5. Lézerműködés feltételei

A lézer egy olyan koherens optikai erősítőből álló oszcillátor, melynek kimenete a bemenetre fázishelyesen van visszacsatolva. A lézerműködést a gerjesztett közeg spontán fénykibocsátása képes beindítani oly módon, hogy a rezonátor tengelye irányában haladó spontán emisszióval kibocsátott fény az erősítő közegen áthaladva felerősödik, majd tükörrel visszatáplálva tovább erősödik a lézerközegben. Ez a folyamat addig tart, amíg az erősítés telítődése megakadályozza a további növekedést és stacionárius működés jön létre. Két feltételnek kell teljesülnie:

1.) a közeg erősítésének nagyobbnak kell lenni, mint amekkora a visszacsatoló rendszer vesztesége,

2.) a teljes fázistolás egy körüljárásra 2π egészszámszorosa kell legyen (fázishelyes visszacsatolás szükséges).

Ezek a feltételek csak megfelelően gerjesztett közeg és jól kiválasztott visszacsatoló rendszer (optikai rezonátor) esetén teljesíthetőek. Az optikai rezonátor nyitottsága miatt a lehetséges módusok közül csak néhány módus esetén teljesülhet a veszteségre vonatkozó feltétel. Emiatt lehetséges az, hogy a széles sávban erősítésre képes aktív közegben csak keskeny sávú oszcilláció jön létre.

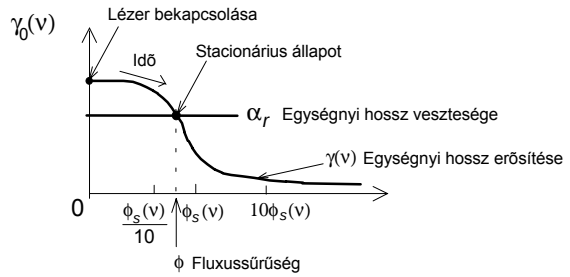
Ha α_r az egységnyi hosszra eső veszteségi tényező a rezonátorban, az első feltételnek megfelelően a következő egyenlőségnek kell teljesülnie

$$\gamma_0(\nu) > \alpha_r, \tag{44}$$

ahol $\gamma_0(\nu)$ a közeg egységnyi hosszának erősítése a gerjesztés hatására.

A fázisfeltétel teljesüléséhez a passzív rezonátor és az aktív közeg együttes fázistolása 2π egészszámszorosa kell legyen. A lézermódusok frekvenciái kismértékben eltérnek a passzív rezonátor frekvenciáitól, de az eltérés csak a frekvencia sokadik tizedesjegyében jelentkezik. A gyakorlatban az egyszerű megfontolások alapján felállított (22) kifejezés jól használható.

Ha az első feltétel teljesül, akkor beindul a lézeroszcilláció. A lézerfrekvenciák pedig a 2. feltételnek megfelelően alakulnak ki. A fluxussűrűség mindaddig növekedni fog, míg a telítődött erősítés el nem éri a veszteség értékét (5.1 ábra), ami a stacionárius működés feltétele.



5.1 ábra Stacionárius fluxussűrűség meghatározása.

A stacionárius működés feltételéből meghatározható a fluxussűrűség stacionárius értéke, vagy ennek alapján a kimenő teljesítmény.

Ha T az egyik tükör transzmisszióképessége, akkor a kilépő fluxussűrűség, intenzitás illetve teljesítmény

$$\Phi_{ki} = T\frac{\Phi}{2}, \qquad (45)$$

$$I_{ki} = h\nu\frac{T\Phi}{2},$$

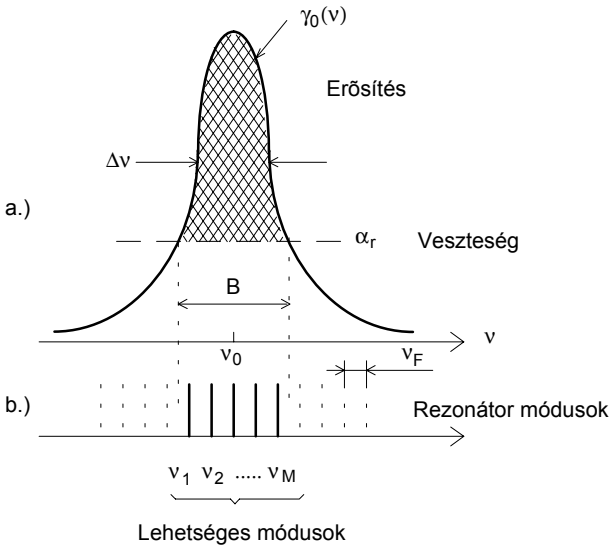
$$P_{ki} = I_{ki}A,$$

ahol A a kilépő tükör felülete.

A transzmisszió nemcsak a fény egy részének kicsatolását eredményezi, hanem növeli a rezonátor veszteségeit is, így meghatározza a stacionárius fluxussűrűség értékét is. Ha nem csatolnánk ki teljesítményt, a belső fluxussűrűség értéke nagyobb lehetne. A növekvő tükörateresztés egy ideig növekvő teljesítményt eredményez, azután a veszteség növelése miatt a stacionárius működési feltételhez már alacsonyabb fluxussűrűség fog tartozni. Vagyis a transzmisszióképességnek optimuma van.

5.1 A lézerfény sávszélessége

A lézerfény sávszélességét az átmenet és a rezonátormódusok kiszélesedése együttesen befolyásolja. Az erősítésre vonatkozó (44) feltétel teljesülése alapján definiálható az a működő sávszélesség (B), melyen belül lehetséges a lézeroszcilláció (5.2 ábra).



5.2 ábra A B működési sávszélesség és a lehetséges lézerfrekvenciák.

B szélességét az atomi vonalszélesség $\Delta\nu$ és a $\gamma_0(\nu) / \alpha_r$ arány határozza meg. A fázisfeltétel teljesülése alapján a lehetséges frekvenciák azok a diszkrét frekvenciák (ν_1, ν_2, ν_M) lesznek, melyek a B működő sávszélességen belül esnek, ahol M a lehetséges módusok száma. Közelítőleg meghatározható az

$$M \approx B\frac{2L}{c} \qquad (46)$$

összefüggés alapján.

A lehetséges módusok tényleges száma függ a közeg kiszélesedését eredményező hatások fajtájától is. De az általában elmondható, hogy a lézerekben a több módusú oszcilláció az általános. Emiatt a lézerfény sávszélességét a módusok száma és a módusok sávszélessége határozza meg.

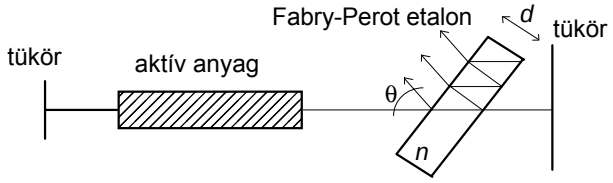
5.2 Egyetlen vonalon, egyetlen módusban való működés

A közeg, melyben az inverz populációt létrehoztuk, a legtöbb esetben több átmeneten (vonalon) is alkalmas lézerműködésre. Egy speciális átmenetet (vonalat) úgy lehet kiválasztani, hogy hullámhosszfüggő veszteséget viszünk a rendszerbe, ami lehet:

- keskeny sávban nagy reflexiójú sokrétegű dielektrikum tükör,
- szélessávú egyik tükör és rács vagy prizma a másik tükör helyett.

Egyetlen transzverzális módusban való működésről a passzív rezonátoroknál a 4. fejezetben már beszéltünk. A módusok diffrakciós vesztesége tetszőlegesen növelhető a rezonátorban megfelelő korlátozó apertúrával, s íly módon elérhető, hogy csak egyetlen módus, célszerűen a TEM_{00} módus vesztesége legyen az erősítéssel kompenzálható. De ekkor még (22) alapján több longitudinális módus is kialakulhat. Lehet *L* - et olyan kicsire választani, hogy csak egy módus "férjen bele" az erősítési görbébe, de ekkor a rövid hossz az aktív közeg térfogatának a csökkenését is eredményezi, ami korlátozza az elérhető teljesítményt.

Egyetlen longitudinális módusú működés érhető el másképpen pl. egy Fabry - Perot etalonnak a rezonátorba helyezésével (az 5.3 ábra szerint). A Fabryt - Perot etalon lehet egy síkpárhuzamos üveglemez.



5.3 ábra Egyetlen módusú működés létesítése Fabry-Perot etalon segítségével.

θ - tól függően a többszörösen reflektált sugarak kiolthatják egymást, vagyis elérhető, hogy a reflexiós veszteség nulla legyen az etalonon. Két ilyen "0" hely távolsága frekvenciában fordítottan arányos az etalon vastagságával, tehát ha *d* kellően kicsi, az etalon által megengedett működésre képes lehetséges módusok távolsága frekvenciában jóval nagyobb lehet, mint a (22) által meghatározott frekvenciakülönbség, s így elérhető, hogy a *B* sávszélességen belül csak egyetlen longitudinális módus működhessen.

Kérdés, hogy mi határozza meg ebben az esetben a működő módus sávszélességét? A rezonátormódusok kiszélesedése a rezonátor

veszteségétől függ, de a módus frekvenciájának stabilitását pl. a rezonátor mechanikai stabilitása nagy mértékben befolyásolja.

U.i. a frekvencia állandóságához szükséges a rezonátorhossz állandóságának biztosítása. Ha stabilizálni akarjuk a rezonátor hosszát, pl. igen kis hőtágulású anyagból készítjük, milyen stabilitást érhetünk el? Mivel

$$\nu_n = n\frac{c}{2L} \tag{47}$$

$$\left|\Delta\nu_n\right| = n\frac{c}{2L^2}\left|\Delta L\right|$$

$$\left|\frac{\Delta\nu_n}{\nu_n}\right| = n\frac{c}{2L^2}\cdot\frac{2L}{nc}\cdot\left|\Delta L\right| = \left|\frac{\Delta L}{L}\right|.$$

Vagyis a hosszstabilitásnak a frekvenciastabilitás nagyságrendjébe kell esni. Ez a feltétel még akkor sem teljesíthető, ha különösen alacsony hőtágulású anyagokat választunk a rezonátor építéséhez. Pl. ha a rezonátort különösen alacsony hőtágulási együtthatójú anyagból készítenénk, pl. invarból, aminek a lineáris hőtágulási együtthatója ~ 10^{-6} / K, a relatív hosszstabilitásra

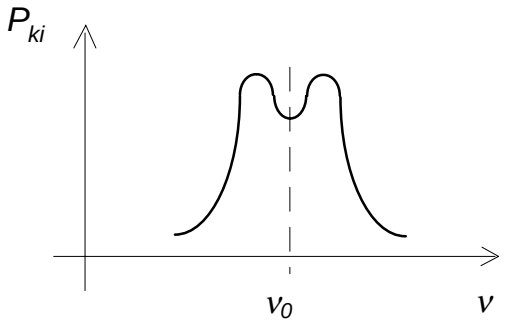
$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\alpha L\Delta T}{L} = \alpha\Delta T = 10^{-6}\Delta T \tag{48}$$

adódna. Feltéve, hogy a hőmérsékletet 0,001 K - re tudjuk tartani, a hossz-, s ezáltal a frekvenciastabilitásra 10^{-9} adódik.

Ha a hőtágulásból eredő ingadozást meg is szüntettük, még más problémák is maradnak: pl. akusztikus vibráció, törésmutató ingadozás, áram ingadozás (gázlézereknél), stb. Vagyis a gyakorlatban megvalósuló relatív sávszélesség rossabb, mint a hosszstabilitásból becsült érték.

A sávszélesség csökkentésére a hőfok és áramstabilizáláson kívül hatásosabb ú.n. aktív stabilizálási módszer is van.

Egymódusú gázlézerekben állandó gerjesztés mellett az 5.4 ábra szerinti teljesítményspektrum mérhető pl. az rezonátor hosszának finom változtatásával ($\lambda/2$ - n belül).



5.4 ábra Egymódusú gázlézer teljesítménye a frekvencia függvényében.

A mozgás miatt általában kétféle atomcsoport vesz részt az indukált emisszió folyamatában, a + *v* és - *v* sebességűek. A középfrekvencián viszont csak azonos atomokkal történik a kölcsönhatás oda - vissza is, ezért itt kisebb kimenő teljesítmény adódik.

Stabilizálás lehetséges pl. oly módon, hogy az egyik tükör piezos mozgatásával és visszaszabályozással a teljesítményt állandóan minimumon tartják. Az elérhető stabilitás így 10^{-9}. Még jobb stabilitás érhető el, ha a rezonátorba külön abszorpciós cellát tesznek (aktív stabilizálás), melyben nincs kisülés. A cella az abszorpció telítődése miatt a középfrekvencián egy idő után átlátszó lesz, míg másutt továbbra is elnyel. Fordított Lamb - dip jelenség fog megvalósulni, vagyis a cellával a teljesítmény éppen a közepes hullámhosszon lesz maximális és az elérhető stabilitás 10^{-12} - 10^{-13}, ami sávszélességben ~100 Hz - nek felel meg.

5.3 A lézerfény koherenciatulajdonságai

Célszerű először tisztázni a koherencia fogalmát.

A hullámfront térbeli koherenciájáról beszélünk, ha tekintjük a hullámfront P_1 és P_2 pontjait, ezen pontokban a téramplitudók $E_1(t)$, $E_2(t)$. Ha $t = 0$-ban ezen pontokban a fáziskülönbség 0 és ez bármely $t > 0$ - ra megmarad, akkor a két pont között tökéletes térbeli koherencia van. Ha bármely hullámpontbeli pontra ez igaz, akkor a nyaláb térbeli koherenciája tökéletes. Ha csak a P_1 pont véges környezetére igaz, akkor bevezethető a koherencia terület fogalma, s ekkor csak részleges a térbeli koherencia.

A hullámfront időbeli koherenciájáról beszélünk, ha a P - pontban $E(t)$ és $E(t+\tau)$ közötti fáziskülönbség bármely t - re állandó bármely τ esetén is. Ha csak $0 < \tau < \tau_c$ esetén teljesül, akkor τ a koherencia idő, illetve $\tau_c c = L_c$ a koherencia hossz. Az időbeli koherencia közvetlenül kapcsolatos a sávszélességgel illetve a monokromatikussággal, mivel

$$\boxed{\tau_c \sim \frac{1}{\Delta \nu}} \tag{49}$$

A lézerelmélet alapján számolható, hogy az egymódusú, erősen gerjesztett lézerek nyalábja tökéletes térbeli koherenciával rendelkezik.

Az időbeli koherencia a sávszélességtől függ. A legkisebb elérhető sávszélesség a ~ 100 Hz (aktív stabilizálású He - Ne lézer), ekkor

$$L_{c\,max} \sim 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-2} = 3 \cdot 10^6 \mathrm{m} = \underline{3000\ \mathrm{km!}} \tag{50}$$

Konvencionális fényforrás (pl. Na-lámpa) esetén

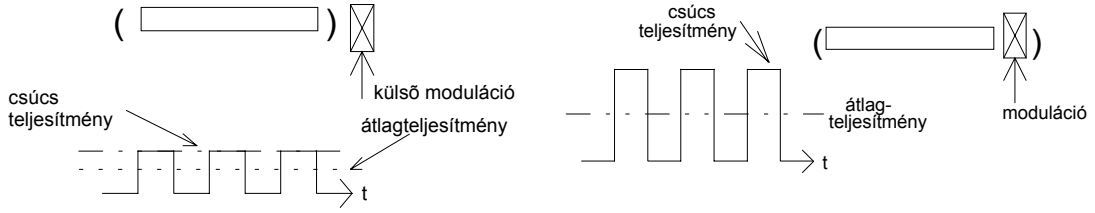
$$\tau_c \sim 10^{-10} \mathrm{s} \tag{51}$$
$$L_c \sim 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-10} \sim \underline{3\mathrm{cm!}}$$

Laboratóriumi He-Ne lézer, több módusú, nem stabilizált

$$\Delta\nu \sim 6 \cdot 10^8 \frac{1}{\mathrm{s}} \quad \tau_c \sim \frac{1}{6} 10^{-8} \mathrm{s} \tag{52}$$
$$\underline{L_c \sim 0{,}5\,\mathrm{m}}.$$

5.4 Impulzusüzemű lézerműködés

Stacionárius lézerből fényveszteség árán mindig lehet impulzuslézert csinálni külső modulátor vagy kapcsoló segítségével. Gyakran előfordul, hogy laboratóriumban háttérfény melletti mérési feladatnál a jel/zaj viszony növelése érdekében ehhez a módszerhez kell folyamodni. Hatásosabb a belső (rezonátoron belüli) moduláció. Ilyenkor kikapcsolt állapotban az energia betáplálása folyik (akár fény, akár populáció inverzió formájában), ami aztán periodikusan el tud távozni illetve beindulhat a lézeroszcilláció. Ezen az alapon rövid idejű és a stacionárius teljesítményt jóval meghaladó csúcsteljesítményű impulzusokat lehet előállítani. A kétfajta moduláció eltérését jól érzékelteti a 5.5 ábra.



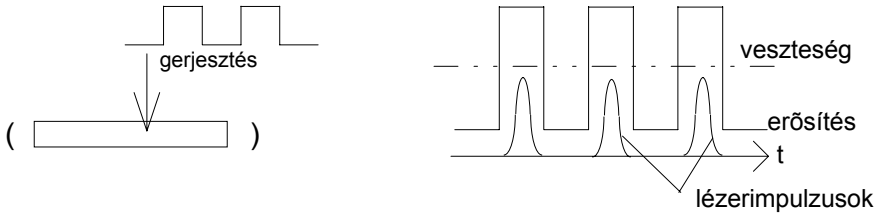
külső moduláció belső moduláció

5.5 ábra Impulzusüzemű lézer előállítása külső és belső modulációval.

Szokásos módszerek a belső moduláció megvalósítására:

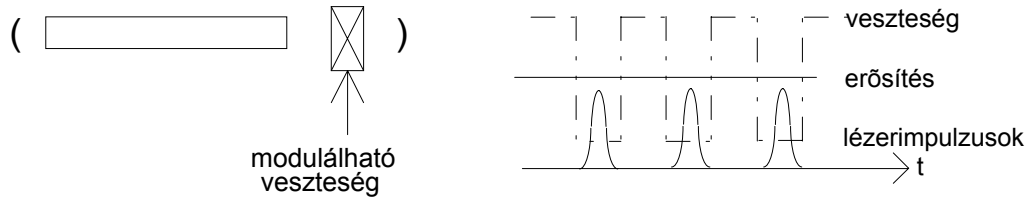
1. erősítés kapcsolása,
2. Q-kapcsolás (vagy rezonátor kiürítése),
3. móduscsatolás.

1. Az elvet a 5.6 ábrán láthatjuk. Ebben az esetben az inverzió létrehozása impulzusgerjesztéssel történik. Például villanólámpával gerjesztett szilárdtestlézer esetén a bekapcsolt gerjesztések alkalmával egy idő után a rendszer erősítése meghaladja a veszteségeket, s ekkor fényimpulzusok generálódnak. Ez a leggyakrabban használt impulzuselőállítási módszer.



5.6 ábra Erősítés kapcsolásának elve.

2. A rezonátor jósági tényezőjének a kapcsolása a veszteségek periódikus változtatásával lehetséges. A megvalósítás vázlata az 5.7 ábrán látható.



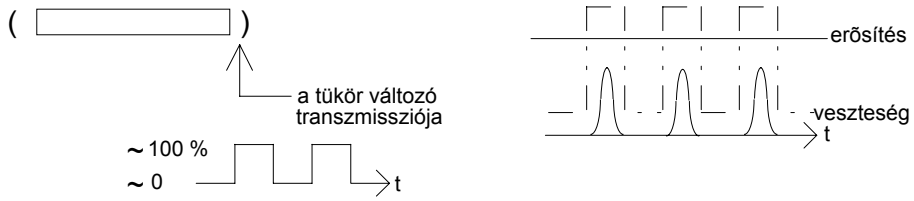
5.7 ábra A Q-kapcsolás elvi megvalósítása.

A gerjesztés Q-kapcsolásnál folyamatos lehet vagy impulzus módban is történhet. A tipikus impulzushossz néhány ns - tól 10 ns nagyságrendű, a tipikus csúcsteljesítmény néhány MW -tól néhányszor 10 MW lehet.

A működés szükséges feltétele, hogy az átmenet felső szintjének élettartama viszonylag hosszú legyen (lehetőleg ms nagyságrendű), hogy a gerjesztés alatt még ne csökkenjen az inverziósűrűség. Szilárdtestlézerekben (Nd:YAG, rubin) és CO_2 lézer esetén teljesül ez a feltétel.

A gyakorlatban a Q - kapcsoló lehet pl. mechanikusan mozgatott tükör vagy prizma, elektro-optikai kapcsoló, akuszto-optikai kapcsoló vagy valamilyen telítõdõ anyag, pl. szerves festék.

A rezonátor kiürítése (5.8 ábra) a Q kapcsolás fordítottja, mivel kikapcsolt állapotban a fotontér be van zárva a rezonátorba, bekapcsoláskor lehetséges a fotonok eltávozása. Gondoljunk egy vizesvödörre, melybe folyamatosan folyik a víz, aztán egy dugó kihúzásával hirtelen kiürül. A vödör a rezonátor, az állandó vízutánpótlás a folyamatos gerjesztés, a dugó pedig például a lézertükör.



5.8 ábra A rezonátor kiürítésének elve.

3. Lézermódusok fázisainak csatolása. Minél több a lehetséges módusok száma, annál rövidebb impulzus állítható elő, u.i. az impulzusok szélessége fordítottan arányos *B* - vel, a működési sávszélességgel. Az elérhető tipikus impulzusparaméterek: ultrarövid impulzushossz (10 fs -tól néhányszor 10 ps - ig), GW -os csúcsteljesítmény.