

C. Függelék: Lézerek

Kürti Jenő

2013. április

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. A koherencia	2
3. A lézerműködés alapelve	4
4. Lézertípusok	8
5. Ajánlott irodalom	13

1. Bevezetés

Ebben a függelékben a lézerekre vonatkozó legalapvetőbb ismereteket ismertetjük. Egy lézer a kényszerített (stimulált, indukált) emisszió jelenségén alapuló fényerősítő. Neve az angol elnevezés kezdőbetűiből áll, LASER = *L*ight *A*mplification by *S*timulated *E*mission of *R*adiation (magyarul: fényerősítés a sugárzás kényszerített emissziója útján). A mikrohullámú tartományban működő fényerősítőt MASER-nek (ejtsd: mézer) nevezünk. Az első mézert (ammóniamézer) 1954-ben, az első látható tartományban működő lézert (rubinlézer) pedig 1960-ban fejlesztették ki.

Sok lézeralkalmazásnál azt a tényt aknázzuk ki, hogy a lézer által emittált fény frekvencia szerinti energiaeloszlása rendkívül szűk tartományra koncentrálódik, azaz nagyintenzitású és monokromatikus lesz. Más alkalmazásokban a lézerek által kibocsátott fénynyaláb kis keresztmetszetét és csekély divergenciáját használják ki, például iránykitűzésre, vagy optikai pontosságú jusstírozásra.

Napjainkban a lézerek alkalmazási területe rendkívülien kitért és ez természetesen azzal járt együtt, hogy egyes lézertípusok gyártása tömegméreteket öltött, például félvezető lézereket használnak olyan tömegcikkben, mint a CD-olvasók, lézer nyomtatók, faxok.

2. A koherencia

A lézerek egyik legfontosabb tulajdonsága, hogy az általuk emittált fény sokkal nagyobb koherenciájú, mint a termikus gerjesztésű forrásoké. E megállapítás természetesen elsősorban a folytonos üzemű lézerekre vonatkozik, melyek általában szűkebb frekvenciasávban sugároznak, mint az impulzus-üzeműek. A kisugárzott fény koherenciahossza – lézertípustól és konstrukciótól függően – néhány centimétertől több tíz méterig terjed.

Koherensnek nevezzük azt a fényt, amelynél egy tetszőleges A pontban, a különböző pillanatokban beeső fény fáziskülönbsége csak a két időpont közötti időtartamtól függ:

$$\phi(\vec{r}_A, t_1) - \phi(\vec{r}_A, t_2) = \phi(\vec{r}_A, t_1 - t_2).$$

Hasonlóan, egy adott időpillanatban, a tér különböző pontjaiban a fáziskülönbség:

$$\phi(\vec{r}_A, t_i) - \phi(\vec{r}_B, t_i) = \phi(\vec{r}_A - \vec{r}_B, t_i).$$

Más szóval: ha ismerjük a fényhullám fázisát a tér egy pontjában, valamely időpillanatban, akkor ennek alapján bármikor megadhatjuk a pillanatnyi fázisértéket a tér egy másik pontjában (természetesen, ha ismerjük a frekvenciáját). Az ilyen tulajdonságú hullámtól származó diffraktált (vagy egyéb módon kettéosztott) nyalábok szuperpozíciójuk során mindig és mindenütt jól megfigyelhető interferencia-képet eredményeznek (a megvilágítási maximumok és minimumok jól elkülöníthetők).

A valóságban a fenti két koherencia-feltétel egyike sem teljesül tökéletesen. Az időbeli koherencia teljesülésének elvi akadályja, hogy a fény nem folyamatos hullámok alakjában, hanem véges méretű hullámcsomagokként terjed. Amíg az egyik hullámcsomag keresztülhalad a kiválasztott ponton, a koherencia feltétele teljesül, azt azonban semmi sem garantálhatja, hogy a következő hullámcsomag az őt megelőzőével azonos fázisú legyen. Az ugyanazon pontban mérhető fázis tehát csomagról-csomagra változhat. Az időbeli koherencia így tehát csak addig áll fenn, amíg ugyanaz a hullámcsomag van a vizsgált pontban, ezt az időtartamot viszont a csomag geometriai mérete határozza meg, azaz az l_c koherencia-hossz és a koherens állapot fennmaradásának ideje között fennáll, hogy

$$l_c = c\Delta t,$$

ahol c a fény terjedési sebessége. A koherenciahossz a fentiek alapján kapcsolatba hozható a fényforrás monokromatikusságával is, ugyanis minél inkább monokromatikus a fény, annál hosszabb hullámcsomagokból áll, azaz

$$l_c = c/\Delta\nu.$$

A térbeli koherencia a fényforrások kiterjedtségével függ össze. A termikus fényforrások ugyanis úgy foghatók fel, mint nagyszámú, egymástól függetlenül sugárzó, pontszerű fényforrások összessége. A tér valamely pontjába jutó eredő fény fázisa attól függ, hogy a fényforrás mely pontjaiban történt emisszió.

A fénytér koherenciájának jellemzésére bevezethetjük a komplex koherencia-fokot:

$$\gamma_{AB}(\tau) = \frac{\Gamma_{AB}(\tau)}{[\Gamma_{AA}(0) \cdot \Gamma_{BB}(0)]^{1/2}}, \quad (1)$$

ahol

$$\Gamma_{AB} = \langle U_A(t + \tau) \cdot U_B^*(t) \rangle$$

a fényamplitúdó korrelációs függvénye. A koherencia kísérleti adatokkal történő jellemzésére a fény interferenciájakor kialakuló csíkrendszer láthatóságát szokás használni.

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (2)$$

Ki lehet mutatni, hogy ha a két interferáló nyaláb intenzitása megegyezik, a **2** és az **1** kifejezések között fennáll, hogy

$$V = |\gamma_{AB}(\tau)|. \quad (3)$$

A fénytér koherencia-tulajdonságait a fentiekben visszavezettük a fényforrás tulajdonságaira. Felmerül a kérdés, nem képzelhető-e el, hogy a fény koherenciája a terjedés

során megváltozik. E kérdésre nemleges a válasz, mert E. Wolf kimutatta, hogy a hullámcsomagok közötti korrelációk ugyanazon hullámegyenlet szerint terjednek, mint maguk a hullámcsomagok.

Az, hogy a kísérleteinkben használt fény mennyire koherens, alapvetően a fényforrás megválasztásakor dől el, a nagy koherenciát igénylő mérésekhez célszerű minél pontszerűbb (nem leképezéssel kicsinyítve!), és minél monokromatikusabb forrást választanunk. E választást nagymértékben segíti, hogy a fenti feltételeknek sok szempontból a lézerek felelnek meg leginkább.

3. A lézerműködés alapelve

A lézerek alapvető működésének megértéséhez néhány kvantummechanikai alapfogalomra van szükségünk. Egy kvantált energiaszintekkel rendelkező rendszerben az $E_m < E_n$ energiájú állapotok közötti átmenet

$$h\nu = E_n - E_m \quad (4)$$

energiájú foton kibocsátásával ($E_n \rightarrow E_m$) vagy elnyelésével ($E_n \leftarrow E_m$) jöhet létre. Itt h a Planck-állandó, ν a foton frekvenciája. Ezen átmenetek a P_{nm} (emisszió) és a P_{mn} (abszorpció) átmeneti valószínűségekkel jellemezhetők, melyekre fennáll, hogy

$$P_{mn} = u_\nu \cdot B_{mn} \quad (5a)$$

$$P_{nm} = A_{nm} + u_\nu \cdot B_{nm}, \quad (5b)$$

ahol u_ν — a rendszerben kialakult elektromágneses sugárzás energiasűrűsége az átmenet energiájánál, B_{mn} — az abszorpció átmeneti valószínűségének együtthatója, B_{nm} — az indukált emisszió átmeneti valószínűségének együtthatója, A_{nm} pedig a spontán sugárzásos legerjesztődés valószínűsége (Einstein-együtthatók). Az *indukált emisszió* során kibocsátott foton nem különböztethető meg az emissziót kiváltó fotontól, azzal irány és energia szerint, de még fázisát tekintve is megegyezik. Az ilyen újabb foton megjelenése tehát nem változtatja meg az eredeti fénytér koherenciatulajdonságát.

Tételezzük fel, hogy van egy olyan rendszerünk, mely két ($E_1 < E_2$) energiaszinttel rendelkezik. Essen be rendszerünkre egy síkhullám, melynek frekvenciája éppen megfelel a két szint közötti átmenet energiájának. Legyen továbbá a két állapot betöltöttsége N_1 illetőleg N_2 . Ekkor az (5a) összefüggés alapján az időegység alatt elnyelt energia: $h\nu \cdot u_\nu \cdot B_{12} \cdot N_1$. Ugyanezen idő alatt az emittált energia két részből tevődik össze, egyrészt a spontán emisszió következtében fellépő inkoherens sugárzásból ($h\nu \cdot A_{21} \cdot N_2$), másrészt az indukált emisszió során a térbe koherens módon visszasugárzott, $h\nu \cdot u_\nu \cdot B_{21} \cdot N_2$ nagyságú energiából. Az egyenesvonalúnak feltételezett terjedés következtében a sugárzási tér energiasűrűsége és a fény intenzitása között fennáll, hogy

$$I_\nu = u_\nu \cdot v, \quad (6)$$

ahol v a fény terjedési sebessége az adott közegben. Ha az u_ν nem túlságosan kicsi, a spontán emissziótól származó tagot a megadott irányba történő visszasugárzás szempontjából elhanyagolhatjuk.

Tehát a dt idő alatt bekövetkezett összes energiaváltozás:

$$du_\nu = h\nu \cdot u_\nu \cdot (B_{21} \cdot N_2 - B_{12} \cdot N_1) \cdot dt. \quad (7)$$

Ha a $dt = dx/v$ összefüggés alapján behelyettesítjük dt értékét, akkor a beeső fény intenzitásának változása, amíg a közegben egy dx hosszúságú szakaszt befut:

$$dI_\nu = \frac{h\nu n}{c} \cdot I_\nu \cdot (B_{21} \cdot N_2 - B_{12} \cdot N_1) \cdot dx, \quad (8)$$

ahol $v = c/n$ és n a közeg törésmutatója. Ennek az egyenletnek a megoldása:

$$I_\nu(x) = I_{\nu 0} \cdot e^{k_\nu x}, \quad (9)$$

ahol a k_ν extinkciós együttható

$$k_\nu = \frac{h\nu n}{c} \cdot (B_{21} \cdot N_2 - B_{12} \cdot N_1). \quad (10)$$

Ha az adott frekvencián k_ν értéke negatív, az anyagon történő áthaladás során a fény intenzitása exponenciálisan csökken. ha azonban $k_\nu > 0$, a beeső fény ugyanilyen függvény szerint erősödni fog. Figyelembe véve a $B_{12} = B_{21}$ összefüggést, a fényerősítés feltétele, hogy a betöltési számok $N_2 - N_1$ különbsége pozitív legyen.

Fényerősítés kialakításához tehát ún. populációinverziót kell létrehoznunk, illetőleg folyamatos működtetés esetén fenntartanunk. Termikus egyensúlyban a két energiaszint betöltöttségének arányát a Boltzmann-eloszlás írja le:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (11)$$

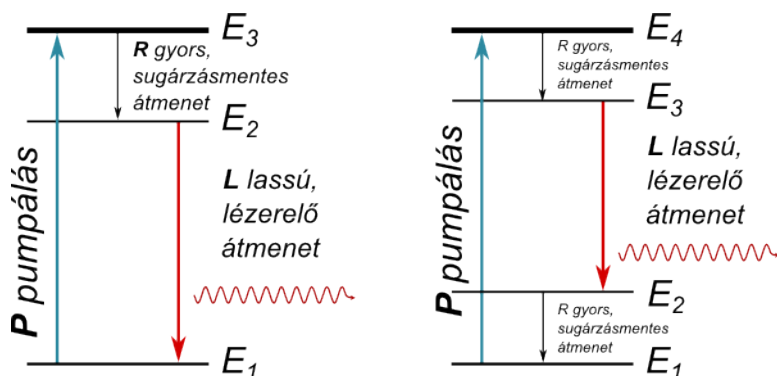
ahonnan látszik, hogy termikus egyensúly esetén nem alakulhat ki populációinverzió, mert minden pozitív hőmérsékletre $N_2 < N_1$. A hőmérséklet növekedésével az N_2/N_1 hányados lassan növekszik és csak végtelen nagy hőmérsékleten éri el az 1 értéket.

A (11) egyenlet alapján szobahőmérsékleten szinte nem is találunk atomot gerjesztett állapotban, mert például $\lambda = 600$ nm esetében $h\nu = 3,31 \cdot 10^{-19}$ J, $T = 300$ K-en pedig $kT = 4,14 \cdot 10^{-21}$ J, tehát $N_2/N_1 = 1,89 \cdot 10^{-35}$.

A populációinverzió kialakítására tehát más módszert kell választanunk. Ehhez szükséges, hogy a két, lézerelő energiaszinten kívül, további szintek is legyenek az anyagban, melyeket közbenső szintekként használhatunk. Ha rendszerünk három energiaszinttel rendelkezik, és a két gerjesztett szint közül az egyik olyan, hogy erről az alapállapotba történő visszatérés valamilyen ok miatt nehezebben mehet végbe, akkor az 1a. ábrán látható rendszerünk lesz. A gerjesztés történjék a magasabban fekvő, E_3 szintre. Innen az

elektronok egy része (lehetőleg kis része) spontán emisszióval visszatér az alapállapotba, egy másik része pedig ugyancsak spontán emisszióval az E_2 szintre gerjesztődik le. Ha az E_2 szintről a spontán emisszióval történő legerjesztődés valószínűsége kicsi, akkor innen nagy valószínűséggel indukált emisszióval térhet vissza az elektron az alapállapotba, következésképp ennél az átmenetnél léphet fel lézerelés. Az $E_2 - E_3$ szintpáron a termikus egyensúlytól eltérő, populációinverziót mutató állapot alakulhat ki.

Látjuk, hogy a populációinverzió kialakításának stratégiája három energiaszint esetében az, hogy minél több gerjesztett elektront igyekszünk a lézerelő szintek közül a felsőn tartani. Egy lehetséges másik stratégia, amikor a lézerelésben szerepet játszó alsó szintet – a felső betöltése mellett – igyekszünk minél jobban kiüríteni. Ennek megvalósítása ún. négyszintes rendszerrel lehetséges (lásd az 1b. ábrát). Ilyenkor a felső lézerelő szintről (E_3) legerjesztődő elektron az E_2 szintre jut, mely rendkívül gyorsan kiürül az alapállapot felé. A lézerelés ekkor az $E_3 \rightarrow E_2$ átmenet során jön létre. A legtöbb lézer ilyen sémával működik.



1. ábra. A lézerelési szintek sémája: háromszintes lézer (bal), négyszintes lézer (jobb)

Az eddig elmondottak alapján tehát rendelkezünk egy olyan mechanizmussal, melynél az anyagon keresztülhaladó fény az áthaladás során erősödik (intenzitása nő). Az erősítés mértékét a k_ν extinkciós együttható mellett az átvilágított anyag vastagsága (a fény úthossza az anyagon) szabja meg. Gyakran előfordul, hogy a k_ν értéke olyan kicsi és/vagy a fellépő veszteségek olyan nagyok, hogy a reális esetekben nem juthatunk érdemi fényerősítéshez. Ilyenkor a lézerelő anyag két végére elhelyezett tükrök segítségével többször végigfuttatva a fényt az anyagon, megvalósíthatjuk az erősítést. Könnyen belátható, hogy ha az erősítő közeg valamely pontjában kiinduláskor a $h\nu$ energiájú fotonok sűrűsége n , akkor többszöri oda-visszafutás után e ponton keresztül átáramló energiasűrűség

$$p = nh\nu(1 + e^{[2(k_\nu L - \gamma) + \dots]}) = \frac{nh\nu}{1 - e^{[2(k_\nu L - \gamma)]}}, \quad (12)$$

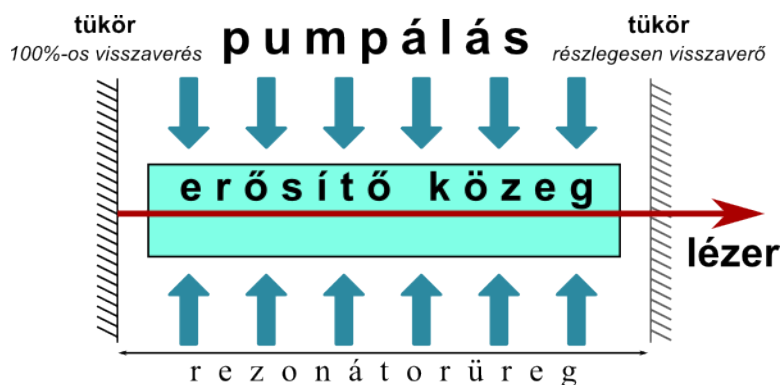
ahol L az erősítésre használt anyag hossza (mérete a fényterjedés irányában), $\gamma = lnr$ a

veszteségi tényező (a tükrökről a ráeső fénynek csak r -ed része verődik vissza és $r < 1$, k_ν az extinkciós együttható. A

$$k_\nu \approx \frac{\gamma}{L} \quad (13)$$

feltétel teljesülése esetén a lézerben haladó fénytelsítmény a végtelenhez tart, ezért a (13) feltételt az öngerjesztés feltételének nevezik és a k_ν ennél valamivel kisebb értékei mellett már fellép a lézeres fénygerjesztés. (Az r reflexió az üreg "zárt" végén lévő tükör esetében nagyobb, mint 99%, míg a "nyitott" oldalon, ahol a lézertény kilép, általában 96...99% közé esik. Különösen nagy teljesítményű lézereknél technikai problémát jelenthet a lézer-optika anyagának megválasztása, hogy a lézeren belüli fényintenzitás ne okozzon tartós károsodást.)

A lézer két végére elhelyezett tükrök segítségével egyúttal egy optikai rezonátort (üreg) alakítottunk ki: a lézer aktív térfogatába eső valamely pontba a jobb és bal oldalról érkező, visszaverődött fénynek fázishelyesen kell összeadódnia, nem alakulhat ki



2. ábra. A lézer-rezonátor vázlatja

véletlenszerű interferencia. Ezért a stabil működés azt kívánja, hogy a két tükör között állóhullámok alakuljanak ki, azaz

$$n\lambda = 2L' \quad (n = 1, 2, \dots),$$

ahol λ a fény hullámhossza a lézerelő közegben és L' a tükrök egymástól való távolsága. Az egymás után következő módusok között a hullámhossz változása nagyon csekély:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{n}.$$

A k_ν extinkciós együttható frekvencia-függése általában olyan, hogy értéke egy szélesebb sávban teszi lehetővé a lézerműködést. Ebbe a frekvenciasávba több ilyen, ún. longitudinális módushoz tartozó frekvencia is beleeshet, ezért a lézer általában több módusban is üzemel. Ugyanehhez a kérdéskörhöz tartozik, hogy az üregben transzverzális

irányban is kialakulhatnak rezgési módusok, melyek a nulladrendűtől eltekintve (mely Gauss-nyaláb), úgy jelentkeznek, hogy a kilépő lézertény keresztmetszetében a fény intenzitáseloszlásában nullahelyek jelennek meg.

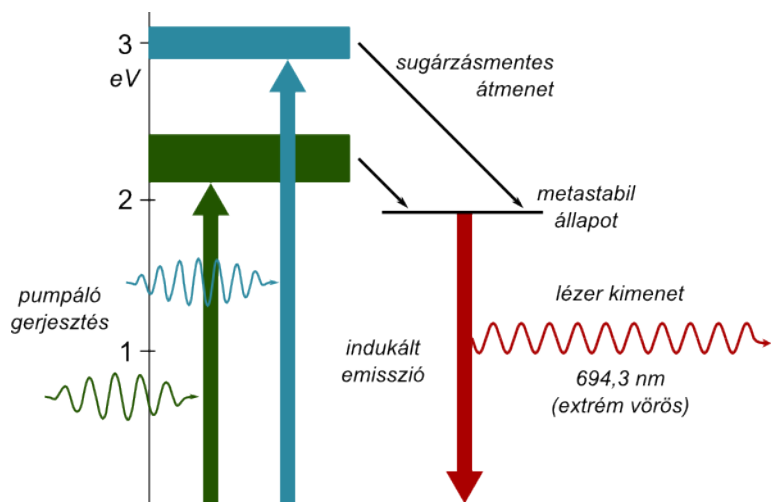
4. Lézertípusok

A lézereket több szempont alapján csoportosíthatjuk:

- üzemmódjaik szerint lehetnek folytonos-, vagy impulzusüzeműek,
- a lézerező anyag jellegzetessége szerint gáz-, folyadék- vagy szilárdtestlézerek, illetőleg
- félvezető-, festék-, kémiai- és excimer lézerek, hogy csak az ismertebbeket említsük.

Általában a lézerező anyag határozza meg az emittált fény frekvenciáját, illetőleg a festéklézerek esetében frekvenciatartományát. Az alábbiakban röviden ismertetünk néhány olyan elterjedt lézertípust, melyekkel a laboratóriumi gyakorlatok során találkozhatunk.

Az ún. háromszintes lézeres működés valósul meg a legelőször felfedezett impulzusüzemű rubinlézerekben (lásd az 1. és a 3. ábrákat).

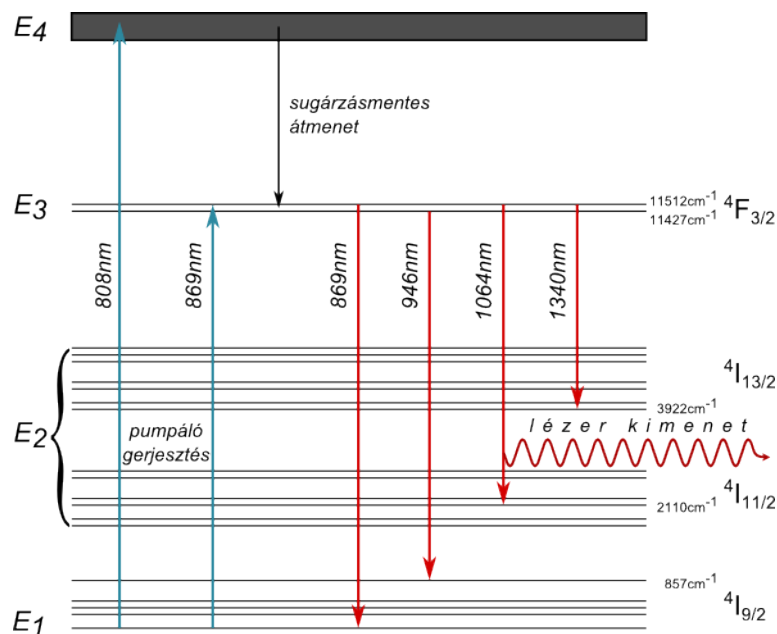


3. ábra. A rubinlézér energiaszintjei és átmenetei sematikusán

A rubinban, mely Cr szennyező atomokat tartalmazó Al_2O_3 kristály, a Cr^{3+} -ionok gerjesztődnek. Az " E_3 szint" ebben az esetben két, elég széles energiasáv, melyeket a $\lambda_1 \approx 500 \dots 600$ nm, illetőleg $\lambda_2 \approx 360 \dots 440$ nm hullámhosszúságú zöld és kékeslila fényvel gerjeszthetünk. A gerjesztési sáv szélessége fontos szerephez jut a megvalósítás során, ugyanis a gerjesztésre használt villanólámpák a gerjesztési

energiát egy széles frekvenciatartományban szolgáltatják. Ezekből a sávokból a Cr^{3+} -ionok nagy valószínűséggel (kb. $5 \cdot 10^{-8}$ sec idő alatt) sugárzás nélküli átmenetek útján egy hosszú élettartamú (3 ms körüli), metastabil szintre jutnak, ahol ily módon "fennakadván", kialakíthatják az alapállapothoz képesti populációinverziót. Az E_2 és az E_1 szintek közötti átmenet során az anyag $\lambda \approx 694,3$ nm hullámhosszúságú sugárzást bocsát ki. Miután a rubin esetében mind az E_2 , mind az E_1 szint dublett, ezek felhasadása miatt a rubinlézer által emittált fény hullámhossza és vonalszélessége hőmérsékletfüggő. (Ugyanez az átmenet játszódik le akkor is, amikor a rubin megvilágítása után vörös fény kibocsátásával fluoreszkál.)

A négy energiaszinttel működő lézer példái a Nd^{3+} -ion gerjesztett állapotait felhasználó Nd-lézerek. Ezeket a Nd-szennyezést hordozó közeg alapján Nd :YAG-lézereknek (YAG = Yttrium-Aluminium-Gránát), Nd :üveg-lézereknek nevezik.



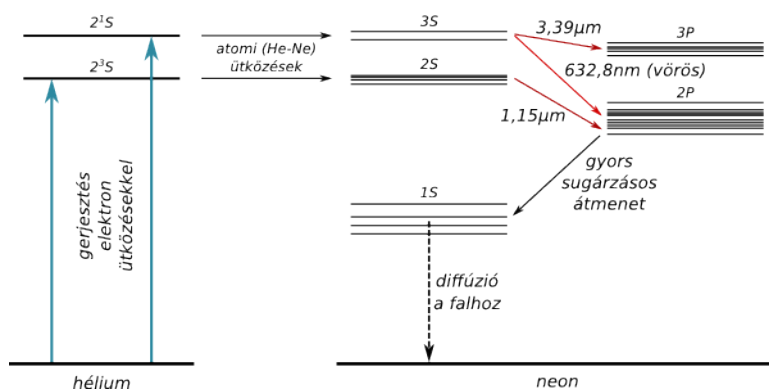
4. ábra. Az Nd^{3+} lézerelő energiaszintjei (nem méretarányosan)

A Nd³⁺-lézerekben a pumpálást általában villanólámpákkal oldják meg, ezek a Nd-ionokat viszonylag nagy energiájú szintekre gerjesztik, ahonnan sugárzás nélküli átmenetek során a $4F_{3/2}$ szintre jutnak. Ezen a hosszabb élettartamú szinten jön létre a populációinverzió. A lézerfény kibocsátása a rövid élettartamú és emiatt gyorsan kiürülő $4I_{11/2}$ szintre való legerjesztődés során történik. A $4F_{3/2}$ állapot két szintre, míg a $4I_{11/2}$ állapot hat szintre hasad fel. Emiatt több, különböző hullámhosszúságú sugárzás emittálása lehetséges, melyek közül a legnagyobb erősítéssel rendelkező, 1064 nm hullámhosszúságú szokták használni (lásd a 4. ábrát).

Mint említettük, a Nd-lézer populációinverziós szintje hosszú élettartamú, a lézerelés küszöbenergiája pedig viszonylag alacsony, emiatt a szokásos üzemmódban (impulzusüzemű gerjesztés) a lézer egy körülbelül 200 μsec hosszú impulzus-sorozatot sugároz ki, melyben az egyes impulzusok 2...4 μsec -os

időközökkel követik egymást, és energiájuk relatíve kicsi. Emiatt szokás az ún. *Q-kapcsolás*, amikor a lézer rezonátorának jóságát külső vezérléssel változtatjuk, és így elérhető, hogy a kb. 200 μsec idejű pumpálás alatt a lézer ne emittáljon, hanem ezt követően adjon ki egy rövid ($<10\text{ nsec}$) és nagy intenzitású impulzust.

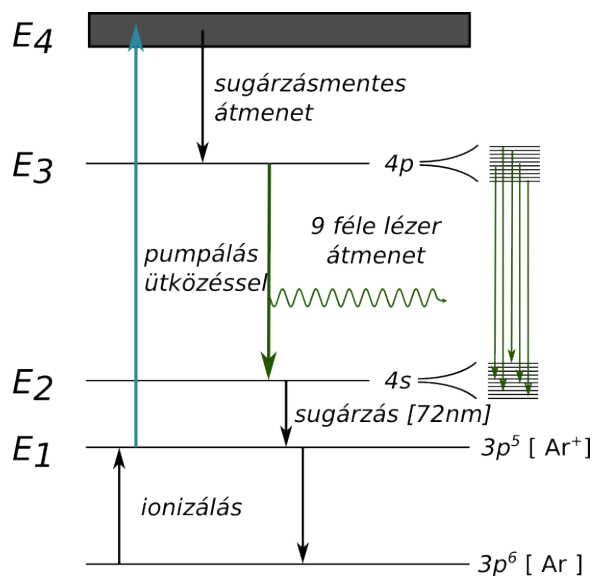
A legelterjedtebb lézertípusok közé tartozik a He-Ne lézer, mely folytonos üzemi, gáztöltésű lézer. (Általában 100 Pa He és 10 Pa Ne töltettel.) A gerjesztést egyenáramú, vagy váltakozóáramú kisüléssel hozzák létre, melynél a kisülési áramot esetenként modulálni lehet, így a lézerkimeneten modulált fényjelet kaphatunk.



5. ábra. A He-Ne lézer lézerelő energiaszintjei (nem méretarányosan)

A He-Ne lézerben a lézerelő átmenet a Ne gerjesztése során alakul ki. Jellegzetes emissziós vonalainak hullámhossza 3390 nm, 1150 nm és az általában használt vörös fényű 632,8 nm (lásd az 5. ábrát). A lézert gerjesztő kisülésemben az elektronok ütközése révén végül is a héliumatomok két metastabil, hosszú élettartamú állapota telítődik: a 2³S állapot (10^{-4} sec) és a 2¹S állapot ($5 \cdot 10^{-6}\text{ sec}$). E két állapot energiája majdnem teljesen megegyezik a Ne-atomok 2p⁵4s (hagyományos, ún. Paschen-jelöléssel: 2s), illetve a 2p⁵5s (Paschen-jelöléssel: 3s) gerjesztett állapotainak energiájával. Amikor tehát egy gerjesztett állapotú He Ne-nal ütközik, nagy valószínűséggel átadja gerjesztési energiáját a Ne atomnak, melynél ennek eredményeként e két szinten kialakulhat populációinverzió. A 632,8 nm-es lézerátmenet a Ne 3s szintjéről a 2p⁵3p (Paschen: 2p) szintjére történik. Ennek élettartama relatíve rövid, 10^{-8} sec , és ezután legerjesztődik a 2p⁵3s (Paschen: 1s) állapotba. Végül, a Ne-atomoknak alapállapotba történő visszajutásában fontos szerephez jut az a folyamat, melynek során a gerjesztett állapotban (1s) visszamaradt Ne-atomok a cső falához ütközve veszítik el gerjesztési energiájukat. Elsősorban hűtési problémák miatt folytonos sugárzású He-Ne lézerek 0,1...50 mW teljesítménnyel sugároznak.

A folytonos üzemi, gáztöltésű lézerek egyik csoportját alkotják az ún. ion-lézerek, melyek általában a He-Ne lézernél nagyobb teljesítményű sugárzást bocsátanak ki (0,1...10 W). Mind a Kr-ion lézer, mind az Ar-ion lézer több hullámhosszon képes sugározni, a lehetőségek közül (ha monokromatikus sugárzásra van szükség, azaz egymódusú üzemet kívánunk), a lézer rezonátorába épített diszperziós elem segítségével kiválaszthatjuk azt



6. ábra. Az Ar⁺-ion lézerelő átmenetei (nem méretarányosan)

a hullámhosszat, melyen a rezonátor vesztesége kellően kicsi lesz ahhoz, hogy lézerhatás lépjen fel.

Az Ar-ion lézernél a gerjesztő gázkisülés ionizálja az Ar 3p⁶ alapállapotát és 3p⁵ ionizált állapot képződik. Az így képződött ionokat a kisülés nagyenergiájú elektronjaival történő további ütközések magasabb gerjesztett állapotba viszik, melyekből a 4p szint lehetséges állapotaiba jutnak vissza sugárzás nélküli átmenetek során – ez a szint lesz a populációinverziós szint a 4s állapothoz, mint alsó szinthez képest. Mind a két említett szint tulajdonképpen több energiaszintre felhasadó multipllett állapot, melyek között ilymódon néhány sugárzásos kombináció is kialakulhat. Az Ar-ion lézer esetében a lézerelő átmenetektől származó sugárzások a 457,9... 514,5 nm hullámhossz-tartományba esnek. (Kr-ion lézer esetében 647,1... 676,4 nm.) A legnagyobb intenzitást kibocsátó, egyvonalas módus hullámhossza: 514,5 nm.

Bár a laboratóriumban ilyenekkel nem találkozhatunk, megemlíjtjük még a CO₂-lézert, mely szintén gáztöltésű és gerjesztése a gázon keresztüli áram segítségével történik. E lézernél a lézerelő átmenetek a molekuláris gerjesztési szintek között jönnek létre, melyeket a gázba kevert N₂ molekulák gerjesztett állapotaiból az ütközések során átadott energia gerjeszt. A CO₂-lézerek 10,6 és 9,6 nm-es hullámhosszú, infravörös sugárzásukkal, valamint nagy teljesítményükkel (0,1... 5 kW) elsősorban ipari alkalmazásokban játszanak fontos szerepet.

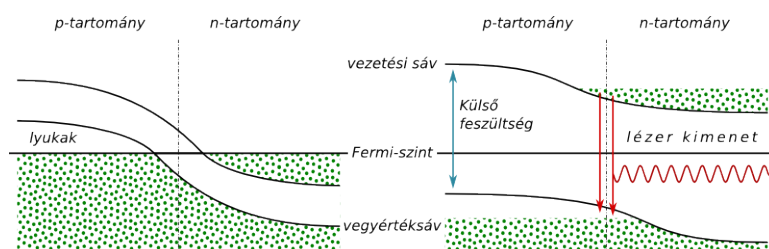
Az utóbbi években a félvezetőgyártás technológiája olymértékben fejlődött, hogy lehetőség nyílt a látható fény hullámhossz-tartományában sugárzó félvezető lézerek előállítására. A félvezető lézerek a gyártási technika miatt más optikai jellegzetességekkel rendelkeznek, mint az eddig tárgyalt lézertípusok: kevésbé monokromatikusak, jellegze-

tesen divergens nyalábot adnak, mindezek miatt általában koherenciájuk kisebb. Miután a bennük kialakított rezonátor négyszögletes keresztmetszetű és viszonylag rövid, a ki lépő lézernyaláb erősen divergens (a divergencia szöge általában 20...40 fok) és a két, egymásra merőleges irányban is különböző. A belőlük kiinduló két Gauss-nyaláb konfokális paramétere különböző, így a lézer asztigmatizmussal rendelkezik (a kiinduló nyaláb nem fókuszálható ugyanabba a pontba). Ugyanakkor a félvezető lézerek nagy előnye, hogy csekély térfogatúak, térfogatukhoz képest jelentős teljesítmény leadására képesek, és nem igényelnek nagyfeszültségű tápforrást a gerjesztéshez.

A nagy fénytelsítmény egyik következménye, hogy túlvezérlés esetén a lézer saját anyaga túlmelegedhet és tartós károsodást szenvedhet. Ennek elkerülése érdekében a félvezető lézerbe integráltan beépítésre kerül egy monitor-fotodióda, melynek árama adja a vezérlés referenciajelét.

A félvezető lézerek általában folytonos üzeműek. A lézer anyaga határozza meg a lézer hullámhosszát, ez a jelenleg nagy sorozatban készítteteknél min. 600 nm.

A félvezető lézerek működése azon alapszik, hogy ha egy p- és egy n-típusú anyag egymással érintkezik (diódát képez), akkor nyitóirányú előfeszítéssel a két anyag között áram indul meg, mely lehetővé teszi a két töltéshordozó rekombinációját, és eközben a felszabaduló energia fényre alakul (lásd a 7. ábrát). A lézer rezonátorát e határfelület köré alakítják ki, a félvezető alap olyan szennyezésével, hogy a kialakuló törésmutató-változás tükörként funkcionáljon. (A rezonátorréteg vastagsága néhány mikron, szélessége néhányszor tíz mikron.) A félvezető lézerek anyaga általában GaAs vagy InP, ötvözőként Al, Sn, Te, illetőleg Ge a szokásos.



7. ábra. A félvezető lézer: a külső, nyitóirányú feszültség eredményeként előáll egy olyan réteg, melyben a kétféle töltéshordozó rekombinálódhat.

Az eddigiek alapján úgy tűnhet, hogy a különböző hullámhosszúságú fényforrást igénylő alkalmazásokhoz különböző lézerekre van szükség. Ez általában igaz, azonban mód van arra is, hogy a lézer által emittált fény hullámhosszát közel tetszőlegesen változtassuk. Erre a célra szolgálnak az ún. festéklézerek. A festéklézerek lézerelő anyaga általában olyan, oldatban lévő szerves vegyület, melynél a lézerelés feltétele széles frekvenciatartományban fennáll és így a rezonátorba épített diszperziós elem szabja meg a rezonátor jósági tényezőjét a kívánt frekvencián. A festéklézer gerjesztése valamilyen nagy teljesítményű fényforrással történhet, például egy másik lézerrel.

A lézer által emittált fény frekvenciájának megváltoztatására szolgál az ún. frekvencia-többszörözés. Ennek során a primer lézernyalábot egy – az adott energiasűrűség mellett – nemlineáris optikai viselkedést mutató kristályra ejtik be, a kilépő fényből pedig kiszűrik az alapharmonikust. A frekvenciasokszorozást általában négyszerezésig szokás használni, ennek során az egymás utáni lépésekben a kiindulási energia általában 30...50%-kal csökken.

5. Ajánlott irodalom

Hivatkozások

- [1] M. Born, E. Wolf: Principles of Optics, Pergamon, 1968
- [2] H. Haken: Light, vol. 2, Laser Light Dynamics, North Holland, 1985
- [3] R.D. Guenther: Modern Optics, Wiley, 1990
- [4] H. Haken, H.C. Wolf: The Physics of Atoms and Quanta, 7th ed., Springer Berlin Heidelberg New York, 2005
- [5] Erostyák J. - Kürti J. - Raics P. - Sükösd Cs., Fizika III, Szerk.: Erostyák János és Litz József, Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 2006