

R.C. Qasimova, F.H. Hacıyev, Ş.Ş. Əmirov

KVANT ELEKTRONİKASI
ÜZRƏ
İXTİSAS PRAKTİKUMU

BAKI-1994

**KVANT ELEKTRONİKASI
ÜZRƏ İXTİSAS
PRAKTİKUMU**

BAKİ – 1994

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ
M.Ə. RƏSULZADƏ ADINA BAKI DÖVLƏT UNİVERSİTETİ

R.C. Qasımova, F.H. Hacıyev, Ş.Ş. Əmirov

Kvant elektronikasısı üzrə
ixtisas praktikumu
/metodik göstəriş/

Azərbaycan Respublikası Təhsil
Nazirliyi elmi – metodik şurası
«Fizika» bölməsinin 21 aprel
1994 – cü il tarixli I sayılı iclas
protokolu ilə təsdiq edilmişdir.

Tərtibçilər :

R.C. Qasımova

F.N. Hacıyev

Ş.Ş. Əmirov

Redaktoru:

Z.A. Tağıyev

Rəyçilər:

M.A. Musayev

A.H. Kazımzadə

K.M. Daşdəmirov

DOI:<https://doi.org/10.36719/0842/2025>

Bakı Universiteti nəşriyyatı, 1994

Программно-методическое издание
Спецпрактикум по квантовой электронике

Составители: Р.Дж. Касумова, Ф.Н. Гаджиев, Ш.Ш. Амиров

Издательство Бакинского университета, 1994
/на русском и азербайджанском языках/

Program –metodik nəşr
Kvant elektronikasısı üzrə ixtisas praktikumu

Tərtibçilər: R.C. Qasımova, F.N. Hacıyev, Ş.Ş. Əmirov

Yığılmağa verilmişdir

Çapa imzalanmışdır

Mətbəə kağızı № 1. Kağız formatı

Ədəbi qarnitur. Yüksək çap

üsulu. Fiziki çap vərəqi

Nəşr çap vərəqi

Sifariş 131 Sayı 100

Qiyməti 300 man. FQ.

M.Ə. Rəsulzadə adına BDU nəşriyyatı

370148, Bakı, Z. Xəlilov küç. 23

BDU nəşriyyatının mətbəəsi

370148, Bakı, Z. Xəlilov küç. 23

İş № 1

AÇIQ OPTİK REZONATORLAR

İşin məqsədi: dayanıqlı açıq optik rezonatorların əsas xassələri ilə tanışlıq və onlardan istifadə üçün praktik vərdişlərin əldə olunması.

GİRİŞ

Optik kvant generatoru –lazer, elektron qurğuları əsasında geniş yayılmış generatorlar kimi elektromaqnit rəqslərini gücləndirmə sistemindən və müsbət əks əlaqə qurğusundan ibarətdir. Yalnız fərq ondadır ki, lazerdə elektromaqnit şüalanmasının generasiyası optik tezliklərdə baş verir. Müsbət əks əlaqə qurğusunun funksiyasını optik diapazonda məxsusi tezliklərə malik rezonator yerinə yetirir.

İfrat yüksək tezliklər (İYT) oblastında bu məqsəd üçün qapalı rezonatorlardan istifadə olunur (Şək. 1–a). Bu rezonatorlar şüalanmanın dalğa uzunluğu tərtibində xarakterik ölçülərə malik qaytarıcı səthlərdən ibarət sistemdən təşkil olunmuşdur. Optik diapazonda isə daha kiçik dalğa uzunluqlarına keçid bu rezonatorlardan istifadə etməyə imkan vermir, belə ki, fəal gücləndirici mühiti çox kiçik rezonator daxilində yerləşdirmək mümkün olmur.

Optik diapazonda ölçüləri dalğa uzunluğundan xeyli böyük olan qapalı rezonatorlardan da istifadə etmək olmur. Bu, onunla izah olunur ki, V_p həcmli daxili boşluğa malik qapalı rezonatorlarda $\delta\nu$ tezlik intervalında sayı $8\pi\nu^3 V_p \delta\nu / c^3$ olan rəqs növləri tezliyin artması ilə artır. Bu zaman məxsusi tezlik spektri o dərəcədə sıxlaşır ki, rəqs növlərinin rezonans ayrılırları

bir –birini örtür və deməli rezonatorun rezonans xassələri itir. Bu səbəbdən lazerlərdə açıq rezonatorlardan istifadə olunur.

Ən sadə və geniş yayılmış açıq optik rezonator bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşdirilmiş iki paralel müstəvi güzgüdən ibarətdir (Şək 1–b). Hesablama göstərir ki, qapalı rezonatorla müqayisədə açıq rezonatorla həyəcənlanan rəqs növləri $a^2(1-k)^2/8L^2$ təşkil edir. Burada a – güzgünün radiusu, L – rezonatorun uzunluğu, k –güzgülərin qaytarma əmsəlidir. Lazer üçün $a=1\text{sm}$, $L=100\text{sm}$, $k=0.98$ olarsa bu kəmiyyət 10^{-9} olar.

Güzlərin paralel olduğu halda bu rezonator Fabri– Pero etalonu adlanır. Rezonator daxilində sahə olduqda elektromaqnit dalğaları güzlər arasında yayılaraq interferensiya nəticəsində durğun dalğa əmələ gətirir. Rezonatorla optik şüalanmanın gücləndirən fəal sistem olduqda o fəal, əks halda isə passiv rezonator adlanır.

Rəqslərin məxsusi növlərinin yaxud açıq rezonator modalarının formalaşmasında əsas rollardan birini difraksiya effektləri oynayır. Bu effektlər dalğa cəbhəsinin güzlər kənarında dəyişilməsindən itkilərə səbəb olur. Rezonatorun modası sahənin elə paylanmasıdır ki, o fəzada amplitud və fazanın paylanmasına görə dəyişməz qalır. İtkilərin varlığı rezonatorla sahənin mütləq qiymətinin zaman keçdikcə azalmasına gətirir. Hər bir moda öz tezliyi ilə xarakterizə olunur və rezonatorun en kəsiyində amplitud və fazanın müəyyən paylanmasına malik olur.

Açıq rezonatorla modaları TEM_{mnq} kimi işarə etmək qəbul olunmuşdur. TEM hərfləri eninə elektrik və maqnit sahələri ingilis sözlərinin baş hərfləridir. Ciddi desək, belə işarə olunma yalnız kifayət qədər dəqiq yaxınlaşma ilə qəbul etmək olar. q indeksi durğun dalğanın güzlər arasında yerləşən düyün nöqtələrinin sayını göstərir (Şək 1–d). Sahənin istiqamətinin x oxu üzrə dəyişmələrinin sayı m ilə, y oxu üzrə dəyişmə-

lərinin sayı isə n ilə işarə olunmuşdur (polyarizasiya müstəvisi oxundan keçir).

Dairəvi simmetriyaya malik modalar üçün bu ədədlər sahənin istiqamətinin radius və azimut boyunca dəyişmələrinin sayını göstərir. Bu rəqs növləri m və n fiksə olunduqda eninə moda, q fiksə olunduqda isə uzununa moda adlanır. Hər bir eninə modaya bir–birindən rezonatorun oxu boyunca yerləşən düyün nöqtələrinin sayı ilə fərqlənən uzununa moda uyğun gəlir. Ümumi halda müxtəlif tezlik və difraksiya itkilərinə malikdirlər (Şək 1–e). Lazerdə isə generasiya daha az itki olan modalarda baş verir. Modaları işarə edərkən çox vaxt q indeksi qeyd olunmur və moda TEM_{mn} kimi yazılır.

AÇIQ REZONATORLARIN NÖVLƏRİ VƏ ONLARIN DAYANIQLILIĞI

Praktikada istifadə olunan lazer rezonatorları çox vaxt sferik, müstəvi yaxud sferik və müstəvi güzgülərdən ibarət olur. Rezonatorun L uzunluğunun güzgülərin R_1 və R_2 ayrilik radiuslarına olan nisbətinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun olaraq rezonatorlar müxtəlif cür adlandırılır (cədvəl 1).

Cədvəl 1

Rezonatorun növü	Güzgülərin radiusları	Güzgülər arasındakı məsafə
Müstəvi paralel	$R_1 = R_2 = \infty$	ixtiyari
Konfokal	$R_1 = R_2 = R$	$L = R$
Konsentrik (sferik)	$R_1 = R_2 = R$	$L = 2R$
Yarımkonfokal	$R_1 = \infty, R_2$	$L = R_2 / 2$
Yarımkonsentrik (yarımsferik)	$R_1 = \infty, R_2$	$L = R_2$

Göründüyü kimi konfokal və konsentrik növlərdə güzgülərin fokusları və ya ayrilik radiusları müvafiq olaraq lazerin mərkəzində üst –üstə düşürlər. Yarımkonfokal və yarımkonsentrik növlərdə isə güzgülərin fokusları və ya ayrilik radiusları müvafiq olaraq müstəvi güzgü səthinin üzərinə düşür.

Cədvəl 1-də göstərilən növlər rezonatorun müxtəlif ayrilik radiusuna malik və ixtiyari məsafədə yerləşən güzgülərdən ibarət olduğu ümumi halın yalnız xüsusi hallarıdır.

Açıq rezonatorlar difraksiya itkilərinin kiçik qiymətlərində dayanıqlı, böyük qiymətlərində isə dayanıqsız adlanırlar. Difraksiya itkiləri güzgülərin formasından, ölçüsündən, ayrilik radiuslarından və həmçinin öz aralarındakı məsafədən də asılıdır. Dayanıqlı rezonatorlarda itkilər kiçik olduğundan şüa dəstəsi növbə ilə güzgülərdən əks olunub periodik olaraq fokuslanır.

Dayanıqsız rezonatorlarda isə dəstə fokuslanmır və hər bir keçiddə enerjinin müəyyən hissəsi rezonatordan kənara çıxır, həndəsi yaxınlaşmadan alınmış dayanıqlılıq şərti belədir:

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (1)$$

harada ki, $g_i = 1 - L/R_i$, $i = 1, 2$. Əyrilik radiusu R_i çökük güzgü halında müsbət, qabarıq güzgülər üçün isə mənfidir. Şək. 2-də dayanıqlılıq diaqramı göstərilmişdir. Burada rezonatorun hər növünə bir nöqtə uyğundur.

Lazer texnikasında həm dayanıqlı, həm də dayanıqsız rezonatorlardan istifadə olunur. Sonunculardan yalnız son vaxtlarda güclü lazer yaratmaq probleminə istifadə olunmuşdur. Böyük difraksiya itkiləri dayanıqsız rezonatorların yüksək gücləndirmə qabiliyyətli fəal mühitə malik lazerlərdə istifadə olunmasına çətinlik yaratmadı. Bununla belə, əsas modanın tutduğu böyük həcmə alınması, yüksək tərtibli eninə modaların yaxşı seleksiyası bu rezonatorlardan gələcəkdə güclü lazer sistemlərində istifadə etməyə imkan verir.

Öyrənilən iş ilk kvant elektronika qurğularının əsasında duran və müxtəlif lazerlərdə geniş tətbiq olunan dayanıqlı açıq rezonatorlara həsr olunmuşdur.

UZUNUNA MODALARIN SPEKTRİ VƏ KEYFİYYƏTLİLİK

Uzununa modalar haqqında məlumatı durğun dalğaların rezonatorun z oxu boyunca yaranması şərtindən almaq olar. Durğun dalğanın yaranması üçün iki güzgü arasındakı məsafə-də tam sayda yarım dalğaların yerləşməsi vacibdir.

$$L = q\lambda / 2. \quad (2)$$

Burada λ -dalğa uzunluğu, q –tam ədədi (Şək 1–d). (2) şərtin-dən uzununa modaların məxsusi tezliyi üçün ifadə alırıq

$$\nu_q = c / \lambda_q = q \cdot c / 2L, \quad (3)$$

harada ki, c – işıq sürətidir. Qonşu uzununa modalar arasındakı $\Delta\nu$ tezlik intervalı

$$\Delta\nu = \nu_q - \nu_{q-1} = qc / 2L - (q-1)c / 2L = c / 2L \quad (4)$$

olar.

Beləliklə, uzununa modaların spektri sonsuz sayda bir-birinə çox yaxın yerləşmiş tezliklərdən ibarətdir. Lazerdə yalnız lazer keçidinin lüminessensiya xətti daxilində yerləşən uzununa modalar həyəcənlanı bilər (Şək. 3).

Hər bir moda müəyyən fəza paylanması və tezliklə yanaşı öz keyfiyyətliliyi ilə də xarakterizə olunur. Keyfiyyətlilik rezonatorunda toplanmış enerji ehtiyatının bir periodik müddətində sərf olunan enerjiyə olan nisbətə təyin olunur:

$$Q = \nu / \Delta\nu_p. \quad (5)$$

Burada $\Delta\nu_p$ -modanın spektral enidir. Bu kəmiyyətin tərsi olan τ_p rezonatorunda şüalanmanın yaşama müddətidir və enerjinin bir period müddətindəki α itkiləri ilə belə əlaqədardır:

$$\tau = L / c\alpha . \quad (6)$$

Bundan istifadə etməklə (4) və (5)-dən alırıq:

$$Q = 2\pi\nu L / c\alpha \quad (7)$$

$$\Delta\nu_p = c\alpha / 2\pi L . \quad (8)$$

Rezonatordakı itkilər difraksiya itkilərindən, şüalanmanın güzgülərdən keçərkən mühitdəki itkilərdən və həmçinin udulmadan ibarətdir. Əgər udulmadakı itkilər kənar (parazit) itkilədirsə, onda mühitdəki itkilər şüalanmanın güzgülər vasitəsilə rezonatordan çıxmasını şərtləndirir. Əgər rezonatordakı itkilər əsasən güzgdən keçidlə əlaqədardırsa, onda modanın spektral enini güzgülərin qaytarma əmsalı olan K ilə ifadə etmək olar. $K_1 = K_2 = K$ olduqda

$$\Delta\nu_p = C(1 - k) / 2\pi L K^{1/2} \quad (9)$$

olar.

Görünmə oblastındakı lazerlər üçün (bunlarda adətən $K > 99\%$ olur) $\Delta\nu_p \sim 10^6$ Hs alırıq. Qeyd etmək lazımdır ki, lazərdə spontan şüalanmanın fluktuasiyaları ilə şərtlənən generasiya xəttinin sərhəd eni $\Delta\nu_\alpha$ rezonatorun modasının $\Delta\nu_p$ spektral enindən kiçikdir. Belə ki, He-Ne lazeri üçün ($\lambda = 0.63$ mkm) şüalanmanın gücü 1 mBt olduqda $\Delta\nu_\alpha \sim 5 \cdot 10^{-4}$ Hs, $\Delta\nu_p = 1 \div 2$ MHs olar. Texniki fluktuasiyalar isə lazerin şüalanma xəttinin enini artırır. Bu xəttin praktikada alınan limit qiyməti bir neçə Hs-dir.

SAHƏNİN KONFIGURASIYASI VƏ MƏXSUSİ TEZLİKLƏR

Sahənin konfigurasiyasının və məxsusi tezliklərin öyrənilməsi rəqs növlərinin formalaşmasında rol oynayan difraksiya effektlərinin nəzərə alınmasını tələb edir. Difraksiya məsələsinin dəqiq həlli çətinlik törətdiyindən müxtəlif təqribi hesablamalar yolu ilə aparılır. Açıq rezonatorun nəzəriyyəsi Foks, Li, Boyd, Qordon və Vaynşteyn tərəfindən yaradılıb.

Qısaca olaraq Foks və Linin hesablamalarına baxaq. Amplitud və fazanın stasionar qiymətlərini hesablamaq üçün ardıcıl yaxınlaşma metodu tətbiq olunmuşdur. Metodun məğzi ondan ibarətdir ki, sahənin ixtiyari paylanması əvvəlcə bir güzgünün səthi üzərində götürülür və sonra isə digər güzgü səthində də hesablanır. Alınmış paylanma əsas kimi götürülərək hesablamalar davam etdirilir. Çoxlu sayda (300-ə yaxın) əks olunmalardan sonra amplitud və fazanın paylanmaları güzgülərdə dəyişməz olur, yəni dalğalar yayıldıqda sahə rezonatorada yenidən paylanır. Belə hal rezonator rəqslərinin məxsusi növlərinə uyğundur.

Əgər nəzərə alsaq ki, rezonatorun ölçüləri dalğa uzunluğundan böyükdür və rezonatordakı sahəni eninə hesab etmək olar, sahənin hesablanması üçün Hüygens-Frenel prinsipini tətbiq etmək olar. Bu halda ikinci güzgü səthindəki P_2 nöqtəsində sahənin qiyməti birinci güzgünün səthindəki P_1 nöqtəsindəki qiymətindən asılılığı belədir:

$$U_{P_2} = \frac{ik}{4\pi} \int_S U_{P_1} e^{-ikl} [(1 + \cos\theta)/l] dS. \quad (10)$$

Burada $k = 2\pi/\lambda$ - dalğa ədədi, l - P_1 və P_2 nöqtələri arasındakı məsafə, θ - l və z oxları arasındakı bucaqdır. Dalğanın çoxlu sayda (q -qədər) keçidlərindən sonra sahənin güzgülərdəki qiymətləri müəyyən sabit qədər fərqlənir.

$$U_q = (1/\gamma)^q \nu, \quad (11)$$

harada ki, ν –əksolunmaların sayından asılı olmayan funksiya, γ - koordinatdan asılı olmayan kompleks sabitdir. Stasionar həll halında (11)-i (10)-da nəzərə alsaq sahənin öz-özünə uzlaşma şərtini alarıq:

$$\nu = \gamma \int K \nu dS,$$

harada ki,

$$K = \frac{ik}{4\pi l} e^{-ikl} (1 + \cos \theta)$$

ν funksiyası sahənin güzgülərdəki paylanmalarını, $\ln \gamma$ isə rezonatoradakı bir keçid zamanı itki və faza sürüşmələrini təyin edir. Aşağı tərtibli eninə modalar üçün amplitud və intensivliyin rezonator güzgülərində paylanması qrafik olaraq şəkl 4-də verilmişdir.

Difraksiya effektləri N Frenel ədədinin köməyi ilə qiymətləndirilir.

$$N = a^2 / \lambda L \quad (12)$$

a - güzgünün radiusudur. Frenel ədədi bir güzgünün mərkəzindən digər güzgünün səthində görünən Frenel zonalarının sayını ifadə edir. N böyük olduqca difraksiya itkiləri az olur. Dayanıqlı rezonatorlar üçün $N > 1$ qiymətlərində difraksiya itkiləri (α_D) kifayət qədər kiçik olur. Şəkil 5-də müstəvi paralel və konfokal rezonatorlar üçün müəyyən modaların itki parametrlərinin (α_D) N -dən asılılığı göstərilmişdir.

İxtiyari konfigurasiyaya malik rezonatorun xassələrini tədqiq etmək üçün hər dəfə uyğun inteqral tənlikləri həll etmək lazımdır. Lakin difraksiya itkilərini və sahənin paylanmasını ekvivalent konfokal rezonatordan (EK^0) istifadə etməklə hesablamaq olar. Fərz olunur ki, ixtiyari rezonatordakı itkilər EKR -in itkilərinə bərabərdir. EKR – elə konfokal rezonatordur

ki, güzgü səthlərini əvəz edə bilər. EKR üçün Frenel ədədləri rezonatorun iki müxtəlif yarısı üçün müxtəlif ola bilər və belə təyin olunur.

$$N_{E_{1,2}} = \frac{\alpha_{1,2}^2}{\lambda L} \sqrt{\frac{g_{1,2}}{g_{2,1}} (1 - g_1 g_2)}.$$

Bu ədədləri bildikdə difraksiya itkiləri 5-ci şəkildəki qrafilərdən tapılır. İtkilərin tapılmış qiymətlərinin cəminin yarısı baxılan rezonatorun difraksiya itkilərinin yekun qiymətlərini verir. İxtiyari rezonatorun parametrlərinin hesablanması konfokal rezonator üçün olan düsturlarda EKR -in ayrılık radiusu R_E -in yazmaqla yerinə yetirilir.

$$R_E = 2L \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - g_1 g_2}.$$

Ən kiçik difraksiya itkilərinə əsas moda adlanan TEM_{00} malikdir. Lazerlərdə praktik iş zamanı ən çox rast gəlinən moda TEM_{00} -dir. Şüalanma əsas modada olduqda dəstənin amplitudunun istənilən en kəsiyində paylanması Gauss üstlü funksiyası $E = E_0 \exp(-r^2 / w^2)$ ilə verilir, burada w -dəstənin radiusu olub, dəstənin amplitudunun e ədədi dəfə azaldıqda r məsafəsinə bərabərdir (Şək. 6, 7). Işıq dəstəsinin rezonator oxu istiqamətində ölçüsü dəyişir və w_0 radiuslu dartılmaya malik olur. Rezonator müxtəlif ayrılık radiuslarına malik güzgülərdən ibarət olduqda dəstənin radiusunun güzgülərdəki və dartılma hissəsindəki qiymətləri üçün nəzəriyyədən aşağıdakı ifadələr alınır:

$$w_{1,2}^4 = \left(\frac{\lambda R_{1,2}}{\pi} \right)^2 \frac{R_{2,1} - L}{R_{1,2} - L} \cdot \frac{L}{R_1 + R_2 - L}$$

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}.$$

Güzgüldən dartılma hissəsinin mərkəzinə qədər olan məsafələr

$$z_{1,2} = \frac{L(R_{2,1} - L)}{R_1 + R_2 - 2L}.$$

Simmetrik rezonator ($R_1 = R_2 = R$) halı üçün bu ifadələr belə şəkil alır:

$$w_1^2 = w_2^2 = \frac{\lambda R}{\pi \sqrt{2(R/L) - 1}}; \quad w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R - L)}.$$

Konfokal rezonator ($R_1 = R_2 = L$) üçün

$$w^2 = \lambda L / \pi; \quad w_0^2 = \lambda L / 2\pi.$$

Dartılma nöqtəsindən uzaqlaşdıqca Hauss dəstəsi

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (13)$$

qanunu ilə dəyişilir. Burada z –dartılma nöqtəsindən olan məsafədir. Bu zaman rezonatorda yayılan dalğa cəbhəsinin əyrilik radiusu aşağıdakı qanunla dəyişilir:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right].$$

Dartılma yenidən uzaqlaşdıqca (burada dalğa cəbhəsi müstəvi halındadır) $R(z)$ kəmiyyəti əvvəlcə $z = \pi w_0^2 / \lambda$ məsafəsində

$R(z)_{\min} = 2\pi w_0^2 / \lambda$ minimum qiymətinə qədər azalır, sonra isə asimptotik olaraq z -ə qədər artır. (13)-dən göründüyü kimi $z \gg \pi w_0^2 / \lambda$ olduqda (uzaq zona) dəstəsinin ölçüsü məsafədən asılı olaraq xətti artır və

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$$

bucaq dağılmasına malikdir. Əsas modanın dağılması yüksək tərtibli modaların dağılmasına nəzərən kiçikdir. Belə ki, modada m və n indeksləri 1 və 2 qiymətlərini alarsa, onun dağılması əsas modanın dağılmasına nəzərən bir dəfə yarım –iki dəfə çoxdur.

Əsas modanın rezonator daxilində tutduğu həcm aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$V = \pi w_0^2 \lambda \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\lambda L}{\pi w_0^2} \right)^2 \right].$$

Rezonator müstəvi və sferik güzgülərdən ibarət olarsa bu ifadə

$$V = \frac{\lambda R^2}{3} \frac{\beta^l (3 - 2\beta)}{\sqrt{\beta(1 - \beta)}}, \quad \beta = L / R$$

şəklini alır.

Bu ifadənin R və L -dən asılılığı şəkil 9-da göstərilmişdir.

$R = \frac{4}{3} L$ olduqda modanın tutduğu həcm minimumdur. Bu isə difraksiya itkiləri ən kiçik olduqda rezonatorun dayanıqlı olduğu hala uyğundur.

Lazərlərdə istifadə olunan rezonatorlarda adətən yüksək tərtibli eninə modalar yaranır. Əsas modanın ayırd edilməsi rezonatorun uzunluğunun artırılması hesabına olur (12). TEM₀₀

modasının ayırd edilməsinin daha geniş yayılmış üsulu isə güzgünün aperturasının məhdudlaşdıran diafraqmanın rezonatorun içinə daxil etməklə həyata keçirilir. He-Ne lazeri halında ($\lambda = 0.63$ mkm) diafraqmanın lazımı b diametri

$$b \leq 4w^0 \quad (14)$$

kriteriyasından təyin olunur. Burada w^0 – diafraqmanın yerləşdiyi yerdə əsas moda dəstəsinin radiusudur.

Dayanıqlı açıq rezonatorun məxsusi tezlikləri aşağıdakı ifadədən təyin olunur:

$$\nu = \frac{c}{2L} \left[(q+1) + \frac{m+n+1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right] \quad (15)$$

(15)-dən göründüyü kimi $m+n$ fiksə olunduqda qonşu uzununa modalar arasındakı $\Delta q = 1$ ə uyğun tezlik intervalı $c/2L$ –ə bərabərdir. Bu nəticə əvvəllər durğun dalğanın rezonatorunda dayanıqlılıq şərtindən alınmışdır [bax (4)]. q fiksə olunduqda eninə modalar arasındakı $\Delta \nu$ –ə uyğun tezliklər fərqi $\Delta(m+n)$ rezonatorun konfigurasiyasından asılı olub belə təyin olunur.

$$\Delta \nu = \frac{c}{2L} \frac{\Delta(m+n)}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} .$$

Dayanıqlı rezonatorlar üçün $\frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2}$ kəmiyyəti 0-dan 0.5-dək qiymətlər alır. Məxsusi tezliklər üçün ifadə konfokal rezonator halında daha sadə şəkil alır.

$$\nu = \frac{c}{2L} \left[(q+1) + \frac{m+n+1}{2} \right] .$$

Modalar üçün məxsusi tezliklərin ifadəsi Dekart koordinat sistemində verilmişdir. Polyar koordinatlardan istifadə

etdikdə m ədədi qarşısında 2 vuruğu yazılmalıdır. Xatırladıyıq ki, m və n ədədləri bu zaman sahə istiqamətinin radius və azimut boyunca dəyişmələrinin sayını göstərir. Aydınır ki, məxsusi tezliklər koordinatların hansı növdə seçilməsindən asılı deyil.

DƏYİŞƏN TEZLİKLİ İNTERFEROMETR

Lazərlərdə istifadə olunmaqla yanaşı açıq rezonator həm də lazer şüalanmasının spektral tədqiqində tətbiq olunur. Bu halda onu dəyişən tezlikli interferometr adlandırmaq qəbul olunmuşdur. Dəyişən tezlikli interferometrinin ayırdetmə qabiliyyəti adi spektral cihazların ayırdetmə qabiliyyətindən yüksək olub 10^6 Hz-ə çatır və qeyd edilə bilən geniş (10^{10} Hz) tezlik diapazonuna malikdir. Əgər dəyişən tezlikli interferometrə ensiz zolaqlı optik tezlik süzgəc kimi baxsaq və onun spektral buraxma eninin (3) və (9) ifadələri ilə təyin olunduğunu nəzərdə alsaq onun təsir prinsipi aydın olur. Bu zaman qeyd olunan tezliklərin tam diapazonu (dispersiya oblastı) interferometrin L_2 uzunluğu $\lambda / 2$ qədər dəyişdikdə realizə olunur.

İnterferometrin parametrləri elə seçilir ki, $c / 2L_2$ kəmiyyəti tədqiq olunan lazerin generasiyasının tezlik diapazonundan böyük, interferometrinin ayırdetmə qabiliyyəti isə $c / 2L_1$ kəmiyyətindən (L_1 -rezonatorun uzunluğudur) kiçik olsun. Bu halda əgər lazerlə fotoqəbuledici arasında L_2 məsafəsini dəyişməklə dəyişən tezlikli interferometr yerləşdirsək, onda fotoqəbuledici yalnız o işıq impulslarını qeyd edər ki, onların sayı və intensivliyi lazerin generasiya etdiyi modaların sayı və intensivliyinə uyğun olsun.

Dəyişən tezlikli interferometrin norma işi üçün onun tədqiq olunan lazerin rezonatoru ilə uzlaşmasını təmin etmək lazımdır. Belə uzlaşma olmadıqda lazerin modası interferometrə müxtəlif növ rəqslər həyəcanlaşdırır ki, bu qeyd olunan spektrdə əslində olmayan siqnalların görünməsinə gətirir. Lazer və interferometr linza vasitəsilə uzlaşdırıla bilər. Bunun üçün linzanın F fokus məsafəsinin xarakterik F_0 parametrindən böyük olması zəruridir:

$$F > F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{L_1^E L_2^E} ,$$

harada ki, L_1^E və L_2^E lazer və interferometrin ekvivalent konfokal rezonatorlarının uzunluqlarıdır.

Eyni əyrilik radiuslarına R_i malik sferik güzgülərdən ibarət rezonator üçün

$$L_i^E \cong \sqrt{2L_i R_i - L_i^2}, \quad (i = 1, 2).$$

Rezonator müstəvi və sferik güzgülərdən ibarət olarsa

$$L_i^E \cong 2\sqrt{L_i R_i - L_i^2}, \quad (i = 1, 2).$$

Uzlaşma o zaman mümkündür ki,

$$d_1 = F + \sqrt{L_1^E (F^2 - F_0^2) / L_2^E}$$

$$d_2 = F + \sqrt{L_2^E (F^2 - F_0^2) / L_1^E}$$

ödənsin. d_1 və d_2 – uyğun olaraq lazer və interferometrin rezonatorlarının dartılma nöqtələrindən uzlaşdırıcı linzaya qədər olan məsafədir. İki açıq rezonatorun uzlaşmasının sxemi şəkil 10-da göstərilmişdir.

Dəyişən tezlikli interferometr daxil olan optik sxemə uzlaşdırıcı linzadan başqa işıq yalnız bir istifadədə buraxan optik düyün də daxildir. Belə düyün olmadıqda interferometrdən əks olunan şüa lazerə düşəcək ki, bu da qeyd olunan spektrin qeyri – stabilliyinə və təhrif olunmasına gətirir. Optik düyün polarizasiyalı işıq süzgəcindən və Frenel rombundan ibarət ola bilər. Lazer şüası işıq süzgəcindən keçib 45^0 -li bucaq altında polarizə olunaraq romb üzərinə düşür. Şüa rombu keçdikdən sonra iki dəfə tam daxili qayıtmaya məruz qalıb, dairəvi polarizə olunmuş şəkildə çıxır. İnterferometrdən əks olunan şüa dairəvi polarizasiyaya və düşən şüanın işarəsinə əks olunan işarəyə malikdir. Buna görə də şüa Frenel rombunu keçərək polarizasiya süzgəci tərəfindən udulur, belə ki,

rombdan çıxan qayıdan şüanın polyarizasiya müstəvisi düşən şüanın polyarizasiya müstəvisinə nəzərən 90^0 dönmüşdür.

LABORATORİYA QURĞUSUNUN TƏSVİRİ

Laboratoriya qurğusunun ümumi sxemi şəkil 11-də göstərilmişdir. Qurğu qaz lazeri, dəyişən tezlikli interferometr, iki fotoqəbuledici, linzalar, diafraqma, iki polyarizasiya işıq süzgəci, Frenel rombu, ossiloqraf, gücləndirici və əqrəbli cihazdan ibarətdir. Bütün optik elementlər reyterlərdə bərkidilərək optik masada yerləşdirilir. OKG-11 tipli He-Ne lazeri (dalğa uzunluğu $\lambda = 0.63$ mkm) 1 mVt güc verir.

Lazerin rezonatoru müstəvi və sferik güzgülərdən ibarətdir. Sferik güzgü lazerin korpusunun tənzimləyici bazasına (köklənmə sisteminə), müstəvi güzgü isə optik masa üzərində hərəkət edə bilən reyterə bərkidilir. Bryuster bucağı altında qoyulmuş pencərələrə hermetik bağlanmış boşalma borusu şüalanmanın xətti polyarizasiyasını təmin edir. Lazerin rezonatoru daxilində eninə modaların seçilməsi üçün diafraqma yerləşdirilmişdir. Dəlikli metalik lövhədən ibarət olan bu diafraqma hərəkət edə bilən güzgünün reyterinə bərkidilmişdir. Diafraqmanın yerləşmə yeri CT-12 (ikikoordinatlı sürüşdürücü) ilə dəyişdirilə bilər.

Dəyişən tezlikli interferometr əyrilik radiusları $R=1$ sm olub bir-birindən 5 sm məsafədə duran iki sferik güzgüdən ibarətdir. Güzgülərdən biri interferometrin korpusunda tərپənməz qurulmuş, digəri isə pyezokeramik elementə yapışdırılıb, korpusa nəzərən üç burğunun köməyi ilə tənzimlənmə bilən flans üzərində qurulmuşdur. Uzlaşma üçün fokus məsafəsi 33,3 sm olan linzadan istifadə olunur. Optik element polyarlaşdırıcı işıq süzgəcindən və Frenel rombundan ibarətdir. İnterferometrin giriş güzgüsünün ondan qayıdan şüaya görə tənzimləmək üçün köməkçi bir diafraqmadan istifadə olunur ki, bu da reyterdə - lazerlə dəyişən tezlikli interferometr arasında yerləşdirilir.

FD-24K fotoqəbuledicisi lazer şüalanması gücünün ölçülməsi və dəstənin intensivliyinin eninə kəsik üzrə paylanmasının şəklini çəkmək üçün istifadə olunur. İntensivliyin paylanmasının şəkli çəkildikdə fotoqəbuledicinin qarşısına arakəsməsinin eni 0,25 mm olan yarıq qoyulur. Yarıq burğu vasitəsilə fotoqəbuledicinin korpusuna bərkidilir və lazım olduqda kənara çıxarıla bilər.

FD-25K fotoqəbuledicisi dəyişən tezlikli interferometrdən sonrakı optik siqnalların qeyd edilməsi üçün istifadə olunur. Fotoqəbuledicinin çıxışı CI-68 ossiloqrafının girişinə daxil olur.

Dəyişən tezlikli interferometrin güzgüləri arasındakı məsafəni dəyişmək üçün pyezokeramik elementə mişarşəkilli gərginlik verilir. Mişarşəkilli gərginlik ossiloqraftan götürülür, gücləndirilir və tezliyi dəyişmək üçün interferometrə verilir.

Laboratoriya qurğusuna həmçinin köməkçi polyarlaşdırıcı işıq süzgəci daxildir ki, bundan da şüalanmanın polyarizasiyasının aşkarlanmasında, optik düyünün köklənməsində və zəiflədici kimi istifadə olunur. Lazerin tənzimlənməsinin asanlaşdırmaqdan ötrü xüsusi cihazdan –üzərində çarpaz xətlər çəkilmiş qurğudan istifadə olunur.

İŞİN YERİNƏ YETİRİLMƏSİ

DİQQƏT! Laboratoriya qurğusunun ibarət olduğu optik element və digər cihazlar onlara ehtiyatsız yanaşdıqda korlana bilərlər. Ona görə də iş vaxtı onları müxtəlif zərbələrdən qorumaq lazımdır. Hərəkət edən reyterdə yerləşdirilmiş lazer güzgülərinin parlaq səthlərini silmək və onlara toxunmaq qəti qadağandır!

A. Açıq optik rezonatorun parametrlərinin ölçülməsi

İşin bu hissəsini yerinə yetirmək üçün optik masadakı dəyişən tezlikli interferometri, linzanı, optik düyün və reyterlərlə birlikdə diafraqmanı masanın üzərinə qoymaq, sonra işə:

1. Lazerin qidalanma blokunu gərginlik mənbəyinə qoşmaq (yaşıl işıq yanmalı). 1-2 dəq. keçdikdən sonra alışdırma düyməsini basmaqla lazer borusunda boşalmanı yaratmaq. Boşalma cərəyanını 20-25 mA intervalında qoymaq.

2. Lazerin örtüyündən iki plastmas qapağı çıxartmaq.

3. Lazerin diafraqmasını rezonator oxundan kənara çıxartmaq. Bu zaman lazer generasiyası görünməlidir.

4. Generasiya görünmədikdə çarpaz xətlər çəkilmiş qurğu vasitəsilə lazeri tənzimləməli.

5. Lazer şüalanmasının müxtəlif güzgülərdən çıxandan sonrakı ölçüsünü və intensivliyini müqayisə edin və fərqi izah edin.

6. Tərpənən güzgünün reyterini masaya bərkidən burğunu boşaldın, güzgünü hərəkət etdirməklə çıxış gücünün rezonatorun uzunluğundan asılılığını çıxarın. Şüalanmanın gücünü tərpənməz güzgü tərəfdən FD-24K fotoqəbuledicisi vasitəsilə qeyd edin. Ölçməni hər bir yeni vəziyyət üçün güzgünü gücün maksimumuna tənzimlədikdən sonra aparın. Ölçmə prosesində şüalanma modalarının quruluşunun dəyişməsinə fikir verin. Alınmış nəticəni izah edin.

7. Rezonatorun uzunluğunu 60 sm-ə bərabər edib tərpənən güzgünün reyterlərini masaya bərkidən burğuları sıxın. Əsas eninə modanın seçilməsi üçün lazım olan diafraqmanın optimal diametrini hesablayın. Hesablama apardıqda dəstənin diafraqmanın yerləşdiyi yerdəki ölçüsünü müstəvi güzgü səthindəki ölçüsünə bərabər götürmək olar. Lazımi diametrdə diafraqmanı lazerə daxil edərək əsas modada generasiya alın.

8. Lazer şüalanmasının dağılmasını təyin edin. Bunun üçün dəstənin ən kəsiyində şüalanmanın intensivliyinin paylanması lazerdən müxtəlif məsafələrdə ölçün. Ölçmələri FD-24K fotoqəbuledicisi vasitəsilə hərəkət edə bilən güzgü tərəfindən aparın. Şüalanmanın dağılmasını hesablayıb onu ölçmənin nəticələri ilə müqayisə edin.

B. Lazer şüalanması spektrinin tədqiqi.

Bütün elementləri II şəkildəki kimi optik masada düzün.

1. Lazerin və dəyişən tezlikli interferometrin uzlaşmasının hesablanmasını aparın.

İşçi parametrlərin seçilməsi üçün «Korvet» PK-8020 hesablama maşınında «OA» proqramı işlənmişdir.

Proqram öz işini güzgülərin əyrilik radiuslarının (R_1 , R_2) bu güzgülərdə lazer və interferometrin arasındakı məsafələrin (uyğun olaraq L_1 və L_2) sorğusu ilə başlayır. Uyğun düsturlarla hesablama apardıqdan sonra displeyin ekranında maraqlandıran məlumatlar işıqlanır. Bunlar uzlaşdırıcı linzanın uyğun olaraq rezonatorun və interferometrin dartılma nöqtələrindən olan d_1 və d_2 məsafələri və lazer və interferometrin uyğun olaraq w_1 və w_2 dartılma radiuslarıdır.

2. İnterferometr və linzanı bu hesablamalara uyğun olaraq masada yerləşdirin.

3. Optik düyünü kökləyin.

4. Ossiloqraf və gücləndiricini mənbəyə qoşun (gücləndiricinin anod qidalanması 1-2 dəq-dən sonra qoşulur).

5. İnterferometri kökləyin.

6. Ossiloqrafda lazer şüalanmasının spektrini alın.

7. İnterferometrin buraxdığı şüalanmanın spektral enini ölçün. Güzgülərin qaytarma əmsallarını eyni hesab edərək, onları təyin edin.

QURĞUNUN İŞİNİN DAYANDIRILMASI QAYDASI.

1. Lazerin qidalanma blokunu, ossiloqrafı və gücləndiricini söndürün. Gücləndiricidə əvvəl anodu, sonra isə gərginlik mənbəyi açılır.

2. Lazerin örtüyünü üzərinə taxın.

YOXLAMA ÜÇÜN SUALLAR

1. İfrat yüksək tezliklərdə və optik diapozonda işləyən rezonatorlar nə ilə fərqlənilirlər?

2. Nəyə görə qapalı rezonatorları optik diapozonda işlətmək məqsədəuyğun deyil?

3. Açıq rezonatorda modaların yaranmasında hansı proseslər rol oynayır?

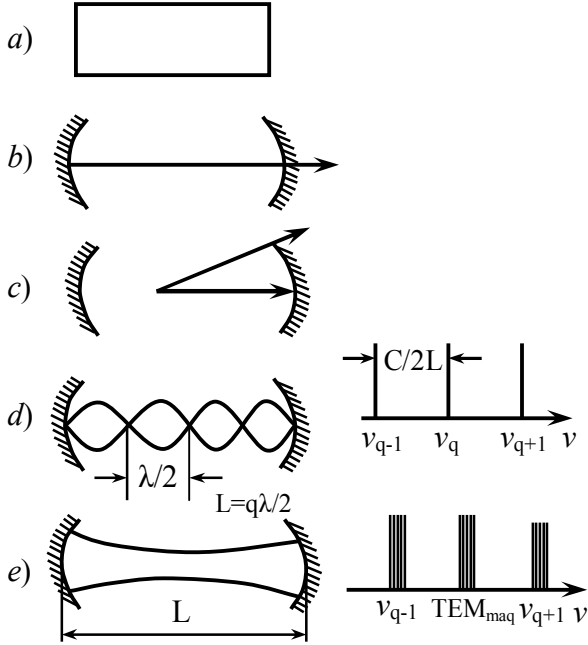
4. Açıq rezonatorda hansı itkilər mövcuddur və onların müxtəlif modalara necə təsiri var?

5. Açıq rezonatorlarda dalğa cəbhəsinin əyrilik radiusu dartılma nöqtəsindən olan məsafədən necə asılıdır?

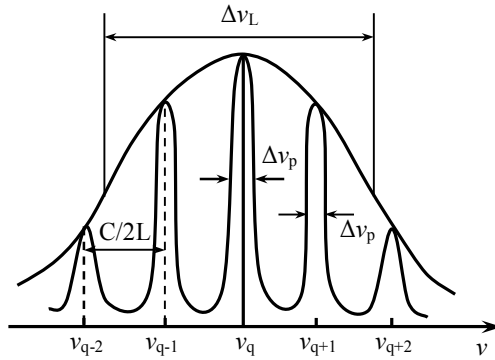
6. Frenel ədədinin, Frenel zonasının və Hüygens-Frenel prinsipinin mənası deyin.

ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

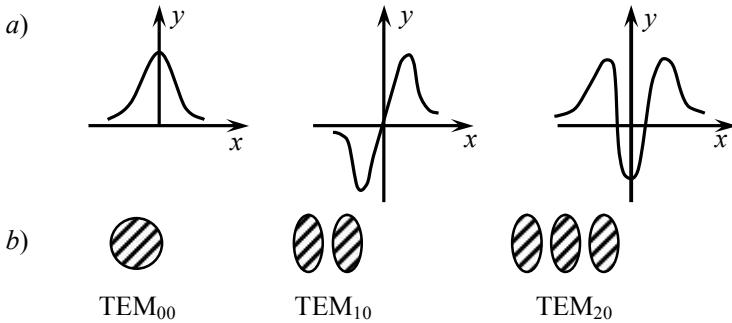
1. С.А.Гончуков. «Открытые оптические резонаторы» - М. Изд. Мифи 1980
2. Мэитланд А., Данн. М. Введение в физику лазеров.- М.: Наука 1978
3. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров - М.: Мир 1981
4. Справочник по лазерам. т.2 (Под. ред. А.М. Прохорова –М.Сов. радио 1978)



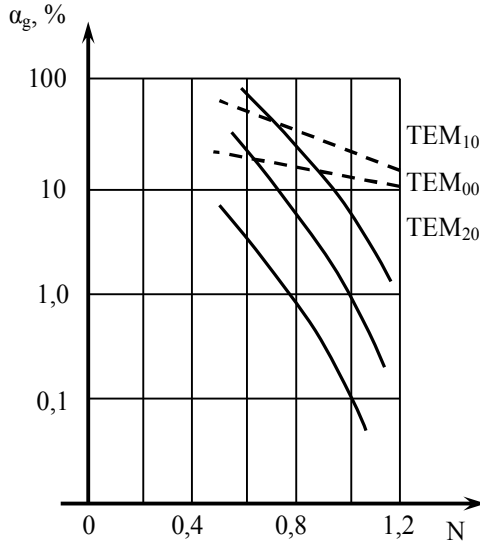
Şek.1



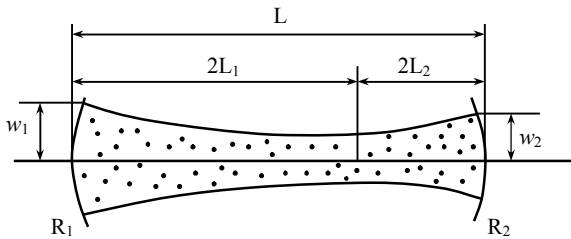
Şək. 3. Lazer lümenessensiyasının spektral xətti və açıq rezonatorun uzununa modalarının spektri.



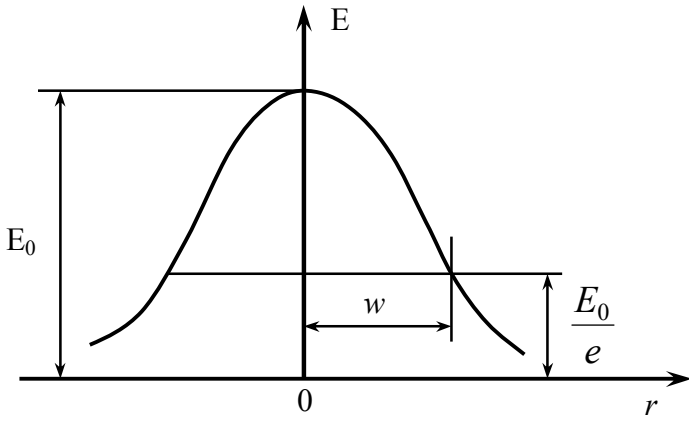
Şək. 4. Bir neçə eninə moda üçün sahənin amplitudunun (a) və intensivliyinin (b) rezonator güzgülündə paylanması.



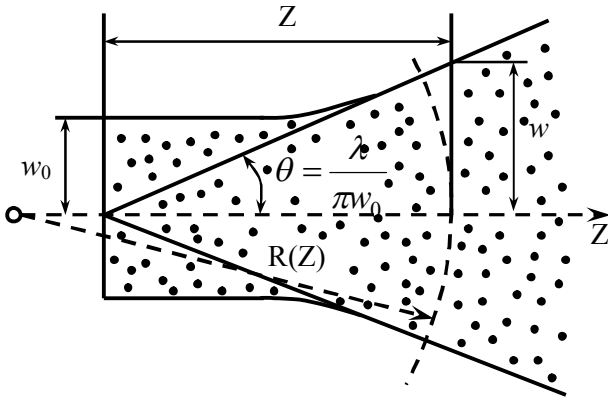
Şək. 5. Konfokal (bütöv xətlər) və müstəvi paralel rezonatorlarda (ştrixlənmiş xətlər) müxtəlif modalar üçün şüalanma gücünün bir period ərzindəki difraksiya itkilərinin Frenel ədədindən asılılığı.



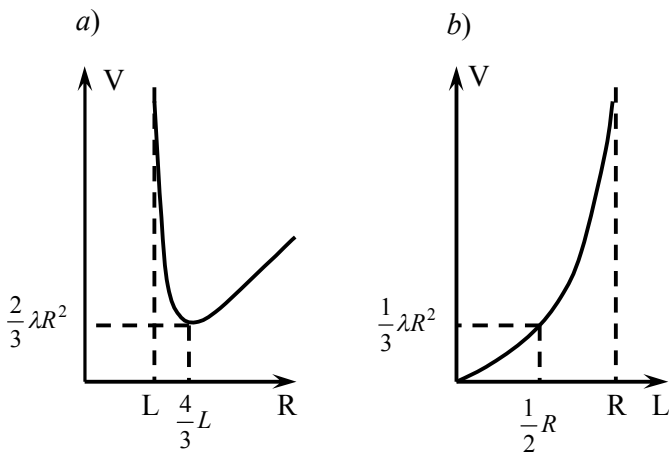
Şək. 6. Rezonatorlarda elektromaqnit sahənin paylanması



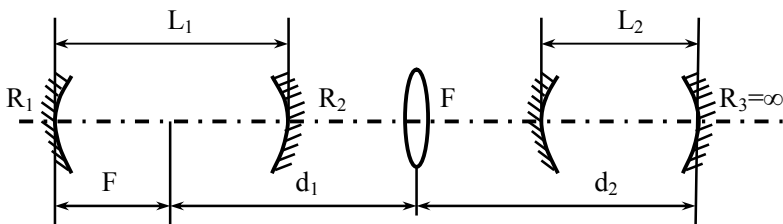
Şək. 7. Sahənin amplitudunun Gauss dəstəsinin radiusu boyunca öyrənilməsi.



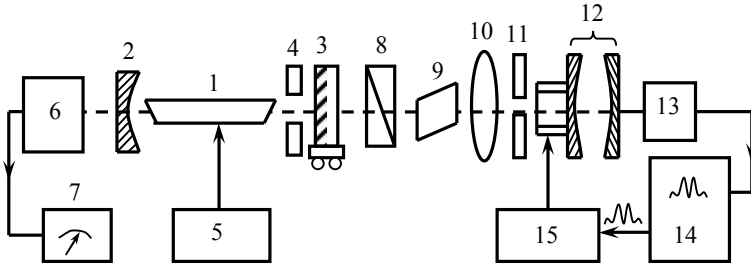
Şək. 8. Gauss dəstəsinin konturu.



Şəkl. 9. Modanın həcmnin güzgünün əyrilik radiusundan (a) və müstəvi –sferik rezonatorun uzunluğundan (b) asılılığı.



Şəkl. 10. Açıq rezonatorların uzlaşmasının optik sxemi.



Şək. 11. Laboratoriya qurğusunun sxemi.

1 –OKG-II lazerinin boşalma borusu,
 2-sferik güzgü, 3 –hərəkət edə bilən
 müstəvi güzgü, 4 –diafraqma, 5 –qida-
 lanma bloku, 6 –FD-24K fotoqəbuledicisi,
 7 –əqrəbli cihaz, 8 –polyarizəedici işıq
 süzgəci, 9 – Frenel rombu, 10 –linza,
 11 –diafraqma, 12 –dəyişən tezlikli i
 nterferometr, 13 –FD -25K fotoqəbuledici,
 14 –ossiloqraf, 15 –gücləndirici.

İş № 2

HAUSS DƏSTƏSİNİN ÖYRƏNİLMƏSİ

İşin məqsədi: Lazer rezonatorunda moda sahəsinin eninə paylanması və Hauss dəstəsi ilə tanışlıq.

Lazer rezonatorları üçün Foks və Linin təhlili göstərir ki, Fabri –Pero interferometrində səciyyəvi rəqs modaları və ya qərarlaşmış rəqs növləri mövcuddur. Moda –rezonatorunda sahənin, dalğa güzgülər arasında dəfələrlə yayılması ilə, təkrar bərpa olunmasıdır. Başlangıcı rezonator mərkəzində, z oxu rezonatorun oxu ilə üst–üstə düşən Dekart koordinat sisteminə, sahənin eninə paylanması aşağıdakı ifadə ilə verilir:

$$S(x, y) = H_m \left(-\frac{x}{r_0} \right) H_n \left(\frac{y}{r_0} \right) \exp \left[-\frac{(x^2 + y^2)}{2r_0^2} \right] \quad (1)$$

Ermit polinomlarının bir neçə ilk şərtləri aşağıdakı kimidir:

$$H_0(x) = 1, \quad H_1(x) = 2x, \quad H_2(x) = 4x^2 - 2.$$

Haussa görə paylanmış (1) şəkilli eninə sahələri TEM₀₀ modaları təsvir edir. m və n indeksləri sahənin x və y istiqamətində dəyişmələrinin sayını göstərməklə 0, 1, 2, ... qiymətlərini alırlar. q indeksinin qiyməti isə çox böyük olub, z oxu istiqamətində rezonatorun uzunluğu boyu yerləşən yarımdalğaların sayına bərabərdir. TEM₀₀ modası ən aşağı eninə və ya əsas moda adlanır, onun şəklini (1)-dən almaq olar:

$$E(x, y) = E_0 \exp \left[-\frac{(x^2 + y^2)}{2r_0^2} \right].$$

Rezonatorda sahənin paylanması ox simmetriyalı olduğu üçün, $x = y = r$ olduqda

$$E(r) = E_0 \exp \left(-\frac{r^2}{r_0^2} \right) \quad (2)$$

Göründüyü kimi, $r = r_0$ qiymətində paylanmanın istiqamətinə perpendikulyar müstəvidə işıq sahəsinin amplitudu işıq dəstəsinin oxu üzərindəkindən e ədədi dəfə az olacaqdır. Bu qiymət effektiv radius və ya Hauss dəstəsinin eni kimi qəbul olunur.

Deməli, dəstənin enini təyin etmək üçün, onun en kəsiyində amplitudanın paylanmasının bütün profilini ölçmək və buradan effektiv radiusu tapmaq lazımdır. Ancaq real təcrübədə həmişə amplitud yox, düşən dalğanın intensivliyi ölçülür. Bu halda, intensivliyin konturu aşağıdakı düstur ilə təsvir olunur:

$$I(r) = |E(r)|^2 = E_0^2 \exp \left(-\frac{2r^2}{r_0^2} \right) = I_0 \exp \left(-\frac{2r^2}{r_0^2} \right) \quad (3)$$

və $r = r_0$ olduqda, $I(r_0) = 0,135I_0$. Burada I_0 - birmodalı şüalanmanın intensivliyinin Hauss dəstəsinin oxu üzərindəki qiymətidir. Hauss dəstəsi intensivliyinin paylanmasının eni z oxu boyunca aşağıdakı qanunla dəyişir:

$$w^2 = w_0^2 + \left(\frac{z}{kw_0} \right)^2 \quad (4)$$

burada $k = 2\pi / \lambda$, λ - dalğa uzunluqlu şüalanmanın dalğa vektorudur, w_0 - isə rezonatorun fokal müstəvisində dəstənin

radiusudur, yəni $z = 0$ -da və adətən, kaustikanın dartılma (boğazcıq) radiusu adlanır. w_0 qiyməti isə rezonatorun uzunluğu ilə təyin olunur və

$$w_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{4\pi}} = \sqrt{\frac{L}{2k}}. \quad (5)$$

Göstərilən konfokal rezonatorun TEM_{000} modası rezonatorun mərkəzindən gələn və yayılma istiqamətində perpendikulyar müstəvidə intensivliyi Haussa görə paylanmış sferik dalğadır. Sferik dalğa cəbhəsinin əyrilik radiusu yayılma zamanı

$$R = z + (kw_0^2) / z \quad (6)$$

qanunu ilə dəyişərək koordinat başlanğıcından böyük məsafələrdə ($z \gg kw_0^2 = L/2$) rezonatorun dalğa cəbhəsinə qədər olan məsafə ilə üst-üstə düşür ($R \approx z$). Bu o deməkdir ki, arxa zonada Hauss dəstəsinin dalğa cəbhəsi, dəstənin oxu üzərində onun fokal boğazcıqda yerindəki nöqtədən yayılan sferik dalğaya yaxınlaşır. Beləliklə: ($z \gg kw_0^2 = L/2$) olduqda (4)-dən $w = z / kw_0$ alırıq və boğazcıqda diametri $2w_0$ olan birmodalı lazer şüalanmasının bucaq dağılması

$$\theta = w / z = 1 / kw_0 = \lambda / \pi D_0 \quad (7)$$

olar.

(7) ilə (5)-i birləşdirsək

$$\theta = \sqrt{2 / Lk} = \sqrt{\lambda / \pi L} \quad (8)$$

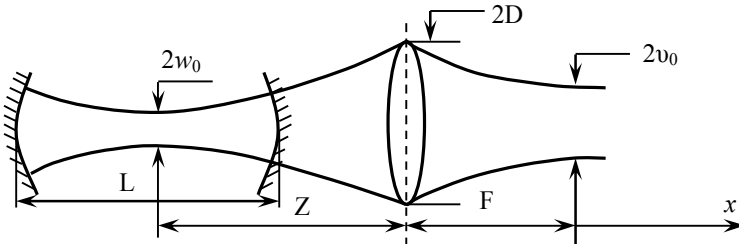
alırıq.

(7) və (8) ifadələri işıq şüalanmasının minimal mümkün difraksiya dağılmasına uyğundur. Dalğa yayıldıqca yalnız dalğa cəbhəsinin əyrilik radiusu (6) və dəstə intensivliyinin paylanma eni (4) dəyişir.

Kvant elektronikasında Hauss dəstələrinin fokuslanması əhəmiyyətli olduğu üçün bu prosesi daha ətraflı öyrənək. İdeal

nazik linza dağılan Hauss dəstəsini, intensivliyini eninə paylanmış (3) Hauss dəstəsi şəklində saxlayaraq yığılana çevirir. Dağılan dəstənin yığılana və əksinə çərilməsi R -in işarəsinin dəyişməsinə uyğundur, bu isə faza cəbhəsinin ayrılıyının əksi-nə dəyişməsi deməkdir.

Tutaq ki, fokus məsafəsi F olan ideal linza üzərində linzadan z məsafədə yerləşən və boğazcığın radiusu w_0 olan dağılan Hauss dəstəsi düşür. Bu sahə L uzunluqlu konfokal rezonatordakı fəal mühit vasitəsilə də generasiya oluna bilər. Linzanın yerləşdiyi yerdə mərkəzdən z məsafədə dəstənin radiusunu D işarə edək. Linzanın sağında və solunda dəstənin eni, əlbəttə ki, eynidir.



Şək. 1.

V_0 radiuslu fokuslanmış şüalanmanın boğazcıqlarından eyni məsafədən dəstənin dağılmasına baxaq. Linzanı keçdikdən sonra Hauss dəstəsi olaraq qaldığından aydındır ki, V_0 , D kəmiyyətləri arasındakı (4) və (6) münasibətlər doğrudur. Nəticədə x və V_0 üçün aşağıdakı tənliklər sistemini alırıq.

$$\begin{cases} D^2 = V_0^2 + \frac{x^2}{k^2 V_0^2} \\ r = x + \frac{k^2 V_0^4}{x} \end{cases} \quad \begin{cases} D^2 k^2 V_0^2 = k^2 V_0^4 + x^2 \\ rx = x^2 + k^2 V_0^4 \end{cases}$$

Buradan

$$r x = D^2 k^2 V_0^2 \quad (9)$$

Əgər linza lazer rezonatorundan uzaqda yerləşibse, yəni

$$D^2 = w_0^2 + \frac{z^2}{k^2 w_0^2} \cong \frac{z^2}{k^2 w_0^2} \quad (10)$$

Hauss dəstəsinin dalğa cəbhəsinin əyilmə radiusu bilavasitə linzanı keçdikdən sonra aşağıdakı münasibətlə verilir:

$$1/r = 1/R - 1/F, \quad (11)$$

burada R – dalğa cəbhəsinin bilavasitə linzanı keçməmişdən əvvəlki radiusudur (bax (6)). Onda $F \ll z$ və $x = -F$ linza üzərində olduqda (10) və (11)-i (9)-da yazsaq, alarıq:

$$\begin{aligned} r &= F \quad r = -F \\ V_0 &= w_0 F / z \end{aligned} \quad (12)$$

Linzadan sonra yayılan şüalanma üçün

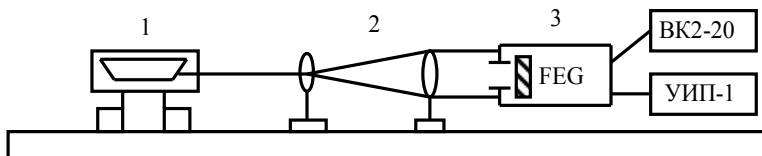
$$V^2 = V_0^2 + \left(\frac{x}{k V_0} \right)^2$$

(12)-ni burada yerinə qoysaq, linzanın dəyişdirdiyi dəstənin radiusu üçün son ifadəni alarıq:

$$\begin{aligned} V &= \sqrt{w_0^2 \frac{F^2}{z^2} + \frac{x^2 z^2}{k^2 w_0^2 F^2}} = \sqrt{\frac{L \lambda F^2}{4 \pi z^2} + \frac{x^2 z^2 \lambda}{\pi L F^2}} = \\ &= \sqrt{\frac{\lambda L F^2}{4 \pi} \left(\frac{1}{z^2} + \frac{4 x^2 z^2}{L^2 F^4} \right)} \end{aligned} \quad (13)$$

TƏCRÜBİ QURGU VƏ ÖLÇÜ METODİKASI

Qurğunun sxemi şəkil 2-də verilmişdir.



Şək. 2.

Şüalanma mənbəyi kimi, birmodalı rejimdə işləyən, 1-5mBt gücündə hauss dəstəsi verən He-Ne (LQ-52) lazerindən 1 istifadə olunur. Lazerin qarşısında optik masa üzərində linza 2 və ya teleskopik sistem qurulur. Lazer şüalanması intensivliyinin paylanması masa üstündə mikrometrik ötürmələr vasitəsilə bərkidilmiş FEG 3 vasitəsilə qeydə alınır. Parazit işığın qabağını kəsmək üçün işıq selinin yolu üstündə qırmızı işıq süzgəci qoyulmuşdur. FEG УИП-1 (universal gərginlik mənbəyi) mənbəyi vasitəsilə qidalanır, signalın qeydiyyatı isə BK-2-20 voltmetrilə aparılır.

MƏŞĞƏLƏ 1. Birmodalı şüalanmanın intensivliyinin eninə paylanmasının ölçülməsi.

Lazer şüası qarşısına teleskopik sistemi qoyub lazer dəstəsinin intensivliyini qeydə alırlar, FEG dəstənin eninə istiqamətində 0,5-1 mm addımıyla hərəkət etdirilir. Birmodalı şüalanmanın intensivliyinin eninə koordinatdan alınmış asılılığını qururlar. Təcrübədən dəstənin oxu üzərindəki intensivliyinin minimum qiymətini, intensivliyin e^{-2} səviyyəsinə uyğun dəstənin radiusu r_0 və fon işıqkeçməsi A -nı təyin edirlər. (3)-ə əsasən, fon işıqkeçməsini nəzərə alıb, təcrübədən alınmış parametrlərlə nəzəri Hauss funksiyasının profilini aşağıdakı düsturla BK0010 EhM-da hesablayırlar:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) + A$$

Bu hesab proqramı maqnit lentli kasetə «TEM» adı ilə yazılmışdır. Hesab üçün habelə dəstənin radiusu r -in dəyişmə sərhədlərini və hesab addımı verilməlidir. Alınan nəzəri asılılığı əvvəl alınmış təcrübi qrafikin üzərində çəkib və müqayisə edirlər. Lazım gələrsə, parametrlərə düzəliş verməklə nəzəri Hauss əyrisinin və təcrübi nöqtələrin üst-üstə düşməsinə nail olurlar.

MƏŞĞƏLƏ 2. Birmodalı şüalanmanın difraksiya dağılmasının ölçülməsi.

Linzanı və teleskopik sistemi optik masadan götürürlər. Lazerdən müxtəlif məsafələrdə (5-7 nöqtə) birmodalı şüalanmanın effektiv radiusu ölçülür. Alınan nəticələri w -nın z məsafəsindən asılı olaraq qrafiki şəkildə tərtib edilir. Aşağıdakı düstura əsasən BK 0010 EHM-da nəzəri asılılıq hesablanır.

$$w = \sqrt{\frac{\lambda L}{4\pi} \left(1 + 16 \frac{z^2}{L^2}\right)}.$$

Hesab proqramı «RAO» adı altında kasetə yazılmışdır. Hesab üçün z -in dəyişmə sərhədləri və hesab addımı verilməlidir. Nəzəri asılılığı təcrübi qrafik üzərinə çəkib alınmış nəticələri müqayisə edirlər. Alınmış nəticələrdən istifadə edib (7) və (8)-ə əsasən birmodalı şüalanmanın difraksiya dağılmasını hesablayırlar.

MƏŞĞƏLƏ 3. Linzanın dəyişdiyi şüalanmanın intensivliyinin eninə paylanması ölçülməsi.

Lazer şüalanması qarşısına qabarıq linza qoyub məşğələ 1-in ölçüləri təkrar edilir. İntensivliyin Haussa görə paylanmasına əmin olunur.

MƏŞĞƏLƏ 4. Linzadan keçmiş dəstənin dağılmasının ölçülməsi.

Fotoqəbuledici dayanan masanı optik masanın sonunda, çökük nazik linzanı isə təqribən ortasında fiksə edirlər. Lazerin optik masa boyunca yerini dəyişərək, ((13)-də z -in dəyişməsi) 5-7 nöqtə, fotoqəbuledici üzərinə düşən işıq dəstəsinin radiusunu ölçürlər. Sonra, linzanı lazerə nəzərən fiksə edib, müxtəlif x məsafələrində dağılan işığın radiusunu ölçürlər. $\Phi\Theta Y$ (fotoelektron gücləndirici) ilə linza arasında məsafə $x+F$ -ə bərabərdir. x fiksə olunduqda $V = f(z)$ və z fiksə olunduqda, $V = \varphi(x)$ asılılıqlarını qururlar. Linzadan keçmiş şüalanmanın dağılmasını təyin edirlər. (13)-ə əsasən BK 0010 EHM-da uyğun nəzəri asılılıqlar hesablanır.

Hesab proqramı kasetə yazılmışdır. Nəzəri asılılıq təcrübi grafik üzərinə çəkilir, alınmış nəticələr müqayisə edilir.

YOXLAMA ÜÇÜN SUALLAR

1. Rezonatorun modası nə deməkdir? m , n , q indekslərin fiziki mənasını deyin.
2. Kaustikanın dartılmış radiusu dedikdə nə başa düşülür?
3. Birmodalı lazer şüalanmasının bucaq dağılması üçün ifadəni yazın.

ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

1. Л.В.Карлов. Лекции по квантовой электроники. М., «Наука», 1983.
2. О.Звелто. Физика лазеров. М., «Мир», 1978.

İŞ № 3

XƏTTİ ELEKTROOPTİK EFFEKT

İşin məqsədi: İşdə kristallarda elektro-optik effektdə və işığın amplituda görə modulyasiyasına baxılmışdır.

GİRİŞ

Elektrooptik effekt –elektrik sahəsinin təsiri altında işığın sındırma əmsalının dəyişilməsindən ibarətdir. Bu dəyişmə tətbiq olunmuş sahənin həm birinci tərtibi ilə (xətti elektrooptik effekt və yaxud Pokkels effekti), həm də ikinci (Kerr effekti) tərtibi ilə mütənasib ola bilər.

Mühitin sındırma əmsalının elektrik sahəsinin təsiri ilə dəyişilməsi lazer fizika və texnikasında geniş istifadə olunur. Ən vacub effektlərdən biri Pokkels effekti –ışığın modulyasiyasıdır. Şüalanmanın optik oblastına keçid qəbuledici –ötürücü qurğuların buraxma zolağının genişləndirilməsinə, rabitə sisteminin informasiya tutumunu artırmasına imkan verir.

Bu işdə məqsəd kristallarda elektrooptik effekti öyrənməkdir. Konkret LiNbO_3 kristal nümunəsində işığın amplituda görə modulyasiyası üçün sistem qurulmasının prinsiplərinə baxılmışdır. Baxılan hal təbii ki, elektrooptik effektini, ümumiyyətlə modulyasiya prinsiplərini nəzərə almır. Bu məsələlərlə [1] monoqrafiyasında daha yaxından tanış olmaq olar.

İşdə anizotrop mühitdə işığın yayılması məsələlərinə daha geniş yer verilir. Kristalloptikanın əsaslarını və kristal simmetriyasının onun fiziki xassələrinə təsirini bilmək elektrooptik effektin öyrənilməsi üçün əsasdır.

İşığın anizotrop mühitdə yayılması

İzotrop mühitdə elektrik sahəsinin intensivlik vektoru $\vec{E}$ ilə induksiya vektoru $\vec{D}$ arasında münasibət

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

kimidir, harada ki, ε -skalyar kəmiyyət olub dielektrik nüfuzluğu adlanır. Buna görə də $\vec{D}$ vektoru istiqamətcə $\vec{E}$ ilə üst – üstə düşür. Anizotrop mühit halında isə bu ümumiyyətlə doğru deyildir.

$\vec{D}$ -nin bir komponenti $\vec{E}$ -nin hər üç toplananından asılı olur.

$$D_i = \varepsilon_{ik} E_k$$

($i, k = 1, 2, 3$ və eyni indekslər üzrə cəmləmə aparılır). ε_{ik} əmsalları ikeranlı tenzorun komponentləridir. Dielektrik sabitinin aldığı bütün mümkün qiymətlər çoxluğunu x, y, z oxlarına malik ellipsoid vasitəsilə təsvir etmək olar. Dielektrik sabitinin ixtiyari istiqamət üçün qiyməti ellipsoidin həmin istiqamət üçün keçirilmiş radius –vektorunun uzunluğu ilə ifadə olunur. dielektrik sabitinin ellipsoid oxlarına uyğun $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ qiymətləri dielektrik sabitinin baş qiymətləri adlanır.

$\vec{D}$ ilə $\vec{E}$ arasındakı anizotropik mühüti xarakterizə edən münasibətdən istifadə edərək, koordinat oxları kimi dielektrik sabitinin baş istiqamətlərini seçərək uyğun tənliklər qurmaqla Maksvel nəzəriyyəsinə tətbiq etmək olar.

Heç bir araşdırma aparmadan (bunları [2]-də tapmaq olar) əsas nəticələri verərik.

1. $\vec{k}$ -in verilmiş istiqaməti üzrə müstəvi polyarlaşmış dalğa elektrik vektoru rəqslərinin iki istiqamətinə uyğun olaraq iki müxtəlif faza sürətilə yayılır. Rəqslərin bu iki istiqaməti

həmişə perpendikulyardır və kristalın xassələri ilə təyin olunurlar.

2. Dalğa cəbhəsi müstəvisində, yəni $\vec{k}$ -ə perpendikulyar müstəvidə $\vec{D}$ induksiya vektoru və $\mu = 1$ olduğundan $\vec{B} = \mu \vec{H}$ induksiyası ilə üst –üstə düşən $\vec{H}$ vektoru yerləşmişlər. Anizotrop mühitin elektrik vektoru $\vec{E}$ isə $\vec{D}$ ilə üst –üstə düşməyərək onunla müəyyən bucaq (α) əmələ gətirir (Şək. 1).

$\vec{k}$ istiqamətində yayılan dalğanın cəbhə müstəvisi $\vec{D}\vec{H}$ -dir. Şüa enerjisinin yayılması istiqamətilə üst –üstə düşən və $\vec{E}\vec{k}$ müstəvisinə çəkilmiş perpendikulyar $\vec{D}\vec{H}$ -a nəzərən α qədər dönmüşdür. Beləliklə, anizotrop mühidə ümumi halda şüanın istiqaməti dalğa normalı $\vec{k}$ -in istiqaməti ilə üst –üstə düşür. Üst –üstə düşmə o vaxt mümkündür ki, $\vec{k}$ kristalın üç baş istiqamətindən biri üzrə yönəlsin.

Optikada adətən dielektrik sabitindən deyil, işığın yayılma sürətini təyin edən ($v = c/n$, $n = \sqrt{\epsilon}$) sındırma əmsalından istifadə olunur.

Anizotrop mühidə sındırma əmsalını təyin etmək üçün optik indikatrissa adlanan ellipsoid qururlar. x , y , z -kristalın baş oxlarıdırsa, indikatrissa tənliyi

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1$$

olar. $n_x = \sqrt{\epsilon_x}$, $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$, $n_z = \sqrt{\epsilon_z}$ -baş sındırma əmsallarıdır. İndikatrissa aşağıdakı mühüm xüsusiyyətə malikdir. Koordinat başlanğıcından ixtiyari istiqamətə OR düz xəttini çəkək (Şək. 2). İndikatrissanın bu xəttə perpendikulyar olan mərkəzi kəsiyini keçirsək ellips alırıq. Onda OR normalına malik iki dalğa uzunluğuna uyğun sındırma əmsalları ellipsin OA və OB yarımoxları olar. Dalğaların polyarizasiyaları

istiqamətləri ellipsin oxlarının üzərinə düşür. Sındırma əmsalı OA olan müstəvi polyarlaşmış dalğanın induksiya vektoru $\vec{D}$ -nin rəqsləri OA-ya paraleldir. Buna görə sınma əmsalı OB olan dalğanın induksiya vektoru $\vec{D}$ isə OB-yə paralel rəqs edir. Buradan xüsusi hal kimi x normalına paralel dalğalar üçün sınma əmsalları n_y və n_z -ə bərabər, bu dalğaların induksiya vektoru $\vec{D}$ isə uyğun olaraq y və z -ə paralel olur.

Analoji mülahizələri y və z normalına malik dalğalar üçün də demək olar. Bu səbəbdən n_x , n_y və n_z baş sındırma əmsalları adlanır.

Kristalın simmetriyası optik indikatrisanın forma və meyl etməsinə müəyyən tələblər qoyur. Məsələn, kubik kristallar üçün simmetriya əməliyyatları onların üç oxlarına nəzərən fırlanmalardır və buradan çıxır ki, kubik kristalların indikatrısı formaca sferikdir. Bu halda bütün mərkəzi kəsiklər dairəvi olduğundan bu kristallar ikiqat şüasınmaya malik olur.

Heksoqonal, tetriqonal (bu sinfə amonium diqidrofosfat $(\text{NH}_4)_2\text{H}_2\text{PO}_4$, kalium diqidrofosfat KH_2PO_4 aiddir) və triqonal (litium niobat LiHbO_3) kristallar üçün indikatrısı baş simmetriya oxu ətrafındakı fırlanma ellipsoididir. Bu oxu baş ox kimi qəbul edib indikatrısının tənliyini

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1$$

kimi yazmaq olar. Baş oxa perpendikulyar mərkəzi kəsik (yalnız bu kəsiyin) n_o radiuslu dairədir. Onda dalğa normalı z üzrə olan işıq üçün ikiqatşüasınma olmur. Baş ox –optik ox, belə kristallar isə biroxlu adlanır. Sınma əmsalları n_o və n_e -ni adi və qeyri-adi adlandırmaq qəbul olunmuşdur.

Adi və qeyri-adi dalğalar aşağıdakı kimi təyin olunur. Kristalın optik oxu və dalğa normalından keçən müstəvi baş

müstəvi adlanır (Şək. 3). Adi dalğa üçün induksiya vektoru $\vec{D}$ baş müstəviyə perpendikulyardır (AO-ya paraleldir). İnduksiya vektoru baş müstəvidə yerləşən (BO-ya paraleldir) dalğa qeyri-adi adlanır. Şəkil 3-dən göründüyü kimi AO yarımoxunun qiyməti dalğa normalının ixtiyari istiqamətində eynidir. Deməli, adi dalğanın sınma əmsalı işığın yayılma istiqamətindən asılı deyil və n_o -a bərabərdir. Eyni zamanda qeyri-adi dalğanın sınma əmsalı qalda normalının istiqamətindən asılıdır və n_o ilə n_e arasında ixtiyari qiyməti ala bilər.

$n_e - n_o > 0$ olduqda kristal müsbət, $n_e - n_o < 0$ olduqda isə kristal mənfi adlanır (KDP və LiNbO_3 kristalları mənfidir).

Qalan üç kristalik sistemlər (ortorombik, monoklin və triklin) üçün indiktrisa üçoxlu ellipsoiddir. Şək. 4-də göstərildiyi kimi, o iki dairəvi kəsiyə malikdir. Beləliklə, dalğa normalının iki istiqaməti mövcuddur ki, onlar üçün ikiqat şüasınma yoxdur. bu iki istiqamət optik oxlar, belə kristallar isə iki oxlu adlanır.

Tutaq ki, anizotrop mühit daxilindəki müəyyən O nöqtəsində işıq mənbəyi yerləşdirilmişdir. Onda mühiddə istənilən R istiqamətində müxtəlif sürətə malik iki şüa yayılır. Kristalın xassələrindən istifadə edərək O nöqtəsindən yayılan dalğanın t anında çatdığı səthi –dalğa səthini qurmaq olar. Bu biroxlı kristal üçün sfera və fırlanma ellipsoidindən ibarət səthdir (Şək. 5).

Polyarlaşmış şüalanmanın kristalik lövhədə yayılmasına baxaq. Xətti polarizə olunmuş işıq kristala düşərək müxtəlif sürətlə yayılan, lövhəni keçdikdən sonra kristalın qalınlığından və sınma əmsallarından asılı olan fazalar fərqiə malik olan iki koherent dalğanın başlanğıcı olur. Bu dalğalarda rəqslər qarşılıqlı perpendikulyar olduqlarından onlar elleptik polyarlaşmış işığın yaranmasına gətirib çıxarırlar. Müxtəlif yollar fərqiə malik nöqtələrdə ellipslərin forma və meyletməsi müxtəlif ola bilər, işığın intensivliyi isə hər yerdə eyni qalacaq. Kristalın ardınca polarizator yerləşdirməklə biz hər bir şüadan rəqslərin

baş oxa paralel olan toplananını alırıq. Beləliklə, analizatorun çıxışında fazalar fərqi $\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - n_2)l$ olan iki koherent dalğanın interferensiyasını alırıq. n_1 , n_2 -iki şüanın sınma əmsalları, l -kristalın uzunluğudur.

Əgər lövhəyə dağılan dəstə düşürsə, onda şüalar arasında fazalar fərqi

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{(n_1 - n_2)l}{\cos\psi} \right)$$

olar. ψ -kristalda şüalar arasındakı bucaqdır.

Kristalda fazanın sabitliyinə ($\Gamma = const$) uyğun nöqtələrin həndəsi yeri izoxromatik səth əmələ gətirir. Biroxlu kristal üçün bu səth oxu kristalın oxu üzərinə düşən fırlanma hiperboloididir (Şək. 6). Bu səthin lövhə müstəvisi ilə kəsiyi izoxromat əmələ gətirir (sabit rəng əyriləri).

Əgər lövhə optik oxa perpendikulyar kəsilmişsə onda bu dairədir. Beləliklə, analizatordan sonra müstəvi lövhə qoyularsa işıqlı və qaranlıq konsentrik dalğalar sistemindən (Nyuton halqalarına oxşar) ibarət mənzərə müşahidə olunur. Ancaq halqalar polarizator və analizatorun baş müstəvisi ilə təyin olunan iki qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətdə kəsilirlər. Bu istiqamətlərdə çarpaz polarizatorlarda qaranlıq, paralel polarizatorlarda isə işıqlı xaç görünür (Şək. 7). İkiöxlü kristallar üçün izoxromatik səthlər daha mürəkkəbdir [1, 3].

XƏTTİ ELEKTROOPTİK EFEKT

Pokkels effekti yalnız inversiya mərkəzi olmayan kristallarda mümkündür. İnversiya mərkəzi olan kristallarda isə yalnız kvadratik effekt mümkündür.

Kristala elektrik sahəsinin tətbiqi nəticəsində optik indikatrisanın dönmə və deformasiyası baş verir. Əgər koordinat oxları kimi kristalın baş oxlarını seçmək onda elektrik sahəsi olmadıqda indikatrisa tənliyini bu şəkildə yazı bilərik

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1,$$

harada ki, $a_{10} = 1/n_x^2$, $a_{20} = 1/n_y^2$, $a_{30} = 1/n_z^2$, “0” indeksi onu göstərir ki, kristala sahə tətbiq olunmayıb. Elektrik sahəsi $\vec{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$ tətbiq olunduqda indikatrisa tənliyi belə olur:

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{23}yz + 2a_{31}xz + 2a_{12}xy = 1$$

harada ki a_{ik} əmsalları sahədən aşağıdakı şəkildə asılıdır.

$$\begin{aligned}a_{11} - a_{10} &= r_{11}E_z + r_{12}E_y + r_{13}E_x, \\a_{22} - a_{20} &= r_{21}E_z + r_{22}E_y + r_{23}E_x, \\a_{33} - a_{30} &= r_{31}E_z + r_{32}E_y + r_{33}E_x, \\a_{23} &= r_{41}E_x + r_{42}E_y + r_{43}E_z, \\a_{31} &= r_{51}E_x + r_{52}E_y + r_{53}E_z, \\a_{12} &= r_{61}E_x + r_{62}E_y + r_{63}E_z,\end{aligned}$$

r_{ik} -əmsalları elektrooptik əmsallar adlanır. Onların maksimal sayı 18-dir, lakin sıfırdan fərqli olmayan elektrooptik sabitlərin sayı azdır və kristalın simmetriyası ilə təyin olunur [2].

$3m$ -kristalloqrafik sinfinə mənsub niobat litium (LiNbO_3) kristalında elektrooptik effekte baxaq. Bu r_{ik} tenzorunun $r_{13} = r_{23}$, $r_{42} = -r_{51}$, $r_{22} = -r_{12} = -r_{61}$ komponentləri sıfırdan fərqli olan biroxlu kristaldır ($a_{10} = a_{20}$).

Bu sinif kristallar üçün elektrik sahəsinin ixtiyarı istiqamətində optik indikatrissa tənliyi

$$(a_{10} - r_{22}E_y + r_{13}E_z)x^2 + (a_{20} + r_{22}E_y + r_{13}E_z)y^2 + (a_{30} + r_{33}E_z)z^2 + 2r_{42}E_y yz - 2r_{42}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1 \quad (1)$$

(1)-dən alınır ki, elektrik sahəsi olduqda ellipsoidin x' , y' , z' oxları başlanğıc kristalloqrafik x, y, z oxları ilə üst –üstə düşür.

x' , y' və z' istiqamətlərini tapmaqdan ötrü (1) tənliyini kanonik şəkə gətirmək vacibdir.

Pratik cəhətdən daha maraqlı olan hala baxaq. Tutaq ki, elektrik sahəsi optik z oxuna perpendikulyardır, yəni $E_z = 0$; $E_y \neq 0$; $E_x \neq 0$. Bu halda indikatrissa tənliyi belə şəkil alar:

$$(a_{10} - r_{22}E_y)x^2 + (a_{10} + r_{22}E_y)y^2 + a_{30}z^2 + 2r_{42}E_y yz - 2r_{42}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1 \quad (2)$$

Əgər işıq optik ox boyunca yayılırsa, onda baş sınma əmsallarını tapmaq üçün optik indikatrissanın z -ə perpendikulyar, (yəni $z = 0$) müstəvi ilə kəsiyinə baxmaq lazımdır. Bu kəsik ((2)-dən göründüyü kimi) (3) tənliyini ödəyən ellipsdir

$$(a_{10} - r_{22}E_y)x^2 + (a_{10} + r_{22}E_y)y^2 - 2r_{22}E_x xy = 1. \quad (3)$$

Ellipsin x' , y' baş oxları kristalloqrafik x, y oxlarına nəzərən α bucağı qədər dönmüşlər.

$$\operatorname{tg} 2\alpha = E_x / E_y \quad (4)$$

(3) tənliyi baş oxlarda belə yazılır

$$(a_{10} + r_{22}E)x'^2 + (a_{10} - r_{22}E)y'^2 = 1 \quad (5)$$

harada ki, $E = \sqrt{E_z^2 + E_y^2}$. Beləliklə, baş istiqamətlərdə polyarizə olunmuş işıq üçün sınma əmsali

$$n_{x'} = \frac{1}{\sqrt{a_{10} + r_{22}E}} \approx n_0 - \frac{1}{2}r_{22}n_0^3E$$

$$n_{y'} = \frac{1}{\sqrt{a_{10} - r_{22}E}} \approx n_0 + \frac{1}{2}r_{22}n_0^3E$$

l qalınlıqlı lövhəni keçdikdən sonra şüalar arasındakı fəzalar fərqi

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_{y'})l = \frac{2\pi}{\lambda}r_{22}n_0^3El = \frac{2\pi}{\lambda}r_{22}n_0^3\frac{l}{d}V,$$

Harada ki, V -tətbiq olunmuş gərginlik, d -sahə boyunca kristalın ölçüləri. Qeyd etmək lazımdır ki, əgər işıq dəqiq optik ox istiqamətində yayılırsa onda (6)-da təbii anizotropiya ilə şərtlənmiş başlanğıc fəzalar fərqi $\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n^e)l$ meydana

çıxır.

ELEKTROOPTİK EFFEKTİN İŞIĞIN MODULYASIYASI ÜÇÜN İSTİFADƏ OLUNMASI

Göstərilədiyi kimi, əgər kristalın lövhəyə müstəvi polyarlaşmış işıq düşərsə, onda çıxışında elliptik polyarlaşmış şüalanma alınır. Elektrik sahəsini kristala tətbiq edərək biz ellepsin forma və meylətməsini dəyişirik, bu o deməkdir ki, işığın polyarizasiyaya görə modulyasiya edirik, intensivlik isə sabit qalır.

İntensivliyin modulyasiyasının alınması üçün kristaldan sonra polyaroid yerləşdirmək vacibdir. Əgər analizator ilə polyarizator çarpaz durursa, onda çıxışda intensivlik

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma_0 + \Gamma_1}{2} \quad (7)$$

harada ki, I_0 - keçən işığın maksimal intensivliyi, Γ_0 -şüalar arasındakı fazalar fərqi (ikişüəsinmə ilə şərtlənir), Γ_1 -sahə ilə bağlı olan və LiNbO_3 üçün (6) ilə təyin olunan faza sürüşməsi.

İşığın intensivliyinin statik V_1 gərginliyindən asılılığı şəkl. 8-də verilmişdir. Başlanğıc faza sürüşməsi Γ_0 dəyişdikdə əyri absis oxuna paralel sürüşür. Bu hadisə xarakteristikanın həm kvadratik hissəsində (A və B nöqtələri), həm də xətti hissəsində (V nöqtəsi) işçi nöqtənin seçilməsi üçün istifadə oluna bilər.

İşığın intensivliyinin sıfırdan maksimal qiymətə kimi artması üçün kristala V_0 gərginliyi tətbiq etmək vacibdir (Şəkl. 8). Bu halda adi və qeyri –adi şüalar arasındakı yollar fərqi $\lambda/2$ olduğundan V_0 yarım dalğa gərginlik adlanır. (6)-dan yarım dalğalı gərginliklə kristalın parametrləri arasındakı əlaqəsini təyin etmək çətin deyil.

$$V_0 = V_{\lambda/2} = \frac{1}{2} \frac{\lambda d}{r_{\lambda/2} n_0^2 l} \quad (8)$$

Fərz edək ki, kristala eyni zamanda həm sabit, həm də dəyişən gərginlik tətbiq olunub:

$$V = V_1 + V_2 \sin \Omega t .$$

Bu halda modulyasiya işçi nöqtənin statik xarakteristikada seçilməsindən asılıdır. İşçi nöqtənin vəziyyətini həm τ_0 -1 dəyişməklə, həm də sabit V_1 gərginliyini dəyişməklə seçməl olar.

Əgər dəyişən gərginlik olmadıqda biz xarakteristikanın A nöqtəsindəyiksə, onda

$$I \cong \frac{I_0}{8} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 \frac{l}{d} V_2 \right)^2 + \frac{I_0}{8} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 \frac{l}{d} V_2 \right)^2 \cos 2\Omega t \quad (9)$$

Beləliklə, A nöqtəsində işıq 2Ω tezliklə modulyasiya olunur. B nöqtəsində də belə modulyasiya olur.

Əgər $V_2 = 0$ olduqda biz xarakteristikanın xətti hissəsindəyiksə (V nöqtəsi) onda çıxışda intensivlik

$$I = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 \frac{l}{d} V_2 \right) \sin \Omega t \quad (10)$$

Şüalanmanın modulyasiyası kristala tətbiq olunmuş gərginliyin tezliyi ilə olur. İntensivliyin dəyişən toplananlarının asılılığını bilərək

$$I_{2\Omega} = \frac{I_0}{8} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 \frac{l}{d} V_2 \right)^2, \quad I_{\Omega} = \frac{I_0}{8} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 \frac{l}{d} V_2 \right) \quad (11)$$

elektrooptik sabitlərin dinamik qiymətlərini təyin etmək olar.

$$r_{22} = \frac{\lambda d \sqrt{2I_{2\Omega} / I_0}}{\pi n_0^3 V_2}, \quad r_{22} = \frac{4\lambda d I_{\Omega} / I_0}{\pi n_0^3 V_2} \quad (12)$$

Qeyd lazımdır ki, (9) və (10) düsturları $V_2 \ll V_0$ fərziyyəsində alınmışdır. Əgər kristala tətbiq olunmuş dəyişən gərginlik yarım dalğa gərginlik tərtibindədirsə onda intensivlik sinus qanunu ilə dəyişmir.

LABORATORİYA QURĞUSUNUN TƏSVİRİ

Bu işin yerinə yetirilməsi üçün işlədilən qurğunun blok – sxemi şəkl. 9-da göstərilmişdir. Işıq mənbəyi kimi He-Ne LQ-36 sənaye lazeri işlədilir. Lazerin $\lambda = 0,63$ dalğa uzunluğu şüalanması elə xətti polarizə olunmuşdur ki, elektrik vektoru ($\vec{E}$) şaquli və üfq müstəvilərdə rəqs edir.

İşdə xətti elektrooptik effekt LiNbO_3 kristalında təqdin olunur. Nümunə $3 \times 3 \times 28$ mm (optik ox boyunca ən bönük ölçü) ölçüsündədir. Kristal optik stolda yerləşdirilmişdir, bu da kristalın şaquli və üfqi müstəvilərdə yerdəyişmə və fırlanmasına imkan verir. Kristalın vəziyyəti elədir ki, elektrik sahəsi x oxu boyunca, işıq optik ox boyunca yayılır. Elektrik sahəsi aralarında kristal yerləşən metal elektrodlarla verilir. Həm sabit (УИИ-I universal gərginlik mənbəyi), həm də dəyişən (Г3-35 səs generatoru) gərginlik verilmə imkanı vardır.

İntensivlik fotodetektor və ossiloqrafdan ibarət sistem vasitəsilə ölçülür. Fotodetektor yüksək həssaslığa malikdir, lakin intensivliyin yalnız dəyişən hissəsini ölçür. Buna görə də statik xarakteristika çıxarılarkən mexaniki kəsicidən (deşikli fırlanan disk) istifadə olunur.

Analizator kimi xüsusi çərçivəyə yerləşdirilmiş və tərpənməz halqada istənilən bucaq qədər dönmə bilən polyaroid [4] tətbiq olunmuşdur.

Qurğunun bütün elementləri şvellerə bərkidilmişdir. Lazerin və fotoapparatın dayaqları bilavasitə şvellerə bərkidilmişdir, qalan elementlər isə reyterlər vasitəsilə optik masanın şvellerə bərkidilmiş üçbucaqlı kəsik hissəsində qurulmuşdur. Qurğunun bütün tənzimləməli elementləri (analizator, linzalar, kristall, fotoapparat, detektor) üfqı və şaquli müstəvilərdə yerdəyişmə edə bilərlər.

İŞİN YERİNƏ YETİRİLMƏSİ

A. Konoskopik mənzərənin alınması

Bu işi yerinə yetirmək üçün: qısafokuslu L_1 linzası, kristal, analizator, L_2 linzası, obyektivsiz fotoapparat sabit gərginlik mənbəyi lazımdır.

1. Kristalsız analizatoru elə qoymaq lazımdır ki, onun müstəvisi lazerin polyarizasiyasına perpendikulyar olsun.

2. Kristalı elə tarazlaşdırmalı ki, onun qabaq üzü şüaya perpendikulyar olsun (tarazlaşdırmanı qayıdan şüaya görə edin) və işıq kristaldan tam keçsin.

3. L_2 linzasının yerdəyişməsilə ekranda konoskopik mənzərəyə nail olmaq (Şək. 7).

4. L_2 linzasının və fotoapparatın yerdəyişməsi ilə fotoapparatda xəyalın lazımi ölçüsünü alın. Konoskopik mənzərəni aşağıdakı üç sabit gərginlik üçün çəkin

$$V_1 = 0, \quad V_1 = 300B \quad V_1 = 600B.$$

B. Statik xarakteristikanın çıxarılması

1. Fotoqəbuledicinin və L_2 linzasının yerdəyişməsi ilə qara çarpaz mərkəzini fotodioda salın.

2. Qəbuledici sistemi qoşun.

3. Mexaniki kəsicini qoşun.

4. Statik xarakteristikanı gərginliyin -600V-dan -600V kimi dəyişməsində çıxarın.

5. Yarımdayğa gərginliyi təyin edin.

C. Tezliyin ikiləşməsi effektinə görə yarımdalğa gərginliyinin təyini

1. Generatoru qoşun və kristala sabit və dəyişən gərginlik verin.

2. Sabit gərginliyi dəyişərək, ossilloqrafın ekranında ikiləşmiş tezlik siqnalının müşahidə olunduğu V_A və V_B qiymətlərini fiksə edin. Sabit toplananın olması ilə ((9) düsturunda I hədd) V_A , V_B və V_O gərginliklərinin təyində meydana çıxan xətləri qiymətləndirin.

3. Yarımdalğa $V_{\lambda/2}$ təyin edin və onu 2-ci () tapşırığın nəticəsi ilə müqayisə edin.

4. r_{22} elektrooptik sabiti hesablahın.

D. Dinamik xarakteristikanın çıxarılması

1. Kristala sabit gərginliyi elə verməli ki, işçi nöqtə A –da yerləşsin.

2. İntensivliyin dəyişən toplananın dəyişən V_2 –gərginliyindən asılılığını çıxarın.

3. Uyğun asılılığı statik xarakteristikanın B nöqtəsi üçün də alın.

4. (12) düsturu üzrə hər iki hal üçün gərginliyin bir neçə qiymətində r_{22} elektrooptik əmsalını təyin edin və xətni qiymətləndirin.

Qeyd: İstifadə olunan kristalın parametrləri belədir:

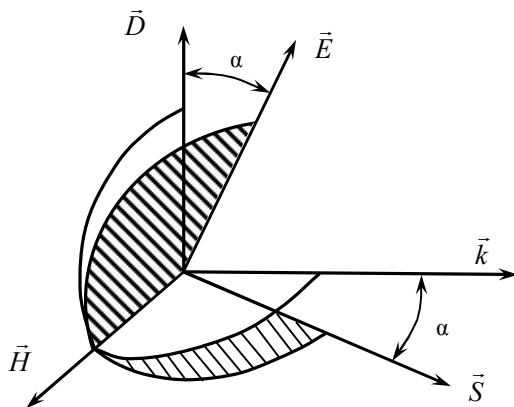
$$l(d = 29) \ 3.0, \quad n_o = 2.2.$$

YOXLAMA ÜÇÜN SUALLAR

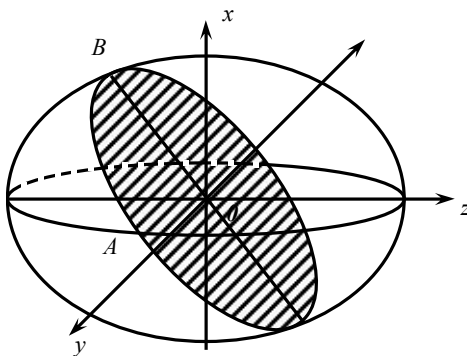
1. Optik indikatrısı nəyə deyilir?
2. İzoxromatik səth necə yaranır?
3. Yarım dalğa gərginliyi anlayışının fiziki mənası nədir?
4. Xətti elektrooptik effekt hansı növ kristallarda yaranır?

ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

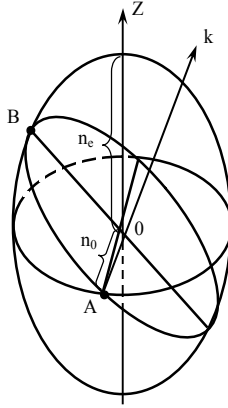
1. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970
2. Дитчберн Р. Физическая оптика. М., «Наука», 1965
3. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., «Мир», 1967
4. Ландсберг Г.С. Оптика. М., «Наука», 1976



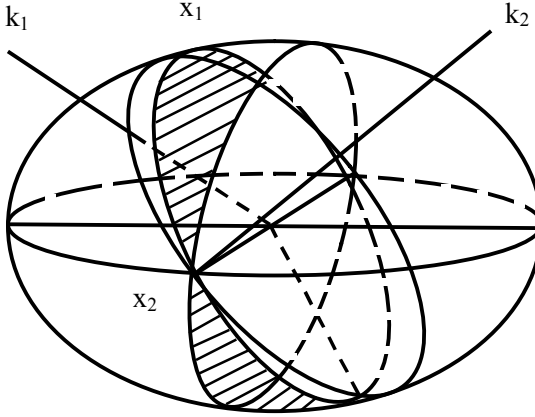
Şəkl. 1. Anizotrop mühitdə $\vec{D}$ və $\vec{E}$ vektorlarının y yerləşməsi.



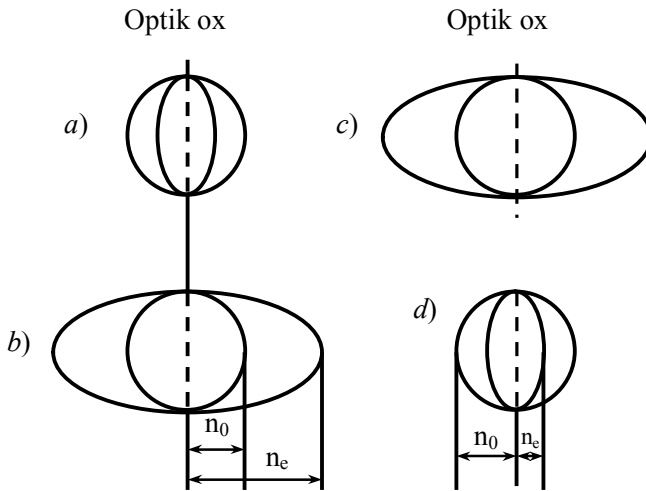
Şəkl. 2. Optik indikatrısının əsas xassəsinin təyininə dair.



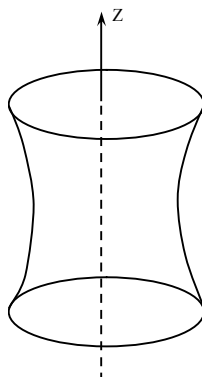
Şək. 3. Müsbət biroxlı kristal üçün indikatrısı.



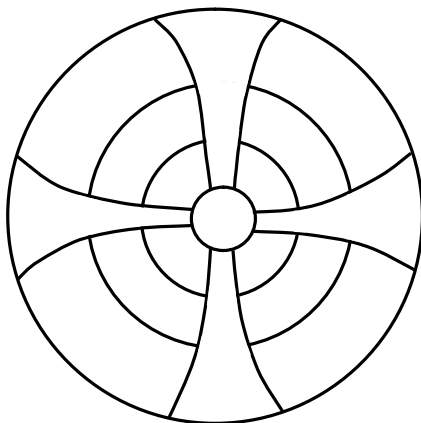
Şək. 4. İkiöxlü kristalın optik indikatrısı.
 k_1 və k_2 –optik oxlardır.



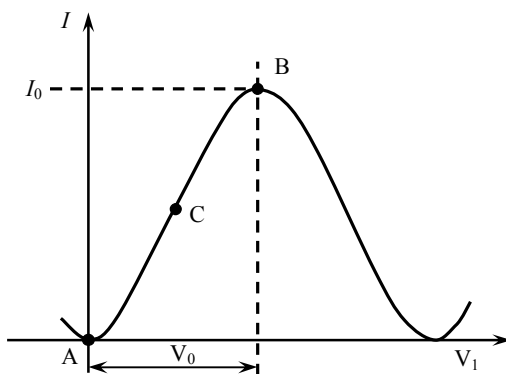
Şəkl. 5. Biroxlu kristalın dalğa səthinin en kəsiyi (a, c). Biroxlu kristalın sıdırma əmsalı səthinin en kəsiyi (b, d). Müsbət kristal (a, b). Mənfi kristal (c, d).



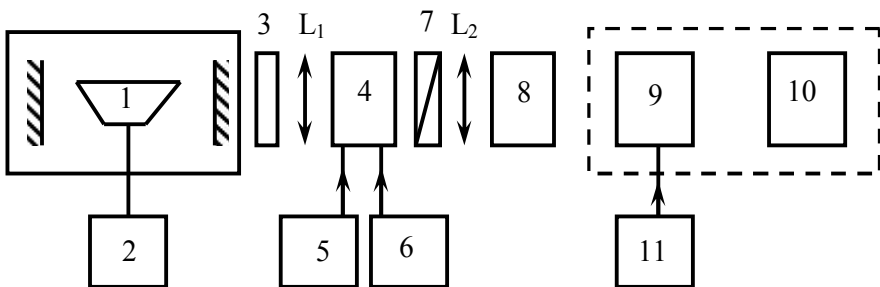
Şəkl. 6. Biroxlu kristaldan kəsilmiş müstəviparalel lövhə üçün izoxromatik səth.



Şəkl. 7. Birotlu kristalın oxuna perpendikulyar müstəvi paralel lövhə üçün konoskopik mənzərə.



Şəkl. 8. Elektrooptik işıq modulyatorunun statistik xarakteristikası.



Şək. 9. Laboratoriya qurğusunun blok-sxemi:

LQ-36 lazeri, 2 –lazerin qidalanma mənbəyi, 3 –mexaniki kəsici, 4 –LiNbO₃ kristalı, 5 –УИП, 6 –ГЭ-35 generatoru, 7 – analizator, 8 –fotoapparat, 9 –fotodiod-gücləndirici, 10 –CI-57 ossilloqrafı, 11 –gücləndiricinin qidalanma mənbəyi, L₁ və L₂ – linzalar.

İŞ № 4

HOLOQRAFIYA

İşin məqsədi: holoqrafiyaya ilə xəyalın alınması Hologramma alınmasının təcrübi üsulları ilə tanışlıq.

Holoqrafiya və fotoqrafiya ilə xəyalların alınması

Özü işıqlanmayan obyekt haqqında optik yolla məlumat almaq lazım olduqda bu obyekti işıqlandırır və hər hansı bir optik sistemdən istifadə edərək onun həqiqi xəyalını yaradırlar. Alınmış xəyalın qeydə alınması üçün fotoqrafiyadan istifadə olunur.

Fotoqrafiyanın elmi və praktik əhəmiyyəti böyükdür. Şübhə yoxdur ki, optik xəyalların alınması və onların fotoqrafiya edilməsi vacib məlumatın qeydə alınması üçün sadə və keyfiyyətli üsulu kimi gələcəkdə də öz qiymətini saxlayacaq.

Lakin, optikanın və fotoqrafiya texnikasının yüksək inkişafına baxmayaraq optik məlumatı qeyd edən bu ənənəvi üsulun bəzi məhdudiyyətləri vardır. Fotoqrafik üsulun məhdudiyyətlərinə baxaq:

1. Ekran və ya fotolövhdə obyektin optik xəyalının alınması üçün optik sistem zəruridir.

2. Optik sistem uçölçülü cismnin müstəvi xəyalını verir, lakin xəyalın alınması üçün optimal şərtlər yalnız sistemin optik oxuna perpendikulyar müstəvi üzərindəki nöqtələr üçün ödənilir. Bunun nəticəsində müşahidə cisminin həcmə malik olması faktı itir.

3. Ekran və ya fotolövhdə alınmış xəyal və cismnin şəkli cismi hər tərəfdən müşahidə etməyə imkan verir.

4. Ekrandakı optik xəyalə və onun fotoqrafiyasına nəzərən parallaktik yerdəyişmə effekti mövcud deyil.

Tutaq ki, C_1 nöqtəsindən iki A və B cisimlərini müşahidə edirik (şək.). Əgər B cismi A -nın qarşısını kəsirsə, müşahidə nöqtəsini C_2 -yə sürüşdürüb, A -nın əvvəlcə görünməyən hissəsini görə bilirik. B cismin sağa doğru C_2 nöqtəsindən görünən yerdəyişməsi parallaktik yerdəyişmə adlanır. Əgər A və B cisimlərinin şəkli B -dən çəkilməmişdirsə, onda A cisminin bir hissəsi görünməz olur. Optik sistemlərin ekranlarında alınmış xəyalarda parallaktik yerdəyişmə effekti mövcud olmur.

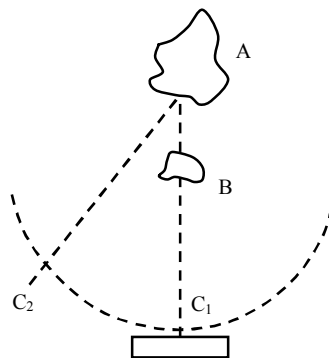
5. Fotolövhi səthini hər bir hissəsində cismin müəyyən detallının xəyalı fiksə olunduğundan, neqativin bir hissəsi ilə cismin tam xəyalını almaq mümkün deyil.

6. Bir-birinin qarşısını tutan (örtən) cisimlərin xəyalının bir neqativdə alınması heç bir məna kəsb etmir. Başqa sözlə fotolövhinin eyni yerində bir neçə cismin xəyalı alınarsa bunlardan hər biri digərləri üçün kölgə yaradır.

7. Neqativdə alınmış xəyalı ekranda və ya gözün torlu təbəqəsində canlandırmaqdan ötrü fotolövhdə xəyalın alınması üçün istifadə olunan optik sistemi tətbiq etmək lazımdır. Belə optik sistem obyektiv, göz bülluru və i.a. ola bilər.

Cismin optik xəyalının alınması ekranda və ya fotolövhdə işıqlanmanın paylanması ilə əlaqədardır. Işıqlanma – vahid zamanda ekranın vahid səthinə düşən işıq enerjisi ilə ölçülür. Optik elektromaqnit spektr rəqslərinin yük sək tezliyini nəzərə aldıqda görünür ki, işıqlanma xəyalın vahid səthinə düşən işıq selinin zamana görə orta qiyməti ilə təyin olunur.

Aydınır ki, xəyal müstəvisində



işıqlanmanın paylanması qeyd olunması bu müstəvidə rəqslərin fazasının paylanmasını nəzərə almır. Doğrudan da, foto neqativin qaralması onun udduğu enerji ilə ölçülür, axırncı isə neqativin işıqlanmasından və onun ekspozisiyası müddətindən asılıdır.

Əgər cisim monoxromatik və faza koherentliyinə malik dəstə ilə işıqlandırılarsa bu məsələ tamamilə başqa cür olur. Bu halda müşahidə cisimdən qayıdan işıq dalğalarının fazasının paylanması qanunauyğundur və qayıtmış dalğaların fazaları amplitudun daşdığı məlumata əlavə verirlər. Məsələn, optik sistemdən uzaqda olan cisimlərdən qayıtmış dalğalar xəyal müstəvisində yaxın cisimlərdən qayıdan dalğalara nəzərən fəzaca gecikəcəklər. Beləliklə, üçölçülü cisimdən qayıdan dalğaların fazalarındakı fərq cismin müşahidə istiqamətində uzanması haqqında məlumat verə bilər. Yuxarıda izah olunduğu kimi, fotoqrafiya fazanın verdiyi məlumatdan istifadə etməyə imkan vermir. Deməli, cisimləri monoxromatik və fəzaca koherent işıqla işıqlandırdıqda fəzanın verdiyi məlumatı nəzərə almaq üçün onu aşkar edən yeni üsullar axtarmaq lazımdır.

Cismin qaytardığı işıq dalğaların daşdığı informasiyanın qeyd və istifadə olunmasına optikanın son illərdə yaranmış yeni sahəsi –holoqrafiya həsr olunmuşdur. Holoqrafik yazılışın birinci mərhələsi cisimdən qayıdan dalğa sahəsinin amplitud və fazasının qeyd olunmasıdır. İşıqlandırılmış cisimdən qayıdan işıq sahəsinin adı çəkilən parametrlərinin qeyd olunması fotoqrafiya yolu ilə həyata keçirilir. Fotolövə qeyd olunmuş parametrlərlə birlikdə holoqramma adlanır. İşıq sahəsinin parametrləri optik sistem istifadə olunmadan və cismin xəyalı alınmadan qeydə alınır.

Holoqrafiya prosesinin növbəti mərhələsi cisim haqqında qeydə alınmış məlumatın holoqrammadan çıxarılmasıdır. Bundan ötrü holoqramma işıq dəstəsi ilə işıqlandırılır.

Görünür ki, holoqramma elə özünəməxsus struktura malikdir ki (ikiölçülü və yaxud üçölçülü), ona düşən və əks

olunan işıq difraksiya edir. Holoqrammada difraksiya edən işıq dəstəsi optik sistemi köməyi olmadan ekranda cismin həqiqi optik xəyalını və həmçinin cisimdən əvvəlcə yayılan dalğa sahəsinə ekvivalent dalğa sahəsi yarada bilər.

Holoqrammanın hərfi mənasına uyğun gözəl xüsusiyyəti onda yerləşən məlumatın böyük həcmli olmasıdır. Holoqramma cismin özü olmadıqda onun dalğa sahəsinin bərpa olunmasına imkan verir. Bərpa olunmuş dalğa sahəsinin köməyi ilə cismin tək xəyalını yox, həmçinin cismi başqa şərtlər daxilində müşahidə edərkən alın biləcək çoxlu sayda xəyalını qurmaq olar. Holoqrammanın adi fotosəkildən əsas fərqi bundadır.

Dalğa sahəsi fazasının qeydə alınma üsulu. Verilmiş müstəvidə fazanın paylanmasına aid bəzi hesablamalar.

Əvvəldə göstərildiyi kimi, intensivliyin təkcə zamana görə orta qiymətini fiksə etməklə optik rəqslərin fazasını qeydə almaq mümkün deyil. Lakin məlumdur ki, işığın interferensiyası hadisəsində intensivliyin interferensiya zonasında paylanması interferensiya edən dalğaların amplitud və fazaları ilə təyin olunur. Deməli, cismi keçdikdən sonra dalğa sahəsinin tam qeydə alınması üçün interferensiya üçün zəruri olan şərtləri reallaşdırmaqla bu hadisədən istifadə etmək olar.

Stasionar interferensiya mənzərəsi koherent işıq dəstələrinin qarşılıqlı təsiri zamanı baş verir. Ona görə ən sadə yolla dalğa sahəsinin faza münasibətlərinin qeydə alınması üçün, birincisi, bu sahənin məhz monoxromatik və fəzaca koherent olan şüalanma tərəfindən yaradılması vacibdir. İkincisi, stasionar interferensiya mənzərəsi yaratmaq üçün tədqiq olunan dalğa sahəsinə ona koherent olan başqa şüalanma əlavə etmək lazımdır.

Beləliklə, dalğa sahəsinin tam qeydə alınması üçün əsas dəstədən başqa, interferensiya mənzərəsinin yaranmasında iştirak edəcək köməkçi (dayaq) işıq dəstəsi də lazımdır.

1. Tutaq ki, $A = A_0 e^{-i\omega(\vec{k} \vec{r})}$ müstəvi dalğası şəkil müstəvisinə perpendikulyar olan müəyyən P fotolövhasinə düşür (Şək.1a). x koordinat oxu P müstəvisi ilə şəkil müstəvisinin kəsişmə xətti boyunca yönəlmişdir. Dalğa cəbhəsi P müstəvisi ilə θ bucağı əmələ gətirir.

Şək. 2a-da əsas şüa dəstəsinin fotolövhyə perpendikulyar düşdükdə şüşə prizma vasitəsilə təcrübi olaraq dalğa cəbhəsinin fotolövhyə müstəvisinə necə çəp salınması göstərilmişdir. Məsələn, əgər n sındırma əmsalına malik şüşədən hazırlanan prizma kiçik β sındırma bucağına malikdirsə, onda $\theta \approx \beta(n-1)$ olar. Düşən dalğanın fazasının müstəvidə x koordinatından asılı olaraq paylanması tapaq. Burada biz məsələni bu müstəvidə birözlülük halda məhdudlaşdırırıq.

Tutaq ki, Σ dalğa cəbhəsinə malik müstəvi dalğa $A = A_0 \exp[-i(\omega t - \vec{k} \vec{r})]$ şəklində yazılır. Qəbul edirik ki, O nöqtəsində dalğanın fazası sıfırdır. Onda bu dalğa koordinatı x olan B nöqtəsində belə yazılır:

$$A^B = A_0 \exp[-i(\omega t + kx \sin \theta)]$$

$\alpha = k \sin \theta$ daxil edərək alınır:

$$A^B = A_0 \exp[-i\omega t] \exp[-i\alpha x].$$

Beləliklə, əgər Σ müstəvi dalğa cəbhəsinin dalğa normalı və ona paralel $\vec{k}$ dalğa vektoru B müstəvisinin normalı ilə θ bucağı əmələ gətirirlərsə, onda müstəvi dalğanın riyazi ifadəsində buna $\exp(i\alpha x)$ vuruğu uyğun olacaq. Deməli, $\exp(-i\alpha x)$ vuruğu özünü Σ dalğa cəbhəsinin ilk vəziyyətdən θ bucağı qədər «dönmə operatoru» kimi aparır.

Əgər dalğa cəbhəsi fotolövhəyə şəkil 1a-da kimi düşürsə, onda fazanın paylanması $\exp(i\alpha x)$ ilə yazılır. Dalğa cəbhəsinin öz ilkin üfiqi yazılma istiqamətinin dəyişməsinin bu halı da şəkl. 2b-də göstərilən prizma vasitəsilə alınə bilər.

2. Tutaq ki, S nöqtəsindən çıxan sferik dalğa şəkil müstəvisinə perpendikulyar P müstəvisinə düşür (Şəkl. 3). Bu şəkildə başqa şərtlər eyni ilə şəkl.1-dəki kimidir. 0 nöqtəsinin fazasını başlanğıc götürərək P müstəvisində işıq rəqslərinin fazasının x koordinatından asılılığına baxaq.

Göründüyü kimi məsələnin axtarılan həlli P müstəvisinin SO normalına nəzərən aksial-simmetrik olacaq. Nəzərə alırıq ki, r radius-vektoru r_0 -dan az fərqlənir və buna görə onların fərqi fazanı yalnız P müstəvisində hesabladıqda nəzərə almayacağıq, $SB=r$ və $SO=r_0$ işarə etsək alırıq (Şəkl.3 bax):

$$r^2 = r_0^2 + x^2 = r_0^2 \left(1 + \frac{x^2}{r_0^2} \right).$$

Oradan isə $r \approx r_0 + x^2 / 2r_0$. Ona görə də O və B nöqtələrində dalğaları uyğun olaraq aşağıdakı şəkildə yazmaq olar.

$$\begin{aligned} A^0 &= A_0 \exp[-i(\omega t - k r_0)], \\ A^B &= A_0 \exp[-i(\omega t - k r)] = \\ &= A_0 \exp\left\{-i\left[\omega t - k(r_0 + x^2 / 2r_0)\right]\right\} = \\ &= A_0 \exp[-i(\omega t - k r_0)] \exp\left[ik x^2 / 2r_0\right] \end{aligned}$$

yaxud A^B -ni A^0 ilə ifadə etsək

$$A^B = A^0 \exp\left[ik x^2 / 2r_0\right] = A^0 \exp\left[i\pi x^2 / r_0 \lambda\right].$$

Hesablama göstərir ki, dağılan sferik dalğanın rəqslərinin fazasının təsvir olunması üçün məsələnin qəbul etdiyimiz

qoyuluşuna görə onun riyazi ifadəsinə faza vuruğu $\exp\left[ik x^2 / 2r_0\right]$ daxil olur.

İndi fərz edək ki, yığılan sferik dalğanın fazasının x koordinatından asılılığı tələb olunur (Şək. 4). Onda biz əvvəlkindən yalnız işarəsi ilə fərqlənən $\exp\left[-ik x^2 / 2r_0\right]$ ifadəsinə gələrdik.

İndi nöqtəvi S işıq mənbəyi olmadan oxşar dağılan dalğanın necə alınmasına baxaq. Asanlıqla görmək olar ki, oxşar dağılan dalğa müstəvi dalğanın nazik səpici L linzasından keçdiyi zaman yarana bilər (Şək. 5). Bu halda da işıq rəqsləri fazasının L linzasından sonra yerləşən, x oxundan keçən və optik oxla perpendikulyar müstəvisində x koordinatından aksial-simmetrik asılılığını hesablamaq olar.

B nöqtəsindəki rəqslər fazaca O nöqtəsindəki rəqslərdən ona görə fərqlənir ki, şüşə və havada onlara uyğun optik yollar müxtəlifdir. Lakin linzanın çıxışında bu rəqslərin yollar fərqi

$$\Delta_{BO} = DBn - CO = CO(\mu - 1)$$

olur. n – işığın sınma əmsalıdır.

$$\text{Lakin } CO = R - OM \text{ və } MO^2 = R^2 - x^2 \text{ buradan } MO \approx R - \frac{x^2}{2R},$$

R - linza səthinin əyrilik radiusudur. Deməli, $OC = x^2 / 2R$ və $\Delta_{BO} = (n - 1)x^2 / 2R$. Axtarılan fazalar fərqi

$$\Delta\varphi_{B0} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2}{2R} (n - 1) = kx^2 / 2F = \frac{\pi x^2}{\lambda F}$$

harada ki, F linzanın fokus məsafəsidir. Belə ki, $1/F = (1/R)(n - 1)$, olduğundan B nöqtəsindəki rəqslər fazaca O nöqtəsindəki rəqslərə görə gecikirlər. Ona görə də O nöqtə-

sindəki rəqslər $A^0 = A_0 \exp(-i\omega t)$ ilə yazılırsa B nöqtəsində belə yazılar:

$$A^B = A_0 \exp[-i\omega t] \exp[ix^2\pi/2F].$$

Alınmış ifadədən görünür ki, nazik səpici linza halında rəqslərin fazasının x koordinatından asılılığı linzanın çıxışında dağılan sferik dalğa halındakı nəticə ilə üst-üstə düşür.

Şək. 6-da göstərilirdiyi kimi yığılan sferik dalğa müstəvi dalğanın nazik toplayıcı lindən keçməsi nəticəsində alınır. Bu halda rəqslərin fazasının x koordinatından asılılığı üçün əsaslanmış nəticə belədir:

$$\exp\left[-i\frac{kx^2}{2F}\right] = \exp\left[-i\frac{\pi x^2}{\lambda F}\right].$$

Bu paraqrafdakı faza hesablamalarını araşdırdıqda görünür ki, $\exp[i\varphi(x)]$ tipli vuruq uyğun koordinat oxlarını seçdikdə dalğa cəbhəsinin məruz qaldığı çevrilməni ifadə edir. Xətti $\varphi(x)$ funksiyası yayılan müstəvi dalğanın dalğa cəbhəsinin normalının dönməsinə, kvadratik $\varphi(x)$ funksiyası isə müstəvi dalğanın x^2 vuruğu qarşısındakı işarədən asılı olaraq yığılan və ya dağılan dəstəyə çevrilməsinə uyğundur.

Holoqramma alınmasının təcrübi üsulları. İnterferensiya zonasında intensivliyin paylanması

Şək. 7-də işıqlandırılmış qeyri-bircins cismin holoqrammasını almaq üçün qurğunun prinsipial sxemi göstərilmişdir. H cismi ondan keçən z müstəvi monoxromatik dalğa cəbhəsinin ayrı-ayrı hissələrdə amplitud və fazasına lokal olaraq dəyişir.

Amplitud və fazası lokal dəyişilmiş dalğa cisimdən keçərək şəkil müstəvisinə perpendikulyar olan P müstəvisinə düşür. Σ dalğa cəbhəsinin yuxarı hissəsi H –cismi yanından və onu

meyl etdirən prizmadan keçərək fotolövhnin H –cismindən gələn modullaşmış dalğanın düşdüyü nöqtəsinə düşür. Prizmadan keçən müstəvi dalğa H cisimdən keçən dalğanın amplitud və fazasını qeyd etmək üçün dayaq dalğası rolunu oynayır.

Təcrübənin gedişi üçün elə şərtlər yaradılır ki, dayaq dalğasının amplitudu cisimdən gələn dalğanın amplitudundan çox böyük olur.

Təbii ki, dayaq dalğasının cəbhəsini şəkl. 7-də göstərildiyi kimi təkcə prizma ilə yox, həmçinin uyğun şəkildə yerləşdirilmiş müstəvi güzgü ilə də çevirmək olar. Holoqramma F fotolövhdə qeydə alınır.

Şəkl. 8-də qeyri-şəffaf müşahi də cismindən gələn işıq əsasında holoqramma almağın sxemi göstərilmişdir. 3 güzgüsü dayaq dalğasını P lövhəsinə göndərir. H cismindən qayıdan şüalar da bu lövhəyə düşür.

Fotolövhnin işıqlanmış hissəsinə (Şəkl.7 və 8) müşahidə cismnin ixtiyari hissəsindən amplitud və fazaya görə modulyasiya olunmuş dalğalar və dayaq dalğası düşür. Buna görə interferensiya mənzərəsinin hər bir hissəsi bu iki dalğanın superpozisiyasının nəticəsi olduğundan, o, müşahidə cismi haqqında tam məlumat verir. Fotolövhdə cisimdən gələn modullaşmış dalğanın və müstəvi dayaq dalğasının yaratdığı interferensiya mənzərəsində intensivliyin paylanması hesablayaq. Biz stasionar interferensiya mənzərəsinə baxdığımızdan zamanı ifadə edən vuruğu nəzərə almayacağıq. Fotolövhyə iki dalğa düşür:

1) Kompleks şəkildə $A_0 \exp[-i\alpha x]$, ($\alpha = k \sin \theta$) kimi yazılan dayaq dalğası, A_0 - Σ dalğa cəbhəsində amplitud.

2) H cismi tərəfindən amplitud və fazaca modullaşdırılmış dalğa. Əgər hesab etsək ki, H cismnin işıq buraxması və optik sıxlığı təkcə x koordinatından asılıdır, onda bu dalğanın tənliyini belə yazı bilərik: $A(x) \exp[i\varphi(x)]$.

Fotolövhdə yekun amplitud

$$A = A_0 \exp[-i\alpha x] + A(x) \exp[i\varphi(x)].$$

İnterferensiya zonasında intensivliyin $I(x)$ paylanması $I(x)=A \cdot A^*$, harada ki, A^* ilə A -nın kompleks qoşması olan yekun sahənin amplitudunun qiyməti işarə olunmuşdur.

$$I(x) \sim A_0^2 + A^2(x) + A_0 A(x) \exp(i\alpha x) \exp[i\varphi(x)] + \\ + A_0 A(x) \exp(-i\alpha x) \exp[-i\varphi(x)]$$

və yaxud

$$I(x) \sim A_0^2 + A^2(x) + 2 A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)].$$

Beləliklə, holoqramma alınan fotolövhədə işığın intensivliyinin paylanması dayaq dalğasının A_0 amplitudu ilə, cisimdən gələn dalğanın $A(x)$ amplitudu və $\varphi(x)$ fazası ilə təyin olunur. İnterferensiya mənzərəsinin fotolövhədən alınmış neqativi özü holoqramma sayılır.

Dalğa cəbhəsinin bərpa edilməsi üsulu ilə optik təsvirin alınması. Holoqramma tənliyi

Holoqramma yazılmış məlumatın istifadə olunması holoqrammanı işıqlandırmaqla yuxarıda göstərilən üsulla həyata keçirilir.

Təcrübənin sxemi şəkil 9-da göstərilmişdir. E_0 amplitudlu müstəvi monoxromatik dalğa holoqrammaya soldan normal düşür. Yığılan işıq dəstəsi 3 heç bir optik sistemin köməyi olmadan cismin həqiqi xəyalını verir. Alınmış xəyalın holoqrammadan olan məsafəsi holoqrafiya olunan zaman cismin fotolövhədən olduğu məsafə qədərdir. Gözü həqiqi xəyalın lokallaşdığı oblastda tuşlamaqla da həqiqi xəyalı görmək olar.

Dağılan 4 işıq dəstəsi toplayıcı linzadan keçməklə cismin başqa xəyalını yarada bilər. 4 dəstəsində amplitud və fazanın paylanması cismin təhrif olunmuş təsvirinə uyğundur. Bu təsvir

holoqrammanın qarşı tərəfində həqiqi xəyal ilə simmetrik lokallaşmışdır.

Holoqramma vasitəsilə xəyalın alınmasının bir vacib xüsusiyyəti də ondan ibarətdir ki, eyni bir holoqramma cismin bir neçə həqiqi və xəyalı xəyallarını verə bilər. Holoqrammanın müxtəlif hissələrini işıqlandırmaqla onun detallarının müxtəlif parallaktik yerdəyişməsinə uyğun həqiqi xəyalını almaq olar.

Analoji olaraq obyektiv və ya gözün holoqrammadan sonra yayılan dağılan işıq dəstəsində yerini dəyişməklə cismi müxtəlif bucaq altında görünməsinə uyğun olaraq müxtəlif xəyallar alınır.

1 və 2 dəstələri (birincisi –yayılan müstəvi dalğanın davamı, ikincisi –dağılan dəstə olduğundan) cisim haqqında bizi maraqlandıran məlumatı vermir.

Neqativin amplituda görə şəffaflığı $D(x) = E(x) / E_0$, harada ki, $E(x)$ - fotolövhənin müəyyən yerindən keçən dalğanın amplitudu, E_0 –fotolövhəyə düşən dalğanın amplitudu, $D(x)$ kəmiyyəti fotolövhənin t ekspozisiya müddətində onda ayrılan Q işıq enerjisinin müəyyən funksiyasıdır. Aydındır ki, Q zamanda t mütənasibdir və fotolövhəni işıqlandıran işığın intensivliyindən asılıdır.

Normal qaralmalar oblastında $D \sim Q^{-\gamma/2}$ harada ki, γ - fotoemulsiyanın kontrastlıq əmsalıdır. Şək. 10-da fotoemulsiya üçün D -in $I \cdot t$ -dən asılılıq qrafiki göstərilmişdir. Buna görə də holoqrammanın işıqlanmasının şərtlərinin neqativdə normal qaralamanın alınması şərtlərinə uyğun olduğunu qəbul etsək şəffaflığı tapmaq üçün $Q(x)$ -i $-\gamma/2$ qüvvət üstünə qaldırırıq. Bu zaman nəzərə alacağıq ki, $A(x) / A_0 \ll 1$.

Yuxarıda yazılmış bərabərsizlik $Q(x) \sim I(x)$ -i $-\gamma/2$ qüvvət üstünə qaldıranda bizə imkan verir ki, ($x \ll 1$ olduqda) təbiiq edək.

$$\begin{aligned}
D(x) &\sim [Q(x)]^{-\gamma/2} \sim \{A_0^2 + A^2(x) + 2A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)]\}^{-\gamma/2} = \\
&= (A_0^2)^{-\gamma/2} \left\{ 1 + \frac{A^2(x)}{A_0^2} + 2 \frac{A(x)}{A_0} \cos[\alpha x + \varphi(x)] \right\}^{-\gamma/2} \approx \\
&\approx A_0^{-\gamma} \left\{ 1 - \frac{\gamma}{2} \frac{A^2(x)}{A_0^2} - \gamma \frac{A(x)}{A_0} \cos[\alpha x + \varphi(x)] \right\} = \\
&= \frac{1}{2} A_0^{-(\gamma+2)} \{ 2A_0^2 - \gamma A^2(x) - 2\gamma A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)] \}
\end{aligned}$$

$\frac{1}{2} A_0^{-(\gamma+2)}$ vurğunu ataraq yazı bilərik.

$$\begin{aligned}
D(x) &\sim 2A_0^2 - \gamma A^2(x) - 2\gamma A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)] = \\
&= 2A_0^2 - \gamma A^2(x) - \gamma A_0 A(x) \exp[-i\alpha x] \exp[-i\varphi(x)] - \\
&\quad - \gamma A_0 A(x) \exp[i\alpha x] \exp[i\varphi(x)]
\end{aligned}$$

Alınmış münasibət holoqramma tənliyi adlanır. O, ilk dəfə 1948-ci ildə Qabor D. tərəfindən alınmışdır.

$D(x)$ -i $I(x)$ ilə müqayisə edərək görmək olar ki, $Q(x)$ -in $-\gamma/2$ dərəcəsinə qaldırma əməliyyatı iki nəticə çıxarmağa imkan verir. Birincisi, $D(x)$ üçün alınmış ifadədən görünür ki, fotoemulsiyanın xassələrindən və ya onun aşkar olunma üsullarından asılı olaraq γ -nın qiymətinin variasiyası $D(x)$ -in üç həddini onun birinci həddinə nəzərən xətti dəyişirlər. İkincisi, holoqrammanın işığın difraksiya etdiyi struktur kimi, fiziki xassələrini başa düşmək üçün $\gamma = -2$ yazmaq olar. Onda heç bir riyazi çətinlik olmadan görünür ki, holoqramma tənliyinin müzakirəsi üçün $D(x) \sim I(x)$ kifayətdir.

$\gamma = -2$ fərziyyəsi ona uyğundur ki, kontrastlıq əmsalı $\gamma = 2$ olan fotoemulsiyada alınmış holoqrammadan elə bu cür foto-lövhyəyə köçürülmə edilmişdir, onun qaralan hissələri şəffaflıq

əyrisinin xətti hissəsinə düşür. «Negativdən» «pozitivə» belə keçid əməliyyatı qarşıdakı difraksiya məsələsi üçün təbii ki, mənə kəsb etməyəcək.

İşıqlanan nöqtənin holoqramması və onun xəyalının bərpası. Zona lövhəsi

İşıqlandırılmış uzun cisim işığı əks etdirən çoxlu sayda səth elementlərindən ibarətdir. Ona görə də nöqtənin holoqramması və onun köməyi ilə bu nöqtənin xəyalının bərpası böyük cisimlərin xəyalının bərpası prosesinin bir mərhələsidir. Həndəsi optikada ayrı-ayrı nöqtələrin xəyalı qeyri-koherent işıq dalğaları ilə holoqrafik üsulla isə koherent işıq dəstələri ilə alınır.

Tutaq ki, işıqlanan S nöqtəsi Σ müstəvi dalğa cəbhəsi ilə işıqlandırılan qeyri-şəffaf ekranda dairəvi dəşik şəklindədir (ölçüləri dalğa uzunluğundan xeyli kiçikdir) (Şək.11). Onda S dəşiyindən difraksiya olunmuş sferik dalğa yayılır. Müstəvi dayaq dalğası fotolövhəyə P prizması vasitəsilə istiqamətlənir. Bu dalğanın cəbhəsi M müstəvisi ilə θ bucağı təşkil edir. Bu halda lövhə müstəvisinə iki dalğa, yəni müstəvi dayaq dalğası

və S dəşikdən gələn dalğa $(A_0 \exp(-i\alpha x) - A \exp(i \frac{\pi x^2}{\lambda r}))$. M müs-

təvisində amplitud və fazanın x koordinatından asılılığını yazmaq üçün yuxarıda tapılmış düsturlardan istifadə edirik. Sferik dalğanın A amplitudunun r -dən asılılığını nəzərə almırıq. Qəbər tənliyinə görə amplitud şəffaflığını hesablamaq uyğun kompleks operatoru alırıq.

$$\begin{aligned}
D(x) \sim & 2A_0^2 - \gamma A^2 - \gamma A_0 \exp(i\alpha x) \exp\left[i \frac{\pi x^2}{r}\right] - \\
& - \gamma A_0 \exp(-i\alpha x) \exp\left[-i \frac{\pi x^2}{r}\right] = 2A_0^2 - \gamma A^2 - \quad (1) \\
& - 2\gamma A_0 A \cos\left[\alpha x + \frac{\pi x^2}{\lambda r}\right]
\end{aligned}$$

Görmək çətin deyil ki, operatorun birinci iki toplananı müstəvi dalğanın əvvəlki istiqaməti üzrə lakin başlanğıc amplitudu dəyişməklə holoqramdan keçməsinə uyğundur. Bu dalğa S nöqtəsi haqqında lazımı məlumatı daşımadığından bizim üçün maraqlı deyildir.

$D(x)$ -in ifadəsində digər iki hədlər $\exp(\pm i\alpha x)$ vuruğuna malik olduqlarından ilk istiqamətə görə meyl etmiş işıq dəstələrinə uyğundur. Lakin bu hədlərin hər birində $\exp(\pm i\pi x^2 / \lambda r)$ vuruğunun olması göstərir ki, meyl etmiş bu dəstələrdən biri yığılan, digəri isə dağılındır.

$D(x)$ operatorunda $\exp(\pm i\pi x^2 / \lambda r)$ tipli vuruq işarədən asılı olaraq fokus məsafəsi $F = r$ olan səpici və ya toplayıcı linzaya ekvivalentdir. Bu holoqramda qeydə alınmış xəyalın bərpa olunması üçün onu şəkl. 12- də göstərildiyi kimi müstəvi dalğa ilə işıqlandırırıq. Aşağı meyl etmiş və həmçinin yığılan dəstə S nöqtəsinin S' həqiqi xəyalının heç bir optik sistemin köməyi olmadan yaradır.

Dağılan işıq dəstəsi S nöqtəsinin S'' mövhumı xəyalına uyğundur. Toplayıcı linza və göz büllurundan istifadə etməklə bu işıq dəstəsinin köməyi ilə S nöqtəsinin həqiqi xəyalını almaq olar.

İşıqlanan nöqtənin holoqrammasının strukturunu bilmək üçün şəkil 11-də göstərilmiş təcrübənin şərtləri bir qədər dəyişdirilir.

Tutaq ki, S nöqtəsindən çıxan sferik dalğa ilə koherent olan müstəvi dayaq dalğası P fotolövhəsinə normal olaraq düşür (Şək. 13). Bu şəkildə A hərfi ilə dayaq dalğasının istiqamətini dəyişən nazik şüşə lövhə göstərilmişdir. Bu halda görünür ki, müstəvi dalğa P lövhəsinin bunun səthinə eyni fazada çatır və holoqramma SO normalına nəzərən dəqiq aksial-simmetrik olmalıdır. Onda müstəvi dayaq dalğası ilə S -dən çıxan sferik dalğanın interferensiyasının nəticəsi P lövhəsində növbə ilə düzülmüş dairəvi işıqlı və qaranlıq interferensiya hallarından ibarət olacaq. Negativ aşkar olunandan sonra şəkil 14-ki qaranlıq və işıqlı interferensiya halqalarının x_m radiusları P lövhəsindən keçən müstəvi dalğa cəbhəsində S nöqtəsindən qurulan tək və cüt Frenel zonalarının radiuslarına bərabərdir. Doğrudan da $x_m^2 = m\lambda r$, beləliklə işıqlanan S nöqtəsinin holoqramması qara-ağ zonalı lövhəni xatırladır. Lakin, əgər lövhənin adi amplitud zonasında tam şəffaf və qeyri-şəffaf zonalar növbələşirlərsə, onda holoqrammanın amplitud şəffaflığı «sinusoidal» qanuna tabe olacaq. Bunu isə (1) ifadəsində $\alpha = 0$ yazmaqla almaq çətin deyildir.

Holoqramma difraksiya qəfəsi kimi

Fotolövhədə yazılmış holoqrammanı işıqlandıran dəstə üçün holoqramma özü şəffaflığın qeyri-bərabər paylandığı ikiölçülü ekrandır. Ümumi halda bu ekranın şəffaflığı holoqramma müstəvisində iki x və y koordinatlarının funksiyası olacaq, yəni $D = D(x, y)$. Holoqramma arxasındakı dalğa sahəsi şəffaflığın $D = D(x, y)$ qeyri –bərabər paylandığı fotolövhədə holoqrammanı işıqlandıran müstəvi işıq dalğasının difraksiyasının nəticəsidir. Buna görə təbiidir ki, holoqrammanın özünə müşahidə cisminin xəyalını bərpa edən işıq dəstəsinin yoluna qoyulmuş difraksiya qəfəsi kimi baxmaq olar.

Dalğa optikasında işığın difraksiyasının ən sadə halı müstəvi, birölçülü amplitud difraksiya qəfəsi olan periodik struktur

larda baxılır. Bu sadə difraksiya qəfəsi iki və üçölçülü amplitud difraksiya qəfəslərinin əsas elementi sayılır. Bir qədər mürəkkəb olan bu qəfəslərin işinin izahı birölçülü qəfəslərdə gedən proseslər haqqındakı təsəvvürlərin artırılmasına əsaslanır.

Birölçülü difraksiya qəfəsi müstəvi dayaq dalğası ilə interferensiya edən müstəvi dalğanın holoqramması kimi alın bilər. Bu hala və holoqrammanın sonrakı işıqlandırılmasına baxaq.

Şək. 15-də şəkil müstəvisinə perpendikulyar P fotolövhə-sində iki koherent müstəvi dalğanın superpozisiyası göstəril-mişdir. Bu holoqrammanın alınması zamanı bir dalğalardan ixtiyari birini məsələn 1-i dayaq dalğası kimi, 2-ni isə amplitud və fazasını holoqrafik üsulla qeydə almaq istədiyimiz elementar dalğa sahəsi sayə bilərik. Dayaq dalğasının A_1 amplitudunun qeydə alınacaq dalğanın A_2 amplituduna nəzərən çox böyük olduğunu nəzərə alacağıq. Fotolövhə müstəvisində yekun sahənin amplitudu belə yazılar:

$$E = A_1 \exp(-i\alpha x) + A_2,$$

harada ki, $\alpha = k \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta$. Fotolövhənin interferensiya mənzərəsində intensivliyin paylanması

$$I(x) \sim A \cdot A^* = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\alpha x).$$

Alınmış ifadədən görünür ki, fotolövhədə intensivliyin sinusoidal paylanmasına malik interferensiya mənzərəsi qeydə alınacaq. Bu mənzərənin x koordinat oxu boyunca fəza periodu $\alpha = \lambda / \sin \theta$ olacaq. Xatırladaq ki, bu interferensiya mənzərəsi Frenel güzgülərinin istifadə olunması ilə Yunq təcrübəsində alınan mənzərənin və cihaz qollarının uclarının qoyulmuş güz-gülər bir –birinə dəqiq perpendikulyar qorulmadıqda Maykel-son interferometrində alınan mənzərənin eyni olacaq.

Ümumi Qabor tənliyini verilmiş hala tətbiq edərək, neqativin adi aşkarlanmasından sonra alınmış holoqrammanın şəffaflığını tapmaq çətin deyildir:

$$D(x) \sim 2A_1^2 - \gamma A_2^2 - \gamma A_1 A_2 \exp(-i\alpha x) - \gamma A_1 A_2 \exp(i\alpha x)$$

və yaxud

$$D(x) \sim 2A_1^2 - \gamma A_2^2 - 2\gamma A_1 A_2 \cos(\alpha x).$$

Bu holoqrammanı istiqaməti dayaq dalğasının əvvəlki istiqaməti ilə üst-üstə düşən dalğa ilə işıqlandırdıqda holoqrammanın arxasında aldığımız dalğa sahəsi:

$$\varepsilon \sim E_0 \exp(-i\alpha x) D(x) = E_0 (2A_1^2 - \gamma A_2^2) \exp(-i\alpha x) - \gamma E_0 A_1 A_2 \exp(-i2\alpha x) - \gamma E_0 A_1 A_2$$

Alınmış ifadənin fiziki mənası belədir: holoqrammadan sonra üç dalğa yayılacaq. Bu ifadənin birinci həddinə uyğun dalğa öz istiqamətinə görə işıqlandırıcı dəstəyə uyğundur. Üçüncü həddin təsvir etdiyi dalğa qeydə alınan 2 dalğasına uyğundur və holoqramma müstəvisinə normal istiqamətdə yayılır. İkinci həddə uyğun dalğa θ kiçik olduqda holoqramma müstəvisinə 2θ bucağı altında yayılacaq (Şək. 16).

İşıqlandırılmış holoqrammanın arxasında alınmış dalğa sahəsinin başqa həli dalğa cəbhəsinə çəkilməmiş normalı holoqramma müstəvisinə perpendikulyar olduğu müstəvi dalğa ilə işıqlandırdıqda alınır (Şək. 17). Bu halda yayılma istiqamətləri $D(x)$ operatorundan görünən üç müstəvi dalğa yayılacaq. Dalğalardan biri işıqlandırıcı dalğa istiqamətində holoqramma müstəvisinə normal istiqamətdə yayılacaq. $\gamma A_1 A_2$ -yə mütənəsib olan iki eyni amplitudlu dalğa holoqrammanın arxasında simmetrik yayılacaq. Bu zaman onların normalları holoqramma müstəvisinə olan normal ilə $\pm\theta$ bucağı əmələ gətirirlər (Şək. 17). Əgər holoqramma arxasında toplayıcı linza yerləşdirsək,

bu linzanın fokal müstəvisində yuxarıda göstərilmiş üç müstəvi dalğa üç işıqlı nöqtəyə fokuslanırlar.

Difraksiya nəzəriyyəsində qəbul olunmuş terminologiyadan istifadə edərək təsvir olunmuş təcrübənin nəticəsini aşağıdakı kimi demək olar: (1) düsturuna uyğun şəffaflığın sinusoidal paylanması malik bir ölçülü amplitud difraksiya qəfəsi üç difraksiya maksimumu verir: Sıfırıncı və ± 1 tərtibli maksimumları. Bu nəticəni müstəvi qəfəslərdə paralel şüaların difraksiyasının adi hesablama qaydasından istifadə etməklə də ala bilərdik. Lakin bu, maksimumların nisbi intensivliklərinin təyini üçün yox, baş maksimumların istiqamətlərini təyin etmək üçün yararlıdır. Baş maksimumların istiqamətləri üçün alırıq:

$$\alpha \sin \varphi = (\lambda / \sin \theta) \sin \varphi = n \lambda$$

harada ki, $n=0, 1$, buradan $\varphi = 0, \pm \theta$.

Beləliklə, bir ölçülü sinusoidal buraxılması olan difraksiya qəfəsini (müstəvi dalğalar üçün) elementar holoqramma kimi qəbul etmək olar. Bu, daha mürəkkəb holoqrammaları qurmağı sadələşdirir.

Qeyri-şəffaf üçölçülü obyektlərin holoqrafiyası və onların xəyallarının tədqiqi

İşin məqsədi şəffaf olmayan cismin Frenel holoqrammasının alınması, həqiqi və mövhumı xəyallarının tədqiqidir.

İşin yerinə yetirilməsi üçün holoqrafiyanın fiziki əsasları öyrənilməlidir (59-76 səh.bax).

Laboratoriya qurğusunun təsviri

İş УИГ -2М adlı vibrasiya etməyən pnevmatik asqıdan asılmış müasir interferometrdən ibarətdir.

İnterferometrik stolda şəkil 18-də göstərilmiş qurğu yığılır. Çəkilmiş obyektinin işıqlandırılması Z_3 və Z_4 -dən işıq dəstələri vasitəsilə olur. Müstəvi dayaq dalğası Z_2 güzgüsündən qayıdaraq, FP fotolövhasinə düşür. MO mikroobyektivi lazer dəstəsinin genişləndirilməsi üçün istifadə edilir. Mikroobyektivlərin fokal müstəvisində diametrləri 0,03-0,05mm olan dairəvi diafraqmaları qoyulur ki, bunlar da fəza filtri rolunu oynayaraq işıq dəstəsini en kəsiyi boyunca bərabər işıqlanma yaradırlar. Qurğunun tarazlaşdırılması vaxtı xətkəş ilə ayırıcı RK kubikindən fotolövhyə gedən üç işıq dəstəsinin yollarının bərabərliyini dəqiqləşdirmək lazımdır.

İşin yerinə yetirilməsi

A. Üçölçülü şəffaf olmayan obyektlərin holoqrammasının alınması.

İnterferometrik stolda sxemin yığılması və tarazlaşdırılmasını müəllimin rəhbərliyi ilə tələbələr həyata keçirirlər.

B. Müşahidə obyektinin üçölçülü mövhumı xəyalının bərpa edilməsi.

Obyektin xəyalının alınması üçün cıvəli kvars lampalı qoloskop yaxud lazer qoloskopundan istifadə olunur (Şək. 19).

Xəyalın müşahidə olunması üçün holoqramma xüsusi çərçivəyə –qoloskopun kasetinə yerləşdirilir, axırıncının özü isə P qoloskopunun fırlanan kaset hissəsinə qoyulur.

Mövhumı xəyalın müşahidə olunması üçün emulsiya tərəfindən düşməlidir. Xəyal holoqrammadan arxada ondan qoloskopun işıq mənbəyinə daha yaxın alınır.

Uyğun olaraq müşahidəçinin gözləri holoqramma müstəvisinə deyil, holoqrammanın çəkilmiş vaxtı obyektin fotolövhədən olduğu məsafə qədər aralı müstəviyə akkomodasiya olunmalıdır. Kaset hissəsinin fırlanması ilə obyektin xəyalının optimal parlaqlığı üçün şərtlər seçilir.

Holoqrammanın orientasiyasının optimallığın axtarılması ona görə zəruridir ki, o dəqiq ikiölçülü quruluşa malik deyildir. Fotoemulsiya təbəqəsi sonlu qalınlığa malik olduğundan holoqrammanın işıqlandırılması vaxtı üçölçülü quruluşun difraksiya şərtləri aşkar olunur.

C. Müşahidə obyektinin həqiqi xəyalının alınması

Bunun üçün lazım olan qurğu şək. 20-də göstərilmişdir. Qurğunun bütün detalları optik skamyada yerləşdirilmişdir. Çəkilmiş obyektivləri $-O_1$ və O_2 -dir. Holoqrammanı reyter stolunda P tutucusunda qururlar. Holoqramma şüşə səthi ilə işıq dəstəsinə tərəf tutulmalıdır.

a) holoqrammanı OKG-dan ensiz işıq dəstəsi ilə işıqlandıraraq və onun meylini variasiya edərək, ekranda həqiqi xəyalı alırlar. Holoqramma ilə stolu onu işıqlandıran dəstəyə nəzərən holoqramma müstəvisində hərəkət etdirərək (bu, stolun mikrometrik vintini fırladılması ilə olur) –görünən parallaktik yerdəyişmə effekti və xəyalın detallarının fırlanması müşahidə olunur.

b) holoqrammanı dağılan işəq dəstəsi ilə işıqlandıraraq O_1 obyektivinin köməyi ilə həqiqi xəyal alınır.

c) holoqrammanı genişləndirilmiş paralel işıq dəstəsi ilə işıqlandıraraq və O_1 və O_2 obyektivlərindən istifadə edərək həqiqi xəyalı alınır.

Bu cür alınmış xəyalları müqayisə edin və alınmış mənzərələrdəki fərqləri izah edin.

D. Kiçik deformasiyaların holoqrafik interferometriya ilə tədqiqi.

İşin məqsədi: İşdə holoqrafik interferometriya metodunun nümunə materialının əyilməsini və onun Yunq modulunun təyini üçün tətbiqi.

İşin yerinə yetirilməsi üçün holoqafiyanın fiziki əsasları öyrənilməlidir (59-76 səh.bax).

Laboratoriya qurğusunun təsviri

Tədqiq edilmək üçün aşağı ucu möhkəm bərkidilmiş «Q» şəkilli metal lövhədən istifadə olunur (Şək. 21). Metodun məğzi aşağıdakından ibarətdir. Lövhənin şaquli müstəvisi paralel işıq dəstəsi ilə onun səthinə perpendikulyar düşməklə işıqlandırılır. Birinci mərhələdə deformasiya olunmamış lövhənin holoqramması qeydə alınır. Bundan sonra lövhəni üfqü hissəsinə P çəkisi asılır. Belə yük şaquli hissənin B nöqtəsinə P qüvvə momentinin tətbiqinə ekvivalentdir ($L-BC$ parçasının uzunluğudur). Lövhə deformasiya olunur və şəkil 21-ki ştrixlə göstərilmiş formanı alır. Bundan sonra ilk holoqrammanın alındığı lövhəyə deformasiya olunmuş AB hissəsinin holoqramması qeydə alınır. İki dəfə holoqramma alınması arasındakı vaxtda fotolövhə və optik qurğunun heç bir detalının yeri dəyişməməlidir.

Şəkil 22-də УИГ-2М interferometrik stolunda yığılmış optik qurğunun sxemi göstərilmişdir. He-Ne lazerindən (OKG) düşən işıq dəstəsi MO mikroobyektivindən və O obyektivindən ibarət optik sistemdən keçir. MO -nun arxa fokusu O -nun qabaq fokusu ilə üst-üstə düşür. Bu sistem enli paralel lazer dəstəsi yaradır. MO -nun fokusunda yerləşmiş $D_{\perp}(\theta \sim 0,03-0,05\text{mm})$ diafraqması fəza filtri rolu oynayır ki, o da difraksiya və mikroobyektivin linzalarında işığın çoxsaylı əks olunmaları nəticəsində alınan qeyri-bircinsliyi aradan götürərək işıq dəstəsinin en kəsiyi boyunca bərabər işıqlanma yaradır. Enli və paralel işıq dəstəsi RP_1 işıq ayırıcısına düşür. Dəstənin RP_1 -dən əks olunan hissəsi Z_2 güzgüsünə düşür və dayaq dalğası kimi FL fotolövhsinə gedir.

Dəstənin RP_1 -dən keçən digər hissəsi isə Z güzgüsünə düşüb əks olunaraq tədqiq olunan H obyektini işıqlandırır. H obyektindən səpilmiş işıq yeni dalğa kimi –cisim dalğası – RP_2 işıq ayırıcısından əks olunaraq FP-yə düşür. Optik sxemin bütün detalları elə yığılır ki, dayaq dalğası ilə H obyektindən səpilən cisim dalğasının yollar fərqi bir neçə sm-dən çox olmasın.

İşin yerinə yetirilməsi

Əgər alınmış holoqrammanı işıqlandırsaq, onda müxtəlif anlarda obyekt tərəfindən (deformasiya olunmuş və olunmamış obyekt) səpilən cisim dalğaları bərpa olunurlar. İndi bu iki koherent dalğa eyni zamanda mövcud olacaqlar və interferensiya edə bilərlər. Holoqrammanın sonrakı işlənilməsi aşağıdakı kimidir. Holoqrammanı paralel işıq dəstəsində yerləşdirirlər və obyektin həqiqi xəyalını alırlar. Bu xəyal onun daha kəskin olduğu hissədə qoyulmuş fotolövhyə çəkilir. Bu halda fotolövhe ilə holoqramma arasındakı məsafə holoqrammanın alınması vaxtı onunla cisim arasında olan məsafəyə bərabərdir.

Tədqiq olunan metal lövhənin bərpa olunmuş həqiqi xəyalında deformasiya olunmuş və olunmamış obyektlərdən gələn dalğaların interferensiyası nəticəsində alınmış növbələşən işıqlı və qaranlıq zolaqlar müşahidə olunacaq. Qaranlıq zolaqlar o yerdə müşahidə olunacaq ki, orada interferensiya edən dalğaların yollar fərqi $d = (2k - 1)\lambda / 2$ (λ - dalğa uzunluğu, $k = 1, 2, 3, \dots$) olsun. Nəzərə alsaq ki, yollar fərqi d deformasiyanın (δ) iki mislinə bərabərdir, bunu belə yazmaq olar:

$$\delta = (2k - 1)\lambda / 4 \quad (2)$$

Deformasiyanın δ -dən asılılığını təyin etmək üçün bərpa olunmuş xəyalda qaranlıq zolaqların yerini təyin edirlər və δ -nin x -dən asılılıq qrafikini qururlar.

Materialın Yunq modulunun təyini üçün bir ucundan bərkidilmiş digər ucuna isə PL qüvvə momenti təsir edən lövhənin deformasiyasının qüvvə momentindən asılılığından istifadə olunur.

$$\delta(x) = 6PLx^2 / ab^3 E \quad (3)$$

harada a – lövhənin qalınlığı, b - eni və E – lövhənin Yunq moduludur. Buradan

$$E = 6PLx^2 / ab^3 \delta(x) \quad (4)$$

A. Tədqiq olunan obyektin interferoqrammasının alınması.

Optik sxemin yığılması və tənzimlənməsi müəllimin rəhbərliyi ilə tələbələr tərəfindən həyata keçirilir, holqrammanın alınması və onun üzərində sonrakı əməliyyat ümumi qayda əsasında aparılır.

B. Həqiqi xəyalın bərpası və onun şəklinin çəkilməsi.

Həqiqi xəyalın bərpası və fotosəkli 20-ci şəkildə göstərilmiş sxem əsasında yığılmış qurğu vasitəsilə alınır. Yalnız burada ekran əvəzinə fotolövəcikli kaseta yerləşdirilir. Eyni lövhəciyə üç müxtəlif zamanlarla fiksə olunmuş həqiqi xəyal çəkilir. Lövhəcik üzərində sonrakı əməliyyat ümumi qayda əsasında aparılır.

C. Nəticələrin araşdırılması.

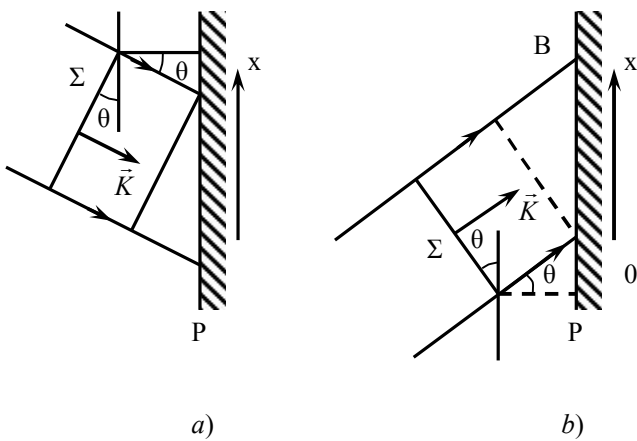
Lövəcikin bərpa olunmuş xəyalında komparator vasitəsilə bütün qaranlıq zolaqların fotolövəciki üzərində bu zolaqlar işıqlıdır, yerini ölçmək lazımdır. Tədqiq olunan lövhəciki en və qalınlığını mikrometrlə ölçülməlidir. Deformasiyanın lövhəcikin bərpa olunmuş xəyalında bütün qaranlıq zolaqların yerindən asılılıq qrafiki qurmaq. 4-dən istifadə edərək tədqiq olunan mtaerialın E –Yunq modulunu təyin etmək. Ölçünün xətlərini tapmaq.

YOXLAMA ÜÇÜN SUALLAR

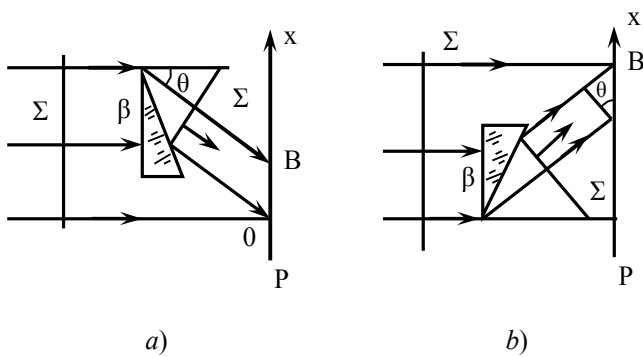
1. Müşahidə cisminin holoqramması necə alınır?
2. Holoqrafiya və fotoqrafiya proseslərinin fərqlərini izah edin.
3. Holoqrammanın alınma üsullarını sadalayın.
4. Holoqrammadan difraksiya qəfəsi kimi necə istifadə olunur?

ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

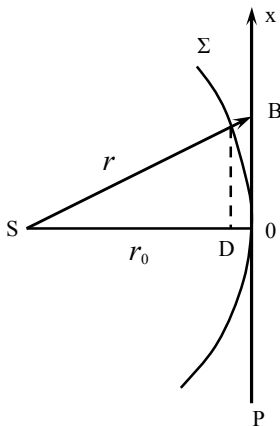
1. Ландсберг Г.С. Оптика, М., «Наука», 1976.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970.
3. Лейт Э., Упатниекс Ю. Фотография с помощью лазера. – ЙФН, 87, 1965, вып. 3, с.521-588.
4. Островский Ю.И. Голография. Л., «Наука», 1970.
5. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
6. Кольер П., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.
7. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
8. Под ред. Харламова А.А. Специальный физический практикум. М., МГУ, 1977.



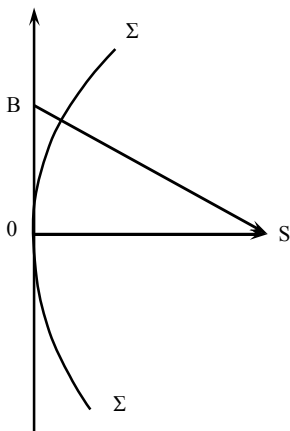
Şək. 1.



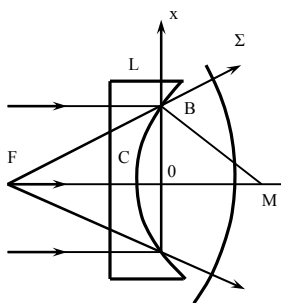
Şək. 2.



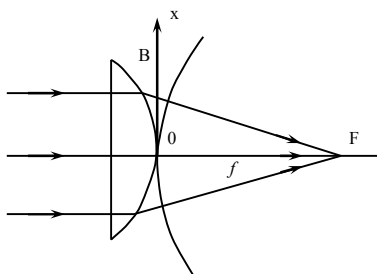
Şək. 3.



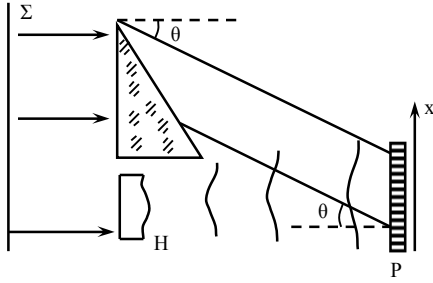
Şək. 4.



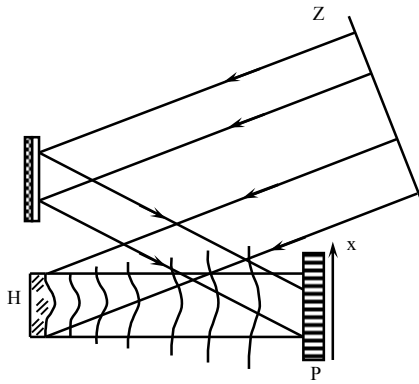
Şək. 5.



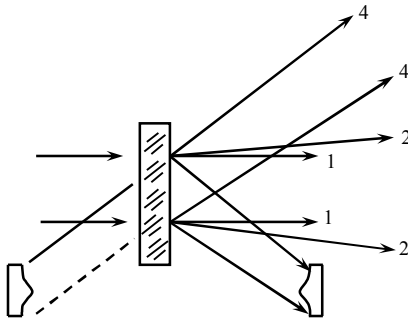
Şək. 6.



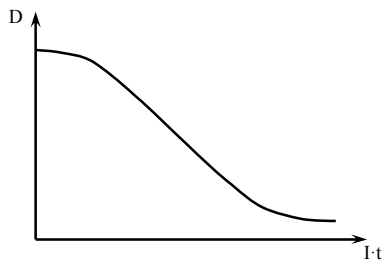
Şək. 7.



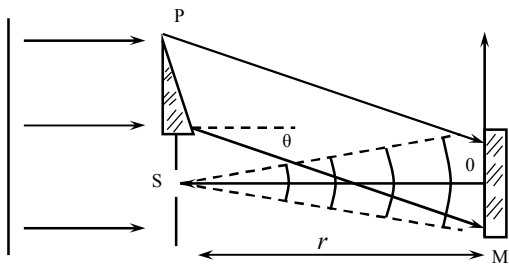
Şək. 8.



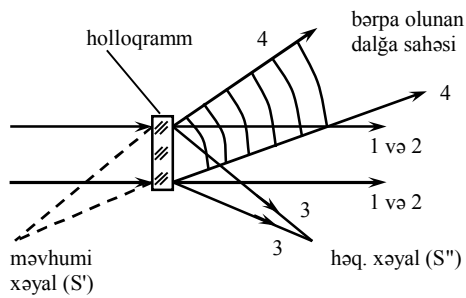
Şək. 9.



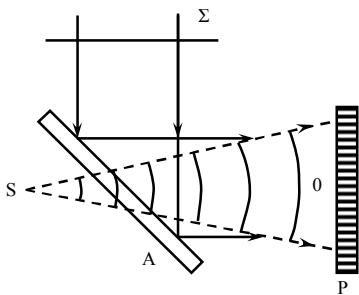
Şək. 10.



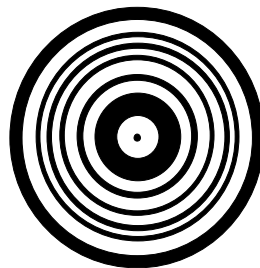
Şək. 11.



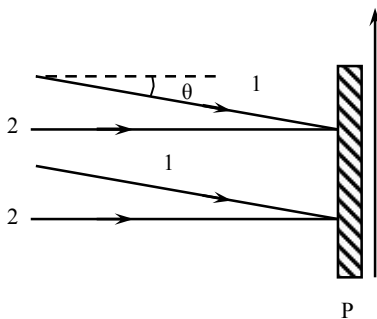
Şək. 12.



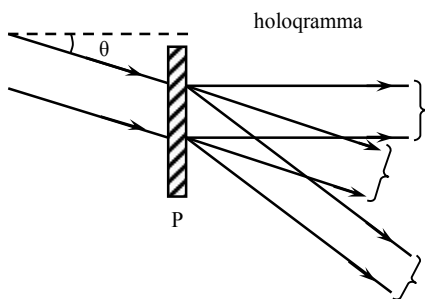
Şək. 13.



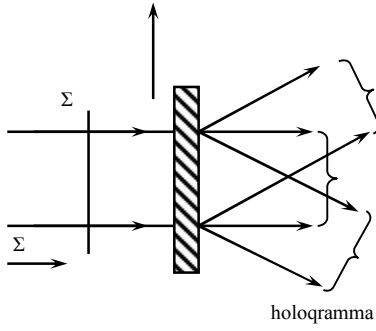
Şək. 14.



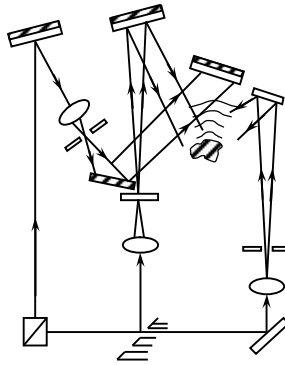
Şək. 15.



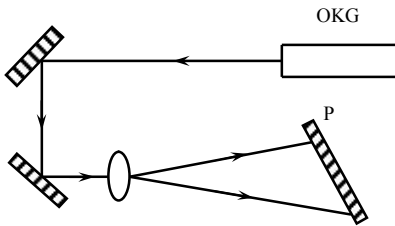
Şək. 16.



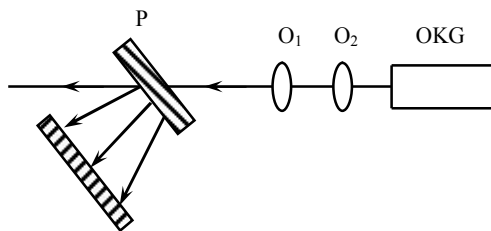
Şək. 17.



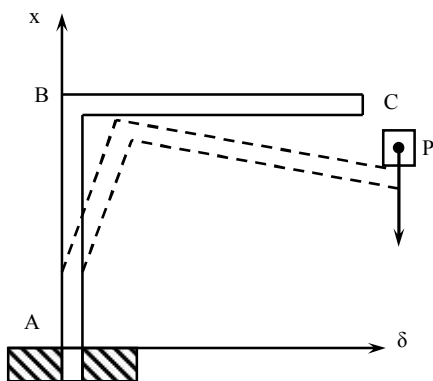
Şək. 18.



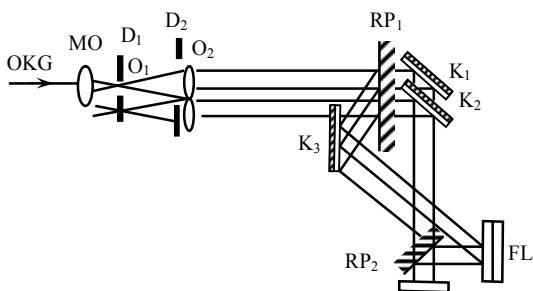
Şək. 19.



Şək. 20.



Şək. 21.



Şək. 22.

İŞ № 5

İNTERFERENSIYA VƏ DİFRAKSIYA HADİSƏLƏRİNİN LAZER VASİTƏSİLƏ ÖYRƏNİLMƏSİ

İşin məqsədi: interferensiya və difraksiya hadisələrinin yüksək monoxromatikliyə, fəza koherentliyə, böyük gücə və kiçik bucaq səpilməsinə malik olan lazer mənbəyinin köməyi ilə öyrənilməsi.

GİRİŞ

Lazerin işi işığın məcburi şüalanma hesabına güclənməsi prinsipinə əsaslanır. Buna, işdə istifadə olunan qaz lazeri misalında baxaq. Qaz lazerinin əsas hissəsini içərisində He-Ne qazlarının qarışığı olan boşalma borusu təşkil edir. Lazerin görünən şüalanmanı verən işçi maddəsi neondur ki, onun da atomları He atomlarının köməyi ilə həyəcanlandırılır.

Elektrik boşalmasında elektron zərbələri ilə bilavasitə He atomları həyəcanlanır. He atomları isə öz növbəsində əsas halda olan Ne atomları ilə toqquşaraq öz enerjilərini onlara verirlər. Nəticədə Ne atomları 3S səviyyəsinə keçir (Şəkl 1). Bu səviyyə metostabildir, yəni atomlar burada kifayət qədər çox vaxt ərzində qala bilər. Elə buna görə də Ne atomları 3S səviyyəsində toplanaraq boruda fəal mühit əmələ gətirirlər. Ayırı-ayrı Ne atomlarının 3S səviyyəsindən 2P səviyyəsinə keçidi zamanı spontan şüalanması fəal mühitdə $\hbar\omega$ enerjili fotonların yayılmasına səbəb olur. Bu fotonlar digər Ne atomlarının da eyni fotonları şüalandırmasını məcbur edir. Bu yolla

fotonların mərhələli çoxalması baş verir. Bu zaman məcburi şüalanma nəticəsində yaranan fotonlar düşən fotonlar istiqamətində hərəkət edirlər.

Bu prosesin kütləvi artımı boşalma borusunun güzgülü rezonatorunda -borunun uclarında yerləşən 2 güzgüdən ibarət sistemdə yerləşdirilməsi hesabına olur. Şüalanmanın borunun oxu istiqamətində dəfələrlə keçməsi istiqamətlənmiş koherent məcburi şüalanmanın güclü selinin yaradılmasına gətirir.

Güzgülü rezonator lazer şüası dəstəsinin yaranmasında vacib rol oynayır. Belə ki, şüa dəstəsinin istiqamətliliyini, yüksək monoxromatikliyi və şüalanmanın böyük sel sıxlığını təmin edir. Çoxsaylı dielektrik örtüklərə malik güzgülərin biri 0.1%, digəri isə 2% -ə yaxın kiçik buraxma əmsalına malikdir. Buraxma əmsalının bu qiymətləri güclü şüalanmanın lazərdən çıxması üçün kifayətdir.

LABORATORİYA QURĞUSUNUN TƏSVİRİ

Laboratoriya işi sxemi 2-ci şəkildə göstərilmiş qurğuda yerinə yetirilir. Burada L-lazer, 1-dairəvi ekran və mikroskopik obyektivlə reyter, 2 -difraksiya yarığı ilə reyter, 3-qalın müstəvi paralel şüşə lövhə ilə reyter, 4 -düzbucaqlı ekran. 1 və 3 reyterləri elə qurulmuşdur ki, onlara bərkidilmiş elementləri şaquli ox ətrafında fırlatmaqla lazer dəstəsinə daxil etmək olar. Bundan başqa 1 reyteri hündürlüyə görə tənzimlənməni də imkan verir. Bunun üçün bir əl ilə kronşteyni tutaraq, digəri ilə K halqasını fırlatmaq lazımdır. P tutacağı fırlatmaqla 3 şüşə lövhəsinin şaquli meylini dəyişmək olar. Bütün reyterlər optik masaya möhkəm bərkidilir.

İŞİN YERİNƏ YETİRİLMƏSİ

DİQQƏT! Lazer şüasının birbaşa gözəz düşməsi görmə üçün təhlükəlidir. Lazerlə iş vaxtı onun işığını yalnız müəyyən səpici səthlərdən əks olunandan sonra müşahidə etmək olar.

A. İşığın qalın şüşə lövhədən əks olunması zamanı interferensiyanın öyrənilməsi.

Lazer şüalanmasının yüksək monoxromatikliyi şüaların böyük yollar fərqiində işığın nterferensiyasını nümayiş etməyə imkan verir. Bu çalışmada II qalın müstəvi şüşə lövhəsi (Şək 3). O mikroskopik obyektivdən alınan dağılan işıq dəstəsi ilə işıqlandırılır (bu obyektivin arxa fokusu dairəvi E ekranının müstəvisi üzərinə düşür). Müstəvi lövhənin qabaq və arxa səthlərindən əks olunmuş işıq dalğaları bir-biri ilə interferensiya edərək E ekranında konsentrik işıqlı və qaranlıq halqalar əmələ gətirir.

Tutaq ki, r -ekranda qaranlıq halqanın radiusu, d -lövhənin qalınlığı və l -ekranla lövhə arasındakı məsafədir. Bizim təcrübə şəraitində r və $d \ll l$ -dir və hesablama göstərir ki, k -tərtibli interferensiyaya uyğun r_k radiusu

$$r_k^2 / l^2 = 8n^2 - 4n\lambda k / d \quad (1)$$

düsturu ilə təyin olunur.

(1)-də n -şüşə lövhənin sındırma əmsalı; λ -ışığın dalğa uzunluğudur. (1)-dən görünür ki, r_k^2 kəmiyyəti k -dan xətti asılıdır. Bu o deməkdir ki, r_k^2 -halqaların N nömrəsindən də xətti asılıdır. Buna görə də əgər r_N^2 / l^2 -nın N -dən asılılığını qursaq, qrafikin meyl bucağının «tangensi» (1)-dəki k -nın qarşısındakı əmsalı təyin etməyə imkan verir.

$$4n\lambda / d = \frac{1}{l^2} \frac{\Delta r_N^2}{\Delta N} \quad (2)$$

Şüşə lövhənin n sındırma əmsalının təyini buna əsaslanmışdır.

1. Qurğunun bütün elementləri ilə tanışlıqdan sonra lazzeri qoşun.

2. Şüa dəstəsinin qarşısından 1 ekranını və 2 difraksiya obyektini götürün. (Şək 2-yə bax).

3. Lövhəni 3 işıq dəstəsi istiqamətinə perpendikulyar olmaqla elə qoyun ki, ondan əks olunan şüa lazerin çıxış pencərəsinin mərkəzinə düşsün. Sonra şüanın qarşısına dairəvi ekranla birlikdə mikroskopik obyektivi qoyun. Ekranda konsentrik qaranlıq və işıqlı halqalar görünməlidir. Bu halqaların mərkəzi dairəvi ekranın mərkəzinin üzərinə düşməlidir. Halqalardan biri ekranda çəkilmiş dairənin konturu ilə üst-üstə düşdükdə onların düzgünlüyü haqqında mülahizəz yürütmək olar. Lazım olarsa obyektiv və şüşə lövhəni yenidən tənzimlənməli.

4. Hər şeydən əvvəl laboratoriya jurnalında radiusları ölçüləcək qaranlıq halqaları nömrələmək. $N=1, 2, 3$ və i.a. nömrələrini qaranlıq halqaların radiuslarının artması ardıcılığında yazmaq ($N=1$ nömrəsi, misal üçün, ekranın deşiyi ətrafında I qaranlıq halqaya uyğun ola bilər).

5. Bundan sonra ekranın səthindəki 2 perpendikulyar şkala vasitəsilə I 5 halqanın radiusunu ölçməli.

6. Hər bir qaranlıq halqanın r_N radiusunun orta qiymətini və onun r_N^2 -nı tapın. r_N^2 -nin halqaların N nömrəsindən asılılığını qurun. Qrafik düz xətt şəklində olmalıdır. Qrafikin ölçüləri 15x15 sm-dən az olmamalıdır.

7. Düz xəttin meyindən $\Delta r_N^2 / \Delta N$ nisbətini və (2)-dən n sındırma əmsalını tapın. Lazzer şüalanmasının dalğa uzunluğunu $\lambda = 632,8nm$, şüşə lövhənin qalınlığını $d=20$ mm və $l=80$ sm götürməli.

8. İnterferensiyanın maksimum tərtibini hesablayın

$$k_{\max} = \frac{2dn}{\lambda} \quad (3)$$

B. Yarıqdan difraksiyanın öyrənilməsi

Əgər lazer şüası dəstəsinin qarşısına difraksiya yarığı qoysaq, onda onun arxasındakı ekranda daha parlaq mərkəzi maksimumdan və ondan hər 2 tərəfdə simmetrik yerləşmiş bir qədər zəif müxtəlif tərtibli maksimumlardan ibarət difraksiya mənzərəsi müşahidə olunur. Bizim iş şəraitində difraksiya bucaqları $\varphi \ll 1$ və minimumların alındığı istiqamətlər üçün φ aşağıdakı şərti ödəyir:

$$b\varphi_k = k\lambda, \quad k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (4)$$

harada ki, b-yarığın eni, $\varphi_k - k$ tərtibli minimuma uyğun bucaqdır.

$$\varphi_k = x_k / l$$

x_k –difraksiya mənzərəsinin mərkəzindən k tərtibli minimuma qədər olan məsafə, l -difraksiya yarığı ilə ekran arasındakı məsafə. (4)-ü

$$x_k = k\lambda l / b$$

kimi yazmaq olar. k tərtibli minimumdan $(k + 1)$ tərtibli minimuma keçdikdə x_k məsafəsi Δx_k qədər dəyişir və asanlıqla görünür ki,

$$\Delta x = \lambda l / b \quad (5)$$

burada Δx –difraksiya zolağının enidir. Lazer şüasının qarşısından dairəvi ekran və şüşə lövhəni götürməli. Burada hərəkət etdirilə bilən reyterlə birlikdə difraksiya yarığını yerləşdirilməli. Ekranda difraksiya mənzərəsi alınmalıdır. Yarığın enini

dəyişərək bu mənzərənin necə dəyişdiyini müşahidə edin. Bundan sonra yarığın enini elə tənzimləyin ki, zolağın Δx enini ölçmək asan olsun. Daha dəqiqlik üçün N sayda zolağın yerləşdiyi intervalı ölçmək və bir zolağın Δx enini hesablamaq lazımdır. Ekranla yarıq arasındakı məsafənin $l=100$ sm olduğunu nəzərə alıb, (5) vasitəsilə yarığın b enini tapın.

YOXLAMA ÜÇÜN SUALLAR

1. Lövhənin sındırma əmsalını təyin edərkən işıq şüalarının yolunu və təcrübənin sxemini çəkin.

2. Yarıqdan difraksiyanı öyrənərkən şüaların yolunu və təcrübənin sxemini çəkin.

3. Nəyə görə dəqiq interferensiya mənzərəsi lövhənin daha böyük qalınlığında gözlənilir?

4. Yarığın eni artdıqca difraksiya mənzərəsi necə dəyişilir?

5. Fəza və zaman koherentliyi nədir?

6. Lazer şüalanmasının hansı xarakterik xüsusiyyətləri var?

ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

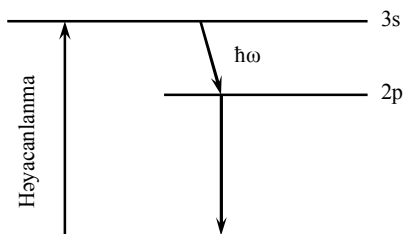
1. Савельев И.В. Курс общий физики, т.2, М., Наука, 1978

2. Ландсберг Г.С. Оптика, 1957

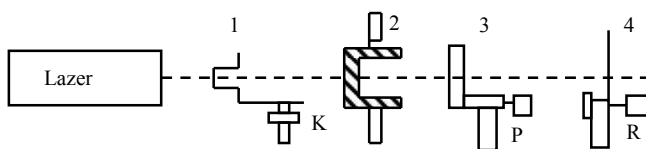
3. Qocayev N.M. Ümumi fizika kursu, IV cild, «Maarif», 1983

4. Фриш С.Е., Тиморева А.В., Курс физики, т.3 1962

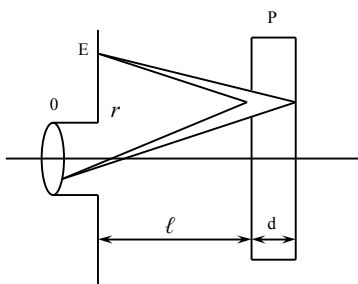
Müəlliflər BDU-nun dosenti K.M. Daşdəmirova əlyazmanı diqqətlə oxuduğu üçün öz minnətdarlığını bildirirlər.



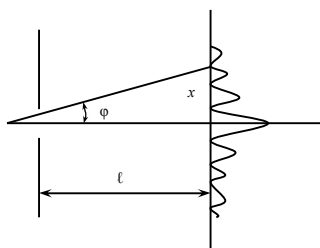
Şək. 1.



Şək. 2.



Şək. 3.



Şək. 4.

MÜNDƏRİCAT

1.DƏYİŞƏN TEZLİKLİ İNTERFEROMETR.....	3
2.HAUSS DƏSTƏSİNİN ÖYRƏNİLMƏSİ.....	30
3.XƏTTİ ELEKTROOPTİK EFFEKT.....	39
4.HOLOQRAFİYA.....	59
5.İNTERFERENSİYA VƏ DİFRAKSİYA HADİSƏLƏRİNİN LAZER VASİTƏSİLƏ ÖYRƏNİLMƏSİ.....	91
MÜNDƏRİCAT.....	99

UDK 621.378.320

R.C. Qasimova, F.N. Hacıyev, Ş.Ş. Əmirov. Kvant elektronikasısı üzrə ixtisas praktikumu. –B.: BDU nəşriyyatı, 1993

Lazer texnikasında geniş istifadə olunan açıq optik rezonatorlara həsr olunmuş bu laboratoriya işləri rezonatorların əsas xassələri və quruluşu ilə tanış olmağa imkan verir. Kitab həmçinin modaların seçilməsi, rezonatorların uzlaşdırılması, lazer şüalanmasının spektral təhlili, rezonator və dəyişən tezlikli interferometrin köklənməsi, kristallarda elektrooptik effektə və işığın amplituda görə modulyasiyasına baxılması və holoqrafiyaya aid bu kimi başqa məsələlərin yerinə yetirilməsində praktik vərdişlərin əldə olunmasına kömək edəcəkdir.

Bu laboratoriya işləri fizika fakültəsinin tələbələri üçün nəzərdə tutulmuşdur.