

Tehniskais apraksts

Pašlaik, pārraidāma optiskā signāla mērījumu procedūras uzbūvētai līnijai sadalās vairākos etapos, kur nepieciešami vismaz pieci mērinstrumenti:

- a) reflektometriskie mērījumi,
- b) vājinājuma mērījumi,
- c) spektrālie mērījumi,
- d) hromatiskās dispersijas mērījumi,
- f) polarizācijas modu dispersijas mērījumi.

Šobrīd, katrai no iepriekš minētai mērījumu procedūrai ir nepieciešams vismaz viens mērījumu instruments. Nodējumā ir aprakstīta izstrādāta Universāla „ŠOPS” parametru mērīšanas tehnoloģija kura samazina nepieciešamo mērinstrumentu skaitu līdz diviem, pielietojot kompleksa mērījuma izstrādāto procedūru ar komplektu ANRITSU MT9083 sērijas aparātu un izstrādāto programmatūru.

Pārraidāmā optiskā signāla vājinājums

Optiskā šķiedra ir vide, kurā ir iespējama optiskā signāla pārraide ļoti lielos attālumos. Optiskā signāla vājinājums optiskajā līnijā ir viens no svarīgākajiem tās raksturlielumiem, kas tālāk tieši iespaido visas šķiedru optikas sistēmas raksturlielumus un iespējas. Zināmi dažādi vājinājuma rašanās cēloņi, kā materiālā absorbcija, optiskā izkliede, šķiedras mikro un makro locījumi, dažādu savienojumu vietas ar iekārtām vai šķiedru savstarpējie savienojumi. Optiskā signāla vājinājums $A(\lambda)$ ar viļņa garumu λ norobežotas līnijas posmā, kura garums ir L , ir

$$A(\lambda) = 10 \log \frac{P_1(\lambda)}{P_2(\lambda)} \text{ (dB)}$$

, kur

$P_1(\lambda)$ - optiskā jauda līnijas posma ieejā pie viļņa garuma λ ;

$P_2(\lambda)$ - optiskā jauda līnijas posma izejā pie viļņa garuma λ .

Vienmērīgai šķiedrai ir iespējams definēt vājinājumu garuma vienībai vai vājinājuma koeficientu, kas atkarīgs no šķiedru optikas līnijas garuma:

$$\alpha(\lambda) = \frac{A(\lambda)}{L} \text{ (dB/km)}$$

Vājinājums optiskajā līnijā nav atkarīgs no optiskā signāla intensitātes, bet būtiski mainās no optiskā signāla viļņa garuma. Tā kā vājinājums galvenokārt ir atkarīgs no šķiedras ķīmiskā sastāva un ražošanas tehnoloģijas, tad šķiedru vājinājumi ir noteikti ITU-T rekomendācijās un tādā veidā šķiedras tiek klasificētas atkarībā no vājinājuma. Vienmodas šķiedru optikas kabeļa (*SMF- single mode fiber*) vājinājums kā tā raksturlielums ir definēts ITU-T rekomendācijās. Uz šo brīdi ITU-T rekomendācijās ir noteikti vairāki šķiedru optikas kabeļu veidi un to maksimālā vājinājuma vērtības:

Rekomendācija	Viļņa garums	Maks. vājinājums
G.652.A	1310 nm	0,5 dB/km
	1550 nm	0,4 dB/km
G.652.B	1310 nm	0,4 dB/km
	1550 nm	0,35 dB/km
	1625 nm	0,4 dB/km
G.652.C	1310 nm līdz 1625 nm	0,4 dB/km
	1383 nm \pm 3 nm	0,4 dB/km
	1550 nm	0,3 dB/km
G.652.D	1310 nm līdz 1625 nm	0,4 dB/km
	1383 nm \pm 3 nm	0,4 dB/km
	1550 nm	0,3 dB/km
G.653.A	1550 nm	0,35 dB/km
G.653.B	1550 nm	0,35 dB/km
G.654.A	1550 nm	0,22 dB/km

G.654.B	1550 nm	0,22 dB/km
G.654.C	1550 nm	0,22 dB/km
G.655.C	1550 nm	0,35 dB/km
	1625 nm	0,4 dB/km
G.655.D	1550 nm	0,35 dB/km
	1625 nm	0,4 dB/km
G.655.E	1550 nm	0,35 dB/km
	1625 nm	0,4 dB/km
G.656	1460 nm	0,4 dB/km
	1550 nm	0,35 dB/km
	1625 nm	0,4 dB/km
G.657.A	1310 nm līdz 1625 nm	0,4 dB/km
	1383 nm ±3 nm	0,4 dB/km
	1550 nm	0,3 dB/km
G.657.B	1310 nm	0,5 dB/km
	1550 nm	0,3 dB/km
	1625 nm	0,4 dB/km

Salīdzinot dažādas rekomendācijas, redzams, ka tās nosaka maksimālo vājinājumu attiecīgajā šķiedru optikas darbības logā vai arī vājinājumu viļņa garumam 1383 nm. Tomēr, ražošanas tehnoloģijām attīstoties, šķiedru optikas kabeļu vājinājuma vērtības ir ievērojami mazākas kā ITU-T rekomendācijās. Piemēram, viens no šķiedru optisko kabeļu vadošajiem ražotājiem „Corning Inc.”, savam šķiedru optiskajam kabelim Corning SMF-28 ULL kā maksimālo vājinājumu 1310 nm viļņa garumam uzrāda 0,31 dB/km, 1550 nm- 0,18 dB/km, 1625 nm- 0,21 dB/km. Neskatoties uz to, ka ražotājs norāda produkta atbilstību G.652 rekomendācijām, ir redzams, ka vājinājums, sevišķi pie viļņa garuma 1550 nm (0,18 dB/km), ir ļoti būtiski mazāks kā G.652.C rekomendācijā uzrādītais (0,3 dB/km). Tas nozīmē, ka praktiski, šķiedru optisko kabeļu maksimālais vājinājums vērtība var būt ievērojami mazāks nekā ražotāja norādītajā ITU-T rekomendācijā.

Optiskā signāla vājinājums ir viens no svarīgākajiem raksturlielumiem, kas ietekmē visus pārējos procesus. Optiskā vājinājuma precīza noteikšana ir optisko sistēmu un līniju ekspluatācijas mērījumu pamats.

Optiskās līnijas vājinājuma mērījumu nogriešanas metode

Ar nogriešanas metodi veic vājinājuma mērījumus dažādos šķiedras līnijas garumos. Var uzskatīt, ka vājinājuma koeficients α visā līnijas garumā ir nemainīgs, turpretim jaudas sadalījums šķiedrā ir šāds:

$$P(z) = P_0 e^{-\alpha z}$$

Tas nozīmē, ja tiek mērīta optiskā jauda P_1, P_2, P_3 attiecīgi pēc attāluma L_1, L_2, L_3 (sk. zīm. 1), tad vājinājums var tikt aprēķināts sekojoši:

$$\alpha = \frac{\ln(P_2/P_1)}{L_1 - L_2}$$

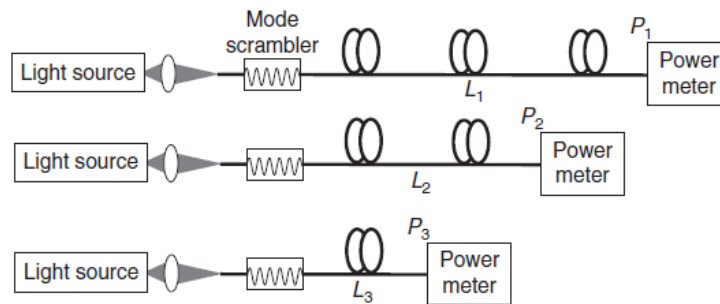
vai

$$\alpha = \frac{\ln(P_3/P_2)}{L_2 - L_3}$$

Vājinājuma mērīšana ar nogriešanas metodi ir vienkārša, precīza, taču ir arī būtiski trūkumi:

1. Ja vājinājums ir ļoti mazs, tad vājinājuma mērījumi ir jāveic ļoti garā posmā, lai iegūtu augstu vai pieņemamu mērījumu precizitāti;
2. Praktiski mērījumu vietu var izvēlēties optiskā kabeļa mehānisko savienojumu vietās vai speciāli paredzētās vietās, kur ir optiskie sazarotāji;
3. Mērījuma veikšanai ir nepieciešams signāla avots šķiedras ieejās un optiskās jaudas mēriekārta šķiedras izejā;

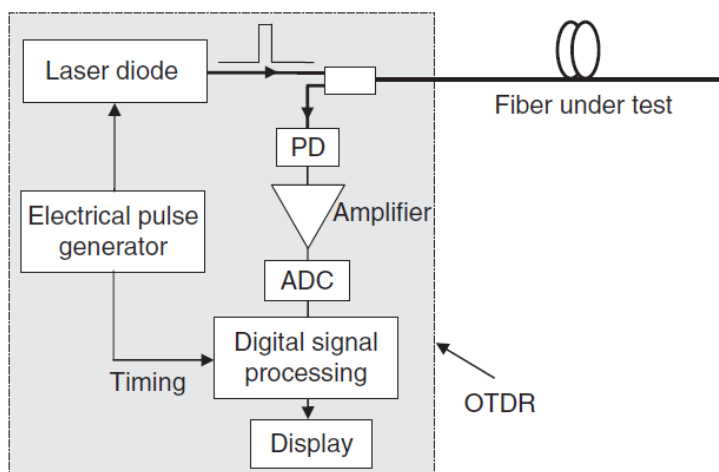
Mīnēto trūkumu dēļ nogriešanas metodi izmantošanu ekspluatācijas mērījumos praktiski neizmanto vai arī to dara ļoti reti, atsevišķos speciālos gadījumos, piemēram, nav pieejama OTDR mēriekārta.



Attēls 1. Nogriešanas mērījumu metodes shēma.

Optiskās līnijas vājinājuma mērījumu metode ar optisko laika reflektometru (OTDR)

Vājinājuma mērījumi optiskajā līnijā ar optisko laika reflektometru (*OTDR-Optical Time-Domain Reflectometer*) balstās uz vienu no svarīgākajiem lineārajiem optiskajiem efektiem optiskajās šķiedrās - Releja izkliedi. Ar OTDR metodi iespējams veikt vājinājuma mērījumus visā šķiedras garumā, visas nepieciešamās mērījumu procedūras darbības veicot optiskās līnijas sākumā (vienā punktā), kas ir ļoti būtiska priekšrocība, salīdzinot šo metodi ar nogriešanas metodi.



Attēls. Optiskā laika reflektometra (OTDR) shēma.

Optiskais signāls ar lielu jaudu tiek pārraidīts optiskajā šķiedrā. Releja izkliedes dēļ, notiek signāla atstarošanās, taču atstarotā signāla lielums ir atkarīgs no optiskās šķiedras neviendabības katrā punktā visā šķiedras garumā. Atstarotie signāli, kuri satur detalizētu informāciju par vājinājumu katrā punktā, tiek detektēti, apstrādāti un attēloti rezultējošā attēlā- reflektogrammā.

Attēlā 2. ir redzama optiskā laika reflektometra principiālā shēma. Lāzardiode pārveido elektrisko impulsu ģeneratora impulsus optiskajos impulsos un pārraida tos optiskajā šķiedrā. Fotodiode detektē atstarotos impulsus un caur sadalītāju tālāk sūta uz pastiprinātāju, analogā signāla pārveidotāju digitālā signālā (*ADC- Analog-to-Digital Converter*) un uz digitālā signāla apstrādes iekārtu (*DSP- Digital Signal Processing*). DSP tiek sinhronizēts ar pārraidītajiem optiskajiem signāliem, līdz ar to katra atstarotā impulsa aiztures laiks var tikt precīzi aprēķināts.

Zudumu cēloņi šķiedru optikas pārraides līnijās ir: absorbcija, izkliede, izliekumi, savienojumi. Vispārīgi aplūkojot, zudumu veidošanās šķiedras garumā ir nevienmērīga, sevišķi, ja ir savienotas optiskās šķiedras ar dažādiem raksturlielumiem. Tamdēļ, vājinājums šķiedru optikas pārraides līnijā ir jāaplūko kā funkcija no šķiedras garuma:

$$P(z) = P(0)\exp\left\{-\int_0^z [\alpha_0(x) + \alpha_{sc}(x)]dx\right\}$$

kur

$P(0)$ - optiskā jauda līnijas ieejā;

$\alpha_{sc}(x)$ - citu, izņemot Releja izkliedes, cēloņu ienestais vājinājums;

$\alpha_0(x)$ - Releja izkliedes ienestais vājinājums.

Pieņemot, ka šķiedrā laika momentā t_0 pārraidītā optiskā impulsa garums ir τ , neievērojot citus efektus, piemēram, hromatisko dispersiju un šķiedras nelinearitāti, impulsa priekšējās un aizmugurējās frontes atrašanās šķiedrā laika momentā t ir:

$$z_{pr} = v_g(t - t_0)$$

$$z_{aiz} = v_g(t - t_0 - \tau)$$

kur

z_{pr} - pārraidītā impulsa priekšējā fronte;

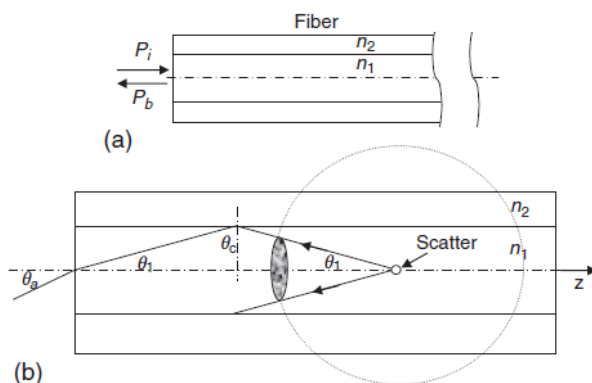
z_{aiz} - pārraidītā impulsa aizmugurējās fronte;

v_g - pārraidītā impulsa grupas ātrums.

Pieņemam, ka Releja izkliede notiek īsā šķiedras gabalā ar garumu dz . Tad Releja izklijes ienestos zudumus īsā šķiedras gabalā var aprakstīt sekojoši:

$$dP_{SC}(z) = P(z)\alpha_{SC}(z)dz$$

Tikai maza izklijētās enerģijas daļa pievienojas modai, kura izplatās pretējā virzienā (sk. Attēls 2).



Attēls 2. Optiskā signāla atstarošanās šķiedrā (a) un optiskā signāla izkliede (b).

Līdz ar to, atstarotā optiskā jauda, kas veidojas šķiedras apgabalā z un atgriežas šķiedras ieejā, var tikt aprakstīta sekojoši:

$$dP_{BS}(z) = P(0) \cdot \eta \cdot \alpha_{SC}(z) \cdot dz \cdot \exp\{-2 \int_0^z \alpha(x) dx\}$$

kur

$\alpha(x) = \alpha_0(x) + \alpha_{SC}(x)$ kopējais optiskās šķiedras vājinājuma koeficients, kas satur gan Releja izklijes, gan citu efektu ienesto vājinājumu;

η - koeficients, kas nosaka cik daudz izklijētā (atstarotā) optiskā signāla jauda nokļūst atpakaļ šķiedrā pretējā virzienā.

Katrā punktā, kurā notiek izkliede, gaisma izplatās vienmērīgi visos virzienos (sk. Attēls 2.), jeb telpiskā leņķī 4π . Sekojoši, atstarotā gaisma var izplatīties telpiskajā leņķī 2π . Tomēr tikai maza daļa no izklijētās gaismas nokļūst atpakaļ šķiedrā, jo tas ir iespējams tikai tajā telpiskajā leņķī, ko nosaka šķiedras serdeņa skaitliskā apertūra. Pārējā daļa absorbējas šķiedras apvalkā un zūd. Ja pieņemam, ka atstarošanās notiek tikai uz šķiedras centrālās ass, tad koeficientu η var izteikt sekojoši:

$$\eta = \frac{2\pi(1 - \cos\theta_1)}{4\pi}$$

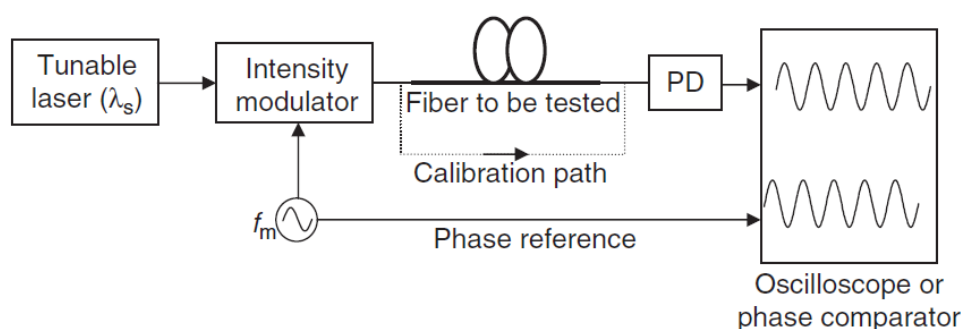
kur

θ_1 - telpiskais leņķis, kurā ir iespējama gaismas nokļūšana šķiedras serdenī. Leņķa lielumu nosaka skaitliskā apertūra NA un līdz ar to šķiedras serdeņa un apvalka laušanas koeficienti n_0 un n_1 .

Hromatiskā dispersija

Optiskajam signālam izplatoties optiskajā šķiedrā, optiskā signāla spektra dažādi viļņu garumi izplatās ar dažādu ātrumu. Šī efekta rezultātā rodas pārraidītā optiskā signāla paplašināšanās un tas tiek saukts par hromatisko dispersiju (*CD-Chromatic Dispersion*). Tieši hromatiskai dispersijai ir būtiskākā ietekme uz optiskā signāla formu no dispersiju veidiem vienmodas šķiedru optikas kabeļos. Analizējot hromatisko dispersiju kā mērījumu objektu, impulsa paplašināšana notiek ļoti plašā spektra apgabalā, bet hromatiskās dispersijas vērtības ir relatīvi mazas. Piemēram, tipiska hromatiskās dispersijas vērtība vienmodas šķiedras optiskajam kabelim viļņa garumā 1550 nm ir apmēram 17 ps/nm/km. Lai varētu nomērīt šādas hromatiskās dispersijas vērtības, optiskā signāla platumam ieejā būtu jābūt pikosekundēs, bet fotouztvērēja joslas platumam vairāk nekā 100 GHz. Pie šādiem nosacījumiem būtu iespējams veikt tiešus hromatiskās dispersijas mērījumus. Šādas prasības, lai veiktu mērījumus ir izpildāmas, taču tas ir pietiekami sarežģīti. Tamdēļ hromatiskās dispersija mērīšanai praktiski izmanto citas metodes. Šajā darbā ir apskatītas fāzes modulācijas un interferometriskā hromatiskās dispersijas mērīšanas metodes.

Fāzes nobīdes metode



Attēls 4. Hromatiskās dispersijas fāzes modulācijas mērījumu metodes shēma.

Hromatiskās dispersijas mērījumu ar fāzes nobīdes metodi pamatā ir fāzes izmaiņu salīdzināšana optiskajam signālam, kas ir pārraidīts pa mērāmo optisko šķiedru ar to pašu signālu, kas ir pārraidīts pa zināmu vidi, jeb references signālu, tiek padots uz oscilogrāfu vai fāzes komparatoru. Optiskā signāla avots ir lāzera starojums ar maināmu viļņa garumu λ_s , un tā intensitāte ir modulēta ar frekvenci f_m .

Hromatiskās dispersijas ietekmes dēļ, optiskā signāla izplatīšanās ātrums optiskajā šķiedrā ir funkcija no šī signāla viļņa garuma: $\tau_g = \tau_g(\lambda)$. Lai izmērītu optiskā signāla izplatīšanās ātruma aiztures atkarību no viļņa garuma, optiskais signāls tiek modulēts ar sinusoidālu signālu RF un izplatīšanās aizture tiek izteikta kā relatīva uztvertā RF signāla fāzes starpība pret RF references signāla fāzi, ko nosaka ar oscilogrāfu vai fāzu komparatoru. Mainot lāzera starojuma viļņa garumu, tiek iegūta RF signālu fāzu starpība kā funkcija no optiskā signāla viļņa garuma: $\phi = \phi(\lambda)$.

Ja sinusoidālā signāla modulācijas frekvence ir f_m , tad ja relatīvā fāžu starpība starp optiskā signāla diviem viļņu garumiem $\Delta\phi = 360^\circ$, tas atbilst grupas aizturai

$\Delta\tau_g = 1/f_m$. Tāpēc grupas aizturi kā funkciju no optiskā viļņa garuma var uzteikt kā

$$\Delta\tau_g(\lambda) = \frac{\phi(\lambda) - \phi(\lambda_r)}{360^\circ} \frac{1}{f_m}$$

kur

$\phi(\lambda) - \phi(\lambda_r)$ - fāzu starpība starp RF signālu ar viļņa garumu λ un references signāla viļņa garumu λ_r .

Ja ir zināma grupas aizture kā funkcija no viļņa garuma, tad hromatiskās dispersijas koeficientu $D(\lambda)$ var izteikt sekojoši:

$$D(\lambda) = \frac{1}{L} \frac{d(\tau_g(\lambda))}{d\lambda} = \frac{1}{360^\circ L f_m} \frac{d\phi(\lambda)}{d\lambda}$$

kur

L - mērāmās šķiedras garums.

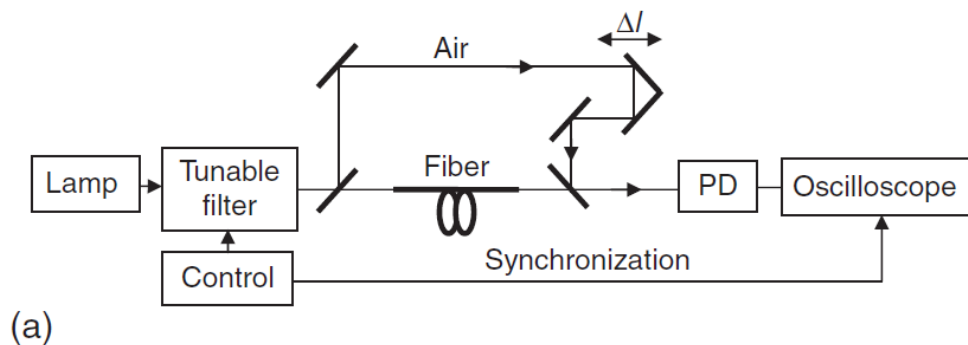
Tā kā hromatiskās dispersijas koeficients tiek noteikts kā grupas aiztures atvasinājums, references signāla fāzes vērtībai kā nemainīgam lielumam un optiskā signāla komponentes ar viļņa garumu, kura tiek pieņemta par references vērtību, nav būtiska nozīme. Savukārt pareizai modulācijas frekvences f_m izvēlei ir nozīmīga ietekme uz mērījumu precizitāti. Liela modulācijas frekvence ļauj palielināt fāzes izmaiņas mērījumu gaitā. Tas secināms no tā, ka fāzes izmaiņas pret viļņa garuma izmaiņām ir tieši lineāri proporcionālas modulācijas frekvencei:

$$d\phi(\lambda)/d\lambda = 360^\circ D(\lambda) L f_m$$

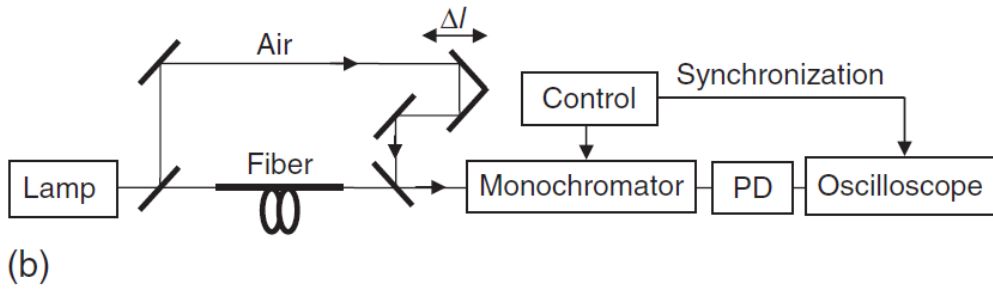
Jāievēro, ka ja modulācijas frekvence ir augsta, tad fāzes izmaiņas var pārsniegt 360° mērāmajā optiskajā diapazonā, tāpēc mērīšanas iekārtai ir jāfiksē ciklu skaits, kad ir sasniegta fāzes nobīde par 2π . Tāpēc modulācijas frekvences izvēle ir saistīta ar dispersijas raksturlielumu un optisko diapazonu, kurā paredzēts veikt mērījumus.

Interferometriskā metode

Hromatiskās dispersijas mērījumiem ar interferometrisko metodi ir divi dažādi risinājumi: ar pārskatājamu filtru, blokshēma redzama attēlā 4 un ar monohromatoru, blokshēma redzama Attēls 5.



Attēls 4. Hromatiskās dispersijas interferometriskās mērījumu metodes ar pārskatājamu optisko filtru shēma.



Attēls 5. Hromatiskās dispersijas interferometriskās mērījumu metodes ar monohromatoru shēma.

Kā gaismas avots tiek izmantots platjoslas gaismas avots ar plašu viļņu garumu diapazonu no 500 nm līdz 1700 nm, piemēram, gaismas diode ar starojumu plašā spektra diapazonā. Tālāk vajadzīgais viļņa garums, kurā tiek veikts CD mērījums tiek izdalīts ar pārskaņojamo optisko filtru (a) vai ar monohromatoru (b). Mērījumu metode balstās uz interferenci starp optisko signālu mērāmajā šķiedrā, kas tiek padots uz interferometra pirmo plecu un to pašu signālu, kas tiek padots uz otru plecu pa vidi, kuras ietekme uz signāla fāzi ir zināma, piemēram, gaiss, šķiedra ar zināmiem raksturlielumiem. Interferometra izejā esošā fotodiode uztver optisko signālu un tas tiek padots uz oscilogrāfu. Monohromators tiek pārskaņots uz vajadzīgo viļņa garumu un maina attālumu Δl , kuru jāveic gaismai līdz interferometra pirmajam plecam, līdz notiek abu plecu signālu fāžu sakrišana. Zināms, ka ja attālums starp abiem pleciem ir daudz mazāks nekā avota koherences garums, tad veidojas interference un fotodiodē fotostrāva:

$$i(t) = \Re\{P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos[\Delta\phi(\Delta l)]\}$$

kur

\Re - LO optiskā signāla frekvence;

P_1 - LO optiskā signāla amplitūda;

P_2 - LO optiskā signāla amplitūda;

$\Delta\phi(\Delta l)$ - relatīvā optisko fāžu starpība starp abiem pleciem.

No otras puses, ja attālums starp abiem interferometra pleciem ir daudz garāks par avota koherences garumu, tad interference ir nekoherenta un foto strāva fotodiodē ir tieši proporcionāla abu plecu jaudu summai:

$$i(t) = \Re\{P_1 + P_2\}$$

Pārskaņojamam optiskajam filtram ar FWHM (*Full-Width Half-Maximum*) joslas platumu $\Delta\lambda$, optiskā signāla koherences garums šāda filtra izejā ir aptuveni:

$$L_c = \frac{\lambda^2}{n_g \Delta\lambda}$$

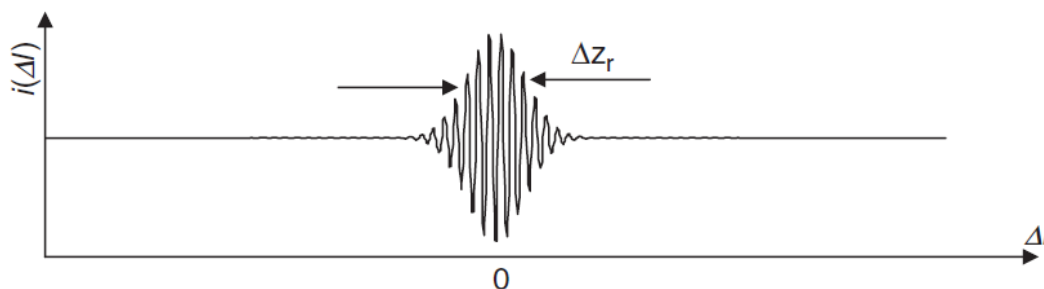
kur

n_g - grupas laušanas koeficients;

λ - optiskā filtra joslas vidējais viļņa garums.

Līdz ar to, ja interferometra abiem pleciem ir vienāda signāla grupas aizture, mazliet mainot attālumu Δl , iegūst fotostrāvas maksimumu. Kā redzams Attēls 6,

fotostrāvas lielums nemainās atkarībā no interferometra plecu attālumu starpības, ja tas ir lielāks par signāla koherences garumu:



Attēls 6. Fotostrāvas izmaiņas pret interferometra plecu garumu starpību.

Interferences zonas platumu Δz_r aprēķina kā aptuvenu lielumu un to dara sekojoši:

$$\Delta z_r = \frac{\lambda^2}{n_g \Delta \lambda}$$

Šādi izvēlēts Δz_r platumš ļauj pietiekoši precīzi konstatēt grupu ātrumu starpību interferometra plecos. Atbilstoši hromatiskās dispersijas definīcijai, tā ir proporcionāla grupas aiztures atvasinājumam:

$$D(\lambda) = \frac{1}{L} \frac{d(\tau_g(\lambda))}{d\lambda}$$

kur

L - šķiedras garums;

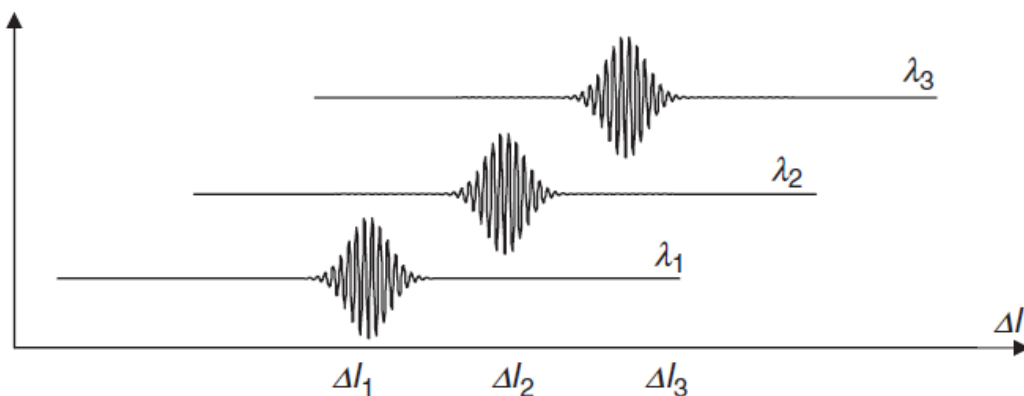
$\tau_g(\lambda)$ - grupas laušanas aizture.

Hromatiskās dispersijas mērījumos šķiedrā galvenais parametrs, kas ir jānosaka, ir grupas aiztures izmaiņas kā funkcija no viļņa garuma. To var realizēt, mainot viļņa garumu ar pārskatājama optiskā filtra palīdzību un mērot relatīvo aizturi kā funkciju no viļņa garuma.

Interferometriem iepriekš redzamajām blokshēmām, viena interferometra pleca gaismas izplatīšanās vide ir gaisa. Tas ir tāpēc, ka optiskajam signālam izplatoties gaisā, tā grupas ātruma izmaiņas nav atkarīgas no viļņa garuma. Sekojoši, lietojot to kā mērījuma atbalsta lielumu, var noteikt interferometra plecu garumu starpību kā funkciju no viļņa garuma, līdz ar to tā var iegūt mērāmās šķiedras dispersijas vērtību:

$$D(\lambda) = \frac{1}{L_c} \frac{d(\Delta l(\lambda))}{d\lambda}$$

Attēls 7 ir redzams rezultāts, ja maina optiskā filtra viļņa garumu hromatiskās dispersijas mērīšanas diapazonā ($\lambda_1; \lambda_2; \lambda_3$). Praktiskos mērījumos mēriekārtas izšķiršanas spēju $\Delta l(\lambda)$ nosaka interferences zonas Δz_r maksimumu izšķirtspēju, bet mērījumu viļņa garumu izmaiņu solis ir ierobežots ar optiskā filtra izšķiršanas joslu.

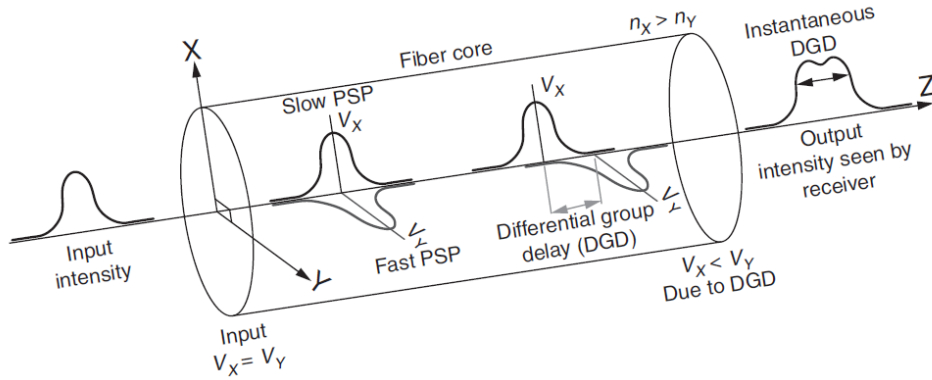


Attēls 7. Fotostrāvas izmaiņas pret interferometra plecu garumu starpību pie dažādiem optiskā signāla viļņu garumiem.

Polarizācijas modu dispersija

Polarizācijas modu dispersija (*PMD- Polarization Mode Dispersion*) ir atsevišķs intermodālās dispersijas veids vienmodas optiskajā šķiedrā un tās rašanās iemesls ir optiskā signāla ortogonāli polarizēto modu dažādi izplatīšanās ātrumi. Neskatoties uz to, ka tiek lietots apzīmējums „vienmodas šķiedra”, tajā faktiski izplatās divas modas, kuras ir savstarpēji ortogonāli polarizētas. Tās parasti tiek apzīmētas kā HE_{11}^x un HE_{11}^y vai vienkāršoti v_x un v_y . Ja optiskā šķiedra būtu ideāli cilindriska ar nemainīgiem parametriem, tad abām modām arī būtu vienādi izplatīšanās parametri. Tā kā praktiski tas tā nav, tad tā sekas ir dažādi modu izplatīšanās ātrumi šķiedras dubultlaušanas (*birefringence*) īpašību dēļ. Dažādie modu izplatīšanās ātrumi izraisa pārraidītā optiskā impulsa paplašināšanos, jo fotodetektors šķiedras izejā reaģē tikai uz optiskā signāla intensitāti, bet ne tā polarizāciju. Pārraidītā optiskā impulsa paplašināšanās rada starpsimbolu interferenci ar sekojošu pārraidīto signāla bitu kļūdām. PMD vērtības ir nelielas, tāpēc to ietekme ir jāievēro optiskajām sistēmām ar datu pārraides ātrumu 10 Gb/s un vairāk.

Vienmodas optiskās šķiedras modu stāvokļu attēlošanai lieto to projekcijas uz x un y asīm. Šādu projekciju apzīmē kā polarizācijas stāvokli (*PSP-Principal State of Polarization*). Savukārt impulsa paplašināšanās laika vērtība, ko izraisa polarizēto impulsa modu savstarpējā nobīde tiek apzīmēta kā diferenciālā grupu aizture (*DGD-Differential Group Delay*) (sk. Attēls8). DGD ir nepastāvīgs lielums un tās izmaiņām ir gadījuma raksturs visā šķiedras garumā.



Attēls 8. Diferenciālās grupu aiztures ietekme uz optisko impulsu.

Polarizācijas modu dispersija var definēt kā vidējo aritmētisko vērtību vai vidējo kvadrātisko no DGD vērtībām noteiktā optiskā diapazonā. Vidējo aritmētisko aprēķina sekojoši:

$$PMD_{AVG} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Delta\tau(\lambda) d\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

un vidējo kvadrātisko sekojoši:

$$PMD_{RMS} = \sqrt{\left(\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Delta\tau(\lambda)^2 d\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)}$$

Atbilstoši, $\lambda_2 - \lambda_1$ starpībai ir jābūt pietiekami lielai, ar kārtu 100 nm. Ja visa optiskā diapazona DGD vērtības var aproksimēt atbilstoši Maksvela sadalījumam ar pietiekami augstu precizitāti, tad PMD_{AVG} un PMD_{RMS} matemātiskās vērtības ir līdzīgas.

Diferenciālās grupu aiztures optiskā šķiedrā matemātiskais apraksts un pielietojums

Pieņemam, ka optiskā signāla vertikāli polarizētās modas izplatīšanās konstante ir

$$\beta_{\perp} = \omega n_{\perp} / c$$

un attiecīgi horizontāli polarizētajai modas izplatīšanās konstante:

$$\beta_{\parallel} = \omega n_{\parallel} / c$$

kur

ω - optiskā signāla frekvence;

n_{\perp} , n_{\parallel} - šķiedras laušanas koeficienti;

c - gaismas ātrums.

Tā kā šķiedras dubultlaušanas īpašību dēļ $n_{\perp} \neq n_{\parallel}$, sekojoši $\beta_{\perp} \neq \beta_{\parallel}$, līdz ar to abu izplatīšanās konstantu starpība ir

$$\Delta\beta = \beta_{\parallel} - \beta_{\perp} = \frac{\omega(n_{\parallel} - n_{\perp})}{c} = \frac{\omega}{c} \Delta n_{eff}$$

kur

$\Delta n_{eff} = n_{\parallel} - n_{\perp}$ - efektīvais diferenciālais laušanas koeficients.

Skaitliski n_{eff} vērtība ir ar kārtu no 10^{-5} līdz 10^{-7} standarta vienmodas šķiedrai, sekojoši šķiedrai ar garumu L ortogonāli polarizētu modu izplatīšanās aizture ir

$$\Delta\tau = \frac{n_{\parallel} - n_{\perp}}{c} L = \frac{\Delta n_{eff}}{c} L$$

kur

$\Delta\tau$ - optiskās šķiedras DGD.

Šķiedras dubultlaušana ir cēlonis optiskā signāla polarizācijas stāvokļa (*SOP-State of Polarisation*) rotācijai tā izplatīšanās laikā šķiedrā. Laika sprīdī, kad abu ortogonāli polarizēto modu fāze mainās par $\Delta\beta L = 2\pi$, arī signāla polarizācijas stāvoklis šķiedras izejā izmainās par 2π .

Pieņemot, ka optiskais signāls šķiedras ieejā satur tikai divas komponentes ar viļņu garumiem ω_1 un ω_2 un abām komponentēm šķiedras ieejā ir vienāds polarizācijas stāvoklis (tās ir ko-polarizētas), tad var secināt, ka šķiedras ar garumu L izejā to polarizācijas stāvokļi atšķirsies viens no otra:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\omega \cdot \Delta n_{eff}}{c} L = \Delta\omega \Delta\tau$$

kur

$\Delta\theta$ - polarizācijas stāvokļa fāzes izmaiņas leņķis šķiedras izejā, $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$.

Līdz ar to varam secināt, ka šķiedras DGD vērtību $\Delta\tau$ var noteikt (izmērīt), mērot optiskā signāla komponentu ar dažādiem viļņu garumiem polarizācijas stāvokļu izmaiņas šķiedras izejā. Šis konstatējums ir PMD mērījumu pamats, veicot $\Delta\tau$ vērtību mērījumus kā funkciju no viļņa garuma (pie 1310 nm un 1550 nm).

Šāds procesu skaidrojums ir pareizs ar nosacījumu, ka relatīvais laušanas koeficients visā šķiedras garumā ir nemainīgs vai tā izmaiņas ir relatīvi mazas. Ja šķiedras garums ir pietiekami liels, tad šķiedras dubultlaušanas koeficientu izmaiņas var mainīties (rotēt) ap šķiedras centrālo asi citu šķiedras fizikālo parametru izmaiņu dēļ, piemēram, šķiedras izmēru neviendabības, šķiedras vijums tās garenvirzienā, locījumi, utt.

Polarizācijas stāvokļa apraksts ar Stoksa parametriem

PMD rašanās cēlonis (Attēls 9.) ir optiskās šķiedras dubultlaušana, ko var izmērīt kā polarizācijas stāvokļa funkciju no optiskā signāla viļņa garuma. Polarizācijas stāvokļa raksturošanai parasti lieto Stoksa parametrus, kuru rezultējošais vektors \vec{S} uzskatāmi attaino signāla polarizācijas stāvokli uz Puankarē sfēras.

Optiskā signāla polarizācijas stāvokli var raksturot ar signāla amplitūdu E_{x0} un E_{y0} uz x un y asīm un relatīvo fāzu starpību ϕ :

$$\vec{E} = \vec{a}_x E_{x0} \cos(\omega t - kz) + \vec{a}_y E_{y0} \cos(\omega t - kz - \phi)$$

kur

\vec{a}_x, \vec{a}_y - virzienu vektori;

ϕ - relatīvā fāzu aizture starp divām ortogonālām modām.

Jāievēro, ja optiskais signāls nav pilnīgi (100%) polarizēts, ir jāievēro polarizācijas koeficients DOP (*DOP- Degree of Polarization*). Optiskā signāla polarizācijas stāvokli apraksta Stoksa vektors. To veido četri neatkarīgi Stoksa parametri, kuri apraksta optiskā signāla jaudu pie dažādiem zināmiem polarizācijas stāvokļiem.

Optiskam signālam Stoksa parametri tiek definēti sekojoši:

$$\begin{aligned} S_0 &= P \\ S_1 &= |E_{x0}|^2 - |E_{y0}|^2 \\ S_2 &= 2|E_{x0}||E_{y0}|\cos\psi \\ S_3 &= 2|E_{x0}||E_{y0}|\sin\psi \end{aligned}$$

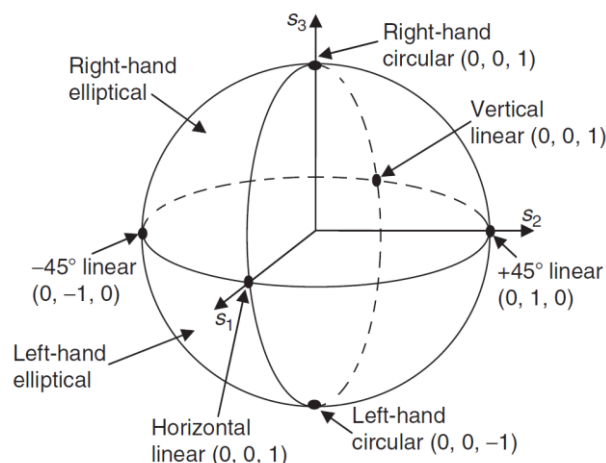
kur

P - optiskā signāla jauda.

Pilnīgi polarizētam signālam optisko jaudu var izteikt kā $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = P^2$ un attiecīgi:

$$S_0 = |E_{x0}|^2 + |E_{y0}|^2 = P$$

Ja optiskais signāls ir pilnīgi polarizēts, Stoksa parametru vērtības var būt robežās no -1 līdz +1, līdz ar to Stoksa vektora S beigu punkts atradīsies uz sfēras ar rādiusu 1. Ja optiskais signāls nav pilnīgi polarizēts, tad beigu punkts atrodas sfēras iekšpusē un vektora garums ir atbilstoši DOP vērtībai.

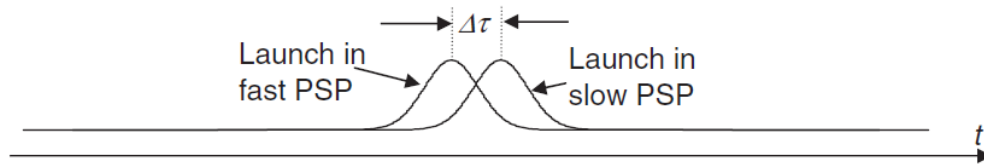


Attēls 9. Polarizācijas stāvokļu attēlojums Puankarē sfērā.

Praktiskos mērījumos ir nepieciešami optiskā signāla jaudas mērījumi pie dažādām polarizācijas stāvokļiem. To ir iespējams veikt pielietojot atbilstošus viļņu garumus.

Diferenciālās grupas aiztures mērījumi ar impulsa aiztures metodi

Vienkāršākā DGD mērījumu metode optiskajā šķiedrā ir īsa garuma optiskā impulsa abu polizizācijas modu aiztures mērīšana.



Attēls 10. Laika aizture starp optiskā signāla ortogonālām modām.

Lāzera avots (pie 1310 nm, vai 1550 nm) izstaro īsus optiskos impulsus šķiedrā. Fotodiode pārveido optisko signālu elektriskajā un tā forma ir redzama. Pēc tam tiek izdalīta viena un pēc tam otra signāla ortogonālā moda kā rezultātā tiek mērīta laika aizture starp abām modām (sk. Attēls 10).

Aprakstītā mērījumu metode ir vienkārša un praktiski salīdzinoši vienkārši realizējama, tomēr mērījuma metodes precizitāte ir atkarīga no impulsa garuma. Īsiem impulsiem acīmredzami būs arī mazas DGD vērtības, bet šādus īsus impulsus ļoti būtiski ietekmē (paplašina) hromatiskā dispersija. Piemēram, izdarot mērījumus 10 km garai standarta vienmodas šķiedrai (SSMF) ar hromatisko dispersiju 17 ps/nm/km, optiskā signāla viļņu garumu 1550 nm ar impulsa platumu 10 ps, optiskā spektra platums ir aptuveni 0,8 nm. Tikai hromatiskās dispersijas ietekmes dēļ impulsa platums šķiedras izejā būs aptuveni 136 ps. Tāpēc nav racionāli DGD mērījumos šķiedrai ar lielu hromatisko dispersiju lietot īsus optiskos impulsus. Ja optiskā impulsa platums šķiedras ieejā ir Δt_{in} , izejas impulsa platumu var aprēķināt sekojoši:

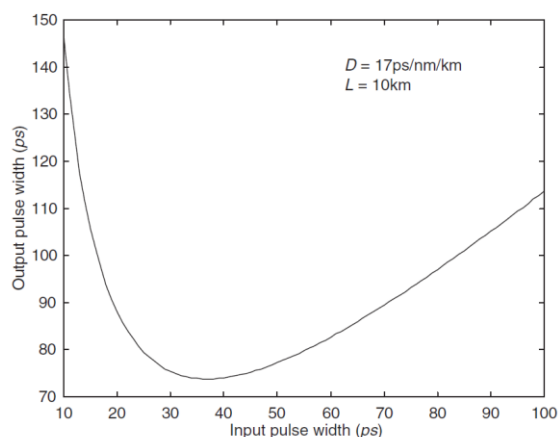
$$\Delta t_{out} = \Delta t_{in} + \frac{D\lambda^2}{c\Delta t_{in}} L$$

kur

D - šķiedras hromatiskā dispersija;

Λ - optiskā signāla viļņa garums;

L - optiskās šķiedras garums.



Attēls 11. Izejas impulsa garums kā funkcija no ieejas impulsa platuma, ja hromatiskā dispersija $D=17$ ps/nm/km un šķiedras garums $L=10$ km.

Ja pieņemam vērtības $D=17$ ps/nm/km, $L=10$ km, tad izejas signāla platums kā funkcija no ieejas signāla platuma ir redzama Attēls 11. Kā redzams, izejas impulsa minimālais platums ir aptuveni 73 ps, kādēļ ir neiespējami veikt DGD mērījumus, kura vērtība ir dažas pikosekundes, bez hromatiskās dispersijas kompensācijas. Arī tad, ja tiek realizēta hromatiskās dispersijas kompensācija, ir jāievēro kompensatoru ietekme uz mērījumu rezultātu.

Diferenciālās grupas aiztures mērījumos impulsa aiztures metodi var lietot mērījumos, kad šķiedrai ir maza hromatiskā dispersija, bet prognozētā DGD vērtība ir liela.

Diferenciālās grupas aiztures mērījumi ar Džonsa matricas metodi

Ar Džonsa matricas metodi tiek veikti optiskā signāla polarizācijas stāvokļu mērījumi optiskās šķiedras izejā, pie zināmiem un fiksētiem ieejas optiskā signāla polarizācijas stāvokļiem. Ar to palīdzību apraksta optiskā signāla polarizācijas stāvokli vai pārvades funkciju kā matricu, pasīvā optiskā elementā (piemēram, šķiedras optiskajā līnijā). Piemēram, polarizētu optisko gaismu var aprakstīt kā kompleksu divu elementu kompleksu vektoru Dekarta koordinātu sistēmā. Šie divi vektori apraksta elektriskā lauka amplitūdu un fāzi katrā noteiktā punktā:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{x0} e^{j\varphi_x} \\ E_{y0} e^{j\varphi_y} \end{pmatrix}$$

kur

φ_x un φ_y - divu komponentu fāzes.

Pasīva optiska elementa pārvades funkciju var uzrakstīt četru elementu matricas formā:

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$$

Šāda pārvades matrica var tikt izmantota, lai aprakstītu trīs Džonsa vektoru mērījumus optiska elementa izejā pret atbilstošiem, zināmiem Džonsa vektoriem

ieejā. Pieņemot, ka Džonsa vektors optiskā elementa ieejā ir $\vec{E}_{ie} = \begin{pmatrix} E_{x,ie} \\ E_{y,ie} \end{pmatrix}$ un izejā $\vec{E}_{iz} = \begin{pmatrix} E_{x,iz} \\ E_{y,iz} \end{pmatrix}$. Sekojoši, Džonsa matricu var uzrakstīt sekojoši:

$$\begin{bmatrix} E_{x,iz} \\ E_{y,iz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x,ie} \\ E_{y,ie} \end{bmatrix}$$

Lai varētu lietot praktiski šādu matricu kā pasīva optiska elementa pārvades funkciju, ir ērti lietot ieejas signālus ar lineāru polarizācijas stāvokli ar polarizācijas leņķiem attiecīgi $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$. Turpmāk tiks aplūkoti katrs no 3 ieejas signāliem atsevišķi.

1. Lineāri polarizēts ieejas signāls ar lineāri horizontālu polarizāciju- 0° .

Džonsa vektors ieejā: $\vec{E}_{ie,1} = \begin{pmatrix} E_{x,ie,1} \\ 0 \end{pmatrix} = E_{x,ie,1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Ja optiskā elementa izejā Džonsa vektors ir $\vec{E}_{iz,1} = \begin{pmatrix} E_{x,iz,1} \\ E_{y,iz,1} \end{pmatrix}$, tad ieejas izejas attiecību matricas veidā var aprakstīt sekojoši:

$$\begin{bmatrix} E_{x,iz,1} \\ E_{y,iz,1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} E_{x,ie,1}$$

vai izdarot matricas aprēķinus:

$$\begin{aligned} E_{x,iz,1} &= M_{11} E_{x,ie,1} \\ E_{y,iz,1} &= M_{21} E_{x,ie,1} \end{aligned}$$

Šeit tiek ieviests jauns parametrs:

$$k_1 = \frac{E_{x,iz,1}}{E_{y,iz,1}} = \frac{M_{11}}{M_{21}}$$

Tā kā $E_{x,iz,1}$ un $E_{y,iz,1}$ var aprēķināt, izmantojot Stoksa parametru mērījumus, tad koeficienta k_1 vērtība ir viegli aprēķināma.

Līdzīgi var veikt Džonsa matricas aprakstu pārējiem lineāri polarizētiem signāliem ar zināmām polarizācijām.

2. Lineāri polarizēts ieejas signāls ar lineāri vertikālu polarizāciju- 90° .

Džonsa vektors ieejā: $\vec{E}_{ie,2} = \begin{pmatrix} 0 \\ E_{y,ie,2} \end{pmatrix} = E_{y,ie,2} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

Džonsa vektors izejā: $\vec{E}_{iz,2} = \begin{pmatrix} E_{x,iz,2} \\ E_{y,iz,2} \end{pmatrix}$

Džonsa matrica: $\begin{bmatrix} E_{x,iz,2} \\ E_{y,iz,2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} E_{y,ie,2}$

pēc matricu aprēķiniem:

$$\begin{aligned} E_{x,iz,2} &= M_{12} E_{y,ie,2} \\ E_{y,iz,2} &= M_{22} E_{y,ie,2} \end{aligned}$$

ieviestais parametrs: $k_2 = \frac{E_{x,iz,2}}{E_{y,iz,2}} = \frac{M_{12}}{M_{22}}$

Līdzīgi kā k_1 , arī k_2 aprēķina, izmantojot Stoksa parametru mērījumus.

3. Lineāri polarizēts ieejas signāls ar lineāru polarizāciju- 45° .

Šajā gadījumā $E_{x,ie,3} = E_{y,ie,3}$, līdz ar to:

Džonsa vektors ieejā: $\vec{E}_{ie,3} = \frac{E_{y,ie,3}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$

Džonsa vektors izejā: $\vec{E}_{iz,3} = \begin{pmatrix} E_{x,iz,3} \\ E_{y,iz,3} \end{pmatrix}$

Džonsa matrica:
$$\begin{bmatrix} E_{x,iz,3} \\ E_{y,iz,3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \frac{E_{x,ie,3}}{\sqrt{2}}$$

pēc matricu aprēķiniem:
$$E_{x,iz,3} = (M_{11} + M_{12}) E_{x,ie,3} / \sqrt{2}$$

$$E_{y,iz,3} = (M_{21} + M_{22}) E_{x,ie,3} / \sqrt{2}$$

ieviestais parametrs:
$$k_3 = \frac{E_{x,iz,3}}{E_{y,iz,3}} = \frac{M_{11} + M_{12}}{M_{21} + M_{22}}$$

Arī k_3 vērtību iegūst, lietojot Stoksa parametru mērījumus.

Ja pieņemam neievērot optiskā signāla izplatīšanās aizturi un ienesto vājinājumu, tad pieņemam matricas ceturto elementu $M_{22} = 1$:

$$k_1 = \frac{M_{11}}{M_{21}}$$

$$k_2 = \frac{M_{11}}{M_{22}}$$

$$k_3 = \frac{M_{11} + M_{12}}{M_{21} + M_{22}} = \frac{M_{11} + M_{12}}{M_{21} + 1}$$

Līdz ar to ir zināmas, un izmantojot Stoksa parametru mērījumus, var aprēķināt visas M matricas vērtības:

$$M_{11} = \frac{k_2 - k_3}{k_3 - k_1} = k_1 k_4$$

$$M_{12} = k_2$$

$$M_{21} = \frac{k_2 - k_3}{k_3 - k_1} = k_4$$

$$M_{22} = 1$$

kur koeficients $k_4 = \frac{k_2 - k_3}{k_3 - k_1}$.

Līdz ar to optiskā elementa (šķiedras) Džonsa matrica ir:

$$[M] = C \begin{bmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix}$$

kurā visi koeficienti ir atkarīgi no 3 neatkarīgiem parametru mērījumiem. Kompleksais reizinātājs C uzrāda izplatīšanās aiztures ietekmi un optiskās šķiedras ienesto vājinājumu. Turpmākajos aprēķinos pieņemsim, ka šo raksturlielumu ietekme ir niecīga, t.i., $C=1$.

Kā tika minēts iepriekš, šķiedras dubultlaušanas īpašību dēļ, optiskā signāla polarizācijas stāvoklis šķiedras izejā ir funkcija no optiskās frekvences ω . Sekojoši, arī Džonsa matrica ir funkcija no optiskās frekvences, t.i., $M = M(\omega)$. Brīvi izvēlētam ieejas signālu lauka vektoram $E_{ie}(\omega)$, ja izejas optisko signālu lauka vektors ir $E_{iz}(\omega)$, ieejas un izejas optisko signālu attiecību var aprakstīt sekojoši:

$$E_{iz}(\omega) = M(\omega) E_{ie}(\omega)$$

Tāpat var aprakstīt izejas signālu lauka vektora amplitūdu un fāzi:

$$E_{iz}(\omega) = A(\omega) e^{j\phi(\omega)}$$

Izdarot izteiksmes atvasināšanu pēc frekvences, iegūst:

$$E'_{iz}(\omega) = M'(\omega) E_{ie}(\omega) = \left[\frac{A'(\omega)}{A(\omega)} + j\phi'(\omega) \right] E_{iz}(\omega)$$

Apostrofs šajās izteiksmēs norāda uz attiecīgā mainīgā atvasinājumu pēc frekvences, piemēram: $E'_{iz}(\omega) = dE_{iz}(\omega)/d\omega$.

Pieņemam, ka $M^{-1}(\omega)$ ir Džonsa matricas inversā matrica. Vienādību var rakstīt sekojoši:

$$E_{ie}(\omega) = M^{-1}(\omega)E_{iz}(\omega)$$

Apvienojot izteiksmes, iegūst:

$$M'(\omega)M^{-1}(\omega)E_{iz}(\omega) = \left[\frac{A'(\omega)}{A(\omega)} + j\phi'(\omega) \right] E_{iz}(\omega)$$

vai vienkāršojot

$$\left\{ M'(\omega)M^{-1}(\omega) - \left[\frac{A'(\omega)}{A(\omega)} + j\phi'(\omega) \right] I \right\} E_{iz}(\omega) = 0$$

kur I ir vienības matrica:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Fāzes atvasinājuma fizikālā nozīme ir optiskā signāla šķiedrā grupas ātrums (vai grupas aizture):

$$\phi'(\omega) = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} = \tau_g$$

Pieņemot, ka intervāls $\Delta\omega$ ir pietiekami mazs, var veikt sekojošas aproksimācijas:

$$M'(\omega)M^{-1}(\omega) = \frac{dM(\omega)}{d\omega} \approx \frac{M(\omega + \Delta\omega) - M(\omega)}{\Delta\omega}$$

un

$$\begin{aligned} M'(\omega)M^{-1}(\omega) &\approx \frac{[M(\omega + \Delta\omega)M^{-1}(\omega) - M(\omega)M^{-1}(\omega)]}{\Delta\omega} \\ &= \frac{[M(\omega + \Delta\omega)M(\omega)M^{-1}(\omega) - I]}{\Delta\omega} \end{aligned}$$

Neņemot vērā frekvences atkarību no optiskajiem zudumiem, kas faktiski ir pareizs pieņēmums, ja apskatāmais optiskās šķiedras optiskais diapazons ir pietiekami šaurs, t.i.,

$A'(\omega) = dA(\omega)/d\omega \approx 0$, un savietojot, iegūst:

$$\{M(\omega + \Delta\omega)M^{-1}(\omega) - (1 + j\tau_g\Delta\omega)I\}E_{iz}(\omega) = 0$$

Bez tam, pieņemot, ka $\Delta\omega$ ir tik mazs lielums, ka $\tau_g\Delta\omega \ll 1$, summu $1 + j\tau_g\Delta\omega$ vienādībā var aizstāt ar $\exp(j\tau_g\Delta\omega)$, iegūstot sekojošo:

$$\{M(\omega + \Delta\omega)M^{-1}(\omega) - \exp(j\tau_g\Delta\omega)I\}E_{iz}(\omega) = 0$$

Lai izteiksme būtu atrisināma, tad optisko signālu laukam $E_{iz}(\omega)$ ir jābūt īpašvektoram. No tā izriet, ka $\exp(j\tau_g\Delta\omega)$ ir šīs izteiksmes īpašvērtības:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \exp(j\tau_{g1}\Delta\omega) \\ \rho_2 &= \exp(j\tau_{g2}\Delta\omega) \end{aligned}$$

kur

τ_{g1}, τ_{g2} - optiskā signāla grupu aizture optiskās šķiedras divos PSP stāvokļos.

Attiecīgi abu īpašvērtību attiecība ir:

$$\rho_1/\rho_2 = \exp[j(\tau_{g1} - \tau_{g2})\Delta\omega]$$

Definējam matricu:

$$M(\omega + \Delta\omega)M^{-1}(\omega) = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$$

Un izteiksmi pārveidojam matricas formā:

$$\begin{vmatrix} m_{11} - \exp(j\tau_g\Delta\omega) & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} - \exp(j\tau_g\Delta\omega) \end{vmatrix} = 0$$

Līdz ar to divas īpašvērtības var aprēķināt sekojoši:

$$\rho_{1,2} = \frac{(m_{11} + m_{22}) \pm \sqrt{(m_{11} + m_{22})^2 + 4(m_{12}m_{21} - m_{11}m_{22})}}{2}$$

Līdz ar to, optiskās šķiedras DGD var izteikt (un aprēķināt) kā grupu aizturu starpības funkciju no optiskās frekvences:

$$\Delta\tau(\omega) = |\tau_{g1} - \tau_{g2}| = \left| \frac{\text{Arg}(\rho_1/\rho_2)}{\Delta\omega} \right|$$

kur

$\text{Arg}(\rho_1/\rho_2)$ ir argumenta funkcija no abām īpašvērtībām ρ_1 un ρ_2 .

No praktiskās puses, ir ļoti svarīgi izvēlēties pareizu optiskās frekvences mērījumu soli $\Delta\omega$. Tā kā $\Delta\omega \approx 2\pi c\Delta\lambda/\lambda^2$, tad attiecīgi viļņa garuma solis ir ne lielāks kā:

$$\Delta\lambda < \frac{\lambda^2}{8c\Delta\tau}$$

Kā vienkāršu piemēru var minēt, ka veicot mērījumus 1550 nm viļņu garumu logā, ja prognozējamā DGD vērtība $\Delta\tau \approx 20$ ps.

Polarizācijas ienestie zudumi

Optiskajos elementos jaudas pārvade var būt atkarīga no tā polarizācijas stāvokļa (*SOP- State of Polarisation*). Kā galēju piemēru var minēt lieneāru polarizatoru, kura polarizācijas ienestie zudumi (*PDL- Polarisation Dependent Loss*) vienā polarizācijas stāvoklī ir tuvu nullei, bet savukārt zudumi ir ļoti lieli, ja polarizācijas stāvoklis ir ortogonāls iepriekš minētajam. Šķiedru optikas pārraides sistēmā PDL vērtība, kuru ienes optiskā šķiedra parasti ir ļoti maza, tomēr ir jāievēro apstākļi, ka kopējo PDL veido visas sistēmas optiskie elementi. Vērtējot PDL kā raksturlielumu no mērījumu puses, arī tad, ja iespējams iegūt atsevišķi katra optiskā elementa PDL, nevar tos vienkārši summēt, lai iegūtu visas sistēmas kopējos PDL. Tas skaidrojams ar to, ka katram elementam ir savs atšķirīgs relatīvais polarizācijas stāvoklis un to savstarpējā saistībai faktiski ir gadījuma raksturs. Jāievēro, ka arī polarizācijas modu dispersija palielina polarizācijas ienestos zudumus un to nenoteiktību.

Lai veiktu PDL mērījumus, optiskā elementa izejā tiek mērīta izejas signāla maksimālā un minimālā vērtība. Šo vērtību starpība raksturo polarizācijas ienestos zudumus.

Polarizācijas ienesto zudumu izteiksme ir:

$$PDL = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}}$$

kur

T_{\max} un T_{\min} - jaudas pārvades koeficienta maksimālā un minimālā vērtība.

Ja optiskai signāls optiskās šķiedras ieejā P_{ie} ir atkarīgs no polarizācijas, tad:

$$PDL = \frac{P_{\max}/P_{ie} - P_{\min}/P_{ie}}{P_{\max}/P_{ie} + P_{\min}/P_{ie}} = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$$

kur

P_{\max} un P_{\min} - optiskās jaudas maksimālā un minimālā vērtība, kuru uztvēris fotodetektors optiskā elementa (šķiedras) izejā, kad ieejas signāla polarizācija tika mainīta pa visu Puankarē sfēras laukumu.

Polarizācijas ienesto zudumu noteikšana šķiedru optiskajā sistēmā ir daudz grūtāk izpildāms uzdevums nekā to izdarīt vienam atsevišķam optiskajam elementam. Galvenais iemesls tam ir optiskās šķiedras dubultlaušanas (*birefringence*) un jaudas pāriešanas starp modām īpašības. Turklāt no praktiskā viedokļa nav pieņemami katru reizi veikt jaudas pārvades skanēšanu pa visas Puankarē sfēras laukumu. Tāpēc, lai noteiktu PDL vērtību var lietot mērījumu procedūru, kuras laikā tiek veikti mērījumi optiskās sistēmas izejā, ja tās ieejā ir signāli ar dažādiem polarizācijas stāvokļiem. Kā plašāk izmantotā mērījumu metode ir Millera matricas metode PDL mērījumiem. Tā kā atšķirībā no PMD mērījumiem, kur tika pielietota 3x3 elementu matrica, tagad ir jāievēro arī signāla jaudas izmaiņas, tad 3x3 elementu matrica ir nepietiekama uzdevuma risināšanai. Tāpēc PDL mērījumos tiek izmantota 4x4 elementu Millera matrica:

$$\begin{bmatrix} S_{iz0} \\ S_{iz1} \\ S_{iz2} \\ S_{iz3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{ie0} \\ S_{ie1} \\ S_{ie2} \\ S_{ie3} \end{bmatrix}$$

kur

$S_{ie} = [S_{ie0} \ S_{ie1} \ S_{ie2} \ S_{ie3}]$ - polarizēta optiskā signāla Stoksa parametri optiskās sistēmas ieejā;

$S_{ie0} = \sqrt{s_{ie1}^2 + s_{ie2}^2 + s_{ie3}^2}$ - optiskā signāla jauda optiskās sistēmas ieejā; un attiecīgi:

$S_{iz} = [S_{iz0} \ S_{iz1} \ S_{iz2} \ S_{iz3}]$ - polarizēta optiskā signāla Stoksa parametri optiskās sistēmas izejā;

$S_{iz0} = \sqrt{s_{iz1}^2 + s_{iz2}^2 + s_{iz3}^2}$ - optiskā signāla jauda optiskās sistēmas izejā.

Lai gan 4x4 elementu Millera matrica raksturo gan optiskās sistēmas PMD, gan PDL, šajā gadījumā aplūkojam tikai PDL, tāpēc ir pietiekami aplūkot Millera matricas pirmo rindu:

$$S_{iz0} = m_{11}S_{ie0} + m_{12}S_{ie1} + m_{13}S_{ie2} + m_{14}S_{ie3}$$

Jaudas pārvades koeficients optiskajā sistēmā tiek definēts kā izejas un ieejas jaudu attiecība:

$$T = \frac{S_{iz0}}{S_{ie0}} = \frac{m_{11}S_{ie0} + m_{12}S_{ie1} + m_{13}S_{ie2} + m_{14}S_{ie3}}{S_{ie0}}$$

Tā kā vektors $[m_{12} \ m_{13} \ m_{14}]$ apraksta to optiskās sistēmas daļu, kura nav atkarīga no ieejas signāla polarizācijas stāvokļa $[S_{ie1} \ S_{ie2} \ S_{ie3}]$, ir spēkā šāda izteiksme:

$$-\sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2} \leq \frac{m_{12}S_{ie1} + m_{13}S_{ie2} + m_{14}S_{ie3}}{\sqrt{S_{ie1}^2 + S_{ie2}^2 + S_{ie3}^2}} \leq \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2}$$

Līdz ar to pārraides koeficientu minimālā un maksimālā vērtība optiskajai sistēmai ir sekojoša:

$$T_{\max} = m_{11} + \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2}$$

$$T_{\min} = m_{11} - \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2}$$

Līdz ar to, atbilstoši izteiksmei, varam definēt PDL ar Millera matricas elementiem:

$$PDL = \frac{\sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2}}{m_{11}}$$

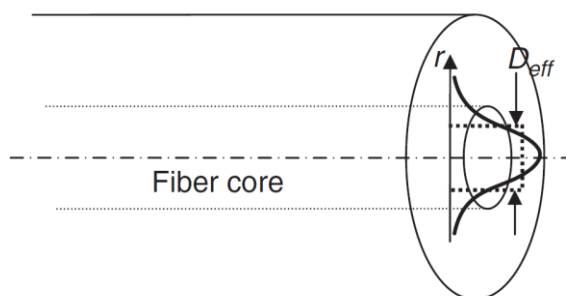
Tādā veidā, atrisinot jautājumu kā praktiski izmērīt Millera matricas koeficientus $m_{11}, m_{12}, m_{13}, m_{14}$, iespējams veikt PDL mērījumus.

Nelineāras parādības šķiedrā

Nelineārie optiskie efekti optiskajā šķiedrā tiek aplūkoti kā atkarība no optiskās jaudas blīvuma, jo optiskās šķiedras šķērsriezuma laukums ir ļoti mazs. Piemēram, ja standarta vienmodas optiskās šķiedras (*SSMF-single standart mode fiber*) šķērsriezuma laukums ir aptuveni $80 \mu\text{m}^2$, optiskā signāla jauda ir 10 mW , tad optiskā signāla jaudas blīvums sasniedz $12.5 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$. Tāpat nelineārie efekti optiskajā šķiedrā veidojas optiskā signāla jaudas izmaiņu rezultātā, līdz ar to ir jāņem vērā atļautas maksimālas optiskās jaudas konkrētam aparātam.

Optiskos nelineāros efektus iedala divās pamata grupās: pie pirmās pieder inducētā Briljuēna izkliede (*SBS- Stimulated Brillouin scattering*) un inducētā Ramana izkliede (*SRS- Stimulated Raman Scattering*), kuri veidošanās cēlonis ir optiskā signāla mijiedarbība ar fononiem. Tā rezultātā daļa no ieejas signāla fotoniem pārveidojas Stoksa fotonos ar lielāku viļņa garumu. Otra nelineāro efektu grupa ir Kerra efekts, to pamatā ir laušanas koeficienta izmaiņas kā funkcija no optiskā signāla intensitātes izmaiņām. Savukārt pie Kerra efekta grupas pieskaitāmi tādi nelineārie efekti kā fāzes pašmodulācija (*SPM- Self-Phase Modulation*), fāzes kross-modulācija (*XPM- cross-phase modulation*), četru viļņu mijiedarbe (*FWM- Four-Wave Mixing*) un modulācijas nestabilitāte. Faktiski nevis optiskā jauda, bet optiskās jaudas blīvums ir vissvarīgākais optiskās šķiedras raksturlielums, kas raksturo nelineāros efektus optiskajā šķiedrā. Lai gan optiskā signāla jaudas līmenis, kāds tiek izmantots

optiskajās šķiedrās parasti ir milivati, optiskās jaudas blīvuma līmenis ir ļoti augsts, jo optiskās šķiedras šķērsriezuma laukums ir ļoti mazs. Svarīgs raksturlielums, kas raksturo jaudas pārvades iespējas optiskajā šķiedrā ir optiskās šķiedras efektīvais šķērsriezuma laukums A_{eff} .



Attēls 12. Optiskās šķiedras diametra D_{eff} attēlojums.

Kā redzams attēlā Attēls 12., optiskās jaudas sadalījums optiskās šķiedras serdenī nav vienmērīgs, līdz ar to arī jaudas blīvuma sadalījums nav vienmērīgs. Efektīvā laukuma koncepcijas pamatā ir pieņēmums, ka vienmērīgas jaudas sadalījuma efektīvajā laukumā A_{eff} veidojas nelineārie efekti ar sekojošu optiskās šķiedras efektīvā laukuma izteiksmi:

$$A_{eff} = \frac{\pi}{4} D_{eff}^2 = \frac{2\pi \left[\int_0^\infty P(r) r dr \right]^2}{\int_0^\infty P(r)^2 r dr}$$

kur

D_{eff} - efektīvā šķērsriezuma diametrs;

$P(r)$ - jaudas sadalījums optiskajā šķiedrā.

Tā kā optiskais signāls tiek pārraidīts pa liela garuma optisko šķiedru lielos attālumos, sevišķi tad, ja tiek izmantotas sistēmas ar optiskajiem pastiprinātājiem, savstarpējā optiskās jaudas un šķiedras materiāla mijiedarbība pastiprina nelineāro efektu veidošanos un to ietekmi. Nelineārajiem izkliedes efektiem (SBS un SRS) galvenie raksturojošie lielumi ir nelineārais pastiprinājuma koeficients un spektra paplašinājums, bet Kerra efektus galvenokārt raksturo ar nelineāro parametru γ , kas ir tieši proporcionāls nelineārajam laušanas koeficientam un apgriezti proporcionāls šķiedras serdeņa šķērsriezumam. Visi šie raksturlielumi ir atšķirīgi dažādiem šķiedru tipiem un ir atkarīgi gan no šķiedras materiāla, gan no modu lauka sadalījuma.

Inducētā Brilljuēna izkliedes (*SBS- Stimulated Brillouin scattering*) veidošanās cēlonis ir augstas intensitātes optiskā signāla (pumpējošais vilnis) fotonu un šķiedras materiāla struktūru mijiedarbība. Tās rezultātā veidojas akustiskais vilnis, kura frekvence f_a , ir aptuveni 11,1 GHz. Savukārt, pumpējošam vilnim sajaucoties ar akustisko vilni, veidojas Stoksa vilnis, kura frekvence ir nobīdīta uz leju attiecībā pret pumpējošā viļņa frekvenci. Šo frekvenču nobīdi var aptuveni aprēķināt sekojoši:

$$\Delta f = 2f_0 \frac{V}{(c/n_1)}$$

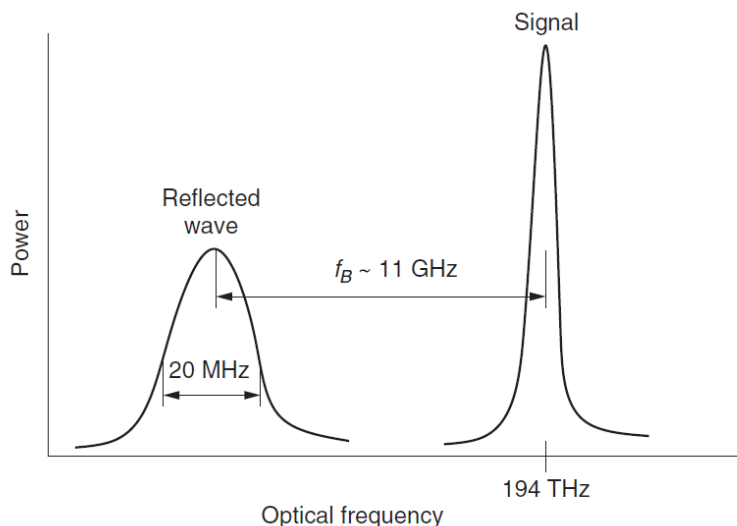
kur

n_1 - šķiedras laušanas koeficients;

c/n_1 - grupas ātrums optiskajā šķiedrā;

V - akustiskā viļņa ātrums;

f_0 - optiskā signāla frekvence.



Attēls 13. Frekvenču nobīde inducētā Briljuēna izkliedes ietekmē.

SBS iedarbība ir ar izteiktu virziendarbību un šauru spektra joslu. Ģenerētie Stoksa fotoni izplatās tikai pretējā virzienā pumpējošā signāla fotoniem, tāpēc izkliedētā SBS enerģija vienmēr samazina pumpējošā signāla enerģiju. Tā kā SBS veidojas rezonanses rezultātā ar akustisko vilni, kura spektra josla ir ļoti šaura (attiecībā pret pašu signāla frekvenci), josla, kurā ir vērojama efektīva SBS darbība ir ne vairāk kā 20 MHz. Tāpēc SBS efektu var efektīvi izmantot tikai tad, ja pamata optiskā spektra platums ir ļoti mazs. Ja signāla optiskā jauda ir pietiekami augsta, SBS ietekmes rezultātā daļa no optiskajiem fotoniem pārveidojas par Stoksa fotoniem un turpina izplatīšanos pretējā virzienā ar frekvenču nobīdi. Ja tajā pašā virzienā un ar tādu pašu frekvenci šķiedrā izplatās cits optiskais signāls, SBS procesa ietekmes rezultātā tas tiek pastiprināts. Tādā veidā SBS efekts tiek lietots optisko signālu pastiprināšanai, tomēr to ierobežo šaurais spektra joslas platums. Ir jāpiemin, ka SBS efekta dēļ rodas papildus jaudas zudumu un faktiski tiek ierobežota optiskā signāla jauda, kādu var lietot signālu pārraidē pa optisko šķiedru. Šķiedru optikas pārraides sistēmās galvenie veidi kā novērst SBS ietekmi ir nelietot intensitātes modulāciju (piemēram, frekvences) un lietot optiskā signāla avotu ar joslas platumu daudz platāku kā 20 MHz.

Inducētā Ramana izkliede (*SRS- Stimulated Raman scattering*) ir pastāvīgs process optiskajā šķiedrā, kad cita optiskā signāla (pumpējošais signāls) fotoni ierosina šķiedras materiāla molekulu vibrāciju un tādējādi zaudē daļu savas enerģijas. Kā zināms, fotons zaudējot enerģiju, emitē jaunu fotonu, bet ar zemāku frekvenci. Pretstatā SBS, kura veidošanās pamats ir fotonu akustiskais vilnis, SRS veidojas vielas molekulu vibrācijas procesu rezultātā.

Salīdzinot ar SBS, kurā starpība starp pumpējošā signāla un pamata optiskā signāla frekvencēm ir aptuveni 11 GHz ar šauru frekvenču spektru, tad SRS procesa frekvenču nobīde ir aptuveni 1,3 THz un spektra platums, kurā notiek SRS ir daudz platāks.

Kerra efektu nelineāro veidošanās cēlonis ir optiskā signāla intensitātes atkarība no šķiedras materiāla. Šķiedras laušanas koeficientu var izteikt sekojoši

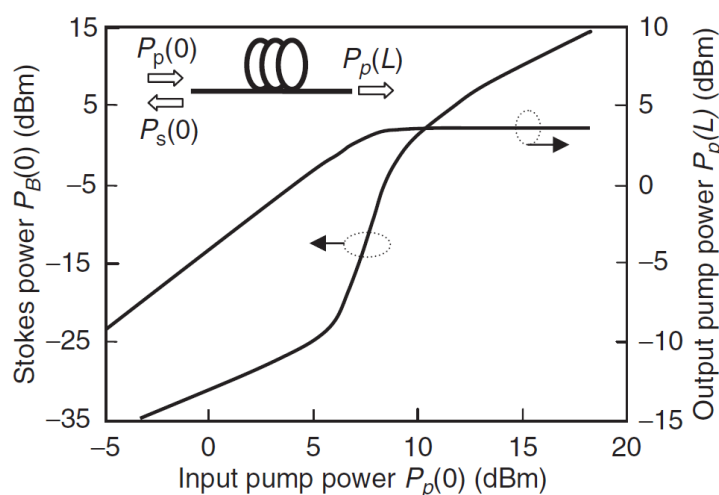
$$n = n_0 + n_2 \left(\frac{P}{A_{eff}} \right)$$

kur

n_0 - lineārais laušanas koeficients;

n_2 - nelineārais laušanas koeficients.

Nelineārais laušanas koeficients izsaka šķiedras materiāla laušanas koeficienta atkarību no optiskās jaudas intensitātes.



Attēls 13. Optisko jaudu saistība SBS sliekšņa noteikšanas mērījumos.

Prognozējamā optisko signālu jaudu attiecība ir parādīta attēlā Attēls 13. Redzams, ka sasniedzot piesātinājumu, jeb SBS sliekšni, izejas optiskā jaudas pieaugums strauji samazinās un pieaug Stoksa viļņa jauda. Tādā veidā, veicot vienlaicīgi vairāku optisko jaudu mērījumus var novērot SBS ietekmi uz šķiedru optikas līniju un izdarīt nepieciešamos secinājumus attiecībā uz nelineāro optisko efektu novēršanu vai tieši otrādi, to izmantošanu mērīšanas labā.

Jaunais tehnoloģiskais risinājums salīdzinājumā ar jau esošo mērījumu procesu dod šādu ietekmi:

Līdzšinējo mērījumu procesā vidēji tiek izmantots „6” mērījumu ierīču skaits, kas vidēji stundā patērē 4kW. Jaunajā universālajā risinājumā tiek izmantotas „2” mērījumu ierīču skaits, kas samazina enerģijas patēriņu salīdzinājumā ar esošo procesu vairāk par 50% un nesamazina parametru mērījumu kvalitāti.

Iegūtie zinātniskie rezultāti tiks izmantoti publikācijā zinātniskajā žurnālā „Electronics and Electrical Engineering” vai „Latvian Journal of Physics and Technical Sciences” par universālo risinājumu.