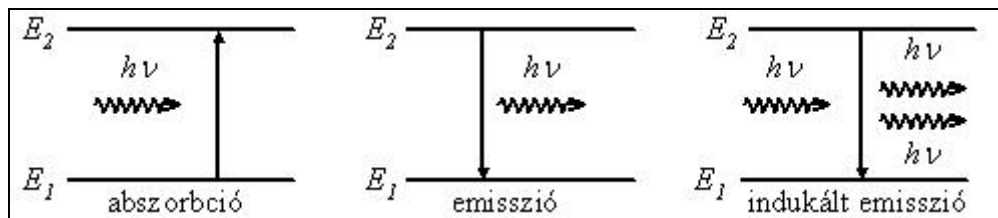


# A lézerek működési elve, indukált emisszió, populációinverzió, tükörrezonátor

## A rubinlézer és a He-Ne lézer. A lézerfény tulajdonságai

### Az indukált emisszió

Einstein jött rá először arra, hogy a korábban tanított abszorpció és emisszió mellett kell léteznie egy harmadik elemi atomi folyamatnak, ami indukált emissziónak nevezünk. A folyamat során a gerjesztett atomot olyan frekvenciájú foton éri el, amelyet ő maga is ki tudna bocsátani. A bejövő foton hatására ez a kibocsátás meg is történik, miközben az atom gerjesztettsége megszűnik. A beérkező (az atom mellett elhaladó) foton tehát egy második foton emisszióját indukálja. A második foton az eredetivel megegyező frekvenciájú, vele azonos irányban halad, fázisuk azonos. Az ilyen tulajdonságú fotonok koherensek.



*Elemi atomi fotonos folyamatok*

Hogy a két emissziós folyamatot még jobban megkülönböztessük, a magától bekövetkező, eddig csak emisszióknak nevezett elemi atomi folyamatot a továbbiakban spontán emisszióknak nevezzük. Ez a folyamat tehát csupán az atom energiaminimumra törekvése miatt, magától, minden külső körülménytől függetlenül bekövetkezik, de nem azonnal. A folyamat időigénye, azaz a gerjesztett állapot élettartama tipikusan  $\sim 10^{-8}$  s, de ettől jelentős eltérések is lehetnek (az ún. metastabil állapotoké milliószer hosszabb ideig is létezhetnek). Ezzel szemben az indukált emisszió időnkésés nélkül, azonnal bekövetkezik.

Most pedig (Einstein nyomán) vizsgáljuk meg a három elemi folyamat bekövetkezésének valószínűségeit!

Az abszorpció során tehát pontosan annyi atom kerül gerjesztett állapotba, mint amennyi foton elnyelődik. Az időegység alatt elnyelt fotonok száma ( $N_{foton}^{absz}$ ) nyilvánvalóan arányos a beérkező (megfelelő frekvenciájú) fény  $I(f)$  intenzitásával és az alapállapotú atomok  $N_1$  számával. A folyamat során az alapállapotú atomok száma csökken, ezért  $\Delta N_1^a$  előjele negatív:

$N_{foton}^{absz} = -\Delta N_1^a = B_{12} N_1 I(f)$ . A  $B_{12}$  állandó jellemző az atomra, az abszorpció Einstein-féle valószínűségi tényezője.

A spontán emisszió nem függ külső körülményektől, tehát a száma csak a gerjesztett állapotú atomok  $N_2$  számától függ. Minden spontán emittált foton eggyel növeli az alapállapotú atomok számát, mert közben az atom gerjesztettsége megszűnik. Időegység alatt tehát:

$$N_{foton}^{sp.em} = \Delta N_1^{sp} = A_{21} N_2 . \text{ Az } A_{21} \text{ mennyiség a spontán emisszió Einstein-féle tényezője.}$$

Az indukált emisszió valószínűsége függ a beérkező (megfelelő frekvenciájú) fény  $I(f)$  intenzitásától és a gerjesztett állapotú atomok  $N_2$  számától. Az alapállapotú atomok száma az indukált emisszió során is nyilvánvalóan növekszik:  $N_{foton}^{ind.em} = \Delta N_1^{ie} = B_{21} N_2 I(f)$ . A  $B_{21}$  atomi állandó az indukált emisszió Einstein-féle valószínűségi tényezője.

Itt nem részletezett gondolatmenettel Einstein belátta, hogy:

- $\frac{A_{21}}{B_{21}} = Khf^3$  , azaz a spontán és indukált emisszió valószínűségi tényezőinek az aránya a frekvencia köbével arányos. Az indukált emisszió tehát inkább a kisebb frekvenciákra jellemző.
- $B_{12} = B_{21}$  ( $= B$ ), azaz az abszorpció és a spontán emisszió Einstein féle valószínűségi tényezője megegyezik. Tehát egy alapállapotú atom pontosan ugyanakkora valószínűséggel abszorbeál egy foton, mint amekkora valószínűséggel kényszerít indukált emisszióra egy gerjesztett atomot egy foton.

### **Lézerek működési elve, általános felépítésük. A populációinverzió.**

A lézer szó az angol LASER szóból származik. Ez utóbbi egy mozaikszó: Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation, ami magyarul azt jelenti, hogy: fényerősítés a sugárzás indukált emissziójával. A lézer működéséhez tehát az szükséges, hogy domináljon az indukált emisszió, és a fény általa erősödjön. Nézzük meg ezeket a feltételeket külön-külön! Először vizsgáljuk meg a spontán módon és indukált emisszióval kibocsájtott fotonok arányát!

$$\frac{N_{foton}^{sp.em}}{N_{foton}^{ind.em}} = \frac{A_{21} N_2}{B_{21} N_2 I(f)} = \frac{Khf^3}{I(f)}$$

Látható, hogy bármilyen  $f$  frekvencián létezik egy  $I(f)$  intenzitás, amelynél a kétféle módon kibocsájtott fotonok száma megegyezik. Ennél kisebb intenzitásnál mindig a spontán emisszió, fölötte az indukált emisszió dominál. Ez a kritikus intenzitás azonban a frekvencia köbével arányos. Tehát kis frekvenciákon (pl: mikrohullám) már igen kis intenzitásnál is az indukált emisszió dominál. Nagyobb frekvenciákon (pl. UV sugárzás) azonban a spontán emisszió dominanciája csak igen nagy intenzitásoknál szűnik meg. A képlet alapján megérthetjük azt is,

hogy miért a mikrohullámú tartományban működött először az indukált emisszió alapuló erősítés. (A lézerek elődjeinek tekinthető MASER-ek nevének első betűje a mikrohullámra utal.)

Tekintsük most az emittált és abszorbeált fotonok számának arányát!

$$\frac{N_{foton}^{sp.em} + N_{foton}^{ind.em}}{N_{foton}^{absz}} = \frac{A_{21}N_2 + BN_2I(f)}{BN_1I(f)} \rightarrow \frac{BN_2I(f)}{BN_1I(f)} = \frac{N_2}{N_1}$$

Van olyan nagy fényintenzitás, amelynél a számláló első tagja elhanyagolható a második mellett, azaz a spontán emisszióval már nem kell számolni. Akkor ez a hányados egyszerűsödik és végeredményben a gerjesztett és az alapállapotú atomok számának az arányához tart. Ha tehát több az alapállapotú atom, mint a gerjesztett, akkor több az abszorpció, mint az emisszió. A fotonok száma fogy, a sugárzás elnyelődik az anyagban. Ha a gerjesztett atomok száma nagyobb, akkor az emisszió meghaladja az abszorpciót, a sugárzás az anyagban erősödik.

Hőmérsékleti egyensúlyban közelítőleg érvényes a Boltzmann-eloszlás ( $N_i = N_0 e^{-\frac{E_i}{kT}}$ ). tehát alapállapotban mindig több atom található ( $N_1 > N_2$ ). Ebben az állapotban – amit normál populációnak nevezhetünk – tehát dominál az abszorpció, a fény az anyagban elnyelődik.

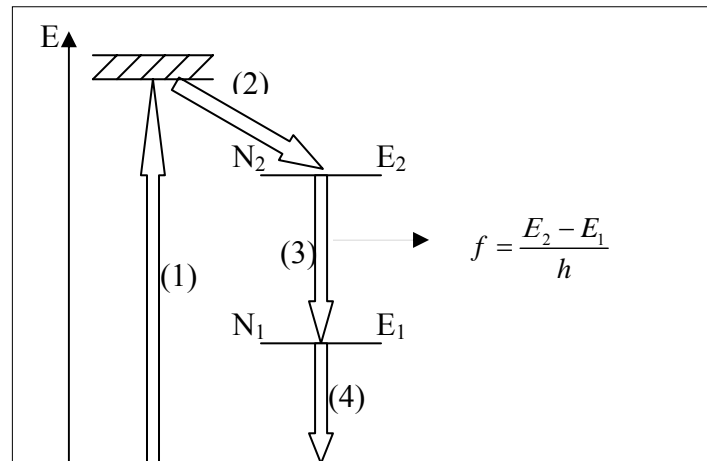
Ha a helyzet fordított, azaz a gerjesztett állapotú atomok vannak többségben ( $N_1 < N_2$ ), akkor viszont az anyagba belépő sugárzás erősödik. Ilyet a hétköznapi életben nem szoktunk tapasztalni, ez a fordított állapot „magától” nem szokott bekövetkezni. Nagyon különleges anyagokban különleges körülmények között azonban megvalósíthatjuk ezt a fordított populációt, amit szokás populációinverzióknak is nevezni. A populációinverzió tehát a sugárzás közegebeli erősödésének alapvető feltétele. (De önmagában ez nem elegendő, hisz kis intenzitásnál a spontán emisszióval is számolni kell.)

### A lézerek négy energiaszintje

A populációinverziót igen nehéz (talán lehetetlen) lenne megvalósítani egy olyan rendszerben, amely csak két energiaszinttel rendelkező atomokból áll.

A lézerműködéshez elengedhetetlenül szükséges populációinverzió csak a termikus egyensúlytól távoli rendszerekben valósulhat meg. Ilyen rendszert csak úgy hozhatunk létre, hogy a rendszerbe folyamatosan energiát táplálunk. A bevitt energiával az atomi elektronokat szelektív módon magasabban gerjesztett állapotokba juttatjuk. Ezek az elektronok aztán egyre kisebb energiájú gerjesztett állapotokon keresztül törekednek az alapállapotba jutni. E folyamat során a hosszabb élettartamú gerjesztett állapotokban (amelyeket metastabil állapotoknak nevezünk) nyilvánvalóan több elektron tartózkodik, mint a rövidebb élettartamúakban. Ha közülük a

hosszabb élettartamú nívó van feljebb, akkor a populációinverziót e két szint között máris megvalósítottuk. Ehhez azonban valóságos rendszerekben több energiaszintre is szükség van, a tipikus lézerben minimálisan négy energiaszint van, amelyekhez négy elemi energiaátadó lépés tartozik.



*A lézerek négy energiaszintje és a négy elemi energiaátadó lépés*

Az (1) lépésben az atomot valamilyen hatékony és szelektív mechanizmus segítségével egy, a lézernívók fölötti (esetleg azzal egybeeső energiájú) szintre juttatjuk. Erről a szintről (esetleg szintekről) az elektronok igen gyorsan a felső lézerszintre jutnak. Ez a (2) jelű lépés legtöbbször sugárzásmentes átmenet, a közben felszabadult energia a lézeranyagot melegíti. Ezt követi az  $E_2$  és  $E_1$  szintek közötti lézerátmenet (3), amely során a lézerfényt alkotó fotonok egyike is kisugárzódik. A populációinverzió akkor állhat fenn, ha az alsó lézerszint igen gyorsan kiürül (4). Az ilyen típusú energiadiagrammal rendelkező lézereket négy szintű lézereknek nevezzük.

Egyes lézerekben ez (4) lépés hiányozhat (azaz az alsó lézerszint az alapállapot), ekkor a populációinverzió megvalósítása sokkal nehezebb. Ez utóbbi esetben a lézer háromszintű.

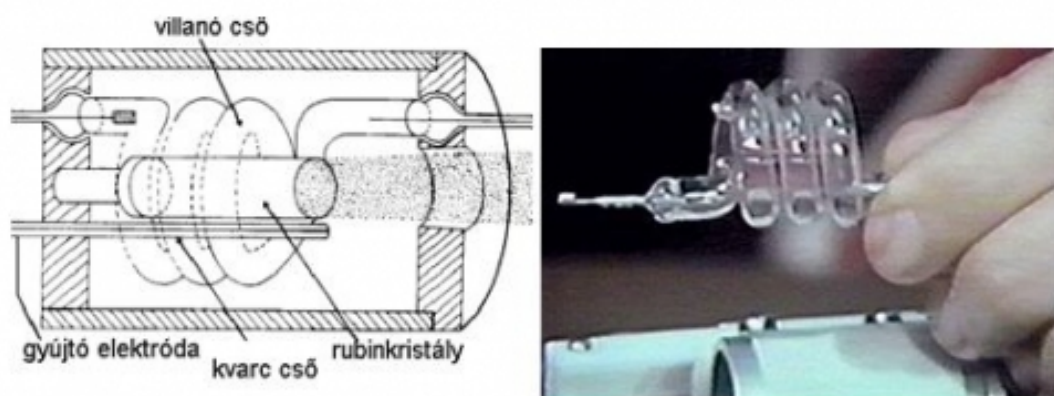
## A gerjesztés módjai

### Gerjesztés fényvel

Ha a lézeranyag – amelyben tehát a populációinverzió megvalósul és ezáltal a fény indukált emisszió révén erősödik – szilárd fázisú, akkor a gerjesztési energiát általában fény formájában visszük be a közegbe. Az (1) lépés tehát a fény abszorpciója, amelynek során a foton teljes energiája átadódik az atomnak. A foton energiájának tehát pontosan meg kell egyeznie az (1) lépés felső és alsó energia szintjeinek különbségeivel. A gerjesztés akkor hatékony, ha a fotonok zöme megfelelő energiájú. Tehát például fehér fény esetén a felső nívónak nagyon szélesnek kell lennie. Ha a felső nívó keskeny, akkor viszont közel monokromatikus fényt kell gerjesztéshez használni.

Az első lézerekben a populáció inverziót még nem tudták folyamatosan fenntartani, a fényt villanólámpa (xenonlámpa) szolgáltatta. Folyamatos működésű (CW = continuous wave) lézereket természetesen folytonos fénnel kell táplálni. Ez ma leginkább LED-del vagy egy másik lézerrel (félvezető lézerrel) lehetséges.

Geometriailag a lámpa csavarvonalaszerűen is körbeveheti a lézeranyagot. Az első működő lézerben, amely rubinlézer volt (Maiman, 1960.), ez történt. Igen hatékony a fény átvitele a lámpából a lézeranyagba, ha ezek egy ellipszoid tükör (ellipszis alapú hasáb) egy-egy fókuszvonalán vannak. (Az ellipszoid tükör egyik fókuszpontjából induló fénysugarak mindegyike eljut a másik fókuszpontba.)



*Rubinlézer gerjesztése csavarvonal alakú villanó lámpával*

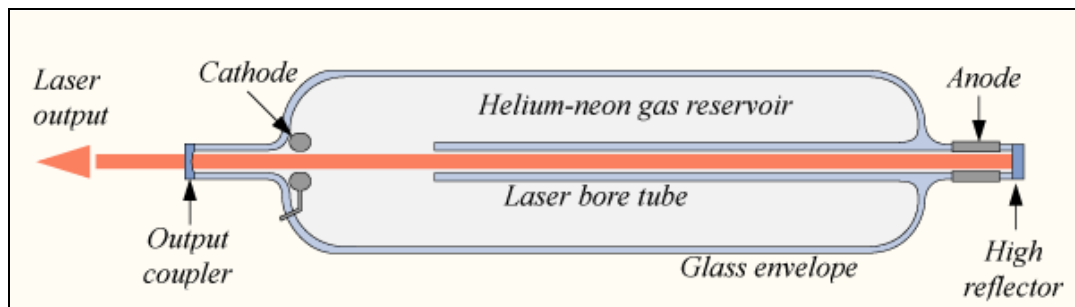
### **Gerjesztés elektromos kisüléssel (gázban)**

Gőzfázisú lézeranyag esetén – és félvezető lézeranyag esetén is – a gerjesztési energiát közvetlenül elektromos árammal célszerű a lézeranyagba bevinni. Ezért a gázlézerek lényegében (a fénycsövekhez hasonló) kisülésű csövek. A kisülés lehet önfenntartó, amikor a töltéshordozók (elektronok és ionok) maguk is a kisülési folyamatokban keletkeznek. De lehetnek nem önfenntartók is, ekkor a töltéshordozókat valamilyen más mechanizmussal kell a lézeranyagban létrehozni.

Önfenntartó kisülés csak kis nyomású gázokban lehetséges. Ekkor a gáz annyira ritka, hogy az elektronok két ütközés között az ionizációs energiának megfelelő mozgási energiára tudnak gyorsulni. Az atommal ütköző elektron – a fotonnal ellentétben – nem veszik el az ütközés során, energiája egy részét megtartja. Az ionizációs energiát meghaladó energiájú elektronok – az energiájuktól függő mértékben ugyan, de képesek ionizációra is és/vagy gerjesztésre is. Az ionizáció során elektron keletkezik (ami a kisülés fenntartásához szükséges), a gerjesztés pedig a lézerműködés első lépése. Az önfenntartó kisülést általában a lézer tengelye irányába mutató

elektromos térrel (axiális felépítés) valószínűsítjük meg. Nagy nyomású gázban az elektronok szabad úthossza túl kicsi, ezért önálló kisülés bennük nem lehetséges. Ilyenkor a szabad töltéshordozókat más módszerrel (pl. ionizáció UV fénnel, elektronágyú, stb.) kell bevinnünk.

Megjegyezzük, hogy a félvezető lézerekben is a lézertanyagon átfolyó áram által bevitt energia tartja fenn a lézerműködést. Itt azonban a felső lézernívóra nem ütközés révén jutnak fel az elektronok.



*Gerjesztés axiális (tengelyirányú) elektromos kisüléssel*

## A tükörrezonátor

Tételezzük fel, hogy az előző pontokban leírtak mindegyike teljesül. A megfelelő lézertanyagba megfelelő módon energiát pumpálunk és két meghatározott energiaszintre teljesül a populációinverzió feltétele. Ekkor a lézertanyagban elindult megfelelő frekvenciájú sugárzás exponenciálisan erősödik. Az első foton nyilvánvalóan csak spontán emisszióval keletkezhet, de a szaporodása indukált emisszióval történik. Mivel a lézertek tengelye mentén a sugárzás sokkal hosszabb utat tud a lézertanyagban megtenni, mint más irányokban, ezért az ilyen irányú sugárzás erősödik fel a legjobban. Ezt a hatást tovább fokozhatjuk, ha a tengelyre merőlegesen egy tükröt helyezünk el és a sugárzást a lézertanyagba visszajuttatjuk. Ezáltal a sugárzás sokkal hosszabb úton fog erősödni, végleg elnyomva minden más irányú sugárzást. Ha a lézertanyag másik oldalán is elhelyezünk egy tükröt – párhuzamosan az elsővel – akkor az oda-vissza verődések sorozatán keresztül a sugárzás tetszőleges szintig erősödhet. Valójában ez az erősödés nem tart a végtelenig, mert nagy intenzitásoknál az indukált emisszió lecsökkenti  $N_2$ -t. Ez a csökkenés határesetben  $N_1$ -ig tarthat, ekkor az indukált emisszió egyensúlyba kerül az abszorpcióval, a sugárzás nem erősödik tovább.

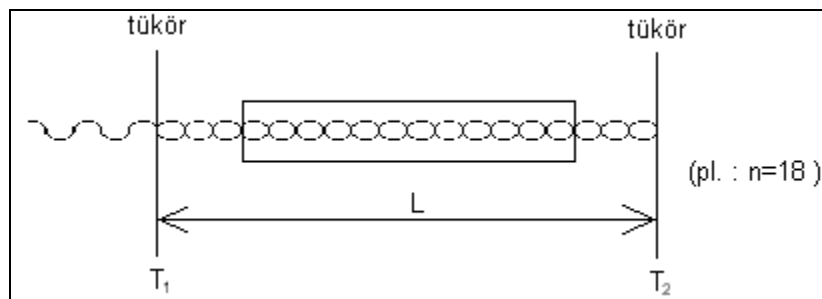
A két tükrök egyikének természetesen félig átteresztőnek kell lennie, hogy a sugárzás egy részét kicsatolhassuk a lézertből, azaz lézertugarat nyerjünk. A másik tükörnek azonban lehetőleg 100 %-os reflexiójának kell lennie (zárótükrök). Fontos hangsúlyozni, hogy a lézerttechnika tükrei általában nem közönségesek, hanem a vékony réteg interferencián alapuló tükrök. Ezek csak az

erősíteni kívánt egyetlen frekvenciát (és szűk környezetét) verik vissza – de azt 100 %-osan – a többit átengedik. Ezáltal a gerjesztő fény a tükrön keresztül is becsatolható a lézerműanyagba, a lézer működéséhez nem szükséges fotonok viszont ugyanitt erősödés nélkül elhagyják azt.

Ismeretes, hogy a belső és visszavert hullámok interferenciája állóhullámot eredményez. Az állóhullámban a helyfüggés a fázisból az amplitúdóba tevődik át, ami maximális amplitúdójú (duzzadóhely) és zérus amplitúdójú (csomópont) helyeket eredményez a lézer tengelye mentén. Mivel a tükrök felületén mindenképpen csomópont van és két szomszédos csomópont távolsága  $\lambda/2$ , ezért a két tükör távolsága ennek egész számú többszöröse kell, hogy legyen. Ha a tükrök távolsága (azaz a tükör rezonátor  $L$  hossza) ettől eltér, akkor a sugárzás a rezonátorban nem erősödik. A valóságban inkább az a helyzet, hogy a tükör rezonátor a ráeső sugárzásokból a

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (\text{ahol } n \text{ egész szám})$$

feltételnek megfelelő sugárzásokat szelektív módon felerősíti. Az ábrán egy tükörrezonátor sematikus rajza látható, a bal oldali a félig áteresztő tükör, azaz a kicsatoló tükör. Ebben a rezonátorban csak 18 db félhullám fér el.



*A tükörrezonátor sémája*

A gyakorlatban  $n$  ennél általában sokkal nagyobb, például egy 0,3 m-es rezonátorban a 633 nm hullámhosszú vörös fényből kb. 948 ezer félhullám fér el.

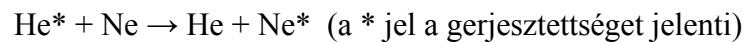
A tükörrezonátort – különösen az elektromérnöki személet szerint – felfoghatjuk úgy is, hogy ez szolgáltatja az erősítő visszacsatolását. Ez a visszacsatolás a rezonanciafrekvenciákon pozitív, ilyenkor az erősítő „begerjed”, más frekvenciákon a visszacsatolás negatív. A lézert általában pozitívan visszacsatolt rezgéskeltőként és nem külső, gyenge jelek erősítésére használjuk.

A tükörrezonátor a lézerműködésnek nem elengedhetetlen feltétele. Vannak olyan lézerek, amelyek nem tartalmazzák (pl. röntgen-lézer).

## A fontosabb lézertípusok konkrét konstrukciói, működésük és jellemzőik

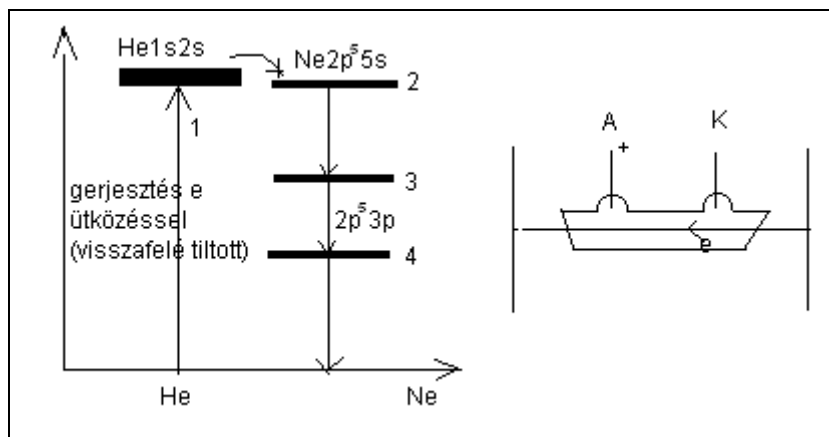
### Gázlézerek: a He-Ne lézer

A hélium-neon lézer egy néhány mm vastag és néhány dm hosszú kisülési cső, amelyben kisnyomású (néhány mbar) hélium-neon gázkeverék van, amelyben a hélium és neon aránya tipikusan 7:1. Az elektródák a kisülési cső két végén (vagy annak közelében) vannak elhelyezve. Az elektromos kisülésben az elektronokkal történő ütközések során a gáztatomok gerjesztődnek és ionizálódnak. A legfontosabb gerjesztés a többségben lévő hélium atomoknak az alapállapotból ( $1s^2$ ) az első gerjesztett állapotba ( $1s2s$ ) történő gerjesztése, amelyhez meglehetősen nagy energia szükséges ( $\sim 20,5$  eV). A kialakult gerjesztett állapot metastabil, mert visszafelé az emissziós folyamattal történő átmenet tiltott. Ebben a gerjesztett állapotban tehát a hélium atomok nagyon felszaporodnak. A neonatomnak azonban van egy pontosan ilyen energiájú gerjesztett állapota ( $2p^55s$ ), amelynek ez a gerjesztési energia ütközéssel átadható. Ezt az ütközési folyamatot szokás másodfajú ütközésnek is nevezni:



A héliumatomok tehát másodfajú ütközéssel jutnak vissza az alapállapotba, a 20,5 eV-es gerjesztési energiák pedig (szinte kivétel nélkül) a neon atomokhoz jutnak. A neon atomok pedig nem adják vissza, mert a  $2p^55s$  állapotuk viszonylag gyorsan elbomlik.

Fontos hangsúlyozni, hogy a másodfajú ütközés következtében a neonatomok úgy tudnak a  $2p^55s$  gerjesztett állapotba kerülni, hogy az alacsonyabb energiájú gerjesztett állapotokat kihagyják. Elvben ugyan a neon  $2p^55s$  gerjesztése közvetlenül elektronütközéssel is bekövetkezhet (és ekkor az alsóbb állapotok is gerjednek), de ez a neon kis aránya miatt kisebb valószínűségű.



A He-Ne lézer energiaszintjei



A populációinverzió tehát, a kisebbségben lévő neonatomok két olyan magasan gerjesztett állapota között valósulhat meg, ahol az alsó nívó rövidebb élettartamú. A mai He-Ne lézerekben a  $2p^55s$  állapot jelenti a felső lézernívót, a  $2p^53p$  pedig az alsót, a közöttük történő átmenet során a lézer 633 nm hullámhosszúságú vörös színű fényt bocsájt ki. Mint említettük, az alsó lézernívó (a  $2p^53p$  állapoton keresztül) gyorsan kiürül. Az elmondottakból következik, hogy a He-Ne lézer négszintű (alapállapot, He( $1s2s$ ), Ne( $2p^55s$ ), Ne( $2p^53p$ )) és folytonos üzemű.

Ennek a lézer típusnak a hátránya, hogy nagyon magasan van a He  $1s2s$  gerjesztett állapota (20,5 eV), a lézer foton energiája ennél éppen egy nagyságrenddel kisebb (~2,0 eV). Ez a tény eleve 10% alá viszi a hatásfokot. Számos itt nem részletezett atomfizikai folyamat ennek a töredékére csökkenti az elvi hatásfokot, a gyakorlati hatásfok pedig az 1%-ot sem éri el. A He-Ne lézerek általában csak néhány mW teljesítményűek.

A nemesgáz töltés nagy előnye, hogy az a lézerműködés során nem használódik el, nem keletkeznek a lézerműködést károsan befolyásoló a lézerből eltávolítandó vegyületek

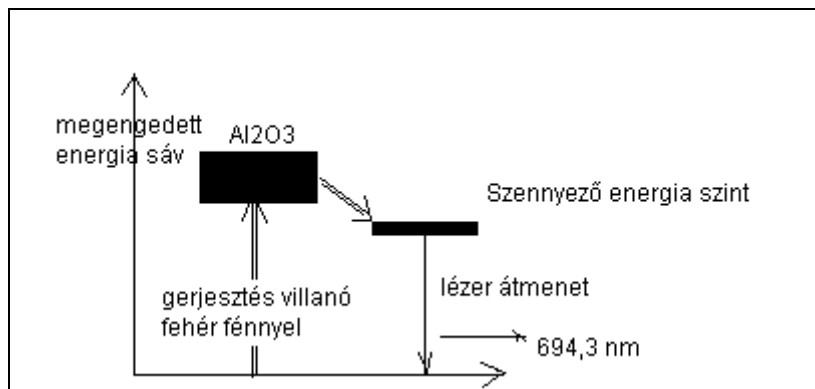
### Szilárdtest lézerek: a rubinlézer, a Nd-YAG-lézer.

Az első működő lézer a **rubinlézer** volt, amelyet Maiman 1960-ban épített meg. A lézereközeg egy kb. 10 cm hosszú hengeres alakú szintetikus rubinkristály volt. A tükrörezonátort a henger simára és párhuzamosra csiszolt alakjai jelentették. A kristályt xenon villanólámpával gerjesztették, amely csavarvonalyszerűen körbevette azt.

Mint tudjuk a rubin krómionokkal szennyezett alumínium-oxid ( $Al_2O_3$ ). Ez a kristály a fehér fény kék-zöld részét nagyon erősen abszorbeálja. A gerjesztés után az elektronok egy széles energiasávba jutnak. Ebből a sávból az elektronok foton kibocsájtásával visszahullhatnak az alapállapotba is, de a többségük egy sugárzásmentes folyamattal közbenső metastabil energiaszintekre kerül. (Sugárzásmentes folyamatban a felszabadult energia a kristályrácsot alkotó atomok rezgési energiáját növeli.) Igen intenzív fényforrással elérhető az, hogy az eredetileg alapállapotú elektronok több mint 50 %-át átpumpáljuk a metastabil állapotokba. Így populációinverzió alakulhat ki (legalábbis egy pillanatra) a metastabil állapotok és az alapállapot között. Az alsó és felső lézernívót tehát ezek az állapotok jelentik. A köztük tartozó átmenethez tartozó fénynek, a rubinlézer mélyvörös fényének a hullámhossza 694,3 nm.

A fentiek alapján a rubinlézer háromszintű (alapállapot, abszorpciós sáv, metastabil állapot), amelyben a folyamatos populációinverziót nehéz megvalósítani. A rubinlézer hatásfoka kicsi, ennek ellenére a teljesítménye egészen nagy is (néhányszor tíz watt) lehet. Ez csak igen nagy

teljesítmény betáplálásával lehet elérni, ami viszont folytonos üzemben nem oldható meg. A rubinlézerek tehát impulzus üzeműek.



*A rubinlézer energiaszintjei*

A rubinlézer legnagyobb hátránya az, hogy háromszintű. Négyszintű lézert úgy nyerhetünk, ha a szennyező króm ionokat neodímium (Nd) ionokra cseréljük, az alumíniumoxid mátrixot pedig üvegre vagy yttrium-alumínium-gránátra (YAG) cseréljük. Ez utóbbi azért kedvezőbb, mert a gránátnak nagyobb a hővezető képessége, ezért jobban hűthető. Az így kapott lézer, amelyet **Nd:YAG lézernek** nevezünk, talán a legfontosabb szilárdtest lézer, akár hatalmas (~kW) teljesítményre is képes. A gerjesztés a látható és infravörös határán lévő fényvel történik, amely legtöbb esetben LED-ből, illetve félvezető lézerből származik. (A kiindulásként alkalmazott lézerefény tulajdonságai igen gyengék a végeredményként kapott lézerefényhez képest.) A (2) folyamat itt is sugárzásmentes átmenetet jelent. A (3) lézérátmenet során kapott infravörös lézerefény 1064 nm hullámhosszúságú. Az alsó lézernívó kiürülése (4) szintén sugárzásmentes.

Ezt a lézerefényt egy nemlineáris optikai anyaggal frekvencia kettőzéssel (azaz hullámhossz felezéssel) könnyen a láthatóba transzformálhatjuk ( $\lambda/2 = 532$  nm, zöld).

### **A lézerefény legfontosabb tulajdonságai**

Mint korábban is említettük, a lézerefény lehet folytonos (CW), de lehet impulzus üzemű is. Ez utóbbi esetben a lézerimpulzus hosszát és ismétlődési frekvenciáját is ismernünk kell. A lézersugár – a lézer belső felépítésének megfelelően – lehet polarizált (poláros) és polarizálatlan is. Az alkalmazások jelentős része poláros lézernyalábot követel meg.

A lézersugár további tulajdonságai – irányítottság, monokromatikusság és teljesítmény – tekintetében igen különleges, ami más fényforrások által elérhetetlen.

Általánosságban elmondhatjuk, hogy az irányítottság és monokromatikusság akkor a legkedvezőbb, ha a lézer longitudinális és transzverzális alaplómódusban működik. Ezt a nem

kívánatos módusok elnyomásával tudjuk elérni, tehát a teljesítmény ilyenkor nem túl nagy. A nagy teljesítményű lézernyalábok általában sok módust tartalmaznak.

Az irányítottságot a lézernyaláb divergenciájával jellemezzük. (Minél kisebb a divergencia, annál párhuzamosabb a nyaláb.) A divergenciának létezik egy elvi alsó ( $\alpha \geq \frac{\lambda}{\pi \cdot d}$ ), ezt csak a transzverzális alaplómódusú (TEM<sub>00</sub>) lézerek tudják megközelíteni. A divergencia függvénye a lézernyaláb átmérőjének, nyalábtágítással tehát csökkenthető. Kis divergenciájú nyalábok kisebb foltra fókuszálhatók. Első közelítésben a folt átmérője (D) a lencse fókusztávolságának (f) és a nyalábdivergenciának a szorzata:  $D \approx \alpha f \geq \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot d}$ . Ennek legkisebb értéke (ha  $f \sim \pi d$ ) a hullámhossz körüli érték.

A monokromatikusságot a lézerfény frekvencia kiszélesedésével jellemezhetjük, ez akár kisebb lehet a természetes vonalszélességnél is. A keskeny spektrumvonalhoz nagy koherenciahossz tartozik, ennek különösen az interferenciás mérésekben van jelentősége. A kis divergencia és kis frekvencia kiszélesedés leginkább a gázlézerek lézerfényét jellemzi, a félvezető lézerek ebben a tekintetben nem kiemelkedőek.

Ha a lézerek teljesítményéről beszélünk, akkor élesen meg kell különböztetnünk a folytonos üzemű lézerek teljesítményét és az impulzusüzemű lézerek csúcsteljesítményét. A folytonos üzemű lézerek közül a kisnyomású gázlézerek (pl. He-Ne) teljesítménye gyakran a mW-ot sem éri el, a nagynyomású CO<sub>2</sub> lézerek és a Nd: YAG lézerek folytonos teljesítménye 10 kW is lehet. Az impulzusüzemű lézerek csúcsteljesítménye erősen függ az impulzusidők hosszától. Nyilvánvaló, hogy adott átlagteljesítmény mellett a csúcsteljesítmény akkor nagyobb, ha az impulzusidő rövidebb. Egy ps (= 10<sup>-12</sup> s) impulzusidő esetén a csúcsteljesítmény akár a 10<sup>14</sup> W-ot is elérheti.

A nagy teljesítmény és jól fókuszálhatóság együttesen a fókuszált lézernyalábban különösen nagy teljesítménysűrűséget jelent. Ha például egy 1 kW-os lézernyalábot egy 10 μm<sup>2</sup>-es foltra fókuszálunk, akkor az 10<sup>14</sup> W/m<sup>2</sup> teljesítménysűrűséget jelent, amely a Nap felszínén mérhető értéket hat nagyságrenddel meghaladja. Ha pedig a spektrális teljesítménysűrűséget tekintjük, akkor azt is figyelembe kell vennünk, hogy ezt a teljesítményt a lézer keskeny frekvenciatartományban sugározza ki (pl.  $\Delta f_{\text{lézer}} \approx 10^8$  Hz). Ha ezt a Nap sugárzásának 10<sup>14</sup> Hz széles spektrumához viszonyítjuk, akkor a lézer a Napot egybilliószorosan (10<sup>12</sup>) is felülmúlhatja.