% ni tashkil etadi. Ayrim mualliflar tajriba yo'li bilan mitti azot lazerlarida FIK ni 1% etkazishgan. Azot lazeri bo'yoq lazerlarini ishga tushirishda samarali damlash manbai sifatida o'z o'rnini mustahkam egallab turibdi. Bunda bayon qilingan azot lazeri quvvati 1 Megovatt bo'lib, FIK esa 0,1% ni tashkil etadi.

Buyoq lazeri: aktiv modda joylashgan kvars kyuveta, teleskop, difraksion panjara va chiqish ko'zgusidan iborat.

Azot lazerining nuri silindrik linza yordamida buyoq moddasi solingan kvars kyuvetasiga fokuslanadi. Linzaning fokus masofasi

60mm. Kyuvetadan chiqqan nur teleskop yordamida 25 marta kattalashtirilib difraksion panjaraga yuboriladi. Difraksion panjaraning har millimetrida 1200 tirqish mavjud bo'lib, 700 nm to'liq uzunlikda 70% qaytarish koeffitsientiga ega. Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyatini oshirish uchun undagi tirqishlarning barchasini ishlatish kerak. SHu maqsadda nur kengaytirildi va lazer nurining spektral kengligi 1sm^{-1} teng bo'ldi. Bu lazerlarning qo'layligi shundaki, uning difraksion panjarasini ma'lum burchakka burish yo'li bilan bo'yoq aralashmasining lyumenissensiya spektr oralig'idagi istalgan to'liqda lazer nurini hosil qilish mumkin bo'ladi.

Bo'yoq lazerining o'ziga xos xususiyatlari mavjud:

- a) keng spektral oraliqda (binafsha sohasidan to' infraqizil to'liq uzunligi sohasigacha) lazer nurlanishini hosil qiladi;
- b) keng spektral oraliqda lazer nurlanishi o'z chastotasini (to'liq uzunligini) tekis va uzluksiz o'zgartirish qobiliyatiga ega;
- v) nurlanish vaqti juda qisqa, ya'ni 10^{-12} - 40^{-13} sgacha qisqartirish mumkin;
- g) bo'yoq eritmalarining majburiy nurlanishini kuchaytirish qobiliyati juda yuqoridir.

Dispersiyali rezonator yordamida bo'yoq lazeri nurlanishining chastotasini uzluksiz o'zgartirish mumkin. Buning uchun difraksion panjara va interferometr rezonator o'qiga nisbatan uzluksiz ravishda burchaklarga burilishi zarur. Dispersion elementlar buralganda rezonator o'qiga burchak hosil qilib qaytgan nurlar rezonatordan chiqib yo'qoladi va rezonator o'qiga parallel qaytganlari esa generatsiyada ishtirok etib kuchayadi hamda lazer nurlanishini hosil qiladi. Shu usulda generatsiya to'liq uzunligi uzluksiz o'zgarib boradi.

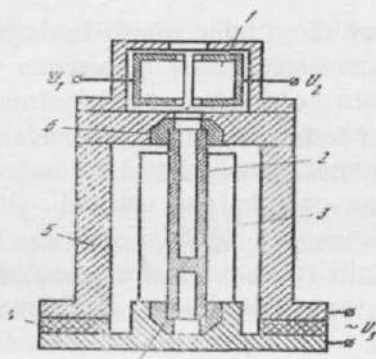
Fotoionizatsion kamera po'lat qotishmadan silindr shaklida yasalgan bo'lib, uning diametri 300 mm. Tashqi qismi xromlangan, ichki qismi silliqlangan. Kamera o'zaro simmetrik joylashgan 8 ta diametri 40 mm li teshiklar bilan jihozlangan, gorizontall joylashgan ikkita teshigiga kvarts shishalar berkitilgan, ulardan lazer nurlari o'tkaziladi. Vertikal joylashgan teshiklarning pastkisiga yuqoriga yo'nalgan atomlar dastasini hosil qiluvchi yuqori temperaturali atomizator joylashgan. Vertikal joylashgan yuqori teshikda esa temperaturani optik usul bilan o'lchab beruvchi perometr joylashgan.

Qolgan 4 ta teshik kuzatuv olib borish uchun shishalar bilan yopilgan.

Bu kamera VA-01-75 tipidagi vakuum agregatiga mahkamlangan. Kamerani yopib turadigan qopqoq qismiga ionlarni qayd qiluvchi sistema- ikkilamchi elektron ko'paytirgich o'rnatilgan. Bu agregat yordamida kameradan havo so'rib olinadi va kamerada chuqur vakuum -10^{-6} mm simob ustuni hosil qilinadi. Atomizatorga tekshiriluvchi modda solinadi va temperaturasini oshirib tegishli bug' bosimdagi atomlar dastasi hosil qilinadi. Hosil bo'lgan fotoion signallar qisqa impuls tarzida bo'lganligi, qayd qiluvchi sistemaga ma'lum talablarni qo'yadi. Ionlar ikkilamchi elektron ko'paytirgichning kuchlanish maydonida tezlatilib, uning katodiga kelib uriladi va elektronni urib chiqaradi. Keyin elektronlar ikkilamchi elektron ko'paytirgich kanaliga yo'naltirilib, maxsus sxemadagi emitterga yuboriladi. Emitterda signal yuqori amplitudaga kuchaytirilib, ma'lum shaklga keltiriladi. Fotoion signallari dastlab CI-70 tipidagi ossillografda ko'zatiladi. Bir vaqtning o'zida signal strob-integrator orqali o'tib, KSP-2 tipidagi samopisetsda yozib olinadi.

Shunday qilib, yuqorida qayd qilingan lazerlar sistemasi murakkab, lekin ishonchli. Agar tajriba davomida lazer impulsining qaytalanish chastotasi katta bo'lishi talab qilinsa, u holda bo'yoq lazerlarini eksimer lazerlari bilan o'yg'otish maqsadga muvofiq, chunki u 200Hz chastota bilan bemalol ishlaydi. Agar atomlar dastasida uchib chiqayotgan xar bir atom bilan lazer nurining uzluksiz ta'sirlashishini tashkil etmoqchi bo'lsak, u holda uzluksiz rejimda mis bo'g'larida ishlaydigan lazerni ishlatish yaxshi natija beradi.

Atomizatorlar. Atomizatorlarning asosiy vazifasi spektral analiz qilinishi kerak bo'lgan moddalarni qizdirish yo'li bilan atomar holatga keltirishdan iborat. Bu yo'lda eng ko'p ishlatiladigan usul, bu elektrotermik qizdirish va lazer nuri ta'sirida lokal qizdirish hisoblanadi. U yoki bu qizdirish usulini tanlash analizda qo'yilgan masalaga bog'liq. Termik qizdirish jarayoni nisbatan sekin kechadigan jarayon bo'lib, dastlab na'muna qizdiriladi, keyin eritiladi, bug'latiladi va nihoyat atomlar dastasi shakllantirilib, neytral atomlar holiga keltiriladi va lazer nurlari bilan ta'sirlashishga tayyorlanadi. Atomlar dastasidagi to'yingan bug' bosimi atomizator temperaturasi orqali boshqariladi. Atomizatorning konstruktiv sxemasi 6.4 rasmda keltirilgan.



6.4 rasm. Elektrotermik atomizatorning konstruktiv sxemasi:

1-ion himoyasi, 2-grafit tigel, 3-ekran, 4-izolyator, 5-atomizator korpusi, 6-grafit elektrodlar.

Atomizator temperaturasini pasaytirish yoʻli bilan atomlar dastasidagi toʻyingan bugʻ bosimini shu darajaga pasaytirish mumkinki, uning tirqishidan sanoqli miqdordagi analiz qilinadigan element atomlari uchib chiqadi. Bu konstruksiyadagi elektrotermik atomizator tuzilishi sodda va imkoniyati esa katta. U 20°C dan 3000°C temperaturagacha qizdira oladi. Tajriba jarayonida naʼmuna yoki tigelni tezlik bilan almashtirish va uni vakuum fotoionizatsion kamerga qoʻlay holda joylashtirish, lazer fotoionizatsiya sxemasiga va ionlarni qayd qilish sxemasiga moslashtirish imkoni mavjud. Qizdirish jarayonida hosil boʻladigan teploionlar va elektronlarni (fon signallarni) yoʻqotish uchun elektrostatik himoya vositasi atomizator tirqishi ustiga oʻrnatilgan. Uning vazifasi qizdirish jarayonida hosil boʻladigan teploionlar va elektronlarni oʻzida saqlab qolib, faqat neytral atomlar dastasini analitik zonaga oʻtkazishdan iborat. Tajriba jarayonida naʼmunaning tabiiy holdagi $10 \div 100$ mg massasi tigelga joylashtiriladi va qizdirish yoʻli bilan atom-molekulalar dastasi hosil qilinadi. Agar naʼmuna suyuq, aralashma holda boʻlsa, dastlab naʼmuna tigelga solinib past temperaturada bugʻlatib, uning namligi yoʻqotiladi, keyin tigel atomizatorga joylashtirilib, bosqichma-bosqich qizdiriladi va kerakli temperaturaga etkaziladi. Ikkala holda ham atomizator yordamida atomlar dastasi hosil qilinadi va analitik zonada fotoionizatsiya jarayoni amalga oshiriladi.

Albatta fotoionizatsion kamera shunday tuzilganki, atomizatoridan $4 \div 5\text{cm}$ yuqorida lazer nurlarining atomlar dastasi

bilan 90° burchak ostida o'zaro ta'sirlashuvi yuz beradi. Lekin elektrotermik atomizatorlarda analiz qilinadigan modda ko'pchilik moddalar bilan o'zaro kontaktda bo'ladi, ya'ni tigel, qizdiruvchi naycha (tantal) va boshqalar. Qizdirish jarayonida ular ham na'muna bilan bir hil temperaturada qiziydi va atomlar dastasida ularga tegishli element atomlari ham ozmi-ko'pmi uchraydi. Bu begona element atomlari umumiy fonga o'z ulushini qo'shib, xatolik darajasini oshiradi. Bunday xatoliklardan voz kechish maqsadida oxirgi yillarda quvvatli lazer nurlari yordamida na'muna qizdirilmoqda.

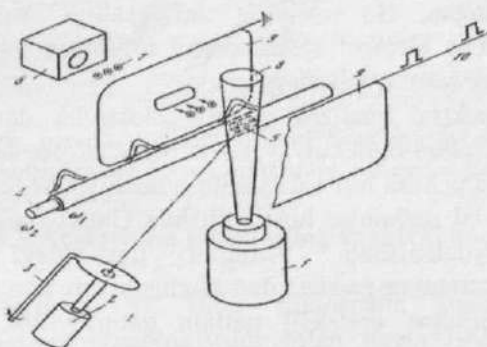
Lazerli atomizator Lazer nurlari yordamida moddalarni qizdirish, eritish va bug'latish hamda atomar holga keltirish mumkin. Bu usuldan spektral analizda foydalanish quvvatli lazerlar paydo bo'lishi bilan boshlangan. Uzlüksiz rejimda ishlaydigan lazerlar yordamida bug'latish, termik bug'latishning bir turi hisoblansada, bundagi qulaylik na'munaning kichik bir nuqtasini alohida olib, lokal qizdirish va bug'latish orqali lokal spektral analizlar o'tkazish imkoniyatining mavjudligida. Lekin bu usulda teploionlar bilan bog'liq fon oshib ketadi. Uni kamaytirishning birdan-bir yo'li, impuls rejimda ishlaydigan lazerlardan foydalanish hisoblanadi. Bunda bo'g'latuvchi lazerga nisbatan uyg'otuvchi va ionlashtiruvchi lazerlarni ma'lum vaqt ($\approx 10^{-6}$ s) kechiktirish yo'li bilan sinxron ishlashini ta'minlash orqali erishiladi. Ikkinchi qulayligi shundaki, juda noyob kam miqdordagi na'munalarni xam ehtiyoqlab sarflash yo'li bilan spektral analizni amalga oshirish mumkin.

Bu atomizatorlardan tashqari moddalarni atomar holga keltirish uchun tezlatilgan elektronlar va ionlar dastasidan xam foydalaniladi. Biz ularning ishlash jarayoniga to'xtalmaymiz, chunki bu usullar hozirgi zamon spektral analizida juda kam ishlatiladi. Spektral analizda eng muhim etaplardan biri tashqi "parazit" fonlarni yo'qotish va foydali signalni qayd qilishdan iborat. Bugungi kunda elektron va ionlarni yuqori sezgirlik bilan qayd qilishga mo'ljallangan bir-biridan farq qiladigan ikki xil asboblardan biri proporsional schyotchik, ikkinchisi ikkilamchi elektron ko'paytirgich.

Birinchisi asbobda fotoionizatsiya jarayonida hosil bo'ladigan elektronlar qayd qilinadi. Bunda gazning bosimini va tezlatuvchi kuchlanishni tanlagan holda kuchayish koeffitsientining 10⁴ qiymatida yakkalangan elektronni qayd qilish rejimiga erishish mumkin. Ikkinchi asbobda, ikkilamchi elektron ko'paytirgich yordamida

vakuumda fotoionizatsiya jarayonida hosil bo'lgan ionlar qayd qilinadi. Bunda asosan talab fotoionizatsion kamerada (10^{-6} mm.sim.ust.)vakuum bo'lishi va ionlarning analitik zonadan qayd qilish sistemasigacha erkin harakatini ta'minlash hisoblanadi.

Misol sifatida atom-fotoionizatsion analizda qo'llaniladigan qayd qiluvchi sistemaning ishlash prinsipiga to'xtalamiz. Atomizator yordamida hosil qilingan atom-molekulyar dasta 90° burchak ostida har xil to'liq uzunliklardagi lazer nurlari bilan uyg'otiladi va ionlashtiriladi. Fotoionizatsion jarayonni ikki parallel plastinkalar orasida amalga oshirilib, plastinkalarga lazer impulslaridan keyin qisqa impulsli elektr maydon kuchlanganligi beriladi. Bu maydon ta'sirida ridberg holatlarigacha o'yg'otilgan atomlar oson ionlashadi va plastinkalarning biridagi tirqish orqali ikkilamchi elektron ko'paytirgichga suriladi. Bu jarayon sxematik tarzda 6.5 rasmda keltirilgan. Hosil bo'lgan fotoion signallar dastlab kuchaytirilib, keyin strob-integrator yordamida umumlashtirilib, amplituda analizatorida yozib olinadi.



6.5 rasm. Lazer fotoionizatsion usul bilan atomlar dastasini uyg'otish sxemasi: 1-atomizator, 2-pechka, 3-ekran, 4-lazer nurlari, 5-fotoionizatsiya zonasi, 6-VEU, 7-ionlar, 8-atom molekulya dasta, 9-elektrodlar, 10- ionlashtiruvchi impulsli elektr maydon.

6.3.2 Moddaning bug' holatidagi va atom-molekulyar dasta holatidagi spektral analizi

Lazer fotoionizatsion spektral analiz metodi barcha analitik tajribalarda, xususan moddalarning o'ta kam miqdorni aniqlash kerak bo'lgan tajribalarda muvaffaqiyat bilan qo'llanilmoqda. Bu metodni

moddaning turli agregat holatlarida ham bimalol qo'llasa bo'ladi. Ayniqsa moddaning bug' holatidagi va atom-molekulyar dasta holidagi spektral analizda qo'llanilishi muhim ahamiyatga ega.

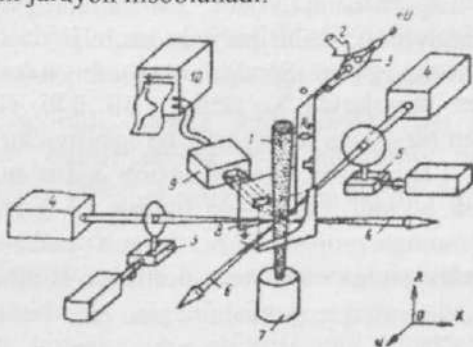
Past bosimdagi atom bug'larini fotoionizatsiya qilish uchun silindrik shakldagi yopiq idishga lazer nurlarini yo'naltirib, hosil bo'lgan ionlarni elektr maydon orqali qayd qilish usuli mavjud. Metodning qo'layligi shundaki, idish yopiq bo'lganligi va u chuqur vakuumda amalga oshirilayotganligi tufayli analiz qilinadigan atom yoki molekula qizigan idishda aylanib yurib qachondir albatta lazer nuri ta'siriga uchraydi. Chunki boshqa chiqib ketadigan tirqish yo'q. Natijada sanoqli miqdordagi analiz qilinadigan element atom yoki molekullari yuqori ehtimoliyat bilan fotoionlashtiriladi.

Ushbu usul bilan stronsiy atomi bug'larining o'ta kam miqdori aniqlangan. Uzunligi 1.1 sm va tirqishning diametri 0,3 mm bo'lgan silindrik idishda past bosimli stronsiy bug'lari hosil qilingan. Silindr tirqishiga 10 kHz chastotada ishlayotgan mis lazerining nuri yo'naltirilgan. Fotoionizatsiyaning effektivligi stronsiy uchun $\eta \approx 20\%$ ekanligi aniqlangan. Bu usulning universalligi shundaki, davriy sistemadagi barcha element atomlarining to'yingan bug' bosimlarini juda katta aniqlik bilan o'lchash mumkin.

Albatta spektral analizni yuqori selektivlik darajada amalga oshirish uchun atom-molekulyar dasta holidan foydalanish yaxshi natija beradi. Ko'pchilik hollarda yarim o'tkazgichlar texnologiyasida, xususan epitaksial qatlamlar hosil qilishda Gauss shaklidan atomlar dastasidan foydalanishadi. Atomlar dastasidagi zarralarning taqsimlanishi, dastaning markazidan qochgan sari konsentratsiyaning o'zgarish va nihoyat epitaksil qatlam qalinligining bir jinsliligi atomlar dastasidagi asosiy va primess atomlariga bog'liq. Epitaksiya jarayonida uzluksiz ravishda atomlar dastasining konsentratsiyasini bilib borish, undagi begona atomlar sonini aniqlab borish talab etiladi. Shu maqsadda ushbu metod atomlar dastasining parametrlarini o'lchash va to'g'ridan-to'g'ri uning shaklini diagnostika qilish uchun qo'lay hisoblanadi.

Lazer nuri galliy atomlari dastasining juda kichik sohasiga fokuslanib, hosil bo'lgan fotoionlar qayd etib borildi (6.6-rasm). Galliy atomlarini fotoionizatsiyasi bir chastotali lazer nuri bilan ikki bosqichli sxemada, oraliq $5^2S_{1/2}$ -rezonans holat orqali amalga oshirildi.

Galliy atomining asosiy holati dublet strukturaga ega, ya'ni $\Delta E(4^2P_{3/2} - 4^2P_{1/2}) = 826 \text{ sm}^{-1}$ teng. Shu sababli rezonans o'yg'otishlar $403,2 \text{ nm}$ va $417,2 \text{ nm}$ to'liq uzunliklarda olib borildi. Tajriba jarayonida analitik zonadagi sezgirlik bir nechta atomdan iborat bo'ldi. Lazer nuri fokuslangan nuqtani atomlar dastasiga perpendikulyar o'qlar bo'yicha uzluksiz siljitish natijasida atomlar dastasining fazoviy geometriyasi o'Ichandi. Galliy atomlarining atom dastasidagi sonli taqsimoti (konsentratsiyasi) aniqlandi. Bu esa galliy metalidan epitaksion yo'l bilan yarim o'tkazgichli qatlamlar (plenkalar) tayyorlashda muhim yangi texnologik jarayon hisoblanadi.

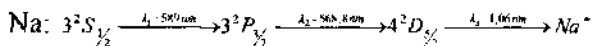


6.6-rasm. Lazer fotoionizatsiya usuli bilan atomlar dastasida konsentratsiyaning fazoviy taqsimotini o'rganish qurilmasi.

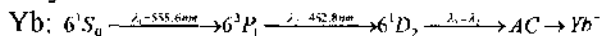
6.3.3 Aralashma moddaning spektral analizi

Atom-absorbsion va lazer fluoression analiz metodlarida na'munaga maxsus texnologiyalar bilan qayta ishlov beriladi va analizga tayyorlanadi. Fotoionizatsion analiz metodida esa na'muna qanday agregat holatda bo'lmasin, hech qanday qayta ishlanmasdan to'g'ridan-to'g'ri atomizatorga solinib, chuqur vakuumda yuqori sezgirlik darajada analiz qilinadi. Xuddi shunday tajriba tabiiy aralashmada natriy va itterbiy atomlarining minimal konsentratsiyasini aniqlash bo'yicha amalga oshirildi. Tekshirilayotgan atomlar uch bosqichli fotoionizatsiya usuli bilan lazer nurlari yordamida quyidagi sxemalar bo'yicha ionlashtirildi.

Natriy atomlari to'g'ridan-to'g'ri kontinuumga o'tkazish orqali qo'ydagi sxema bo'yicha ionlashtirildi:



Itterbiy atomlari avtoionizatsion holatlar orqali qo'ydagi sxema bo'yicha ionlashtirildi:



Eng yuqori sezgirlik darajasi itterbiy atomlari analizida ko'zatildi.

$\eta = 5 \cdot 10^{-3} \text{ mikg/l}$ yoki na'munada mg itterbiy borligi aniqlanadi.

Bu sezgirlikning eng yuqori darajalaridan biri hisoblanadi.

Ko'pchilik analitik tadqiqotlarda na'munadagi izotoplarning ulushini aniqlash masalasi qo'yiladi. Bu masala ancha murakkab, chunki element izotoplari bir-biriga juda yaqin joylashganligi uchun ularni ajratish ancha qiyin. Shunga o'xshash masala itterbiy va lyutetsiy element atomlarida ko'zatildi. Bu ikki element barcha xususiyatlari bilan bir-biriga juda yaqin bo'lganligidan ularni ajratish ancha murakkab. Lekin lazer fotoionizatsion analiz metodi bilan bu masalani hal qilsa bo'ladi. Tajribada itterbiy va lyutetsiy xloridlari ingichka metall simga yopishtirilib, magnit mass-spektrometriga joylashtirildi. Metall simga elektr toki berish yo'li bilan 700°C gacha qizdirildi. Natijada simga yopishtirilgan itterbiy va lyutetsiy qotishmalari bo'g'lanib, sim atrofida erkin neytral atomlarni hosil qildi. Metall simga parallel holda lazer nurlarini berish natijasida ikki bosqichli fotoionizatsiya jarayoni ko'zatildi.

$\lambda = 452\text{nm}$ to'liq uzunlikdagi lazer nuri lyutetsiy atomlarining kvant o'tishlariga moslandi. Hosil bo'lgan ionlar mass-spektrometrdagi qayd qilindi. Xuddi shuningdek itterbiy atomlari ham ionlashtirilib, mass-spektrometrdagi qayd qilinadi. Itterbiy atomlaridan qayd qilingan fotoion signali lyutetsiyga nisbatan o'n baravar ko'p edi. Fotoionizatsion usul bilan selektivlik hisoblanganda

$S \geq 5 \cdot 10^4 = N_{175} : N_{174}^2$ teng bo'ldi.

N_{175} - fotoionlar soni;

N_{174} - 174 massadagi fon signallari.

Tajriba natijasiga ko'ra na'munada lyutetsiy atomlari miqdori bir nanogramdan kamligi aniqlandi.

Lazer fotoionizatsion analiz metodining imkoniyatlarini namoyon qiladigan yana bir muhim tajriba tabiiy suvdagi mikroelementlar miqdorini aniqlashga bag'ishlangan.

Bizga ma'lumki tabiiy suv juda murakkab aralashmadan iborat bo'lib, uning tarkibida Mendeleev davriy sistemasidagi qariyb barcha elementlar mavjud. Ayniqsa, okan va dengiz suvlari daryo va ko'llardagi suvlarning tarkibiy tuzilishi biri ikkinchisiga o'xshamaydi. Bunday ob'ektlarda spektral analiz o'tkazish aynan bir element atomlari miqdorini aniqlash ancha malaka va noyob texnikani talab qiladigan jarayon. Shunday tajribalardan biri Hind okeani suvidagi alyuminiy miqdorini aniqlashga bag'ishlandi.

Buning uchun 40 mikrolitr okan suvi tantaldan yasalgan tigelga solinib, 90°C temperaturada 30 minut bo'g'latildi. Keyin tigel atomizatorga joylashtirilib, bosqichma-bosqich temperaturasi 1750°C gacha ko'tarildi. Lazer nurlari chastotasi alyuminiy atomlarining $3^2P_{3/2} \xrightarrow{h\nu} 4^2S_{3/2} \xrightarrow{h\nu} A^1P^o$ kvant o'tishlariga moslangan holda birgina lazer nuri bilan o'yg'otildi, hamda ionlashtirildi. Ion signallari tahlili natijasida 40mkl okan suvida 40ng alyuminiy borligi aniqlandi. Konsentratsiya esa $1^{mg}/l$ ekanligi ma'lum bo'ldi. Bu natijani standart aralashmalar yordamida tekshirilganda ham yaqin natijani berdi.

Xuddi shunday tajriba bilan O'rta er dengizidan olingan suvda alyuminiy miqdori ham aniqlandi. Undagi konsentratsiya $6,5 \pm 0,7^{mg}/l$ teng ekanligi aniqlandi. Shunday qilib, lazer fotoionizatsion analiz metodining qo'layligi xech qanday qo'shimcha tayyorgarliksiz, na'munadagi izlanayotgan element atomlarining konsentratsiyasini ekspress yo'l bilan aniqlash mumkinligidadir.

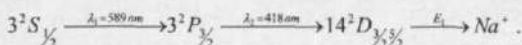
6.3.4 Yarim o'tkazgich moddalarning spektral analizi

Yarim o'tkazgichlar texnologiyasida ishlatiladigan moddalarning tozalik darajasi, ya'ni begona atom yoki primesslardan xoli bo'lgan, toza moddaning ishlatilishi muhim ahamiyatga ega. Chunki primess va defektlar yarim o'tkazgichning elektron xarakteristikalariga salbiy ta'sir ko'rsatadigan faktorlardan biri hisoblanadi. Har doim bu maqsadda ishlatiladigan materiallar jiddiy, chuqur atom-molekulyar analizdan o'tkaziladi. Tozalik jixatdan talabga javob bermaydigan yarim o'tkazgich materiallar ishlatilmaydi. Bugungi kunda materiallar tozaligini tekshiradigan, analiz qiladigan metodlar ichida eng qulay, sodda va sezgirliги jihatdan yuqori metodlardan biri lazerli atom-

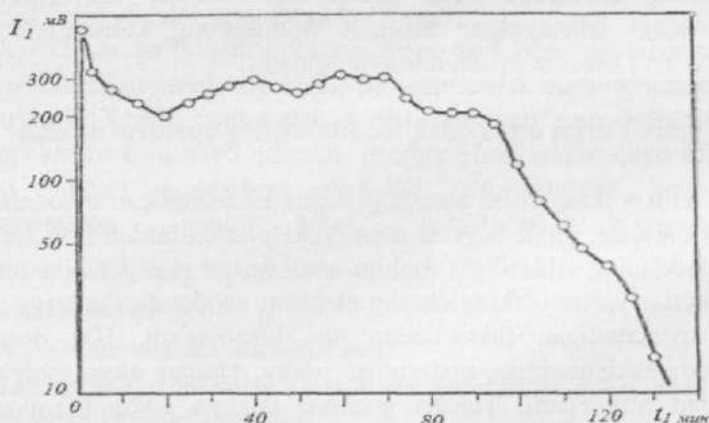
fotoionizatsion analiz metodi hisoblanadi. Bu metod yordamida ba'zi bir kristall yarim o'tkazgichlarning tozaligi o'rganilgan tajriba natijalari bilan tanishamiz.

1) **CdS -kristali:** Tajribada *CdS* kristalidagi natriy atomlari miqdori primessi sifatida o'rganildi. Bir necha o'n milligramm atrofidagi *CdS* -kristali na'munasi, diametri bir millimetr bo'lgan tantal qizdirgich ichiga joylashtirildi. 10^{-6} mm.sim.ust vakuumida atomizator temperaturasi 800°C dan 1050°C gacha qizdirildi. *CdS* -kristalining erish temperaturasi 1475°C . Qizdirish oqibatida kristall *Cd*, *CdS*, *S₂*, *S₄*, *Na* ... kabi atomlarga ajraldi. Ajralgan erkin atomlar ikki bosqichli fotoionizatsion usuli bilan analiz qilindi.

Natriy atomlari quyidagi sxema bo'yicha o'yg'otildi va ionlashtirildi.



Spektrometr standart reper atomlar dastasi yordamida kalibrovka qilindi. Fotoion signali amplitudasining bo'g'lanish vaqtiga bog'liqligi o'rganildi (6.7-rasm). 30 milligramm *CdS* kristali 125 minut davomida 940°C temperaturada qizdirildi. Natijada kristall na'muna to'liq bo'g'landi. Bu davrda fotoion signal amplitudasi $3 \cdot 10^2 \text{ MB}$ dan 10 MB gacha oralig'ida vaqtga bog'liq egri chiziqli chizildi va uning *S₁* yuzasi o'lchandi.



6.7 rasm. *CdS* -kristallining qizdirish natijasida uchib chiqqan *Na* -atomlari fotoion signallari amplitudasining bug'latish vaqtiga bog'liqligi.

Xuddi shuningdek konsentratsiyasi ma'lum bo'lgan standart na'muna reper pechlari orqali bo'g'latilib, egri chiziq ostidagi S_2 yuza o'lchandi. CdS -kristalidan olingan S_1 yuza bilan taqqoslovchi standart reperdan olingan S_2 yuzalarning nisbati orqali, atomizatsiya ko'effitsientini bilgan holda CdS -kristali tarkibidagi natriy atomlari konsentratsiyasi aniqlandi. Bu qiymat $2 \cdot 10^{-6} + 6 \cdot 10^{-6}\%$ miqdoriga to'g'ri keldi. Tajriba davomida $\frac{c_{NaCl}}{\phi_{Na}} \approx 10^4$ dan oshmadi. Bu esa sezgirlik chegarasi yana 10000 marta pastga tushib $10^{-9}\%$ bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi.

Tajriba natijasidan shunday xulosa chiqadiki, yarim o'tkazgichli materiallarda primesslar ikki xilda joylashadi: kristall yuzasida joylashgan primesslar va kristall hajmi bo'yicha taqsimlangan primesslar. Ma'lum temperatura rejimini tanlash yo'li bilan erish temperaturasidan past temperaturada ham primesslardan tozalash mumkin ekan.

2) **Germaniy:** Hozirgi zamon o'ta toza yarim o'tkazgich materiallar texnologiyasida III-guruh akseptor elementlari alyuminiy, bor va boshqalar bari-bir aralashadi. Shuning uchun ularni $10^{-8} : 10^{-10}\%$ darajasida nazorat qilish talab etiladi. Spektral analizning an'anaviy usullari bilan bu darajaga chiqib bo'lmaydi. Faqat lazerli atomno-ionizatsion analiz metodi bilan bu masalani echish mumkin. Shu maqsadda o'ta toza germaniyda natriy, alyuminiy va bor atomlari primesslarini aniqlash bo'yicha tajriba natijalarini keltiramiz.

Tajriba qurilmasi CdS -kristalini analizda qo'llanilgan lazer atom-ionizatsion spektrometrdan foydalanilgan. 5-milligramm germaniy kristalining bo'lagi tigelga solinib, bo'g'latib undagi natriy atomlari miqdori bosqichma-bosqich qizdirish natijasida $1750^\circ C$ ga ko'tarilib aniqlangan. Tajribaning ko'rsatishicha natriy atomi miqdori $2 \cdot 10^{-3}\%$ ni tashkil qilgan. Xuddi shu tajribani takrorlab, lazer nurlari chastotasini alyuminiy atomi yutilish spektri chastotalariga moslaganimizda alyuminiy atomlari ionlashib, na'munadagi alyuminiy miqdori aniqlandi. Bu $10^{-3}\%$ ni tashkil qilgan.

Bor atomlarining o'ta toza germaniy kristalidagi miqdori esa $2 \cdot 10^{-7} + 2 \cdot 10^{-8}\%$ darajada aniqlandi. O'tkazilgan tajribalar ko'rsatadiki, lazerli atom-ionizatsiya metodi yarim o'tkazgichli materiallar tozaligini aniqlashda ham muvaffaqiyat bilan qo'llanilishi mumkin.

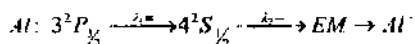
6.3.5 Biologik ob'ektlarning spektral analizi

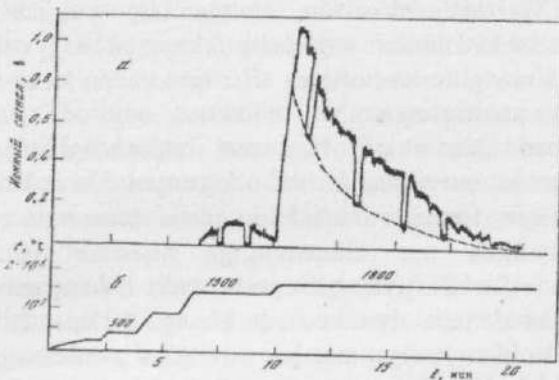
Biologik ob'ektlarda davriy sitemadagi ba'zi bir element atomlarining xususan metallarning o'ta kam miqdorini aniqlash biologiya uchun ham tibbiyot uchun ham o'ta muhim masala hisoblanadi. Chunki, inson organizmidagi metall konsentratsiyasining normada bo'lishini nazorat qilish yoki uning o'zgarib turishini aniqlab borish, diagnostika qilish, inson organizmidagi funksional buzilishlarning oldini oladi.

Biologik ob'ektlarni aynan lazer atom-ionizatsion analiz metodi bilan o'rganish, metodning analiz qilinadigan element atomlaridan tashqari boshqa begona atomlarni sezmaslik xossasini yorqin nomoyon qilishga imkon beradi. Bu esa na'munaga hech qachon dastlabki ishlov berish kerak emasligini, uni to'g'ridan-to'g'ri atomizatorga solib analiz qilish mumkinligini ko'rsatadi.

Metodning bu imkoniyati inson qonidagi alyuminiy miqdorini aniqlash maqsadida o'tkazilgan tajribada ko'rsatildi. Alyuminiy elementi faqat fotoionizatsion usul bilan osonlikcha qayd etiladigan element bo'lganligi uchun tanlangan emas, balki u tibbiyotda, xususan taksikologiyada eng muxim metall bo'lganligi uchun tanlandi. Chunki, hozirgacha tirik organizmlar metabolizmda alyuminiy elementining tutgan o'rnini va ahamiyati aniqlangan emas. Ba'zi tajribalarning takidlashicha organizmda alyuminiy miqdorining ko'payib ketishi har xil asab kasalliklari yoki o'pka kasalliklarining paydo bo'lishiga sabab bo'ladi.

Inson qoni tarkibidagi alyuminiy miqdorini aniqlash quyidagi tartibda amalga oshirildi. 40 mikrolitr miqdoridagi tabiiy qon tantal stakanchaga solinib, 3-5 minut 90°C temperaturada quritildi. Atomizatsiya chuqur vakuum sharoitida amalga oshirildi. Tigelning temperaturasi 10 minut ichida besh etapda 1500°C gacha ko'tarildi (6.8-rasm). Alyuminiy ionlarini o'yg'otish va ionlashtirish quyidagi sxema bo'yicha amalga oshirildi:





6.8 rasm. Alyuminiy ioni signali amplitudasining bug'lanish vaqtiga bog'liqligi (a) va tigel temperaturasi vaqt bo'yicha bosqichma-bosqich oshib borishi (b).

Umumiy fon signallaridan alyuminiy atomlariga tegishli selektiv signalni ajratish uchun vaqti-vaqti bilan $3^3P_{\frac{1}{2}} \rightarrow 4^2S_{\frac{1}{2}}$ rezonansdan $3 \div 5 \text{ sm}^{-1}$ ga chetga chiqildi. Natijada selektiv signalning ulushi ma'lum bo'ldi. Selektiv signalning yuzasi standart aralashmadan olingan yuzaga taqqoslash orqali alyuminiy atomlarining odam qonidagi miqdori aniqlandi.

Olingan natijalarni besh marta takrorlab, o'rtacha alyuminiy miqdori $230 \pm 50 \text{ mkg/l}$ ekanligi aniqlandi. Ushbu tajriba shuni ko'rsatadiki, lazer fotoionizatsion metod biologik ob'ektlarni ham yuqori sezgirlik darajasi bilan analiz qilish imkoniyatiga ega.

Xulosa o'rinda shuni aytish mumkinki, o'tkazilgan tajribalar lazer atom-ionizatsion analiz metodining universal, yuqori sezgirlik qobilyatiga ega bo'lgan metod sifatida kelajakda murakkab tuzilishga ega bo'lgan matritsalarda xam spektral analiz o'tkazish mumkinligini isbotladi. Bu analiz metodi boshqa traditsion metodlar bilan birga ishlatilsa, uning imkoniyatlari yanada oshadi.

§ 6.4 Lazerli atom-absorbsion spektral analiz

Analitik kimyoda modda elementlarini uning yutilish spektriga qarab aniqlaydigan bo'lim —spektral analiz bo'limi deyiladi. Atom-emission, atom-fluorescent va atom-absorbsion spektral analiz metodlari optik spektral analizda qo'llaniladigan asosiy metodlar

hisoblanadi. Tarixan XIX-asrda atomlarning yutilish spektrini ko'zatan dastlabki olimlar angliyalik kimyogar U. Valloston va nemis fizigi L.Fraungoferlar bo'lgan. Ular tomonidan atom-absorbsion analiz metodiga asos solingan.

Bunda moddadan chiqayotgan nur intensivligining moddaga tushayotgan nur intensivligiga nisbati o'lgangan. Ko'pchilik hollarda moddada yutilgan fotonlarni o'lgash ancha muammo to'g'diradi, chunki tushayotgan nur intensivligiga nisbatan yutilgan nur intensivligi juda kichik qiymatga ega bo'ladi. Bu intensivliklardagi farqni sezish gohida juda qiyin kechadi. Shunga qaramasdan juda kam miqdorda bo'lsa ham yutilgan nur intensivligiga, moddadagi yutuvchi atom yoki molekulalar konsentratsiyasiga bog'liqligi muhim amaliy ahamiyatga ega. Yuqori quvvatli lazerlar bilan bunday tajribani o'tkazishda yuqorida aytilgan farqni sezish, qayd qiluvchi asboblarga o'ziga xos talablarni qo'yadi.

Ushbu metod bilan hozirgi kunda Mendeleev davriy sistemasidagi 70 dan ortiq element atomlari miqdorlarini turli xil matritsalarda xar hil sezgirlik darajalari bilan aniqlangan.

Lazer texnikasi va optik spektroskopiyaning rivojlanishi moddalarning turli xolatlarini ultra sezgir detektorlashning bir qator metodlarini paydo bo'lishiga olib keldi. Elementlarning ultra kichik miqdorlarini aniqlashning yangi analitik metodlarini ko'plab zamonaviy fan va texnika sohalari uchun ishlab chiqish dolzarb masalaga aylandi. Bu aslida shu bilan asoslanganki, bugungi kunda atrof-muhitni muhofaza qilish, toksikologiya, geokimyo va geologiya, yuqori toza materiallar texnologiyasi kabi sohalar uchun moddalarda tekshirilayotgan elementlarning miqdorlarini 10^{-8} - $10^{-17}\%$ darajada nazorat qilish zarurati to'g'ildi. Ko'pchilik hollarda traditsion analitik metodlar yoki ularning turli variantlari ya'ni: mass-spektrometriya, neytron-aktivatsiya, atom-absorbsion va atom-fluorescent spektrometriyalar bunday sezgirliklarni ta'minlash lozim.

Sanab o'tilgan usullarda o'yg'ongan atomlar va molekulalar tajriba ob'ektlari hisoblanadi. Nurlanish chastotasi tekis o'zgaradigan lazerlar atom va molekulalarning har qanday kvant holatlariga ta'sir qiladi. Qabul qilgan yorug'lik energiyasi hisobiga nurlanishi yoki qayta nur chiqarishi, atom va molekulalar o'yg'ongan yoki ionlashgan holatga o'tishi mumkin. Qayta nur chiqarishni qayd qilib, atom va molekulalarning sifati va miqdori haqida ma'lumotga ega

bo'lamiz. Ammo murakkab strukturali molekulalar yoki aerozollarni qayd etish to'g'risida gap borganda, ya'ni aniq kvant holatlariga ega bo'lmagan va o'lchami atom va molekulalar o'lchamidan bir necha tartibda katta bo'lgan aerozollar uchun yuqorida sanab o'tilgan metodlar ko'tilgan natijani bermaydi. Shu sababli zamonaviy lazer spektral analiz oldida turgan dolzarb muammo aerozollarni yoki shunga o'xshash murakkab molekulalarni kayd qilish hisoblanadi. Aerozol nima o'zi?

Bizga ma'lumki, aerozollar- diametri 0,001mkm dan 10mkm gacha bo'lgan qattiq va suyuq jism zarrachalari hisoblanadi. Ular chang, tuz, qotishma, bakteriya, virus va boshqa makroskopik zarralar shaklida bo'lishi mumkin. Organizmga ta'sir qilish tabiatiga qarab aerozollarni ikkita katta guruhga ajratish mumkin. Birinchi guruhga bir butun organizm uchun xavfli bo'lgan zaharli moddalardan tashkil topgan aerozollar bo'lsa, ikkinchi guruhga esa, insonning nafas olish organlariga zararli ta'sir qiladigan aerozollar kiradi. Shuning uchun, aerozollarning kichik va ultrakichik miqdorni kayd qilishning yangi usullarini ishlab chiqish, atrof-muhitni muhofaza qilishda va tibbiyot sohasida dolzarb ahamiyatga ega. Bu sohada hozirgi zamon sezgir, qulay, arzon spektrometrlarga ehtiyoj katta.

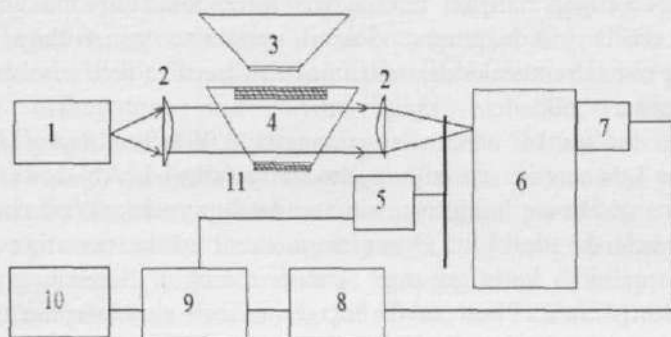
6.4.1 Atom absorbsion analizda qo'llaniladigan spektrometrlar

Atom absorbsion analizning asosiy instrumenti atom-absorbsion spektrometr bo'lib, uning asosiy qismlari quyidagilardan iborat: yorug'lik manbai (lazer), yorug'likni yutuvchi muhit, spektral asbob va kayd qiluvchi elektron sistemalar. Asbobning umumiy blok-sxemasi 6.9.-rasmda keltirilgan.

Yorug'lik manbaiga qo'yiladigan asosiy talab, uning stabil ishlashi, monoxromatikligi, chastota va to'liq uzunligining stabiligi, yuqori intensivligi va chastotasi yoki to'liq uzunligining silliq o'zgartira olish qobiliyatiga ega bo'lishidir. Ushbu talablarni to'liq qondiradigan manba bu bo'yoq lazerlari.

Atom- absorbsion analiz metodi yorug'likning erkin atomlar tomonidan yutilishiga asoslangan. Erkin atomlarni (atomlar dastasini) hosil qilishda har xil konstruksiyali atomizatorlardan foydalaniladi. Bugungi kunda spektral analizda keng qo'llaniladigan ikki xil atomizatorlar ishlatiladi: alangadagi atomizatorlar va elektrotermik

atomizatorlar. Bu atomizatorlarning konstruksiyasi, ishlash prinsipi to'g'risida yuqorida to'xtalganmiz. Bu erda bevosita ishlash metodikasiga to'xtalamiz.



6.9 rasm. Atom absorbsion analizda qo'llaniladigan spektrometr sxemasi: 1-lazer, 2- yig'uvchi va sochuvchi linzalar, 3-bo'sh kyuveta, 4-gaz qamalgan kyuveta, 5-modulyator, 6-monoxromator, 7-fotoelektron ko'paytirgich, kuchaytirgich, 9-sinxron detektor, 10-qayd qiluvchi samopisssets, 11-atom bug'larini hosil qiluvchi atomizator.

Elektrotermik atomizatorlari yordamida kyuvetada erkin atomlarni hosil qilish uchun, na'muna kyuvetada qizdiriladi va yutuvchi muhit hosil qilinadi. (5.8 rasmga qarang) Tajribani o'tkazish uchun dastlab bo'sh kyuveta orqali lazer nuri o'tkazilib –intensivlik o'lchanadi. Keyin yutuvchi muhit qamalgan kyuveta orqali lazer nuri o'tkazilib –intensivlik o'lchanadi. Ularning nisbati yutilish koefitsentini beradi. Yutilish koefitsenti orqali atomlar konsentratsiyasi o'lchanadi.

Alangadagi atomizator shunisi bilan xarakterlanadiki, unda yuqori temperaturali yonayotgan alanga hosil qilinadi. Analiz qilinadigan modda atomizator gorelkasiga doimiy ravishda yonuvchi gaz "okislitel" bilan birgalikda yuboriladi. Analiz qilinadigan modda dastlab suyultirilib, suyuq aralashma purkagich yordamida bevosita alanga zonasiga purkaladi. Bugungi kunda kerakli temperaturaga erishish uchun, yonuvchi gaz aralashmalarining quyidagi tarkibi tanlanadi:

- "tabiiy gaz – havo" aralshmasida -1500÷1800°C gacha qiziydi.

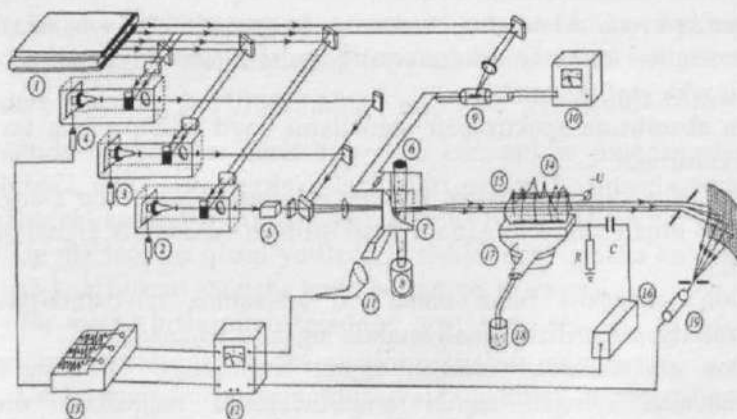
- “atsetilen – havo” aralashmasida - $2200 \pm 2300^{\circ}\text{C}$ gacha qiziydi.
- “atsetilen- zakis azot” aralashmasida - 3000°C gacha qiziydi.

Atsetilen- havo aralashmasidagi alanga ishqor va ishqoriy-er element atomlarini xamda *Cr*, *Fe*, *Co*, *Ni*, *Mg*, *Mo*, *Sr* va nodir metallarning miqdorini aniqlashda ishlatiladi.

Bunday atomizator 200nm dan katta to‘lqin uzunliklar sohasida yutilish spektriga ega bo‘lgan 30dan ortiq elementlarni yuqori atomizatsiya koeffitsenti bilan ionlashtirmasdan erkin elektronlar hosil qiladi. Unda faqat qisman ishqoriy metall atomlari ionlashishi mumkin.

Atsetilen-zakisazot aralashmasida ishlaydigan alangada etarlicha yuqori temperatura hosil bo‘ladi. Bunda har qanday qotishma yoki aerorozlar ham parchalanib, erkin elektronlar hosil bo‘ladi. Shuning bilan birga uning kamchiligi, yonganda hosil bo‘ladigan o‘zining yuqori nurlanuvchanligi va ionlanish darajasining yuqoriligidir. Bu ikki tipdagi yonuvchi aralashmalar yordamida qariyb 70 dan ortiq elementlarning analizini o‘tkazish mumkin.

“Tabiiy gaz–havo” aralashmasi bilan ishlaydigan atomizatorada esa faqat *Cd*, *Cu*, *Ag*, va *Zn* larning analizini o‘tkazish mumkin. Atom absorbsion analizda ishlatiladigan alangadagi spektrometrning blok-sxemasi 6.10-rasmda keltirilgan.



6.10-rasm. Atmosfera aeroroz zarrachalarida yorug‘likning ekstinksiyasini o‘lchash uchun tajribaviy qurilma

Atmosfera aerosol zarrachalarida yorug'likning ekstinksiyasini o'lchash uchun tajribaviy qurilma (6.10-rasm) quyidagicha ishlaydi. Chastotasi tekis o'zgaradigan bo'yoq lazerlarini damlash uchun azot molekulasida ishlaydigan ikki faol xajmli lazerdan ($\lambda=337,1\text{nm}$, $\tau=8\text{ns}$, $E=10\text{mDj}$) foydalanildi. So'nish signalini qayd qilish uchun fotoko'paytqich - FEU-79, stabilashtirilgan to'g'irlagich - VS-22, ossillograf- S1-70, raqamli ossillograf - TDS 2022B, toza havo generatori va personal kompyuterlar qo'llanildi.

Ossillograf yoyilmasining ishga tushirilishi fotodioddan kelayotgan signal bilan amalga oshiriladi, ya'ni azot lazeri nurining bir qismi unga ajratiladi. Rezonator ichidagi ko'zgu uzunligi -65mm misdan qilingan nayning tugagan qismiga joylashtirilgan. Fotoko'paytqichdan signal raqamli ossillografga (Tektronix TDS 2022B) va personal kompyuterga yuboriladi.

Bu spektrometr suyuq holdagi moddalarning analizini o'tkazish uchun ishlatiladi. Tajribani tashkil qilish uchun quyidagi etapdagi ishlarni amalga oshirish kerak:

- dastlab na'muna tanlanadi, ya'ni analiz qilinadigan ob'ektdan bir bo'lak olinadi.
- qattiq holdagi na'muna juda katta aniqlik bilan tarozida o'lchab olinadi va o'zi eriydigan eritmada eritiladi, keyin analiz uchun ishchi aralashma o'lchab olinadi.
- noma'lum aralashmaning taxminiy konsentratsiya sohasida bir necha etalon (aniq konsentratsiyali) aralashmalar tayyorlanadi va graduirovka grafigi chiziladi.
- atom absorbsion spektrometr signallarni qayd qilish uchun tayyor holga keltiriladi.
- analiz qilinadigan suyuqlik maxsus moslama yordamida alangaga purkalish orqali yutuvchi qatlam hosil qilinadi va analitik signal qayd etiladi.
- etalon aralashma bilan nama'lum aralashma navbatma-navbat atomizatorga yuborilishi orqali analitik signal o'lchanadi.
- etalon aralashmadan olingan signal amplitudasi va noma'lum aralashmadan olingan signal amplitudalarini taqqoslash orqali noma'lum konsentratsiya aniqlanadi.

6.4.2 Har xil agregat holatdagi moddalarning absorbsion spektral analizi

1. Atmosferadagi zararli moddalar miqdorini aniqlash

Atmosferani tadqiq qilish deganda undagi zararli primesslarning miqdor va sifat analizini, atmosferada yuz berayotgan fotoximik va fotofizik jarayonlarni, hamda u jarayonlarga ta'sir qiladigan faktorlarni aniqlash, monitoringini olib borish tushuniladi. Tadqiqotlarning ko'rsatishicha, ba'zi primesslarning o'ta kam miqdori ham atmosferaning fizika-ximiyaviy xossalari anchagina o'zgartirib yuborish qobiliyatiga ega bo'ladi. Bunday zararli primesslarning miqdori 10^{-6} dan $10^{-8}\%$ atrofida bo'lib, bularga: CH_4 , HCl , H_2S , SO_2 va hokazolar kiradi.

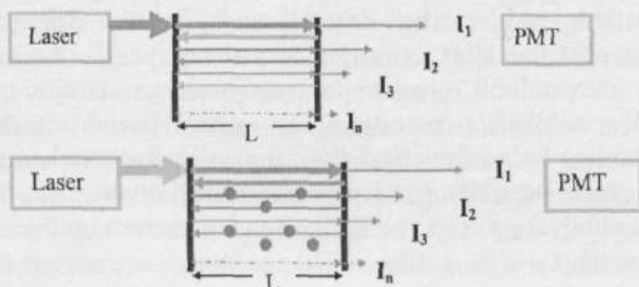
Atmosfera primesslarini aniqlashning uchta yo'lini qarab chiqamiz:

- 1) Analiz qilinadigan gaz kyuvetaga solinadi va unda lazer nurining yutilishi o'lchanadi.
- 2) Lazer nurining tarqalishi yo'nalishi bo'ylab, (trassa bo'ylab) undan har xil uzoqliklardagi bir necha nuqtalarda yutilish koeffitsienti o'lchanadi.
- 3) Boshqa vositalar yordamida (geteroden) o'lchashlar o'tkaziladi. Birinchi yo'l bo'yicha eng yuqori sezgirlik 5 metrlik Uayt kyuvetasida qayd qilingan bo'lib, unda atmosferadagi bir qator zararli primesslar miqdori yutilish koeffitsientining $\chi_{min} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ sm}^{-1}$ yoki $\frac{\Delta P_{min}}{P} = 6 \cdot 10^{-6}$ qiymatida o'lgan. Uayt kyuvetasi konstruktiv jihatdan shunday tuzilganki, unga yo'naltirilgan lazer nuri 5 metrlik yutuvchi muhitdan qaytaruvchi ko'zgular yordamida bir necha bor o'tadi va har o'tganda numning ma'lum bir qismi yutiladi. O'tishlar soni qancha ko'p bo'lsa, yutilish koeffitsienti shuncha katta bo'ladi (6.11-rasm).

Bu metod bilan atmosferadagi: SO_2 , N_2O , NH_3 , O_3 , va NO_2 kabi zararli molekulalar 10^{-6} - $10^{-8}\%$ miqdor oralig'ida aniqlangan.

Ushbu metodning qiyinchiligi va kamchiligi, analiz qilinadigan gazning atmosfera qatlamidan yig'ib olish va uni Uayt kyuvetasiga qamashdir. Bu jarayonda begona gaz molekulalarining kyuvetaga kirib ketish ehtimoliyati mavjud. Bunday xollarda ikkinchi usuldan foydalaniladi, ya'ni lazer nurlarini to'g'ridan-to'g'ri atmosferaga

yuborib, lazer tarqalishi yo'nalishida trassa bo'ylab, atmosferaning ma'lum qatlamlarida yutilish koeffitsientlari o'lchanadi va zararli molekula yoki atomlarning konsentratsiyasi aniqlanadi. Bu metodni ko'pchilik hollarda distansion (masofaviy) o'lchash metodi ham deyiladi.



6.11 rasm. Rezonator ichida moddalarning yutilish koeffitsientini aniqlash usuli.
a) bo'sh rezonator, b) gaz solingan rezonator.

Rossiya Fanlar Akademiyasi Fizika instituti va Markaziy aerologik observatoriyasi xodimlari hamkorlikda atmosfera qatlamidagi uglerod oksidi (CO) miqdorini impulsli injeksion lazerlar yordamida aniqladi. Tajribalarning aniqlashicha, Erdan 610 metr balandlikda SO ning miqdori $5 \cdot 10^{-9} \text{sm}^3$ bo'lsa, Er yuziga yaqinlashgan sari uning miqdori ortgan, yani 200 metr balandlikda 10^{-7}sm^3 miqdorni tashkil qilgan. Albatta distansion metod hozir ko'pchilikni qiziqmoqda. Bu turdagi tajribalar Yer sirtidagi ba'zi zararli molekula (primess)larning vaqt bo'yicha o'zgarishi monitoringini olib borishga yordam beradi.

Yer sirtidan ancha yuqorida, atmosferaning yuqori qatlamlarida yuz berayotgan termodinamik jarayonlarni tadqiq qilish, butun planetaning ob-havosini aniqlashga yordam beradi. Bu sohadagi dastlabki tajriba 1983 yilda amalga oshirildi. Unda Yerdan 36 kilometr balandlikda uglerod oksidi (CO) va suv bo'g'larining miqdori aniqlandi. Chunki bu komponentalar Yer atmosferasidagi ozon qatlamining balansini saqlab turishda muhim rol o'ynaydi.

2. Real gaz aralashmalarining spektral analizi.

Atom-absorbsion spektral analiz metodi bilan ba'zi sanoat ob'ektlaridagi real gaz aralashmalarining kichik miqdordagi spektral

analizlarini qarab chiqamiz. Dastlab, yarim o'tkazgichlar sanoatida ishlatiladigan integral mikrosxema korpusidagi suv bo'g'lari miqdorini aniqlashga qaratilgan tajribani qaraylik. Bizga ma'lumki, suv bo'g'lari aktiv ximiyaviy birikma bo'lib, u metall korpuslarining emirilishiga sabab bo'ladigan ximiyaviy modda hisoblanadi. Uning juda kam miqdori ham ($\eta = 5 \cdot 10^{-11}$) mikrosxemalarning ishlash muddatini qisqartiradi yoki parametrlarini o'zgarishiga sabab bo'ladi. Tajribada qo'llanilgan analizator SP-5000 tipdagi spektrometrdan tashkil topgan bo'lib, 16 santimetrli kyuvetaga maxsus teshikchalar qilingan mikrosxema bo'lagi joylashtirilgan. Albatta kyuvetaga kolibrovka uchun maxsus tirqishlar qilingan. Chastotali modulyasiya metodi qo'llanildi, ya'ni analitik signal sifatida lazer nurining ikkinchi garmonikasi 2 kHz modulyasiya chastotasi bilan berildi. Analitik signal standart qo'shimchalar yordamida kolibrovka qilindi.

Analiz uchun olingan mikrosxema bo'lagining hajmi $V_0 = 0,01 \text{ } 0,1 \text{ sm}^3$, bo'lganda, qayd qilish chegarasi yoki chegaraviy konsentratsiya quyidagicha aniqlanadi.

$$C_{\min} = \left(\frac{\Delta P}{P} \right)_{\min} \cdot \frac{1}{\sigma \cdot n_0} \cdot \frac{V_{kyuv}}{e} \quad (1)$$

Bu erda: $n_0 = N_0 P_0 V_0$ - na'munadagi barcha molekular soni.

V_{kyuv} - analiz olib borilayotgan hajm.

Ko'rish mumkinki, kyuvetaning ko'ndalang kesma yuzasi $A_{\text{kor}} = \frac{V_{kyuv}}{e} = 1 \text{ sm}^2$, $\left(\frac{\Delta P}{P} \right) = 10^{-4}$; va $\sigma = 10^{-17} \text{ sm}^2$ bo'lsa, chegaraviy sezgirlik darajasi $P_0 V_0 = 1 \text{ atm/sm}^3$, bo'lganda $\sim 4 \cdot 10^{-7}$ ga teng. Bu natija standart qo'shimchali kolibrovka signallari yordamida olingan natijalar bilan solishtirilganda bor-yo'g'i $\sim 0,1\%$ farq qildi.

O'ta yuqori sezgirlikni talab qiladigan analizlardan yana biri, yarim o'tkazgichli asboblarda sanoatida ishlatiladigan fosgin (PH_3), arsin (AsH_3) va diboran (B_2H_6) larni juda yuqori sezgirlik bilan ya'ni $10^{-9} - 10^{-7}$ darajada nazorat qilish kerak. bu darajadagi sezgir analizlarni o'tkazish uchun yutilish koeffitsienti $\leq 10^{-8} \text{ sm}^{-1}$ bo'lishi kerak.

Gidrid germaniy (GeH_4) tarkibidagi fosgin (PH_3) ni aniqlash uchun ikki rejimda ishlaydigan lazerlardan ya'ni uzluksiz va impuls rejimida ishlaydigan lazerlardan foydalanildi. Tajriba natijasiga ko'ra qalinligi 1 metr bo'lgan yutuvchi muhitda 1 minutda yutilish koeffitsienti chegarasi $\sim 10^{-7} \text{ sm}^{-1}$ ni tashkil qildi. Bu esa gidrid germaniy tarkibidagi

fosfin (PH_3) miqdorini $10^{-7}\%$ ni tashkil qilishini ko'rsatadi.

Ko'pincha sanoat texnikasida bir va bir necha komponentali zararli gazlarni doimiy nazorat qilish talab etiladi. Bunday hollarda lazer texnikasi xam, analizatorlar xam qayd qiluvchi sistemalar xam bir necha oylab, xatto yillab uzluksiz barqaror ishlashga to'g'ri keladi. Misol sifatida gaz yordamida sovitiladigan yadro reaktorlarida sovutuvchi gaz- geliy tarkibida vaqt o'tishi bilan paydo bo'lib, ko'payib boradigan suv bug'lari (H_2O), deyteriy oksidi (D_2O) va (HDO)larni miqdorini doimiy nazoratga olib borish zarur. Aks holda geliyning sovutish qobiliyati pasaya boradi. Shu maqsadda o'tkazilgan tajribalarda 100 metrli yutuvchi muhitda sistemaning sezgirlik darajasi suv bug'lari (H_2O) bo'yicha $(1 \pm 6) \cdot 10^{-4}\%$; deteriy oksidi (D_2O) bo'yicha $(2 \pm 7) \cdot 10^{-4}\%$; va (HDO) bo'yicha $(5 \pm 10) \cdot 10^{-4}\%$ ni tashkil qildi. Bu esa reaktorning normal ishlashini ta'minlashda katta rol o'ynaydi.

3. Suyuq va qattiq jismlarning spektral analizi

Suyuqlik va qattiq jismlarda yutilish spektralining kengligi $1 \pm 10 \text{ cm}^{-1}$ atrofida bo'ladi. Bunday holda yuqori ajrata olish qobiliyatidagi spektrometrlarga uncha ehtiyoj tug'ilmaydi. Avvallari oddiy klassik manbalar orqali ham analiz o'tkazilgan, lekin ularning sezgirlik darajasi manbaning energiya zichligining kamligi tufayli juda past bo'lgan. Lazer nurlarining paydo bo'lishi bilan bu muammo o'z echimini topdi. Lazer nurlarining yuqori spektral yorqinligi $\sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$ optik jixatdan qalin bo'lgan suyuq yoki qattik na'munalarga ($D_{\text{max}} = (\chi \cdot t)_{\text{max}} = 12$) ham bemalol kirib, yutilish darajasini o'lchash imkoniyatini berdi.

Misol sifatida silikon rezinasidagi katalizator metiltrisitoksilen miqdorini analiz qilishni qarash mumkin. Bu tipdagi rezinalar tayyorlash jarayonida suyuq (gel) holatda ko'p komponentalardan iborat bo'ladi.

Ishlab chiqarish jarayonida katalizatorning doimiy miqdorini nazorat qilib turish uchun rezinaning minimal qalinligi 500 mkm bo'lishi kerak. Bunday kichik qalinlikda yutilish spektrining 1750 cm^{-1} chastotasidagi yutilishi $3 \pm 10\%$ ni tashkil qildi. Lazer nurining tor spektral kenglikka ega bo'lganligidan butun tajriba davomida

yutilish chiziqli bo'lib qoldi. Xuddi shunday sanoat nazorati transformator yog'idagi monoxloristik difenil miqdorini aniqlashda qo'llanilgan.

Atom-absorbsion analizning yana bir qo'llanilish sohasi bu qattiq jismlar yuzasiga o'tirib qolgan zararli atom va molekulalarning miqdorini aniqlash hisoblanadi. Chunki noyob kristallar yuzasiga o'tirib qolgan aktiv molekulalar ularning yuzasini bo'zishi mumkin. Shuning uchun ularni yuzadan tozalash (lazer nurlar yordamida) va uchib chiqqan atom va molekulalarni spektral analiz yordamida tarkibini aniqlash muhim ahamiyatga ega. Lazer nurining qo'layligi shundaki, u qattiq jismining butun strukturasi buzmasdan, uning kichik nuqtasida lokal spektral analizni olib borish imkoniyatiga ega.

Shunday qilib, atom-absorbsion analizning kelajagi to'g'risida gapirganda undagi asosiy muammolar ko'p komponentali namunalarni selektiv va yuqori sezgirlik bilan analiz qilish ekanligini ta'kidlash lozim.

§ 6.5 Lazerli optik-akustik spektral analiz

Optika- akustik spektral analiz metodining asosida quyidagi ketma-ket yuz beradigan fizik jarayonlar yotadi: muhitni optik jihatdan o'yg'otish, o'yg'ongan zarralarning nur chiqarmasdan relaksatsiyasini tashkil etish, muhitning qizishi, akustik to'lqinlarning paydo bo'lishi va ularni qayd etish. Lazer nurlarining paydo bo'lishiga qadar optika-akustik metod gazli muhitda sifat va miqdor analizlarini olib borish uchun ishlatilgan. Lazer nurining paydo bo'lishi bilan uning imkoniyatlari kengaydi, xususan spektral sezgirligining keskin oshishi analiz qilinadigan moddalarning safini kengaytirdi.

Bugungi kunda optika-akustik metod yordamida xar hil agregat holatdagi (gaz, suyuq, qattiq) moddalarni yutilish diapozoni 10^4 cm^{-1} dan 10^{-1} cm^{-1} gacha bo'lgan oblatda, temperaturaning 4°K dan 1000°K gacha oraliq diapozonida va spektarning ultrabinafsha sohasidan radioto'lqinlar sohasigacha bo'lgan oraliqda bemaolol spektral analizni o'tkazish mumkin. Metodning lazer manbalarini qo'llagan holda o'tkaziladigan ko'p sondagi qo'llanilish sohalaridan eng muhimlarini aytadigan bo'lsak, bular: o'ta kam miqdordagi primess konsentratsiyalarni aniqlash, nochiziqli jarayonlarni tadqiq qilish, jism sirtlarini analiz qilish, fotoaktiv moddalarni tadqiq qilish,

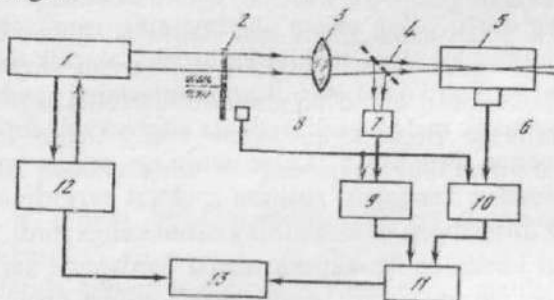
termodinamik parametrlarni o'lchash va hokozolar.

Albatta hozirgi kunda metod yordamida xar hil moddalardagi primesslar miqdorini qayd qilish va ulardan tozalash masalasi muhim bo'lib turibdi. Chunki, metodning atrof- muhit muhofazasida texnologik, fotoximik jarayonlarda, xamda bio-tibbiyot sohalarida yuqoridagi masala katta amaliy ahamiyatga ega. Amaliyotda optika-akustik metodning eng yuqori sezgirlik darajasi bir jinsli muhitda yutilish yuz bermaydigan yoki kuchsiz yutilish spektriga ega bo'lgan birikmalarning analizida ko'zatilgan. Agar muhit bir necha tipdagi atom yoki molekularlar aralashmasidan iborat bo'lsa, uning sezgirlik chegarasi yomonlashadi. Chunki har bir atom yoki molekulaning yutilish spektrlaridagi o'zaro kesishishi, selektivlikni yuqotadi. Shu sababdan optika-akustik metodda selektivlikni yuqori darajada oshirish mumkin emas.

Endi optika-akustik analiz metodining texnikasi, metodikasi va ba'zi agregat holatlardagi analizi bilan tanishamiz.

6.5.1 Optika-akustik spektrometrlarning ishlash prinsipi

Bunday tipdagi spektrometrlarning struktura sxemasi 6.12-rasmda keltirilgan.



6.12. *rasm.* Lazerli atom-akustik spektrometrning umumiy sxemasi:

1-bo'yoq lazeri, 2-modulyator, 3-linza, 4- yarimtiniiq plastinka, 5- OA detektor, 6- akustik datchik, 7- fotopriyomnik, 8- generator, 9-10-kuchaytirgichlar, 11- nisbatni o'lchovchi asbob, 12-programmalashtirish bloki, 13- qayd qilish sistemasi.

Spektrometrning asosiy qismlari quyidagilardan iborat: chastotasi silliq o'zgaradigan bo'yoq lazeri, modulyator, optika-

akustik yacheyka va o'ldov asboblardan iborat.

Optika-akustik signal datchik orqali fazaviy sezgir kuchaytirgichga va keyin qayd qiluvchi blokka beriladi. Spektrometrning chiziqli rejimida lazer nuri quvvatining oshishi bilan optika-akustik signal xam oshadi. O'ldhashlarni boshlashdan oldin lazer nuri parametrlarini (quvvati, chastotasini) stabil holatga keltirish kerak yoki ikkinchi opor signal orqali lazer nuri parametrlarini nazorat qilib berish kerak. Lazer nuri chastotasini o'zgartirib tekshirilayotgan gaz aralashmasidan kelayotgan optik akustik signalning maksimal amplitudasiga moslanadi. Optika-akustik spektr orqali yutilish spektr o'ldhanib, uning shakli amplitudasi va chastotasiga qarab, yutuvchi primess identifikatsiya qilinadi va konsenratsiyasi aniqlanadi. Yacheykadan kelayotgan optika-akustik signal modulyator orqali shakllantiriladi. Amplitudali modulyasiya elektrooptik modulyatorlar yordamida amalga oshiriladi. Agar lazer impuls rejimida ishlasa, modulyatorga hojat qolmaydi.

Optika-akustik effekt orqali lazer nuri energiyasi yacheykadagi gazda yutiladi. Agar jarayon davomida yutilish sezilmasa, lazer nurini fokuslash orqali energiya zichligini oshirish yo'li bilan optika-akustik signalni ko'chaytirish mumkin. Agar u holda ham sezgirlik etishmasa, signal ko'zatilmasa, optika-akustik yacheykani lazer rezonatori ichiga joylashtirish kerak. Bunda generatsiyada qatnashayotgan nurlarning yutuvchi muhitdan bir necha bor o'ldishi natijasida yutilish koeffitsenti oshadi, optika-akustik signal kuchayadi. Albatta bu signallar elektrni qayd qiluvchi sistemada yig'iladi, qayta ishlanadi, xar hil tashqi shovqin signallardan (shumlardan) tozalanadi, so'ngra yozib olinadi. Bugungi kunda bu ishlarni amalga oshiradigan elektron texnika etarli.

6.5.2 Gazlarda optika-akustik spektral analiz.

Optika-akustika spektral analizda ishlatilayotgan lazerlarning spektral diapozoniga qarab, gazlarning xar xil energetik sathlari o'yg'onishi mumkin. Elektron spektrlarni o'yg'otish uchun ultrabinafsha va ko'zga ko'rinar oblastda ishlaydigan lazerlar ishlatiladi. Tebranish aylanish spektrlarini o'yg'otish uchun infraqizil sohada ishlaydigan lazerlar qo'llaniladi. Atrof muhitni o'rab olgan ko'pchilik gaz molekulalarining kuchli yutilish spektrlari 2mikm dan 15mikm oralig'ida yotibdi. Shu sababli infraqizil sohada kuchli energiyaga ega bo'lgan lazerlarni ishlatish maqsadga muvofiq. Bular

asosan vodorod-flor (HF) lazeri ($\lambda = 2,7 \div 2,9 \mu m$), geliy-neon lazeri ($He-Ne$) ($\lambda = 3,39 \mu m$), korbanat angidrid lazeri (CO_2) ($\lambda = 9,2 \div 10,8 \mu m$) va boshqalar. Bu lazerlarning quvvati $0,01 \div 1 \text{ W}$ atrofida.

Ushbu lazerlarning nurlanish spektri keng va ko'p sondagi spektral chiziqlardan iborat bo'lib yutuvchi muhit molekulari tomonidan maksimal yutiladi va gazni qizdiradi. NO_2 , SO_2 va shu tipdagi molekularlarning yutilish spektrallari ultrabinafsha yoki ko'zga ko'rinar sohada yotibdi. Ularni qayd qilish uchun ko'pincha chastotasi o'zgaradigan bo'yoq lazerlari ishlatiladi.

Tajribaning metodikasiga qisqacha to'xtaladigan bo'lsak, bunda dastlab optika-akustik yacheyka ichidan havo so'rib olinadi va tekshirilayotgan gaz solinadi. Yacheykaning ikki tomoni tiniq shishadan yasalgan doiraviy kirish va chiqish tirqishlari bilan ta'minlangan bo'lib, undan lazer nurlari yacheykaga kiritiladi va chiqariladi. Lazer nurlari chastotasi yutuvchi gaz molekulari yutilish spektri chastotasiga mos kelsa, lazer nuri energiyasining bir qismi gaz tomonidan yutiladi. Natijada u qiziydi va bosimi ortadi. Hosil bo'lgan optika-akustik signalni yacheykada o'rnatilgan mikrofon osonlik bilan qayd qiladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha eng qulay va uzoq xizmat qiladigan mikrofon bu yassi kondensator va elektrit mikrofonlari hisoblanadi. Ular konstruktiv jihatdan sodda va sezgirlik jihatdan yuqori. Mikrofonning sezgir elementi sifatida qalinligi $\sim 1 \mu m$ bo'lgan juda yupqa membrana hisoblanib, u lavsan, tiflon yoki engil metall materialdan yasalgan. Lazer impulsleri yordamida gazda hosil qilingan kichik bosim membranani tebratib uning elektrik sig'imini o'zgartiradi. Bugungi kunda sanoatda qo'llaniladigan mikrofonlarning sezgirligi $5 \text{ mB}/\text{Pa}$ dan $50 \text{ mB}/\text{Pa}$ ga teng.

Optika-akustik yacheyka silindrsimon metall kameradan iborat bo'lib, yon tomonlariga lazer nurining kirib chiqishi uchun tiniq shisha plastinka maxkamlangan. Silindrning diametri $1 \div 10 \text{ cm}$ atrofida bo'lib, uzunligi $5 \div 20 \text{ cm}$ ni tashkil etadi.

Optika-akustik metodda nazariy jihatdan sezgirlikning chegarasi yuqoridan lazer nuri yutilishining to'yinishi bilan belgilansa, pastdan gaz molekularidagi braun harakati tufayli hosil bo'ladigan shovqin signallari (fon yoki shum) bilan belgilanadi. Molekulaning yutilish koeffitsienti bo'yicha bu chegaraviy qiymati 10^{-11} cm^{-1} ga teng. Bu esa

konsentratsiya bo'yicha $10^{-13} \div 10^{-14}$ ga teng. Lekin amalda bunday sezgirlikka erishishda xar hil tashqi shovqin signallari halaqit beradi. Shovqin signallari paydo bo'lish mexanizmi fizikaviy tabiati va vaqtli xarakteriga qarab quyidagi turlarga bo'linadi: tasodifiy nooptik shovqin signallari; korrelatsion nooptik shovqin signallar; korrelyasion optik instrumental shovqin signallari; muhit bilan bog'liq bo'lgan korrelyasion optik signal.

Bugungi kunda bu shovqin signallarni kamaytirishning usullari mavjud.

Tajribada o'ta toza muhitda bir dona begona atom yoki molekulani qayd qilish uchun avvalo shunday lazerni tanlash kerakki, uning to'liq uzunligi izlanayotgan bir dona begona atom yoki molekulaning yutilish spektri maksimumiga to'g'ri kelsin, ikkinchidan instrumental shovqin signallarini minimal darajaga ($\chi_{\text{eff}} = 10^{-9} \text{ sm}^{-1}$) keltirish talab etiladi. Shunday sharoit yaratilgan holda har xil gaz aralashmalarida zararli hisoblangan NO_2 , SO_2 , HF , CH_4 , CO , NO , SF_6 molekulalar yuqori aniqlik bilan qayd etilgan. Eng yuqori sezgirlik SF_6 molekulasini qayd etishda erishilgan bo'lib, 10^{-11} sm^3 ni tashkil etdi.

Optika-akustik metodning eng ko'p qo'llaniladigan sohasi zararli gazlarning konsentratsiyasini nazarat qilishda bo'lib, bugungi kunda Xe , Kr , N_2 , Ar va shunga o'xshash zararli gazlarni ham istalgan gazli muhitda 10^{-9} sm^3 darajada qayd qilish imkoniyatiga ega. Bu esa atrof-muhit muhofazasi va ekologiyasi uchun katta ahamiyatga ega.

6.5.3 Suyuqliklarda optika-akustik spektral analiz.

Suyuqliklarda ko'zatiladigan optika-akustik effekt, gazlardagiga nisbatan oddiy va sezgirlik jihatdan ancha yuqori. Bunday spektral analiz bevosita akustik to'liqlarning suyuqliklarda tarqalishi va uni qayd qilinishiga asoslangan. Suyuqlikda optika-akustik analizni olib borish uchun suyuqlik solingan va yonlarida lazer nuri kirib-chiqadigan tirqishlari bo'lgan yacheykaga akustik to'liqlarni qayd qiluvchi datchik o'rnatiladi. Suyuqliklarda optika-akustik signallarni qayd qilishda ko'pincha p'ezoelektrik datchiklardan foydalaniladi. Bularning afzalligi shundaki, sezgirlik darajasi yuqori (ya'ni $0.1 + 10^{-10} \text{ B/V}$) chastotalar diapozoni keng (10 MHz gacha) va eng muhimi, suyuqlikda akustik to'liqlarning tarqalishi yaxshi.

Optika-akustik yacheykada p'ezoelektrik datchik bevosita suyuqlikka tegib turadi. Shu sababli korrelyasion instrumental shovqinlar bu erda yo'q.

Tajribalar ko'rsatadiki, suyuqliklarning optika-akustik analizida eng yuqori sezgirlik lazerlarning impuls rejimida ishlaganda erishilgan. Masalan, lazer impulsi energiyasining $10^{-3} J$, bo'lib, impuls takrorlanishi $10 Hz$ bo'lganda optika-akustik metod bilan bir necha sekunda yutilish koeffitsenti $10^{-4} sm^{-1}$ qayd etilgan. Yoki uzluksiz rejimda ishlaydigan lazer nurini modulyator yordamida modulyasiyalagan holda sezgirlik daraja $10^{-5} + 10^{-6} sm^{-1}$ teng va lazer nurining $1 W$ quvvatida qayd etilgan.

Sezgirlikning yuqori bo'lishi bir qancha suyuqliklarda primesslar miqdorini yuqori aniqlik bilan o'lehashga imkon yaratdi. Masalan, xloroform suyuqligida eritilgan selen Se miqdorini aniqlash borasidagi tajribada argon lazerining $\lambda = 514 nm$ to'liq uzunligida sezgirlikning eng yuqori chegarasi $\eta = 3,5 \cdot 10^{-5} sm^{-1}$ aniqlangan. Bu vaqtda suyuqlikdagi selen atomlari konsentratsiyasi $15^{ng}/sm^3$ ga teng bo'lgan.

Optika-akustik metod bilan suyuqliklarning analiziga halaqit beradigan shovqin signallaridan biri bu suyultiruvchi modda tomonidan yutilishning mavjudligi. Bu qiymat ko'pchilik suyultiruvchi moddalarda $\chi = 10^{-3} + 10^{-6} sm^{-1}$ ga etib boradi. Bu muammoni hal qilishda differensial sxemalardan yoki lazerning chastotalar modulyasiyasi ishlashidan foydalaniladi. Xloroform aralashmasidagi β -karotin primessi miqdorini aniqlashda argon lazerining ikkita generatsiya spektridan ($\lambda_1 = 448 nm$ va $\lambda_2 = 514 nm$) foydalanildi. Lazer nuri $700 Hz$ chastotada modulyasiya qilindi. Bunda lazer nurining ikkita chastotasi (λ_1 va λ_2) dispersion prizma yordamida bir-biridan fazoviy ajratildi va suyuqlikka yuborildi. Suyuqlikdan chiqqandan so'ng ikkinchi dispersion prizma yordamida ular yana bir-biriga qo'shilib, qayd qiluvchi sistemaga yuborildi. Bu usul xloroformdan keladigan shovqin signallarini $9 \cdot 10^{-11} sm^{-1}$ dan $2,2 \cdot 10^{-10} sm^{-1}$ gacha kamaytirdi. Bu esa suyuqlikdagi β -karotin primessning miqdori lazer nurining $\lambda_2 = 514 nm$ to'liq uzunlikda $0,08^{ng}/sm^3$ yoki $1,2 \cdot 10^{-10}$ ga teng ekanligini ko'rsatdi.

Bu metodning sezgirlik darajasi boshqa metodlarga nisbatan o'rtacha 100 barobar yuqori ekanligi 30 dan ortiq dori-darmonlarda

impulsli azot lazeri yordamida o'tkazilgan tajribalar tasdiqladi. Bu metodning asosiy kamchiliklaridan biri erituvchi modda (rastvoritel)dan keladigan yutilish (fon). Buni kamaytirish maqsadida differensial sxemadan foydalanilgan, ya'ni tajribada ikkita bir xil optika-akustik yacheykadan foydalanilgan. Birida faqat erituvchi modda solingan, ikkinchisiga erituvchi moddaning primesslar bilan aralashmasi solingan. Argon lazeri yordamida nurlantirish natijasida fon signallari taxminan 70 barobar kamayganligiga erishilgan. Xuddi shunday usul bilan uran moddasining suvdagi erigan miqdori 10^{-6} mol/l miqdorda aniqlangan.

Umuman olganda metodning afzalligi uning soddaligi va tashkil qilish jihatdan murakkab emasligida. Bu metod bilan ishlaydigan qator analizatorlar bugungi kunda sanoatning har xil sohalarida muvaffaqiyat bilan qo'llanilib kelmoqda.

§ 6.6 Lazerli atom spektral analizning istiqbollari

Optik spektroskopiya metodlari ilgari analitik maqsadlarda qo'llanilib kelingan edi. Aynan moddalarni sifat jihatdan o'rganish va ularning minimal konsentratsiyasini aniqlash sohalarida qo'llanilar edi. O'tgan asrning 60 yillarida lazer nurlarining kashf qilinishi bilan bu metodlarning qo'llanilish sohasi kengaydi, sezgirlik darajasi oshdi, hatto kerakli moddalarni selektiv (tanlab) qayd qilish imkoniyati yaratildi.

Har bir metodning yutuq va kamchiliklari to'g'risida yuqorida to'xtab o'tildi. Bugungi kunda lazer spektral analiz metodlari rivojlanib, ilmiy laboratoriyalardan chiqib sanoat masshtabidagi lazer analitik asboblari yoki analizatorlar yaratish darajasiga etdi. Hozir har xil maqsadlarga mo'ljallangan turli tuman analitik asboblari xalq xo'jaligining ko'pchilik tarmoqlarida muvaffaqiyat bilan qo'llanilmoqda. Bu soha rivojlanib, kelajakda mavjud analitik metodlarning kombinatsiyasidan iborat yangi metodlarning paydo bo'lishiga olib keladi.

Xususan suyuqlik xromotografiyasi va lazer fotoionizatsion spektroskopiya metodlari asosida ishlaydigan yagona analitik asbob yaratish ehtimoli mavjud. Bu yo'nalish ayniqsa biomolekulalarni qayd qilishda qo'l kelishi tabiiy yoki yana ko'tilayotgan yangi asboblardan

biri, bu lazer fotoionizatsion metod bilan mass-spektrometriya metodlari asosida ishlaydigan, kam uchraydigan, noyob radioaktiv izotoplarni qayd qilishga mo'ljallangan analizatoridir.

Xulosa qilib aytganda, ilm-fan oldida nafaqat mavjud metodlarni rivojlantirish, balki, yangi metodlar yaratish vazifasi turibdi. Buning uchun mamlakatimizda etarlicha ilmiy salohiyat va moddiy texnika bazasi mavjud. Balki kelajakda Myullarning ionli mikroskopi bilan selektiv lazer fotoionizatsiya metodini kombinatsiya qilish natijasida lokal spektral analizda yorug'lik to'lqin uzunligi o'lchamidagi zarrachalarning fazoviy ajralishini ko'rish imkoniyati to'g'ilar. Bularning barchasi kelajakda amalga oshadigan ishlar.

VI bob bo'yicha misol va masalalar

1. *Spektral analiz nima? uning qanday parametrlari mavjud.*
2. *Hozirgi zamon spektral analiz metodlarini aytib bering.*
3. *Spektral analizda qanday asbob uskunalar qo'llaniladi.*
4. *Spektral analiz jarayoni nechta etaplarga bo'linadi.*
5. *Spektral asbobning sezgirlik darajasi deganda qanday parametr tushuniladi.*
6. *Lazerli atom fluoressen analiz qanday fizik hodisaga asoslangan.*
7. *Gaz holatdagi moddalarni fluoressent analiz qilishda nimalarga alohida e'tibor qaratish kerak.*
8. *Suyuq eritmalarda fluoressent analiz metodining sezgirlik chegarasi qanday aniqlanadi.*
9. *Real ob'ektlar qanday o'ziga xos xususiyatlarga ega va uning analizi qanday amalga oshiriladi.*
10. *Lazerli atom-fotoionizatsion spektral analiz metodi asosida qanday fizik hodisa yotibdi.*
11. *Lazer fotoionizatsion spektrometrning sxemasi va ish prinsipi tushuntiring.*
12. *Aralash moddalarning spektral analizini o'tkazishda lazer fotoionizatsion spektrometrning qanday afzalliklari bor.*
13. *Yarim o'tkazgich moddalarning spektral analizi qanday sxemalarda amalga oshiriladi.*
14. *Biologik ob'ektlarni analizida nimalarga asosiy e'tiborni qaratish kerak.*

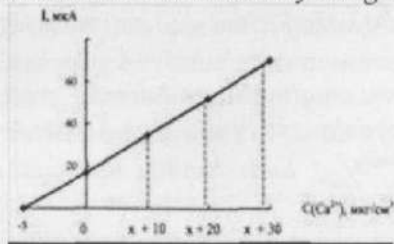
15. Lazerli atom-absorbsion analiz metodi qanday qulaylik va kamchiliklarga ega.
16. Lazerli atom-absorbsion spektrometr qanday ishlaydi.
17. Zararli atmosfera aerozollarining spektral analizi qanday tashkil etiladi.
18. Har xil agregat holatlardagi moddalarning absorbsion spektral analizida nimalarga e'tibor qaratish kerak.
19. Optika-akustik spektral analiz metodi qaysi moddalarga ko'proq qo'llaniladi.
20. Optik-akustik spektrometr ishlash prinsipini tushuntiring.
21. Lazer spektral analiz metodlari qanday istiqbolga ega.

1-masala: Achigan sut maxsuloti tarkibidan alangidagi fotometriya metodi bilan kalsiy ionlari (Ca^{2+}) miqdori aniqlandi. Analiz qo'shimcha porsiya kiritish metodi bilan amalga oshirildi. Noma'lum namunani aniqlashda fotometriyaning tok kuchi $I = 17,0 \text{ mKA}$ bo'lgan. Xuddi shunday hajmdagi standart namunaga $[\text{Ca}^{2+}]$ qo'shimchalar qo'shilganda quyidagi natija qayd qilindi.

$[X + \text{C}(\text{Ca}^{2+})] \text{ mkg/sm}^3$	$X + 10,0$	$X + 20,0$	$X + 30,0$
I, mKA	35,0	52,0	70,0

Achigan sutli maxsulot tarkibidagi Ca^{2+} miqdori aniqlansin.

Yechish: masalani grafik usulda echaniz, ya'ni $\text{C}(\text{Ca}^{2+})$ ning fotometrik tokka (1) nisbatan grafik tuzamiz. Grafikning absissa o'qi bilan kesishgan nuqtadan noma'lum ionizatsiyaning miqdorini beradi.



Bu miqdor ($5,0 \text{ mkg/sm}^3$) ga teng.

$$\text{Javob: } C(\text{Ca}^{2+}) = 5,0 \text{ mkg/sm}^3$$

2-masala: Aralashmadan hosil bo'lgan o'tayotgan fototokning natriy ionlari (Na^+) konsentratsiyasiga bog'lanishi to'g'ri chiziqni beradi. Fotometriya paytida quyidagi natijalar olingan.

$C(\text{Na}^+) \text{ mkg/sm}^3$	15,0	30,0
I, mkA	42,5	70,0

Namunaviy aralashmadan fototok miqdori (52,0 mkA) bo'ldi. Na^+ -ionlari konsentratsiyasi topilsin.

Yechish: Graduirovka grafigidan noma'lum aralashmadagi Na^+ konsentratsiyasi uchun quyidagi tenglikni yozamiz.

$$C_x = C_{cm1} + \frac{(C_{cm2} - C_{cm1}) - (I_x - I_{cm1})}{(I_{cm2} - I_{cm1})}$$

Bu erda C_x -noma'lum (Na^+) ning konsentratsiyasi.

$C_{cm1}; C_{cm2}$ -katta va kichik konsentratsiyali standart aralashmalar.

I_x -noma'lum aralashmadagi fototok,

$I_{cm1}; I_{cm2}$ -katta va kichik konsentratsiyali standart aralashmalardan fototok miqdori.

Qiymatlarni formulaga qo'yish bilan C_x ning qiymatiga ega bo'lamiz

$$C_x = 15,0 + \frac{(30,0 - 15,0) - (52,0 - 42,5)}{(70,5 - 42,5)} = 20,1 \text{ mkg/sm}^3$$

$$\text{Javob: } C(\text{Na}^+) = 20,1 \text{ mkg/sm}^3$$

3-masala: 1,0 g namu'nani 250 ml erituvchida eritib, hosil bo'lgan eritmadagi talliy (Tl) miqdorini ($\omega_{\max}$) emission fotometriya metodi bilan aniqlansin.

Talliy miqdorini aniqlovchi graduirovka grafigi quyidagi tenglama orqali ifodalangan. $I = 5,5 + 85,5c$. Bu erda c Tl ning konsentratsiyasi (mkg/ml). Emissiyaning maksimal miqdori 00 l birlik deb oling.

Yechish: masala shartiga ko'ra $100 = 5,5 + 85,5c_{\max}$

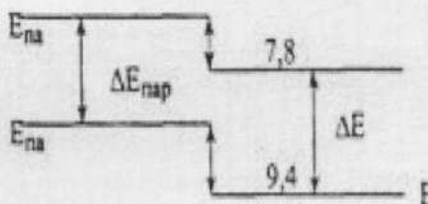
$$\text{Bundan } c_{\max} = \frac{100 - 5,5}{85,5} = 1,1 \text{ mkg/ml} \quad m_{\max} = c_{\max} \cdot V = 1,1 \cdot 250,0 = 275 \text{ mkg}$$

$$\omega_{\max} = \frac{m_{\max}}{m_{\min}} = 275 \cdot 10^{-6} = 0,0275 \%$$

$$\text{Javob: } \omega_{\max} = 0,0275 \%$$

4-masala: Bug' holatdagi moddani eritma holga keltirishda uning elektron yutilish spektri qaysi sohaga tomon siljiydi, agar asosiy va pastki uyg'ongan holatlari mos ravishda 9,4 va $7,8 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ ga pastga tushsa.

Yechish: Masalani sxematik ravishda echish mumkin.



$$\Delta E_{\text{bug}'} = E_{\text{bug}'}^* - E_{\text{bug}'}, \quad \Delta E_{\text{eritma}} = E_{\text{eritma}}^* - E_{\text{eritma}}, \quad \Delta E^* < \Delta E$$

Tabiiy ravishda $\Delta E_{\text{eritma}} > \Delta E_{\text{bug}'}$

Ma'lumki, $\lambda = \Delta E / \nu = \frac{\Delta E \cdot c}{\lambda}$; $\lambda_{\text{eritma}} < \lambda_{\text{bug}'}$, bo'lganligidan yutilish spektri qisqa to'liq tomonga siljiydi.

Javob: qisqa to'liq tomonga siljiydi.

5-masala: Bo'yalgan temir birikmasining molyar yutilish koeffitsientini aniqlang? Agar monoxromatik nurning maksimal yorug'lik yutilish koeffitsienti yutuvchi muxit qalinligi 5 sm bo'lganda 0,75 ga teng bo'lsa. Temirning birikmadagi konsentratsiyasi 0,05 mg, 50 ml

Yechish: molyar yutilish koeffitsienti (ϵ) yutilish qonunlari asosida hisoblanadi.

$$A = \epsilon \cdot c \cdot l \quad (1)$$

c -yutuvchi moddaning molyar konsentratsiyasi ($\frac{\text{mol}}{\text{litr}}$),

l -yutuvchi muhit qalinligi (sm), $A = 0,75$

$$(1) \text{ dan } \varepsilon = \frac{A}{c \cdot l} = \frac{0,75}{1,79 \cdot 10^{-5} \cdot 5} = 8,4 \cdot 10^4$$

Bu erda

$$c = \frac{0,05}{50} \cdot 55,85 = 1,79 \cdot 10^{-5} \text{ mol/l}$$

$$\text{Javob: } \varepsilon = 8,4 \cdot 10^4$$

6-masala: po'latning 0,2 g 200 ml kislotada aralashtirildi.

SHundan 15 ml olib 50 ml kolbada reaktivlar bilan ishlov berilgan va graudirovka grafigi bo'yicha 0,123 mg nikel borligi aniqlandi.

Po'latning tarkibidagi nikel miqdori (%)da aniqlansin.

Yechish: Po'lat qotishmasidagi nikel miqdori quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$m(\text{Ni}) = \frac{m(\text{Ni})}{q(\text{po'lat})} \cdot 100 = \frac{0,123 \text{ mg}}{15 \text{ ml}} \cdot 100 = 1,64 \text{ mg} \quad m(\text{Ni})\% = \frac{1,64 \text{ mg}}{200 \text{ mg}} \cdot 100\% = 0,82 \%$$

$$\text{Javob: } C(\text{Ni}) = 0,82 \%$$

7-masala: Eritma tarkibidagi molibden (M_o) konsentratsiyasini ($\frac{\text{mol}}{l}$) va ($\frac{\text{mkg}}{\text{ml}}$) larda aniqlang?

Bunda eritmaning molyar yutilish koeffitsienti $\varepsilon = 5 \cdot 10^4$ ga teng. 5 sm qalinlikdagi eritmaning optik zichligi 0,1ga teng.

$$\text{Yechish: } c_{\min} = \frac{A}{c \cdot l} = \frac{0,1}{5 \cdot 10^4 \cdot 5} = 4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{mol}}{l}$$

Molibdenning molyar massasi $M(M_o) = 95,94 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$

$$c_{\min} = 4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{mol}}{l} \cdot 95,94 \cdot 10^6 / 1000 = 3,8 \cdot 10^{-2} \frac{\text{mkg}}{\text{ml}}$$

$$\text{Javob: } c_{\min} = 3,8 \cdot 10^{-2} \frac{\text{mkg}}{\text{ml}}; \quad c_{\min} = 4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{mol}}{l}$$

D.I. Mendeleyevning kimyoviy elementlar davriy jadvali

DATE	ELEMENT										GROUP										VIII	IX	X	XI	XII																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																			
	A I B	A II B	A III B	A IV B	A V B	A VI B	A VII B	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M						N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																						
1	H	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
2	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
3	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
4	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
5	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
6	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
7	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
8	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
9	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
10	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mn	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Pb	Bi	Po	At	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
YUGORI OKSIDAR																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												

2.2-jadval. Atomlarning elektron konfiguratsiyasi

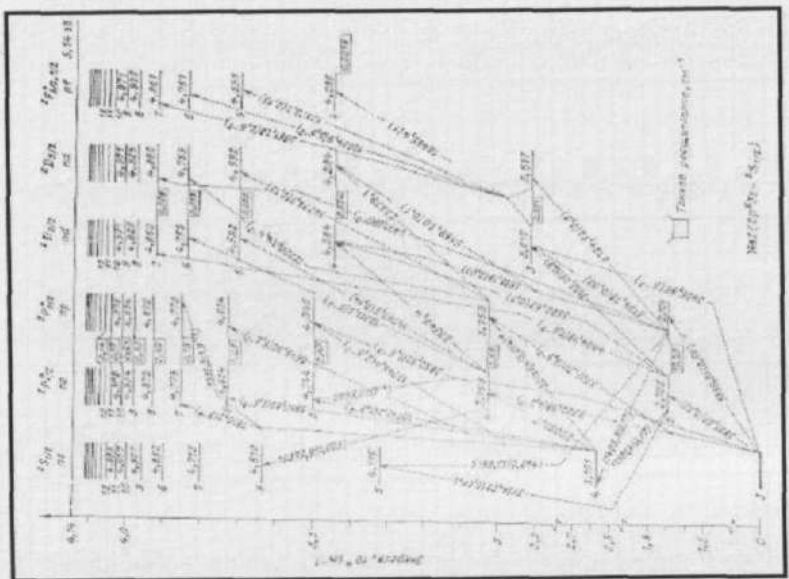
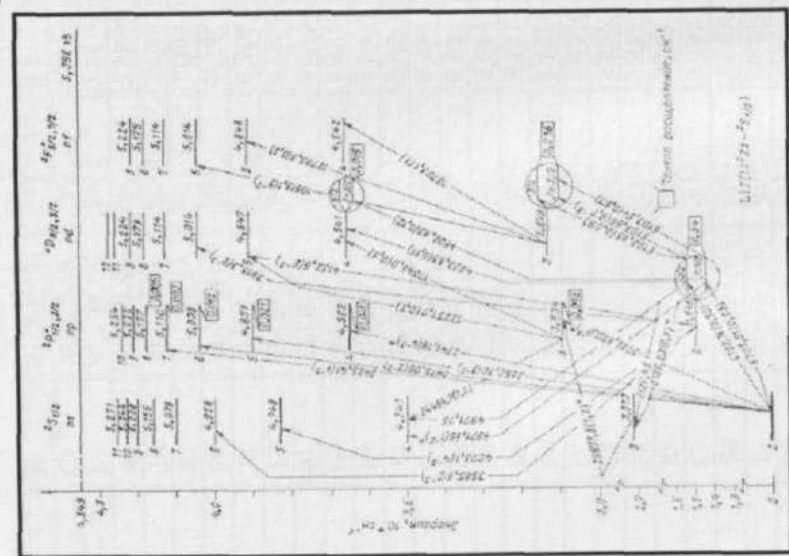
Element tartib raqami	Element	Elektron konfiguratsiya	Asosiy holati	E, eV
1	H	1s	$2S_{1/2}$	13,598
2	He	$1s^2$	$1S_0$	24,587
3	Li	2s	$2S_{1/2}$	5,392
4	Be	$2s^2$	$1S_0$	9,322
5	B	$2s^2 2p$	$2P_{1/2}$	8,298
6	C	$2s^2 2p^2$	$3P_0$	11,260
7	N	$2s^2 2p^3$	$4S_{3/2}$	14,534
8	O	$2s^2 2p^4$	$3P_2$	13,618
9	F	$2s^2 2p^5$	$2P_{3/2}$	17,422
10	Ne	$2s^2 2p^6$	$1S_0$	21,564
11	Na	3s	$2S_{1/2}$	5,139
12	Mg	$3s^2$	$1S_0$	7,646
13	Al	$3s^2 3p$	$2P_{1/2}$	5,986
14	Si	$3s^2 3p^2$	$3P_0$	8,151
15	P	$3s^2 3p^3$	$4S_{3/2}$	10,486
16	S	$3s^2 3p^4$	$3P_2$	10,360
17	Cl	$3s^2 3p^5$	$2P_{3/2}$	12,967
18	Ar	$3s^2 3p^6$	$1S_0$	15,759
19	K	4s	$2S_{1/2}$	4,341
20	Ca	$4s^2$	$1S_0$	6,113
21	Sc	$3d 4s^2$	$2D_{3/2}$	6,54
22	Ti	$3d^2 4s^2$	$3F_2$	6,82
23	V	$3d^3 4s^2$	$4F_{3/2}$	6,74

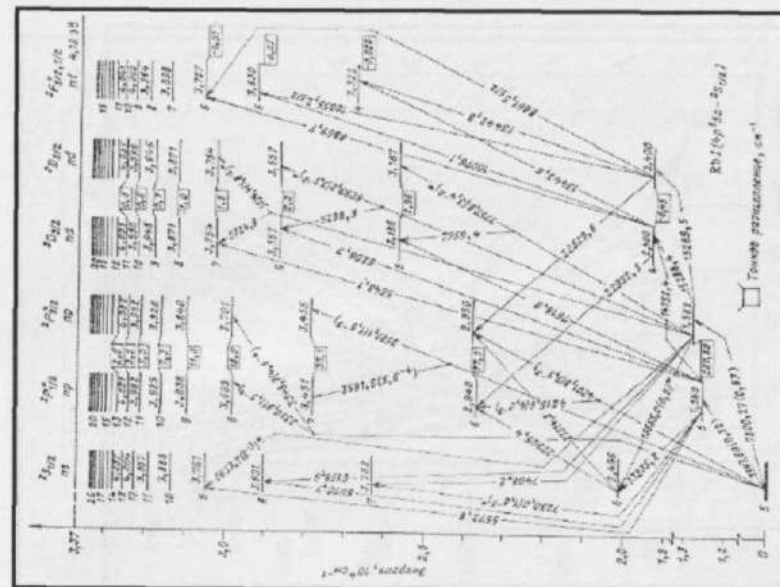
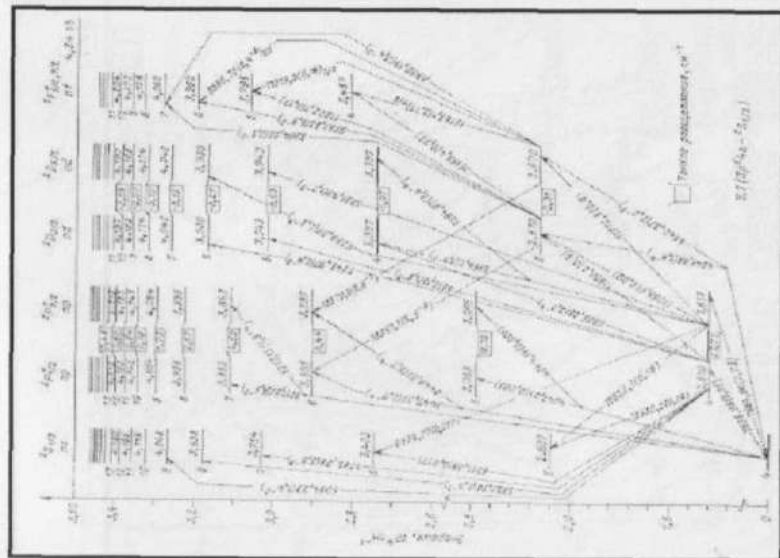
24	Cr	$3d^5 4s$	$7S_3$	6,766
25	Mn	$3d^5 4s^2$	$6S_{5/2}$	7,435
26	Fe	$3d^6 4s^2$	$5D_4$	7,870
27	Co	$3d^7 4s^2$	$4F_{9/2}$	7,86
28	Ni	$3d^8 4s^2$	$3F_4$	7,635
29	Cu	$3d^{10} 4s$	$2S_{1/2}$	7,726
30	Zn	$3d^{10} 4s^2$	$1S_0$	9,394
31	Ga	$3d^{10} 4s^2 4p$	$2P_{1/2}$	5,999
32	Ge	$3d^{10} 4s^2 4p^2$	$3P_0$	7,899
33	As	$3d^{10} 4s^2 4p^3$	$4S_{3/2}$	9,81
34	Se	$3d^{10} 4s^2 4p^4$	$3P_2$	9,752
35	Br	$3d^{10} 4s^2 4p^5$	$2P_{3/2}$	11,814
36	Kr	$3d^{10} 4s^2 4p^6$	$1S_0$	13,999
37	Rb	5s	$2S_{1/2}$	4,177
38	Sr	$5s^2$	$1S_0$	5,695
39	Y	$4d 5s^2$	$2D_{3/2}$	6,38
40	Zr	$4d^2 5s^2$	$3F_2$	6,84
41	Nb	$4d^4 5s$	$6D_{1/2}$	6,88
42	Mo	$4d^5 5s$	$7S_3$	7,099
43	Tc	$4d^5 5s^2$	$6S_{5/2}$	7,28
44	Ru	$4d^7 5s$	$5F_5$	7,37
45	Rh	$4d^8 5s$	$4F_{9/2}$	7,46
46	Pd	$4d^{10}$	$1S_0$	8,34
47	Ag	$4d^{10} 5s$	$2S_{1/2}$	7,576
48	Cd	$4d^{10} 5s^2$	$1S_0$	8,993
49	In	$4d^{10} 5s^2 5p$	$2P_{1/2}$	5,786
50	Sn	$4d^{10} 5s^2 5p^2$	$3P_0$	7,344

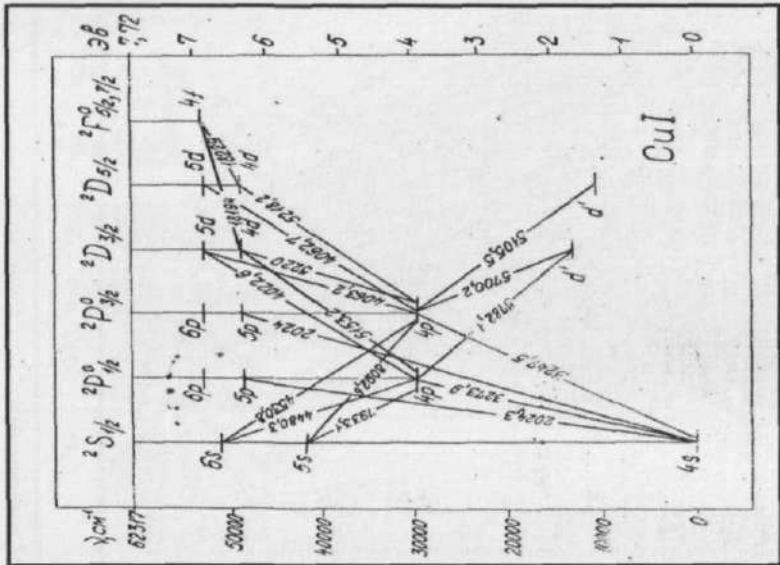
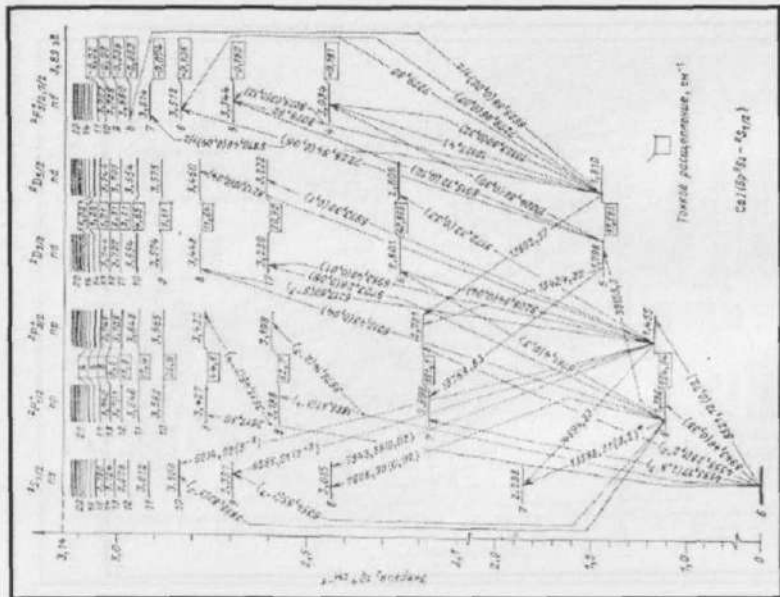
51	Sb	$4d^{10}5s^25p^3$	$^4S_{3/2}$	8,641
52	Te	$4d^{10}5s^25p^4$	3P_2	9,009
53	J	$4d^{10}5s^25p^5$	$^3P_{3/2}$	10,451
54	Xe	$4d^{10}5s^25p^6$	1S_0	12,130
55	Cs	6s	$^2S_{1/2}$	3,894
56	Ba	$6s^2$	1S_0	5,212
57	La	$5d6s^2$	$^2D_{3/2}$	5,577
58	Ce	$4f^26s^2$	3H_4	5,47
59	Pr	$4f^36s^2$	$^4I_{9/2}$	5,42
60	Nd	$4f^46s^2$	5I_4	5,49
61	Pm	$4f^56s^2$	$^6H_{5/2}$	5,55
62	Sm	$4f^66s^2$	7F_6	5,63
63	Eu	$4f^76s^2$	$^8S_{7/2}$	5,67
64	Gd	$4f^75d6s^2$	9D_2	6,14
65	Tb	$4f^86s^2$	$^6H_{15/2}$	5,85
66	Dy	$4f^96s^2$	5I_8	5,93
67	Ho	$4f^{10}6s^2$	$^4I_{15/2}$	6,02
68	Er	$4f^{12}6s^2$	3H_6	6,10
69	Tm	$4f^{13}6s^2$	$^2F_{7/2}$	6,18
70	Yb	$4f^{14}6s^2$	1S_0	6,254
71	Lu	$4f^{14}5d6s^2$	$^2D_{3/2}$	5,426
72	Hf	$4f^{14}5d^26s^2$	3F_2	7,0
73	Ta	$4f^{14}5d^36s^2$	$^4F_{3/2}$	7,89
74	W	$4f^{14}5d^46s^2$	5D_0	7,98
75	Re	$4f^{14}5d^56s^2$	$^6S_{5/2}$	7,88
76	Os	$4f^{14}5d^66s^2$	5D_4	8,7
77	Ir	$4f^{14}5d^76s^2$	$^4F_{9/2}$	9,1

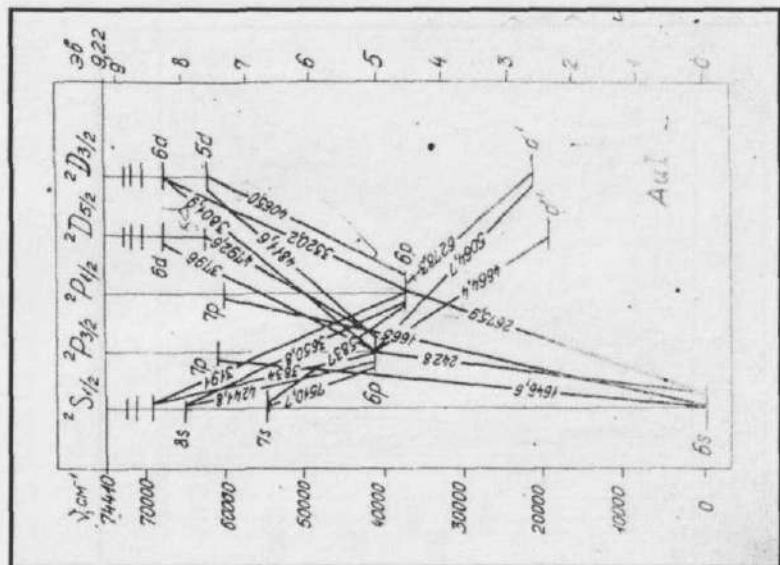
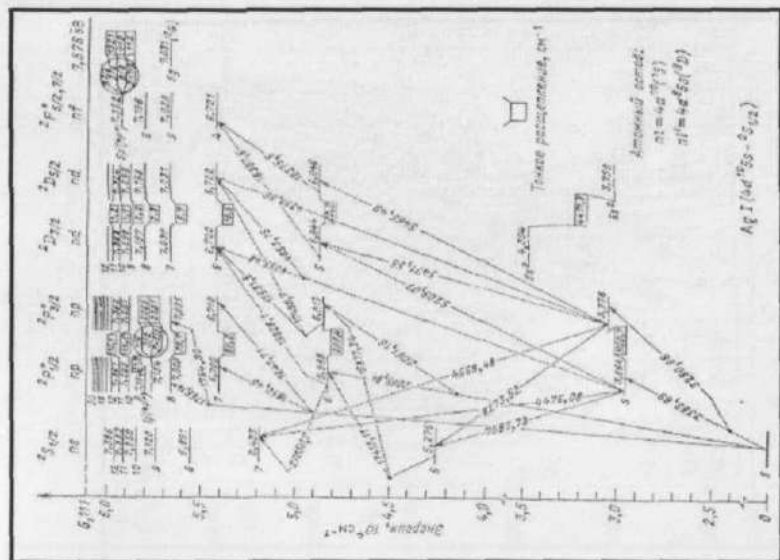
78	Pt	$4f^{14}5d^96s$	3D_3	9,0
79	Au	6s	$^2S_{1/2}$	9,225
80	Hg	$6s^2$	1S_0	10,437
81	Tl	$6s^26p$	$^2P_{1/2}$	6,108
2	Pb	$6s^26p^2$	3P_0	7,416
83	Bi	$6s^26p^3$	$^4S_{3/2}$	7,289
84	Po	$6s^26p^4$	3P_2	8,42
85	At	$6s^26p^5$	$^2P_{3/2}$	9,5
86	Rn	$6s^26p^6$	1S_0	10,748
87	Fr	7s	$^2S_{1/2}$	4,0
88	Ra	$7s^2$	1S_0	5,279
89	Ac	$6d7s^2$	$^2D_{3/2}$	6,9
90	Th	$6d^27s^2$	3F_2	
91	Pa	$5f^26d7s^2$	$^4K_{11/2}$	
92	U	$5f^36d7s^2$	5L_6	4
93	Np	$5f^46d7s^2$	$^6L_{11/2}$	
94	Pu	$5f^67s^2$	7F_0	5,8
95	Am	$5f^77s^2$	$^8S_{7/2}$	6,0
96	Cm	$5f^86d7s^2$	9D_2	
97	Bk	$5f^86d7s^2$	$^8H_{7/2}^6H_{15/2}$	
98	Cf	$5f^{10}7s^2$	5I_8	
99	Es	$5f^{11}7s^2$	$^4I_{15/2}$	
100	Fm	$5f^{12}7s^2$	3H_6	
101	Md	$5f^{13}7s^2$	$^2F_{7/2}$	
102	No	$5f^{14}7s^2$	1S_0	
103	Lr	$5f^{14}6d7s^2$	$^2D_{3/2}$	

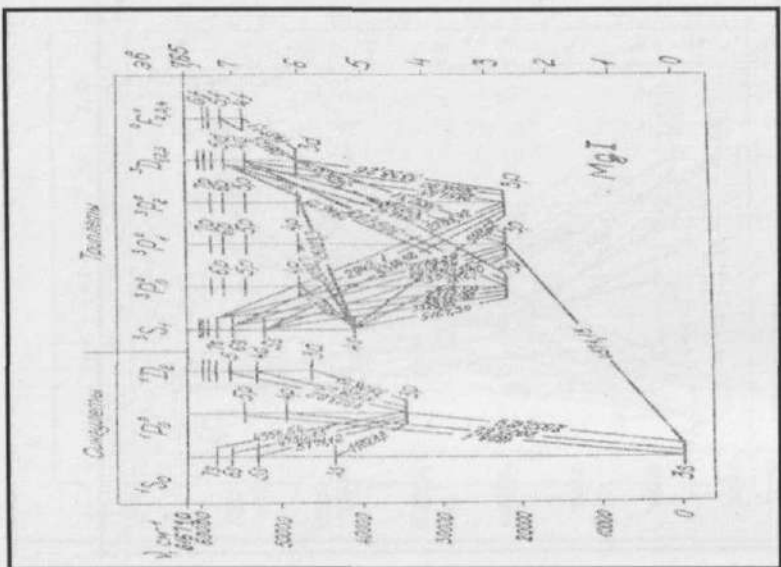
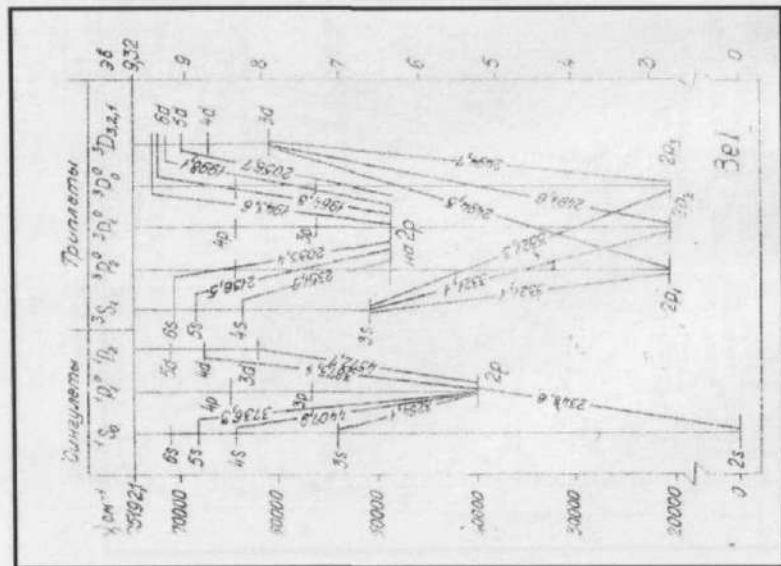
2.3 ilova. Atomlarning spektral diagrammalari.

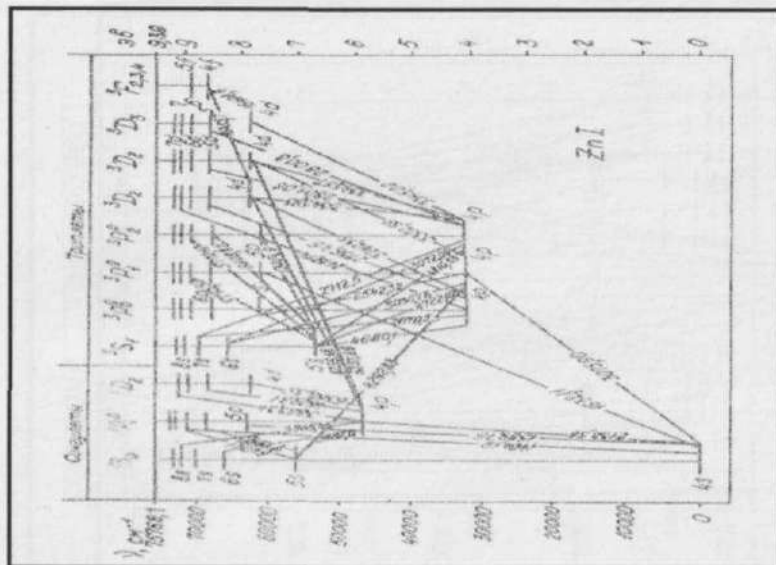
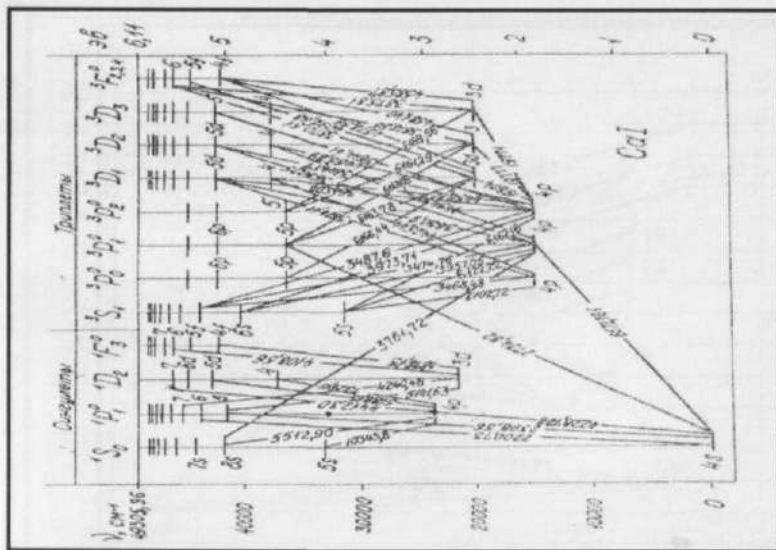


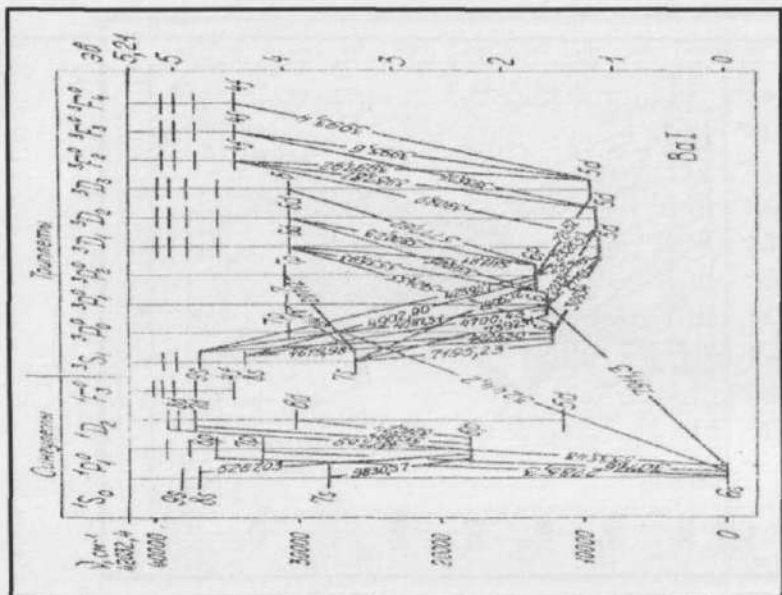
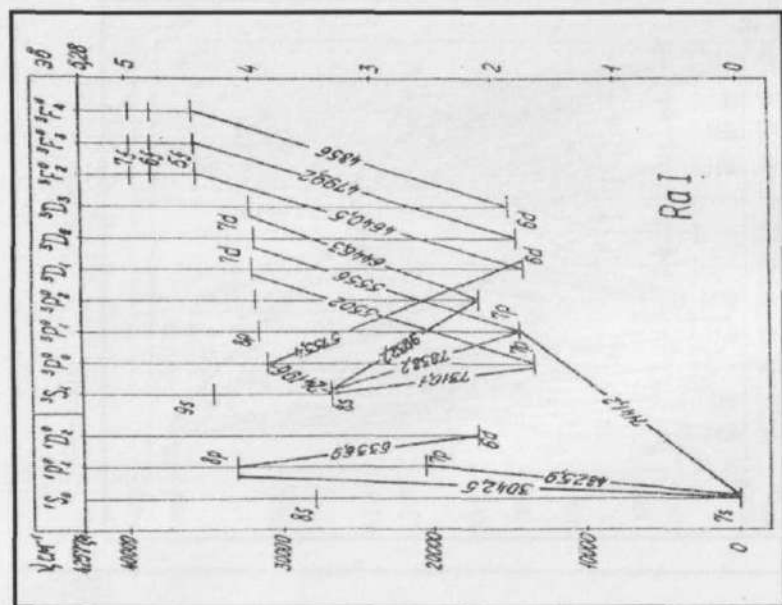


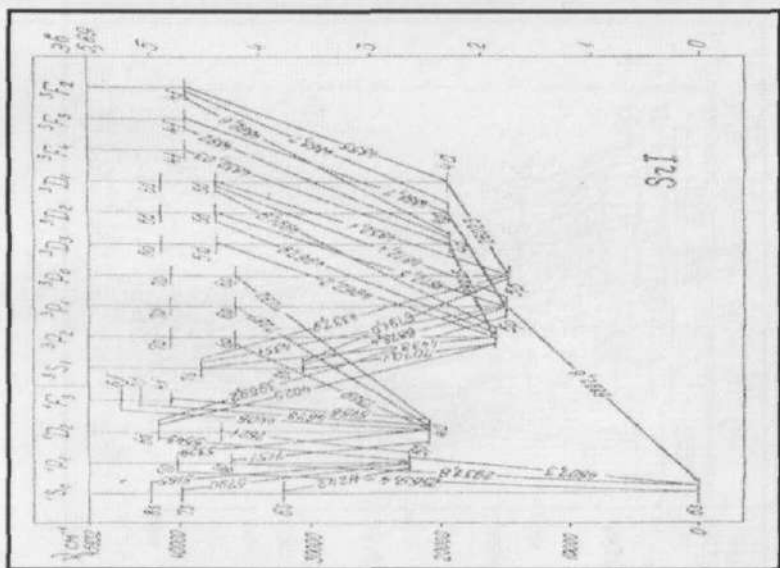
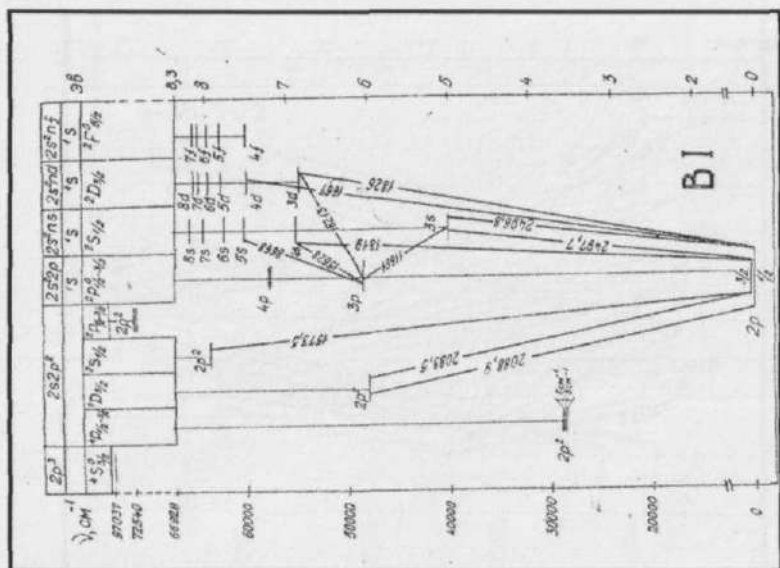


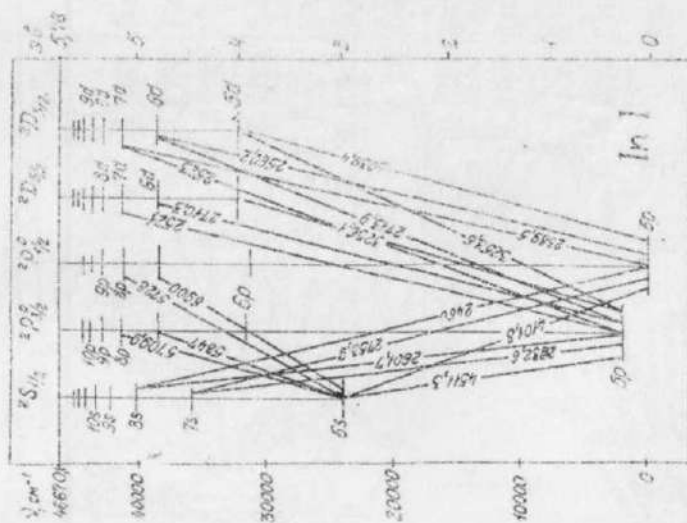
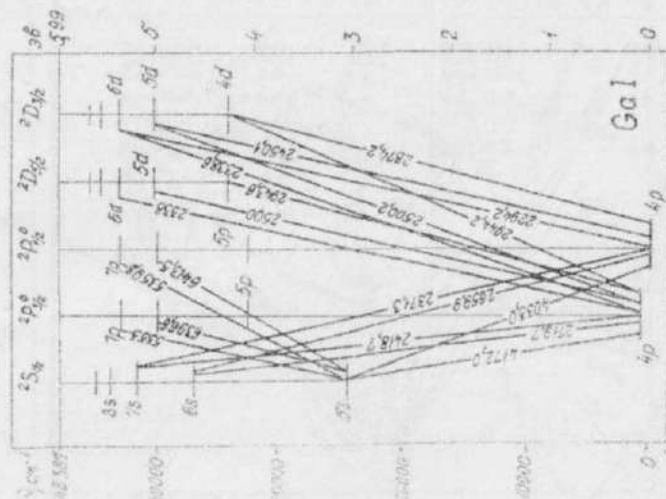


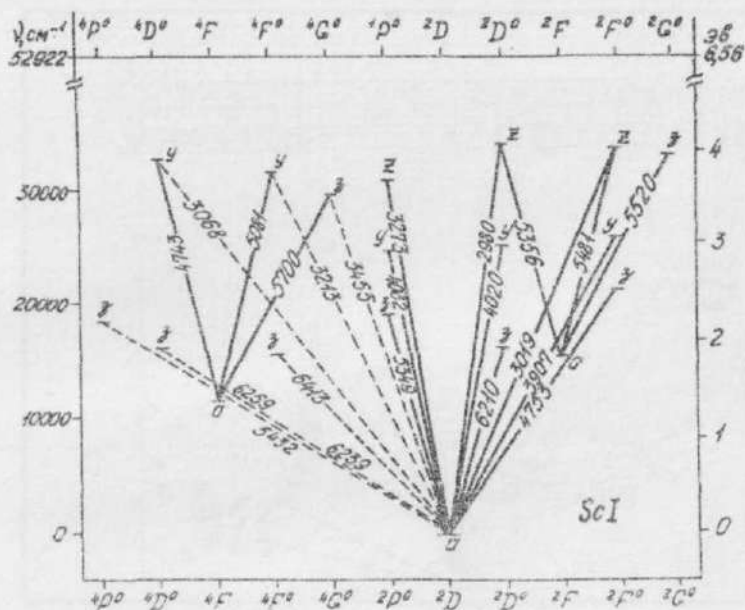


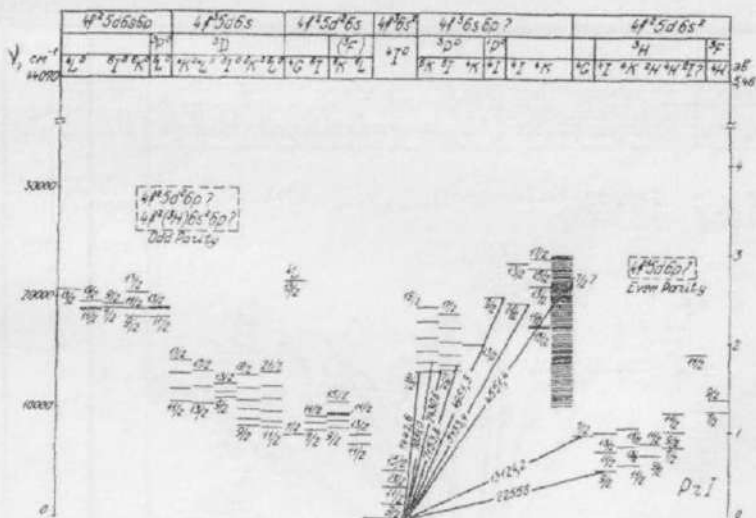
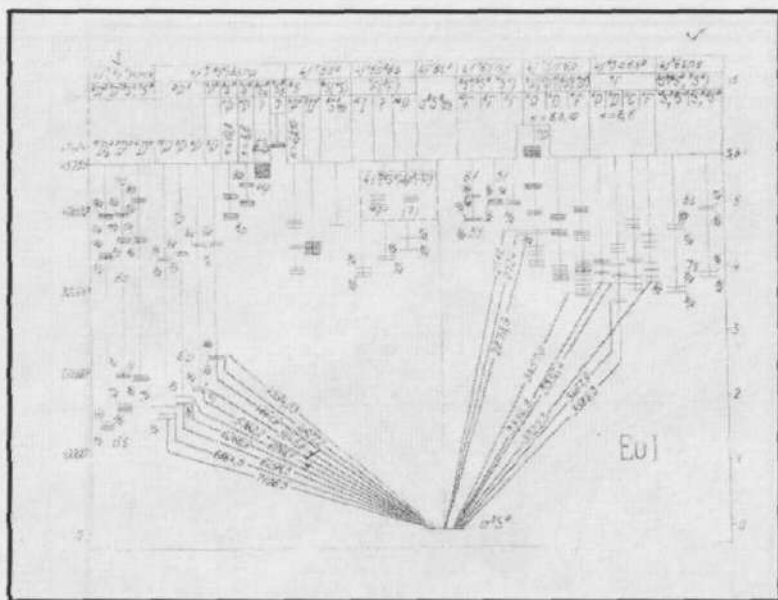


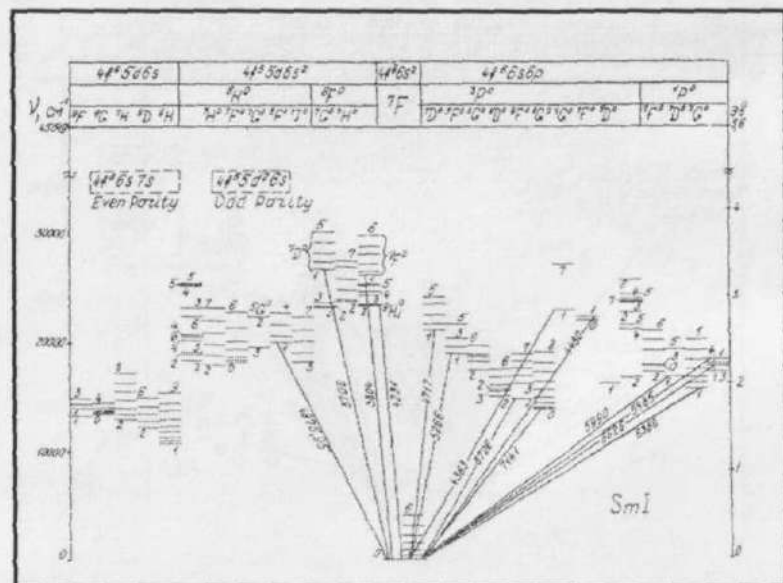
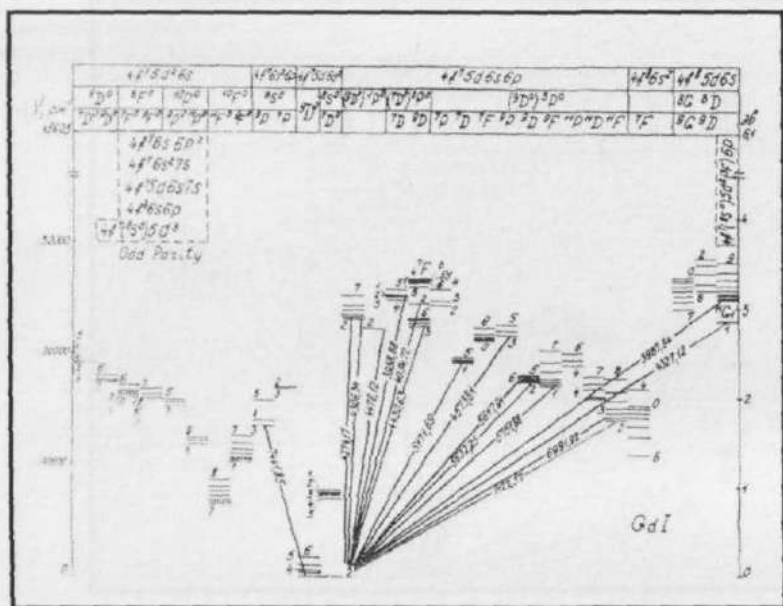


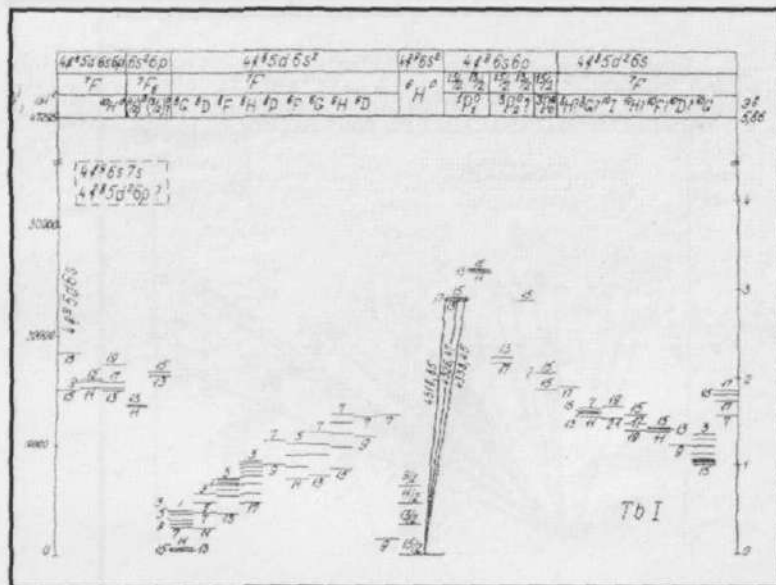
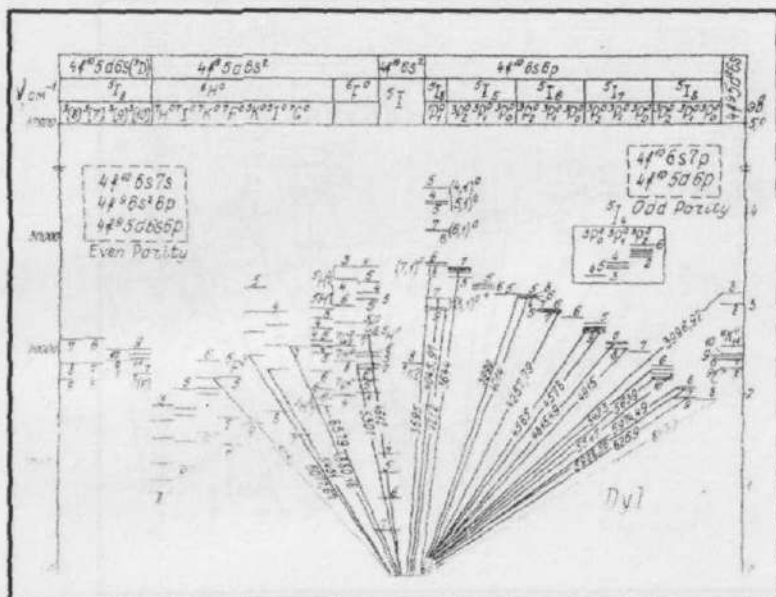


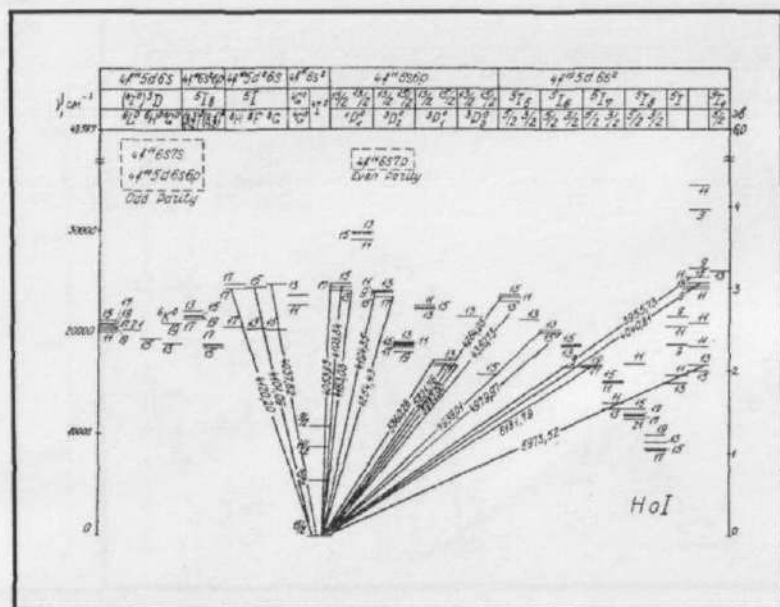
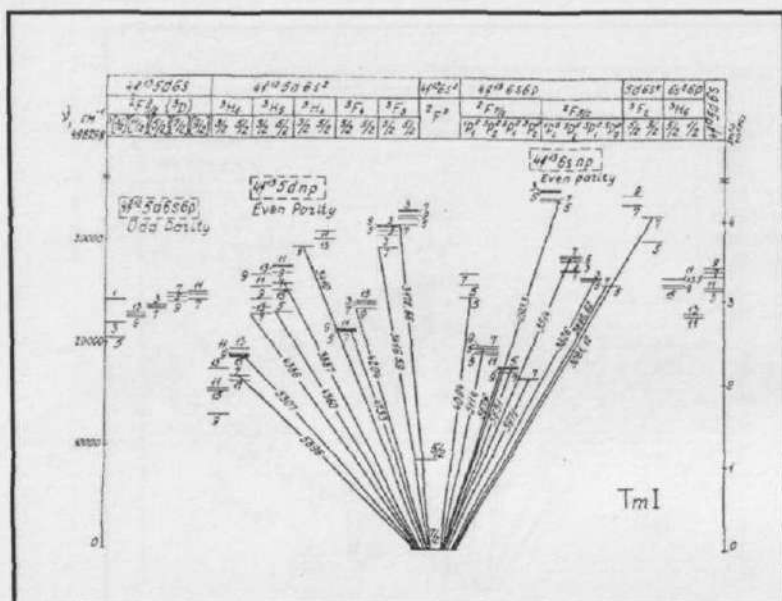


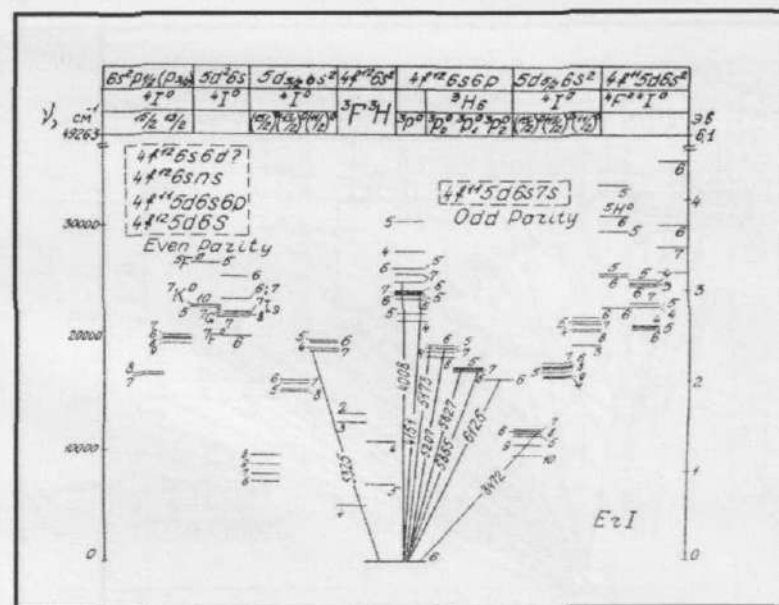
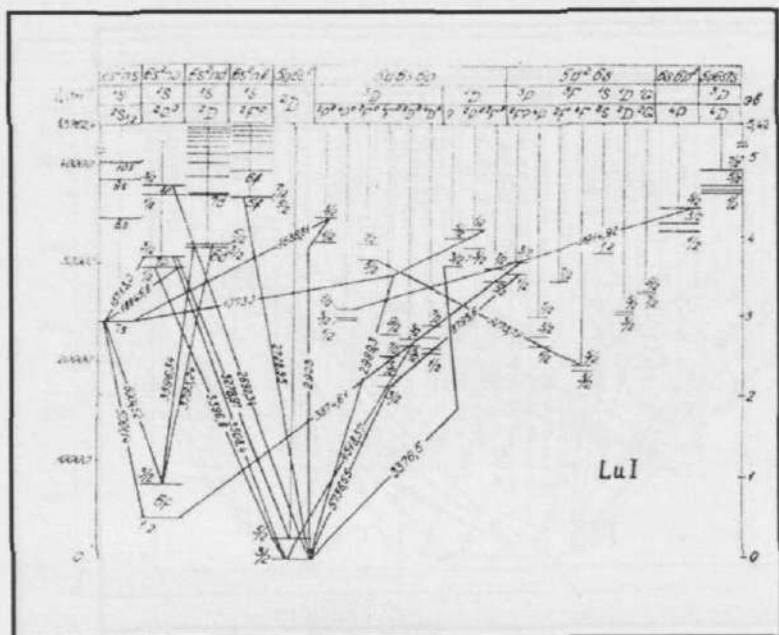


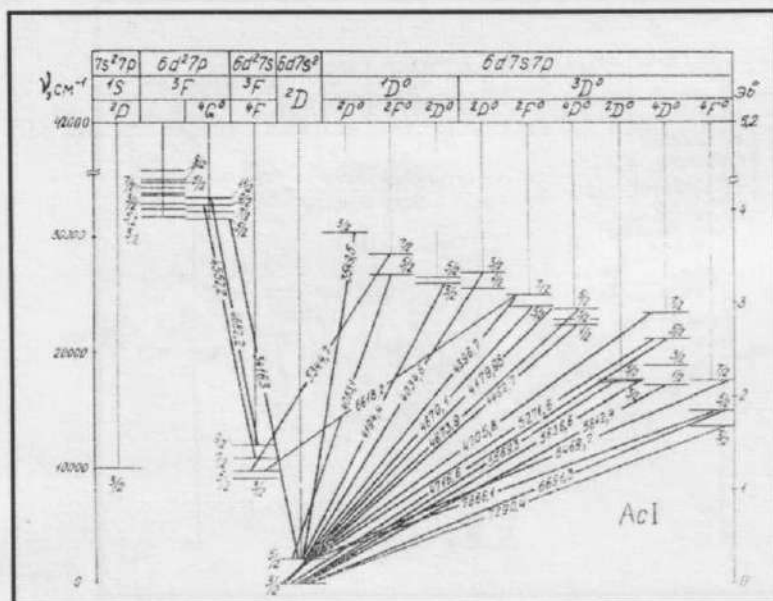
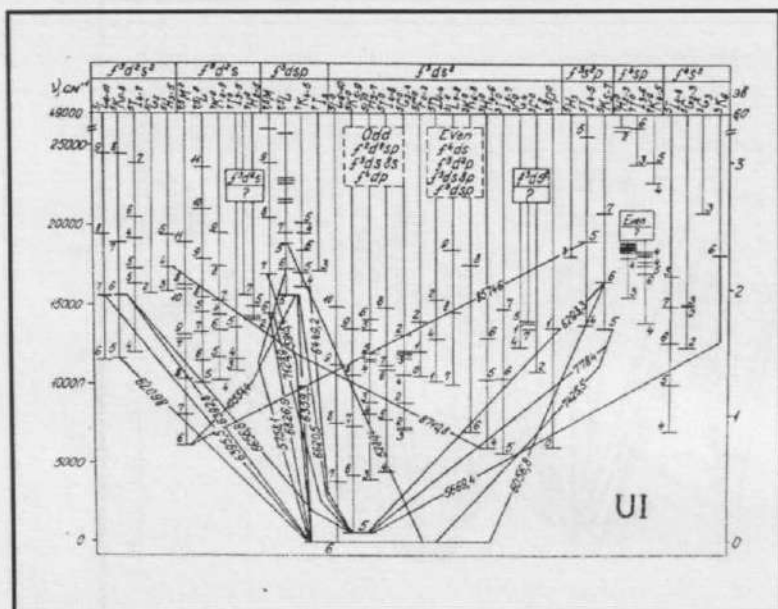


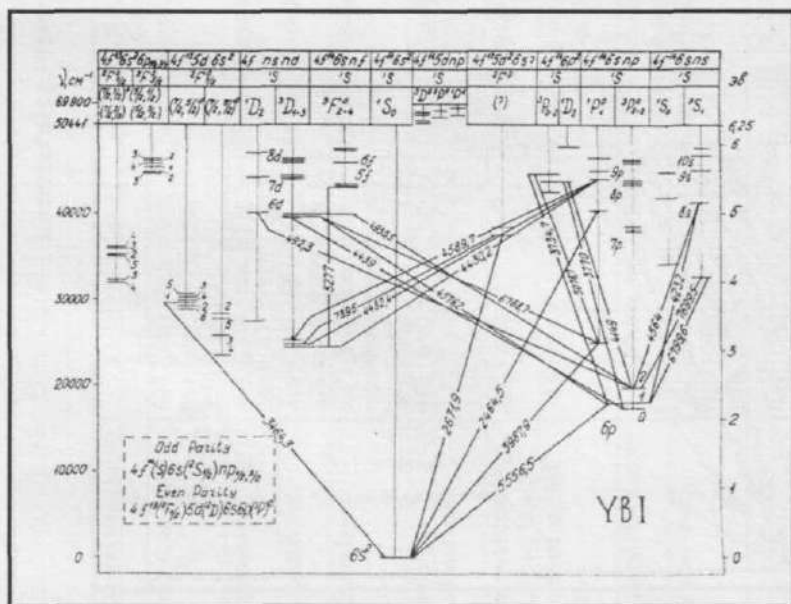
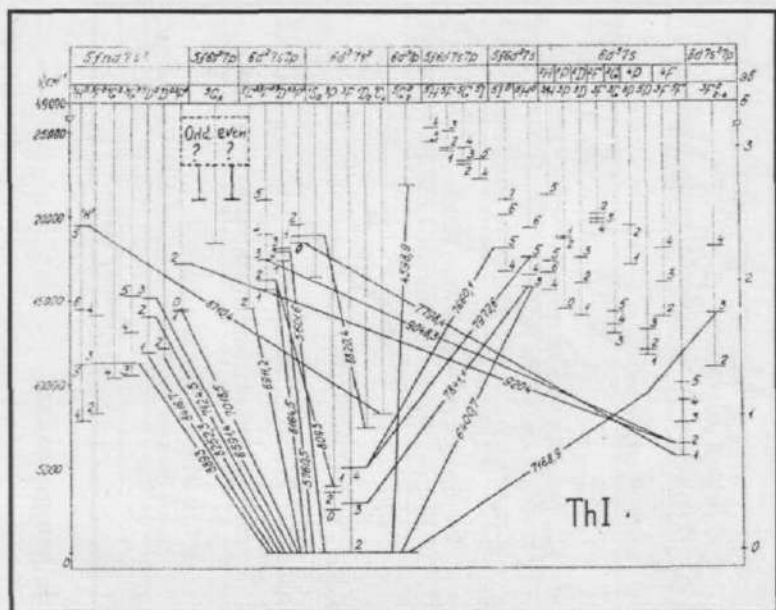












Lazerning turlari va qo'llanilish sohasi

Lazerni nomlanishi	To'lqin uzunligi	Damlash mexanizmi	Qo'llanilish sohasi
<i>Gaz lazerni</i>			
Geliy-neon lazerni	628,8 nm (543,5; 593,9; 611,8nm, 1,1523; 1,52; 3,3913 mkm)	Elektrik razryadi	Interferometriya, golografiya, spektroskopiya, shtrix kodlarni o'qish, optik jarayonlar namoyishi.
Argon lazerni	488,0; 514,5 nm, (351; 465,8; 472,7; 528,7 nm)	Elektrik razryadi	Litografiya, bo'y oq lazerni damlash, ko'z gavharini davolash.
Kripton lazerni	416; 530,9; 568,2; 647,1; 676,4; 752,5; 799,3 nm	Elektrik razryadi	Ilmiy tadqiqot ishlari.
Ksenon lazerni	Ko'zga ko'rinar, ultrabinafsha va infraqizil sohalarida	Elektrik razryadi	Ilmiy tadqiqot ishlari.
Azot lazerni	337,1 nm (316; 357 nm)	Elektrik razryadi	Bo'y oq lazerni damlash, atmosfera tozaligini tadqiq qilish.
Vodorod lazerni	2,7-2,9 mkm (fior vodorod 3,6-4,2 mkm)	Kimyoviy reaksiya	Lazer qurollari, lazerli termoyadro sintezi.
yod va kisloroddagi kimyoviy lazer	1,315 mkm	Kimyoviy reaksiya	Ilmiy tadqiqot ishlari, lazer qurollari, lazerli termoyadro sintezi, metallarni qayta ishlash.
Korbanat angdrid lazerni	10,6 mkm, (9,6 mkm)	Ko'ndalang yoki bo'yam a elektrik razryad	Metallarga ishlov berish, meditsina.
Uglerod oksidi lazerni	2,5-4,2 mkm, 4,8-8,3 mkm	Elektrik razryadi	Metallarga ishlov berish.
Eksimer lazerni	193 nm (ArF), 248 nm (KrF), 308 nm (XeCl), 353 nm (XeF)	Kimyoviy reaksiya Elektrik razryadi	Akustik spektroskopiya, litografiya, yarim o'tkazgichlar sanoati, lazer xirurgiyasi.
<i>Bo'y oq lazerni</i>			
Bo'y oq lazerni	390-435 nm (Stilben), 460-515 nm (Kumarin)	Boshqa lazerlar, impulsli lampa	Ilmiy tadqiqot, spektroskopiya, kosmetik xirurgiya, izotoplarni ajratish.

	102), 570-640 nm (Rodamin 6G)		
		Metall bug'li lazerlar	
Kadmiy lazeri	440 nm, 325 nm	Elektrik razryadi	Poligrafiya, ilmiy tadqiqot, valyutani detektorlash.
Simob lazeri	567 nm, 615 nm	Elektrik razryadi	Arxeologiya, ilmiy tadqiqot, o'quv jarayoni.
Selen lazeri	Qizildan ultrabinafsha sohagacha	Elektrik razryadi	Arxeologiya, ilmiy tadqiqot, o'quv jarayoni.
Mis bug'laridagi lazer	510,6 nm, 578,2 nm	Elektrik razryadi	Dermatologiya, fotografiya, bo'y oq lazerlarini damlash.
Oltin bug'laridagi lazer	627 nm	Elektrik razryadi	Arxeologiya, meditsina.
		Qattiq jismlil lazerlar	
Rubin lazeri	694,3 nm	Impulsli lamp	Golografiya, kashf etilgan birinchi lazer (1960 y.)
Alyumino-itiy lazeri (Nd:YAG)	1,064 mkm, (1,32 mkm)	Impulsli lamp, diodli lazer	Metallarga qayta ishlov berish, m asofani o'lash, xirurgiya, ilmiy tadqiqot.
Ittiry-florid lazeri (Nd:YLF)	1,047 va 1,053 mkm	Impulsli lamp, diodli lazerlar	Titan sapfir lazerini damlash.
Ittiry vannadiy lazeri (Nd:YVO)	1,064 mkm	Diodli lazerlar	Lazer nuri chastotasini ikkilantirish.
Neodim shisha lazeri (Nd: Glass)	~1,054 mkm	Impulsli lamp, diodli lazerlar	Lazerli termoyadro sintezi, rentgen lazerlarini damlash.
Titan sapfir lazeri	650-1100 nm	Boshqa lazer yordamida	Spektroskopiya, ilmiy tadqiqot ishida.
Ittiry-al'yumin-granat lazeri (Tm:YAG)	2,0 mkm	Diodli lazerlar	Radar qurilmalarida.
Ittiry-al'yumin-granat lazeri (Yb:YAG)	1,03 mkm	Impulsli lamp, diodli lazerlar	Metallarga ishlov berish, o'ta qisqa vaqtli impuls olish, mikroskop.
Ittiry-al'yumin-granat lazeri (Ho:YAG)	2,1 mkm	Diodli lazerlar	Meditsina.
Litiy-stronsiy, alyumino-florid lazeri (Ce:LiSAF)	208-316 nm	Nd:YAG Lazeri, eksimer lazeri, simob bug'idagi lazer	Atmosferani tadqiq qilish, m asofani o'lash.
Aleksandrid lazeri	700-820 nm	Impulsli lampalar, diodli lazerlari, simob lampasi	Dermatologiya, lazerli m asofani o'lash.

Optik tolali lazerlar	1,53-1,56 mkm	Lazerli diodlar	Optik aloqada, metallarga ishlov berish, tibbiyot, kosmetologiya.
Florid kalsiy lazeri	2,5 mkm	Impulshi lamp	Birinchi 4 sathli qattiq jisimli lazer.
Xalkogenid lazerlari	1,9-3,6 mkm, 4-5,5 mkm	Lazerli diodlar	Chastotasi uzluksiz o'zgaradigan lazer, fem tosekundli generatsiya, spektroskopiya.
Yarim o'tkazgichli lazerlar			
Yarim o'tkazgichli diod lazerlari	Aktiv moddaning strukturasi qarang, uzoq infragizil oblastdan, yaqin ultrabinafsha oblastigacha to'liq uzunliklarda	Elektr toki, optik damlash	Telekommunikatsiya, golografiya, lazerli printerlarda, kompakt disklarni o'qishda
Boshqa tipdagi lazerlar			
Erkin elektronlardagi lazerlar	0,085-6 nm	Elektron dastalar yordamida	Atm osferani o'rganishda, materialshunoslikda, tibbiyotda.
Nikel-samariv lazeri	7,3-15 nm	Neodim shisha lazeri	Birinchi rentgen lazeri, DNK strukturasi aniqlashda, viruslarni aktivligini davolashda
Bo'yalish markazlarga ega bo'lgan lazerlar	0,8-4 mkm	Mifillama lamp, lazer, elektronlar dastasi	Spektroskopiya, tibbiyotda.

Atomlarni uyg'otish va ionlashtirishning bosqichma-bosqich rezonans sxemalari.

E_i - ionlashtirish energiyasi, λ_i - birinchi bosqich rezonans kvant o'tishining to'liq uzunligi, λ_2 - ikkinchi bosqich rezonans kvant o'tishining to'liq uzunligi, λ_3 - kvant o'tishlarning chegaraviy to'liq uzunligi, λ_g - ionlashtiruvchi lazerning chegaraviy to'liq uzunligi, λ_g - $n=15$ bo'lgan ridberg holatning to'liq uzunligi.

Birinchi guruh elementlari

a) *ishqoriy elementlar*

Atom	E_i, eV	Sxema tipi	λ_1, nm	λ_2, nm	λ_3, nm	λ_g, nm	λ_g, nm
Li	5,35	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_1, (\tilde{\omega}_2)$	670,8 670,8	610,4	337,1 610,4; 670,8	349,7 819,2	3558 8532
Na	5,14	ω_1, ω_2^R ω_1, ω_2^R $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3$	589,6 589,0 589,6	615,4	421,0-414,0 419,0-410,0 1060,0	408,2 408,4 1212,0	416,4 416,7 1288,1
K	4,34	$\omega, \tilde{\omega}$ ω_1, ω_2^R $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$	404,7 766,5 766,5	693,9	404,7 465,4	969,8 455,1 1322,6	1018,0 465,4 1413,7
Rb	4,18	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$	794,8 420,2 780,0	775,8	347,1 694,3; 347,2	437,5 1010,0 1251,6	484,7 1062,3 1333,0

Cs	3,89	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ ω_1, ω_2^R $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$	459.3 852.1 894.30	876.1	459.3	1063.9 508.1 1132.5	1092.2 521.0 1998.7
----	------	--	--------------------------	-------	-------	---------------------------	---------------------------

b) d -guruhl elementlari

Atom	E_i, eV	Skema tipi	λ_i, nm	λ_2, nm	λ_1, nm	λ_{gr}, nm	λ_g, nm
Cu	7,72	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	327.4 327.4	793.3		314.6 521.2	319.5 534.8
Ag	7,57	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	328.3 328.3	769.8		326.3 538.9	331.6 553.5
Au	9,22	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	267.6 267.6	583.7		269.8 501.7	273.4 514.3

Ikkinchi guruh elementlari
a) *ishqoriy-yer elementlari*

Atom	E, eV	Sxema tipi	λ_1, nm	λ_2, nm	λ_3, nm	$\lambda_{\text{sr}}, \text{nm}$	$\lambda_{\text{r}}, \text{nm}$
Be	9,32	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	234.9			306.4	311.1
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	234.9	825.4		487.3	499.2
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	234.9	457.3		928.8	972.8
Mg	7,64	ω_1, ω_2^R	285.2		300.9	375.6	382.6
		$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	285.2			375.6	382.6
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	285.2	880.7		654.8	676.4
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	285.2	552.8		1171.2	1242.1
Ca	6,11	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	422.7			389.7	397.2
		$\omega_1, \tilde{\omega}_2$	616.2		488.0	562.7	578.6
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	422.7	732.6		832.6	867.8
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	422.7	585.7		1164.5	234.5
Sr	5,69	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	460.7			412.5	421.0
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	460.7	655.0		1114.4	1178.4
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	689.3	687.8		591.8	609.4
Ba	5,21	ω_1, ω_2^R	553.5		400.0	417.0	425.7
		ω_1, ω_2^R	553.5		424.8	-	-
		ω_1, ω_2^R	553.5		420.0	-	-
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	553.5	516.0		2174.5	2432.5
Ra	5,28	$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	791.1	732.9		629.9	649.8
		$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	482.6			457.3	467.7

		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_1, (\omega_3^e)$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_1, (\omega_3^e)$	714.1 714.1	783.6 555.6		631.8 944.6	651.9 990.2
--	--	--	----------------	----------------	--	----------------	----------------

b) d -guruhii elementlari

Atom	E, eV	Sxema tipi	λ_1, nm	λ_2, nm	λ_3, nm	λ_{gr}, nm	λ_g, nm
Zn	9,39	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_3^e)$	213.9			344.5	350.3
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^e)$	213.9	636.2		751.1	779.7
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^e)$	307.6	472.2		452.4	462.7
Cd	8,99	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_3^e)$	228.8			346.6	352.5
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^e)$	228.8	643.8		750.5	779.0
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^e)$	326.1	480.0		474.8	486.0
Hg	10,4	$\omega, \tilde{\omega}$	312.8				505.7
		$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_3^e)$	312.8		312.8	493.5	505.7
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3$	253.6	285.7	532.0	1022.3	1075.9
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^e)$	253.6	435.8		457.9	468.3

Uchinchi guruh elementlari

a) asosiy kichik guruh elementlari

Atom	E_i, eV	Sxema tipi	λ_1, nm	λ_2, nm	λ_3, nm	λ_{gr}, nm	λ_g, nm
B	8,30	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ ω_1, ω_2^R	208.9 249.7		378.4	524.2 371.8	538.0 378.7
Al	5,98	ω_1, ω_2^R ω_1, ω_2^R	308.2 396.2		630.0-670.0 447.4	631.0 436.0	651.0 445.4
Ga	5,99	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2$ ω_1, ω_2^R	287.4 287.4 417.2		578.2 694.2 424.0-438.0	735.1 735.1 423.6	762.5 762.5 432.6
In	5,78	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ ω_1, ω_2^R	303.9 410.2		578.2 452.0-449.0	725.6 448.4	752.2 458.4
Tl	6,11	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	276.8 377.6			760.3 438.7	789.6 448.3

b) d -guruhi elementlari

Atom	E_i, eV	Sxema tipi	λ_1, nm	λ_2, nm	λ_3, nm	λ_{gr}, nm	λ_g, nm
Sc	6,56	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	271.1 301.9 621.1	545.5		629.5 508.9 540.4	649.4 521.9 555.0

Y	6,2	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	298.4 410.2 619.2	588.0		620.4 396.6 588.2	639.8 403.8 605.6
---	-----	--	-------------------------	-------	--	-------------------------	-------------------------

v) nodir-yer elementlari

Atom	E_1 eV	Skema tipi	λ_1, nm	λ_2, nm	λ_3, nm	λ_{gr}, nm	λ_g, nm
La	5,58	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	418.7				484.9
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	357.4	679.3			605.0
			550.6				860.3
Ce	5,54	ω_1, ω_2^R	458.3		~437.3	437.3	446.9
		$\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$	631.0	669.7	~687.4	687.4	711.2
Pr	5,46	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	495.1				427.4
		ω_1, ω_2^R	394.5		~576.1	576.1	592.7
		$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$	568.7	706.5		810.1	843.4
Nd	5,52	ω_1, ω_2^R	463.4		~434.9	434.9	444.3
		$\omega, \tilde{\omega}$	425.8		425.8	501.0	513.5
		$\omega, \tilde{\omega}$	425.8		425.8	501.0	513.5
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3, (\omega_3^R)$	675.4	725.6		625.5	645.2
Sm	5,64	$\omega, \tilde{\omega}$	429.9		429.9	455.0	465.3
		ω_1, ω_2^R	422.6		~474.9	474.9	486.1
		$\omega_1, \tilde{\omega}_2$	591.6		337.1	352.9	359.1
		$\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3$	587.4	583.3	620.0-580.0	947.5	993.4
Eu	5,67	ω_1, ω_2^R	459.4		~417.0	417.0	425.7
		$\omega_1, \tilde{\omega}_2$	576.5		337.1	352.1	358.2

		$\omega_1, \omega_2, \omega_3^{a,l}$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$	576.5 629.1	557.3 678.3	555.7 661.4	956.3 661.4	1003.0 683.4
Gd	6,15	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^{a,l}$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^{a,l}$	405.8 585.6 569.6 561.8 561.8	597.6 635.2 635.2	<307.4 613.5 622.2 613.3	403.9 317.0 675.9 622.2 622.2	419.8 322.0 698.9 641.6 641.6
Tb	5,86	ω_1, ω_2^R $\omega_1, \omega_2, \omega_3^{a,l}$ $\omega_1, \omega_2,$ $\tilde{\omega}_1, (\omega_3^R)$	413.9 601.9 601.9	613.9 613.9	~437.4 618.7	437.4 719.6 719.6	446.9 745.8 745.8
Dy	5,94	ω_1, ω_2^R $\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$	421.2 598.9 625.9	677.0	~413.7 <320.4 ~528.6	413.7 320.4 582.6	422.3 325.4 599.6
Ho	6,02	ω_1, ω_2^R $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$ $\omega_1, \omega_2,$ $\tilde{\omega}_1, (\omega_3^R)$	410.4 630.5 598.3	657.7 613.5	~413.0 ~570.9 <642.4(663.2)	413.0 570.9 642.4	421.5 587.3 663.2
Er	6,11	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ ω_1, ω_2^R $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$	582.7 408.8 622.1	645.2	<311.4 ~403.0 ~564.9	314.4 403.0 564.9	315.2 411.1 580.9
Tm	6,18	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^R)$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^{a,l}$	409.4 563.1	618.8	628.0-590.0	392.6 628.0	400.3 647.9
Yb	6,25	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^R$	555.6 555.6	680.0	308.0 584.3	308.1 563.3	312.8 579.3

		$\omega_1, \omega_2, \omega_3^e$ $\omega_1, \omega_2,$ $\tilde{\omega}_3, (\omega_3^e)$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^{a,1}$ $\omega_1, \omega_2, \omega_3^{a,1}$	555.6 555.6 555.6 555.6	680.0 611.1 453.0 453.0	564.0-573.0 605.0-650.0 710.0-410.0 453.0	563.3 621.3 963.2 963.2	579.3 640.7 1010.6 1010.6
Lu	5,42	$\omega_1, \omega_2^{a,1}$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^e)$ $\omega, \tilde{\omega}$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^e)$ $\omega_1, \omega_2,$ $\tilde{\omega}_3, (\omega_3^e)$	451.9 451.9 451.9 337.6 573.7	513.4	460.7 438.0-466.5 451.9	462.0 462.0 462.0 706.3 1456.8	472.7 472.7 472.7 731.5 1568.2

Oltinchi guruh elementlari, galogenlar

Atom	E, eV	Sxema tipi	λ_1, nm	λ_2, nm	λ_3, nm	λ_g, nm	λ_g, nm
F	17,42	$3\omega, 2\tilde{\omega}$ $3\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^e)$ $3\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3$	292.1 292.1 292.1	634.9		264.2 264.2 452.5	267.6 267.6 462.7
Cl	12,97	$3\omega, \tilde{\omega}$ $3\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^e)$ $3\omega, 2\tilde{\omega}$ $3\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^e)$ $3\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3$	241.1 241.1 416.8 416.8 416.8	725.7		461.2 461.2 306.4 -	471.8 471.8 311.0 -
Br	11,8	$2\omega, \tilde{\omega}$ $2\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^e)$ $3\omega, 2\tilde{\omega}$ $3\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^e)$ $3\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3$	267.8 267.8 472.8 472.8 472.8	751.3		530.1 484.8 484.8 313.8 313.8	544.1 496.6 496.6 318.7 318.7

I	10,45	$2\omega, \tilde{\omega}$ $2\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^s)$ $3\omega, 2\tilde{\omega}$ $3\omega, \tilde{\omega}$	304.7 304.7 492.6 454.4	304.7	536.2 536.2 426.9 547.5	550.6 550.6 436.0 562.6
---	-------	---	----------------------------------	-------	----------------------------------	----------------------------------

Yettinchi guruh elementlari, inert gazlar

Atom	E, eV	Sxema tipi	λ_1, nm	λ_2, nm	λ_3, nm	λ_{gr}, nm	λ_d, nm
He*	3,97	$\omega, \tilde{\omega}$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2$	501.6 294.5		501.6 ~2600.0	826.2 2216.8	860.8 2485.5
Ne*	4,95	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2$	640.2 614.3		<411.9 <423.4	411.9 423.4	420.3 432.3
Ar Ar*	4,21 15,76 15,76	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $2\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3$	696.5 199.3 106.7	180.7 366.0	180.7 1064.0	509.7 498.5 1654.9	522.7 510.9 1800.1
Kr* Kr	4,08 14,00	$\omega_1, \tilde{\omega}_2, (\omega_2^s)$ $2\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_2$ $\omega_1, \omega_2, \tilde{\omega}_3$	557.0 157.5 116.5	248.2 558.1	660.0-680.0 248.2 1064.0	667.8 997.0 1092.2	690.3 1047.9 1153.7
Xe* Xe	3,82 12,13	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $2\omega, \tilde{\omega}$ $2\omega, \tilde{\omega}$ $\omega_1, \tilde{\omega}_2$	267.1 252.4 256.02 125.0		252.4 256.02 532.0	1067.6 536.9 564.3 560.2	1126.2 551.3 580.3 575.9
Rn* Rn	3,98 10,75	$\omega_1, \tilde{\omega}_2$ $2\omega, \tilde{\omega}$	745.0 286.7			536.0 590.0	550.3 607.3

Indiy atomi $np^2P_{1/2,3/2}$ holati bosh kvant soni, asosiy termi, to'liq uzunligi, energiyasi, kvant defekti, nozik strukturasi

n	J	λ , nm	E_n , sm^{-1}	T_n , sm^{-1}	Δ	ΔE , sm^{-1}
17	1/2	460,430	46091,787	578,321	3,225	2,261
	3/2	460,382	46094,048	576,061	3,198	
18	1/2	459,659	45665,008	502,551	3,223	1,764
	3/2	458,792	46169,322	500,787	3,197	
19	1/2	457,538	46229,078	441,031	3,226	1,562
	3/2	457,505	46230,640	439,469	3,198	
20	1/2	456,473	46280,049	390,059	3,227	1,299
	3/2	456,446	46281,348	388,760	3,199	
21	1/2	455,585	46322,747	347,362	3,226	1,014
	3/2	455,564	46323,761	346,348	3,200	
22	1/2	454,840	46358,699	311,409	3,228	1,059
	3/2	454,818	46359,758	310,350	3,196	
23	1/2	454,204	46389,488	280,621	3,225	0,821
	3/2	454,187	46390,309	279,799	3,196	
24	1/2	453,661	46415,877	254,231	3,224	0,659
	3/2	453,647	46416,536	253,572	3,197	
25	1/2	453,191	46438,712	231,396	3,223	0,552
	3/2	453,179	46439,264	230,845	3,197	
26	1/2	452,784	46458,529	211,579	3,226	0,501
	3/2	452,774	46459,030	211,079	3,199	
27	1/2	452,425	46476,052	194,057	3,220	0,391
	3/2	452,417	46476,443	193,666	3,196	
28	1/2	452,113	46491,440	178,768	3,224	0,389
	3/2	452,105	46491,729	178,379	3,197	

29	1/2	451,835	46504,929	165,179	3,225	0,346
	3/2	451,828	46505,275	164,834	3,198	
30	1/2	451,588	46517,049	153,159	3,224	0,308
	3/2	451,582	46517,357	152,752	3,197	
31	1/2	451,367	46527,862	142,247	3,225	0,296
	3/2	451,361	46528,158	141,951	3,196	
32	1/2	451,169	46537,604	132,505	3,222	0,248
	3/2	451,164	46537,852	132,256	3,195	
33	1/2	450,991	46546,354	123,755	3,222	0,216
	3/2	450,987	46546,570	123,539	3,196	
34	1/2	450,830	46554,258	115,851	3,223	0,196
	3/2	450,826	46554,453	115,656	3,197	
35	1/2	450,685	46561,427	108,681	3,224	0,185
	3/2	450,681	46561,612	108,497	3,197	
36	1/2	450,552	46567,952	102,157	3,225	0,168
	3/2	450,549	46568,120	101,989	3,198	
37	1/2	450,431	46573,934	96,174	3,221	0,142
	3/2	450,428	46574,076	96,032	3,196	
38	1/2	450,320	46579,370	90,739	3,224	0,140
	3/2	450,318	46579,510	90,598	3,197	
39	1/2	450,219	46584,391	85,718	3,220	0,119
	3/2	450,216	46584,510	85,598	3,195	
40	1/2	450,126	46588,975	81,133	3,223	0,119
	3/2	450,123	46589,094	81,014	3,196	
41	1/2	450,004	46593,210	76,899	3,224	0,109
	3/2	450,038	46593,319	76,789	3,197	
42	1/2	449,960	46597,136	72,973	3,221	0,094

43	3/2	449,959	46597,230	72,879	3,196	
	1/2	449,887	46600,748	69,360	3,224	0,091
	3/2	449,886	46600,839	69,269	3,198	
44	1/2	449,819	46604,118	65,990	3,221	0,084
	3/2	449,817	46604,202	65,908	3,195	
45	1/2	449,756	46607,228	62,881	3,225	0,078
	3/2	449,755	46607,306	62,803	3,199	
46	1/2	449,698	46610,130	59,978	3,226	0,076
	3/2	449,696	46610,206	59,902	3,199	
47	1/2	449,643	46612,842	57,266	3,225	0,075
	3/2	449,641	46612,918	57,191	3,196	
48	1/2	449,591	46615,384	54,725	3,220	0,064
	3/2	449,590	46615,447	54,661	3,194	
49	1/2	449,544	46617,739	52,369	3,224	0,064
	3/2	449,542	46617,803	52,305	3,196	
50	1/2	449,499	46619,959	50,146	3,222	0,056
	3/2	449,498	46620,014	50,094	3,196	
51	1/2	449,457	46622,032	48,077	3,224	0,050
	3/2	449,456	46622,082	48,026	3,199	
52	1/2	449,418	46623,983	46,125	3,224	0,053
	3/2	449,417	46624,036	46,073	3,196	
53	1/2	449,380	46625,820	44,289	3,223	0,045
	3/2	449,379	46625,864	44,244	3,198	

Talliy atomi $np^2P_{1/2,3/2}$ holati bosh kvant soni, asosiy termi, to'liq uzunligi, energiyasi, kvant defekti, nozik strukturasi

n	J	λ , nm	E_n , sm^{-1}	T_n , sm^{-1}	Δ	ΔE , sm^{-1}
14	1/2	462,211	48112,70	1154,37	4,248	24,70
	3/2	461,694	48137,03	1129,67	4,156	
15	1/2	457,851	48318,87	947,83	4,240	16,69
	3/2	457,501	48335,65	931,14	4,144	
16	1/2	454,671	48471,59	759,11	4,252	12,05
	3/2	454,423	48483,64	783,06	4,162	
17	1/2	452,214	48591,13	675,57	4,255	9,44
	3/2	452,021	48600,57	666,13	4,167	
18	1/2	450,287	48685,77	580,93	4,256	7,61
	3/2	450,132	48693,39	573,32	4,168	
19	1/2	448,746	48762,04	504,67	4,254	6,84
	3/2	448,608	48768,88	497,83	4,158	
20	1/2	447,498	48824,16	442,54	4,253	5,40
	3/2	447,390	48829,56	437,14	4,156	
21	1/2	446,477	48875,25	391,46	4,257	4,82
	3/2	446,382	48880,07	386,64	4,153	
22	1/2	445,623	48918,17	348,54	4,256	3,74
	3/2	445,549	48921,91	344,80	4,160	
23	1/2	444,905	48954,40	312,31	4,255	3,11
	3/2	444,844	48957,51	309,20	4,161	
24	1/2	444,295	48985,29	281,42	4,253	2,72

	3/2	444,241	48988,01	278,70	4,157	
25	1/2	443,774	49011,69	255,01	4,256	2,46
	3/2	443,725	49014,16	252,55	4,155	
26	1/2	443,323	49034,65	232,06	4,254	2,04
	3/2	443,282	49036,68	230,02	4,158	
27	1/2	442,930	49054,64	212,06	4,252	1,81
	3/2	442,894	49056,46	210,25	4,154	
28	1/2	442,588	49072,08	194,63	4,255	1,56
	3/2	442,557	49073,63	193,07	4,156	
29	1/2	442,286	49087,52	179,18	4,253	1,32
	3/2	442,260	49088,84	177,86	4,161	
30	1/2	442,018	49101,21	165,50	4,250	1,12
	3/2	441,996	49102,32	164,38	4,163	
31	1/2	441,782	49113,29	153,41	4,255	1,02
	3/2	441,760	49114,31	152,39	4,157	
32	1/2	441,571	49124,13	142,57	4,257	0,95
	3/2	441,552	49125,08	141,62	4,164	
33	1/2	441,380	49133,96	132,85	4,251	0,86
	3/2	441,364	49134,82	131,99	4,168	
34	1/2	441,209	49142,72	123,99	4,251	0,78
	3/2	441,195	49143,50	123,21	4,168	
35	1/2	441,055	49150,62	116,08	4,254	0,65
	3/2	441,046	49151,27	115,43	4,167	
36	1/2	440,915	49157,83	108,88	4,253	0,60
	3/2	440,903	49158,43	108,28	4,163	

37	1/2	440,788	49164,36	102,25	4,256	0,52
	3/2	440,776	49164,88	101,73	4,158	
38	1/2	440,672	49170,33	96,38	4,257	0,47
	3/2	440,661	49170,80	96,85	4,166	
39	1/2	440,565	49175,80	90,89	4,254	0,44
	3/2	440,556	49176,24	90,45	4,160	
40	1/2	440,468	49180,82	85,88	4,255	0,40
	3/2	440,459	49181,22	85,48	4,159	

1. M.A.Elyashevich. Atomnaya i molekulyarnaya spektroskopiya. –M.: Fizmatgiz, 1962 g.
2. I.I.Sobelman. Vvedenie v teoriyu atomnykh spektrov. – M.: Nauka, 1977 g.
3. N.V.Karlov. Lekcii po kvantovoy elektronike. –M.: Nauka, 1988 g.
4. N.B.Delone. Vzaimodeystvie lazernogo izlucheniya s veshchestvom. –M.: Nauka, 1989 g.
5. B.M.Smirnov. Vozbuzhdenные атомы, M.: Energoizdat, 1982 g.
6. V.S.Letoxov. Nefitsynnye selektivnye fotopotsessy v atomax i molekulax. – M.: Nauka, 1983 g.
7. V.S.Letoxov. Lazernaya fotoionizatsionnaya spektroskopiya. – M.: Nauka, 1987 g.
8. N.Omenetto. Analicheskaya lazernaya spektroskopiya: Per. s angl. / Pod.red. prof.YU.YA.Kuzyakova. – M.: Mir, 1982 g.
9. V.S.Letoxov i dr. Lazernaya analiticheskaya spektroskopiya. – M.: Nauka, 1986 g.
10. Libenson M.N., YAKovlev E.B., SHandaybina G.D. Vzaimodeystvie lazernogo izlucheniya s veshchestvom (silovaya optika): Konspekt lektsiy. CHast 1. Po- glomlenie lazernogo izlucheniya v veshchestve. SPb.: SPb GU ITMO, 2008. 141 s.
11. Plyusnin V.F. Atomnaya spektroskopiya: Uchebnoe posobie. Novosibirsk: Novosibirskiy gos. un-t, 2010. 156 s.
12. Podavalova O.P., Lyamkina N.E. Spektroskopiya atomov i molekul: Uchebnoe posobie. Krasnoyarsk: SFU, 2007. 195 s.
13. Demtredner V. Sovremennaya lazernaya spektroskopiya: Dolgoprudnyy: Intellekt, 2014. 1071 s.
14. Alan Corney. Atomic and Laser Spectroscopy, OUP Oxford, 2006. 763p.
15. W. Demtröder. Laser Spectroscopy Springer, 2015. 780p.
16. Gerhard Herzberg. Atomic Spectra and Atomic. Publisher: Dover Publications; 2 edition (August 19, 2010), 288 pages
17. K.P. Rajappan Nair. Atomic Spectroscopy MJP Publisher, 2019. 604 pages
18. Anatoli V. Andreev. Atomic Spectroscopy: Introduction to the Theory of Hyperfine Structure, Springer Science & Business Media, 2006, 274p.
19. Sune Svanberg. Atomic and Molecular Spectroscopy: Basic Aspects and Practical Applications, Springer Science & Business Media, 2012, 580p.
20. M.M.Musaxanov. A.S.Raxmatov Nazariy fizika kursi III tom. Kvant mexanikasi. – T.: «Tafakkur bustoni» nashriyoti, 2011 y.
21. O.Pardaev, N.Eshqobilov. Kvant mexanikasi. Uslubiy qo'llanma. – Samarqand, SamDU, 2014 y.
22. L.M.Sobirov, N.B.Eshqobilov, X.S.Xaydarov. kvant elektronika asoslari. – Samarqand, “Zarafshon” nashriyoti, 2019 y.



Eshqobilov N. B.

Atom spektroskopiyasiga kirish
darslik

Muharrir
Musahhih
Texnik muharrir

J. Bozorova
L. Xoshimov
N. Isroilov

2020 yil 30 yanvarda tahririy-nashriyot bo'limiga qabul qilindi.

2020 yil 6 fevralda original-maketdan bosishga ruxsat etildi.

Qog'oz bichimi 60x84_{1/16}. «Times new roman» garniturası.

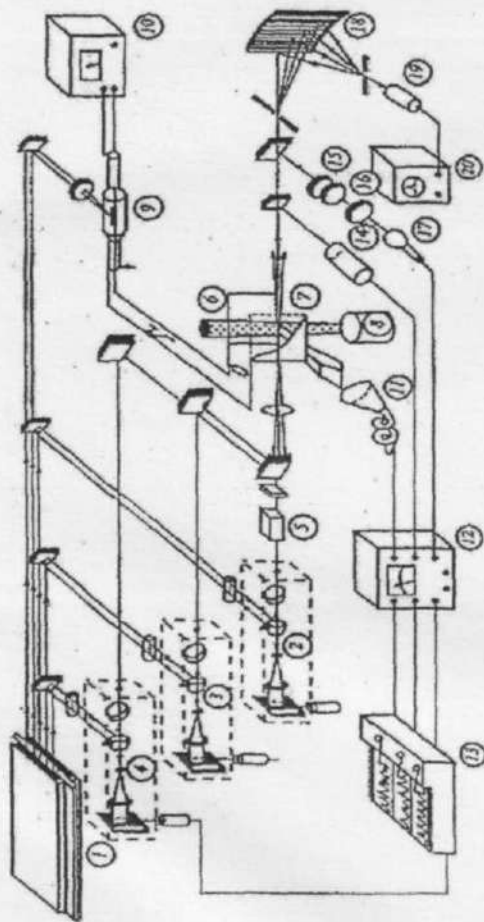
Offset qog'ozı. Shartlı bosma tabog'i – 22,0.

Adadi 100 nusxa. Buyurtma № 02/2.

ISBN – 978-9943-6300-6-2

SamDU tahririy-nashriyot bo'limida chop etildi.
140104, Samarqand sh., Universitet

Tuzatma (272 bet)



6.3 rasm

Lazer fotoionizatsion spektrometrining umumiy sxemasi.

1- azot lazeri, 2-4 bo'yoq lazerlari, 5- nochiziqli Kristal, 6- atom dastasi, 7- elektrodlar, 8- atomizator, 9- impulsli kuchlanish generatori, 10- yuqori kuchlanishli tok manbasi, 11- fotoelektron ko'paytirgich, 12- strobinetegrator, 13-o'zi yozuvchi qurilma, 14- LPS tipli lampa, 15- Fabri-Pero interferometri, 16- linza, 17- fotoelektron ko'paytirgich, 18- monoxramator, 19- fotodiod, 20- ossilograf



Eshqobilov Napas Beknazarovich 1953-yil Samarqand viloyatida tug'ilgan. SamDU fizika fakultetini tamomlagan. Moskva shahrida aspiranturani o'tagan. 1983 yilda fizika-matematika fanlari nomzodi, 2002 yilda fizika-matematika fanlari doktori ilmiy darajasini olgan. Fizikaning optika, lazer fizikasi va lazer spektroskopiyasi sohalari bo'yicha mutaxassis-olim, 100 dan ortiq ilmiy va ilmiy-metodik ishlar muallifi.

Talabalarga "Kvant mexanikasi", "Lazer fizikasi", "Lazer spektroskopiyasi" va "Atom spektrlari nazariyasi" kabi fanlardan ma'ruzalar o'qiydi. Hammualliflikda "Kvant elektronika asoslari" va "Kvant mexanikasi" o'quv qo'llanmalarini chop etgan. Rahbarligida 1 nafar talabgor fizika-matematika fanlari doktori (DSc) ilmiy darajasini olgan. Hozirda ikkita tayanch doktorantga ilmiy rahbarlik qilmoqda.

2005-2011 yillarda fizika fakulteti dekani, 2011-2017 yillarda SamDU o'quv ishlari prorektori lavozimlarida faoliyat yuritgan. 2017 yildan Nazariy fizika va kvant elektronika kafedراسi mudiri.

ISBN 978-9943-6300-6-2



9 789943 630062