

Akustooptický modulátor s postupnou a stojatou akustickou vlnou

Akustooptické modulátory (AOM), někdy též nazývané Braggovské cely, využívají akustooptického jevu pro vychylování nebo posunutí frekvence optického záření pomocí zvukových vln (obvykle o radiových frekvencích). V laserové technice se používají pro modulaci Q optického rezonátoru buď pro Q-spínání (AO Q-switch, což je nejčastěji **AOM s postupnou akustickou vlnou**) nebo synchronizaci módů (AO Mode-locker, což je nejčastěji **AOM se stojatou akustickou vlnou**). Rozdíl mezi nimi je v tom, že v AOQS je akustická vlna po jednom průchodu prostředím utlumena a neodráží se, zatímco stojaté AO vlny v AOML je dosaženo odrazem zvukové vlny na druhém rovnoběžném čele a interakcí mezi proti sobě se šířícími zvukovými vlnami. AOML tak představuje rezonátor pro zvukovou vlnu s **vlastními rezonančními frekvencemi vzdálenými od sebe o frekvence**

$$\Delta f = v_{ak}/2L \quad (1)$$

kde v_{ak} je rychlost ultrazvukové vlny v prostředí modulátoru a L je příčný rozměr modulátoru. V telekomunikacích se AOM používají jako amplitudové modulátory, ve spektroskopii pro řízení frekvence záření. AOM se skládá z **piezoelektrického měniče** spojeného s vlastním optickým materiálem modulátoru, jako je sklo či křemen. Vysokofrekvenční elektrický signál způsobuje vibrace měniče, které vybudují v materiálu modulátoru zvukovou vlnu. Tu si lze představit jako pohybující se oblasti stlačení a roztážení, které jsou charakterizovány změnou indexu lomu a vytvářejí jeho periodickou modulaci. Dopadající optická vlna je rozptylována podobně jako v případě Brillouinového rozptylu a výsledný difrakční jev je podobný Braggovské difrakci. Výsledky teorie popisující interakci mezi zvukovou vlnou a optickou vlnou jsou uvedeny v příloze (Viz: *W. Koechner, Solid State Laser Engineering*). Jedná se buď o tzv. Raman Nathův či Braggův rozptyl, podle toho, zda je splněna podmínka (8.34) nebo (8.38). Viz obr. 8.25.

Difrakční jev při Raman Nathově rozptylu má charakter násobných difrakčních maxim symetricky vzhledem k nultému maximu. Intenzita jednotlivých maxim je dána vztahem (8.35).

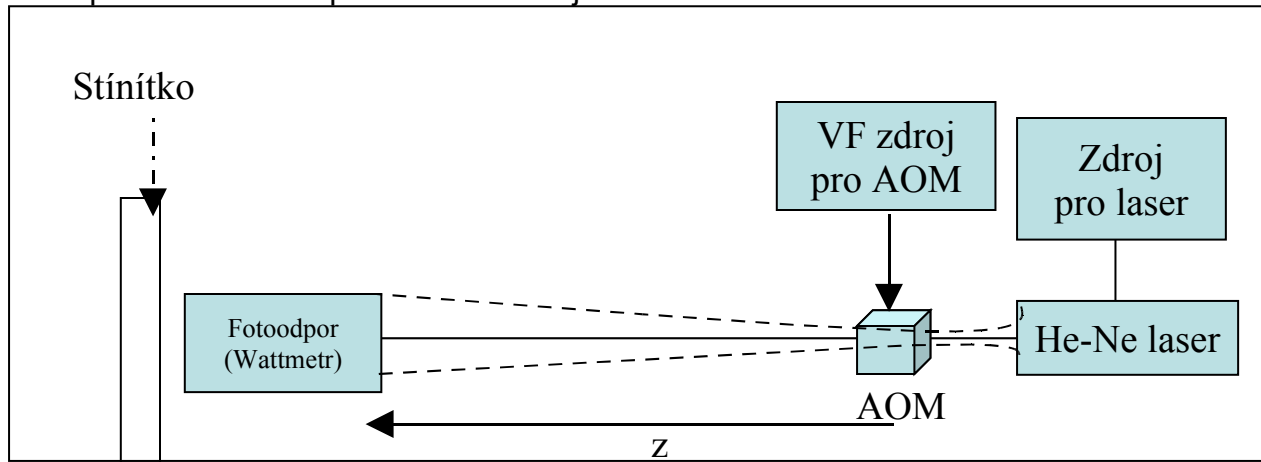
V **Braggově režimu** jsou difrakční maxima vyšších řádů eliminována a většina energie je soustředěna v pouze v nultém a prvním řádu.

Při interakci je podstatný poměr mezi **vlnovou délkou optické vlny λ** a **vlnovou délkou akustické vlny Λ** v prostředí modulátoru o indexu lomu n . Tzn. $\lambda = \lambda_0/n$, kde λ_0 je optická vlnová délka ve vakuu.

Hloubkou modulace nazýváme pokles energie v nultém maximu oproti případu bez modulace. Dosahuje hodnoty cca 1 % na 1 W budícího elektrického výkonu pro AOQS a hodnoty několikrát vyšší pro AOML.

Předmětem dané úlohy je měření nejdůležitějších parametrů akustooptického modulátoru s postupnou vlnou AOQS a akustooptického modulátoru se stojatou vlnou AOML.

Principiální schéma uspořádání měření je na obr. 1.



Obr. 1. Principiální schéma uspořádání měření. Vzdálenost AOM od laseru je asi 20 cm, vzdálenost AOM od stínítka cca 1 m.

Princip měření difrakce a hloubky modulace AOM: Pro měření používáme jako zdroje He-Ne laseru, difrakční jev pozorujeme na stínítku ve vzdálenosti cca 1 m. Hloubku modulace měříme pomocí miliwattmetru (fotoodporu).

Použité AOM:

- AOQS se zdrojem 45 MHz, max výkon 20 W.
- AOML se zdrojem Intraaction, 60 – 80 MHz, max 5 V/50 Ω

Postup:

Domácí příprava:

- Uvažujte akustooptický modulátor z taveného křemene o interakční délce $l=40$ mm a indexu lomu $n = 1,46$. Rychlost šíření ultrazvuku v křemenu uvažujte $v_{ak} = 6$ km/s. Spočítejte vlnovou délku zvukové vlny Λ pro frekvence 47 MHz a 75 MHz.
- Spočítejte pro obě budící frekvence součin $l \cdot \Lambda$ a porovnejte ho s kvadrátem akustické vlnové délky Λ^2 . Určete, zda je splněna podmínka pro Raman-Nathovu nebo Braggovu difrakci (8.34) nebo (8.38)
- Pro případ AOML stanovte frekvenční vzdálenost dvou rezonačních frekvencí podle vzorce (1). Uvažujte tloušťku modulátoru $L=1$ cm.
- Spočítejte pro obě budící frekvence Braggův úhel v prostředí modulátoru o indexu lomu n a úhlovou odchylku prvního difrakčního maxima vně modulátoru. Použijte vztahy 8.39 a 8.40.

Měření parametrů modulátorů

5. **Nastavte modulátor AOQS** tak, aby byl na stínítku vidět difrakční obrazec s maximální intenzitou. Zaznamenejte jeho tvar např. pomocí fotoaparátu v mobilu, či nakreslete.
6. Změřte úhlovou vzdálenost prvního difrakčního maxima od nultého maxima.
7. Změřte hloubku modulace (procentuální část výkonu difraktovaného z nultého maxima)
8. **Opakujte body 5-7 s modulátorem AOML se zdrojem IntraAction.**
9. Změřte kolik procent výkonu je obsaženo v jednotlivých maximech vyšších řádů.
10. Změnou budicí frekvence generátoru proměřte vzdálenost dvou sousedních frekvenčních maxim difrakce.
11. Proměřte šířku jednoho frekvenčního píku a stanovte, jaká musí být stabilita budicího generátoru. Stanovte finesu akustického rezonátoru AOML.

Požadované výsledky:

1. Schéma uspořádání měření.
2. Obrázky průběhu difrakčního jevu pro oba modulátory.
3. Tabulka naměřených a vypočtených hodnot parametrů úhlových vzdáleností sousedních difrakčních maxim pro oba modulátory.
4. Hloubka modulace a difrakční účinnost obou modulátorů.
5. Graf závislosti hloubky modulace AOML na budicí frekvenci v rozsahu 100 kHz kolem maxima.

Literatura:

W. Koechner: Solid State laser Engineering

M. Vrbová: Lasery a moderní optika

B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Základy fotoniky, sv. 4

Příloha: Literatura (W. Koechner: Solid State Laser Engineering)

8.4 Acoustooptic Q-Switches

In acoustooptic Q-switches, an ultrasonic wave is launched into a block of transparent optical material, usually fused silica. A transparent material acts like an optical phase grating when an ultrasonic wave passes through it. This is due to the photoelastic effect, which couples the modulating strain field of the ultrasonic wave to the optical index of refraction [8.62–67]. The resultant grating has a period equal to the acoustic wavelength and an amplitude proportional to the sound amplitude.

If a light beam is incident upon this grating, a portion of the intensity will be diffracted out of the beam into one or more discrete directions (Fig. 8.24). By properly choosing the parameters, the diffracted beam can be deflected out of the laser resonant cavity, thereby providing an energy loss which is sufficient to Q-spoil the cavity.

The ultrasonic wave is typically launched into the Q-switch block by a piezoelectric transducer which converts electrical energy into ultrasonic energy. The laser is returned to the high Q-state by switching off the driving voltage to the transducer. With no ultrasonic wave propagating through it, the fused silica block returns to its usual state of high optical transmission, and a Q-switch pulse is emitted [8.9, 68–70]. Two different types of diffraction effects are observed depending on the optical and acoustic wavelengths λ and Δ , and the distance l over which the light interacts with the acoustic beam.

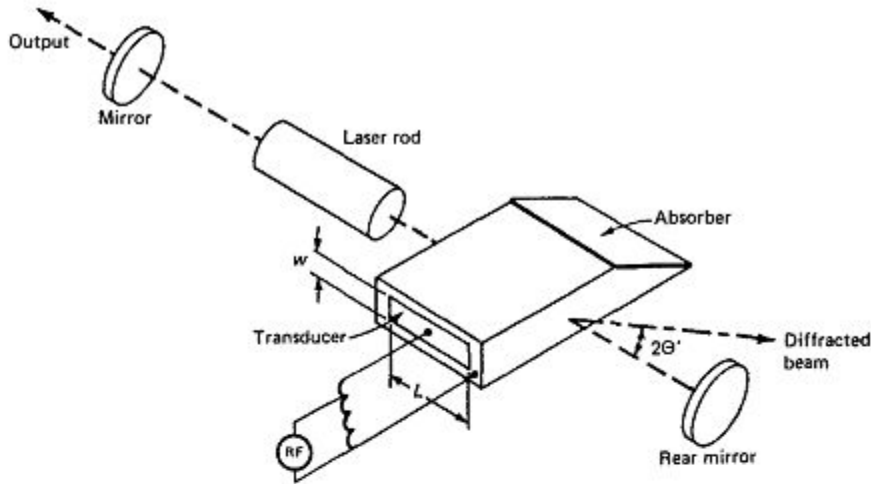


Fig. 8.24. Acoustooptic Q-switch employed in a cw-pumped Nd:YAG laser. The major components of the Q-switch are a very thin quartz crystal transducer having a thickness of a half acoustic wavelength, a fused silica block to which the transducer is epoxy-bonded, an inductive impedance-matching network, an acoustical absorber at the side opposite to the transducer, a water-cooling jacket system to conduct away generated heat, a thermal interlock which automatically turns off the rf power if the temperature in the modulator rises beyond allowable limits, a Bragg angle adjustment, a 50 MHz rf driver containing a pulse generator, and logic which allows adjustment of the repetition rate from 0 to 50 kHz

Raman-Nath Scattering

Raman-Nath scattering occurs when either the interaction path is very short or when the ultrasonic frequency is very low, i.e.,

$$l\lambda \ll \Delta^2. \quad (8.34)$$

Maximum light scattering is observed if the light beam and ultrasonic wave are perpendicular with respect to each other. The light beam is scattered symmetrically in many higher diffraction orders, as shown in Fig. 8.25a. The intensity of the individual orders is [8.66]

$$\frac{I_n}{I_0} = J_n^2(\Delta\phi), \quad (8.35)$$

where I_n is the intensity of the n th order, I_0 is the intensity of the incident light, J_n is the Bessel function of n th order, and $\Delta\phi = 2\pi\Delta nl/\lambda$ is the amplitude of the phase grating. The amplitude $\Delta\phi$ has been shown to be [8.63, 71]

$$\Delta\phi = \pi \left(\frac{2}{\lambda_0^2} \frac{l}{w} M_2 P_{ac} \right)^{1/2}, \quad (8.36)$$

where λ_0 is the optical wavelength, P_{ac} is the acoustic power, l and w are the dimensions of the flat rectangular transducer, and M_2 includes a group of material parameters known as the acoustooptic figure of merit,

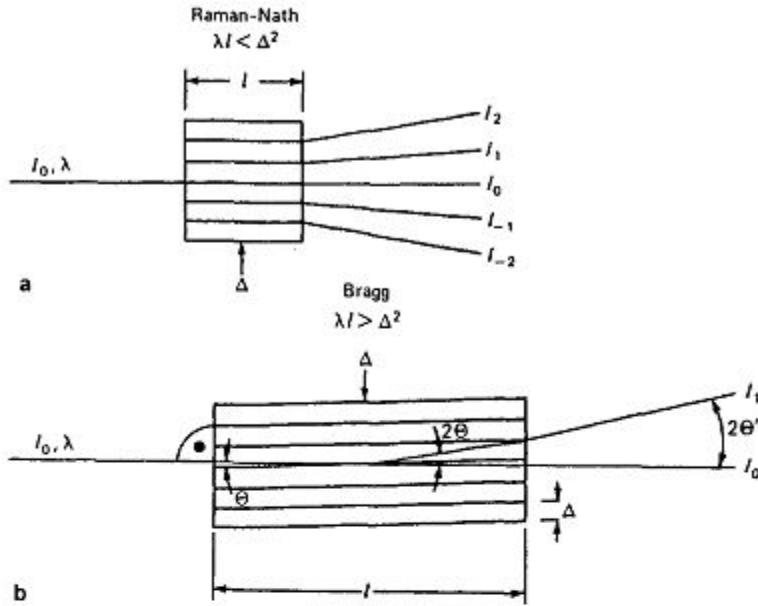


Fig. 8.25. (a) Raman-Nath and (b) Bragg angle acoustooptic Q-switches

$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho v^3}, \quad (8.37)$$

where n is the index of refraction, p is the appropriate photoelastic coefficient, ρ is the density, and v is the acoustic velocity.

Bragg Scattering

When the frequency of the ultrasonic wave is raised and the interaction path is lengthened, higher-order diffraction is eliminated and only two light beams of zero and first order become predominant. The condition for Bragg scattering to occur is

$$l\lambda \gg \Delta^2. \quad (8.38)$$

In the Bragg regime the optical and ultrasonic beams are offset slightly from normal incidence to interact at the Bragg angle

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2\Delta}. \quad (8.39)$$

It should be noted that λ , Δ , and θ are measured inside the medium (that is, $\lambda = \lambda_0/n$). As shown in Fig. 8.25b, if measured externally the angle between the incident light and the acoustic wave is $\theta' = n\theta$ and the scattering angle is twice that, i.e.,

$$2\theta' = 2n\theta \approx \frac{\lambda_0}{\Delta}. \quad (8.40)$$

The intensity I_1 of the scattered beam is [8.71]

$$\frac{I_1}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right), \quad (8.41)$$

where the phase amplitude is the same as defined in (8.36).

Depth of Modulation

It is apparent from (8.35–41) that the amount of diffracted power depends on the material parameters expressed by M_2 , the ratio of length to width of the interaction path, and the acoustical power P_{ac} . In a given material such as, for example, fused silica, the value of the photoelastic coefficient p in (8.37) depends on the plane of polarization of the light beam with respect to the ultrasonic propagation direction and on the type of ultrasonic wave, i.e., longitudinal or shear wave. With shear wave generation the particle motion is transverse to the direction of the acoustic wave propagation direction. In this case the dynamic optical loss is independent of polarization in isotropic materials such as fused quartz [8.65, 72]. Table 8.2 lists the pertinent material parameters for an acoustooptic Q-switch fabricated from fused silica.

Since at a small depth of modulation the sine function in (8.41) can be taken equal to its argument, the diffracted power is proportional to the figure of merit M_2 . From Table 8.2 it follows, that in a Bragg angle device employing longitudinal-mode ultrasound, light polarized perpendicular to the acoustic wave vector is deflected five times stronger than light polarized parallel to this direction. The shear wave device, which operates independent of the light polarization, has a higher diffraction efficiency than parallel-polarized light in a longitudinal device, but a substantially lower efficiency compared to the perpendicular-polarized light in a longitudinal modulator.

Table 8.2. Material parameters of acoustooptic Q-switches employing fused silica (Bragg and Raman-Nath devices)

Acoustic wave	p coefficient	Polarization of optical beam with respect to acoustic wave vector	Velocity of sound $\times 10^5$ [cm/s]	Figure of merit $\times 10^{-18}$ [s^3/g]	Acoustical power P_{ac} [W] for 1% deflection ($l/w = 10$)
Shear wave	$p_{44} = 0.075$	Independent	3.76	0.47	0.42
Longitudinal	$p_{11} = 0.121$	Parallel	5.95	0.30	0.67
Longitudinal	$p_{12} = 0.270$	Perpendicular	5.95	1.51	0.13