

**R.C. Qasımova, R.Ə. Kərəməliyev**

**KVANT ELEKTRONİKASININ  
ƏSASLARI**

**B A K I - 1 9 9 1**

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI XALQ TƏHSİLİ  
NAZİRLİYİ  
BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ**

# **KVANT ELEKTRONİKASININ ƏSASLARI**

(metodik göstəriş)

**Bakı  
Universiteti nəşriyyatı  
1991**

|              |                                   |
|--------------|-----------------------------------|
| Tərtibçilər: | R.C. Qasımova<br>R.Ə. Kərəməliyev |
| Redaktoru:   | A.H. Zeynallı                     |
| Rəyçilər:    | H.X. Əjdərov<br>R.Ə. Abdullayev   |

Nəşriyyat redaktorları: R. İbrahimova, Y. Əliyeva

© **Bakı Universiteti nəşriyyatı, 1991**

## Giriş

Kvant elektronikası müasir fizikanın ən sürətlə inkişaf edən sahələrindən biridir. Bu elm sahəsi radiofizika, kvant mexanikası, statistik fizika, optika və spektroskopiya əsasında yaranmışdır. Kvant elektronikasının əsasını kvant sistemlərinin (atom, molekul və s.) məcburi şüalanması ideyası təşkil edir.

Məcburi şüalanma prosesindən istifadə edilməsi bütün kvant cihazları üçün ümumi xüsusiyyətdir. Bu prosesin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, xarici elektromaqnit sahəsi maddə ilə qarşılıqlı təsirdə olur və kvant keçidi zamanı yaranan məcburi şüalanma elektromaqnit sahəsinin enerjisini artırır, başqa sözlə desək elektromaqnit rəqslərini gücləndirir.

Məcburi şüalanma ideyası ilk dəfə 1917-ci ildə A. Eynşteyn tərəfindən irəli sürülmüşdür. Bu ideya öz əməli tətbiqini xeyli gec tapmışdır. İlk mazer 1954 -cü ildə SSRİ EA-nın P.A. Lebedev adına Fizika İnstitutunda N.Q. Basov və A.M. Proxorovun və eyni zamanda Kolumbiya universitetində C.Taunsun rəhbərliyi altında yaranmışdır. Beləliklə, ilk dəfə molekulyar hidrogen generatorunda dalğa uzunluğu  $\lambda = 1,25$  sm olan keçiddə məcburi şüalanma alınmışdır. 1956-cı ildə N. Blombergen tərəfindən santimetrlik və desimetrlik diapazonda işləyən kvant gücləndiriciləri təklif edilmişdir. Onlar kvant paramaqnit gücləndiriciləri adını daşıyırlar. 1964-cü ildə kvant elektronikasının əsasını qoyan bu alimlərin işləri Nobel mükafatına layiq görülmüşdür.

Mazer və lazer sözləri çox yaxın mənalı olub, birincisi mikrodalğaların, ikincisi isə işığın məcburi şüalanma yolu ilə gücləndirilməsi mənalərini verir. Lazer sözü beş ingilis sözlərindən (light amplification by stimulated emission of radiation) hərəsindən bir baş hərf götürməklə alınır. Mazer sözü lazerdən ancaq birinci hərfə görə fərqlənir. Bu mikrodalğa sözünün baş hərfidir. Mazer sözü radiodiapazonun, lazer sözü isə optik diapazonun kvant gücləndirici və kvant generatorlarını təmsil edir.

Sonra kvant elektronikası spektan optik diapazonuna teraf heraket memye başladı. 1960-cı ilde T. Meyman (ABŞ) yaqut kristalı əsasında ilk lazeri yaratmışdır. 1960-cı ilin axırında Ə.Cavan, V.Bennet ve D.Erriot (ABŞ) ilk qaz lazerini teklif etmişlər. Nəhayət, 1962-ci ilde SSRİ-de ve eyni zamanda ABŞ-da yarımkeçirici lazerlər kəşf olunmuşdur.

Müasir kvant elektronikası geniş sahəni əhate edir. İfrat yüksək tezlikli diapazonda yaranmasına baxmayaraq o, optikanı zənginləşdirmişdir. Optikada adi elektronikadan fərqli olaraq bütün işıq mənbələri öz təbiətlərinə göre kvant xarakterlidirlər. Lazerlərin meydana çıxması optikaya şüalanma enerjisinin fəza, zaman ve spektral intervalda konsentrasiyalaşdırılmasına imkan verdi. Bu optikanı keyfiyyətce yeni səviyyəye qaldırdı ve qeyri –optik sahəye tətbiq dairəsini genişləndirdi. Bütün bunlar optikada kvant elektronikasının əsasını təşkil edən məcburi şüalanma effektindən istifadə olunması nəticəsində mümkün oldu.

Fəal mühitləri ve inversiyanın həyata keçirilməsi üsulları lazer növlərinin böyük miqdarını təyin edir. Amma mühitde olan məcburi şüalanmadan istifadə olunması onların hamısı üçün ümumi əlamətdir. İndi lazerlərin işləme diapazonu infraqırmızıdan rentgen şüalanmasına qədər genişdir.

Bu vəsaitde lazerlər fizikasının əsasları ve onların işləme prinsipləri verilmişdir.

## **1. Şüalanma ilə maddənin qarşılıqlı təsiri**

### **1.1. Spontan ve məcburi şüalanma**

Lazerlər fizikası ilə ətraflı məşğul olmazdan əvvəl onların əsaslandığı ideyalarla qısaca da olsa tanış olmaq lazımdır. Hər bir lazerde üç əsas hissədən istifadə olunur: spontan ve məcburi şüalanma ve udulma. Bu hadisələr elektomaqnit dalğalarının madde ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verir. Atomun daxili hərəkətinin enerjisi müasir təsəvvürləre göre kvantlanmışdır.

Lazərlərdə atom və başqa kvant sistemlərinin daxili enerjisinədən istifadə olunduğuna görə onların işi kvant mexanikası qanunları əsasında izah olunur. Kvant mexanikasına görə elektomaqnit şüaları buraxılarkən və udularkən fasiləsiz deyil, porsiyalarla buraxılır və udulur. Bu enerji payları kvantlar adlanır. Kvant sistemlərinin enerjisində də əmələ gələn dəyişmələr diskret xarakterlidir. Əksərən atom sistemlərinin enerjisi arasıkəsilmədən deyil, müəyyən qiymətlər alaraq dəyişir.

Tutaq ki, baxılan mühiti təşkil edən atomların iki  $E_1$  (əsas hal) və  $E_2$  (həyəcanlanmış hal) səviyyələri vardır (Şəkl.1.1a). Fərz edək ki, atom başlanğıc anda enerjisi  $E_2$  olan haldadır.  $E_2 > E_1$  olduğuna görə müəyyən vaxtdan sonra atom 1 səviyyəsinə keçəcək və  $(E_2 - E_1)$  enerjisi ayrılacaqdır. Atomun həyəcanlanmış halda orta qalma müddəti yaşama müddəti  $\tau$  adını daşıyır. Həyəcanlanmış halların əksəriyyəti üçün  $\tau$  təqribən  $10^{-6} \div 10^{-9}$  saniyədir. Lakin elə hallar da var ki, bu hallarda yaşama müddəti təqribən  $10^{-3}$  san., hətta bəzən bir saniyəyə çatır. Belə böyük yaşama müddətinə malik olan həyəcanlanmış hallara metastabil hallar deyilir. 2-1 keçid zamanı enerji elektromaqnit dalğası şəklində ayrılarsa həmin proses spontan şüalanma adlanır. Şüalanan dalğanın tezliyi Borun təklif etdiyi düsturla təyin olunur:

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (1.1)$$

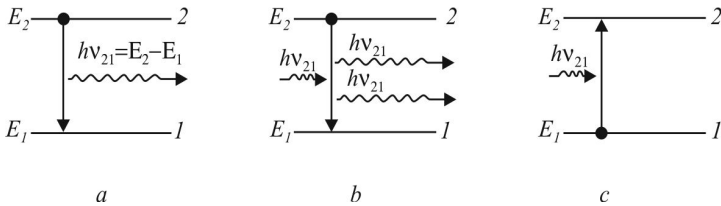
burada  $\nu_{21}$  – şüalanma tezliyi,  $h = 6,626 \cdot 10^{-27}$  erq×san olub, Plank sabiti adlanır. Deməli, spontan şüalanma atom 2 səviyyəindən 1 səviyyəsinə keçərkən enerjisi  $h\nu_{21} = E_2 - E_1$  olan fotonun şüalanması ilə xarakterizə olunur. Qeyd edək ki, atomun belə keçidi şüalanmasız da ola bilər ki, həmin proses qeyri-optik keçid adlanır.

Spontan şüalanmanın ehtimalını təyin etmək üçün fərz edək ki, verilmiş  $t$  anında həyəcanlaşmış səviyyədə  $n_2$  atom (vahid həcmdə) mövcuddur. Aydınır ki, bu atomların spontan şüalanma yolu ilə aşağı səviyyəyə keçidlərin sürəti belə olar:

$$\left( \frac{dn_2}{dt} \right)_{sp} = -A_{21}n_2. \quad (1.2)$$

Burada  $A_{21}$  – spontan şüalanma ehtimalı olub, Eynşteyn əmsalı adlanır.  $A_{21}^{-1} = \tau$ , haradakı  $\tau$  –spontan yaşama müddəti adlanır və onun qiyməti konkret keçiddən asılıdır.

İndi məcburi şüalanmanın necə baş verdiyinə baxaq (Şək. 1.1b). Başlanğıc anda atom 2 səviyyəsindədir. Mühitə tezliyi (1.1) düsturu ilə təyin olunan elektromaqnit dalğası düşərsə, onda atom keçidinin tezliyi bu tezliyə bərabər olduğundan atomun bu dalğanın təsiri ilə 2-1 keçməsinin müəyyən ehtimalı vardır. Bu halda atomun keçidinin  $(E_2 - E_1)$  enerjisi düşən dalğanın enerjisinə əlavə olunacaqdır. Bu məcburi şüalanmadır. Spontan və məcburi şüalanma prosesləri arasında mühüm fərq vardır.



**Şək.1.1. a) spontan şüalanma, b) məcburi şüalanma və c) udulmanın sxematik göstərilməsi.**

Spontan şüalanma zamanı bir atomun şüalandırdığı elektromaqnit dalğasının fazası digər atomun şüalandırdığı dalğanın fazası ilə əlaqəli deyildir. Bundan başqa bu hadisədə alınan dalğanın istiqaməti də ixtiyaridir. Məcburi şüalanma isə düşən dalğanın təsiri ilə yarandığından hər bir atomun şüalandırdığı

dalğa məcburedici dalğaya eyni faza ilə əlavə olunur. Bu halda şüalanan dalğanın istiqaməti də məcburedici dalğanın istiqamətilə eyni olur.

Məcburi şüalanmada keçidlərin sürəti üçün aşağıdakı tənliyi yazmaq olar:

$$\left( \frac{dn_2}{dt} \right)_{\text{mec}} = -W_{21}n_2 \quad (1.3)$$

(1.3) düsturunda  $W_{21}$  məcburi keçidin ehtimalıdır. Spontan şüalanmanın  $A_{21}$  ehtimalından fərqli olaraq  $W_{21}$  düşən elektromaqnit dalğasının enerjisindən asılıdır:  $W_{21} = B_{21}U(\nu)$ . Burada  $B_{21}$  –məcburi şüalanma üçün Eynşteyn əmsalı adlanır,  $U(\nu)$  – elektromaqnit sahəsinin enerji sıxlığıdır.  $W_{21}$  və  $A_{21}$  əmsallarının vahidi eynidir ( $\text{san}^{-1}$ ).

## 1.2. Udulma. Udulma əmsalı

Fərz edək ki, başlanğıc anda atom 1 səviyyəsindədir (Şək. 1c). Əgər bu əsas enerji səviyyəsidirsə, onda hər hansı xarici təsir olanadək atom həmin halda qalacaqdır. Tutaq ki, mühitə tezliyi (1.1) düsturu ilə təyin olunan dalğa düşür. Onda atomun 2 halına keçməsinin müəyyən ehtimalı olacaqdır. Atomun bu keçidinə olunan ( $E_2 - E_1$ ) enerji fərqi sahə hesabına verilir. Bu hadisə udulma adlanır.

Mühitin vahid həcmində 1 səviyyəsində olan atomların sayı  $n_1$  olarsa udulmanın ehtimalı  $W_{12}$  ( $\text{san}^{-1}$ ) aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$\frac{dn_1}{dt} = -W_{12}n_1. \quad (1.4)$$

Udulma məcburi prosesdir və onun ehtimalı  $W_{12}$  sahədən asılıdır:  $W_{12} = B_{12}U(\nu)$ . Burada  $B_{12}$  -udulma üçün Eynşteyn əmsalıdır.



Deməli, elektromaqnit dalğası hər hansı həyəcanlanmış atomların olduğu mühitdən keçərsə və həmin atomlar məcburi şüalanma verə bilərsə, belə mühitdən keçən dalğanın intensivliyi artır. Həm də bu halda şüalanma koherent olacaqdır. Spontan şüalanma isə qeyri-koherent prosesdir.

Adi halda atomların əksəriyyəti normal  $E_1$  enerji səviyyəsində, az hissəsi isə yuxarı  $E_2$  enerji səviyyəsində olur. İstilik hərəkəti nəticəsində səviyyələr arasında keçidlərin olmasına baxmayaraq, atomların sayı yuxarı səviyyədə cüzidir. Belə atomların olduğu mühitin üzərinə düşən elektromaqnit dalğası udulur. Bu mühakiməni ümumiləşdirib demək olar ki, hər hansı termodinamik (istilik) tarazlıq halında olan mühitdən keçən dalğa udulur.

Kvant mexanikası yaranmasından çox-çox əvvəl Eynşteyn elektromaqnit dalğalarının maddə ilə qarşılıqlı təsirini təhlil edib, spontan şüalanma və udulmadan başqa məcburi şüalanmanın da mövcudluğunu göstərmişdir. Eynşteynin təklif etdiyi üsul termodinamik və ya ehtimal üsulu kimi məlumdur.

İndi həmin üsulla kvant sisteminin dalğa ilə qarşılıqlı təsirinə daha ətraflı baxaq. Fərz edək ki, enerjiləri  $E_1$  və  $E_2$  olan səviyyələrdə uyğun olaraq  $n_1$  və  $n_2$  sayda zərrəcik vardır. Bu sistemlə spektral enerji sıxlığı  $U(\nu)$  olan sahə qarşılıqlı təsirdə olur. Baxılan səviyyələr arasında keçidlərin ehtimalı Eynşteyn əmsalları  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  və  $B_{12}$  ilə xarakterizə olunur. Əvvəlcə bu əmsallar arasında olan əlaqəni tapaq.  $B_{12}$  və  $B_{21}$  əmsalları sahədən asılı olmayıb atomun növündən asılı olduğuna görə  $T$  temperaturunda mütləq qara cismin şüalanması ilə atomların istilik tarazlığında olduğu hala baxmaq kifayətdir. Bu halda şüalanma enerjisi məlum Plank düsturu ilə verilir:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (1.5)$$

$n_1$  və  $n_2$  sabit qaldıqlarına görə digər tərəfdən bu sahənin təsiri altında vahid zamanda baş verən 1-2 və 2-1 keçidlərinin sayı eynidir:

$$n_2 [B_{21}\rho(\nu) + A_{21}] = n_1 B_{12}\rho(\nu). \quad (1.6)$$

Atomlar istilik tarazlığında olduqlarına görə  $n_1$  və  $n_2$  Bolsman statistikasına tabedir:  $n_2 = n_1 \cdot \exp(-h\nu_{21}/kT)$ . Bu münasibətlərin ödənilməsi üçün aşağıdakı ifadələr doğru olmalıdır:

$$B_{12} = B_{21}, \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu_{21}^3}{c^3}. \quad (1.7)$$

(1.7) ifadələrini ilk dəfə Eynşteyn almışdır.

Aydınır ki, elektromaqnit dalğası mühitdə yayılarkən onun intensivliyi  $I$  dəyişəcəkdir. Mühitin  $dx$  qalınlıqlı təbəqəsindən keçərkən sahənin intensivliyinin dəyişməsi üçün məlum emperik qanun belədir:

$$dI = -kI dx. \quad (1.8)$$

Bu diferensial şəkildə Buker qanunudur. Burada  $k$  – udulma əmsalı olub, vahid qalınlıqda sahənin intensivliyinin nisbi azalmasını göstərir. Zəif sahələr üçün  $k$  tezlikdən asılı olan sabit kəmiyyət olduğunu nəzərə alaraq bu qanunu inteqral şəkildə yazmaq olar:

$$I = I_0 e^{-kd}. \quad (1.9)$$

(1.9) düsturunda  $I_0$  və  $I$  mühitə düşən və ondan çıxan dalğaların intensivlikləri,  $d$  isə mühitin qalınlığıdır. Udulma əmsalını fiziki araşdırmaq üçün mühitdə dalğa yayılarkən baş verən proseslər nəticəsində intensivliyin necə dəyişdiyinə baxaq. Aydınır ki, intensivliyi  $I$  olan dalğa verilmiş istiqqa-

mətdə yayılarkən onun intensivliyi udulma və şüalanma prosesləri nəticəsində dəyişir. Spontan şüalanan atomların yayılma istiqamətində payının çox az olduğunu nəzərə alsaq həmin təmlik belə olar:

$$\frac{dI}{dx} = -n_1 B_{12} \rho(\nu) h\nu + n_2 B_{21} \rho(\nu) h\nu_{21}. \quad (1.10)$$

(1.8) və (1.10) düsturlarını müqayisə edib,  $I = \rho\nu$  ( $\nu$  – dalğanın mühitdəki sürətidir) olduğunu nəzərə alsaq udulma əmsalı üçün alırıq:

$$k(\nu) = \frac{B_{12} h\nu_{21}}{\nu} (n_1 - n_2) \quad (1.11)$$

Bu düsturdan görünür ki, dalğa mühitdə yayılarkən onun intensivliyinin dəyişməsi  $E_1$  və  $E_2$  səviyyələrdə olan hissəciklərin sayından asılıdır. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi adi halda  $n \approx n_1 \gg n_2$  olduğuna görə dalğa udulur. Görəsən zərrəciklərin bundan başqa hallarda paylanması mümkündürmü? Əlbəttə bunun üçün mühitin termodinamik tarazlıq halını pozmaq məqsədilə xarici təsir lazımdır. Termodinamik tarazlıqda olmayan mühitin şüalanması da qeyri-tarazlıqda şüalanma adlanır. Sistemin belə halını almaq üçün süni üsullar mövcuddur. Aydın ki, bu halda Bolsman paylanması pozulacaqdır və şüalanan enerji isə tarazlıq halında olduğundan böyük olacaqdır.

Məlumdur ki, xarici təsir altında  $n_1$  azalacaq,  $n_2$  isə artacaqdır.  $n_2 = n_1$  olanda  $k = 0$ , yəni mühit şəffaflandır. Bu hal doyma adlanır. Əgər  $n_2 > n_1$  halı mövcud olarsa, onda belə mühitdə dalğa güclənər. Belə halda  $k < 0$ ,  $n_2 > n_1$  inversiya, yaxud mənfi temperatur halı, belə mühit isə fəal mühit adlanır. Mənfi temperatur anlayışının mənasını aydınlaşdırmaq. Bir qayda olaraq sistemin hər bir vəziyyəti üçün Bolsman paylanması ödənilir və sistemin temperaturu bu statistik

paylanmadan təyin oluna bilər. Əgər sistemin mənfi temperaturda olmasını fərz etsək, onda  $n_2 > n_1$  sisteminin vəziyyətində Bolsman paylanması ödəniləcək (mütləq sıfır temperaturdan aşağı temperatur olduqda). Temperaturun mənfi qiyməti çoxaldıqca, inversiyanın dərəcəsi yüksəlir və mümkün olan gücləndirmə qiyməti artır. Deməli, “mənfi temperatur” anlayışı yalnız ikisəviyyəli kvant keçidinin xarakteristikasıdır və maddənin fiziki temperaturuna tamamilə aid deyil. Bu anlayış heç bir fiziki məna daşımır. Çoxsəviyyəli kvant sistemlərində bu anlayışdan istifadə etmək çətinlik törədir, çünki hər cüt səviyyə öz temperaturu ilə xarakterizə edilməlidir. Əlbəttə, sistemin mənfi temperatur halı tarazlıqda olmayan haldır və dayanaqlı deyildir. Spontan və ya məcburi şüalanma nəticəsində sistem tezliklə dayanıqlı hala qaydır.

### **1.3. Xarici sahədə kvant keçidləri**

Lazer fizikasının əsas məsələsi atom sistemlərinin elektromaqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirini öyrənməkdir. Bu məsələni nəzəri olaraq həll etmək üçün müxtəlif üsullar mövcuddur. Bunlardan ən sadəsi yuxarıda qeyd etdiyimiz ehtimal üsuludur. Ancaq ehtimal üsulu zərrəciklərin balansına əsaslanıb və tətbiq olunma sahəsi məhduddur. Doğrudan da bu üsul kvant proseslərinin enerji tərəfini kifayət qədər izah edir və riyazi cəhətdən sadədir. Proseslərdə dalğanın fazası ilə əlaqədar xüsusiyyətlər isə balans tənliklərində nəzərə alınmır. Buna görə də bir çox məsələlərin həlli daha dəqiq üsulla aparılır. Bu yarımklassik üsul adlanır. Yarımklassik üsulda atom kvant mexanikası qanunları ilə elektromaqnit sahəsi isə klassik olaraq təsvir edilir.

Yenə də atomun yalnız iki enerji səviyyəsini nəzərə alacağıq. Atom və sahənin enerjisi üç hissəyə bölünür: atomun daxili enerjisi, sahənin enerjisi və onların qarşılıqlı təsir enerjisi. Kvant mexanikasında bu qarşılıqlı təsirə hissəciyin sahə

tərəfindən həyəcanlaşması kimi baxılır. Sistemdə baş verən proseslər qeyri –stasionar Şredinger tənliyi ilə təsvir olunur:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \hat{H} \psi, \quad (1.12)$$

$\hat{H}$  – enerji operatorudur. Sistemin hamiltonianı belə yazılır:

$$H = H_0 + H'. \quad (1.13)$$

Burada  $H_0$  –sahə və atomun ayrılıqda götürülmüş enerjiləri cəmi,  $H'$  – qarşılıqlı təsir enerjisidir. İki səviyyəli sistemin iki stasionar  $\psi_1$  və  $\psi_2$  funksiyaları vardır. Deməli, (1.12) tənliyinin həllini aşağıdakı şəkildə axtaracağıq:

$$\psi = a\psi_1 + b\psi_2. \quad (1.14)$$

Burada

$$\psi_i = \psi_i \cdot \exp\left(-\frac{iE_i t}{\hbar}\right) \quad (1.15)$$

$\psi_i$  - isə yalnız koordinatlardan asılı olub stasionar Şredinger tənliyini ödəyir:

$$\hat{H}_0 \psi = E_i \psi_i. \quad (1.16)$$

(1.14) tənliyindəki  $a$  və  $b$  əmsalları zamandan asılıdır.  $\psi_i$  funksiyaları isə stasionar funksiyalardır və həyəcanlanmasız hal üçün yazılmış Şredinger tənliyindən tapılır:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_i}{\partial t} = \hat{H}_0 \psi_i \quad (1.17)$$

Sahənin təsiri altında kvant sisteminin halı dəyişir, yəni kvant keçidi baş verir. Məsələn, həyəcanlaşmadan qabaq hissəcik  $E_1$  səviyyəsində olarsa  $a = 1$ ,  $b = 0$  olar. Əks halda

isə  $a = 0$  ,  $b = 1$  olar. Deməli,  $|b(t)|^2 = b(t) \cdot b^*(t)$  kəmiyyəti keçidin ehtimalını verir.

İndi (1.14) ifadəsini (1.12) -də yerinə yazaraq  $\psi_i$  - funksiyası üçün (1.17) düsturunu nəzərə alıb yaza bilərik:

$$i\hbar\psi_1\frac{\partial a}{\partial t} + i\hbar\psi_2\frac{\partial b}{\partial t} = a(t)\hat{H}'\psi_1 + b(t)\hat{H}'\psi_2. \quad (1.18)$$

Bu tənliyi  $\psi_2^*$  -ə vurub fəza üzrə integrallayaq. Alınan ifadədə ortonormalanma şərti və (1.15)-i nəzərə alsaq aşağıdakı düstur alınar:

$$i\hbar\frac{db}{dt} = a(t)\int\psi_1\hat{H}'\psi_2^*e^{\frac{iE_1t}{\hbar}+\frac{iE_2t}{\hbar}}dV + b(t)\int\psi_2\hat{H}'\psi_2^*dV. \quad (1.19)$$

(1.15) tənliyi  $\psi_1^*$  - ə vurub anoloji yolla  $\frac{da}{dt}$  tənliyini almaq olar.

Tutaq ki, başlanğıc anda  $a(0) = 1$  və  $b(0) = 0$  . Təsir müddətinin çox kiçik olduğunu qəbul edərək (1.19) tənliyində bu başlanğıc şərtlərini yazaq:

$$i\hbar\frac{db}{dt} = \int\psi_1\hat{H}'\psi_2^*e^{\frac{iE_1t}{\hbar}+\frac{iE_2t}{\hbar}}dV. \quad (1.20)$$

Dipol yaxınlaşmasında qarşılıqlı təsir enerjisi belə verilir:

$$H' = -PE(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}). \quad (1.21)$$

Onda  $P||E$  olanda yaza bilərik:

$$\begin{aligned} \int\psi_1\hat{H}'\psi_2^*dV &= -E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})\int\psi_1\hat{P}\psi_2^*dV = \\ &= -\langle p \rangle E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \end{aligned} \quad (1.22)$$

$\langle p \rangle$  -keçidin dipol momenti operatorunun matris elementidir. Beləliklə, (1.20) aşağıdakı şəkildə olar:

$$\frac{db}{dt} = \frac{1}{-i\hbar} \langle p \rangle E (e^{i(\omega+\omega_0)t} + e^{i(\omega-\omega_0)t}), \quad (1.23)$$

$\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$  -keçidin rezonans tezliyidir.

(1.23) ifadəsindəki  $\omega \neq \omega_0$  tezliyi rezonansdan çox uzaq olduğunu nəzərə alıb uyğun həddi atsaq:

$$\frac{db}{dt} = -\frac{1}{i\hbar} \langle p \rangle E e^{i(\omega-\omega_0)t} \quad (1.24)$$

olar. Bu ifadəni inteqrallasaq alarıq:

$$b(t) = \frac{\langle p \rangle E}{\hbar} \frac{e^{i(\omega-\omega_0)t} - 1}{\omega_0 - \omega}. \quad (1.25)$$

1-2 keçidinin ehtimalı  $|b(t)|^2$  üçün yazı bilərik:

$$|b(t)|^2 = \left( \frac{\langle p \rangle E}{\hbar} \right)^2 \left( \frac{2}{\omega - \omega_0} \right)^2 \sin^2 \frac{\omega_0 - \omega}{2} t. \quad (1.26)$$

İndi Eynşteyn əmsallarının keçidin ehtimalı ilə əlaqəsini tapaq. Bunun üçün aldığımız düsturu istilik şüalanması halına tətbiq edək. Məlumdur ki, enerjinin sıxlığı  $U(\nu)$  ilə (1.26) düsturundakı  $E^2$  bir –birilə  $U = E^2 / 8\pi$  kimi əlaqədardır. Bundan başqa nəzərə almaq lazımdır ki, kvant keçidlərini araşdırarkən  $E$  dipol oxu boyunca yönəlmişdi. İstilik şüalanmasında isə  $E$  bütün istiqamətlərə malikdir. Verilmiş istiqamətdə enerji sıxlığı tam sıxlığın 1/3 hissəsinə bərabər olduğunu nəzərə alsaq  $E^2 = \frac{1}{3} 8\pi U$  olar. İstilik şüalanması spektrə görə Plank düsturuna uyğun paylanmışdır. Kvant

keçidləri üçün alınan (1.26) düsturu isə monoxromatik şüalanma üçündür. İstilik şüalanması sahəsində tam ehtimalı tapmaq üçün həmin ifadəni tezliyə görə integrallamaq lazımdır:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} |b(t)|^2 d\nu = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle p \rangle}{\hbar^2} U(\nu) \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 \pi(\nu_0 - \nu)t}{\pi^2 (\nu_0 - \nu)^2} d\nu . \quad (1.27)$$

Nəticədə alarıq:

$$P = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle p \rangle^2}{\hbar^2} U(\nu)t . \quad (1.28)$$

Vahid zamanda keçid ehtimalı üçün yazı bilərik:

$$W_{12} = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle p \rangle^2}{\hbar^2} U(\nu) . \quad (1.29)$$

(1.29) düsturunu Eynşteynin təklif etdiyi keçid ehtimalı düsturu ilə müqayisə etsək alarıq:

$$B_{12} = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle p \rangle^2}{\hbar^2} . \quad (1.30)$$

Beləliklə görürük ki, Eynşteyn əmsalı  $B_{12} = B_{21}$  yalnız atoma xas olan bir sabitdir. Spontan şüalanma ehtimalı -  $A_{21}$ -i bu üsulla almaq mümkün deyil.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu məsələnin rezonans, yəni  $\omega_0 - \omega \ll \omega_0$ ,  $\omega$  olan halda həlli üçün belə ifadə alınır:

$$|b(t)|^2 = \frac{2(pE/\hbar)^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + 4(pE/\hbar)^2} \times$$

$$\times \left( 1 - \cos \sqrt{(\omega - \omega_0)^2 + 4(pE/\hbar)^2} t \right) . \quad (1.31)$$



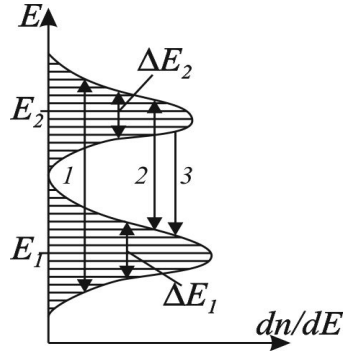
## 2. Spektral xəttlərin forması

Qarşılıqlı təsir prosesinin təhlili zamanı biz belə hesab edirdik ki, enerji səviyyələrinin eni sıfıra bərabərdir və gücləndirmə yalnız bir  $\omega_{21}$  tezlikdə baş verir. Lakin həтта ideal halda (təcrid olunmuş, qarşılıqlı təsir altında olmayan, hərəkət etməyən atomlar üçün) enerji səviyyələri sıfırdan fərqli olan  $\Delta E$  eninə malikdirlər. Enerji səviyyəsinin eni hissəciklərin bu səviyyədə qalma müddətindən asılıdır. Spontan şüalanma təsadüfi olduğundan hissəciyin bir haldan o biri hala keçmə zamanı da qeyri-müəyyəndir. Keçid zamanının  $\Delta t$  qeyri-müəyyənliyinə enerjinin  $\Delta E$  qeyri - müəyyənliyi uyğundur. Həm də nəzərə almaq lazımdır ki,  $\Delta t$  və  $\Delta E$  kəmiyyətləri arasında Heyzenberqin qeyri - müəyyənlik prinsipinə uyğun olaraq belə bir münasibət mövcuddur:  $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ . Əgər  $\Delta t$  atomun həyəcanlaşmış halda yaşama müddətidirsə, onda bu halın  $E$  enerjisi  $\Delta E$  qeyri - müəyyənliyi ilə xarakterizə olunur.

Yaşama müddəti  $\tau_{mn}$  kiçik olan hallara keçid zamanının kiçik  $\Delta t$  qeyri-müəyyənliyi və daha geniş enerji səviyyələri uyğundur. Yaşama müddəti böyük olduqda enerji səviyyələrinin eni xeyli kiçik olur. Sonlu enə malik olan səviyyələr arasında baş verən keçidlər zamanı enerji kvantları müəyyən intervalda kəsilməz olan bir sıra qiymət ala bilər (Şək.2.1).

Şəkildə 2 və 1 səviyyələri arasında mövcud olan bəzi keçidlər göstərilib.

Birinci ox ilə işarə olunan keçid zamanı ən böyük enerjili kvant, üçüncü keçid zamanı isə ən kiçik enerjili kvant şüalanır. Buna uyğun olaraq şüalanan tezliklər də fərqlənir: birinci keçid ən böyük şüalanan tezliklə, üçüncü keçid ən kiçik tezliklə



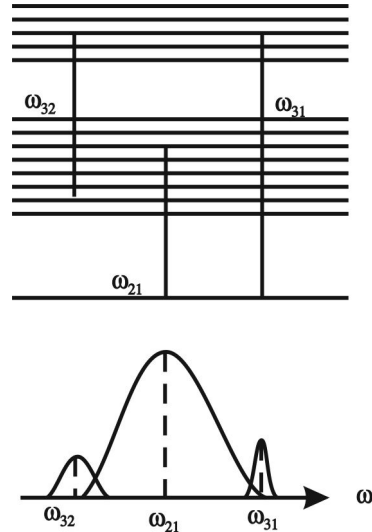
Şək.2.1. Sonlu enə malik olan səviyyələr arasında keçidlər

müşayiət edilir. Kvant sistemiminin şüalanma gücünün maksimumu  $\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar$  tezliyinə uyğundur, çünki hissəciklərin enerjiyə görə paylanma sıxlığı  $dn/dE$   $E_2$  və  $E_1$  qiymətləri üçün maksimuma bərabərdir. Şüalanma (udulma) gücünün tezlikdən asılılığı şüalanmanın (udulmanın) spektral xətti adlanır. Spektral xətt onun eni ilə xarakterizə olunur. Spektral xəttin eni enerji səviyyələrin eni ilə əlaqədardır:  $\Delta\omega_{21} = (\Delta E_2 + \Delta E_1)/\hbar$ . Spektral xəttin mümkün olan ən kiçik eni xəttin təbii eni adlanır. Təbii xəttin konturu həm də Lorents konturu kimi məlum olan aşağıdakı düsturla ifadə edilir:

$$I(\omega) = I_0 \frac{\gamma^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}. \quad (2.1)$$

Burada  $\gamma$  - sönmə sabitidir,  $\Delta\omega = \Delta\omega_L = 2\gamma$  - xəttin enidir.

Xəttin təbii eni bilavasitə spontan şüalanmanın ehtimalı ilə təyin olunur və adətən kiçik qiymətə bərabər olur (onlarca hersdən meqahersə qədər). O keçidin ehtimalı ilə təyin olunan qiymətdən böyükdür, lakin spektral xəttin intensivliyi və eni arasında birqiymətli əlaqə yoxdur. Tutaq ki, atomun üç mümkün olan enerji səviyyələri vardır (Şək. 2.2). Şəkildə 1-ci səviyyə atomun əsas halına uyğundur, buna görə eni sıfıra bərabərdir. 2-1 keçidinin ehtimalı çox böyük olduğundan 2-ci səviyyə enli olar. 3-cü səviyyəni ensiz təsvir



Şək. 2.2. Atomun üç enerji səviyyəsi və onlara uyğun spektri

etdiyimiz üçün 3–2 və 3–. 1 keçidlərinin ehtimalları kiçikdirlər. Belə sistemin spektri  $\omega_{21}$ ,  $\omega_{23}$  və  $\omega_{31}$  tezlikli üç xətdən ibarət olacaq. Hər bir xətt öz intensivliyi və eni ilə xarakterizə olunur. Ən intensiv xətt 2-1-dir, çünki bu keçidə ən yüksək ehtimal uyğundur. Yuxarı səviyyənin eni böyük olduğundan 2-1 xətti enlidir. O biri iki xəttin 3-2 və 3-1 intensivlikləri böyük deyil, çünki keçidlərin ehtimalı kiçikdir. Lakin bu xəttlər eninə görə fərqlənir, çünki 2-ci və 3-cü səviyyələrin enlərinin cəmi 3-cü və 1-ci səviyyələrin enlərinin cəmindən böyükdür.

Hissəciklərin qarşılıqlı təsiri, yerlərinin dəyişməsi və rəqsi nəticəsində spektral xəttin ümumi eni onun təbii enindən böyükdür. Sadə halda hissəciklər arasında baş verən qarşılıqlı təsir yaşama müddətinin azalmasına gətirir. Bu zaman spektral xəttin forması dəyişilmir və təbii xəttin formasında qalaraq eni artır. Spektral xəttin bu cür genişlənməsinə birinci genişlənmə deyilir. Bircinsli genişlənmənin xarakterik xüsusiyyəti hissəciklər sisteminin və hər bir hissəciyin xəttinin genişlənməsinin eyni olmasıdır. Bircinsli genişlənmə həmçinin hissəciklərin çox böyük sürətlə enerji mübadiləsi olduqda mövcuddur. Bu halda enerji səviyyəsi dairəsində hissəciklərin enerjiyə görə paylanması  $dn_i/dE$  hər hansı hissəciklərin keçidlərinin baş verib verməməsindən asılı deyil. Buna oxşar hal hissəciklər arasında güclü qarşılıqlı təsir, yəni hissəciklər arasında intensiv enerji mübadiləsi baş verəndə müşahidə olunur.

Spektral xəttlərinin genişlənməsinin səbəblərindən biri də Dopler effektidir. Atomlar təsadüfi sürətlərlə müxtəlif istiqamətlərdə daimi hərəkətdə olur (qazlarda) və ya rəqs edirlər (bərk cismin kristal qəfəsində). Buna görə də ayrı –ayrı hissəciklərin şüalanma tezliyi həm qiymətinə, həm də işarəsinə görə təsadüfi Dopler sürüşməsi alacaqdır. Əgər molekulun sürəti  $v_i$ , istiqaməti isə elektomaqnit dalğasının yayılma istiqamətinin

əksinədirsə onda qarşılıqlı təsir  $\omega_i = \omega_0(1 + \frac{v_i}{c})$  tezliyində baş verir ( $\omega_0$  –hərəkətsiz molekulun keçid tezliyidir). Tezliyin sürüşməsi effekti, yəni Dopler effekti bircinsli genişlənən Lorents xəttlərinin cəmindən ibarət olan spektral xətt verir. Burada Lorents xəttlərinin maksimumları müxtəlif keçid tezliklərinə uyğundurlar. Müxtəlif hissəciklərin rezonans tezliklərinin bir-biri ilə uyğun gəlməməsi ilə əlaqədar olan genişlənmə qeyri-bircinsli sayılır. Deməli, hərəkət edən hissəcik (atom ya molekul) enerjini dəqiq iki  $E_2$  və  $E_1$  səviyyəsi arasında baş verən keçid  $\omega_0 = \omega_{21}$  tezliyində deyil, Dopler effektinə görə dəyişilən tezlikdə şüalandırır və ya udur. Burada  $\omega_0$  Borun kvant şərtindən təyin olunur.

İstilik tarazlığı halında bütün hərəkət istiqamətləri eyni ehtimallıdır, yəni hissəciklərin sürətlərə görə paylanması izotropdur. Termodinamik tarazlıqda hissəciklərin sürətlərə görə Maksvel paylanması ödənilir. Bu qanuna uyğun olaraq kütləsi  $m$  və hər hansı bir istiqamətdə sürət komponentinin qiyməti  $v_z$  - dən  $v_z + dv_z$  qədər olan hissəciklərin sayı aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$dn = const \cdot \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z. \quad (2.2)$$

Burada  $T$  –qazın mütləq temperaturu,  $k$  –Bolsman sabitidir. Buna görə də hissəciklərin monoxromatik şüalanmasının hər birisi sonlu enə malik olan spektral xətt kimi başa düşülür. Yuxarıda qeyd etdiklərimizdən çıxır ki, Dopler xəttinin konturu aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$I(\omega) = I_0 \exp\left[-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2\right] \quad (2.3)$$

Dopler xəttinin eni qazın temperaturu və hərəkət edən hissəciklərin kütləsi ilə təyin olunur:

$$\omega - \omega_0 = \Delta\omega_D = 2 \frac{\omega_0}{c} \sqrt{2kT \cdot \frac{\ln 2}{m}}. \quad (2.4)$$

Təcrübədə müşahidə edilən spektral xətt baxılan sistemin bütün hissəciklərinin spektral xəttlərinin cəmidir. Müəyyən tezlik üçün bu cəmə düşən pay həmin rezonans tezliyə malik olan hissəciklərin sayı ilə mütənasibdir. Nəticədə hissəciklər ansamblının spektral xətti simmetrik konturdan ibarətdir. Bu konturun mərkəzi –keçidə uyğun olan  $\omega_0$  tezliyindədir.

Qeyri –bircinsli genişlənmə halının xüsusiyyəti müəyyən rezonans tezliyə malik olan hissəciklərin digər enerji halına keçməsindən sonra nisbətən yavaş spektral xətt formasının bərpa edilməsidir. Nəticədə spektral xəttin üstündə çuxur yarana bilər, çünki müəyyən tezlikdə enerjini vermək və ya udmaq qabiliyyətinə malik olan hissəciklərin sayı azalır. Kristallik cisimlərdə qeyri –bircinsli genişlənmə birinci növbədə rezonans tezliklərin sürüşməsinə səbəb olan elektrik sahəsinin intensivliyinin kristalın müxtəlif hissələri üçün müxtəlif qiymətlərə malik olmasından irəli gəlir.

Lazer işıq dəstələrinin bircins və qeyri –bircins genişlənməmiş kvant sistemləri ilə qarşılıqlı təsiri məsələsi sonra ətraflı təhlil olunacaqdır.

### 3. İnversiya yaradılması üsulları

Gördüyümüz kimi, dalğanın mühitdə yayılarkən güclənməsi üçün inversiya şərti ödənilməlidir. Bundan ötrü maddənin termodinamik tarazlıq halı pozulmalıdır. Bu məqsədlə lazer fizikasında müxtəlif üsullardan istifadə olunur. Əvvəlcə ən geniş yayılmış optik həyəcanlandırma üsuluna baxaq. İlk baxışda belə düşünmək olar ki, inversiya yaratmaq üçün mühiti güclü işıq seli ilə həyəcanlandırmaq lazımdır. Doğrudan da

tezliyi  $\omega_{21}$  olan işıq seli termodinamik tarazlıqdakı sistemin 1 səviyyəsində olan hissəciklər tərəfindən udularaq onları 2 səviyyəsinə keçirəcəkdir. Göstərmək olar ki, bu yolla yalnız  $n_2 = n_1$ , yəni doyma rejimi almaq mümkündür. Sonra işə məcburi şüalanma udma prosesini kompensasiya edəcəkdir. Qeyd etdiyimiz balans və yaxud kinetik tənliklər yolu ilə bunu asanlıqla göstərmək olar. İki səviyyəli sistemdə zərrəciklər sayının saxlanması qanunu belə yazılır:

$$n_1 + n_2 = n. \quad (3.1)$$

Həyəcanlanmış səviyyədə olan hissəciklər üçün kinetik tənlik belədir:

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 B_{12} \rho - n_2 A_{21} - n_2 B_{21} \rho. \quad (3.2)$$

Stasionar rejimdə bu iki tənlikdən  $n_1$  və  $n_2$  üçün alırıq:

$$n_1 = \frac{A + B\rho}{A + 2B\rho} n, \quad n_2 = \frac{B\rho}{A + 2B\rho} n. \quad (3.3)$$

Bu düsturlardan görünür ki, ən güclü sahədə, yəni  $\rho \rightarrow \infty$  halında

$$n_1 = n_2 = \frac{n}{2} \quad (3.4)$$

olur.

Dəməli iki səviyyəli sistemdə inversiya yaratmaq mümkün deyil.

İndi işə üç və ya daha çox səviyyəli kvant sistemlərində inversiyanın mümkünlüyünü araşdırıq. Üç səviyyəli sistemlərdə atomlar həyəcanlaşdırıcı vasitəsilə əsas haldan 3-cü səviyyəyə keçirlər. Əgər verilmiş mühitdə atomlar böyük ehtimalla 3-2 keçidi ilə 2 səviyyəsində cəmlənərsə, onda 2 və 1 səviyyələri arasında inversiya yaranar (Şək. 3.1-ə bax). Termodinamik tarazlıqda 2-ci və 3-cü səviyyələrdə praktiki

olaraq hissəciklərin sayı sıfıra bərabərdir və bütün hissəciklər 1-ci səviyyədədir. Kinetik tənliklər sistemi bu halda aşağıdakı şəkildə olar:

$$\dot{n}_3 = -\frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_3}{\tau_{31}} + p_{13}(n_1 - n_3), \quad (3.5)$$

$$\dot{n}_2 = -\frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{32}}, \quad (3.6)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n. \quad (3.7)$$

1–3 keçid ehtimalı  $p_{13}$  həyəcanlaşmanın gücü ilə mütənəsibdir. Həyəcanlaşmanın təsiri hissəciklərin səviyyələrə görə yenidən paylanmasına gətirir. Stasionar halda ( $\dot{n}_3 = \dot{n}_2 = 0$ ) alırıq:

$$n_2 - n_1 = n \frac{p_{13}\tau_{21}(\tau_{21} - \tau_{32}) - \tau_{31} - \tau_{32}}{p_{13}\tau_{31}(\tau_{21} + 2\tau_{32}) + \tau_{31} + \tau_{32}} \geq 0. \quad (3.8)$$

Buradan 2-1 keçiddə inversiyanı təmin edən sahənin qiymətinə olan tələblər irəli gəlir.  $n_2 \geq n_1$  şərtinin ödənilməsi üçün  $p_{13}$  aşağıdakı bərabərsizliyi təmin etməlidir:

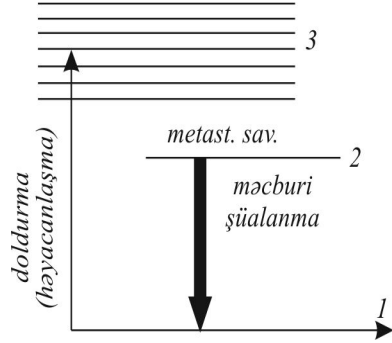
$$p_{13} \geq (1 + \tau_{32} / \tau_{31}) / (\tau_{21} - \tau_{32}).$$

$\tau_{21}$ -in qiyməti  $\tau_{32}$ -dən böyük olduqda inversiyanı almaq olar.  $\tau_{31}$ ,  $\tau_{32}$ ,  $\tau_{21}$  arasında sahənin minimal qiymətini verən ən əlverişli əlaqə bunlardır:  $\tau_{31} \gg \tau_{32}$ ;  $\tau_{21} \gg \tau_{32}$ . Birinci bərabərsizlik o deməkdir ki, 3-cü səviyyəyə keçən hissəciklərin çox hissəsi 2-ci səviyyəyə və kiçik hissəsi 1-ci səviyyəyə keçəcəkdir. İkinci şərt 2-1 şüalanan keçidin yuxarı səviyyəsində hissəciklərin toplanmasını göstərir. Əgər bu iki şərt mövcuddursa, onda  $p_{13 \min} \sim \frac{1}{\tau_{21}}$  və  $n_3 \ll n_1, n_2$ . İnversiya

zamanı hesab edə bilərik ki,  $n_3 \approx 0$  və  $n_1 \approx n_2 = n/2$ . Maddədə

gücləndirmə olduğu üçün doldurmanın minimal gücü  $p_{dol\ min} = p_{13}(n_1 - n_3) \cdot \hbar\omega_{23} \approx \hbar\omega_{13} \cdot n / 2\tau_{21}$  olmalıdır.

Üç səviyyəli sistemdə  $n_3 \ll n_1$ , yəni praktiki olaraq 3-cü səviyyə boşdur və hissəciklərin tam sayı  $n = n_1 + n_2$ . Əgər hər səviyyədə  $n/2 = n_1 = n_2$  hissəcik varsa, onda inversiya olmaz. Sistemdə inversiya yaranıbsa, deməli  $n_2 > n/2$  olar. 1-dən 2-ci səviyyəyə  $n/2$  hissəciklərin keçidi yalnız səviyyələr arasında hissəciklər sayını bərabərləşdirir. Aşağı səviyyə əsas enerji səviyyəsi olduğuna görə hissəciklər sayının bərabərləşməsinə xeyli güc sərf olunur.



Şək.3.1. Üç səviyyəli sistem

Bu nöqteyi-nəzərdən dörd səviyyəli sistem böyük üstünlüyə malikdir (Şək. 3.2). İşçi səviyyələr 2 və 3 səviyyələrdir. Tarazlıq halında 3-cü və 4-cü səviyyələrdə hissəciklərin sayı sıfıra bərabərdir. 2-ci səviyyədə hissəciklərin sayı azdır, lakin 3-cü və 4-cü səviyyələrdə olduğundan çoxdur.

Bolsman paylanmasına uyğun olaraq  $n_2 + n_1 \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right)$ .

Dediklərimizi nəzərə alaraq kinetik tənliklər sistemini yazı bilərik:

$$\dot{n}_4 = p_{14}(n_1 - n_4) - \frac{n_4}{\tau_{43}}, \quad (3.9)$$

$$\dot{n}_3 = \frac{n_4}{\tau_{43}} - \frac{n_3}{\tau_{32}}, \quad (3.10)$$



$$\dot{n}_2 = \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{1}{\tau_{21}} \left( n_2 - n_1 e^{-\frac{\hbar\omega_{21}}{kT}} \right), \quad (3.11)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = n. \quad (3.12)$$

Stasionar halda ( $\dot{n}_4 = \dot{n}_3 = \dot{n}_2 = 0$ ) həmin sistemdən alırıq ki,  $p_{14}\tau_{32}n > \tau_{21}p_{13}n + n \exp(\hbar\omega_{21}/kT)$  ödənilirsə, onda 3–2 keçidində inversiya təmin olunur. Deməli,

$$p_{14} \geq \exp(\hbar\omega_{21}/kT) / (\tau_{32} - \tau_{21}).$$

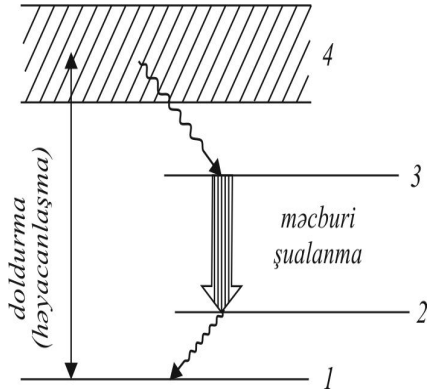
Buradan belə çıxır ki, elə kvant sistemi seçmək lazımdır ki, 3-cü səviyyədə yaşama müddəti 2-ci səviyyədəkindən çox olsun  $\tau_{32} \gg \tau_{21}$ .

Əgər  $\hbar\omega_{21} > (2 \div 3)kT$  olarsa, onda  $n_1 \gg n_2$ ,

$n_3, n_4$  və inversiyanın stasionar halını saxlamaq üçün tələb olunan minimal doldurma gücü üçün alırıq:

$$p_{dol.min} = \hbar\omega_{14} p_{14} (n_1 - n_4) \approx (n_0 \hbar\omega_{14} / \tau_{32}) \cdot \exp(-\hbar\omega_{14} / kT).$$

Üç və dörd səviyyəli sistemlər üçün  $p_{dol.min}$ -in iki qiymətini tutuşdursaq əmin olarıq ki, eyni parametrlər olduqda güc üç səviyyəli sistemə nəzərən dörd səviyyəli sistem üçün  $\frac{1}{2} \exp(\hbar\omega_{41}/kT)$  dəfə kiçikdir. Əgər  $\hbar\omega_{21} > (3 \div 5)kT$ , yəni 2-ci səviyyə əsas 1-ci səviyyədən uzaqda yerləşirsə bu daha əlverişlidir. Təcrübədə istifadə olunan güc on, hətta yüz dəfə üç səviyyəli sistemlərdə tələb olunan gücdən kiçikdir. Bu optik diapazonda kəsilməz rejimdə işləyən generator-



**Şəkil 3.2. Dörd səviyyəli sistem**

ların yaranmasını asanlaşdırır. Yuxarıda araşdırdığımız optik üsul bərk cisim və maye lazerlərdə inversiya yaratmaq üçün daha əlverişlidir. Bu mühitlərdə spektral xəttlər böyük enə malik olduğuna görə işığın udulması kifayət qədər effektiv olur.

Qaz və yarımkeçirici lazerlərdə inversiya yaratmaq üçün elektrik həyəcanlaşdırma üsulundan istifadə olunur. Qaz mühitlərdə optik üsulla inversiya yaratmaq çətindir. Yarımkeçiricilərdə isə optik üsulla da inversiya yaratmaq olar.

Burada qeyd etdiyimiz optik və elektrik üsullardan başqa praktikada kimyəvi, qazodinamik və lazer üsullarından da istifadə olunur.

#### **4. Optik rezonatorlar**

Hər bir lazerin əsas hissələrindən biri də rezonatordur. Qurğunun müsbət əks rabitə funksiyasını məxsusi tezliklərə malik olan rezonator yerinə yetirir. Bu məqsədlə bağlı rezonatorlardan ifrat yüksək tezlikli (İYT) diapazonda istifadə olunur. Onlar əksolunma səthlərə və şüanın  $\lambda$  dalğa uzunluğuna tərtibcə uyğun ölçülərə malik olan həcmi sistemlərdir. Optik diapazonun daha qısa dalğa uzunluqlarına keçidi belə rezonatorların istifadəsini qeyri –mümkün edir. Bu halda onların ölçüləri elə kiçik olur ki, rezonatorun daxilində fəal mühiti yerləşdirmək mümkün olmur. Ölçülər  $\lambda$  -dan çox-çox böyük olduqda optik diapazonda bağlı rezonatordan istifadə etmək mümkün deyil. Bu onunla izah olunur ki, daxili həcmi  $V_p$  olan bağlı rezonatorda  $\delta\nu$  tezlik intervalında  $8\pi\nu^2 V_p \delta\nu / c^3$  sayda məxsusi rəqs növü yaranır və tezliyin böyüməsi ilə kəskin sürətdə artır. Bununla yanaşı məxsusi tezliklər spektri belə sıxlaşır ki, rəqs növlərinin rezonans əyriləri bir-birini örtür və rezonator öz rezonans xassələrini itirir. Bu səbəbdən

lazerlərdə açıq rezonatorlardan istifadə olunur.

Ən geniş yayılan sadə optik rezonator bir-birinə paralel olan və müəyyən məsafədə yerləşən iki güzgüdən ibarətdir. Bağlı rezonatora nisbətən açıq rezonatorla həyəcənlaşan rəqs növlərinin hissəsi  $(a^2 / 8L^2)(1 - r)$  qədərdir, burada  $a$  – güzgülərin həndəsi radiusudur,  $L$  – rezonatorun uzunluğu,  $r$  – güzgülərin əksəltmə əmsalıdır.  $a=1$  sm;  $L=100$  sm,  $r=0,98$  olan lazerdə bu hissə  $10^{-9}$ -dur. Güzgülərin radiusu sonsuzluğa bərabər olduqda rezonator Fabri–Pero etalonu adını daşıyır. Rezonatorun daxilində sahə olduqda güzgülər arasında dalğalar yayılır və onların interferensiyası durğun dalğa yaradır.

Rezonator daxilində fəal mühit yerləşdirəndə onu fəal, əks halda –passiv rezonator adlandırırlar.

Güzgülər arasında durğun dalğanın yaranması üçün onların arasındakı  $L$  məsafəsi tam sayda yarımdalğaya bərabər olmalıdır:

$$q \cdot \frac{\lambda}{2} = L. \quad (4.1)$$

(4.1) düsturundan qonşu modaların tezlik intervalı üçün

$$\nu_{q+1} - \nu_q = \Delta \nu = c / 2L \quad (4.2)$$

alırıq.

Rezonatorla əvvəlcə  $OZ$  oxuna paralel yayılan dalğa güzgülərin kənarında işığın difraksiyasına görə güzgüdən əks olunandan sonra  $\theta \sim \lambda/a$  bucağına malik olan konusda yayılacaq, burada  $a$  –güzgünün ölçüsüdür. Nəticədə işığın bir hissəsi ( $\theta$  nə qədər böyük olsa, bu hissə o qədər böyük olacaq) ikinci güzgüyə düşməyəcək və açıq rezonatoru tərk edəcək (bununla difraksiya itkilərinə gətirəcək). Güzgünün kənarına yaxın yayılan dalğa hissələri difraksiya itkilərinə görə rezonatoru tez tərk edirlər. Buna görə də bir müddət keçdikdən sonra açıq rezonatorla güzgülərin kənarlarına

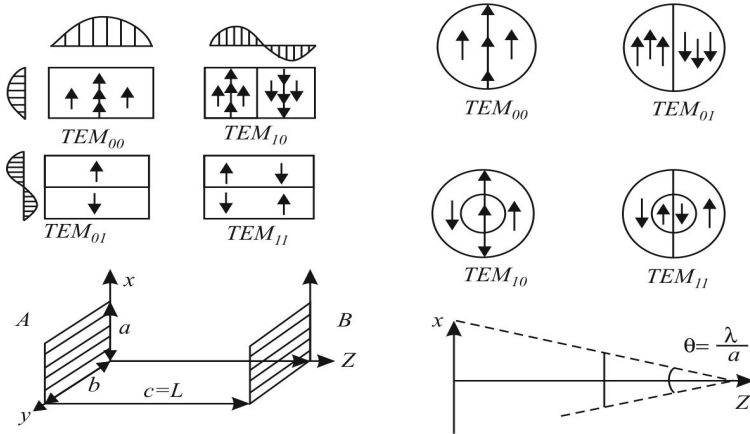
yaxın olan işıq dalğasının amplitudu sıfıra bərabər olan dalğa alınır. Açıq rezonatorla kifayət qədər «keçmə» sayından sonra yaranan stasionar dalğa şəkli rəqs növü və ya açıq rezonatorun modası adını daşıyır.

Deməli, rezonator modası belə sahə paylanmasıdır ki, fəzada amplituduna və fazasına görə dəyişilməz qalır. Rezonatorla itki olması sahənin mütləq qiymətinin zamana görə zəifləməsinə gətirir. Hər moda ona məxsus olan öz tezliyi ilə xarakterizə edilir və rezonatorun en kəsiyində müəyyən amplitud və faza paylanmasına malik olur.

Rezonatorlarda yalnız TEM rəqlər yayıla bilər. Məlum olduğu kimi TEM –eninə elektromaqnit rəqləridir ki, (*Transvers Electro Magnetic*), bu halda  $E$  və  $H$  sahə vektorlarının yayılma istiqamətində komponenti yoxdur. Belə rəqləri sahə nəzəriyyəsinə uyğun olaraq  $TEM_{mnq}$  ilə ifadə edirlər, burada  $m, n, q$  –müəyyən rəqsi xarakterizə edən tam ədədlərdir. Dəqiq desək, belə işarə edilmə yalnız müstəvi dalğa üçün doğrudur, lazer üçün isə bu işarə kifayət yaxınlaşma ilə qəbul oluna bilər.  $q$  indeksi rezonator güzgüləri arasında olan durğun dalğanın düyünlərinin sayını göstərir.  $m$  ədədi sahə istiqamətinin  $x$  oxu boyunca,  $n$  isə  $y$  oxu boyunca (polyarlaşma müstəvisi  $y$  oxundan keçir) dəyişilmə miqdarını xarakterizə edir. Dairəvi simmetriyaya malik olan modalar üçün bu ədədlər sahə istiqamətinin radius və azimuta görə uyğun olan dəyişilmə miqdarını xarakterizə edir.  $m$  və  $n$  –nin müəyyən qiymətlərinə uyğun olan ( $q$ –isə ixtiyari olduqda) rəqs növünə eninə moda deyilir.  $q$  müəyyən bir qiymətə malikdirsə, onda rəqs növünü uzununa moda adlandırırlar. Hər eninə modaya bir neçə uzununa moda uyğun gəlir, bunlar yalnız rezonator oxu boyunca düyünlərin miqdarı ilə fərqlənirlər. Ümumi halda müxtəlif eninə modalar müxtəlif tezliklərə və difraksiya itkilərinə malikdirlər. Lazerlərdə generasiya əsasən kiçik itkilərə malik olan modalarda baş verir. Çox

vaxt  $q$  indeksi yazılmaz və modaları  $TEM_{mn}$  adlandırırlar. Kvadrat və dəyirmi rezonator güzgüləri üçün bəzi rəqs növlərinin konfigurasiyasına baxaq (Şək.4.1).

Güzgü səthində sahənin paylanması ən böyük bərabərlikdə olduğu üçün əsas rəqs növü  $TEM_{00}$  ən kiçik itkilərə malikdir. Bunun üçün də şüa yüksək istiqamətlənmə ilə xarakterizə olunur və onun əsas hissəsi rezonatorun ikinci güzgüsünə düşür. Yüksək rəqs növləri isə böyük difraksiya itkiləri ilə xarakterizə olunurlar. İtkilərin artması o səbəbdən baş verir ki, rezonator modalarını rezonator oxuna müəyyən bucaq altında yayılan müstəvi dalğalarının cəmi kimi təsəvvür etmək olar. Hər rəqs növünə müəyyən sönmə uyğundur.



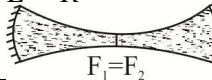
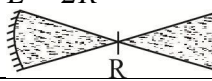
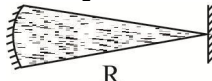
Şəkil 4.1. Kvadrat və dəyirmi rezonator güzgüləri üçün rəqs növlərinin konfigurasiyası

Bu o deməkdir ki, müxtəlif modalar üçün həyəcanlanma şərtləri eyni deyil, birinci növbədə ən kiçik itkilərə malik olan modalar həyəcanlaşırlar. Güzgülərin əksəlmə qabiliyyəti ilə bağlı olan itkilər bütün modalar üçün eyni olduğundan müxtəlif modaların ümumi itkilərindəki fərq

müxtəlif difraksiya itkiləri ilə bağlıdır. Difraksiya itkisi minimal olan moda o birilərə nisbətən tez həyəcanlaşacaq. Doldurma gücünün artması ilə digər modalar da həyəcanlaşır. Difraksiya itkiləri dalğa amplitudunun güzgü səthində paylanmasından asılıdır. Əgər güzgü kənarında amplitud kiçikdirsə, onda itki də kiçikdir. Deməli, amplitud paylanmasının maksimumları güzgünün mərkəzində olan və kənarlara yönəldikcə kəskin azalan modalar ən kiçik itkilərə malikdirlər. Bu növlər əsas rəqs növləri adını daşıyırlar və  $TEM_{00q}$  işarəsi ilə ifadə olunurlar.

Təcrübədə lazer rezonatorları güzgülərin ayrilik radiusları (  $R$  ) ilə fərqlənərək bir sıra konfigurasiyalara malikdirlər (Cədvəl 1.).

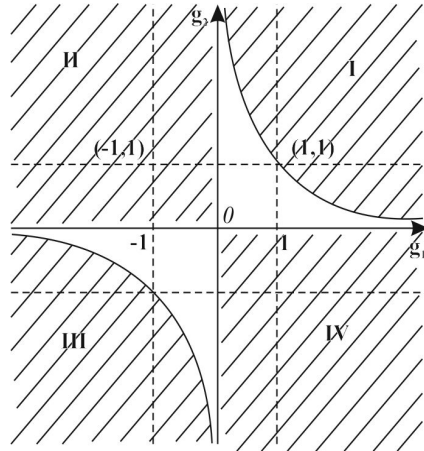
**Cədvəl 1**

| Rezonator              | $R$                 | $L$                                                                                                        |
|------------------------|---------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1. Müstəvi paralel     | $R_1 = R_2 = R$     | İxtiyari $L$<br>          |
| 2. Konfokal            | $R_1 = R_2 = R$     | $L = R$<br>               |
| 3. Konsentrik (sferik) | $R_1 = R_2 = R$     | $L = 2R$<br>             |
| 4. Yarımkonfokal       | $R_1 = \infty, R_2$ | $L = \frac{R_2}{2}$<br> |
| 5. Yarımkonsentrik     | $R_1 = \infty, R_2$ | $L = R_2$<br>           |

$L$ ,  $R_1$  və  $R_2$  –arasında müəyyən münasibət olduğda bəzi

açıq rezonatorların öz adları vardır. Konfokal rezonator növünün mərkəzində güzgülərin fokusları, konsentrik rezonator növünün mərkəzində isə güzgülərin əyrilik radiuslarının mərkəzləri üst-üstə düşür. Yarımkonfokal və yarımkonsentrik növlərdə fokus və ya sferik güzgünün əyrilik radiusunun mərkəzi müstəvi güzgünün səthi ilə üst-üstə düşür. Ümumən rezonatorlar müxtəlif radiuslara malik olan və ixtiyari  $L$  məsafədə yerləşən güzgülərdən ibarətdir. Müstəviparalel rezonator növünün müsbət cəhəti çıxan şüanın maksimal istiqamətlənməsindən, mənfi cəhətləri isə sahənin zəif konsentrasiyasından, güzgülərin dəqiq qoyulması zəruriliyindən və böyük difraksiya itkilərinin olmasından ibarətdir.

Konfokal rezonator növünün müsbət cəhətləri aşağıdakılardır: sahənin oxa yaxın güclü konsentrasiyaya malik olması və kənarlara yaxın kəskin azalması, bu rezonatorda difraksiya itkilərinin müstəviparalel rezonatora nisbətən bir neçə tərtib kiçik olması, sahə ox yaxınlığında olduğundan doldurma gücünün hədd qiymətinin kiçik olması. Buradan məlum olur ki, güzgülərin



**Şəkil 4.2. Dayanıqlıq diaqramı**

qoyulmasına yüksək tələbat yoxdur, optik oxun işçi maddənin oxu ilə, bir gəlməsi kifayətdir; mənfi cəhəti isə ondan ibarətdir ki,  $L$  uzunluğun hətta kiçik dəyişilməsi böyük difraksiya itkilərinə gətirir. Mühitin kiçik həcmi lazer gücünü məhdudlaşdırır. Yarımkonsentrik rezonator növündə məxsusi rəqslərin sahə quruluşu yarımsferik

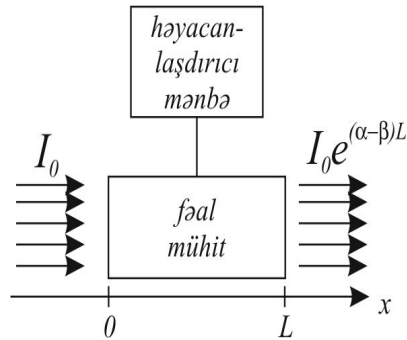
rezonatorada  $2L$  məsafəli sferik rezonatorada olan quruluşla eynidir ki, bu da onun müsbət cəhətidir. Kiçik difraksiya itkilərinə malik olan açıq rezonator dayanıqlı, böyük itkilərə malik olan rezonator isə dayanıqsız rezonator adını daşıyırlar. Difraksiya itkiləri güzgülərin quruluşundan, ölçülərindən və ayrilik radiuslarından, bundan başqa güzgülər arasında olan məsafədən də asılıdırlar. Dayanıqlı rezonatorada güzgülərdən bir –birinin dalınca əks olunan dəstənin vaxtaşırı fokusa yığılması prosesi baş verir ki, bu da kiçik itkiləri təmin edir. Dayanıqsız halda dəstə fokusa yığılmır və hər keçid zamanı toplanan sahə enerjisinin xeyli hissəsi rezonatoradan çıxır. Həndəsi yaxınlaşmada dayanıqlıq şərti almaq çətin deyil. Optik rezonatorların xassələrinə ciddi nəzər salmaq üçün integral tənlikləri həll etmək lazımdır. Onların təhlili göstərir ki, rezonator  $g_1$  və  $g_2$  ümumiləşdirilmiş parametrlərlə xarakterizə olunur. Bu parametrlər  $L$  və  $R_1$ ,  $R_2$  ilə belə əlaqədəlidirlər:  $g_1 = 1 - L/R_1$ ;  $g_2 = 1 - L/R_2$ .  $g$  -müstəvisində hər nöqtəyə müəyyən konfigurasiyalı rezonator uyğundur. Rezonatorların keyfiyyət xarakteristikası üçün  $(g_1 \cdot g_2)$  –nin bilinməsi kifayətdir. Deməli, dayanıqlıq şərti belə olar:  $0 < g_1 \cdot g_2 < 1$ .  $R_i$  çökük güzgülər üçün müsbət, qabarıq güzgülər üçün isə mənfidir. Gəlin dayanıqlıq diaqramına nəzər salaq (Şək. 4.2.).  $(0, 0)$  nöqtəsi –simmetrik konfokal rezonatora aiddir. Lakitn güzgülərin radiusları az fərqlənəndə  $(0, 0)$  nöqtəsi II yaxud IV kvadranta keçir, bu da itkilərin kəskin artmasına gətirib çıxarır.  $(1, 1)$  nöqtəsi –müstəviparalel rezonatora aiddir. Əgər güzgülər az sferikdirsə, onda  $R_1 + R_2 < L$  olduqda sistem böyük itkilər sahəsinə və  $R_1 + R_2 > L$  olanda isə kiçik itkilər sahəsinə keçir.  $(-1, -1)$  nöqtəsi konsentrik rezonatora aiddir.  $L$ –i dəyişərək bir sahədən digər sahəyə keçmək olar.  $(1, 1/2)$  və  $(1/2, 1)$  nöqtələri –yarımkonfokal rezonatora aiddir. Bu rezonator növü  $L$ -in dəyişməsindən zəif asılıdır,



bundan başqa kiçik itkilərlə xarakterizə olunur, çünki bu nöqtələr ştrixlənmiş sahədən uzaqdadırlar.  $(0, l)$  nöqtəsi – yarımkonsentrik rezonatora aiddir.  $L$  məsafəsinin azalması ilə itkilər aşağı düşür,  $L$ -in artması ilə itkilər böyüyürlər.

## 5. Lazerin iş prinsipi

Əgər verilmiş keçiddə inversiya yaradılıbsa, onda mühitdə yayılan elektromaqnit dalğası məcburi şüalanma hesabına güclənəcəkdir. Belə sistem özünü gücləndirici kimi aparır. Kvant gücləndiricisinin tərkibində fəal mühit və onun həyəcanlaşmasını təmin edən həyəcanlandırıcı vardır (Şək. 5.1).



Şəkil 5.1. Kvant gücləndiricisi

Tutaq ki, inversiya olan fəal mühitdə elektromaqnit dalğası yayılır. Intensivliyi  $J_0$  olan elektromaqnit dalğası təsiri altında baş verən kvant keçidləri nəticəsində  $dx$  təbəqəsində ayrılan enerji

$$dU = \hbar \omega_{21} B'_{21} U [n_2 - (g_2/g_1) n_1] dx / v$$

olar. Burada  $v$  – fəal mühitdə elektromaqnit dalğasının sürəti,  $g_i$  –  $i$  səviyyəsinin statistik çəkisidir.

$$U = J/v$$

olduğunu nəzərə alaraq, fəal mühitdə kvant keçidləri nəticəsində dalğa intensivliyinin artmasını təyin edək:

$$dJ' = v dU = B'_{21} \frac{\hbar \omega_{21}}{v} \left( n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) J dx. \quad (5.1)$$

Dalğa enerjisinin bir hissəsi aşqarlar və fəal mühitin quruluşunda olan defektlərdə udulur və səpilir, eləcə də difraksiya nəticəsində itirilir. Bu qeyri –rezonans itkilərə görə dalğanın intensivliyi azalır:  $dJ'' = \beta J dx$ .  $\beta$  –fəal mühitdə vahid uzunluğa düşən itkilərin qiymətini xarakterizə edən sabitdir.

Dalğa intensivliyinin  $dx$  təbəqəsində tam artması  $dJ$  aşağıdakı kimi olur:

$$dJ = dJ' - dJ'' = \left[ B'_{21} \frac{\hbar \omega_{21}}{v} \left( n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) - \beta \right] J dx. \quad (5.2)$$

Bu ifadəni integrallasaq alarıq:

$$\begin{aligned} J &= J_0 \exp \left[ B'_{21} \frac{\hbar \omega_{21}}{v} \left( n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) - \beta \right] x = \\ &= J_0 \exp[(\alpha - \beta)x] \end{aligned} \quad (5.3)$$

Burada

$$\alpha = \frac{B'_{21}}{v} \hbar \omega_{21} \left( n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \quad (5.4)$$

mühitin gücləndirmə əmsalıdır. Qeyd edək ki,  $\alpha$  məcburi keçidlər nəticəsində vahid uzunluğa düşən gücləndirməni xarakterizə edir. Əgər fəal mühitdə inversiya yaranıbsa

$n_2 > \frac{g_2}{g_1} n_1$  və  $\alpha > \beta$  olar. Bu halda dalğanın intensivliyi

yayılma zamanı artır. Gəlin  $E_2$  səviyyəsində  $n_2$  sayda hissəcik olan fəal mühitdə elektromaqnit dalğasının  $E$  elektrik sahəsinin «ani» şəklinə baxaq (Şək. 5.2).

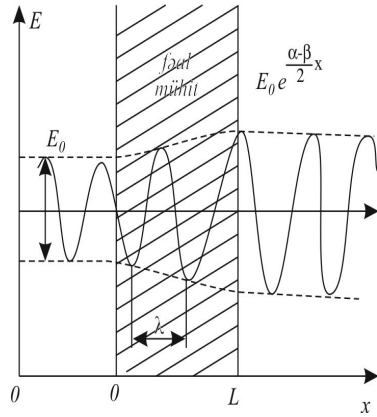
$$E = E_0 e^{(\alpha-\beta)x/2}$$

qanununa uyğun olaraq amplitud artır.

İnversiyaya malik olan mühitdə gücləndirilmə prosesi zamanı elektromaqnit dalğasının spektral tərkibi dəyişir. Bu effekt özünü doyma rejimində daha güclü göstərir və şüalanmanın spektral xəttinin formasının dəyişməsi ilə bağlı olur. Bir tezlik intervalında şüalanma  $\Delta n$ -i azaldır və spektrin müxtəlif tərkib hissələrinin gücləndirilmə şərtlərini dəyişir. Spektral xəttin maksimumuna uyğun gələn

$\omega_{21}$  tezlikli şüalanma ən böyük güclənməyə malikdir. Spektrin digər tərkib hissələrinin güclənməsi kiçik olur. Güclənmənin qiyməti tezliyin spektral xəttin mərkəzindən nə qədər uzaq yerləşməsindən asılıdır. Bircinsli genişlənmə halında dalğanın intensivliyinin artması bütün tezliklər üçün mütənasib olaraq güclənmənin azalmasına gətirir. Mühitdə  $x_1$  yolu keçən dalğa üçün  $\omega_{21}$  tezliyinin ətrafında  $\Delta\omega'$  intervalında yerləşən tezliklər gücləndirmə alacaqlar, spektrin digər tərkib hissələri zəifləyəcəklər (Şək. 5.3a). Dalğanın mühitdə sonrakı hərəkəti zamanı  $x_2$  yolu keçdikdə gücləndirmə daha kiçik  $\Delta\omega'' < \Delta\omega'$  tezlik intervalında olacaq (Şək. 5.3b).

Beləliklə, şüanın monoxromatikliyi baş verir. Spektr spektral xəttin mərkəzinə yığılır. Xəttin qeyri –bircinsli genişlənməsi halında, monoxromatik şüanın bütün həyəcan-



**Şəkil 5.2. Fəal mühitdə elektromaqnit dalğasının “anı” şəkli**

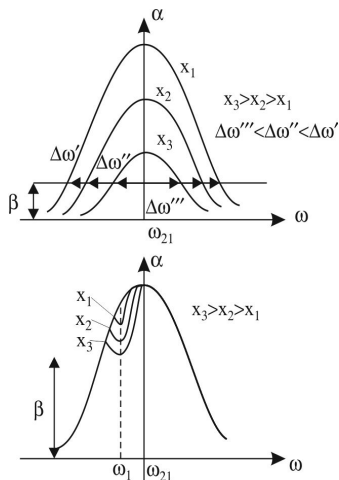
laşmış hissəciklərlə deyil, yalnız təsir edən işığın tezliyi öz şüalanma konturuna (yarım maksimumda tezlik intervalı) daxil olan hissəciklərlə qarşılıqlı təsirdə olmasını nəzərə almaq lazımdır. Bu səbəbdən qeyri –bircins genişlənmiş xətdə uçuqum yaranır.

Uçuqumun ölçüsü və forması ayrı –ayrı hissəciklərin xətti enindən, qeyri –bircins xətt daxilində hissəciklərindən paylanmasının mümkünüyündən və tezliyindən asılıdır.

İndi kvant sistemində elektrik tromaqnit dalğasının generasiya sına baxaq. Bir qayda olaraq maddənin gücləndirmə əmsalı böyük olmur. Yaquq kristalında radiotezlikli keçidlər üçün gücləndirmə əmsalı hətta aşağı helium temperaturları üçün

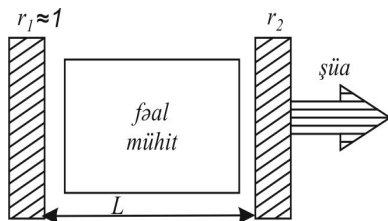
$\sim 10^2 \text{ sm}^{-1}$  –dir. İntensivliyin 100 dəfə artması üçün kristalın uzunluğunun  $L=5 \text{ m}$  olması tələb olunur. Belə ölçüdə gücləndirici yaratmaq çətin məsələdir. Kvant

gücləndiricilərinin effektiv uzunluqlarını böyütmək üçün radiofizikada məlum olan müsbət əks əlaqə prinsipindən istifadə olunur. Bu prinsip ondan ibarətdir ki, güclənən siqnalın bir hissəsi geriye, gücləndiricinin girişinə göndərilir. Burada siqnal yenə güclənir və s. Fəal mühitə təsir edən sahə hissəcikləri şüalandırmağa məcbur edir. Burada ən mühüm cəhət odur ki, sahənin və şüalanmanın tezlikləri, fazaları, polyarlaşması və yayılma istiqamətləri eynidir. Sahənin artması uyğun olan məcburi şüalanmanın böyü-



**Şək. 5.3. İnversiyaya malik olan mühitdə a)  $x_1$ , b)  $x_2$  və v)  $x_3$  yolu keçən dalğa üçün gücləndirmə**

məsinə gətirir, bu da öz növbəsində sahənin sonrakı artmasına və s. gətirir. Maddədə baş verən məcburi şüalanma rəqslərin saxlanması və fəal mühitdə onların doyma ilə təyin olunan  $J_{hədd}$  qiymətinə qədər artmasına imkan yaradır. Əksər hallarda kvant cihazlarında fəal mühit yerləşən rezonans sistemlərində rəqslərin generasiyası baş verir. Bu halda rəqslərin generasiyası üçün zəruri olan müsbət əks əlaqə rezonator sahəsinin və fəal mühitin qarşılıqlı təsiri hesabına təmin olunur. Optik diapazonda qarşı –qarşıya duran əksedici iki səthdən ibarət olan sistem rezonator rolunu oynayır. Fəal mühit səthlərin arasında yerləşdirilir. Ən sadə rezonator ikimüstəvi güzgüdən ibarətdir. Optik diapazonun rezonatorları çox vaxt xarici



**Şəkil 5.4. Rezonatorun quruluşu**

Fabri–Pero interferometri

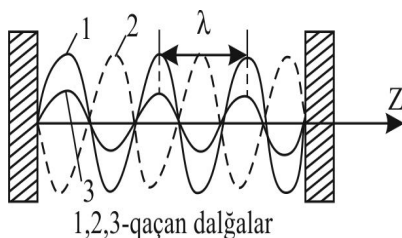
adını daşıyırlar. Adətən rezonatorun güzgülərindən biri yarımsəffaf olur. Bu da enerjinin bir hissəsinin fəzaya çıxmasına imkan verir.

Əksedici səthlərin olması şüalanmanın fəal mühitdən dəfələrlə təkrar keçməsinə şərait yaradır. Rezonatorun quruluşu ilə tanış olaq (Şək. 5.4): 1-əksedici, 2 –yarımsəffaf güzgüdür. Birinci güzgüdən yayılan dalğa mühitdə məcburi keçidlər yaradır və çıxışda  $\exp(\alpha L)$  dəfə güclənir. Enerjinin bir hissəsi ikinci güzgüdən yenidən mühitə əks olunur və birinci güzgü tərəfə yayılır. Dalğanın birinci güzgüdən əks olunması ilə onun rezonatorda hərəkət dövrü tamamlanır. Sonra bütün bunlar yenidən təkrar olunur. Əgər güzgülər işığı udmayıb bütövlükdə əks edirlərsə, onda dalğanın mühitdən dəfələrlə təkrar keçməsi nəticəsində gücləndirmə böyük qiymətə çata bilər. Buna görə də gücləndiriciyə xaricdən heç bir signal verilməsə də, özünün spontan şüalanması

məcburi keçidlər hesabına güclənəcək, nəticədə gücləndirici işıq generatoruna çeviriləcək. Lakin şüanın gücü hədsiz böyüyə bilməz. Aşağıya olan məcburi keçidin hər biri fəal atomlarının sayını azaldır. Aşağı səviyyəyə keçdikdə atomlar şüanı udmağa başlayırlar və əgər hər hansı bir üsulla yuxarı səviyyədə atomların artıq sayını fasiləsiz ödəməsək, onda doyma rejimi yaxınlaşar, yəni səviyyələrdə hissəciklərin sayı bərabərləşər. Doyma rejimində inversiya pozulduğundan gücləndirmə də yox olur. Bunun üçün də güclənmə, yəni məcburi şüalanma gücü nə qədər böyükdürsə işıq maddədə inversiya yaradan mənbə o qədər güclü olmalıdır.

Beləliklə, güzgülər arasında elektromaqnit sahəsinin, yəni kvant gücləndiricinin güclənmə əmsalının və kvant generatorun rəqs amplitudunun artmasını saxlayan səbəb bilavasitə doyma prosesidir.

Rezonatorda eyni rəqslər yenidən fasiləsiz təkrar edilərkən alınan faza sürüşməsi rəqslərin dalğa uzunluğuna tam bölünməlidir. Müəyyən tezlikdə düz və əks istiqamətdə baş verən rəqslərin interferensiyası rezonatorda durğun dalğaların yaranmasına gətirir (Şək. 5.5). Hər mümkün olan rəqs tezliyinə durğun dalğanın özünəməxsus şəkli uyğundur. Deməli,



**Şəkil 5.5. Rezonatorda durğun dalğanın yaranması**

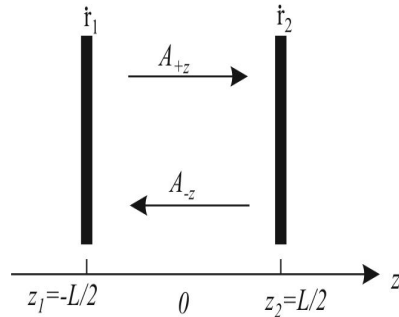
rezonatorun həndəsi ölçüləri bilavasitə qurğu ilə generasiya olunan tezlik spektrinin formalaşmasına təsir edir. Məcburi keçid hesabına spektral xətlər çox ensiz alınırırlar, xətlərin monoxromatikləşməsi baş verir. Optik kvant generatorunun (OKG) rezonatoru şüanın yüksək istiqamətləndirilməsində də əsas rol oynayır. Rezonatorda yalnız yayılma istiqamətləri rezonator oxu ilə üst –üstə düşən və ya yaxın olan rəqs

növləri qalır. Digər istiqamətdə, yəni rezonator oxuna böyük bucaq altında yayılan dalğalar bir neçə dəfə güzgü-dən əks olunandan sonra kifayət qədər gücləndirmədən rezonatoru tərk edirlər. Şüalanma mühitdən dəfələrlə keçdikdən sonra güclənir, bu zaman keçən şüanın fazası sabit qalır, bu da şüalanmanın koherentliyinə gətirir.

Beləliklə, rəqslərin generasiyası prosesinə fəal mühitin və rezonatorun xarakteristikaları təsir edir. Əgər fəal mühitdə rəqslərin gücləndirilməsi baş verirsə, rezonatorla tezlik spektrinin formalaşması, monoxromatikliyi, şüa istiqamətlənməsi, koherentliyi və rəqs enerjisinin bir hissəsinin xarici fəzaya çıxışı təmin olunur. Bu da generatorla şüalanan gücün qiymətini təyin edir.

İndi kvant generatorunun həyəcənlaşma şərtlərinə baxaq. Bunun üçün tutaq ki, Fabri–Pero rezonatoru fəal mühitlə doldurulub (Şək. 5.6). Burada  $\dot{r}_1, \dot{r}_2 - r_1$  və  $r_2 -$  nin törəmələri əksolunma əmsallarının kompleks amplitudlarıdır.  $L$  – güzgülər arasında olan məsafədir. Sahəni bir – birinə əks istiqamətdə yayılan dalğaların cəmi kimi təsəvvür etmək olar

$$A_{+z}e^{i\chi z} + A_{-z}e^{-i\chi z}.$$



**Şəkil 5.6. Fəal mühitlə doldurulmuş rezonator**

Burada birinci toplanan  $z$  oxu üzrə soldan sağa, ikinci toplanan isə əks istiqamətdə sağdan sola yayılan dalğanı təyin edir. Nəzərə alsaq ki,  $A_{+z}$  dalğası  $A_{-z}$  dalğasının  $z = -L/2$  nöqtəsində güzgüdən əks olunan zamanı və  $A_{-z}$  dalğası  $A_{+z}$  -in  $z = L/2$  nöqtəsində güzgüdən əks olunan zamanı alınır, onda aşağıdakını yazı bilərik:

$$A_{+z} e^{-i\chi \frac{L}{2}} = A_{-z} e^{i\chi \frac{L}{2}} \cdot \dot{r}_1 e^{-\beta L} (1 - \alpha_g), \quad (5.5)$$

$$A_{-z} e^{-i\chi \frac{L}{2}} = A_{+z} e^{i\chi \frac{L}{2}} \cdot \dot{r}_2 e^{-\beta L} (1 - \alpha_g). \quad (5.6)$$

$\alpha_g$  – əks olunan zaman güzgülərdəki difraksiya itkiləridir.  $\beta$  – fəal mühitin vahid uzunluğuna düşən itkilərdir. Bu tənliklərdən kvant generatorlarında olan tarazlıq (balans) şərtlərini alırıq:

$$\dot{r}_1 \dot{r}_2 (1 - \alpha_g)^2 e^{-2\beta L} \cdot e^{2i\chi L} = 1. \quad (5.7)$$

Bu kompleks şəkildə yazılan münasibət stasionar rejimin şərtlərini təyin edir. Ümumi tarazlıq şərtindən iki bir – birindən asılı olmayan (müstəqil) şərt almaq olar: faza və amplitud balans şərti. Bunun üçün  $\dot{r}_1$  və  $\dot{r}_2$  -ni  $\dot{r}_1 = r_1 \exp(i\Delta\varphi_1)$ ,  $\dot{r}_2 = r_2 \exp(i\Delta\varphi_2)$  şəkildə yazaq.  $r_1$  və  $r_2$  – əksölünmə əmsallarının modullarıdır,  $\Delta\varphi_1$  və  $\Delta\varphi_2$  – güzgülərdən əksölünmə zamanı dalğanın faza dəyişilməsidir. Yayılma sabiti  $i\chi = \alpha - ik$ ,  $\alpha$  – məcburi keçidlər nəticəsində mühitdə baş verən güclənmə,  $k$  – faza sabitidir. Birinci yaxınlaşmada  $k$  -ni hissəciklərin enerjisi səviyyələrinə görə paylanmasından asılı olmayan hesab etmək olar:  $k \approx \omega/\nu = 2\pi/\lambda$ .  $\chi$ ,  $\dot{r}_1 \cdot \dot{r}_2$  -ni tənliyə yazsaq, alırıq:

$$\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 - \frac{2\pi}{\lambda} 2L = 2\pi q. \quad (5.8)$$

( $q = 0, 1, 2, \dots$ );

$$r_1 r_2 (1 - \alpha_g)^2 e^{-2\beta L} \cdot e^{2\alpha L} = 1 \quad (5.9)$$

ya da

$$2(-\alpha L + \beta L) = \ln[r_1 r_2 (1 - \alpha_g)^2]. \quad (5.10)$$



Faza şərtindən çıxır ki, tarazlıq halında dalğa rezonatorunda  $2L$  məsafəsini keçdikdə və güzgülərdən iki dəfə əks olduqda tam dövr sayına bölünən faza sürüşməsi alır. Bununla generatorunda müsbət əks əlaqə təmin olunur, bu da rəqslərin kəsilmədən dəyişilməyən tezlikdə yenidən yaranmasına səbəb olur. Əgər bu tezlik intervalı üçün amplitud tarazlıq şərti ödənilirsə, onda OKG -da interferometrin hər hansı bir rezonans tezliyində rəqslər həyəcanlana bilərlər((5.9) bax). İkinci şərtin fiziki mənası:  $\exp(-2\alpha L)$  həddi məcburi şüalanmanı, digər həddlər isə rezonatorunda olan itkiləri təsvir edirlər. Əgər rezonator itkilərini mühitdə baş verən məcburi güclənmə kompensə edirsə, deməli, OKG -da rəqslər mövcuddur. OKG -da rəqslərin kəsilməz saxlanması üçün mühitdə olan güclənmə tamamilə stasionar qiymət daşmalıdır:

$$\begin{aligned}\alpha_{st} &= \beta - \frac{1}{L} \ln(1 - \alpha_g) - \frac{1}{2L} \ln r_1 r_2 = \\ &= \delta_0 + \delta_1 \geq -\frac{1}{2L} \ln r_1 r_2 (1 - \alpha_g)^2 + \beta. \quad (5.11)\end{aligned}$$

Burada  $\delta_0$  -daxili itkiləri,  $\delta_1$  -şüalanma zamanı baş verən itkiləri əks etdirir

$$\delta_0 = \beta - \frac{1}{L} \ln(1 - \alpha_g), \quad \delta_1 = -\frac{1}{2L} \ln \gamma_1 \gamma_2.$$

$\alpha_{st}$  - şüalanan keçidin yuxarı səviyyəsində hissəciklərin sayının müəyyən hədd qiymətində  $n_{2hədd}$  təmin olunur. Əgər  $n_2 > n_{2hədd}$  isə, onda OKG -da rəqs intensivliyi hissəciklərin sayı  $n_2$  hədd qiymətinə düşənə qədər məcburi keçidlərin böyüməsi hesabına artacaq. Bu halda stasionar rejim təmin olunur  $n_2 < n_{2hədd}$  olduqda OKG -da rəqslər sönəcəkdir.  $\delta_0$  və  $\delta_1$  itkiləri fəal hissəciklərin həyəcanlaşma enerjisi hesabına

ödənirlər. OKG -un çıxış gücü mühitdə ayrılan enerjinin yalnız bir hissəsini təmsil edir.  $\alpha_{st}$  düsturundan görünür ki, güzgülərin əks olunma əmsalı və fəal mühitin uzunluğu nə qədər böyükdürsə generasiya yaranma şərti asan ödənilir. Lakin güzgülərin hər ikisi üçün əksolunma əmsalı vahidə bərabər ola bilməz, çünki ikisindən biri bir az şəffaf olmalıdır ki, faydalı şüanı rezonatordan çıxarmaq mümkün olsun. Başqa şərtlər bərabər olanda gücün maksimumunu almaq üçün güzgülərin əksolunma əmsallarının optimal qiymətləri mövcuddur. Fəal mühitin uzunluğu da çox böyük ola bilməz. Bərk cisimli lazerlərdə optik bircinsli uzun kristal yaratmaq çətin texnoloji prosesdir. Bundan əlavə fəal mühit böyük uzunluğa malik olanda doldurma şərtləri çətinləşir və səpilmə itkiləri artır.

Lazerin iş rejimləri iki yerə bölünür—stasionar və qeyri—stasionar. Həyacanlaşma sürəti stasionar olarsa, lazerin iş rejimi də stasionar olur.

Lazerlərin iş rejimlərini nəzəri olaraq təsvir etmək üçün bir neçə üsul mövcuddur. Bu ondan irəli gəlir ki, elektromaqnit şüalanmasının kvant sistemi ilə qarşılıqlı təsiri müxtəlif üsullarla təhlil etmək olar. Bunlardan ən sadəsi kinetik və ya balans tənlikləri üsuludur.

Yuxarıda həmin tənliklərin köməyiylə inversiya yaradılmasını araşdırdıq. İndi isə üç və dörd səviyyəli lazerlərdə generasiya olunan məcburi şüalanmanın  $B\rho(\nu)$  ehtimalını da nəzərə alaq.

Üç səviyyəli sistemlərdə bildiyimiz kimi  $n_3 \sim 0$  olduğuna görə yazıla bilər:

$$n_1 + n_2 = n, \quad (5.12)$$

$$\dot{n}_2 = B_{13}U_{hdd}n_1 - BU(n_2 - n_1) - \frac{n_2}{\tau}. \quad (5.13)$$

(5.13) tənliyində birinci hədd —xarici sahənin

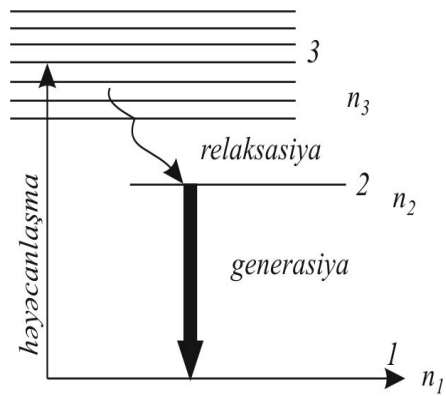
udulması nəticəsində alınan keçidlər, ikinci hədd – generasiya olunan məcburi şüalanma və onun udulması hesabına baş verən keçidlər və axırcı hədd –spontan şüalanma keçidləridir. (5.13) tənliyindəki lazerdə generasiya olunan şüalanmanın gücü üçün balans tənliyi belə yazılır:

$$\frac{dU}{dt} = \nu u \alpha - \nu u \beta + \varepsilon . \quad (5.14)$$

Burada  $\nu u \alpha$  –məcburi şüalanmanın,  $\nu u \beta$  – itkilərin hesabına yaranan və  $\varepsilon$  –spontan şüalanmanın lazer dəstəsi istiqamətində verdiyi gücdür.

$$(5.12) \quad -(5.14)$$

tənliklər sistemində nisbi inversiya  $y = (n_2 - n_1)/n$  daxil etməklə iki tənlik şəklində yazmaq olar



Şək. 5.7. Üç səviyyəli sistem

$$\frac{dy}{dt} = BU_{hədd}(1 - y) - A(1 + y) - 2BUy \quad (5.15)$$

$$\frac{dU}{dt} = \nu U(xy - \beta) + \varepsilon \quad (5.16)$$

Bu qeyri –xətti tənliklər sistemi üçsəviyyəli lazerin stasionar və qeyri –stasionar rejimləri araşdırmağa imkan verir. Dörsəviyyəli lazer üçün alınan tənliklər həmin tənliklərə analojidir.

Stasionar rejimdə ( $\dot{y} = \dot{U} = 0$ ) həmin sistemdən alırıq:

$$y^{st} = \beta / x \quad (5.17)$$

$$BU^{st} = \frac{BU(1 - y^{st}) - A(1 + y^{st})}{2y^{st}} \quad (5.18)$$

Bu ifadələrdən görünür ki, həyəcanlaşmanın hədd qiyməti üçün  $U^{st} = 0$  olduğuna görə

$$BU_{hedd} = \frac{A(1 + y^{st})}{1 - y^{st}} \quad (5.19)$$

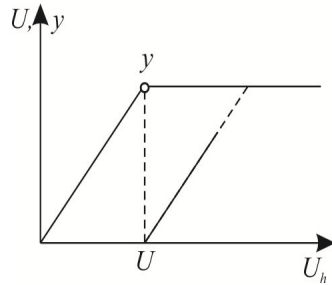
alırıq.

Şəkində (Şək. 5.8) rezonator da yaranan sahə  $U$  və nisbi inversiya  $y$ -in həyəcanlaşma enerjisindən  $U_h$ -dan asılılığı göstərilir. Göründüyü kimi generasiya yalnız həyəcanlaşma enerjisinin astana qiymətindən sonra mümkündür. Nisbi inversiya isə həyəcanlaşma enerjiden asılı olaraq stasionar qiymətinə çataraq sabit qalır. Bunu fiziki olaraq rezonator da sahənin enerjisinin artması, mühitdəki ehtiyat enerjisinin isə sabit qalması kimi izah etmək olar.

İndi generasiya olunan dalğanın modalar tərkibinə baxaq. Məlumdur ki, lazerlər üçün çoxmodalı rejim xarakteristiktir. Bircinsli genişlənmiş konturu olan sistemlərdə çoxmodalı generasiya rezonator da yaranan durğun dalğaların çoxluğu ilə əlaqədardır.

Başqa sözlə desək inversiya fəal mühit daxilində qeyri – bircins paylanmış olur. Qeyri – bircins genişlənmiş sistemlərdə çoxmodalı generasiyanın yaranması həm fəzaya, həm də tezliklərə görə qeyri – bircins paylanma ilə izah olunur.

Qeyd etdiyimiz kimi ümumi halda lazerin generasiya



**Şək. 5.8.  $U$  və  $y$  –in  $U_h$ -dan asılılığı**

sında çoxlu sayda moda iştirak edir. Modaların sinxronlaşması rejimində bu modalar eyni amplitud və sinxronlaşmış fazalarla generasiya olunur. Nəticədə ifrat qısa (pikosaniyə tərtibli) və çox böyük gücə malik (qiqavatt) işıq impulsarı alınır. Tutaq ki, lazerin generasiyası eyni  $E_0$  amplitudlu  $2n+1$  modalarla baş verir. Bu modaların fazaları fərqi  $\varphi$  sabitdir, yəni sinxronlaşmışdır. Bu halda tam elektromaqnit sahəsi belə hesablanır:

$$E(t) = \sum_{m=-n}^n E_0 e^{i[\omega_0 + 2m\Delta\omega_i]t + i2m\varphi} . \quad (5.20)$$

Burada  $\omega_0$  - mərkəzi modanın tezliyi,  $\Delta\omega$  – qonşu modalar arasındakı tezlik fərqi olub.

$$\Delta\omega = \frac{\pi c}{L} \quad (5.21)$$

düsturu ilə hesablanır. Modalar üzrə cəmləsək alarıq:

$$E(t) = E_0 \frac{e^{i\omega_0 t} \sin[(2n+1)(\Delta\omega t + \varphi)/2]}{\sin(\Delta\omega t + \varphi)/2} . \quad (5.22)$$

Bu düsturdan görünür ki, yekun alınan dalğanın amplitudu

$$A(t) = E_0 \frac{\sin[(2n+1)(\Delta\omega t + \varphi)/2]}{\sin[(\Delta\omega t + \varphi)/2]} \quad (5.23)$$

ifadəsi ilə verilir. Bu ifadənin maksimumları bir -birindən

$$\tau = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2L}{c} \quad (5.24)$$

müddəti ilə fərqlidir. Alınan impulsun yarımənisi isə

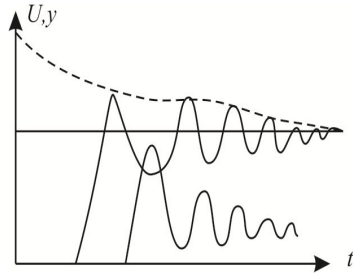
$$\Delta\tau_p \approx \frac{1}{(2n+1)} \Delta\omega \quad (5.25)$$

olur. (5.25) düsturundan görünür ki, çox qısa impulsları almaq üçün spektral xəttin eni böyük olmalıdır. Bu da bərk cisim və mayelər üçün xarakterikdir. Doğrudan da bu maddələr əsasında pikosaniyəlik impulsu almaq mümkündür. Digər maraqlı cəhət odur ki, impulsun gücü  $(2n+1)^2 A^2$  ilə təyin olunur. Modalar sinxronlaşmamış halda isə güc  $(2n+1)A^2$  ilə ifadə olunur.

Lazerin qeyri –stasionar iş rejimini araşdırmaq üçün (5.15) və (5.16) tənliklərini həyəcanlaşma enerjisinin verilmiş forması üçün həll etmək lazımdır. Bundan ötrü başlanğıc şərtlər verilmişdir. Onda  $y(t)$  və  $\rho(t)$  zamandan asılı olması qanunu tapılar. Bu sistem qeyri –xətti tənliklər sistemi olduğuna görə ümumi analitik həlli tapmaq mümkün olmur. Ona görə də burada bəzi maraqlı hallara baxılacaqdır.

Qeyri –stasionar iş rejimi əsasən üç halda böyük maraq kəsb edir: sərbəst generasiya rejimi, nəhəng impuls rejimi və modaların sinxronlaşması rejimi.

Sərbəst generasiya rejimində üç səviyyəli lazer müntəzəm piklərdən ibarət şəkildə göstərilən şüalanma verir. Bu mənşərə lazer tənliklərini EHM -da düzbucaqlı həyəcanlanma impulsu həlli üçün alınmışdır (Şək. 5.9). Piklər bir- birindən bir neçə mikrosaniyə intervalla yaranır. Hər iki dəyişən öz stasionar qiymətləri ətrafında dəyişərək bir -birilə əlaqəli olaraq zamana görə dəyişir.



**Şək. 5.9. Sərbəst generasiya rejimi**

Nəhəng impuls rejimində lazerin generasiyası böyük gücə malik (meqovatt) qısa impuls (nanosaniyə müddətli) şəklində baş verir. Bu rejimdə lazerin iş prinsipini aydınlaşdıraraq. Tutaq ki, fəal mühit həyəcanlaşdırılır amma əks rabitə yoxdur. Belə olan halda inversiya xeyli böyük ola bilər. Əgər ani olaraq əks rabitə yaradılsa, mühitin güclənməsi onun itkilərindən xeyli artıq olar və nəticədə güclü

qısa işıq impulsu şüalanacaqdır. Bu rejimi almaq üçün praktiki-  
kada fırlanan güzgüdən, prizmadan, Kerr özəyindən, uduğu  
mayelərdən və s. istifadə olunur.

## **6.Lazerlərin növləri**

Fəal mühitin aqreqat halına görə və orada inversiyanın yaradılma üsuluna görə lazerlər bərk cisim, qaz, yarımkeçirici və maye lazerlərə bölünürlər. Göstərilən lazer növlərinin şüalanma xassələri (güc və s.) əsasən fəal maddələrin xassələri ilə təyin olunur.

Fəal mühitin hər bir növünün öz xüsusiyyətləri vardır. Onlarda inversiyanın yaranması üsulu da müxtəlifdir. Buna görə də hər bir fəal mühit növünün xassələrini və inversiyanın yaranması üsullarını ardıcıl olaraq nəzərdən keçirək.

### **6.1. Bərk cisimli lazerlər: bərk cisimli mühitlər yaqut neodium lazerlərinin enerji səviyyələrinin sxemi, spektri və quruluşu**

**Bərk cisimli lazerlərin ümumi xarakteristikası və xüsusiyyətləri:** Bərk cisimli lazerlərin işçi elementi kristallik və ya amorf dielektrikdən hazırlanmışdır. Belə lazerlər istehlak üçün etibarlı, əlverişli və müqayisə olunacaq dərəcədə sadədir. Böyük olmayan ölçülü lazerlər çox yüksək impulsu gücləri (10 Vt və daha çox) və çox qısa işıq impulsları (10 s-ə qədər və az) generasiya edə bilirlər, həmçinin 1mVt-dan 100 Vt-a qədər çıxış güclə kəsilməz rejimdə işləyə bilirlər. Bərk cisimli lazerlərin doldurulması optik yolla həyata keçirilir.

Bunun üçün xüsusi doldurma lampalarının köməyi ilə və ya yarımkeçirici lazer diodların köməyi ilə elektrik enerjisi optik şüalanmaya çevrilir, belə optik şüalanma aktiv maddənin atomları tərəfindən udulur və onları həyəcanlaşmış vəziyyətə gətirirlər. Doldurmanın elektrik enerjisinin çevrilməsi üçün belə aralıq prosesinin olması bərk cisimli lazerlərin ümumi f.i.ə-ni aşağı salır, haradakı lampalı doldurma zamanı bir neçə faizi aşmır və injeksiya lazerləri ilə doldurma zamanı 30%-ə çatır.

Bərk cisimli lazerlərin spektral iş diapazonu aktiv mühitin optik şəffaflığı ilə məhdudlaşmışdır. Qısa dalğalı tərəfdən iş diapazonu məxsusi udulma prosesləri ilə, lakin uzun dalğalı



tərəfdən isə qəfəslərin rəqslərinin qarşılıqlı təsiri ilə məhdudlaşmışdır. Buna görə də bərk cisimli lazerlər spektrin yaxın ultrabənövşəyi, görünən və yaxın infraqırmızı oblastlarında işləyirlər.

Optik doldurmaya malik lazer aktiv elementlərin hazırlanması üçün nəzərdə tutulan materiallar aktiv dielektriklər adlanır. Onlar energetik səviyyələrin müəyyən sistemə malik olmalıdırlar, bu sistem lazerin işinin üç və ya dörd səviyyəli sxemindən alınan tələbləri ödəyirlər. Asanlıqla nəticə çıxarmaq olar ki, bu materiallar aşağıdakılara malik olmalıdırlar: vahidə yaxın işçi keçiddə kvant çıxışlı intensiv fluoressensiyaya; doldurma mənbəyinin şüalanma oblastında aktiv udulmanın geniş zolaqlarına və işçi keçidin tezliyində itkilərin olmamasına. Rezonatorun daxilində yerləşən və intensiv işıq doldurması şəraitində işləyən aktiv element yüksək optik keyfiyyətləri saxlamalıdır. Bu, aktiv materialların mexaniki, optik, istilik-fiziki, kimyəvi və s. xassələrinə tamamilə sərt şərtlər qoyur. Qoyulan şərtləri aktiv dielektrik adlanan dielektriklər daha tam ödəyirlər, belə dielektriklər özlərini müxtəlif kristallik və amorf matrislərdə olan tam qurulmamış daxili elektron örtüklərə malik elementlərin bərk məhlulları kimi aparırlar.

Bu elementlərin tam qurulmamış daxili elektron örtükləri xarici təsirlərdən, eyni zamanda da kristallik sahənin təsirindən valentli elektronlar vasitəsilə yaxşı ekranlaşmışdır. Ona görə də belə ionların kondensiyalı mühitə daxil olması zamanı onların enerji spektrinin köklü yenidən qurulması baş vermir. Aktivator adlanan bu ionlar məxsusi olaraq aktivdirlər, eyni zamanda bir çox hallarda kristallik və ya amorf əsas kimi matris rolunu oynayırlar. Bütün işçi lazer keçidləri aktiv ionların enerjilərinin səviyyələri arasında həyata keçirilir.

Dielektrikdəki aktiv paramaqnit ion onu əhatə edən ionların güclü elektrostatik sahəsinin təsiri altında yerləşir. Daxili örtüklərin xarici elektronlar vasitəsilə ekranlaşmasının dərəcəsindən asılı olaraq, daxili kristallik sahə adlanan bu sahə

ion -aktivatorun xassələrinə müxtəlif cür təsir edir. Bu zaman üç hal mümkündür. Zəif kristallik sahə. Bu hal qurulmamış örtüyə malik olan nadir torpaq elementləri üçün xarakterikdir, belə örtük xarici sahələrin təsirindən 5s- və 5p-elektronları ilə yaxşı qorunur.

Kristala daxil olunmuş nadir torpaq ionlarının enerji spektri sərbəst ionların enerji spektrindən az fərqlənir. Daxili kristallik sahə enerji səviyyələrin alt səviyyələrə parçalanmasına səbəb olur, alt səviyyələrin hər biri hərəkət miqdarının tam momentinin müxtəlif proyeksiyalarına malikdirlər. Kristallik matrislərdə belə ionların enerji səviyyələri dar qalırlar, buna görə də onların lyuminessensiyasının və udulmasının spektrləri bir sıra dar, intensiv xətlərdən ibarətdir.

Bir çox hallarda nadir torpaq elementləri vasitəsilə aktivləşdirilmiş dielektriklərdəki lazerlər dörd səviyyəli sxem üzrə işləyirlər.

**Orta kristallik sahə.** Bu hal əlaqənin ion tipinə uyğundur və tam qurulmamış 3-örtüyə malik dəmir qrupunun elementləri üçün xarakterikdir. Burada, kristallik qəfəsin sahəsinin həyəcanlanmış təsiri elektronların spin-orbital qarşılıqlı təsirindən böyükdür və uyğun əlaqə qırılmışdır. Ona görə də kristala daxil edilmiş ionların enerji səviyyələri sərbəst ionlarla müqayisədə əhəmiyyətli dərəcədə sürüşüblər. Enerji səviyyələri kifayət qədər genişlənmiş ola bilərlər. Bu səbəbdən dəmir qrupunun elementləri effektiv sensibilizatorlar kimi istifadə olunurlar. Lyuminessensiyanın geniş zolaqlarının olması, həmçinin generasiya dalğasının səlis, yenidən qurulmuş uzunluğuna malik olan dəyişən tezlikli bərk cisimli lazerlərin yaradılmasına imkan açır.

**Güclü kristallik sahə.** Bu hal ətrafdakı ionlarla güclü əlaqədə olan paramaqnit mərkəzlərdə müşahidə olunur. O, tam qurulmamış 4d- və 5- örtüklərə malik elementlər üçün xarakterikdir və nadir hallarda dəmir qrupunun elementləri üçün müşahidə olunur. Güclü sahə LS-əlaqəni kəsir. Bu halda

kristallik qəfəsin sahəsinin həyəcanlaşması elektronların bir-biri ilə qarşılıqlı təsirinin enerjisinin tərtibinə malikdir. Beləliklə, bərk cisimli lazerlərin aktiv mühiti dielektrik matris kimi özünü göstərir, bu matrisə eyni və ya müxtəlif şəkilli aktiv mərkəzlər (ion-aktivatorlar) daxil edilmişdir.

Aktiv ionların matrislə qarşılıqlı təsiri nəticəsində nəinki ionun enerji səviyyələrinin strukturu, həm də keçidlərin ehtimalları, eyni zamanda şüalanmayan keçidlərin ehtimalları, həmçinin şüalanın və şüalanmayan keçidlərin ehtimalları arasındakı münasibət dəyişir. Buna görə də optimal matrisin tapılması tamamilə vacib məsələdir. Asanlıqla əsas tələbləri formalaşdırmaq olar, bu tələbləri lazer aktiv dielektriklərin matrisləri ödəməlidirlər.

**Birincisi**, matris yüksək optik keyfiyyətlərə malik olmalıdır, optik bircinsli və lazer şüalanması üçün şəffaf olmalıdır, doldurma mənbəyinin şüalanma oblastında aktiv olmayan udulmaya malik olmamalıdır. **İkincisi**, matris özünün mexaniki xassələrini və optik bircinsliyini itirmədən, idarə olunan miqdarda verilmiş aktivatorun daxil olmasına imkan verməlidir; qarışmış və qarışdırın ionların həndəsi parametrləri nə qədər çox əlverişli olarsa, bir o qədər də bu şərt asanlıqla yerinə yetirilir. **Üçüncüsü**, matris yüksək istilik keçiriciliyinə malik olmalıdır, ona görə ki, şüalanmayan keçidlərinin nəticəsində qəfəsə ötürülən enerji və doldurmanın istiliyə çevrilən enerjisi tez bir zamanda dağıla bilsinlər, nəzərə çarpan istilik-optik dəyişikliklərə və termik deformasiyalara səbəb olmasınlar. **Dördüncüsü**, matris generasiya olunmuş lazer şüalanmasına nisbətən yüksək şüa dayanıqlığına malik olmalıdır, həmçinin, doldurmanın güclü şüalanmasına foto kimyəvi dayanıqlı olmalıdır. Nəhayət, **beşincisi**, yaxşı mexaniki xassələrə malik olan matris hazırlanma və optik emal prosesində texnoloji olmalıdır, çünki aktiv elementin parametrlərinə (səthin emal keyfiyyəti, ucların paralelliyi, bircinslilik) çox yüksək tələblər qoyulur. Hal - hazırda generasiya 300 kristalların və şüşənin

onlarla tipində müxtəlif ionların enerji səviyyələri arasındakı bir neçə yüz keçidlərdə alınmışdır.

Lakin elə bir material yoxdur ki, bütün sadalanan tələbləri tamamilə ödəsin. Bu tələbləri müxtəlif dərəcədə oksidlərin oksigen birləşmələri əsasında monokristallar və kompleks anionlara malik birləşmələr, elementlərin və qrupların floridləri, plastmas şüşələri və digər kristallik və amorf dielektriklər ödəyirlər. Bərk məhlullar tipində olan qarışıq sistemlərin istifadəsi böyük maraq doğurur. Doldurma məqsədi ilə injeksiya lazerlərinin və işıq diodlarının tətbiqi f.i.ə -nı bir tərtib artırır və bərk cisimli lazerlərin istehlak xassələrini yaxşılaşdırır. İlk doldurma lampası ksenonla doldurulmuş impuls spiral lampası – alışqan olmuşdur, bu lampası fotoqrafiyada tətbiq olunan lampaya analojidir. Yaqut çubuq şəklində olan aktiv element bu lampanın oxu üzərində yerləşmişdir, bu lampadan güclü kondensatorun boşalması əmələ gəlir.

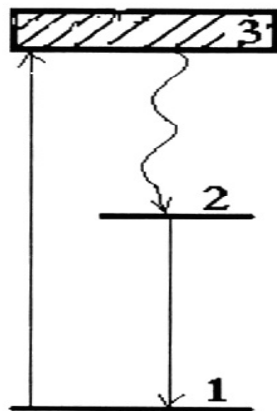
Müasir bərk cisimli lazerlər iki blok şəklində konstruktiv olaraq yerinə yetirilir: lazer şüalanması bloku, buna, həmçinin, lazer başlığı da deyilir və enerji mənbəyi bloku. İmpuls lampaları vasitəsilə doldurma zamanı enerji mənbə bloku özündə aşağıdakıları cəmləyir: adətən böyük tutumlu yüksək voltlu kondensatorların batareyası şəklində olan enerji toplayıcısı, açar rolunu oynayan alovlanma sxemini, cərəyan impulsunun verilmiş müddəti və quruluşunu formalaşdıran sistemini. Belə sistem kimi əksər halda lampası –alışqanlara paralel qoşulmuş induktivliyi tətbiq edirlər. Adətən doldurma impulsunun müddəti onlarla couldan onlarla və hətta yüzlərlə kilocoul kimi hər hansı bir impulsun enerjisi zamanı  $0,1 \div 3$  ms təşkil edir.

Bərk cisimli lazerin şüalandırıcısı aktiv elementdən, doldurma mənbəyindən, əks etdiricisindən, soyuducu sisteminin rezonatorunun güzgülərindən və şüalanma ilə idarəetmə elementlərindən ibarətdir. Monokristallar əsasında aktiv elementlər, adətən, diametri 3 mm və uzunluğu 10 sm-ə kimi olan

silindrik çubuqlar şəklində hazırlanırlar. Şüşə aktiv elementlər diametri 8,2 mm və uzunluğu 50 sm-dən çox olan silindrik formada olduğu kimi, uzunluğu 1 m-ə kimi olan paralelipiped şəklində düzbucaqlı kəsik kimi (yüksək gücə malik lazerlərdə) də ola bilər.

**Bərk cisimli lazerlər** və ya bərk dielektriklər əsasında lazerlər həyəcanlanmış hissəciklərin böyük konsentrasiyası ilə fərqlənilirlər, bərk cisimlərin konsentrasiyası həyəcanlanmış hissəciklərin qaz lazerlərindəki konsentrasiyasından bir neçə tərtib yüksəkdir. Buna görə də bərk mühitlər qüvvənin böyük əmsalı ilə xarakterizə olunur və aktiv elementin uzunluğu çox da böyük olmadıqda, onların köməyi ilə böyük güclər almaq mümkündür. Lakin bərk mühitlər kiçik optik qeyri -bircinsliyə malikdirlər və onlarda dağılmağa düşən paylanmış itkilər çoxdur. Bu, keyfiyyətliliyin məhdudiyyətinə, yüksək olmayan monoxromatikliyə və şüalanmanın yüksək dərəcədə dağılmasına səbəb olur.

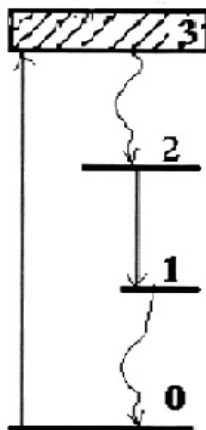
İnversiyanın bərk cisimli lazerlərdə mühitin optik bircinsliyini pozmayan yeganə mənbəyi optik doldurmadır. Lakin fotonun udulması –rezonans prosesidir. Buna görə də iki səviyyəli quruluşda optik doldurma zamanı inversiyanı almaq praktiki olaraq mümkün deyil, belə ki, keçid zamanı doldurma mənbəyinin spektrinin yalnız kiçik hissəsi udulacaqdır. Üç səviyyəli sxem daha tətbiq olunandır (Şək. 6.1), burada optik doldurma əsas səviyyəsindən (aşağı lazer səviyyəsindən) 1 geniş yuxarı səviyyəyə 3 az yaşama



Şək.6.1. Üçsəviyyəli quruluş

vaxtı ilə baş verir. Bu səviyyədən böyük yaşama vaxtı olan yuxarı 2 lazer səviyyəsinə sürətli şüalanmayan keçid baş verir, belə olduqda bu səviyyədə yüksək məskunlaşma yaranır.

Üç səviyyəli inversiya sxeminin alınması üçün əsas səviyyəni əhəmiyyətli dərəcədə boşaltmaq vacibdir, bu isə doldurmanın çox yüksək intensivliyini tələb edir. Lazer keçidi aralıq səviyyələr arasında dörd səviyyəli quruluşda baş verdikdə proses daha effektivdir, bu zaman aşağı lazer səviyyəsi şüalanmayan keçidlərlə boşalır, bu isə əhəmiyyətli dərəcədə az doldurma tələb edir (Şək. 6.2).



**Şək. 6.2. Dörsəviyyəli quruluş**

Bərk cisimli lazerlərin aktiv mühiti matrisdən ibarətdir, bu matris kvant güclənməsində iştirak etmir və özündə aşqarlar əvəzinə aktivatorun ionlarını və ya atomlarını saxlayır, belə atomların

sayı mühitin atomlarının tam sayının müəyyən faizini təşkil edir. Dielektrikdə aktivatorun enerji səviyyələri təcrid olunmuş atomların səviyyəsindən fərqlənilir. Daxili kristallik sahənin təsirindən səviyyələr zolaqlar əmələ gətirərək, parçalanırlar. Matrisin qeyri –bircinsliliyi xətlərin qeyri –bircins genişlənməsinə səbəb olur.

İlk lazer yaqutdakı bərk cisimli lazer olmuşdur, burada matris əvəzinə kristallik qəfəs-  $Al_2O_3$  (korund) istifadə olunur, aktivatorlar isə xrom ionlarıdır –  $Cr^{3+}$ , bu ionlar korund qəfəsində alüminiumu əvəz edirlər və yaqutu qırmızı rəngə boyayırlar.

Maddələr bərk cisimli lazerlərdə fəal mühit kimi işlənir və bərk aqreqat halda olan bərk fəal mühit adını daşıyır. Yarımkəçirici maddələrin bərk halda olmasına baxmayaraq bu

lazerlərin xüsusi xassələri tələb edir ki, onları müstəqil lazer növünə ayıraq.

Bərk fəal mühitlərin bir sıra müsbət cəhətləri vardır:

1) fəal hissəciklərin yüksək toplanması (konsentrasiyası) ( $10^{17} \div 10^{20} \text{ sm}^{-3}$ ). Nəticədə enerji səviyyələrində hissəciklərin sayı qaz lazerlərə nisbətən çox böyük olur; 2) yüksək gücləndirici əmsalı. Bu da fəal mühitin kiçik həcmində güclü şüalanma almağa imkan verir.

Bərk fəal mühitlərin mənfi cəhətlərindən qeyd edək:

1) qazlara nisbətən daha az bircinsliyə malikdirlər, bu da böyük itkiyə gətirib çıxarır; 2) qazlara nisbətən bərk cisimdə enerji səviyyələrin eni daha böyükdür, bu da şüalanma spektr xəttinin genişlənməsinə səbəb olur.

Matrisa və aktivatordan ibarət olan iki komponentli bərk məhlul qarışığı bərk fəal mühitdir. Mühitin əsasını matrisa təşkil edir, lakin generasiya prosesində bilavasitə matrisa iştirak etmir. İnversiya paylanması yaranmasında və generasiyanın şüalanmasında aktivator maddəsinin səviyyələri arasındakı keçidlər iştirak edir. Adətən matrisaya  $0,05 \div 3-6\%$  nisbətində aktivator əlavə edilir. Matrisaya əlavə olan aktivatorun səviyyələri təcrid edilmiş aktivator səviyyələrindən seçilir. Matrisanın təsiri altında aktivatorun səviyyələri parçalanır, yerini dəyişir və genişlənilir. Eyni aktivatorun müxtəlif matrisalara əlavə edilməsi eyni keçiddə lazer şüasının xassələrinin dəyişilməsinə gətirib çıxarır.

Doldurma enerjisi minimum olduqda generasiya şərtlərinin ödənilməsi üçün matrisa maddəsinə təqdim olunan bir sıra tələbləri nəzərdən keçirək:

1) Bu matrisanın aktivatorları elə elementlər olmalıdır ki, onların keçidlərində generasiya baş versin. Həndəsi uyğunluq nə qədər çox olarsa (misal üçün ion radiusların uyğunluğu), o qədər nəzərə çarpmayan optik nöqsanlarla yüksək aktivator konsentrasiyaları matrisada əldə edilə bilər. Optik nöqsanların

bir neçəsini yada salaq: bu mexaniki gərginlikdir, aşqarın qeyri –bircinsli paylanması və s.

2) O gərək mexaniki və kimyəvi cəhətdən davamlı və möhkəm olsun.

3) İnversiya paylanmasının yaranması və şüa generasiyası zamanı yaranan yüksək qızdırılmaya davam gətirməlidir.

4) Texnoloji olmalıdır.

5) Mexaniki və optik emala dözümlü (davamlı) olmalıdır (fəal elementlərin cürbəcür həndəsi formada hazırlanması, cilalanması, hamarlanması və əksedici təbəqə ilə örtülməsi mümkün olmalıdır).

6) Doldurma şüası və generasiya üçün o gərək şəffaf olsun, başqa sözlə doldurma və generasiya şüaların tezliklərində nə məxsusi, nə də aşqar udulma qabiliyyətinə malik olsun.

7) Optiki və mexaniki bircinslik olmalıdır, çünki fəal mühitin qeyri –bircinsliklər üstündə olan səpilmələr əlavə enerji itkiləri yaradır və son həddinə çatdırılmış işıq selini azaldır.

Kristalik və ya amorf dielektrik fəal mühit matrisası kimi istifadə edilə bilər.

Kristalik matrisa kimi ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) korundu və itri –alüminum qranatı ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) misal gətirmək olar. Korund üçün aktivator rolunu dəmir qrupunun xrom kimi üçvalentli ionları ( $\text{Cr}^{3+}$ ), itri –alüminli qranat üçün isə -neodium kimi üçvalentli nadir torpaq elementləri oynayır.

Amorf dielektrik matrisası kimi xüsusi tərkibli şüşələri misal gətirmək olar. Şüşə fəal mühitlərin əsas üstün cəhətləri bundan ibarətdir: 1) ixtiyari ölçüdə və formada fəal elementlərin (çubuqların) hazırlanması çətinlik törətmir; 2) fəal elementi şüşə liflər formasında düzəltmək və optik dalğa aparan kimi istifadə etmək olar. Bu səbəbdən fəal elementin effektiv soyudulması təmin olunur və böyük həcmələri optik

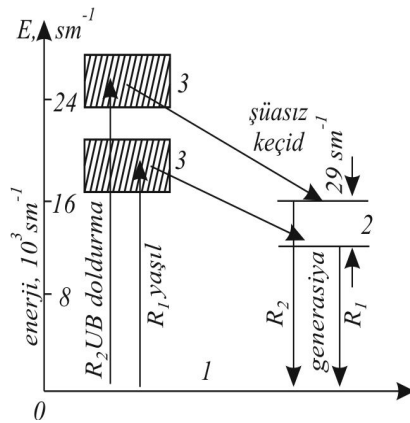


doldurulması asanlaşdırılır; 3) böyük ölçülü şüşələr yüksək optik bircinsliyə malikdirlər; 4) xassələrinin izotropluğu; 5) şüşənin kimyəvi tərkibini dəyişərək sındırma əmsalını ( $n$ )  $1,5 \div 2$  dəyişmək olar.

Mənfi cəhətlərindən qeyd edək: 1) kristalilik mühitlərə nisbətən şüşədə spektral şüalanma xətti enlidir, bu da generasiya həddinin artmasına gətirir; 2) şüalanmanın kvant çıxışı azdır; 3) istilik –fiziki xassələri pisdır; kiçik istilikkeçirmə qabiliyyətinə və yüksək termik genişlənmə əmsalına malikdir; 4) məhdud sahədə olan şüşə şəffaflığa ultrabənövşəyi sahədə doldurma prosesinə mane olur, infraqırmızı sahədə isə aşqar olduğundan udulma prosesi vardır, bu da  $\lambda > 2000$  nm sahədə generasiyanın alınmasını çətinləşdirir.

## 6.2. Yaqut lazeri

İlk optik kvant generatorunun fəal mühiti süni yaqut kristalından ibarət olmuşdur. Bu lazer 1960-cı ildə (ABŞ -də) Meyman tərəfindən yaradılmışdır. Yaqut kristallik mineraldır, onun rəngi çəhrayıdan tünd qırmızıya qədər dəyişir. Yaqutun quruluşu  $\text{Al}_2\text{O}_3$  -ün kristal qəfəsinə daxil olan üçvalentli xrom ionlarından ibarətdir. Cr atomlarının konsentrasiyası  $0,05 \div 0,5$  faizə qədər dəyişir. Xromun miqdarı yaqut kristalın rəngini təyin edir: xromun konsentrasiyası nə qədər çox olarsa, o qədər qırmızıyaçalan rəng alınır. Qeyd edək ki, burada işçi maddə xrom atomlarıdır. Gəlin xrom ionunun aşağı səviyə

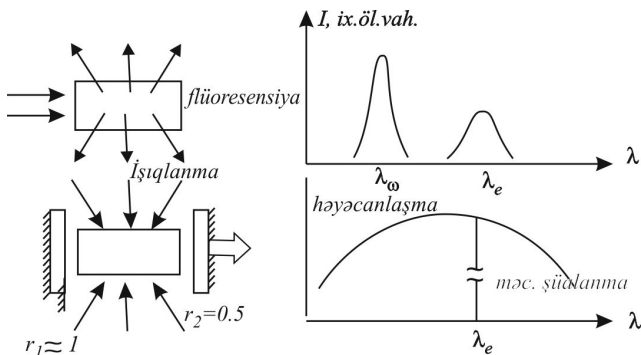


Şək. 6.3. Xrom ionunun enerji səviyyələri

yələrinə nəzər salaq (Şək. 6.3).  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kütləsinə 0,05%  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  əlavə edilsə, onda yaqutun  $1\text{sm}^3$  həcmində  $\text{Cr}^{3+}$  ionların ümumi sayı  $1,57 \cdot 10^{17}$  olacaq.  $\text{Al}^{3+}$  ionların sayı  $4,71 \cdot 10^{22} \text{sm}^{-3}$  olduqda orta hesabla hər Cr ionu yalnız bir neçə mindən bir Al ionunu əvəz edir. Cr ionları kristal qəfəsinin düyünlərində bir – birindən uzaqda yerləşir. Buna görə də ionların qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmır. Sxemdə Cr ionunun bir-birinə yaxın olan iki metastabil səviyyəsi (2) verilir. 2–1 keçidi seçmə qaydaları ilə qadağandır. İki enli üç nömrəli səviyyələrin yaşama müddəti kiçikdir. Burada 3–2 özbaşına keçid daha böyük ehtimala malikdir. Bu keçid nəticəsində şüalanma baş vermir və ionun daxili enerjisinin artığı kristallıq qəfəsin istilik enerjisinə keçir. Yaqut lazerində inversiyanın yaranması üçsəviyyəli sistem üzrə gedir. 1–3 keçiddə optik doldurulmanın şüaları kristalda udulur. Yaqut kristalının udulma spektri. 3 səviyyəsinin ikilənmiş quruluşuna uyğundur. Spektr maksimumları bənövşəyi və yaşıl oblastlara düşən iki enli ( $\Delta\lambda \sim 1000 \text{ Å}$ ) udulma zolağından ibarətdir. Kristalın optik oxuna nisbətən düşən şüanın iki mümkün orientasiyası olduğuna görə iki cür asılılıq vardır. Optik dolma nəticəsində xrom ionları yaşıl və bənövşəyi işıqları udaraq həyəcanlaşır və 3 səviyyələrinin ikisindən birinə keçirlər. Bu səviyyələrdən qeyri –optik keçidlər nəticəsində ionlar ikinci metastabil səviyyələrə yığılırlar.  $\gamma_{32} > \gamma_{21}$  ( $\gamma$  – parçalanma ehtimalıdır) bərabərsizliyi ödənildiyindən uyğun optik doldurma olduqda 2 -ci səviyyədə hissəciklərin sayından çox ola bilər. Bu da 2–1 keçidində inversiyaya və generasiyaya səbəb olur.

Adi hallarda həyəcanlaşmış atomlar spontan şüalanma yolu ilə (flüoressensiya) 1-ci səviyyəyə qayıdırlar. Məcburi şüalanma olduqda isə vəziyyət tamamilə dəyişir. Spontan və məcburi şüalanmanı əyani surətdə müqayisə etmək məqsədi ilə aşağıdakı şəkilə nəzər salaq (Şək.6.4). Şəkildə flüoressensiya və məcburi şüalanmanın spektrləri göstərilir. Birinci halda

yaqut kristalını monoxromatik istiqamətlənmiş şüalanma ilə işıqlandıraraq. Misal üçün  $\lambda = \lambda_{\omega}$  (yaşıl işıqla).



**Şək. 6.4. Flüoresensiya və məcburi şüalanma spektrləri**

Kristalın uzunluğu böyükdürsə ( $\sim \text{sm}$ ), onda işıq bütövlükdə udulur və flüoresensiya baş verir. Bu spontan şüalanma həyəcanlaşdıran işıqdan fərqli olaraq nə monoxromatik, nə də istiqamətlənmiş deyil. İkinci halda həmin yaqut kristalını optik rezonator daxilinə yerləşdirək. Kristalı spektri İQ -dan UB -dək olan impuls lampası ilə işıqlandıraraq. Lampa yaqutu hər tərəfdən işıqlandırır. İnversiyanın və generasiyanın hədd şərtləri varsa, onda yüksək spektral sıxlığa malik istiqamətlənmiş, koherent şüa yaranır.

Yaqut OKG-da generasiya ikinci səviyyələrdən keçidlərə uyğun olaraq iki xətdə baş verir, onları  $R_1$  və  $R_2$  ilə işarə edirlər. İş prosesində yaqut kristalı qızır, bu da kristalın temperaturunun artmasına gətirir. Nəticədə temperatur əsas ion səviyyəsinin qəfəsdaxili parçalanma xüsusiyyətini dəyişdiyinə görə,  $R_1$  və  $R_2$ -nin dalğa uzunluqları temperaturdan asılıdırlar.  $\lambda_{\text{gen}}(T_{\text{krist}})$  –asılılığı bərk cisimli OKG üçün səciyyəvidir. Yaqut kristalını soyudanda  $R_{1,2}$  spektral xətləri kəskin ensizləşir.

Yaqut lazeri həm fasiləsiz, həm də impuls rejimində işləyə bilər.

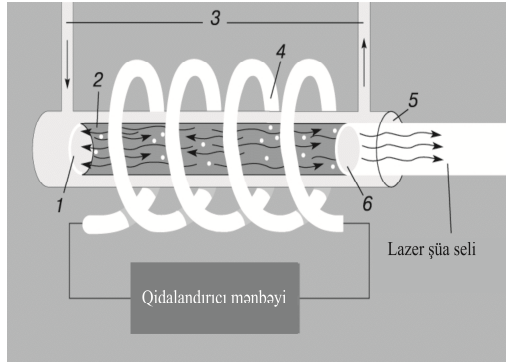
Yaqut OKG-nun quruluşu ilə tanış olaq. Uzunluğu təxminən  $5 \div 20$  sm, diametri isə  $5 \div 15$  mm qədər olan yaqut çubuğundan istifadə olunur. Onun oturacaqları güzgü rolunu oynayır və bu məqsədlə bir – birinə paralel olur. Çubuğu spiral formasında düzəldilən güclü lampanın oxu üzərində yerləşdirirlər. Bu koherent olmayan lampanın vasitəsilə yaqut lazerində doldurma prosesi aparılır. Kondensatorlar batareyasının boşalması zamanı orada toplanan elektrik enerjisi lampadan buraxılır. Lampada qazı qabaqcadan ionlaşdıran elektroda yüksəkərginli impuls verməklə qazboşalması alınır. Sonra  $\tau \sim 10^{-6} \div 10^{-4}$  san müddətində işıqlanma baş verir. Bu da yaqut kristalında inversiya yaradır.

İmpuls rejimində impulsun davamətmə müddətinin tipik qiyməti  $10^{-3}$  saniyədir, impulsda buraxdığı enerji güclü yaqut OKG üçün 10 couldur. Doldurma enerjisinin hədd qiyməti lazım olan lampa seçildikdə doldurma sisteminin quruluşu ilə yanaşı kristalın həcmi də və temperaturundan asılıdır.

Doldurma enerjisinin hədd qiyməti 100 C olmaqla onun artması ilə lazer şüasının impulsunda buraxdığı enerji də böyüyür. İmpulsun davamətmə müddəti

10 msan olduqda, impulsda buraxılan orta güc 1kVt -dir.

F.İ.Ə.~1% -dir.



**Şəkil 6.5. Yaqut lazerinin quruluşu**

Fasiləsiz rejimdə kiçik ölçülü kristal işlənir (2). Lazerin güzgüləri (1) və (6), impuls lampası isə (4) və çıxış şüası (5) ilə işarə olunub. Buna baxmayaraq yaqut çubuğu xeyli qızır.

Kristal qızmasının deyə soyuducu sistemdən (3) istifadə olunur. Hətta kiçik ölçülü kristallar üçün doldurma gücünün hədd qiyməti  $10^3 Vt$ , generasiya gücü isə  $10^2 mVt$ -dir. Buradan f.i.ə.  $10^{-2}$  alınır.

### 6.3. Neodim lazeri

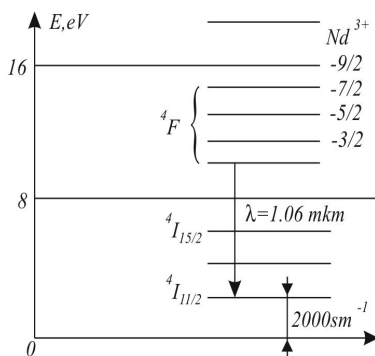
Bərk cisimli OKG -da inversiya dörd səviyyəli sxem üzrə yaranaraq kiçik doldurma həddinə gətirib çıxarır. Nadir torpaq aktivator ionuna xarici sahələrin təsiri yaqutdakından daha çox kiçikdir, buna görə də burada elektron səviyyələri arasındakı keçidlər istifadə olunur. Neodim ionunun enerji səviyyələrinə baxaq (Şək. 6.6). Şəkildə generasiya keçidi yuxarı  ${}^4F$  və aşağı  ${}^4I$  səviyyələri arasında ( $\lambda = 1,06 \text{ mkm}$ ) baş verir.

İşçi keçidə uyğun olan  $\lambda$  materialın temperaturundan və matrisanın növündən az asılıdır. Adətən aşağı işçi səviyyənin enerjisi  $kT$  -dən xeyli çoxdur.

Bu da lazerin soyuducu systemsiz işləməsinə imkan verir. Matrisanın tərkibinə çox az miqdarda,  $0.005 \div 1\%$  qədər aktivator elementləri əlavə olunur.

Nadir torpaq elementlərinin ionları əsasında OKG -lar impuls və fasiləsiz rejimdə işləyirlər. İmpuls rejimində lazer otaq temperaturunda işləyir. Optik dolma ksenon lampası ilə həyata keçirilir. Dolma enerjisinin hədd qiyməti  $1 \text{ C}$  -dur.

İmpulsdə ən yüksək enerji  $1 \text{ kC}$  neodim aşqarlı şüşə OKG -da əldə edilmişdir.



Şək.6.6. Neodim ionunun enerji səviyyələri

Fəal mühit nazik şüşə çubuqdan ibarətdir. Çubuğun uzunluğu 80 sm-ə qədər, diametri isə bir neçə sm ( $20 \div 30$  mm) ola bilər.

Nadir torpaq ionlarla olan bərk cisimli OKG-run f.i.ə. 0,1%-dir.

Fasiləsiz rejimdə işləməsi üçün fəal mühitin ölçüsü kiçik olmalıdır. Hətta o zaman optik dolma enerjisinin hədd qiyməti 1kVt -a yaxın olur. Fasiləsiz rejimdə istiliyə davamsız olduğundan şüşə matrisadan istifadə etmək əlverişli deyil. Bu səbəbdən kristaldan istifadə olunur.

Optik dolmanın effektivini yüksəltmək, dolma lampasının hədd gücünü aşağı salmaq üçün fəal mühitin matrisasına  $\text{Cr}^{3+}$  ionları əlavə olunur. Adətən nadir torpaqlı elementlərin udulma zolaqları  $\text{Cr}^{3+}$  ionların zolaqlarına nisbətən ensizdir. Optik dolma spektri bütöv olduğuna görə ensiz spektral xətlər daha kiçik dolma effekti verir.  $\text{Cr}^{3+}$  ionlarının əlavə edilməsi udulma zolaqlarını genişləndirir.

Fəal mühidə həyəcanlaşmış  $\text{Cr}^{3+}$  ionları öz enerjisini aktivator ionlarına ötürürlər. Nəticədə bütün udulan enerjiden istifadə olunur. Bu bir tərəfdən dolmanın effektivini çoxaldır, o biri tərəfdən generasiyanın hədd qiymətini azaldır. Həyəcanlaşma enerjisinin ötürülmə prosesinin inersiyası nəticəsində generasiyanın hədd qiymətinin azalması yalnız fasiləsiz rejimdə baş verir. İmpuls lampasının spektri xrom ionlarının zolaqlarına uyğun gəldiyindən həmin proses bu halda daha kəskin aşkar olur.

#### **6.4. Neytral atomlar əsasında qaz lazerləri**

Hal-hazırda qaz və qaz qarışıqlarında dalğalarının uzunluğu 0,1 mkm-dən 1 mm-ə kimi və daha çox olan 1000-dən çox müxtəlif keçidlərdə generasiya alınmışdır. Yalnız qaz lazerləri belə geniş diapazonda şəffaf ola bilər. Qaz, aktiv mühit kimi, yüksək optik bircinsliyə malikdir. Aktiv hissəciklər arasındakı qarşılıqlı əlaqə zəif olduğundan qazlarda enerji

səviyyələrinin genişlənməsi kiçikdir, şüalanmanın spektral xətləri isə dardır. Buna görə də qaz lazerləri ilə generasiya olunan şüalanma lazerlərin digər tipləri ilə müqayisədə daha yüksək keyfiyyətə malikdir: istiqamətlənmə diaqramı dardır və rezonatorun xassələri ilə təyin olunur; şüalanma bir və ya bir neçə modada toplanmışdır və birtezlilikli iş rejimi kifayət qədər sadə realizə olunur. Digər tərəfdən, spektral xətlər qaz lazerlərində işığın çox qısa impulslarını almağa imkan vermir və dəyişən tezlikli iş rejimini təmini mümkün deyil. Bu, yüksək təzyiqli qaz lazerlərinə aid deyildir. Qaz mühitlərində çoxlu sayda proseslər vardır, onlar hissəciklər arasında enerji mübadiləsinə səbəb olur. Bu, aktiv hissəciklərin işçi lazer səviyyələri arasındakı inversiyanın yaranması üçün doldurmanın müxtəlif üsullarını həyata keçirməyə imkan verir.

Doldurma üsullarına görə qaz lazerlərini qazboşalması, qazodinamiki və kimyəvi tiplərə bölürlər. Prinsipcə, qaz lazerlərində optik doldurma da istifadə oluna bilər, lakin onun realizasiyası üçün dar spektral intervalda şüalanma mənbəyinin olması vacibdir, bu interval aktiv qazın udulma spektri ilə üst-üstə düşməlidir. Buna görə də qaz lazerlərində optik doldurma effektiv deyildir. Qazboşalma lazerlər daha geniş yayılmağa başladı, onları da öz növbəsində üç qrupa bölürlər: atomar, ion və molekulyar.

Qaz boşalması bilavasitə aktiv mühitin özündə yarandığı kimi, elə iş sxemləri mümkündür ki, bu zaman boşalma köməkçi qazın köməyi ilə də baş verir, sonra isə köməkçi qazın atomları işçi həcmdə öz enerjilərini işçi qazın atomlarına ötürürlər. Qaz boşalmalarının müxtəlif növləri istifadə olunur: sərbəst və sərbəst olmayan, impulsu və stasionar, közərən, yüksək tezlikli boşalma və sabit cərəyandakı boşalma. Sərbəst olmayan boşalma zamanı qazın ionlaşması xarici təsirin nəticəsində baş verir, lakin həyəcanlaşma prosesi qazboşalmadakı elektrik sahəsinin optimal gərginliyi zamanı dəşilmə şəraitindən asılı olmayaraq baş verir. Belə boşalmanı işçi

həcmdə qazın böyük təzyiqi zamanı tətbiq etmək lazımdır, bu halda sərbəst qaz boşalmasını yandırmaq çətin olur. İmpulsu boşalma üçün cərəyan impulslarının cəbhəsinin kəskin dəyişilməsi kimi, onlar arasındakı zaman intervalı da əhəmiyyətlidir. Bu halda inversiya ya cəbhədə, ya da cərəyan impulsunun düşməsində yaranır, inversiyanın yaranma proseslərinin özləri isə stasionar olmayan plazmanın xassələri ilə əlaqəlidir. Əks halda, cərəyan impulsunun artması zamanı hər bir vaxt intervalında plazmada stasionar (dəqiq desək -kvazistasionar) vəziyyət yarana bilər. Belə boşalma kvazistasionar adlanır. Kəsilməz və ya kvazikəsilməz təsirli qaz lazerlərinin həyəcanlanması üçün tətbiq edilən stasionar boşalma qövsi və közərən adlanan iki növə ayrılır.

Qövsi boşalma üçün cərəyanın böyük sıxlığı, qazın yüksək effektiv temperaturu, boşalmanın parlaq ipliği xarakterikdir. Közərən boşalma üçün, əksinə, cərəyanın çox da böyük olmayan sıxlığı, qazın təxminən ətraf mühitin temperaturuna bərabər olan aşağı temperaturu və ionlaşmanın zəif dərəcəsi xarakterikdir.

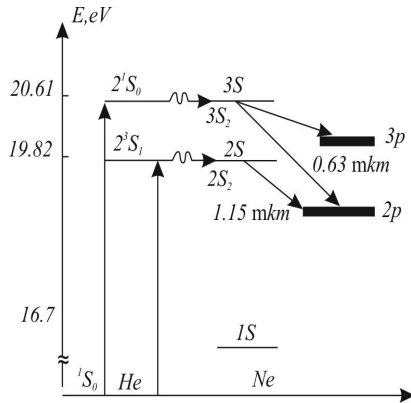
Qaz lazerləri geniş spektral diapazonda aktiv mühitin şəffaflığı və onun yüksək bircinsliliyi ilə fərqlənilir ki, bu da şüalanmanın monoxromatikliyini təmin edir. Qaz lazerlərində inversiya, əsasən, qaz boşalması ilə, həmçinin kimyəvi, qazodinamiki, elektron -şüalı həyəcanlanma ilə və ya optik doldurma ilə yaranır. Qaz mühitində inversiyanın üstünlüyü qazlardakı relaksasiya proseslərin yavaş getməsi ilə güclü sürətdə yüngülləşir, bundan başqa, qazlarda qeyri -elastiki toqquşma zamanı həyəcanlanmış molekulardan digərlərinə enerji ötürülməsi mümkündür. Bu, aktiv mühidə həyəcanlaşma enerjisinin toplanma funksiyasını və enerjinin lazım olan tezlikdə sonrakı şüalanma funksiyasını ayırmağa imkan verir.

Çoxsaylı qaz lazerlərinin tipik nümayəndəsi helium – neon (He- Ne) lazeridir. Bu lazerlər fasiləsiz rejimdə işləyir və çıxışında şüalanma gücü 0.1 vatta çatır. Lazerdə Ne -nin 3



şüalanan keçidləri mümkündür. Dalğasının uzunluğu 3,39 mkm və gücü 20 dB/m olan keçid daha effektivdir, sadə metal güzgüləri tətbiq etməklə onda generasiya əldə olunur. Dalğasının uzunluğu 0,63 mkm olan keçid həmin yuxarı səviyyədən baş verir və 5 %/m gücə malikdir. Bu generasiya yalnız xüsusi çoxlaylı interferensiyon güzgüləri tətbiq etməklə mümkündür, belə güzgülər verilmiş tezlikdə əks etmənin yüksək əmsalına malikdirlər. Dalğasının uzunluğu 1,15 mkm olan keçidə 20 %/m gücə uyğundur, generasiya isə dielektrik güzgülərdə mümkündür.

Generasiya ilk dəfə dalğa uzunluğu  $\lambda = 1,15$  mkm olan keçiddə alınmışdır. Digər üç keçid 0.63 mkm; 1.52 mkm və 3.39 mkm dalğa uzunluqlarında baş verir. Helium – neon qarışığı əsasında işləyən lazerlə tanış olmaq üçün gəlin fəal mühitdə gedən həyəcanlaşma proseslərini təhlil edək. Bu məqsədlə helium və neon atomlarının enerji səviyyələrini gözdən keçirək (Şək. 6.6). Qeyd edək ki, burada işçi maddə neytral



Şək. 6.6. He və Ne atomlarının enerji səviyyələri

Aşağıda göstərilən kimi təmiz neon qazında fasiləsiz rejimdə inversiyanı yaratmaq asan məsələ deyil. Bu çətinliyə tez – tez rast gəlinir və onu aradan qaldırmaq üçün boşalmaya daha bir qaz əlavə olunur. Həmin qaz həyəcanlaşma enerjisi mənbəyi (donor) rolunu oynayır. Bizim nəzərdən keçirdiyimiz halda bu helium qazıdır.

Enerji çatışmamazlığı təxminən 35 meV-ə bərabərdir. Hər bir elektron konfigurasiyaya səviyyələr qrupu uyğundur, bu səviyyələr qısa olaraq 2p və 3s ilə işarə olunur. Qrupun hər biri

enerjinin azalması istiqamətində 1-dən 10-a kimi nömrələnmiş 10 səviyyədən ibarətdir. 5 vəziyyətlər arasındakı optik keçidlər yolveriləndir (dəqiq desək, 40 mümkün kombinasiyadan 30-u yolveriləndir). Bu, digər nəcib qazlar – Ar, Xe və Kr üçün də doğrudur. Böyük miqdarda heliumun neona əlavə olunması 2s və 3s yuxarı işçi səviyyələrinin seleksiya yerləşməsinə təmin edir, inversiyanı artırır və generasiyanın alınmasını əhəmiyyətli dərəcədə asanlaşdırır. Bu keçidlərdə generasiyanı həyata keçirmək üçün selektiv güzgüləri rezonatorda tətbiq etmək lazımdır, belə güzgülər verilmiş oblastda əksətmə əmsalının böyük qiymətinə və bir –birinə zidd keçidlər oblastında böyük itkilərə (azacıq əksətməyə) malikdirlər. Bu səbəbdən (He-Ne) lazerinin işi qazboşalma borunun diametrindən kəskin asılıdır və nəzərən kiçikdir. 10 mm-dən böyük olan diametrə malik boruların tətbiqinə imkan vermir.

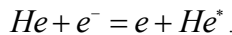
Şəkildə He və Ne atomlarının enerji səviyyələri göstərib. He atomunun səviyyə sxeminə nisbətən Ne neonun sxemi mürəkkəbdir. Bizi maraqlandıran heliumun iki  $2^1S_0$  və  $2^3S_1$  sadə səviyyələri və neonun 3S, 2S, 1S, 3P və 2P səviyyələri olacaqdır. Şəkildə qalın xətlə göstərilən Ne səviyyələri məlum olduğu kimi sadə cırlaşmamış səviyyələrdən ibarətdir. Misal üçün 2p səviyyəsi 10 sadə səviyyədən yaranıb. Bu fakt səviyyələr arasında çoxsaylı keçidlərə gətirib çıxarır. Neonun 3S səviyyəsində yaşama müddəti qısadır və nəticədə atomlar aşağı səviyyələrə keçərək bu səviyyəni tez tərk edir. Deməli, neonun 3S səviyyəsində aşağı səviyyələrə nisbətən inversiyanın yaranması çətinləşir. He qazının köməyi ilə bu məsələ həll olunur. He atomunun birinci iki həyəcanlaşmış metastabil səviyyəsi demək olar ki, Ne neonun 3S və 2S enerji səviyyələri ilə üst-üstə düşür. Buna görə də Ne və He atomları arasında həyəcanlaşma enerjisinin rezonans ötürülməsi şərti yaxşı ödənilir. He bufer qazı rolunu oynayaraq ikinci növlü toqquşma hesabına neonun yalnız yuxarı işçi səviyyələrini doldurur. He atomlarının özləri isə elektrik boşalmasının

köməyi ilə elektron zərbəsi zamanı həyəcanlaşırlar (He–Ne lazerinin elektrik boşalmasında elektronların orta enerjisi təqribən 7 eV bərabərdir). Qeyd edək ki, neonun aşağı işçi səviyyələri borunun divarlarla toqquşması hesabına boşalır, buna görə də qazboşalma borusunun eninə olan ölçüsünün artırılması inversiyanı kəskin azaldır.

Elektrik boşalmasında sərbəst sürətli elektronlar yaranır və qazın atom ya da molekulları ilə toqquşurlar. Nəticədə qazboşalma lazerlərin işçi səviyyələrində inversiya yaranır. Burada qazın təzyiqi 0,01–1 mm civə sütunu intervalında dəyişir. Təzyiqin  $p$  qiyməti göstərilən intervaldan kiçikdirsə elektrik sahəsinin təsiri nəticəsində sürətləndirilmiş elektronlar az sayda atomlarla toqquşurlar. Bu da atomların ionlaşmasının və həyəcanlaşmasının kifayət qədər intensiv olmamasına səbəb olur. Təzyiq intervalda göstərilən qiymətdən çox olduqda atomlararası toqquşmalar tez –tez baş verir. Buna görə elektronlar elektrik sahəsində kifayət qədər sürətlənə bilmirlər, nəticədə atomlar ionlaşma və həyəcanlaşma prosesində iştirak edə bilmirlər. Başqa sözlə desək, toqquşmalar az effektivdirlər.

İndi qaz atomlarının əsas həyəcanlaşma mexanizmini gözdən keçirək və onların f.i.ə. baxaq. He–Ne lazerində əsasən dörd proses baş verir:

1. Elektrik boşalmasının köməyi ilə helium atomlarının bir hissəsi əsas  $^1S_0$  səviyyəsindən həyəcanlanmış  $2^1S_0$ , yaxud  $2^3S_1$  səviyyəsinə keçirlər. Bu proses birinci növlü qarşılıqlı təsirdir və elektronun helium atomu ilə qarşılıqlı təsiri zamanı baş verir. İndi də həmin prosesi düstur şəklində yazaq və faydalı iş əmsalını hesablayaq:



$$\text{F.i.ə.} \quad \eta_1 = e^{\frac{E_{He^*} - E_{He}}{kT_e}} = 0,05$$

Deməli, bu proses nəticəsində heliumun  $2^1S_0$ ,  $2^3S_1$  metastabil səviyyələri həyəcanlaşırlar. Sxemdə bu ox işarəsi ilə göstərilir.

2. İkinci proses neon atomlarının yuxarı  $3s$ ,  $2s$  işçi səviyyələrinin həyəcanlaşmasından ibarətdir. Yuxarıda dediyimiz kimi bu proses helium atomları ilə toqquşma zamanı rezonans xarakter daşıyır:

$$He^* + Ne = Ne^{**}, \quad \text{f.i.ə. } \eta_2 \approx 1$$

Odur ki, xarici təsirdən həyəcanlaşmış He atomları həyəcanlaşmış Ne atomlarına toqquşan kimi həyəcanlaşma enerjisini Ne atomlarına ötürürlər, nəticədə Ne atomları həyəcanlaşaraq yuxarı enerji səviyyəyə qalxırlar. Bu proses ikinci növlü qeyri – elastiki qarşılıqlı təsir xarakteri daşıyır və dalğalı ox kimi göstərilir. Qeyd edək ki, ikinci növ toqquşma zamanı enerjinin effektiv ötürülməsinin əsas şərti

$$\Delta E = E_{Ne^*} - E_{He^*} \leq kT, \quad kT = 280 \text{ sm}^{-1},$$

$$E_{2^3S} - E_{2^1S_2} = 313 \text{ sm}^{-1}, \quad E_{3^1S_2} - E_{2^1S_0} = 381 \text{ sm}^{-1}$$

ödənilir. Buna görə də  $\eta_2 \approx 1$ .

3. Üçüncü proses generasiya prosesidir. Beləliklə, birinci və ikinci proseslər nəticəsində  $3s$ ,  $2s$  səviyyələrində yerləşən neon atomlarının sayı kəskin böyüyür və işçi səviyyələr arasında inversiya yaranır. Əgər neon atomu aşağı  $2p$  səviyyələrin birinə düşərsə, onda generasiya yaranır.

$$Ne^{**} + h\nu_{gen} = 2h\nu_{gen} + Ne^*$$

$$\eta_3 = \left( E_{Ne^{**}} - E_{Ne^*} \right) / E_{Ne^*} = \frac{1,23}{20\lambda}$$

$$\eta_{3,\lambda=0,63 \text{ mkm}} = 0,1; \quad \eta_{3,\lambda=1,15 \text{ mkm}} = 0,06; \quad \eta_{3,\lambda=3,39 \text{ mkm}} = 0,02.$$

4. Aşağı (  $3p_4$  ya da  $2p_4$  ) işçi səviyyənin aktivləşməsi  $1s$  səviyyəyə keçidi və ondan sonra borunun divarları ilə toqquşma zamanı baş verir (əsas səviyyəyə spontan keçidlər və pilləli elektron həyəcanlaşması çox az effekt verir).

Təhlildən alınır ki,  $\eta = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3 = 0,5\%$  olur. Təcrübədə isə tipik lazer üçün  $\eta_{tec} =$  çıxış gücü/boşalmanın gücü  $= 0,5\%$ , yəni təxminən eyni qiymət alınır.

$2s - 2p$  və  $3s - 3p$  keçidlərində inversiya yaranma şərtlərini gözdən keçirərək nəzərə almaq lazımdır ki, boşalmada neonun  $1s$  səviyyəsi yaxşı doldurulur və yüksək boşalma cərəyanı hesabına  $1s$  səviyyəsindən  $2p$  və  $3p$  -ə atomların pilləli həyəcanlaşmasını nəzərdən atmaq olmaz. Bu aşağı işçi səviyyələrinin əlavə doldurulmasına, inversiyanın azalmasına və generasiyanın pozulmasına səbəb olur. Buna baxmayaraq  $s - p$  keçidlərində boşalma cərəyanının qiyməti  $100 \div 200$  mA intervalında olanda generasiyanın alınması mümkündür.

Tarixən ilk dəfə generasiya  $2s_2 - 2p_4$  keçidində (  $\lambda = 1,15$  mkm) sonra isə  $3s_2 - 3p_4$  (  $\lambda = 3,39$  mkm) və  $3s_2 - 2p_4$  (  $\lambda = 0,63$  mkm) keçidlərində alınmışdır. Hər üç növ generasiya elektrik boşalmasının təxminən eyni şəraitində müşahidə olunur və generasiyanın gücü boşalma parametrlərindən eyni asılılıqlarla səciyyələndirilir. Ən yüksək gücləndirmə  $3s_2 - 3p_4$  keçidinə uyğundur, onun qiyməti 20 dB-lə çatır.  $\lambda = 1,15$  mkm olan keçiddə gücləndirmə bir metr uzunluğunda  $10 \div 12\%$ ,  $\lambda = 0,63$  mkm olan keçiddə isə  $4 \div 6\%$  təşkil edir.

Inversiyanın yaranması və generasiyanın alınması əsasən elektrik boşalmasının parametrlərindən –elektrik boşalma cərəyanından, qaz qarışığının təzyiqindən, He və Ne qarışığında He və Ne atomlarının parsial təzyiqlərinin qarşılıqlı münasibətindən, boşalma borusunun daxili diametri və kəsmə formasından asılı olur. Elektrik boşalma cərəyanı artanda boşalma plazmasında elektronların sıxlığı da böyüyür. Bütün elektron həyəcan-

laşma prosesləri gərginləşir. Həyəcanlaşan səviyyələrdə hissəciklərin konsentrasiyası artır. Cərəyanın qiyməti 100-200 mA intervalında olduqda 1s səviyyəsindən pilləli həyəcanlaşma hesabına alınmır və işçi səviyyələrin inversiyası  $\Delta n$  cərəyanla mütənasib artır. Cərəyan  $2\div 20$  mA intervalında olanda  $\Delta n > \Delta n_{hedd}$  şərti ödənilir, bu da generasiya yaranmasına gətirir. Cərəyanın sonrakı artması generasiya gücünün böyüməsinə səbəb olur. Yüksək cərəyan qiymətində 1s səviyyəsindən  $2p$  və  $3p$  -ə keçid baş verir, nəticədə  $\Delta n$  sifıra yaxınlaşır, generasiya gücü sifıra qədər kəskin azalır. Cərəyanın qiyməti  $i \sim 10^3$  mA -a çatanda generasiya pozulur. Qaz təzyiqinin 1-2mm c.süt-na qədər artması çıxış gücün böyüməsinə gətirir. Belə asılılıq He və Ne atomları konsentrasiyasının artması və həyəcanlaşma səviyyələrinin ümumi doldurulması ilə bağlıdır. Təzyiq böyük olanda elektron temperaturu  $T_e$  zəruri olaraq azalır, bu da effektiv elektronların sayının kəskin surətdə azalmasına səbəb olur. Nəzərdən keçirdiyimiz lazerdə inversiyanın yaranması həyəcanlaşmanın metastabil He atomlarından Ne atomlarına ötürülməsindən asılıdır. Bu prosesin ehtimalı əks prosesin –enerjinin həyəcanlaşan Ne atomlarından həyəcanlaşmamış He atomlarına ötürülmə ehtimalına bərabərdir. Prosesi düzgün istiqamətləndirmək üçün (He atomlarından Ne atomlarına) He atomlarının artıq konsentrasiyasını yaratmaq vacibdir. Buna görə də qarışıqda heliumun konsentrasiyası neondan çoxdur. Heliumun həddindən artıq olması təzyiqin artmasına və elektron temperaturunun azalmasına gətirib çıxarır. Təcrübə göstərmişdir ki, Ne qazının He qazına 1:5=1:15 intervalında olan faiz nisbəti He –Ne lazerində optimal rejim yaradır. Borunun daxili diametrinin artması fəal mühitin həcmnin böyüməsinə gətirib çıxarır. O da öz növbəsində generasiya gücünün artmasına gətirməlidir. Digər tərəfdən borunun diametri böyüyəndə  $T_e$  azalır, nəticədə metastabil He atomlarının konsentrasiyası düşür və inversiya sifıra qədər kəskin azalır.

Bu iki faktorun ziddiyyətliliyi (qarışıqın kütləsi və  $T_e$ ) optimal boru diametri olduğunu göstərir. Bununla belə uzunluq çox olduğundan eyni zamanda böyük diametr ona münasibdir. Məsələn,  $L = 1m$  olanda borunun optimal diametri  $7 \div 9$  mm-dir. Borunun kəsmə forması üçün elliptik kəsmə formasından istifadə olunması  $T_e$  –dən asılı olmayaraq qaz qarışıqının həcmi artırmağa imkan verir.  $T_e$  elektrik yükü daşıyan zərrəciklərin divarlara diffuziyası ilə əlaqədardır. Odur ki,  $T_e$  borunun oxundan divara qədər olan məsafə ilə təyin olunur. Elliptik kəsmə forması  $a$  ölçünün qiymətini minimal saxlayaraq digər ölçünün  $\delta$  dəyişməsi ilə həcm artmasına səbəb olur. Nəticədə çıxış gücü həcmə mütənasib olaraq böyüyür.

$a$  və  $\delta$  arasında olan optimal nisbət  $a : \delta = 1 : 4$  kimidir. He – Ne lazerinin çıxışında şüalanma gücü  $\lambda = 1,15$  mkm və  $\lambda = 0,63$  mkm olan keçidlərdə 10mVt -a və  $\lambda = 3,39$  mkm olan keçiddə 100 mVt -a çatır.

Qaz OKG-da fəal mühit boşalma borusunda yerləşir. Yüklü boru, adətən, şüşədən hazırlanır və optimal təzyiq zamanı He-Ne qazlarının qarışığı ilə doldurulur. Boruya elektrodlar qaynaq edilmişdir. Rezonatorun güzgüləri və qazboşalma boruları xüsusi armatorda fiksə olunmuşlar, xətti genişlənmənin kiçik temperatur əmsalına malik invar çubuqlar armaturun əsasını təşkil edir. Qurğu rezonatorun güzgülərindən birini sazlamağa və borunu yerdəyişməsinə imkan verir. Uzunluğu sm -dən metrə qədər, diametri isə mm -dən sm -ə qədər olan bu boru şüşə və ya kvars materialından hazırlanır. Elektrik boşalmasını yaratmaq üçün borunun uclarında bir tərəfdən katod, digər tərəfdən anod yerləşdirilir. Elektronların emissiyasını asanlaşdırmaq üçün qızdırıcı katod istifadə oluna bilər. Boşalma boru bir –birinə paralel qoyulmuş iki güzgü arasında yerləşdirilir. Həmin iki güzgü optik rezonatoru təşkil edir. Güzgülərin paralelliyinin dəqiqliyi əks olunan səthlərin

əyriliyindən, borunun uzunluğundan, daxili diametrindən və fəal mühitin gücləndirilməsindən asılıdır.

Qaz borusuna nisbətən güzgüləri xaricdə və ya daxilə yerləşdirmək mümkündür. Güzgülər daxilə yerləşdiriləndə onlar qaz borusu üçün həm də pəncərə rolunu oynayırlar. Güzgülər xaricdə yerləşdiriləndə isə optik rezonatora daha iki optik element –pəncərələr əlavə olunur, bu da əlavə enerji itkilərinə gətirib çıxarır. Pəncərələr və ümumiyyətlə optik rezonatorlarda yerləşən bütün optik elementlər üçün əsas tələb ondan ibarətdir ki, onların səthlərinin hamısı yüksək keyfiyyətə malik olsun və keçən şüa üçün minimal enerji itkiləri yaratsın. Rezonatorlarda əsas itkilər pəncərələrin iki səthindən Frenel əks olunma qabiliyyəti ilə bağlıdır. İki müxtəlif sındırma əmsalına malik olan mühitlər sərhədinə düşən işığın əks olunma əmsalı düşmə bucağından və polyarlaşma növündən asılıdır. Müstəvi paralel lövhəciyinin üstünə perpendikulyar düşən işıq üçün itki  $\beta$  yalnız lövhəciyin sındırma əmsalından asılıdır və bu düsturla tapılır:

$$\beta = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 \cdot 200$$

Şüşə lövhəciyi üçün  $\alpha = 8\%$  olur. Bu itkilər lazer keçidlərinin çoxunda rezonatorun keyfiyyətliliyini azaldır, generasiyanın alınmasını çətinləşdirir. Onların ləğv edilməsi üçün iki üsul mövcuddur: lövhəciklərin şəffaflanması və onların Bryuster bucağı altında yerləşdirilməsi. Birinci üsul çətin texnoloji prosesdir. Bucaq altında düşən işığın lövhəcikdən əks olunması işığın polyarlaşma müstəvisindən asılıdır. Polyarlaşma müstəvisi düşmə müstəvisinə perpendikulyar olanda müstəvi – polyarlaşmış şüanın əks olunma əmsalı  $\rho_{\perp}$  maksimuma bərabər olur:

$$\rho_{\perp} = [\sin(i - i') / \sin(i + i')]^2$$



burada  $i$  –düşmə bucağıdır. Düşən şüanın polyarlaşma müstəvisi düşmə müstəvisi ilə üst-üstə düşəndə əksölünmə əmsalı  $\rho_{II}$  minimuma bərabər olur:

$$\rho_{II} = [tg(i - i') / tg(i + i')]^2$$

Düşmə bucağı müəyyən qiymətə  $i = i_0$  olanda  $\rho_{II} = 0$ , düşmə müstəvisində polyarlaşmış olan şüa lövhəciyi itkisiz keçir. Bu bucağa ( $i_0$ ) –Bryuster bucağı deyilir. Buna görə də borunun pəncərələri perpendikulyar yox, Bryuter bucağı altında yerləşdirilir.

Məlumdur ki, spontan şüalanma polyarlaşmamış olur. Lakin pəncərələrin yerləşdirilməsindən asılı olaraq müəyyən polyarlaşma üçün itki az olur. Odur ki, güzgülərə perpendikulyar istiqamətdə spontan keçid zamanı yaranan müəyyən polyarlaşmaya malik işıq şüası yayıldıqda dəfələrlə fəal mühit daxilindən keçəcək və hər dəfə məcburi keçidlər hesabına yeni fotonlar seli yaradacaq. Bildiyimiz kimi məcburi şüalanma isə məcbur edən şüanın polyarlaşmasını təkrar edir. Buna görə də rezonatorda Bryuster bucağına münasib olan müstəvi-polyarlaşmış işıq yaranır.

## 6.5. İon lazerləri

İon qaz lazerlərində yuxarı lazer səviyyəsi elektrik boşalmasında elektronlarla iki ardıcıl toqquşma zamanı dolur. Birinci toqquşmada neytral atomlardan ionlar əmələ gəlir, ikinci toqquşmada isə bu ionlar həyəcanlaşır. Beləliklə, optik dolmanı iki pilləli proses təşkil edir. Hər bir pillənin effektivliyi boşalma cərəyanının sıxlığı ilə mütənasibdir. Nəticədə effektivliyin cəmi cərəyanın kvadratına mütənasibdir. Beləliklə, ion qaz lazerləri üçün cərəyan sıxlığı molekulyar qaz lazerindən çox – çox böyük olmalıdır. Arqon ion lazerinin işi ilə tanış olaq.

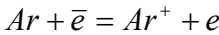
Arqon lazerinin əsas üstünlüyü spektrin göy –yaşıl ( $0,45 \pm 0,52 \text{ mkm}$ ) oblastında güclü generasiya ( $P_{xus} = 1 \text{ Vt} / \text{sm}^3$ ) verməsidir.

Həyəcanlaşma proseslərinin təhlili üçün arqonun enerji səviyyələrini nəzərdən keçirək. Bu lazerlərdə fəal mühit arqon ionlarıdır. Arqon ionunun  $3p^5$ ;  $4s$  və  $4p$  səviyyələrinə baxaq.  $3p^5$  səviyyəsi arqon ionunun əsas səviyyəsidir və bu halda ion  $\sim 16 \text{ eV}$  enerjiyə malikdir.  $4p - 4s$  lazer keçididir, bu keçid nəticəsində məcburi koherent şüalanma –generasiya yaranır.

İon lazerləri sabit cərəyanlı qazboşalma lazer növünə aiddir.

Arqon lazerində dörd cür proses baş verir (Şək. 6.7):

1. Başlanğıc hal –elektron zərbələri nəticəsində neytral arqon atomlarının ionlaşmasıdır. Bu proses zərbə ilə ionlaşma adını daşıyır. İndi də dediyimizi düstur şəklində yazaq:



Arqonun ionlaşma potensialı böyük olduğundan ( $I \sim 15 \text{ eV}$ ) prosesin f.i.ə. kiçikdir. Bunun üçün

electron temperaturunun

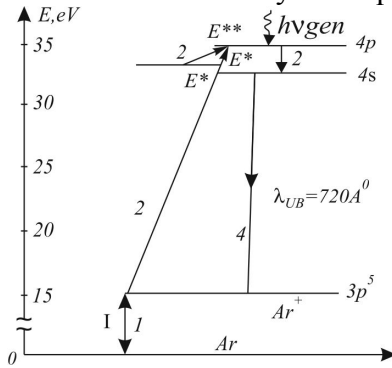
$T_e$  artması məqsəduyğun olardı.

Bu yüksək boşalma cərəyanının

sıxlığı ( $\sim 10 \text{ A/mm}^2$ ) hesabına əldə olunur. Nəticədə  $T_e = 10^3 \text{ K}$  və  $n_e \sim 10^{14} \text{ sm}^{-3}$  alınır. Onda

$$\eta_1 = \exp(-I / kT_e) = 13\%$$

olur.



Şəkil 6.7. Arqonun enerji səviyyələri

2. Yuxarı işçi lazer səviyyəsi  $4p$  əsas halında yerləşən ionları ilə elektron toqquşmaları hesabına dolur.

$$Ar^+ + \bar{e} = (Ar^+)^{**} + e, \quad \eta_2 = \exp\left[\frac{(E^{**} - I)}{kT_e}\right] = 8\%.$$

Bu proses rezonans xarakterli deyil. Nəticədə belə enerjiyə ( $E^* \sim 31,7 \text{ eV}$ ) malik olan aşağı səviyyələr, hətta daha çox f.i.ə. ilə həyəcanlaşırlar. Buna baxmayaraq yuxarı və aşağı işçi səviyyələrin parçalanma sürəti müxtəlif olduğu üçün inversiya təmin olunur. Radiasiya parçalanmasının ehtimalı  $4p$  səviyyəsi üçün bərabərdir:

$$A_{4p} = 1,3 \cdot 10^8 \text{ san}^{-1}, \quad A_{4s} = 26 \cdot 10^8 \text{ san}^{-1}.$$

Buradan  $\tau_{4p} = 10^{-8} \text{ san}$ ,  $\tau_{4s} = 10^{-9} \text{ san}$ .

3. Generasiya fotonun güclü həyəcanlaşmış ionlarla qarşılıqlı təsiri zamanı  $\lambda = 0,5 \text{ mkm}$ -də baş verir.

$$h\nu_{gen.} + (Ar^+)^{**} = (Ar^+)^* + 2h\nu_{gen.},$$

$$\eta_3 = -\frac{E^* - E^{**}}{E_{hey.}} = 7\%.$$

F.i.ə. kiçikdir, çünki güclü həyəcanlaşmış hallardan istifadə olunur ( $E_{hey.} = I + E^{**}$ ).

4. Spontan ultrabənövşəyi şüalanma hesabına aşağı işçi səviyyə effektiv boşalır. Bu proses zamanı həyəcanlaşmış hissəcik arqon ionunun əsas halına ( $Ar$ ) keçir:

$$(Ar^+)^{**} \rightarrow Ar^+ + h\nu_{ub}.$$

Əgər  $Ar$  ionu əsas halda divarlarla toqquşma zamanı neytrallaşırsa, onda yekun f.i.ə.  $\eta_\Sigma = \eta_1 \eta_2 \eta_3 = 0,07\%$  olur. Əslində arqon ionların bir hissəsi sürətli elektronlarla yenidən

həyəcanlaşa bilər. Onda nəzəri  $\eta_{\Sigma \text{ fakt.}}$  faktiki  $\eta_{\Sigma}$  -dan kiçik ola bilər:

$$\eta_{\Sigma \text{ fakt.}} = \eta_2(E^{**} - E^*) / (E - I) = 1\% .$$

$\eta_{\text{tecr.}} = 0,1\%$  olması neytral atomlarının iştirakı olmadan həyəcanlaşma prosesinin mümkünlüyünü təsdiq edir.

Həyəcanlaşmanın optimal şərtləri mövcuddur:  $p$  təzyiqinin artması ilə həyəcanlaşma üçün əhəmiyyətli olan zərrəciklərin sayı da artır. Bu da cərəyan sıxlığının artırılmasına gətirib çıxarır. Cərəyan sıxlığı ilə temperatur da artır. Lakin temperaturun artması divarlarla toqquşma zamanı yaranan ionların parçalanmasına səbəb olur. Boşalma borusunun divarlarını uzaqlaşdırdıqda (borunun diametrini böyütməklə) həyəcanlaşmış halların parçalanması yavaşlayır. Təcrübədə  $p_{\text{opt}} \cdot d = 3 \text{ Pa} \cdot \text{sm} = \text{const}$  alınır. Boşalma cərəyanının sıxlığının optimal qiyməti mövcuddur. Elektronların sıxlığı neytral atomların sıxlığına bərabər olandan sonra  $n_e = n_{\text{at.}}$  cərəyan sıxlığını artırmaq mənasızdır. Bu şərtədən boşalma cərəyanı sıxlığının optimal qiyməti  $i_{\text{opt.}}$  alınır. Vahid uzunluqdan alınan güc  $d$ -dən asılı deyil və  $P_{\text{xüs}} i = i_{\text{opt}} = 1 \text{ Vt} / m$  -dir. Axırıncı şərt diametri kiçik  $d$  kapilyarlarda texniki çətinlik törədir. Bu şərt materialların termodayanıqlılığı ilə əlaqədardır və yalnız impuls rejimində və böyük diametrlər üçün ödənilir. Lakin bu kiloamper cərəyanının alınması ilə mürəkkəbləşir. Buna görə də aksial maqnit sahəsinin köməyi ilə kapilyarın divarından boşalmanın “sıxma” üsulunu tətbiq edirlər. Nəticədə divarlarla toqquşma hesabına həyəcanlaşmış ion hallarının parçalanma sürəti azaldılır və çıxış gücü bir neçə dəfə artır. Lakin bu zaman lazerin cəkisi artır.  $p_{\text{opt}}$  və  $i_{\text{opt}}$  olanda arqon lazerin güclənməsi  $6,6 \cdot 10^{-3} / d$  kimi təyin olunur ki, bu da  $\lambda = 488 \text{ nm}$  -də lazer rezonatorunun itkisindən çox-çox böyükdür.  $\lambda = 514,5 \text{ nm}$  -də isə güclənmə bir neçə dəfə azdır.

Ar lazerinin xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, boşalma cərəyanının artması ilə çıxış gücü sürətlə artır. He –Ne lazerindən fərqli olaraq arqon lazerində çıxış gücü həyəcənlaşma gücünün artması ilə böyüyür. Bu onunla əlaqədardır ki, inversiyanın doyma prosesi yalnız  $i_{opt} \gg i_{tecr.}$  olduqda olacaq. Buna görə də Ar lazerində çox yüksək çıxış gücü almaq olur. Fasiləsiz rejimdə borunun diametri 1 sm olanda çıxış güc 100 Vt -a çatır.

Şüalanma xəttinin eni ion temperaturu ilə ( $T \sim 3,3 \cdot 10^3 K$ ) təyin olunur və təqribən 10 QHs -dir. Radiasiya genişlənməsi 100 MHs -ə mütənəsbidir, bu da tamamilə  $\tau_{4s}$  -ə uyğundur. Ar-nun atom çəkisi böyük və ion temperaturu yüksək olduğundan zərbə genişlənməsi radiasiya genişlənməsinə nisbətən kiçikdir. Deməli, qeyri-bircinsli genişlənmə mövcuddur:  $\Delta\nu_D = 10$  QNs;  $\Delta\nu_D \gg \Delta\nu_{birc.} = 100$  MNs. Nəticədə, uzun (bir metrə yaxın) lazerlərdə uzununa modalar arasındakı məsafə təqribən yüzlərcə MHs tərtibdə olur və çox tezlikli generasiya mövcuddur.

Ar lazerinin qazboşalma quruluşu ilə tanış olaq. Cərəyanın sıxlığı çox olduğundan arqon ionları katod istiqamətində yığışırlar. Bunu ödəmək üçün borunun quruluşunda qazın tərsinə dövr etməsini təmin edən dolama boru nəzərə alınmışdır. Kanalda boşalmanın qarşısını almaq üçün onun uzunluğunu kapilyarındakından böyük edirlər. Kapilyarın parçalanmasına görə onu kvarsdan yox, Be -dən düzəldirlər. Bundan başqa borunu aksial maqnit sahəsində yerləşdirirlər. Bu zaman borunun oxu H -in istiqamətinə paralel olur. Plazmada yaranan Lorens qüvvəsi elektronların divarlara diffuziya sürətini azaldır. Nəticədə borunun mərkəzində sərbəst elektronların sayının artması həyəcənlaşmanın sürətlənməsinə səbəb olur. Bu da öz növbəsində çıxış gücünü böyüdür. Maqnit sahəsi borunun mərkəzində elektrik yükünü saxlayaraq divarların dağılmasını azaldır. TEM<sub>00</sub> generasiyanı almaq və tam cərəyanı azaltmaq üçün borunun diametri kiçik götürülür (təqribən bir neçə mm).

Lakin divarların dağılmasının qarşısını almaq və çıxış gücünü artırmaq üçün diametri böyük olan borulardan istifadə etmək lazımdır.

Ar lazeri eyni zamanda spektrin göy –yaşıl oblastında bir neçə dalğa uzunluğunda generasiya edir. Bu lazerin ən böyük şüalandırıcı gücü  $\lambda = 488 \text{ nm}$  (mavi) və  $\lambda = 514,5 \text{ nm}$  (yaşıl) dalğalardadır. Fasiləsiz şüalanma rejimində  $p \sim 10 \text{ Vt}$  -a bərabərdir, bu güc müxtəlif metallarda dəşik açmaq üçün kifayət edir. İmpuls şüalanma rejimində cərəyan sıxlığı çox böyükdür, bu da güclü ionlaşma prosesinə və inversiyanın artmasına gətirib çıxarır. Nəticədə yüksək çıxış gücü təqribən  $100 \text{ kVt}$ -a qədər alınır.

## 6.6. Molekulyar lazerlər

Qaz lazerləri arasında əsas yeri molekulyar lazerlər tuturlar, onlardakı aktiv mühit qaz molekullarıdır. Molekulyar spektrlər atom spektrlərinə nəzərən əhəmiyyətli dərəcədə mürəkkəbdir, çünki molekullarda elektronla yanaşı, sərbəstliyin rəqsi və fırlanma dərəcələri də vardır. Buna görə də molekulun tam enerjisini elektron, rəqsi və fırlanan enerjilərin kvant qiymətlərinin cəmi şəklində təsvir etmək olar:  $E = E_{el} + E_r + E_f$  həmçinin  $E_{el} : E_r : E_{fir} = 1 : \sqrt{m/M} : m/M$ , burada  $m$  -elektronun kütləsi,  $M$  isə molekulun kütləsidir. Adətən  $m/M$  nisbəti  $10^{-5}$  tərtibinə malikdir,  $E_{el}$  elektron enerjisinin tərtibi isə  $1 \text{ eV}$ -dir. Buna görə də  $E_r = 10^{-1} \dots 10^{-2} \text{ eV}$ , bu da infraqırmızı diapazona uyğundur,  $E_f = 10^{-3} \dots 10^{-4} \text{ eV}$ , bu isə mikrodalğalı diapazona və ya rəqsi spektrlərin xətlərinin parçalanmasına uyğundur.  $N$ -atomlu xətti molekul üçün sərbəstliyin rəqsi dərəcələrinin sayı  $3N-5$ -ə, qeyri-xətti üçün isə  $3N-6$ -ya bərabərdir.

İkiatomlu molekullar, məsələn azot  $N_2$ , sərbəstliyin bir rəqsi dərəcəsinə malikdir, o, az amplitudalar zamanı özünü enerjinin kvant qiymətlərinə malik harmonik ossillyator kimi aparır:

$$E_r = \hbar\omega_0(V + 1/2),$$

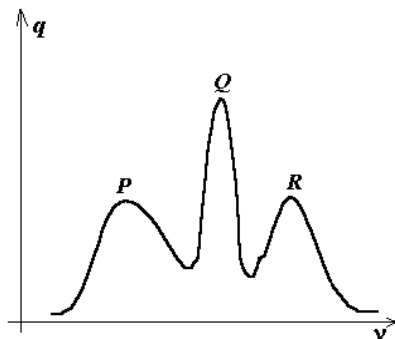
Həmçinin dipol keçidlər üçün  $\Delta V = \pm 1$  seçmə qaydası yerinə yetirilir,  $\omega_0$  tezliyinin qiyməti isə ossillyatorun məxsusi rəqslərinin tezliyi ilə üst-üstə düşür. Rəqslərin böyük amplitudaları zamanı anqarmonizm (qeyri -izoxronluq) yaranır, bu zaman, birincisi, rəqslərin tezliyi  $V$  kvant ədədindən asılıdır, yəni səviyyələr qeyri -ekvidistantdır, ikincisi, seçim qaydası götürülür və  $\Delta V = \pm 2$  -ə malik keçidlər əmələ gəlir, baxmayaraq ki, az ehtimallıdır.

Molekulun fırlanan enerjisi də kvantlaşır. İkiatomlu molekul üçün

$$E_f = BJ(J + 1).$$

Burada  $J=0, 1, \dots$  - fırlanan kvant ədədi,  $B$  - fırlanma sabitidir. Dipol keçidləri zamanı  $\Delta J=0, \pm 1$  seçim qaydaları yerinə yetirilir.  $\Delta J=-1$  -ə malik keçid  $P$ -budaqlı adlanır,  $\Delta J=0$ -a  $Q$ -budaq, lakin  $\Delta J=1$  -ə isə  $R$ -budaq uyğundur.  $E_f < E_r$  olduğundan, adətən bu budaqlar rəqsi vəziyyətlər arasında keçidin parçalanmasını əmələ gətirirlər (Şək. 6.8).

Molekulyar qaz lazerlərin işləmə prinsipi və xüsusiyyəti digər qaz lazerlərindən fərqlidir. Molekulyar lazerlər molekulun rəqsifırlanma səviyyələrinin keçidləri hesabına işləyir. Molekulyar lazerlərin bir növündə eyni bir əsas elektron halının rəqs səviyyələri arasındakı keçidlərdən istifadə olunur. Onda  $\lambda_{gen} = 5 \div 300$  mkm intervalında yerləşir. Digər növdə isə müxtəlif



Şək. 6.8. Rəqsi xəttin fırlanan parçalanması

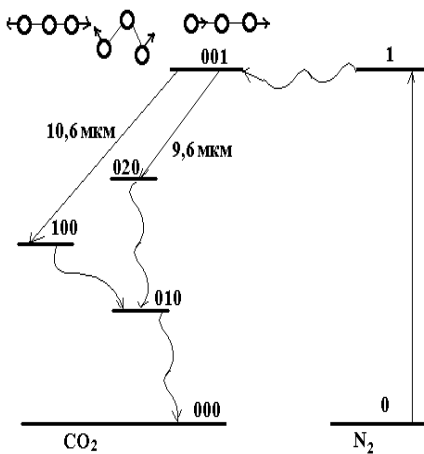
elektron hallarının rəqsi səviyyələri arasındakı keçidlərdən istifadə olunur:  $\lambda_{gen.}$  görünən və UB oblastda yerləşir.

Çoxatomlu molekulaya sərbəstliyin çoxlu dərəcələrinə malik rəqsi sistem kimi, yəni uyğun normal tezliklərə malik harmonik ossilyatorun yığımı kimi baxılır. Xətti sistem üçün normal rəqslər bir-birindən asılı deyillər. Anharmonizm, birincisi, bu ossilyatorları bir-birinə bağlayır, ikincisi, seçim qaydasını aradan götürür və əsas xəttlərin harmonikalarının yaranmasına səbəb olur.

Molekulyar qaz lazerləri arasında xüsusi yeri  $CO_2$  –lazeri tutur, o, yüksək çıxışlı gücə (fasiləsiz rejimdə onlarla kilovatt) və əhəmiyyətli dərəcədə (30%-ə qədər) f.i.ə.-yə malikdir. Lazerin şüalanma dalğasının 9...10 mkm uzunluğu atmosferin şəffaflıq pəncərəsinə düşür.  $CO_2$  xətti molekulası 3 normal rəqsə malikdir: simmetrik valentli  $v_1$ , ikiqat cırlaşmış deformasiyalı  $v_2$  və qeyri – simmetrik valentli  $v_3$ . Uyğun vəziyyətləri üç kvant ədədləri-  $v_1v_2v_3$  ilə işarə edirlər, bəzən  $v_2$  rəqsi üçün cırlaşmanı göstərirlər (Şək. 6.9).

$N_2$  -un molekulunun həyəcanlanmış vəziyyəti, demək olar ki, karbon qazının molekulunun 001 vəziyyəti ilə üst-üstə düşür, bu zaman  $N_2$  –simmetrik

homonüvəli molekulun həyəcanlanmış vəziyyəti uzun müddət qalır və qaz yüklü olduqda elektron zərbəsi ilə effektiv olaraq həyəcanlanır. Aşağı lazer səviyyəsinin 010 boşalması üçün sistemə helium əlavə olunur,  $He$  atomları toqquşma zamanı



Şək. 6.9.  $CO_2$  lazeri



karbon qazının həyəcanlanmış molekulları ilə effektiv surətdə enerji mübadiləsi edirlər.

İlk molekulyar lazer 1965 -ci ildə Patel (ABŞ) tərəfindən yaradılmışdır. Bu lazer CO<sub>2</sub> molekullarının rəqs səviyyələri arasındakı məcburi keçidlər hesabına işləyirdi. CO<sub>2</sub> qazına N<sub>2</sub> və He-un qarışığı əlavə etdikdə CO<sub>2</sub> molekullarının iki rəqsi səviyyələrinin keçidlərindən alınan lazerin f.i.ə. artır. CO<sub>2</sub> lazeri molekulyar lazerlərin içərisində xüsusilə maraqlı, ən güclü (fasiləsiz rejimdə  $p \sim 1$  MVt -dir) və effektiv lazerdir (f.i.ə.  $\eta = 15-20\%$ ). Gəlin CO<sub>2</sub> və N<sub>2</sub> -nin əsas hallarına uyğun olan diaqramlarla baxaq (Şək. 6.10). N<sub>2</sub> –ikiatomlu molekuludur. Burada onun iki ən aşağı səviyyəsi verilmişdir. CO<sub>2</sub> molekulu isə üçatamlıdır. Ona üç rəqsi moda, başqa sözlə desək rəqsin üç növü uyğun gəlir.

Verilmiş halda şüalanma zamanı atomun bir optik elektronu yox, bütövlükdə molekulun enerjisi dəyişir. Generasiya iki qrup səviyyə arasında baş verir:  $00^0 1 - 10^0 0$   $\lambda = 10.6$  mkm və  $00^0 1 - 02^0 0$   $\lambda = 9.6$  mkm.

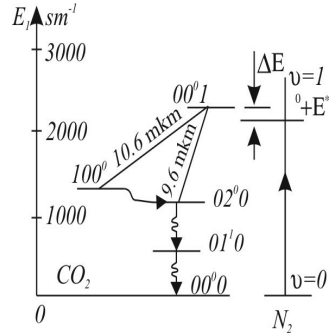
Əslində isə əgər fırlanma səviyyələrini nəzərə alsaq generasiya  $\lambda = 10,6$  mkm və  $9,6$  mkm -da mərkəzi olan iki xətlər qrupundan ibarət olar. Bu iki keçiddə yuxarı işçi səviyyə ümumdür.  $00^0 1$  səviyyəsinin doldurulması effektiv həyata keçirilir.

Doldurma proseslərinə və onların f.i.ə.-na baxaq:

$$1. \nu = 1 \text{ və } E^* = 2400 \text{ sm}^{-1}$$

olan metastabil N<sub>2</sub>-nin həyəcanlaşması iki yolla həyata keçir:

a) elektron boşalmalarının iştirakı ilə aşağıdakı kimi:  $e^- + N_2 = N_2^* + e^-$ , bundan başqa b) yüksək səviyyələrdən kas-



Şək. 6.10. CO<sub>2</sub> və N<sub>2</sub>-nin enerji səviyyələri

kad keçidlərinin “soyudulması” ilə. Dipol yaxınlaşmasında  $\nu = 1$  -dən əsas hala  $\nu = 0$  keçid qadağan olunmuşdur, nəticədə çoxlu metastabil  $N_2$  molekulları yığılır. Molekulyar sistemin həyəcanlaşma prosesinin f.i.ə. tapsaq alırıq:

$$\eta_1 = \exp(-E^*/kT) \approx 1.$$

Bu həyəcanlaşmış səviyyələrin enerjisinin ( $E^*$ ) kiçik mütləq qiymətləri hesabmadır. Molekulların daha aşağı  $10^0$  və  $02^0$  səviyyələrinə yox,  $00^1$  səviyyəsinə yığılması onunla izah olunur ki,  $00^1 - 00^0$  keçidi optik mümkündür,  $00^0 - 10^0$  keçidi isə qadağan olunmuşdur.

2. Karbon qazı molekulların yuxarı işçi səviyyəsinin həyəcanlaşması da iki yolla həyata keçir: a) elektron boşalma-larının iştirakı ilə:  $\bar{e} + CO_2 = CO_2^{**} + e$  və b) azot molekulları ilə rezonans xarakter daşıyan toqquşma zamanı:  $N_2^* + CO_2 = N_2 + CO_2^{**}$ . Buradan görünür ki, karbon və azot qazlarının birgə istifadəsi təsadüf deyil. Azot molekullarının  $\nu = 1$ , həyəcanlaşmış metastabil səviyyəsi demək olar ki, karbon molekullarının yuxarı işçi səviyyəsi ilə üst-üstə gəlir. Buna görə də azot və karbon qazı molekulları arasında həyəcanlaşma enerjisinin rezonans ötürmə şərti yaxşı ödənilir. Başqa sözlə desək  $N_2$  -enerji mənbəyi (donor) rolunu oynayır. Biz bu cür oxşar hala He –Ne lazerində rast gəlirik.  $\eta_2 \approx 1$  (belə ki,  $\Delta E = E_{CO_2^{**}} - E_{N_2^*} = 18 \text{ sm}^{-1}$ ,  $T = 400K$ ,  $kT = 280 \text{ sm}^{-1}$ ). Qeyd edək ki,  $N_2$  -nin daha yüksək rəqsi səviyyələri  $CO_2$  -nin münasib səviyyələri ilə rezonansdadırlar ( $\Delta E < kT$ ). Həyəcanlaşmış  $00^4, \dots, 00^2$  səviyyələrindən  $00^1$  səviyyəsinə keçidlər böyük sürətlə xarakterizə olunur. Bu proseslər nəticəsində yuxarı lazer səviyyəsinin dolmasının effektiv və yüksək f.i.ə. -lı ilə olduğu aydın olur.

3. Üçüncü proses generasiya prosesidir. Həyəcanlaşmış  $CO_2$  molekulu aşağı  $10^0$  və ya  $02^0$  səviyyəyə düşürsə, onda

uyğun olaraq 10,6 və ya 9,6 mkm -da generasiya yaranır. Bu halda f.i.ə. üçün alırıq:

$$\eta_3 = (E^{**} - E^*) / E^* = 0,4.$$

4. Aşağı lazer səviyyələrinin boşalması ağır hissəciklərlə toqquşma zamanı baş verir. Ağır  $\text{CO}_2$  molekulu yuxarı işçi səviyyəni dağıtdığı halda, yüngül helium atomları aşağı işçi səviyyəni daha effektiv dağıdır. Əsas hala qayıdan  $\text{CO}_2$  molekulalarının köməyi ilə həyəcanlaşıb və yuxarı işçi səviyyəyə qalxıb yenidən gücləndirmə prosesində iştirak edirlər. Bundan başqa heliumun qaz qarışığına əlavə edilməsi qazın temperaturunu azaldır, buna görə də yuxarı işçi səviyyəsinin relaksasiya sürətinin aşağı salır. Cəmi  $\eta_\Sigma = \eta_1 \eta_2 \eta_3 = 0,36$ . Təcrübədə xüsusi güc optimal olmadıqda  $\eta_{ec} = 0,3$  olur. Xüsusi güc üçün optimal şərt ödəniləndə isə  $\eta = 0,1 \div 0,15$ , bu da  $p - n$  keçiddə yarımkəçirici OKG -in f.i.ə. tərtibindədir.

Deməli, qaz qarışığına azotun əlavə olunması yuxarı lazer səviyyəsinin daha çox dolmasını, heliumun əlavə olunması isə aşağı səviyyənin boşalmasını təmin edir. Bundan başqa qeyd edək ki, haqqında danışdığımız tərkibində azot və helium qazları olan  $\text{CO}_2$  lazeri fasiləsiz rejimdə də işləyə bilər.

Beləliklə, işçi maddəsi  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$  olan yuxarıda nəzərdən keçirdiyimiz lazerlərin iş prinsipi qaz boşalmasına əsaslanmışdır. Təcrübədə göstərilmişdir ki, karbon qazına  $\text{CO}:\text{N}_2:\text{He}=1:3:15$  faiz nisbətində azot və helium əlavə edəndə və qaz təzyiqi  $p_{\text{CO}_2}$  və borunun radiusu  $R_0$  arasında belə şərt  $p_{\text{CO}_2} = 3sm \cdot qPa / R_0$  olduqda lazerdə çıxış gücü optimaldır. Bu zaman lazerdə işçi qaz qarışığın tərkibi 1 m/san sürətlə fasiləsiz dəyişilməlidir. Qaz tərkibi dəyişilməsə  $\text{CO}_2$  qazında kimyəvi parçalanma gedir:  $\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{O}$  (oksigen və dəm qazına parçalanma). Oksigen qazı elektrodları və borunun divarlarını oksidləşdirərək borunun iş müddətini azaldır.

Kimyəvi parçalanma  $p_{xus}$  -nin azalmasına gətirir.  $p_{CO_2}$  təzyiqin artması f.i.ə. -nı azaldır. Belə ki,  $CO_2$  -nin çox hissəsi borunun divarlarına sərf olunacaq, onda temperaturun azalması baş verəcək və yuxarı işçi səviyyədə hissəciklərin yığılması pozulacaq. Bu da f.i.ə. -nin azalmasına gətirəcək.  $i_{bos}$  -optimal cərəyan sıxlığı  $10 mA/sm^2$  bərabərdir.

İşçi səviyyələrin aşağıda yerləşməsi Bolsman paylanması gətirir. Temperaturun artması ilə yuxarı işçi səviyyənin parçalanmasının sürətlənməsi və aşağı səviyyənin əlavə doldurulması səbəblərindən inversiya azalır, sıfıra çatır. Bu çətinlikdən çıxmaq üçün həm təcrübədə, həm də nəzəriyyədə borunun üfürülməsinin əhəmiyyəti göstərilmişdir.

$CO_2$  lazerində xəttin eni dopler genişlənməsi ilə təyin olunur və  $\sim 50$  MHzs təşkil edir. Bu  $CO_2$  molekulun ağırlığı ilə əlaqədardır. Lakin yüngül heliumun əlavə olunması toqquşma nəticəsində bircinsli genişlənməyə gətirib çıxarır:

$$\Delta \nu = 120 M N c + 36 n_{He} \cdot 10^9 sm^3 \cdot hers.$$

Genişlənmənin demək olar ki, bircinsli xarakterinə görə generasiya bir neçə dəfə  $P$  -budaq xətti üçün ( $\sim 4$ ) yalnız bir uzununa modada baş verir. Adətən daha güclü generasiya  $P(20)$ ,  $P(22)$ ,  $P(24)$  fırlanma xətlərdə,  $\lambda = 10,59; 10,61$  və  $10,63$  mkm -lərdə əldə edilir.

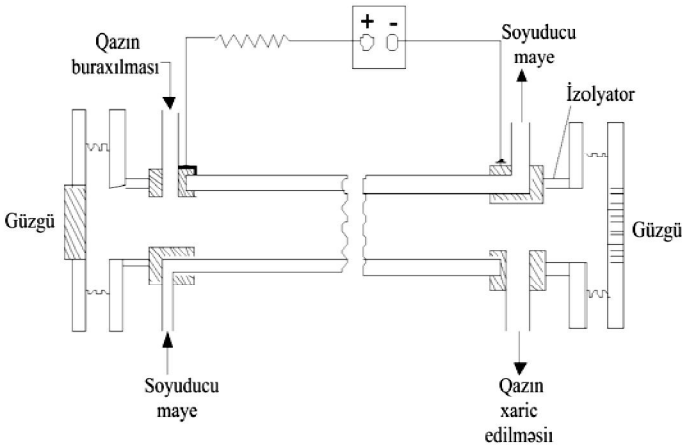
$CO_2$  lazerlərində eyni zamanda generasiya həm  $10,6$  mkm -də, həm də  $9,6$  mkm -də baş verir. İkinci keçid adətən zəif güclənməyə görə rəqabət nəticəsində yatırılır. Bu keçidin zəif güclənməsi  $02^00$  aşağı işçi səviyyənin  $10^00$  səviyyəsi ilə müqayisədə daha çox yüklənməsi ilə əlaqədardır.

### **$CO_2$ – lazerinin quruluşu**

Quruluş nöqteyi-nəzərincə  $CO_2$  lazerlər yeddi tipə bölünürlər:

- 1) asta uzununa ötürmə tipli lazerlər;

- 2) sürətli uzununa ötürmə tipli lazerlər;
- 3) qaynaq olunmuş (lehimi açılmış) lazerlər;
- 4) dalğaötürücü lazerlər;
- 5) eninə ötürmə tipli lazerlər;
- 6) atmosfer təzyiqi zamanı eninə həyəcanlaşmaya malik lazerlər (TEA-lazerlər);
- 7) qazodinamik lazerlər.



**Şək. 6.11. CO<sub>2</sub> – lazerinin quruluşu**

1. Birinci tip lazerlərin sxemi –lazer borusu boyunca qarışmış astaca yellənir ki, bu da dissosiasiya proseslərini yox etmək üçündür. Bu lazerin əsas məhdudiyyəti –boşluğun uzunluq vahidindən çıxış gücünün hədd qiymətidir, çünki güc  $ipd^2L$  hasilinə mütənasibdir, burada  $i$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $L$  –cərəyan, təzyiq, borunun diametr və uzunluğudur.

Optimal elektron temperaturu saxlamaq üçün  $pd$  hasili sabitdir, lakin istiliyin ayrılmasına məhdudiyyətlər qoyulduğundan cərəyan sıxlığının optimal qiyməti vardır, bu qiymət borunun diametrinə tərs mütənasibdir.

2. Lazerin ikinci tipi bu çatışmamazlıq yoxdur, belə ki, qazın yüksək sürətli (50 m/s) ötürməsi istiliyi aparır və qarışı-

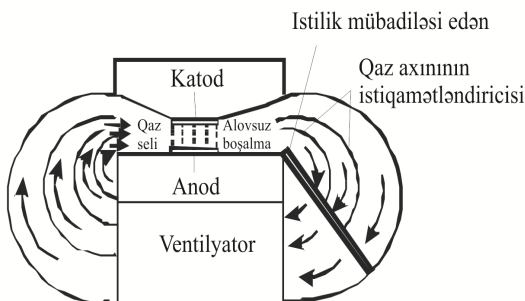
ğın istilik mübadiləsində sonrakı soyuması çox yüksək güclərə çatmağa imkan verir.

**Qarışıq katalizatorlardan keçirilir,**  $\text{CO} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + \text{O}$  reaksiyasından sonra  $\text{CO}_2$  –nin konsentrasiyasının effektiv bərpa olunması üçün qarışığın qismən dəyişilməsi baş verir və tamamilə qaynaq olunmuş rejimdə lazerin fəaliyyəti mümkündür. Bu lazerdən metalın kəsilməsi üçün istifadə olunur və s.

3. Əgər birinci tip lazer qurğusunda ötürməni dayandırsaq, onda reaksiya komponentləri  $\text{CO}_2$  –nin dissosiasiyası nəticəsində qarışığın lazımlı tərkibini pozurlar.  $\text{CO}_2$  –nin regenerasiyası üçün su buxarı və ya hidrogen əlavə edirlər və yaxud  $\text{CO}_2$  –nin regenerasiyasının katalizatoru kimi qaynar nikel katoddan istifadə edirlər. Bu lazerlərin gücü uzununa ötürmə tipli lazerlərin tərtibindədir.

4. Əgər lazer borusunun diametrini 2÷4 mm-ə qədər azaltsaq, onda boruda lazer şüalanması dalğaötürücüdə olduğu kimi yayılır, belə lazerlər aşağı difraksiya itkilərinə malikdirlər. Borunun çox da böyük olmayan diametrinə görə qarışıqda təzyiq yüksək ola bilər, bu isə vahid uzunluğuna düşən gücün artmasına səbəb olur və qısa lazerlər –50 sm uzunluğunda hazırlamaq mümkündür, bu halda rezonatorda itkilərin azalmasına çalışmaq lazım deyil. Belə lazerlər böyük güc olmadığı zaman, kompaktlıq tələb olmadıqda istifadə olunur.

5. Eninə ötürmə tipli lazerlər aşağıdakı sxemə malikdirlər (şək. 6.12):



**Şək. 6.12. Eninə ötürmə tipli  $\text{CO}_2$  – lazer qurğusunun sxemi**

Lakin bu sxemin realizasiyası üçün yüksək gərginlik tələb olunur və bunu elə edirlər ki, qaz boşalması rezonatorun oxu istiqamətində axsın. Belə TE-lazerlər (transverse electric field) daha sadə quruluşa malikdirlər, çünki eninə doldurma zamanı sürət kiçik ola bilər.

6. Əgər qaz boşalmasında təzyiqi artırısaq, onda dayanıqsızlıqlar əmələ gələr, bu isə boşalmada qövsələrin yaranmasına səbəb olur, bu prosesdən qaçmaq üçün impuls gərginlik yaradırlar. İmpulsun müddəti azdır, yükdəki dayanıqsızlıqlar inkişaf etməyə macal tapmırlar və qazdakı işçi təzyiqi artırmaq olar. Bu prinsiplə TEA -lazerlər (transversally excited at atmospheric pressure) işləyirlər. Nəticədə yükün həcmi vahidində böyük enerji udumu alınır (10-50 C/l).

7. Qaz dinamikı lazerə xüsusi diqqət yetirmək lazımdır, çünki ondakı inversiya qabaqcadan qızdırılmış qaz qarışığının genişlənməsi hesabına yaranır.

Qarışıq borudan axır, genişlənmə adiabatik gedir, irəliləmə hərəkətin temperaturu çox aşağı olur. Yuxarı səviyyənin yaşama vaxtı aşağı səviyyəyə nisbətən çox olduğundan, aşağı səviyyənin relaksasiyası tez baş verir və seldən aşağıda inversiyaya malik olan kifayət qədər geniş sahə olacaq. Genişlənmə işıq sürətindən böyük sürətlə baş verməlidir. Güzgələrin qızdırılması ilə bağlı böyük çətinliklər var və bu tip lazerlərin sənayedə tətbiqləri hələ də tapılmamışdır.

### **Qazodinamikı lazer**

Doldurmanın qeyrielektrik üsulundan istifadə edən xüsusi tip lazerlər. Parametrləri:  $T=1400\text{K}$ ,  $p=17\text{ atm.}$ , 7.5%  $\text{CO}_2$ , 91.3%  $\text{N}_2$ , 1.2%  $\text{H}_2\text{O}$ .

### **Digər molekulyar lazerlər**

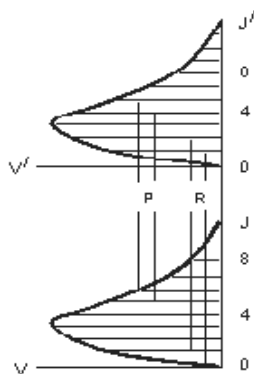
Rəqsi-fırlanan keçidlərdə qaz lazerinə misal olaraq  $\text{CO}$ -lazerini göstərmək olar. O, uzunluğu 5 mkm olan dalğada şüalanır, yüksək, 60%-ə qədər f.i.ə-yə və yüksək çıxış gücünə (~100 kVt) malikdir. Lakin belə parametrlərə çatmaq üçün qaz

qarışığını  $T=77-100$  K-ya kimi soyudurlar. Lazerin generasiyasına  $V=7 \rightarrow V=6$ -dan başlayaraq  $V=11 \rightarrow V=10$ -a qədər  $\Delta V=1$ -ə malik bir neçə rəqsi –fırlanmazolaqları əlavə olunur. CO molekulunun səviyyələrinin doldurulması elektron zərbələrlə həyata keçirilir, çünki CO bu prosesdə rəqsi səviyyənin həyəcanlanmasının böyük kəsiyinə malikdir. Boşalmada elektronların enerjisinin, demək olar ki, 90%-i CO-nun rəqsi enerjisinə çevrilə bilər. CO-nun başqa xüsusiyyəti odur ki, rəqsi relaksasiyanın sürəti böyükdür, bunun nəticəsi isə yuxarıdakı səviyyələrin yerləşməsinin Bolsman paylanmasına tabe olmamalarıdır və bu halda anharmonik doldurma adlanan proses çox böyük rol oynayır. Anharmonik doldurma aşağıdakı tip toqquşma prosesləri vasitəsilə baş verir:

$$CO(V = n) + CO(V = m) \rightarrow$$

$$CO(V = n + 1) + CO(V = m - 1), \quad n > m.$$

Anharmonizmin nəticəsində rəqsi səviyyələr arasındakı məsafə rəqsi səviyyələr üzrə yuxarıya doğru istiqamətdə azalır. Bu, o deməkdir ki,  $n > m$  olduqda yuxarıda göstərilmiş tipli toqquşma zamanı CO-nun iki molekulunun cəmləmə rəqsi enerjisi toqquşmadan sonra azdır, nəinki toqquşmaya qədər. Buna görə də göstərilmiş istiqamətdə toqquşma prosesi əksinə istiqamətə nisbətən böyük ehtimalla baş verir. Buradan alınır ki, daha da qaynar CO ( $V=n$ ) molekulaları rəqsi səviyyələr üzrə yuxarıya qalxa bilərlər, bu isə rəqsi səviyyələr arasında yerləşmələrin Bolsman



**Şək. 6. 13. Müxtəlif rəqsi vəziyyətlərə aid olan rəqsi-fırlanan səviyyələr arasında hissə hissə inversiya**



olmayan paylanmasına səbəb olur. Baxmayaraq ki, baxılan hadisə səviyyələrin məskunlaşmasının tam inversiyasını almağa imkan vermir, lakin hissə-hissə inversiya mümkündür, o, şəkildə təsvir olunmuşdur.

Inversiyanın yaranmasının fiziki səbəbi rəqsi –fırlanan keçidlərin ehtimallarındakı müxtəliflikdir. Məsələn, əgər P-keçidinin ( $\nu'j' \rightarrow \nu j = j' + I$ ) ehtimalı R- keçidinin ( $\nu'j' \rightarrow \nu j = j' - I$ ) ehtimalından böyükdürsə, onda aşağı səviyyələrdə ( $j = j' - I$ ) nisbətən aşağıda yerləşmiş səviyyələrin inversiyası əmələ gəlir.

Hissə -hissə inversiya zamanı kaskad generasiyası adlanan hadisə yarana bilər. Doğrudan da, generasiya yuxarı səviyyənin məskunlaşmasının azalmasına və aşağı səviyyənin məskunlaşmasının artmasına səbəb olur, nəticədə aşağı səviyyənin məskunlaşmasının artması mümkündür, deməli, nisbətən sonrakı aşağı səviyyənin inversiyası yaranacaqdır, generasiya baş verəcəkdir, yuxarı vəziyyətin məskunlaşmasının azalacaqdır və yenidən fırlanan səviyyələr arasında inversiya yaranacaqdır.

Kaskad qarşılıqlı təsir prosesi relaksasiyanın çox aşağı sürəti ilə ona səbəb olur ki, rəqsi enerjinin böyük hissəsi lazerin çıxış şüalanmasının enerjisinə keçir. Bu fakt, həmçinin, həyəcanlaşmanın yüksək effektivliyi CO-lazerinin yüksək f.i.ə-sına gətirib çıxarır. Anharmonik doldurmanın effektivliyinin yüksək olması üçün işçi qarışığın temperaturu aşağı olmalıdır.

CO<sub>2</sub> –lazerində olduğu kimi, CO –lazeri də qaz qarışığının uzununa ötürmə tipi ilə, impulsu eninə elektrik boşalmada elektron dəstəsi vasitəsilə ionizasiya ilə, həmçinin qazodinamiki həyəcanlaşma zamanı işləyir.

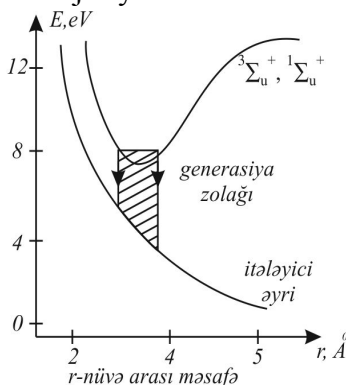
Sənaye istehsalı belə lazerlərin işini aşağı temperaturlarda vacib hesab edir, lakin hal –hazırda bu lazerin iş prinsipini normal temperaturlarda reallaşdırmağa imkan verən yeni üsullar tapılır və bu lazerlər rəqabətə davamlı olurlar.

## 6.7. Eksimer lazerlər

Elektron -rəqsi səviyyələri arasında keçiddən istifadə edilən molekulyar lazerlərdən biri də “eksimer lazer”dir. Bu sistemlərdə generasiya molekulun dayanıqlı yuxarı haldan atomların itələndiyi aşağı hala keçidi nəticəsində yaranır. (Məsələn,  $\text{Xe}_2$ ,  $\text{Kr}_2$ ,  $\text{Ar}_2$ ,  $\text{XeCl}$ ,  $\text{XeF}$ ,  $\text{KrCl}$ ,  $\text{KrF}$ ,  $\text{ArCl}$ ,  $\text{ArF}$  - bu təsirsiz qazların dimer və qaloidlərində alınır). Burada qazın təzyiqi yüksək, fəal mühit isə sürətli elektronlarla və yaxud qazboşalması vasitəsilə həyəcanlaşdırılır. Bu molekulaların dayanıqlığı yalnız həyəcanlaşmış elektron halında olur (exited dimer) buna görə də bu lazerlər eksimer adını daşıyır. Eksimer lazerlərinin iş prinsipini ksenon lazerinin təmsalında aydınlaşdıraraq. Xe lazerində generasiya  $\lambda = 172,5\text{nm}$ -də baş verir. Həyəcanlaşma proseslərinin təhlili üçün Xe lazerinin enerji səviyyələrinə baxaq. Qeyd edək ki, burada işçi maddə təsirsiz Xe qazıdır. Şəkildə (Şək.6.14) göstərilən əyrilər  $\text{Xe}_2$  lazerinin yuxarı və aşağı işçi səviyyələrinə aiddir. Yuxarı işçi səviyyəsinin parçalanma müddəti 3 nsan ( $^1\Sigma_U^+$  term) və 40 nsan ( $^3\Sigma_U^+$  term üçün) olur. ( $^3\Sigma_U^+$  term  $^1\Sigma_U^+$  termə yaxın yerləşir).

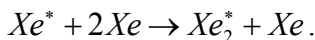
Şəkilə göstərilən iki potensial enerji ayrılığı molekulların iki halını təmsil edir. İki ox işarəsi generasiya zolağını məhdudlaşdırır. İki atomlu  $\text{Xe}_2$  molekulunun əsas halı dayanıqsızdır. Həyacanlaşmamış qaz əsasən atomlardan ibarət olur. Yuxarı lazer halının dolması, daha doğrusu həyacanlaşmış dayanıqlı  $\text{Xe}_2^*$  molekulunun yaranması, sürətli elektron dəstəsinin ardıcıl toqquşmaları prosesin də baş verir. Həyacanlaşmış halın

**Şək. 6.14. Xe enerji səviyyələri**

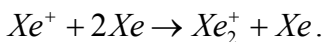


**Şək. 6.14. Xe enerji səviyyələri**

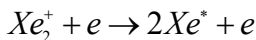
potensial enerji əyrisi minimuma malik olduğundan molekula həyəcənlanmış halda mövcud olur. Toqquşma prosesləri içəri-sində ksenon atomunun elektronlarla həyəcənlanması və ionlaşması vacibdir. Həyəcənlanmış molekullar həyəcənlanmış Xe atomunun həyəcənlaşmamış atomla üç hissəcikli toqquşması nəticəsində yaranır:



Ümumi balansda molekulyar ionlara Xe atomar ionların konversiyası əsas rol oynayır:

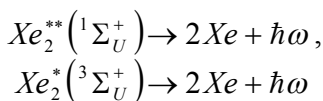


Bundan sonra dissosiativ rekombinasiya baş verir, bu da belə şəkildə yazılır:



Bu rekombinasiya həyəcənlanmış Xe atomlarının sonrakı həyəcənlanmış molekullarda birləşməsi üçün zəmin yaradır.

Eksimer molekulun yaranmasında üç hissəcikli toqquşma təzyiqin yüksək olmasına gətirib çıxarır. Xe lazeri  $\rho > 10$  atm. təzyiqində işləyir. Həyəcənlanmış molekul aşağıdakı radiasiya proseslərində həyəcənlaşma enerjisini itirir:



parçalanma müddəti uyğun olaraq 5 və 40 ns-ədir. Yəni salıq ki,  ${}^1\Sigma_U^+$  termi  ${}^3\Sigma_U^+$  terminə yaxın yerləşir. Generasiya keçidləri nəticəsində molekul əsas səviyyəyə düşən kimi parçalanaraq dissosiasiya edir. Bu avtomatik olaraq aşağı lazer səviyyəsinin boşalmasına gətirir.

Eksimer lazerinin birinci xarakter cəhəti ondan ibarətdir ki, aşağı işçi səviyyə boşdur. İkinci xüsusiyyət də aşağı termin itələmə xarakteri ilə əlaqədardır. Bu termində heç bir fırlanan –

rəqsi halları aydın ifadə olunmadığından generasiya keçidi enlizolaqlıdır və bu dəyişən tezlikli lazer şüalanmasını almağa imkan verir.

$Xe_2^*$  lazeri üçün iki xassə xarakterikdir:

1.  $\lambda = 173 \text{ nm}$  -də şüalandırır. Bu vakuum UB oblasta ( $0.4 \div 200 \text{ nm}$ ) aiddir.  $Xe_2^*$  lazerinin tezliyini  $5 \text{ nm}$  diapazonunda dəyişmək mümkündür. Bu YUB oblastda yeganə dəyişən tezlikli lazerdir.

2. Yüksək təzyiq, enli xətti güclənmə, yuxarı səviyyələrin qısa yaşama müddəti  $0.1 \div 1 \text{ ns}$ an üçün dolma enerjisinin intensivliyi  $0.2 \text{ C / sm}^3$  olmalıdır. O elektron dəstəsinin enerjisini çıxış enerjisinə çevirən yüksək əmsalla  $20\%$  qədər xarakterizə edir. Elektron dəstəsinin generasiya effekti çox ( $>80\%$  qədər) olduğundan, ümumi effektivlik də yüksək olur. Təcrübədə alınan generasiyanın gücü təxminən yüzlərlə meqavatdır. Eksimer lazerlərin yaradılması atomların yaxınlaşması ilə əmələ gələn kvazimolekulun əsas və həyəcanlaşma hallarına uyğun potensial enerji əyrisinin özünəməxsus xarakteri ilə əlaqədardır. Təsirsiz qazların iki eyni atomlarından təşkil olunmuş dimerlər üçün əsas halın potensial çuxurunun dərinliyi otaq temperaturunda  $kT$  – nin qiymətindən çox kiçikdir, ona görə belə dimerlər adi şəraitdə yaranmırlar.

## 6.8. Metal buxarı əsasında lazerlər

Belə lazerlərdə fəal mühit rolunu aşağıdakı metalların buxarı oynayır: Sn, Pb, Zn, Cd və Se. Metal buxardakı lazerlər geniş yayılmışdır, məsələn, helium-kadmium lazeri, onun təsir prinsipi enerjinin heliumun həyəcanlanmış metastabil atomundan kadmium atomuna toqquşaraq keçməsinə əsaslanır, onun ionlaşması və ionun həyəcanlanması ilə müşayiət olunur. Belə lazer xəttinin Dopler eni cəmi  $1 \text{ QHs}$  təşkil edir, yalnız bir  $^{114}\text{Cd}$  izotop cütliyünün tətbiqi generasiyanın çox dar xəttini

verir. Spektrin göy (441,6 nm) və ultrabənövşəyi (325,0 nm) oblastlarında birmodlu rejim də mümkündür. Bunlardan ən çox yayılmış Cd və Se –dir. Cd lazerinə olan maraq onunla əlaqədardır ki, bu lazer etibarlı, həyacanlaşmanın aşağı həddinə malik olan göy və UB spektrdə ( $\lambda = 441.6$  mkm və 325 nm uyğun olan) fasiləsiz koherent işıq mənbəyidir. Qeyd edək ki, burada ən qısa dalğalı fasiləsiz rejimdə işləyən lazer yaradılıb. Belə lazerdə çıxış gücü 10mVt olanda qida mənbəyi 100Vt –a bərabər olmalıdır. Bundan başqa burada su soyuducusundan istifadə olunmur. Bu da təcrübəni asanlaşdırır. He –Cd lazer şüalanması yüksək dərəcədə monoxromatikliyi ilə səciyyələnir. Aşağı həyacanlaşma həddinin olması ona gətirib çıxarır ki, güclü qızdırılmış mühit olmur və generasiya xəttinin dopler eni 1~1.5 QHs intervalında yerləşir. Ona görə də generasiya spektrində Cd xətlərinin izotopik parçalanması yaxşı görünür. <sup>114</sup>Cd izotopundan istifadə olunması yalnız bir ensiz generasiya xəttini verir. Nəticədə He –Cd lazerində asanlıqla bir tezlikli və bir modalı rejim alınır.

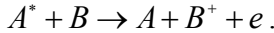
Metalların buxarında bir çox lazer keçidləri kəşf olunmuşdur. Lakin tədqiqatçılar hər dəfə ümumi bir çətinliklə qarşılaşırlar. O da elektrik boşalmasında metal buxarının bir-cinsli saxlanmasıdır. Cd lazeri halında bu problem qazboşalma borusunda müsbət Cd<sup>+</sup> ionların kataforezindən istifadə etməklə həll olunur. Kataforez dedikdə qaz borusunda sabit cərəyanın təsiri ilə ionların istiqamətlənmiş hərəkəti düşünülür. Bu zaman metal buxarının müsbət ionları (Cd<sup>+</sup>) anoddan katoda tərəf hərəkət edir. Anod yaxınlığında boruda metal rezervuarı yerləşir. Boruda bizə lazım olan metal buxarının təzyiqini yaratmaq üçün bu rezervuar yüksək temperatura (250<sup>0</sup>C -yə) qədər qızdırılır. Buxar boşalma sahəsinə çatdıqda atomların yarı hissəsi ionlaşır və katoda tərəf hərəkət edir. Boşalmada güclü istilənmə baş verir ki, bu da borunun divarlarında buxarın kondensasiyasının qarşısını alır. Buxarın kondensasiyası o vaxt baş verir ki, temperatur lap aşağı olsun. Bu da katoda yaxın sahədə

boşalma olmayan yerdə olur. Beləliklə, borunun uzun müddət işləməsini təmin etmək məqsədilə kafi dərəcədə Cd ehtiyatı lazımdır (1q Cd min saat lazer işini təmin etmək üçün).

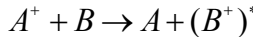
Lakin tədqiqatçılar tərəfindən belə quruluş ixtira edilmişdir ki, Cd –nın az və ya çox olmasından asılı olmayaraq borunun uzun müddət işləməsi təmin olunur. İxtira edilmiş quruluş kadmiumun birinci rezervuardan tamamilə buxarlanmasından sonra katod və anodun yerlərini dəyişdirmək və bu vaxta qədər soyudulan ikinci rezervuarda kondensasiya edilmiş Cd –nın buxarlanması prosesinə başlamağa imkan verir. Deməli, yuxarıda nəzərdən keçirdiyimiz işçi maddəsi Cd buxarlı lazerlərin iş prinsipi qazboşalmasına əsaslanmışdır. Bu lazerlərin (He –Cd, He –Se) çıxışında şüalanma gücü He –Ne lazerindəkinə nisbətən xeyli çox olub 50~100 mVt-a çatır (He –Ne lazerində  $p_{cix} \sim 1 \text{ mVt}$ , Ar lazerində  $p_{cix} \sim 1 \text{ Vt}$  -dir).

Lazerin boşalma borusunun daxili diametri  $2 \div 2.5 \text{ mm}$ , uzunluğu isə  $1 \div 1.5 \text{ m}$  bərabərdir. He qazının optimal təzyiqi  $p_{He} = 1 \text{ tor}$ , boşalma cərəyanı  $i_{bos.} = 100 \text{ mA}$ -dir. Gərgilik  $U = 4.5 \text{ V}$ ,  $i = 0.1 \text{ A}$  olanda vahid uzunluğa düşən enerji ayrılışı  $\sim 3 \text{ Vt/sm}$  –dir. Bu isə hava soyuducuları və adi şüşə borulardan istifadə olunmasına səbəb olur. Bu verilənlərə uyğun olaraq çıxış gücü  $100 \div 200 \text{ mVt}$ ,  $\lambda = 325 \text{ nm}$ -də generasiya alınır. Bu zaman çıxış güzgüsünün optimal şəffaflığı  $5 \div 7\%$ -dir.

Metal buxarı lazerində dolmanı iki üsulla yerinə yetirmək olar. Bu üsullardan Ar lazerində istifadə etmək olmaz, çünki orada lazer səviyyələri ionlaşmış He atomun enerji səviyyələrindən yüksəkdədirlər ( $\sim 35 \text{ eV}$ ). Birinci üsul –Penning ionlaşması, ikinci –yenidən elektrik yüklənmə ionlaşmasıdır. Bu proseslər bir pilləli olduğuna görə dolma sürəti ion lazerindəki kimi cərəyanın kvadratına yox, cərəyanın birinci dərəcəsi ilə mütənasibdir. Ona görə də Cd lazerində kiçik cərəyan sıxlığı və vahid uzunluğa düşən kiçik elektrik gücü tələb olunur. Gəlin indi birinci üsulu nəzərdən keçirək. Penning ionlaşması prosesini düstur şəklində yazaq:



$B^+$  - burada son haldakı iondur. O, həm həyəcanlaşmış, həm də həyəcanlaşmamış ola bilər. Proses o vaxt gedir ki,  $A^*$  enerjisi  $B$  -nin ionlaşmasına sərf olunan enerjiden çox olsun. Qalan enerji elektronların kinetik enerjisinə keçir. Əgər  $A^*$  metastabildirsə, onda ionlaşma effektivdir. Rezonans prosesindən fərqli olaraq Penning ionlaşması rezonans xarakter daşımır. Buna görə də zəruridir ki,  $A^*$  enerjisi “ionlaşma enerjisi üstəgəl  $B$  -nin həyəcanlaşma enerjisi” -dən böyük olsun. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, həyəcanlaşma enerjisinin artığı buraxılan elektronların kinetik enerjisinə keçir. İkinci üsulu yazaq:



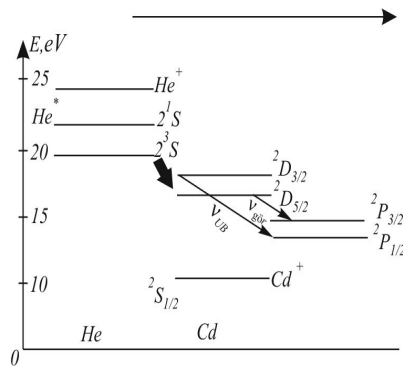
$A$  -nın ionlaşma enerjisi  $B$  -nin ionlaşmasına və həyəcanlaşmasına sərf olunur. Burada elektron buraxılışı olmadığından proses rezonans xarakteri daşıyır. Nəticədə  $A$  -nın enerjisi bütövlükdə sərf olunur və ox işarəsi əvəzinə bərabərlik yazılır.

$$A^+ = \Sigma(B^+)^*$$

Bu proses o vaxt effektivdir ki,  $A^+$  ionu metastabil vəziyyətdə olsun.

Gəlin enerji səviyyələrinin sxeminə baxaq (Şək. 6.15). Şəkildə göstərilən diaqramlar He və Cd hallarına uyğundur. Dolma prosesi Penning ionlaşmasına əsaslanır. Məlum olduğu kimi He atomlarının yaşama müddəti çox olan metastabil səviyyələr  $2^1S$ ,  $2^3S$  vardır. Onlar Cd -nin səviyyələrindən yuxarıda yerləşirlər.

Şəkildə Cd atomunun və ionunun əks halları və  $Cd^+$



**Şək. 6.15. He və Cd enerji səviyyələri**

həyəcanlaşmış iki qrup səviyyələri göstərilib. He atomları elektrik boşalmasının köməyi ilə həyəcanlaşaraq  $\text{Cd}^+$  ionun, yaxud  $^2D_{3/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$  qrup səviyyələri və ya  $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  səviyyələrini həyəcanlaşdırır. Həyəcanlaşma prosesi rezonans xarakterli olmasına baxmayaraq p halı üçün həyəcanlaşmanın kəsiyi üç dəfə D halı üçün olan kəsikdən kiçikdir. Lakin bundan da vacib odur ki, D halında yaşama müddəti  $\tau_D \sim 10^{-7}$  san-dir və bu da p halının yaşama müddətindən çox böyükdür. ( $\tau_P \sim 10^{-9}$  san). Buna görə də D ilə p arasındakı inversiyanı asanlıqla almaq olar. Lazer generasiyası aşağıda göstərilən səviyyələr arasında alınmışdır:

$$^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2} \quad \lambda = 325\text{nm} \quad \text{və} \quad ^1D_{5/2} \rightarrow ^2P_{3/2} \quad \lambda = 441.6\text{nm}.$$

Bu halda relaksasiya hesabına müsbət  $\text{Cd}^+$  ionları Cd ionunun əsas halına  $^2S_{1/2}$  termə keçir.

## 6.9. Yarımkəçirici lazerlər

Bu vaxta qədər biz fəal mərkəzləri nisbətən ensiz diskret enerji səviyyələrlə xarakterizə olunan lazerlərin işini öyrəndik. Lakin fəal mərkəzlərin spektrində yol verilən və qadağan olunan enerji zolaqları olduqda da inversiyanın yaranması mümkündür. Buna yarımkəçirici lazerləri misal gətirmək olar.

Yarımkəçiricinin spektri keçirici, valent və bunların arasında yerləşən qadağan olunan enli zonalardan ibarətdir. Əslində hər bir zona sayı çox olan yaxın enerji səviyyələrindən ibarətdir. Pauli prinsipinə görə hər bir səviyyədə yalnız bir elektron ola bilər. Hər bir səviyyənin doldurma ehtimalı  $f(E)$  Maksvel –Bolsman statistikasına deyil, Fermi –Dirak statistikasına görə təyin edilir. Onda yazmaq olar:

$$f(E) = [1 + \exp(E - F) / kT]^{-1} = 1 / [1 + \exp(E - F) / kT].$$



Burada  $F$  –Fermi səviyyəsinə uyğun enerjidir. Fermi səviyyəsi aşağıdakı mənanı kəsb edir. Əgər  $T \rightarrow 0$  və  $E < F$  olduqda  $f=1$ ;  $E > F$  olduqda isə  $f=0$ . Beləliklə, Fermi səviyyəsi  $T=0^0 K$  olduqda dolmuş və dolmamış səviyyələr arasında sərhəd yaranır. Cırlaşmamış yarımkeçiricidə Fermi səviyyəsi qadağan olunmuş zonada yerləşir, ona görə də  $T=0^0 K$  olanda V-zona tamamilə dolmuş olur. C -zona isə tamamilə boş olur. Bu halda yarımkeçirici dielektrik adlanır.

Tutaq ki, yarımkeçirici  $T=0^0 K$  temperaturdadır. Onda V – zona tamamilə dolmuş halda olur. Fərz edək ki, hansı yollasa elektron V -zonadan C -zonaya keçir. Çox böyük olmayan ( $10^{-13}$  san) müddətdə elektronlar zonanın ən aşağı dolmamış səviyyəsinə keçirlər; V -zonasının maksimumu yaxınlığındakı elektronlar da ən aşağı dolmamış səviyyəyə keçir və bu sahədə dəşiklər toplanmasını yaradırlar. Bu onu göstərir ki, V ilə C – zonaları arasında inversiya mövcuddur. Elektronlar C-dən V -yə keçirsə, başqa sözlə elektronlar dəşiklərlə rekombinasiya edirsə, onda yarımkeçiricini müsbət rezanatorla yerləşdirsək lazer generasiyasını almaq olar. Generasiya şərtlərini almaq üçün Fermi “kvazisəviyyəsi” anlayışından istifadə edək. Yarımkeçiricinin bütövlükdə tarazlıq vəziyyətində olmadığına baxmayaraq hər zonada qısa müddət ərzində istilik tarazlığı yarana bilər. Onda  $f_v$  və  $f_c$  valent V və keçirici C –zonaları üçün dolma ehtimalları belə olar:

$$f_v = 1 / \left[ \exp \left( \frac{E - F_v}{kT} \right) + 1 \right]$$

$$f_c = 1 / \left[ \exp \left( \frac{E - F_c}{kT} \right) + 1 \right]$$

$F_v$ ,  $F_c$  –iki Fermi kvazisəviyyələrə uyğun olan enerjidir. Bu ifadələrdən görünür ki,  $T=0^0 K$  –də hər zonada bu səviyyələr arasında dolmuş səviyyələr var. Aydındır ki,  $h\nu < F_c - F_v$ . Lazer generasiyasının alınması üçün məcburi proses nəticə-

sində udulan fotonların sayı şüalananan fotonların sayından az olmalıdır. Rezonator itkilərini ödəmək üçün bərabərsizliyi yaratmaq zəruridir. Bu iki proses rezonatorlarda olan fotonların sayı ilə baxılan keçidin  $B$  əsalına mütənasibdir ( $B$  –bir fotona düşən məcburi şüalanmanın sürətidir). Digər tərəfdən məcburi şüalanmanın sürəti də yuxarı səviyyənin dolma ehtimalı ilə aşağı səviyyənin boşalma ehtimalı ilə mütənasibdir. Udulma prosesinin sürəti isə aşağı səviyyənin dolma ehtimalı və yuxarı səviyyənin boşalma ehtimallarına mütənasibdir. Beləliklə, məcburi şüalanmanın yaranması üçün belə şərt ödənilməlidir:

$$Bq[f_c(1 - f_v) - f_v(1 - f_c)] > 0$$

burada  $q$  –rezonator daxilində fotonların sayıdır. Bərabərsizlikdən alırıq ki,  $f_c > f_v \cdot f_c, f_v$  üçün olan düsturları yazaraq alırıq

$$F_c - F_v > E_2 - E_1 = h\nu$$

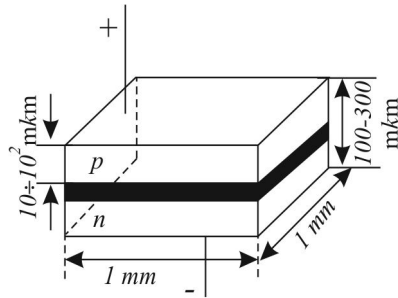
burada  $E_2, E_1$  –yuxarı və aşağı səviyyələrin enerjisidir. Beləliklə, intuitiv baxımdan  $T=0$  halı üçün alınan ifadəni  $h\nu < F_c - F_v$  yenidən alırıq. Yalnız Fermi kvazisəviyyəsi anlayışı doğru sayılana qədər bu ifadə ixtiyari temperatur üçün düzgündür (çıxarışa əsasən).

İnversiyanı sadə üsulla yarımkeçirici diodunun  $p-n$  keçidində  $p$  və  $n$  zonada güclü cırlaşma zamanı almaq olur ( $\sim 10^{18}$  donor və ya akseptor atomları  $1\text{sm}^3$  həcmində). Hal –hazırda lazerlər arasında injeksiya lazerləri yeganə OKG -lardır ki, nəzəri f.i.ə. 100% -dir. Belə həyacanlaşma növünün ikinci müsbət cəhəti doldurma cərəyanı hesabına bilavasitə şüalanma gücünün idarə edilməsindən ibarətdir. Çatışmayan cəhətləri aşağıdakılardır: qalın bircinsli  $p-n$  keçidin alınması mümkün deyil; yarımkeçiricilərdə vahid həcmdən alınan gücün böyük olmasına baxmayaraq  $p-n$  keçidin nazik qalınlıqlı təbəqəsinə görə ( $\sim 1\text{ mkm}$ ) ümumi çıxış güc 100 Vt-dan çox olmur, bu səbəbdən də injeksiya lazerlərində şüalanmanın dağılması

böyükdür. Bu da optik sistemlərdən istifadə etməyə məcbur edir. Onların ölçüləri və çəkisi injeksiya lazerinin oxşar parametrlərindən ( $1 \times 1 \times 0.5 \text{ mm}^3$ ) çox – çox böyükdür. Cırılşmış yarımkeçiricidə  $F_p$  səviyyəsi  $p$  hissədə  $V$  –zonasında,  $F_n$  isə  $n$  hissədə  $C$  –zonasında yerləşirlər. Əgər  $p - n$  keçidə daxili gərginlik ( $U$ ) tətbiq olunmursa, onda hər iki Fermi səviyyəsi eyni bir düz xətdə yerləşəcək. Əks halda isə iki səviyyə arasında  $\Delta F = eU$  sürüşməsi yaranır. Deməli, əgər dioda buraxıcı istiqamətində gərginlik tətbiq etsək, onda  $p - n$  keçidin bağlayıcı təbəqəsində inversiya yaranır. Bu halda  $n$  –hissənin  $C$ -zonasından elektronlar və  $p$ – hissənin  $V$ – zonasından deşiklər bağlayıcı təbəqəyə injeksiya edirlər.  $\Delta F$  təxminən  $E_g$  -ə bərabər olduğundan  $U \approx E_g / \ell$ . GaAs lazeri üçün  $U \sim 1.5 \text{ V}$  – dur. Şəkildə  $p - n$  keçiddən istifadə edilən lazerin quruluşu göstərilib (Şək. 6.16) (Ştrixlənmiş sahə bağlayıcı təbəqədir). Belə diodun çox böyük olmayan ölçüləri vardır. Bağlayıcı təbəqənin eni  $0.1 \text{ mkm}$

-dir. Lazer generasiyasını almaq məqsədi ilə yarımkeçirici nümunənin iki qarşı səthlərini cilalayır və müstəviparalel edirlər. Generasiya istənilməyən istiqamətdə olmasın deyə digər iki səthləri cilalamırlar. Yarımkeçiricinin sındırma əmsalı böyük olduğundan yarımkeçirici ilə hava sərhə dində artıq kifayət qədər yüksək əksətmə alınır. Buna görə də hər iki səthin əksedici örtüyü olmur. Fəal sahə  $1 \text{ mkm}$  qalınlıqlı təbəqədən ibarətdir.

İşçi temperaturun çoxalması ilə yarımkeçirici lazerin cərəyan sıxlığının hədd qiyməti kəskin artır. ( $T=77 \text{ K}$  olduqda



**Şək. 6.16. p-n keçidli lazer quruluşu**

$i_c \sim T^3$ ), çünki  $T$ -nin artması ilə  $f_c(1-f_v)$  azalır,  $f_v(1-f_c)$  isə böyüyür. Nəticədə

$$[f_c(1-f_v) - f_v(1-f_c)]$$

fərqiindən asılı olan gücləndirmə kəskin surətdə enir. Buradan belə çıxır ki,  $T > T_c$  olduqda yarımkeçirici lazer fasiləsiz rejimdə işləyə bilməz. Təcrübədə  $\lambda = 0.84$  mkm olan GaAs lazerləri daha çox işlənir.  $T = 77$  K olanda arasıkəsilməyən çıxış gücü bir vata çatır, ümumi f.i.ə. 30% olur. Bu lazerlər üçün kvant çıxışı 70% -dir. Yarımkeçirici lazerlər ən effektiv lazerlərdir. Digər yarımkeçirici lazerlərdən  $\lambda = 0.84$  mkm -dən ( $x = 0$ , təmiz GaAs) 0.64mkm -ə qədər ( $x = 0.4$ ) olan  $\text{Ga}(\text{As}_{(1-x)}\text{P}_x)$  növlü lazerləri xatırlayaq. Beləliklə, yarımkeçirici maddənin tərkibini dəyişərək çıxan şüanın dalğa uzunluğunu kəsilməz dəyişmək olar.

Təcrübədən müəyyən edilib ki, yarımkeçirici OKG şüası polyarlaşmışdır, xassələri isə böyük dərəcədə  $T$  -dən asılıdır. Misal üçün  $T = 4.2 \div 125$  K intervalında cərəyan hədd qiyməti 25 dəfə artır. Şüanın sabit tezliyini almaq üçün aşğı və sabit  $T$  -da işləmək lazımdır, çünki fəal maddənin  $T$  -nun dəyişməsi şüalanma spektrinin dəyişməsinə səbəb olur.

Yarımkeçirici lazerində əsas rejim impuls rejimidir. İmpulsda çıxış gücü kristalın həddən artıq qızması ilə məhdudlaşır, impulsun davamətmə müddəti və fəal maddənin temperaturu ilə təyin olunur. GaAs lazerində otaq temperaturunda cərəyanın impulsunun davamətmə müddəti  $\tau = 10^{-8}$  san olduqda və 77 K-də  $\tau = 1$  mksan olduqda şüalanmanın gücü 100 Vt-dir. Fasiləsiz rejimdə şüalanmanın yaranması böyük maraq təşkil edir. OKG -un bu rejimdə işləməsi üçün fəal maddənin qızmasını azaltmaq lazımdır. Bunun üçün cərəyan sıxlığının hədd qiymətini aşağıdakı üsullarla kiçildirlər:

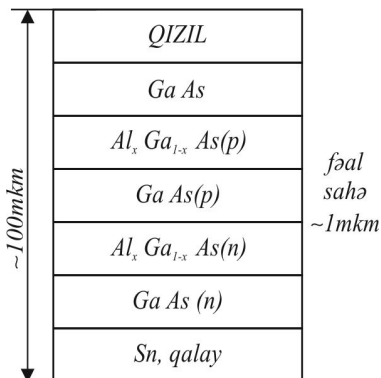
1. Diodun ölçülərinin azaldılması yolu ilə;
2.  $p-n$  keçid müstəvisinə normal olan yarımkeçiricinin bütün dörd səthlərinin cilalanması ilə;

3. Diodda tam daxili qayıtma və nümunünün 2 K qədər soyudulması hesabına. Bu şərtlər olduqda koharent şüalanma gücü ümumi gücün 10% -ni təşkil edir və 10 mVt olur. Müqaisə üçün yada salaq ki, impuls rejimində  $T=4.2\text{ K}$  və orta koharent güc 30 mVt olduqda şüa gücü 280 Vt –a bərabər olur. Fasiləsiz rejimdə keçidin sahəsi  $10^{-3}\text{ sm}^2$  və çıxış gücü təxminən 1 Vt olduqda istilik selinin sıxlığı  $1\text{ kVt/sm}^2$  –dır. GaAs əsasında olan OKG-da 3,2 Vt güc alınmışdır.

İnjesiya lazerinin gücünün artmasından başqa otaq temperaturunda fasiləsiz rejimi almaq maraqlı işdir. Bunun həlli üçün  $p-n$  keçidin keyfiyyətini yaxşılaşdırmaq və diodun istilik müqavimətini azaltmaq lazımdır.

GaAs əsasında olan injeksiya lazerinin optimal şərtləri olduqda f.i.ə. 70% olur. Bu zaman mümkün olan kvant çıxışının f.i.ə. 100% –dir, başqa sözlə desək  $p-n$  keçiddən keçən hər bir elektron foton yaradır. Bu vaxta qədər biz eyni monokristalda  $p-$  və  $n-$  aşqarlarının paylanması ilə yaranan  $p-n$  keçidləri haqqında danışdıq. Belə homokeçid adını daşıyan keçidlərdə sərhəddin hər iki tərəfində kristalın xassələri eynidir.

Əgər bir yarımkəçiricinin monokristallik təbəqəsini digər yarımkəçirici monokristallik altlıqda göyertsək, onda 1963-cü ildə J. Alferov tərəfindən irəli sürülmüş yeni bir hal –hetero quruluş yaranır. Əlbəttə bütövlükdə nümunənin monokristallığının pozulması şərti ilə göyərtmə kristallik qəfəsləri bir –birindən fərqlənməyən yarımkəçirici materiallar üçün mümkündür. Hetero-quruluş kimi  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ – $\text{GaAs}$ ,  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ ,  $\text{CdTe-CdSe}$ , göstərmək olar. Şəkildə qoşa



**Şək. 6.17. Qoşalaşmış heterokeçidə malik olan yarımkəçirici lazer diodunun quruluşu**

laşmış heteroqecidə malik olan yarımkeçirici lazer diodunun quruluşu verilirb (Şək 6.17). Belə quruluşlarda onları aşağı temperatura (77 K) qədər soyudulmamaqla fasiləsiz generasiya almaq olar. Bu diodlarda iki müxtəlif material arasında iki keçid var:  $Al_xGa_{1-x}As(p)$  –  $GaAs$  və  $GaAs$  –  $Al_xGa_{1-x}As(n)$ . Fəal sahənin  $GaAs$  nazik təbəqəsi ( $\sim 1\text{mkm}$ ) təşkil edir. Fasiləsiz generasiyaya aşağıdakı üç effekt hesabına nail olunur:

1. Sındırma əmsalları üçün aşağıdakı şərt ödənməlidir:

$$n_{Al_xGa_{1-x}As} \ll n_{GaAs}$$

(3.4  $\left| \begin{matrix} << 3,6 \\ x=0.4 & x=0 \end{matrix} \right|$ ). Bu o deməkdir ki, optik dalğaötürən effekt vardır.

Lazer generasiyası  $GaAs$  təbəqəsində, gücləndirmə olan sahədə mərkəzləşmişdir.  $p-n$  keçiddən fərqli olaraq şüa artıq doldurma təsiri altına düşməyən sahəyə daxil olmur.

2. Bu halda fəal sahənin sərhədləri daha məhduddur. Buna görə onun ölçüləri kiçik və cərəyan sıxlığı eyni olduğundan elektronların sıxlığı fəal sahədə böyük olur. Nəticədə gücləndirmə artır. Başqa sözlə desək heteroquruluşda  $p-n$  keçid daha kəskin xarakter daşıyır.

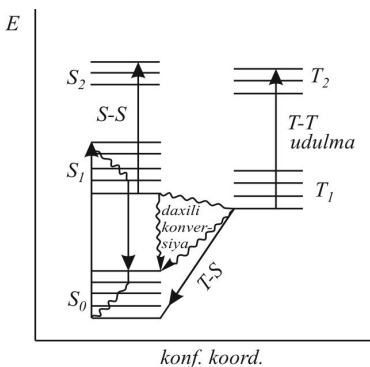
3.  $GaAs(n)$  altlığı kütləsinə və istilikkeçirməsinə görə almaz və ya qalay lövhəyə yapışdırmaqla dioddan istilikaparma asanlaşır. Bu, cərəyan sıxlığının hədd qiymətini  $10^3 \text{ A/sm}^2$  qədər aşağı salmağa imkan verir. Yada salaq ki, otaq temperaturunda işləyən  $p-n$  keçidli impuls diodunun generasiya həddi 100 dəfə çoxdur.

Nəticədə fasiləsiz işləyən yarımkeçirici lazerlərdə davamlı rejimdə otaq temperaturunda 100 mVt çıxış gücü ilə generasiya alınıb. Bu da onların əməli əhəmiyyətini çox artırır. Bu növ lazerlərin əsas tətbiq dairəsini optik liflər xətləri üzrə olan lazer rabitəsi təşkil edir.

## 6.10. Boyayıcı maddələr əsasında lazerlər

Maye əsasında yaradılan lazerlər içərisində boyayıcı maddə lazerləri xüsusi yer tutur. Boyaqlar dedikdə işığı görünən və ya yaxın UB spektr oblastında udan mürəkkəb üzvi birləşmələr nəzərdə tutulur. Şəkildə üzvi boyaq molekullarının enerji səviyyələri sxemi verilmişdir. (dalğavari keçidlərdə şüasız konversiya, düz xətlə radiasiya keçidləri göstərilib (Şək. 6.18). Elektron halları arasında enerji məsafə –  $10^4 \text{ sm}^{-1}$ , rəqsi hallar arasında  $10^3 \text{ sm}^{-1}$ , fırlanma halları arasında  $1 \div 10 \text{ sm}^{-1}$  -dir. Elektron halları elektron spinlərindən asılı olaraq singlet və triplet səviyyələrinə bölünürlər. Tarazlıq halında və otaq temperaturunda ( $E \leq 200 \div 250 \text{ sm}^{-1}$ ) əsas halın aşağı rəqsi – fırlanma səviyyələri doludur.  $S_0 - S_1$  keçidi monoxromatik şüalanma ilə həyacanlaşan halda termin hər hansı bir rəqsi – fırlanma halı Frank-Kondon prinsipinə uyğun olaraq məskunlaşır.

**Frank –Kondon prinsipi:** molekulların bir elektron halından başqasına keçməsi zamanı nə nisbi halında, nə də molekulların atom nüvələrinin  $\nu$  sürətində nəzərə çarpan dəyişikliklər baş vermir. Başqa sözlə potensial əyri-lərin diaqramında keçidlər yalnız şaquli istiqamətdə ola bilərlər.  $S_1$  terminin daxilində artıq qalan enerjinin termallaşması tez ( $\tau_{rel.} = 1 \div 10 \text{ nsan}$ ) baş verir.  $S$  term üçün yaşama müddəti  $\tau_s = 1 \div 5 \text{ nsan}$ , buna



Şək. 6.18. Üzvi boyaq molekullarının enerji səviyyələri

görə  $S_1$  halı tərkibində şüalanmasız relaksasiya  $S_1 - S_0$  şüalanma ilə müşahidə olunan relaksasiyadan tez baş verir.  $S_1$  yuxarı

rəqsi səviyyələri Frank –Kondon prinsipinə uyğun olaraq həyəcanlaşır. Şüalandırmayan relaksasiya prosesində həyəcanlaşma enerjisi əsasən bu halın aşağı rəqsi səviyyələrinə keçir. Aşağı  $S_1$  səviyyəsindən molekul foton buraxaraq  $S_0$  səviyyəsinə keçə bilər. Bu şüalandırıcı relaksasiya flüoressensiya adlanır. Deyilənlərə əsasən şüalanan fotonun enerjisi udulan fotonun enerjisindən kiçikdir, bu da udma spektrinə nisbətən flüoressensiya spektrində stoks sürüşməsinə gətirir. Flüoressensiyanın foton şüalanması da Frank –Kondon prinsipi üzrə gedir (Şək. 6.18 bax). Şüalandırmayan rəqsi relaksasiya prosesində artıq qalmış  $(h\nu_g - h\nu_s)$  enerji boyaq molekullarını və məhlulu qızdırır. Deməli,  $S_1 - S_0$  flüoressensiya üçün start səviyyələri  $S_1$ -in aşağı rəqs səviyyəsi olmalıdır. Bəs  $S_1 - S_0$  şüalanan keçidlər harada qurtarır? Əgər elektron termlərinin tarazlıq konfigurasiyaları  $S_1$  və  $S_0$  fərqlənirlərsə, onda  $S_1 - S_0$  keçidində aşağı səviyyələr Frank-Kondon prinsipinə görə əsas  $S_0$  halının yüksək yerləşmiş səviyyələridir. Bu səviyyələr termik olaraq tutulmamışlar. Beləliklə, doldurmanın dövrü  $S - S$  udmasını,  $S - S$  flüoressensiyasını və  $S_1$ ,  $S_0$  hallarında şüalandırmayan relaksasiyalı keçidləri özündə saxlayaraq dörd səviyyəli sxemə əsasən baş verir. Bu, inversiya alınmasını yüngülləşdirir.

İndi hesab edək ki, həyəcanlaşmış boyaq selektiv rezanator içərisində yerləşib. Sadəlik üçün rezanator birmodalı, birtezliliklidir. Belə rezanatoru flüoressensiya xətti tərkibində bir tezliyə köklədikdə müsbət tərs əlaqə effektivinə görə  $S_1$  terminin uyğun yuxarı səviyyəsində həmin bu tezlikdə enerji səviyyəsinin bosalması əmələ gəlir. Boş qalmış səviyyə daxili termallaşma prosesində dolur. Bu prosesdə yüksək  $\nu$  sürətə görə  $(1 \div 10 \text{ psan})$  əməli olaraq birtezlikli şüalanmanın formalaşmasında  $S_1$  termi ilə yığılmış bütün enerji iştirak edir. Məlumdur ki, boyanın flüoressensiya xətti eni tərtibində rezanator tezliyinin dəyişməsinə uyğun olaraq şüalanma tezliyi dəyişir.  $S_1$  terminə impuls rejiminə qədər  $\tau < \tau_{req.rel.}$  olduqda həmin termi-



nin bütün rəqsi səviyyələrində olan enerji dəyişən tezliklə birtəzlikli şüalanmaya keçir. Dispersiyası olmayan rezanatorada şüalanma maksimal güclənməyə uyğun gələn flüoressensiya xəttinin maksimumunda baş verir.

$S_1 - S_0$  radiasiyalı keçidləri həyəcənlanmış molekulaların  $S_1$  –dən çıxmasının yeganə yolu hesab olunmur:

1.  $S_1$  və digər həyəcənlanmış singlet hallar arasında başqa relaksasiyalı keçidlər də mümkündür.  $S - S$  keçidləri flüoressensiya tezliyində udulma ilə xarakterizə olunur və bu da boyaq lazerində itkilərə səbəbdir. Boyaqlarda  $S - S$  udma spektri yaxşı tədqiq edilmədiyinə görə onun generasiya prosesinə təsiri öyrənilməmişdir. Qeyd edək ki, işlədilən boyaqlarda flüoressensiya və  $S - S$  udma spektrləri üst-üstə düşür.

2. Udulma spektri bu və ya başqa dərəcədə flüoressensiya spektri ilə örtüldüyü zaman  $T - T$  udulması daha çox qorxuludur. Multipletliyi müxtəlif olan hallar arasında (məsələn  $S_1$  və  $T_1$ ) boyagın mürəkkəb molekulalarında şüalandırmayan keçidlər baş verə bilər (interkombinasiyalı  $S - T$  konversiya).  $S - T$  konversiyası  $S_1 - S_0$  şüalanma ilə müşahidə olunan keçidlərin sayını azaldır, bunun nəticəsində flüoressensiyanın kvant çıxışı azalır.  $T_1$  metastabil halı doldurulduqda  $S - T$  konversiyası  $T_1 - T_2$  keçidində boyagın həyəcənlanması ilə artan və generasiyaya mane ola bilən  $T - T$  udulmasını mümkün edir.

$T_1$  – çoxyaşayan metastabil haldır.  $S_0$  -da şüalandırma keçidləri mümkündürsə də, ancaq çox az ehtimallıdır.  $T_1 - S_0^1$  şüalanması –flüoressensiyadır (metastabil  $T$  halından əsas  $S^1$  halına qadağan olunmuş optik keçidlər zamanı yaranır).  $\tau$  sönmə fosforessensiya üçün 1ms-ə qədərdir. Şüalanma xəttinin tipik eni 100–200 Å –dır, bu da inversiyanın alınmasını çətinləşdirir. Belə sistemlərin doldurulmasında yaqut lazeri üçün tələb olunan on dəfə güclü mənbələr lazımdır.

Belə ki, radiasiya yaşama müddətinə təsir etmək mümkün deyil, ancaq  $T_1$  –in daha tez boşalması  $T - T$  udulmasının azalması üçün vacibdir. Məhlula  $T$  halının söndürücülərinin əlavə

olunması  $T_1 - S_0$  şüalandırmayan konversiyanın ehtimalını artırır və onların axtarışı böyük məna kəsb edir. Boyaqlarda lazerlərdə  $T$  halının sönməsi üçün çox effektiv söndürücülər  $C_8H_8$  və  $C_{10}H_{12}$  növündə olan karbohidrogen və oksigendir. Yuxarı lazer səviyyəsinin yaşama müddətini azaltmamaq üçün söndürücülərin konsentrasiyası həddən çox ola bilməz.

Müzakirənin axırında  $S_1$ -in boşalmasının parazit proseslərindən  $S_1$  və  $S_0$  arasında şüalanmayan flüoressensiyanın kvant çıxışını azaldan keçidi (daxili konversiyanı) qeyd edək. Daxili konversiyanın ehtimalı boyagın molekullarının quruluşu ilə təyin olunur və  $S_1$ -in flüoressensiya parçalanma ehtimalına nisbətən böyük deyil. Boyaqlarda flüoressensiyanın kvant çıxışı  $0.01 \div 1.00$  tərtibindədir.

Boyaq məhlullarının impuls rejimində həyəcanlaşması üçün hər şeydən çox şüalanmanın əsas tezlikləri və bərk cisimli lazerin harmonikaları istifadə olunur: yaqut lazerinin harmonikası  $-347$  nm, neodim lazerinin 2, 3 və 1 harmonikaları  $-530$  nm,  $353$  nm və ksenonun  $-172,5$  nm. Müxtəlif həyəcanlaşmış impuls mənbələrinin şüalanma gücü bir kVt –dan  $10$  meqavata qədər dəyişir. Lazerlərə həyəcanlaşma zamanı doldurmanın iki sxemindən istifadə olunur: həyəcanlaşdırıcının sel istiqaməti boyaq generasiyanın istiqamətinə perpendikulyar olduqda eninə və bu iki istiqamət eyni olanda isə onda uzununa. Uzununa sxemdə generasiya xüsusilə effektivdir. Əgər həyəcanlaşma selektiv güzgüdən keçirilsə, bu güzgü doldurma şüasını yaxşı buraxır və boyayıcının generasiyasının spektral oblastında yüksək əksedici əmsala malikdir. Bu tələbi prizma ilə tam daxili qayıtma sxemi qane edir. Belə sxem şüanın və generasiyanın ixtiyari  $\lambda$  –da effektivdir.

Boyaqda lazer şüasının xətti polyarlaşmış işıqla paralel həyəcanlaşması zamanı həmişə polyarlaşmış işıq alınır.

İmpuls lazer mənbələri ilə həyəcanlaşan boyaqlarda lazerin f.i.ə.  $10$  -larla faizə çatır. Neodim şüşə liflərin ikinci harmonikasının doldurma şüalanması ilə rodaminin etanol

məhlulu. 6G üçün maksimal f.i.ə. (75%) alınmışdır. İmpulsu lazerlərlə həyəcanlaşma zamanı boyaqlarda generasiya spektral diapazonun ixtiyari  $\lambda$  –da həyata keçirilir.

Fasiləsiz doldurma mənbəyi olaraq əksər hallarda arqon ion lazeri xidmət edir, spektrin göy və yaşıl hissəsində bir neçə güclü xətdə çıxış gücü bir neçə vata çatır. Boyağın generasiyasının hədd qiymətindən üstün qiymət almaq məqsədi ilə arqon lazerinin şüalanması qeyd edilən gücdə məhlulda kiçik sahədə fokuslanmalıdır (10÷20 mkm). Doldurma enerjisinin effektiv istifadəsi o zaman mümkün olur ki, doldurma zonasının profili və boyağın generasiyasının zonalarının profilləri yüksək dəqiqliklə uyğunlaşsınlar. Maye lazerlərin fasiləsiz optik həyəcanlaşması ilə bağlı olan əsas problemlərdən biri fəal mayədə və rezanatorun elementlərindən güclü doldurma dəstəsi keçməsi nəticəsində əmələ gələn termooptik dəyişilmənin aradan qaldırılmasıdır. Adətən məhlulun termooptik dəyişilməsi həyəcanlaşma başladıqdan sonra bir neçə mikrosaniyədən sonra inkişaf edir. Ona görə də onların təsirini yox etmək üçün məhlulu generasiya zonasından bir neçə mikrosaniyədə elə dəyişirlər ki, fəal oblastdan mayeni tam əvəz etmək olsun. Məhlulun axını üçün analogi tələblər onunla əlaqədardır ki, doldurma təsiri altında əmələ gəlmiş fotodağılmanın komponentlərinin generasiya zonasından çıxarılması vacibdir.

Fasiləsiz lazerlərdə ciddi problemlərdən biri küvetlərin hazırlanması və onların divarlarının çirkinin yanması nəticəsində zədələnməkdən qorumaqdır. Təzə şırnaqlı lazerdə boyağın 17m/san sürəti ilə tökülməsi üçün ucluqdan istifadə olunur.

Nazik məhlul şırnaqlı lazerdə şüalanma tezliyinin dəyişilməsi üçün qoşaşüasıma effektindən istifadə olunur. Bu məqsəd üçün oxu Bryuster bucağı altında yönəlmiş kristallik kvarsdan hazırlanmış üç lövhəcik dəsti xidmət edir. Xətti polyarlaşmış işıq lövhəcik dəstindən keçəndən sonra elliptik polyarlaşır, bu da əksətmə əmsalının böyüməsinə və buraxma

əmsalının azalmasına gətirib çıxarır. Üç lövhəcik tezlik filtri rolunu oynayır. Bunun da buraxması lövhəciklərin fırlanması yolu ilə 20–100% arasında dəyişir. Əgər müxtəlif boyaqlardan istifadə etsək lazer tezliyinin dəyişməsi görünən şüalanma diapazonunu bütünlüklə örtəcək.

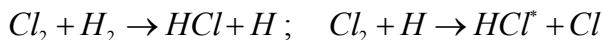
## 6.11. Kimyəvi lazerlər

Kimyəvi lazerlərdə inversiya kimyəvi reaksiya zamanı yaranır. Kimyəvi lazer kimyəvi enerjini birbaşa koherent şüalanma enerjisinə çevirir. Lazerlərdə əvvəlcə doldurma enerjisini lazerin işçi mühitinə daxil etməli və sonra isə onu işçi mühitdən koherent şüalanma şəklində almaq lazımdır. Enerjinin çox miqdarda daxil edilməsi asan deyildir. Kimyəvi lazerdə bu başqa cürdür: kimyəvi qarışıqda lazımi qədər enerji artığı vardır. Yalnız koherent şüalanma şəklinə çevrilməsi üçün effektiv üsul tapmaq lazımdır. Vahid çəkisinə görə kimyəvi qarışığın enerjisi elektrik və ya maqnit yığıcılarının enerjisindən qat –qat çoxdur. Kimyəvi reaksiyalar prosesində ayrılan enerjinin ən təbii akkumulyatoru molekulların rəqsi sərbəstlik dərəcəsidir. Buna görə də kimyəvi lazerlərin əksərində rəqsi səviyyələr arasındakı keçidlərdən istifadə olunur.

Birinci kimyəvi lazer molekulyar  $H_2$  və  $Cl_2$  qatışığı ilə keçən reaksiyaya əsaslanır.  $H_2+Cl_2$  zəncirvari kimyəvi proseslərin klassik nümunəsidir. UB şüalanma ilə  $Cl_2$  molekulu parçalanır:



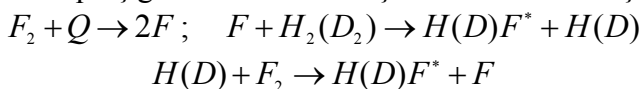
bunlar uzun zəncirvari reaksiyanı başlayırlar:



və s. Birinci pillədə  $HCl$  molekulları həyəcanlaşmamışdır. İkincidə çoxlu enerji ayrılmaqla  $HCl$  molekulları həyəcanlaşır və bunun hesabına generasiya baş verir. Elə görünür ki, hər şey

qaydasındadır, zəncirvari proses elə birbaşa kimyəvi lazerdə işlədi. Əslində isə xlorun atomlarının yaranmasına sərf olunmuş enerji lazer şüalanmasının enerjisindən  $10^3$  dəfə çoxdur. Məlum olur ki, bu reaksiyada birinci pillə zəif kədir və buna görə də bütünlükdə zəncirin inkişafı sürətə görə həyəcanlaşmış molekulların aktivləşmə prosesinə nəzərən geri qalır. Lazer nöqtəyi –nəzərindən  $H_2$  və  $Cl_2$  molekullarının qarışığında olan kimyəvi reaksiya zəncirvari deyil.

$H_2$  molekulu və fluor qarışığından istifadə edərək böyük xemolazer uzun zəncirvari reaksiya tapmaq mümkün oldu. Zəncirvari prosesin inkişafı kinetik nöqtəyi –nəzərindən hidrogen və xlor qarışığında zəncirin inkişafına tamamilə oxşardır:



və s. Zəncirdə hər iki pillədə rəqsi –həyəcanlaşmış  $H(D)F^*$  molekullardır. H və F reaksiya etdiyi zaman ayrılan enerji H və Cl enerjisindən üç dəfə çoxdur və ən vacibi odur ki, H və F arasındakı reaksiyanın hər iki pilləsinin sürəti relaksasiya proseslərinin sürətindən böyükdür. Bu da F –H prosesində uzun xemolazer zəncirinin əmələ gəlməsinə imkan yaradır. Göstərilən nümunədə sərbəst (F) radikallar enerji sərf etmə hesabına yaranır. Lakin sərbəst F xalis kimyəvi yolla da alın bilər. Misal üçün, nəzərə çarpacaq F sərf etməklə  $H_2$  və  $F_2$  qarışığı düzəldək. Bu qarışıq yandıqda çoxlu miqdarda enerji ayrılır və qarışıq qızacaq. 1500 – 2000 K və  $p=1 \div 20$  atm. halda bütün sərf olunmuş molekulyar F atomlara dissosiasiya edir, belə ki, qarışığın əsas komponentləri HF və F –dır. Bu mərhələdə molekulların heç bir qeyri –tarazlıq həyəcanlaşması baş vermir –kimyəvi reaksiyanın bütün enerjisi  $F_2$ -nin dissosiasiyasına və qarışığın qızmasına sərf olunur. Çoxlu miqdarda F almaqla qeyri –tarazlıq həyəcanlaşmış  $HF^*$  molekulları və nəhayət lazer şüalanması əldə etməklə  $F + H_2 \rightarrow HF^* + H$  -in sürətli prosesi yaratmaq olar. Bunu necə etməli? Radikalların

iştirakı ilə gedən reaksiyalar çox sürətlidir və reagentlərin qabaqcadan qarışdırılması mümkün deyil. Burada sürətli qaz axınında reagentlərin qarışma texnikası köməyə gəlir. İmpuls təsirli kimyəvi lazerlərin quruluşunun əsas hissələri aşağıdakılardır:

1. Reaktor. Burada sürətli kimyəvi reaksiya gedir və bunun nəticəsində fəal mühit yaranır; 2. Optik rezonator; 3. Reaksiyanı törədən sistem; 4. Reagent qarışığının hazırlanması və reaktora daxil olunması; 5. İşlənmiş məhsulların çıxarılması sistemi.

Reaksiyanın törənməsi impuls lampasından gələn UB şüalanma ilə həyata keçirilir. Bunu habelə yüksək enerjili elektronlar seli və ya elektrik cərəyanının reaktordakı kimyəvi reagent qarışığından keçməsi ilə almaq olar. Aşağıdakı qatışıqlardan istifadə etmək olar:  $H_2+F_2$ ;  $D_2+F_2$ ;  $D_2+F_2+CO_2$ . Çox vaxt inert bufer qazından istifadə olunur ki, bu qatışığın qızmasına və fəal mühit yaradan relaksasiya proseslərin sürətlənməsinə səbəb olur.

Zəncirvari HF reaksiyası əsasında lazerin xarakteristikalarını araşdırmaq. Aydın ki, optimal iş rejimini tapmaq olar: yüksək xüsusi enerji ayrılması 100 C/l-atm reaksiyanın başlanmasına sərf olunan kiçik enerji qiymətinə uyğundur. Tətbiq olunan lazerdə reaksiyanın başlamasına sərf olunan hər bir coul enerjiyə lazer 9.4 C şüalandırır. Bu istifadə olunan qatışıqda xemolazer zənciri vastəsilə həyata keçirilir. Reaksiyanın daha güclü törənməsi hesabına sürətlənməsi lazer şüalanmasının böyük kimyəvi f.i.ə. 22% ilə rekord xüsusi enerjisinə 400 C/l-atm nail olmağa imkan verir. Lakin reaksiyanın törənməsinə sərf olunan enerji artır: sərf olunan hər bir coul enerji lazer şüalanmasının 1,5 C enerjisinə çevrilir. Şüalanma enerjisinin qeyri –mütənasib artımı aşağıdakı kimi izah olunur: 1. Reaksiya prosesi zamanı  $H_2$  və  $F_2$  komponentlərinin konsentrasiyası yavaş –yavaş azalır, reaksiya yavaşır. 2. Qatışıq çox qızır, bu da fəal mühitə mənfi təsir

göstərir. Nəhayət, həyəcanlaşmış molekulların aktivləşməsi-ni sürətləndirərək sərf olunan HF molekullar eləcə də mühiti pozurlar. Bu vəziyyət eyni zamanda  $H_2$ -ni  $D_2$  ilə əvəz etdikdə və qatışığa ( $D_2 + F_2$ ) karbon qazının molekullarını əlavə etdikdə də baş verir. Hal – hazırda aşağıdakı impuls lazerləri yaradılmışdır:  $SF_6 + H_2$  və  $H_2 + Br_2$  və s.

Fasiləsiz generasiya əldə etmək üçün reaktordakı reagentləri tez dəyişmək və fasiləsiz rejimdə kimyəvi fəal mərkəzləri yaratmaq lazımdır. Reaksiyalar tez getdiyindən reaktordakı maddələri dəyişmək məqsədi ilə axının səsə yaxın və ya ifrat səs sürətləri yaratmaq vacibdir. Fasiləsiz kimyəvi lazerlər kimyəvi fəal mərkəz mənbəyindən, sərbəst atom və ya molekulyar radikalların digər komponentlə qatışıq sistemindən (burada digər komponentlə reaksiya həyəcanlaşmış molekullar verir), fəal mühit yaradan reaktordan və nəhayət optik rezonatorlardan ibarətdir. Bundan başqa giriş komponentlərin daxil olması və istifadə olunmuş reagentlərin çıxarılması lazımdır. Reaksiyası istiliklə başlanan HF(DF) lazerin quruluşu ilə tanış olaq. Atomar yaranan yanma kamerasına molekulyar  $F_2$ ,  $H_2$  və He daxil edilir. Ftorun miqdarı hidrogenə nisbətən çoxdur. Kamerada hidrogenin ftorda adi tarazlıq yanması baş verir. Bu zaman  $F_2$  artığın dissosiasiyasına lazımi istilik ayrılır. Yanma kamerasında komponentlərin nisbəti elə götürülür ki, F molekulların artığının tam dissosiasiyası təmin edilsin. Bunun üçün  $T = 1500 \div 1800$  K tələb olunur. Çox qızdırılmış qatışıqda mühit yaratmaq üçün reaksiyadan istifadə etmək olmaz çünki qatışığı soyutmaq vacibdir. Bunun üçün qatışığı selin ifrat səs sürətlərə qədər qovaraq ucluqlar çeşidindən buraxırlar. Ucluq çıxışında  $D$  molekulları selə qarışdırılır, nəticədə  $F + D_2 \rightarrow DF^* + D$  bu reaksiya generasiya edən rəqsi – həyəcanlaşmış molekullar yaradır. Burada əsas məsələ qarışdırılmadır, bu da tez edilməlidir. Bunun üçün ucluq bloku mono yox, kiçik ucluqlardan ibarət olan qəfəsdir. Bu kiçik ucluqlar ümumi seli kəsiyi kiçik  $1 \div 2$  mm olan axınlara bölür.

D molekulları da reagentlərin effektiv qarışması məqsədi ilə eləcə kəsiyi kiçik olan axın formasında verilir. Ucluq blokunda axının qovulması digər məsələləri də həll edir. Sel kiçik sürətdə olduqda onun istiqamətində generasiya zonasının eni kiçik olur, bunun üçün də lazer şüasının alınması çətinləşir. Əks halda onun eni santimetr tərtibindədir. Bu isə yaxşı keyfiyyətli şüanın alınması üçün kifayətdir. İfrat səs sürəti ilə yayılan sel maddənin sürətli axınını təmin edir, bu da nisbətən ucluq qəfəslərinin kiçik səthlərində güclü şüalanma alınmasına imkan verir. He nə üçündür? Ftorun D ilə reaksiyasında böyük enerji alınır. Bunun bir hissəsi (15) lazer şüası ilə aparılır, qalan hissəsi isə seli qızdırır. Qaz dinamikasından məlum olduğu kimi qızma ifrat səs axınını kəskin şəkildə sürətini azalda bilər, ifrat səs axın prosesini boğa da bilər (onları səsə çatdırana qədər). Bu isə generasiyaya lazım olan şərtləri poza bilər. İfrat səs axınının kimyəvi reaksiyada iştirak etməyən inert qaz ilə qarışdırılması 1 ton qaz selində ayrılan istiliyi azaldır, bu da qızmanın qarşısını alır.

Ftor və He seli ilə çıxan HF reaksiya prosesində eyni zamanda alınan məhsuldur. Bu lazerdə şüalandırıcı yox, əksinə lazer zonasında həyəcanlaşmış molekulları aktivləşmiş etməklə mənfi rol oynayır. Bunun üçün yanma kamerasında hidrogen istifadə olunduqda lazer zonasına D əlavə edilir. Əgər generasiya HF –da alınarsa, onda yanma kamerasına ya D, ya da reaksiya məhsulları arasında rəqsi həyəcanlaşmış HF\*-u söndürən molekullar olmayan başqa yanacaqlar əlavə edilir.

Müəllif əlyazmanı redaktə etdiyinə görə sevimli anasına Hürriyyət Dadaş qızı Qasimovaya öz dərin minnətdarlığını və fizika fakültəsinin əməkdaşları H. Əhmədova, A. Kazımzadəyə təşəkkürünü bildirir.



## MÜNDƏRİCAT

|                                                                                                                                       |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Giriş                                                                                                                                 | 6   |
| 1. Şüalanma ilə maddənin qarşılıqlı təsiri                                                                                            | 7   |
| 1.1. Spontan və məcburi şüalanma                                                                                                      | 7   |
| 1.2. Uduşma. Uduşma əmsali                                                                                                            | 10  |
| 1.3. Xarici sahədə kvant keçidləri                                                                                                    | 14  |
| 2. Spektral xətlərin forması                                                                                                          | 19  |
| 3. İnversiya yaradılması üsulları                                                                                                     | 23  |
| 4. Optik rezonatorlar                                                                                                                 | 28  |
| 5. Lazerin iş prinsipi                                                                                                                | 35  |
| 6. Lazerlərin növləri                                                                                                                 | 50  |
| 6.1. Bərk cisimli lazerlər: bərk cisimli mühitlər<br>yaqut neodimium lazerlərinin enerji səviyyələrinin<br>sxemi, spektri və quruluşu | 50  |
| 6.2. Yaqut lazeri                                                                                                                     | 59  |
| 6.3. Neodim lazeri                                                                                                                    | 63  |
| 6.4. Neytral atomlar əsasında qaz lazerləri                                                                                           | 64  |
| 6.5. İon lazerləri                                                                                                                    | 75  |
| 6.6. Molekulyar lazerlər                                                                                                              | 80  |
| 6.7. Eksimer lazerlər                                                                                                                 | 92  |
| 6.8. Metal buxarı əsasında lazerlər                                                                                                   | 94  |
| 6.9. Yarımkəçirici lazerlər                                                                                                           | 98  |
| 6.10. Boyayıcı maddələr əsasında lazerlər                                                                                             | 105 |
| 6.11. Kimyəvi lazerlər                                                                                                                | 110 |

Программно –методическое издание  
ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Составители: Р.Дж. Касумова, Р.А. Карамалиев  
Издательство Бакинского университета, 1991  
(на азербайджанском языке)

Proqram –metodikı nəşr  
KVANT ELEKTRONİKASININ ƏSASLARI  
Tərtibçilər: R.C. Qasımova, R.Ə. Kərəməliyev

Çapa imzalanmışdır 16.X.91. Mətbəə kağızı № I.  
Kağız formatı 60x84. fiziki çap vərəqi 5,0. Nəşr çap vərəqi 5,0.  
Sifariş 369. Tirajı 100. Qiyməti 1 man.

---

BDU nəşriyyatının mətbəəsi  
370145. Bakı, akad. Z. Xəlilov küçəsi 23