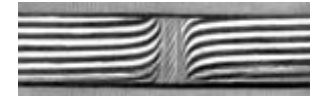


AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASININ TƏHSİL NAZİRLİYİ  
AZƏRBAYCAN MÜƏLLİMLƏR İNSTİTUTUNUN  
Şəki filialı

Y. H. ŞÜKÜRLÜ

# İŞIĞIN DİSPERSİYASI

(dərs vəsaiti)



*Dərs vəsaiti Azərbaycan Respublikası  
Təhsil Nazirliyinin 21 may 2008-ci il tarixli,  
607 sayılı əmri ilə təsdiq edilmişdir.*

“Müəllim” nəşriyyatı  
Bakı — 2008

Reyçiler: fiz.-riy. elm. dok., prof. H.S.Seyidli  
fiz.-riy. elm. nam. İ.R.Salmanov

### **Şükürlü Y.H.**

İşığın dispersiyası: Ali məktəb tələbələri üçün dərs vəsaiti – Bakı,  
..., 2008, s.

İSNB

Dərs vəsaiti Ümumi fizika kursunun “Optika” bölməsində xüsusi yeri olan “İşığın dispersiyası” hadisəsinə həsr olunmuşdur. Vəsait ali məktəblərin tədris proqramına əsasən yazılmışdır və vəsaitin elmlilik prinsipi gözlənilmiş, nəzəriyyə ilə praktikanın vəhdətinə xüsusi əhəmiyyət verilmişdir. Vəsaitdə elmlilik prinsipinin gözlənilməsi dispersiyaya həsr olunmuş fizika elminin tarixi inkişaf mərhələlərinə nəzər salınmış və riyazi aparatdan tam və düzgün istifadə olunmasına səy göstərilmişdir. Vəsaitdə dispersiya hadisəsinə həsr olunmuş nəzəriyyələr ilə praktikanın vəhdətdə olduğunu göstərmək üçün nəticələrin texniki tətbiqlərinə aid işlərə geniş yer verilmişdir.

Ali məktəbin bakalavr pilləsində təhsil alan tələbələr üçün dərs vəsaitidir.

Ş  $\frac{020685 - 2008}{9952 - 410}$  Qrifi nəşr

© Şükürlü Y.H., 2008

## ÖN SÖZ

Müasir dövrdə, ali məktəb və orta məktəbdə tədris prosesində ümumpedaqoji və didaktik prinsipləri qoruyub saxlamaq, tələbə və şagirdlərin bilik səviyyəsinin yüksəlməsinə nail olmaq üçün ilk növbədə tədris-metodik və elmi ədəbiyyatın bolluğuna diqqəti artırmaq tələb olunur. Çünki bir çox hallarda Azərbaycanın ali məktəblərində fənnlərin tədrisində yaranan çətinliklər ana dilində olan ədəbiyyatın kasadlığı üzündən baş verir. Bu da müəllimin öz imkanlarından səmərəli istifadə edə bilməməsinə gətirib çıxarır.

Tədris edilən hər bir fənnə dair ana dilində dərslik və dərs vəsaitləri bazası nə qədər genişləndirilsə, tədris sahəsində əldə edilən müvəffəqiyyət bir o qədər çox olacaq. Təbiət elmlərinə daxil olan fənnlərin öyrədilməsi işində də müvəffəqiyyətlərin əldə olunması üçün əsas zəmin tələbələrin kitablarla işləməsi bacarıq və vərdişlərinin inkişaf etdirilməsindədir. Bu bacarıq və vərdişlərinin inkişaf etdirilməsində müəllimin əsas vəzifəsi tədris prosesində proqram materiallarından sistem halında istifadə etmək, tələbələrin elmi dünyagörüşünü müntəzəm olaraq yüksəltməkdir. Lakin metodik vəsaitlərlə zəif təminat, lazım olan ədəbiyyatın xarici dillərdə olması və s. çatışmazlıqlar nəinki tələbələrin, eləcə də müəllimin özünün tədris prosesindəki fəallığını məhdudlaşdırır.

Hörmətli professorumuz N.Qocayev özünün “Optika” kitabına yazdığı ön sözdə qeyd edir: “...rus dilində müxtəlif müəlliflər (xarici və sovet) tərəfindən yazılmış çoxlu sayda optika dərslikləri mövcuddur. Akad. Q.Lansberqin “Optika” dərs vəsaitini, SSRİ EA-nın muxbir üzvü S.Friş və A.Timorevanın “Ümumi fizika kursu”nun III hissisini və N.İ.Kalitiyevckinin “Dalğa optikasını” xüsusilə qeyd etmək lazımdır. Azərbaycan dilinə tərcümə olunmuş yeganə optika dərsliyi (S.Friş və A.Timoreva “Ümumi fizika kursu”, III hissə) nadir tapılan kitaba çevrilmişdir. Bundan başqa, əsrimizin 50-ci illərində kəşf olunmuş lazerlər həmin dərsliklərdə öz əksini tapmamışdır. Elə buna görə də Azərbaycan dilində ali məktəb proqramının müasir tələblərinə cavab verən və elmin son nəaliyyətlərini əks etdirən dərsliyin olmaması ciddi nöqsan kimi qeyd olunmalıdır...”

Biz də prof. N.Qocayevin bu qeydlərindən istiqamətlənərək və “Optika” bəhsində nisbətən çətin sayılan “İşığın dispersiyası” mövzusunun əhəmiyyətini və bu sahədə ana dilimizdə olan metodik köməyə ehtiyac olduğunu nəzərə alaraq, bu kiçik dərs vəsaitini hazırladıq. Vəsait S.E.Friş və A.V.Timorevanın M.Haşımzadə və K.Köçərlinin tərcümə etdikləri “Ümumi fizika kursu”nun III hissəsinin əsasında (əlavələr edilməklə) tərtib olunmuş, tələbə və fizika müəllimlərinə kömək məqsədi ilə yazılmışdır. Vəsaitdə müəyyən məsələlər xüsusi diqqət mərkəzində saxlanılmış, işığın dispersiya hadisəsinə olan klassik və müasir baxışlar müqayisə və müzakirə olunmuşdur. Ümid edirik ki, qarşıya qoyulmuş məqsədə nə dərəcədə nail olmağımızı və nöqsanlarımızı oxucularımız deyəcəklər. Sizin rəy və təkliflərinizi gözləyirik.

Sözümün sonunda bu vəsaitin üzə çıxmasında əməyi olan insanların hamısına, xüsusən də fiz.-riy.elm.dok., prof. Həmzə Seyiqliyə öz təşəkkürümü bildirirəm.

AMİ-nin Şəki filialının Təbiət elmləri  
və tədrisi metodikası kafedrasının  
dosenti, fiz.-riy. elm. nam. **Y.H.Şükürlü**  
[yusifsh@live.ru](mailto:yusifsh@live.ru)

## GİRİŞ

İşiq müəyyən mühitdən keçdikdə mühiti təşkil edən zərrəciklər (atom, molekul və s.) ilə qarşılıqlı təsirdə olub səpilir. Şəffaf maddə üzərinə işiq – yüksək tezlikli elektromaqnit dalğası, düşükdə və işiq dalğasının uzunluğu mühiti təşkil edən zərrəciklərin xətti ölçülərindən çox-çox böyük olduqda, dalğanın elektrik vektorunun təsiri ilə zərrəciklərdə

$$\vec{d} = \beta \vec{E}$$

(sadəlik üçün molekulların izotrop olduğu qəbul edilir) elektrik momenti (ola bilər dipol olsun, ola bilər kvadropol olsun və s.) induksiya olunur. Burada  $\beta$  ümumi halda tenzor (xüsusi halda isə skalyar) kəmiyyət olub, polyarlaşma tenzoru (əmsalı) adlanır.

Mühitin polyarlaşma tenzoru (əmsalı) olaraq,

$$\alpha = n_0 \beta$$

kəmiyyəti götürülür. Burada  $n_0$  mühitin atom və yaxud molekulların konsentrasiyasıdır.

İşiq dalğası elektrik sahəsinin intensivliyinin rəqs tezliyini  $\nu$  ilə, dairəvi tezliyini isə  $\omega = 2\pi\nu$  ilə işarə etsək:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos 2\pi\nu t = \vec{E}_0 \cos \omega t ,$$

olduğundan, mühitin vahid həcmində yaranan (induksiya olunan) elektrik dipol momenti də periodik dəyişən olacaq:

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}_0 \cos \omega t .$$

Bu tənlikdən görüldüyü kimi, işığın – elektromaqnit dalğasının, elektrik sahəsinin təsiri ilə induksiya olunan elektrik momenti də induksiya etdirici işiq sahəsinin tezliyinə bərabər tezlikdə rəqs edir. Elektrik bəhsindən məlum olduğu kimi, rəqsi hərəkət edən dipol öz rəqs tezliyinə bərabər tezlikli elektromaqnit dalğası şüalandırmalıdır. Düşən işığın (birinci şüanın) təsiri ilə mühitdə yaranan elektrik momentinin şüalandırdığı elektromaqnit dalğaları

*ikinci şüalanma* adlanır. İkinci elektromaqnit dalğaları ilk elektromaqnit dalğaları ilə koherent olduğundan, maddə daxilində bu iki dalğanın interferensiyası baş verir. Hesablamalar göstərir ki, interferensiya nəticəsində bu iki dalğa sınma qanunu ilə müəyyən olunan istiqamətdən başqa bütün istiqamətlərdə bir-birini yox edir.

Sınma istiqamətində yekun işıq dalğasının yayılma sürəti  $v = c/n$  olduğu müəyyən olunmuşdur. Burada  $c$  – işığın boşluqda yayılma sürəti,  $n$  isə vahiddən böyük müsbət kəmiyyət olub, işıq yayılan mühitin optik cəhətdən xarakterizə edən kəmiyyətdir. Bu kəmiyyətə *mühitin sındırma əmsalı* deyilir.

İşıq şüaları üçüzlü prizmadan keçərkən sınır və prizmadan çıxarkən öz başlanğıc istiqamətlərindən saparaq prizmanın oturacağı tərəfə meyl edirlər (şək. 1). Sınan şüaların meyl bucaqlarının qiyməti prizmanın maddəsinin sındırma əmsalından asılı olur və təcrübələr göstərir ki, sındırma əmsalının özü də işığın tezliyindən asılıdır.



**Şəkil 1.** İşıq şüaları üçüzlü prizmadan keçərək sınması və prizmadan çıxarkən başlanğıc istiqamətlərindən sapması.

Maddələrin sındırma əmsallarının işığın tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılılığı *dispersiya* adlanır. Prizmadan ağ işıq buraxıldıqda difraksiya hadisəsini daha asan müşahidə etmək olur. Ağ işıq prizmadan çıxarkən yeddi rəngə ayrılır: qırmızı, narıncı, sarı, yaşıl, mavi, göy və bənövşəyi. Qırmızı rəng onların hamısından az, bənövşəyi isə hamısından çox meyl edir. Bu o deməkdir ki, qırmızı şüa üçün şüşə ən az, bənövşəyi şüa üçün isə ən çox sındırma əmsalına malik olur. Müxtəlif dalğa uzunluqlu işıq

mühitdə müxtəlif sürətlə yayılır: qırmızı işıq dalğasının sürəti ən böyük, bənövşəyininki isə ən kiçik olur. Işığın şəffaf prizmadan keçməsi nəticəsində optik diapazonun monoxromatik elektromaqnit dalğalarının nizamlı sıralanması *spektr* adlanır.

Bütün spektrlər *buraxma* və *udma* spektrlərinə bölünürlər. Buraxma spektrlərini işıqsaçan cisimlər verirlər. Əgər prizmaya düşən işığın yolunda soyuq, şüalanmayan qaz qoysaq işıq mənbəyinin spektri fonunda qaranlıq xəttlər meydana çıxacaq. Bu alınan xəttlər qazın udma spektri olacaqdır. Q.Kirxhof və R.Bunzen kəşv etdilər ki, kimyəvi elementlərin atomları yalnız eyni tezliklərdə olan işıqı udma və buraxa bilərlər. Başqa sözlə, əgər atom hər hansı bir tezlikdə işıq buraxırsa, o, mütləq, həmin tezlikdəki işıqı udma qabiliyyətinə malikdir. Bu kəşv Günəş spektrindəki Fraunhofer xətlərinin yaranma səbəbini izah edə bilən yeganə qayda rolunu oynadı.

Buraxma spektrləri *bütöv*, *xətti* və *zolaqlı* spektrlərə bölünürlər. Bütöv spektrləri közərdilmiş bərk və maye cisimlər verir. Xətti spektrlər qara fonda müəyyən spektral xətlər toplusudur. Belə spektri atomar halda olan, həyəcanlanmış qazlar verir. Verilmiş kimyəvi elementin izole edilmiş atomu həyəcanlandırıldıqda ciddi təyin olunmuş uzunluqda elektromaqnit dalğaları – işıq, şüalandırır. Zolaqlı spektrlər bir-birindən qaranlıq aralıqlarla ayrılan spektral zolaqlardır. Xətti spektrlərlərdən fərqli olaraq zolaqlı spektrləri atomlar yox, bir-biri ilə heç əlaqəsi olmayan və ya da bir-birinə zəif bağlı olan molekullar verir.

Deyildiyi kimi, işıq qısa elektromaqnit dalğalarıdır. Ona görə də elektromaqnit dalğalarının əmələ gəlməsi, yayılması, bu dalğaların maddə ilə qarşılıqlı təsiri işığa da aiddir. Elektromaqnit hadisələri Maksvell tənlikləri ilə izah edilir. Deməli işıq hadisələri də Maksvell tənlikləri ilə izah edilməlidir. Maksvell nəzəriyyəsində elektromaqnit hadisələrinə maddənin təsirini nəzərə almaq üçün maddənin  $\epsilon$  dielektrik sabiti,  $\mu$  maqnit nüfuzluğu və  $\sigma$  keçiriciliyi kimi üç parametri nəzərə almaq lazım gəlir.

Verilən mühitdə elektromaqnit dalğalarının yayılma sürəti  $\vartheta$  bu kəmiyyətlərin ikisindən belə asılıdır:

$$\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}}.$$

İşığın mühitdə yayılma sürəti  $\vartheta$  ilə onun sındırma əmsalı  $n$  arasındakı asılılıq isə belədir:

$$\vartheta = \frac{c}{n}.$$

Hər iki ifadənin müqayisəsi göstərir ki,  $n = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$ . Yəni, mühitin sındırma əmsalı  $n$  (ışığın vakuumdakı sürətinin mühitdəki sürətinə nisbəti) bu mühitin  $\varepsilon$  - dielektrik sabiti və  $\mu$  - maqnit nüfuzluğuna əsasən təyin edilir.  $\varepsilon$  və  $\mu$ -nün qiymətləri adi elektrostatik və maqnit ölçmələrindən götürülsə, bu münasibət uzundalğalı elektromaqnit dalğaları üçün düz gəlir.

İşıq hər hansı bir maddədən keçəndə o, həmin maddədə az və ya çox miqdarda udulur. Udulma adətən seçmə xarakteri daşıyır, yəni müxtəlif dalğa uzunluğu olan işıq müxtəlif miqdarlarda udulur. Dalğa uzunluğu işığın rəngini təyin etdiyi üçün verilən maddədə ümumiyyətlə müxtəlif rəngli şüalar müxtəlif miqdarlarda udulur.

Təcrübə ilə müəyyən olunmuşdur ki, qalınlığı  $d$  olan şəffaf mühit üzərinə intensivliyi  $I_0$  olan müstəvi işıq düşərsə, çıxan işığın intensivliyi aşağıdakı kimi hesablanır:

$$I = I_0 e^{-kd}.$$

Burada  $k$  – uducu mühiti xarakterizə edən kəmiyyət olub, udma əmsalı adlanır və bu əmsal dalğa uzunluğundan asılı olaraq dəyişir. Bu düstur Buger və Lambert tərəfindən müəyyən olunduğundan, Buger-Lambert qanunu adlanır. Həmin qanunun dərin fiziki mənası vardır:  $k$  düşən işığın intensivliyindən və uducu layın qalınlığından asılı deyildir.



# 1. İŞIĞIN MÜHİTDƏ YAYILMASI

## 1.1. Faza və qrup sürətləri

Məlumdur ki, faza və qrup sürəti anlayışı əsasən işığın sürətinin vakuumda və müxtəlif mühitlərdə ölçülməsi zamanı meydana çıxmışdır. İşıq sürətinin təyini üçün laboratoriya üsulları müxtəlif mühitlərdə işıq sürətini ölçməyə və, deməli, işığın sınması qanununu təcrübədə yoxlamağa imkan verir. Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsinə görə işığın sınma əmsalı

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}, \quad (1.1)$$

Hüygensin dalğa nəzəriyyəsinə görə isə

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} \quad (1.1a)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\vartheta_1$  - işığın birinci,  $\vartheta_2$  isə ikinci mühitdə yayılma sürətləridir. Bu fərqin səbəbini araşdırmaq üçün Araqonun təklif etdiyi ideya əsasında Fuko işığın havadakı sürətinin sudakı sürətinə nisbətini təcrübədə təyin edərək, Nyutonun nəzəriyyəsidəki kimi  $3/4$  deyil, Huygensin nəzəriyyəsinə tam uyğun gələn  $4/3$  qiymətlərini almışdır. Fuko bu təcrübələri apardığı dövrdə (1862) işığın dalğa nəzəriyyəsi tam hökm sürürdü və bu nəzəriyyənin əlavə olaraq bir daha əsaslandırılmasına ehtiyac yox idi. Buna baxmayaraq, işığın sürətinin təyini üsulları təkmilləşdikcə bu məsələ - yəni işığın təbiəti məsələsi, sonrakı dövrlərdə yenə də təcrübi tədqiqatların əsas mövzusu olaraq qalırdı. Nəhayət, işığın təbiətinin xeyli mürəkkəb olduğu məlum oldu. Belə ki, Maykelson, suyun sındırma əmsalının qiymətinə uyğun olaraq, su üçün  $c/\vartheta = 1,33$  qiymətini tapmışdı. O, müəyyən etmişdi ki, işığın boşluqdakı sürətinin, spektrinin görünən hissəsində böyük dispersiyaya malik olan karbonsülfiddəki ( $CS_2$ ) sürətinə olan nisbəti  $c/\vartheta = 1,75$  olmalıdır. Halbuki, həmin maddə üçün sındırma əmsallı 1,64-ə bərabərdir. Belə fərqin yaranmasının səbəbini Reley

ışığın dalğa sürəti anlayışının mürəkkəb xarakterli olması ilə izah etdi.

İşığın sınıma əmsalının adi qayda ilə, yəni  $n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}$  ifadəsi

əsasən təyini, iki mühiti ayıran sərhəddə dalğa səthinin normalının istiqamətinin dəyişməsinə əsaslanmışdır. Bu düstur birinci və ikinci mühiddə dalğanın faza sürətlərinin nisbətini verir. Lakin faza sürəti anlayışı yalnız ciddi monoxromatik dalğalara, yəni fəzada sonsuz uzunluğa malik və sonsuz zaman müddəti ərzində mövcud olan dalğalara aid edilə bilər. Belə dalğalar isə real mövcud deyildir.

Deməli, hər bir dalğa prosesini biz, fəza və zaman üzrə məhdud, az və ya çox dərəcədə mürəkkəb olan, bir impuls hesab edə bilərik. Belə impulsu müşahidə edərkən biz onun hər hansı yerini seçib götürə bilərik. Məsələn, elektromaqnit impulsunun elektrik və ya maqnit sahəsinin intensivliyinin maksimum olduğu yeri götürmək olar. İmpulsun sürəti dedikdə isə impuls üzərində seçdiyimiz nöqtənin sürətini nəzərdə tutacağıq. Bu da o deməkdir ki, işıq sürətini müvafiq impulsun sürəti kimi qəbul edirik.

İşıq sürətini impulsun sürəti kimi qəbul etdikdə fərz etmək lazımdır ki, zaman keçdikcə impuls öz formasını dəyişmiş və ya kifayət qədər ləng deformasiyaya uğrayır. Ya da ki, impulsun forması periodik olaraq bərpa olunur. Digər tərəfdən, belə vəziyyətin alınması, yəni tezlikləri bir-birinə yaxın olan sonsuz sayda monoxromatik dalğaların toplusunun impuls yaratmasını, izah etmək üçün baxdığımız impulsu dalğaların Furye inteqralı kimi təsəvvür etməliyik.

Əgər müxtəlif dalğa uzunluğuna malik olan bütün bu monoxromatik dalğalar eyni bir faza sürəti ilə yayılmış olsalar (yəni mühit dispersiyalı deyilsə), onda o dalğalardan yaranmış impuls da öz formasını saxlayacaq və monoxromatik dalğaların yayıldığı sürətlə yayılacaqdır. Lakin, vakuumdən başqa, bütün mühitlər dispersiya malikdir.

Əgər dispersiya çox böyük deyilsə, impulsun deformasiyası ləng baş verəcək və belə mühiddə impulsun öz formasını dəyişmədiyini qəbul etmək olar. Belə dalğa impulsunun sürəti haqqında

mühakimə yürütmək üçün ən böyük intensivliyə malik olan elektrik və ya maqnit sahəsinə müvafiq olan nöqtənin yerdəyişməsinə izləmək olar. Lakin bu zaman nəzərə almaq lazımdır ki, impulsun yerdəyişmə sürəti (Reley onu qrup sürəti adlandırmışdır) bu impulsu təşkil edən monoxromatik dalğaların hər hansı birinin faza sürətindən fərqlənir və xüsusi hesablama yolu ilə təyin olunur:

$$\mathfrak{V}_{qr} = \frac{d\omega}{dk}. \quad (1.1b)$$

Dalğa cəbhəsinin yayılma sürəti  $\mathfrak{V}_f$ -nin monoxromatik dalğanın faza sürəti adlandırılması qəbul edilmişdir.  $n$  sındırma əmsalına malik müditdə faza sürəti  $\mathfrak{V}_f$  belə təyin olunur:

$$\mathfrak{V}_f = \lambda \cdot \nu = \frac{\lambda}{2\pi} 2\pi\nu = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}. \quad (1.1c)$$

Burada  $\lambda$  - dalğa uzunluğu,  $\nu$  - tezlik,  $\omega$  – dairəvi tezlik,  $k$  – dalğa ədədi,  $c$  – işığın vakuumdakı sürətidir. Dalğa ədədi  $k$  dalğa uzunluğunun tərs qiyməti olub,  $2\pi$  - uzunluqlu parçada yerləşən dalğaların sayıdır, ölçüsü  $m^{-1}$  ( $sm^{-1}$ ) və ya ( $rad \cdot m^{-1}$ )-dir. Aşağıdakı düsturlarla təyin olunur:

$$k \equiv \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{\mathfrak{V}_f} = \frac{\omega}{\mathfrak{V}_f} = \frac{E}{\hbar c}, \quad (1.1d)$$

harada ki,  $E$  – enerji,  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05457...C \cdot san$  ixtisar olunmuş

Plank sabiti (Dirak sabiti).

İndi iki hal üçün işığın faza və qrup sürətlərini bir-biri ilə müqayisə edək:

1. Baxılan impulsu (dalğa paketini) əmələ gətirən monoxromatik dalğaların  $\mathfrak{V}_f$  faza sürəti  $k$  dalğa ədədindən (yəni, dalğa uzunluğundan) asılı deyildir. Bu cür xassəyə malik olan mühitlər *dispersiyasız mühitlər* adlanır.

Faza sürətinin (1.1c) ilə təyin olunan  $\mathfrak{V}_f = \omega/k$  ifadəsindən istifadə edərək,  $\omega = \mathfrak{V}_f \cdot k$  yazaq və (1.1b)-dən də istifadə edib qrup sürətini hesablayaq:

$$\vartheta_{qr} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk}(\vartheta_f \cdot k) = \vartheta_f. \quad (1.2)$$

Deməli, dispersiya olmadıqda faza sürəti  $\vartheta_f$  ilə qrup sürəti  $\vartheta_{qr}$  bir-birinə bərabərdir.

2. Mühit dispersiyaya malikdir, yəni faza sürəti  $\vartheta_f$  dalğa ədədi  $k$  -nin funksiyasıdır:  $\vartheta_f = \vartheta_f(k)$ . Bu halda da (1.1b)-dən istifadə edək:

$$\vartheta_{qr} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk}[\vartheta_f(k) \cdot k] = \vartheta_f + k \frac{d\vartheta_f}{dk}. \quad (1.3)$$

Burada  $d\vartheta_f/dk$  -ni aşağıdakı kimi çevirək:

$$\frac{d\vartheta_f}{dk} = \frac{d\vartheta_f}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{dk} = \frac{d\vartheta_f}{d\lambda} \cdot \frac{dk}{d\lambda} = \frac{d\vartheta_f}{d\lambda} \cdot \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) = -\frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{d\vartheta_f}{d\lambda}.$$

$\frac{d\vartheta_f}{dk}$  -nin bu sonuncu ifadəsini (1.3)-də nəzərə alaq:

$$\vartheta_{qr} = \vartheta_f - \lambda \frac{d\vartheta_f}{d\lambda}. \quad (1.4)$$

Faza və qrup sürəti arasında əlaqəni müəyyən edən (1.4) ifadəsi ilk dəfə Reley tərəfindən tapıldığı üçün çox zaman *Reley düsturu* adlanır.

## 1.2. Bütün mühitlər dispersiyalıdır

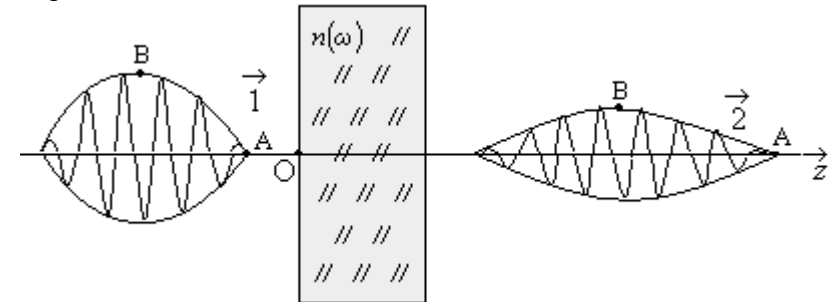
Təcrübələr göstərir ki, bütün mühitlər dispersiyalıdır və belə mühidə müxtəlif tezlikli dalğalar müxtəlif faza sürətləri ilə yayılır.  $\vartheta_f$  faza sürətinin  $k$  dalğa ədədinin funksiyası olması hadisəsi *dispersiya* adlanır. Dispersiya qanununu ya sındırma əmsalının tezlikdən asılılığı kimi  $n(\omega)$ , yaxud  $\vartheta_f(\omega) = \frac{c}{n(\omega)}$  funksiyası

şəklində, və ya (1.1c)-dən  $k(\omega) = \frac{\omega}{v_f(\omega)}$  dalğa ədədinin tezlikdən

asılılığı kimi göstərmək olar.

Burada, bir arqument kimi, dispersiya qanununda  $\omega$ -nın əvəzinə işığın mühitdəki dalğa uzunluğu -  $\lambda$ -nı götürmək olar və, bundan sonra, yazı işini asanlaşdırmaq məqsədi ilə, faza sürətinin işarəsini indeksiz, yəni  $v$  kimi yazacağıq.

Monoxromatik dalğa dispersiyalı mühitdə yayılan zaman heç bir xüsusi hadisə müşahidə olunmur və qiyməti mühitin sındırma əmsalının tezlikdən asılı olan qiyməti ilə təyin edilən faza sürəti ilə öz yoluna davam edir. Əgər dispersiyalı mühitdə *eyni zamanda* müxtəlif tezlikli *dalğa dəstəsi* yayılırsa, onda hər bir dalğa bu dəstənin bir spektral komponenti olacaq və, yayılma ölçülərindən (amplituda, tezlik və faza) asılı olaraq, ayrı-ayrı spektral komponentlər arasında faza sürüşmələri yaranacaqdır. Nəticədə yekun prosesin forması deformasiyaya uğramış – yaygınlaşmış, şəkil alacaqdır.



**Şəkil 2.** Dalğa paketinin dispersiyalı mühitdən keçən zaman yaygınlaşması.

Deməli, əgər dispersiyalı mühitin girişi müəyyən formalı impuls (dalğa paketi) ilə həyəcanlandırılıbsa, onda mühiti keçən impulsun forması əhəmiyyətli dərəcədə dəyişmiş olacaq və, ümumi halda, sək. 2-də göstəriləni kimi, dalğa paketinin yaygınlaşması müşahidə olunacaqdır.

Furye teoreminə əsasən, dispersiyalı mühitin girişini həyəcanlandıran  $\bar{I}$  dalğa paketini müxtəlif tezlikli monoxromatik

dalğaların *superpozisiyası* kimi təsəvvür etmək olar.<sup>1</sup> Mühitin çıxışında isə  $\bar{1}$  dalğa paketinə daxil olan müxtəlif spektral komponentlərin yenidən toplanaraq yeni bir  $\bar{2}$  dalğa paketini yaratdığı qəbul edilir. Tədqiqatçılar o qənaətə gəlmişlər ki,  $\bar{1}$  dalğa paketinin deformasiyaya uğrayaraq  $\bar{2}$  dalğa paketi formasına düşməsinə səbəb bu paketə daxil olan və mühiti keçən hər bir spektral komponentin digərləri ilə faza münasibətlərində olmasıdır.

Dispersiyalı mühiddə dalğa paketinin yayılma sürəti məsələsi mürəkkəbdir və bu məsələnin həlli birqiyəmətli deyil. Məsələn, dalğa paketinin ön cəbhəsinin hərəkətini izləmək olar (şək. 2, A nöqtəsi). Əslində isə Furiye teoreminə əsaslanan nəzəriyyədə *qrup sürəti* dedikdə dalğa qrupunun mərkəzinin və ya amplitudasının maksimum olduğu nöqtənin (B nöqtəsi) yerdəyişməsi nəzərdə tutulur.

İndi sadə hala – amplitudasına görə modullaşmış dalğanın yayılma prosesinə, baxaq<sup>2</sup>. Elektrik sahəsinin rəqslərini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$E(z,t) = A_0(1 + b \cos \Omega t) \cos \omega t; \quad \Omega \ll \omega; \quad b \ll 1. \quad (1.5)$$

<sup>1</sup> surerpozisiya prinsipi fizikanın bir çox bölmələrinin ümumi qanunudur və bu qanun sadə formada belə ifadə olunur: *bir neçə xarici qüvvələrin hissiciyə təsirlərinin nəticəsi o qüvvələrin hər birinin, ayrı-ayrılıqda, təsirlərinin cəmidir.*

<sup>2</sup> Periodik rəqslərin hər hansı bir parametrinin (məsələn, amplitud və ya tezliyin) rəqsin periodundan kifayət qədər böyük olan zaman fasiləsinə görə müəyyən qanun ilə dəyişməsi rəqslərin modullaşması adlanır. Məsələn, harmonik rəqslərin amplitud modullaşması zamanı rəqsin hərəkət tənliyi  $s = A_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$  modullaşdıqdan sonra  $s = A_0 [1 + b(t) \cos \Omega t] \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$  şəklinə düşür, harada ki,  $|b(t)| < 1$ . Əgər amplitud modullaşması  $b(t) = b_0 \cos \Omega t$  harmonik qanunla baş verirsə,  $b_0 = \text{const}$  və  $\Omega \ll \omega_0$ -dirsə,  $s = A_0 [1 + b_0 \cos \Omega t] \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ -dir. Rəqslərin belə modullaşması tezliyin xətti srektrinə malik olur, belə ki,  $\omega_0$ ,  $\omega_0 + \Omega$  və  $\omega_0 - \Omega$  dairəvi tezliklərinə və  $A_0$ ,  $A_0 b_0/2$  və  $A_0 b_0/2$  amplitudlu üç harmonik rəqsin cəmi kimi təsəvvür olunur:

$$A_0(1 + b_0 \cos \Omega t) \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = A_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{A_0 b_0}{2} \{ \sin[(\omega_0 + \Omega)t + \varphi_0] + \sin[(\omega_0 - \Omega)t + \varphi_0] \}.$$

Burada, sadəlik üçün, dispersiyalı mühitin girişində ( $z = 0$  olanda) başlanğıc faza sifira bərabər götürülmüşdür (şəkl.2-də  $O$  nöqtəsində). Bu prosesi  $\omega$ ,  $\omega \pm \Omega$  tezlikli üç kosinusoidal rəqsin superpozisiyası şəklində təsəvvür edək:

$$E(z, t) = A_0 \cos \omega t + \frac{bA_0}{2} \cos(\omega + \Omega)t + \frac{bA_0}{2} \cos(\omega - \Omega)t. \quad (1.6)$$

Məlumdur ki, mühidə hər bir spektral komponent öz faza sürəti ilə yayılacaq:

$$\vartheta = \frac{\omega}{k}; \quad \vartheta_1 = \frac{\omega + \Omega}{k_1}; \quad \vartheta_2 = \frac{\omega - \Omega}{k_2}. \quad (1.7)$$

Beləliklə,  $z > 0$  üçün yazmaq olar ki,

$$\begin{aligned} E(z, t) &= A_0 \cos(\omega t - kz) + \frac{bA_0}{2} \cos[(\omega + \Omega)t - k_1 z] + \\ &+ \frac{bA_0}{2} \cos[(\omega - \Omega)t - k_2 z] = \\ &= A_0 \cos(\omega t - kz) + bA_0 \cos\left(\Omega t - \frac{k_1 - k_2}{2} z\right) \cos\left(\omega t - \frac{k_1 + k_2}{2} z\right). \end{aligned} \quad (1.8)$$

İndi  $z$ -in aşağıdakı şərti ödəyən, kifayət qədər kiçik qiymət aldığı hala nəzər salaq<sup>3</sup>:

$$\left| k - \frac{k_1 + k_2}{2} \right| z \ll 2\pi. \quad (1.9)$$

Bu halda  $\omega$  yüksək tezlikli rəqsləri xarakterizə edən (1.8) tənliyində 1-ci və 2-ci toplananlar, praktiki olaraq, fazaca fərqlənmirlər və onları birləşdirmək olar. Onda

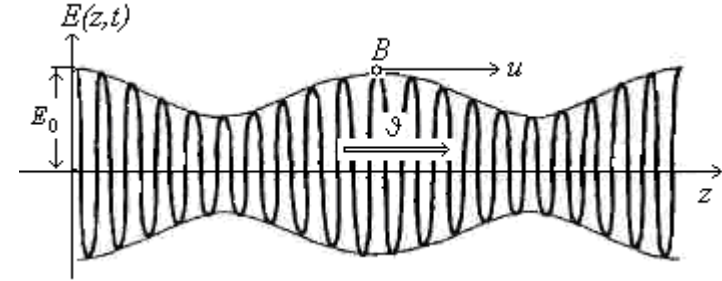
$$E(z, t) = A_0 \left[ 1 + b \cos\left(\Omega t - \frac{k_1 - k_2}{2} z\right) \right] \cos(\omega t - kz) \quad (1.10)$$

$E(z, t)$  funksiyasına amplitudaya görə modullaşmış və zaman və

<sup>3</sup> (1.9) şərti onu ifadə edir ki, dalğa öz formasını dəyişmədən yayılır, yəni (verilən halda) kosinusoidal qanun qzrə modullaşmış qalır. (1.9) şərti pozulduqda –  $z$ -in böyük qiymətləri üçün, dalğa təhrif olunur və qrup sürəti anlayışı öz mənasını itirir.

fəzaya görə yavaş dəyişən amplitudalı dalğa funksiyası kimi baxmaq olar. Burada  $A_0 \left[ 1 + b \cdot \cos \left( \Omega t - \frac{k_1 - k_2}{2} z \right) \right]$  həmin dalğanın amplitudası olacaq.

$E(z, t)$ -nin “ani şəkli” şəkl. 3-də verilmişdir. (1.10) tənliyindən görüldüyü kimi, modullaşan dalğa mühitdə  $\vartheta = \omega/k$  faza sürəti ilə yayılır.



Şəkil 3. Amplitudaya görə modullaşmış dalğa.

Modullaşmış dalğanın yayılma sürəti isə

$$u = \frac{\Omega}{\frac{k_1 - k_2}{2}} = \frac{2\Omega}{k_1 - k_2} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \rightarrow \frac{d\omega}{dk} \quad (1.11)$$

kimi olur. Bu da işıq dalğasının *qrup sürətidir*.

Adətən faza və qrup sürətləri arasındakı fərqi aydınlaşdırmaq üçün dispersiya əyrisini  $\omega(k)$  asılılığı şəklində göstərirlər. Amma bir çox hallarda asılı olmayan dəyişən (argument) rolunun  $\omega$  tezliyinə verilməsi daha məqsədəuyğun sayılır. Çünki dalğa bir mühitdən digərinə keçdikdə tezlik dəyişmir. Şəkl. 4-də  $\omega(k)$  asılılığı qrafikinə köməyi ilə  $\vartheta$  - faza və  $u$  - qrup sürətlərinin həndəsi mənasını izah edilmişdir. Şəkildən görünür ki:  $\vartheta = \frac{\omega}{k} = \operatorname{tg}\alpha$

və  $u = \frac{d\omega}{dk} = \operatorname{tg}\beta$ . Bu ifadələrdən istifadə edib faza və qrup sürətləri arasında da əlaqə yaratmaq olar:



$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\vartheta \cdot k)}{dk} = \vartheta + k \frac{d\vartheta}{dk} = \vartheta + \lambda \frac{d\vartheta}{d\lambda} \quad (1.12)$$

Bu münasibətə *Reley düsturu* deyilir. Burada iki hal ola bilər:

1)  $\frac{d\vartheta}{d\lambda} > 0$ ,  $u < \vartheta$  - bu hal

*normal dispersiya* adlanır.

2)  $\frac{d\vartheta}{d\lambda} < 0$ ,  $u > \vartheta$  - bu hal

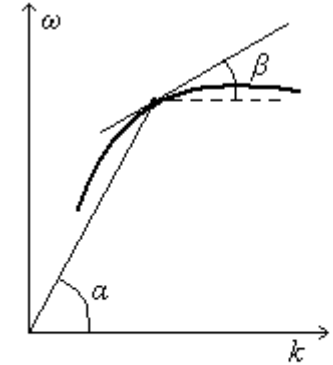
*anomal dispersiya* adlanır.

Bu deyilənlərə bərabər bir neçə vacib qeydləri də əlavə etmək lazım gəlir:

1. Təcrübi olaraq mühitdə işığın sürətini təyin etdikdə biz həmişə onun  $u$  - qrup sürətini ölçürük.

2. Nisbilik nəzəriyyəsinə uyğun olaraq qrup sürəti işığın vakuumdakı sürətindən çox ola bilməz ( $u \leq c$ ).

3. Nisbilik nəzəriyyəsi faza sürətlərinə qarşı heç bir məhdudiyət qoymur (hər iki hal ola bilər: ( $\vartheta > c$ ) və ( $\vartheta < c$ )).



**Şəkil 4.** Dalğanın faza və qrup sürətlərinin həndəsi mənasını əks etdirən dispersiya əyrisi.

### 1.3. Dalğa paketinin dispersiyalı mühitdə yayılması

İndi daha ümumi hala – ixtiyari formalı dalğa paketinin dispersiyalı mühitdə yayılmasına baxaq. Fərz edək ki, dalğa paketi müəyyən dar spektral intervalda  $\Delta\omega \ll \omega$  yerləşən  $\omega$  tezlikli monoxromatik dalğaların superpozisiyasından təşkil olunmuşdur. Bu hal üçün dalğa tənliyini yazaq:

$$E(z, t) = \int A(\omega) \exp\{-i[\omega t - k(\omega)z]\} d\omega, \quad (1.13)$$

harada ki,  $A(\omega)$  – spektral amplitudadır. Tezliyin  $\omega_0$  orta qiymətini və ona uyğun dalğa ədədini  $k_0 = \frac{\omega_0}{\mathfrak{g}_0}$  daxil edək.  $(\omega - \omega_0)$  fərqi də  $\Omega$  ilə işarə edək və (1.13) tənliyinə daxil olan  $[\omega t - k(\omega)z]$  ifadəsini yazaq:

$$[\omega t - k(\omega)z] = (\omega_0 + \Omega)t - k(\omega_0 + \Omega)z \approx (\omega_0 + \Omega)t - \left[ k_0 + \left( \frac{dk}{d\omega} \right) \Omega \right] z = \omega_0 t - k_0 z + \Omega \left[ t - \left( \frac{dk}{d\omega} \right) z \right].$$

Bu ifadəni yazanda iki və daha yüksək tərtibli kiçik hədlər nəzərə alınmamışdır.  $\Omega$ -ya görə xətti yaxınlaşmanın tətbiq olunma şərti aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right) (\Delta \omega)^2 z \ll \pi. \quad (1.14)$$

(1.14) şərti (1.9) şərtinə ekvivalentdir.  $z$ -in (1.14) şərtini ödəyən qiymətlərində dalğa paketi öz formasını saxlayır, yəni qrup sürəti anlayışının mənası olur. Işıq dalğasının elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun koordinat və zamandan asılılığını ifadə edən tənliyi yazaq:

$$E(z, t) = \left\{ \int_{-\Delta\omega/2}^{+\Delta\omega/2} A(\omega_0 + \Omega) \exp \left\{ -i\Omega \left[ t - \left( \frac{d\omega}{dk} \right) z \right] \right\} d\Omega \right\} \cdot \exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)] = C(t, z) \exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)] \quad (1.15)$$

(1.15)-də  $C(t, z)$  dalğa paketinin səthini əyən (boğan) funksiya kimi özünü göstərir. Onu aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$C(t, z) = C \left( t - \frac{1}{u} z \right),$$

harada ki,  $u = \frac{d\omega}{dk}$  - qrup sürəti, yəni dalğa paketinin hərəkət sürətidir.

Qeyd edildiyi kimi, (1.14) şərti pozulanda dalğa paketi də deformasiya etməyə başlayır və tədricən dağılır. Amma

dispersiyanın belə bir qanunu da var ki, istənilən başlanğıc formalı dalğa paketi zamana və fəzaya görə periodik olaraq, öz formasını bərpa edir. Bu hadisə xətti dispersiya qanununa malik olan mühitdə baş verir. Xətti dispersiya qanununun riyazi ifadəsini yazaq:

$$\vartheta = a + b\lambda \quad (1.16)$$

harada ki,  $\vartheta$  - faza sürəti,  $a$  və  $b$  isə müəyyən sabitlərdir. Göstərmək olar ki, belə mühitdə dalğa paketinin öz formasını bərpa etməsi  $\tau = 1/b$ -yə bərabər zaman intervalında baş verir.

Formanın bərpası  $z$  oxu üzərində bir-birindən  $\Delta z = u \cdot \tau$  məsafəsində yerləşən nöqtələr arasında həyata keçir ki, burada  $u = a$  qrup sürətidir. Qeyd edək ki, bu məsələnin müzakirə edilməsi tələbələr üçün çox faydalıdır.

Başqa bir maraqlı məsələ də eyni dalğa paketlərinin periodik ardıcılıqla yayılmasıdır. Furiye teoremindən çıxır ki, belə ardıcılığın spektri diskret olur, yəni spektral komponentlər tam bölünən tezliklərə malikdirlər:

$$\omega_n = n\Omega .$$

Spektrin belə sadə mənzərəsini təklənmiş bir dalğa paketinin spektri ilə müqayisə etdikdə o qənaətə gəlirik ki, müxtəlif spektral komponentlər arasındakı faza münasibətləri periodik olaraq bərpa oluna bilər. Təxmini olaraq demək olar ki, bu hadisə müxtəlif dispersiya qanunlarına tabe olan mühitlərdə də baş verir, yəni deformasiyadan sonra dalğa paketi yenidən öz formasını bərpa edir. Amma elə dispersiya qanunları da var ki, onlar təqribi yox, dəqiq həyata keçir.

Söz yox ki, müzakirə etdiyimiz bu məsələ ümumi fizika kursunun bu günkü sərhədlərindən xeyli kənara çıxır və praktiki olaraq tədris ədəbiyyatlarında işıqlandırılmır. Bu səbəbdən, güman edilir ki, müxtəlif dispersiya qanunlarının hökm sürdüyü mühitlərdə dalğa paketinin öz formasını bərpa etməsi xüsusiyyətinin ətraflı öyrənilməsi tələbə-fiziklərin müstəqil elmi-tədqiqat işi üçün yaxşı mövzu ola bilər. Ona görə bir çox fiziki məsələlərin həlli zamanı rast gəlinən müxtəlif fiziki təbiətli dalğaların yayılmasını tənzimləyən dispersiya qanunlarını yada salmaq:

1)  $\vartheta = a$  və ya  $\omega = ak$ , burada ki,  $a = \text{const}$ . Mühitin dispersiyası yoxdur (məsələn, havada səs dalğaları):  $u = \vartheta = a$ .

2)  $\vartheta = a + b\lambda$  və ya  $\omega = ak + d$  ( $a, b, d = \text{const}$ ) – dispersiyanın xətti qanunu:  $u = a$ .

3)  $\vartheta = a\sqrt{\lambda}$  və ya  $\omega = b\sqrt{k}$  – suyun səthində qravitasiya dalğaları:  $u = \vartheta/2$ .

4)  $\vartheta = a/\sqrt{\lambda}$  və ya  $\omega = bk^{3/2}$  – kapilyar dalğalar:  $u = 3\vartheta/2$ .

5)  $\vartheta = a/\sqrt{\lambda}$  və ya  $\omega = bk^2$  – simin eninə rəqsi:  $u = 2\vartheta$ .

6)  $\vartheta = \sqrt{c^2 + b^2\lambda}$  və ya  $\omega = c\sqrt{k^2 + a^2}$ : burada  $c$  – işığın vakuumda sürəti,  $a$  və  $b$  – müəyyən sabitlərdir. Dispersiyanın bu qanunu elektromaqnit dalğasının plazmada (ionosferada, ulduzlar arası mühidə) yayılmasını tənzimləyir. Elektromaqnit dalğasının plazmada yayılmasının bu dispersiya qanunu ilə tənzimlənməsinə gətirilməsinin fiziki səbəbi dalğanın elektrik sahəsinin təsiri altında sərbəst elektronların rəqsi hərəkətləridir. Optika məsələlərinin həlli

zamanı, elektromaqnit dalğalarının plazmada dispersiya qanunu mühitin sındırma əmsalının tezlikdən asılılığı kimi yazılır:  $n = n(\omega)$ . Həmin asılılıq isə bu şəkildədir:

$$n = \sqrt{1 + (4\pi Ne^2)/(m\omega^2)} = \sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2}. \quad (1.17)$$

Burada  $N$  – sərbəst elektronların konsentrasiyası,  $e$  və  $m$  – elektronun yükü və onun kütləsidir.  $\omega_p = \left[ \frac{4\pi Ne^2}{m} \right]^{\frac{1}{2}}$  kəmiyyətini *plazma tezliyi* adlandırmaq qəbul edilmişdir. Plazma üçün faza və qrup sürətləri arasında əlaqə sadə münasibətlərlə ifadə olunur:

$$u \cdot \vartheta = c^2. \quad (1.18)$$

(1.18) ifadəsindən görünür ki, məlum şərt daxilində, yəni  $u < c$  olanda,  $\vartheta > c$  olur. (1.17) tənliyindən də görünür ki,  $\omega > \omega_p$

olanda  $n < 1$  olur ki, bu da adi haldır.  $\omega < \omega_p$  olanda isə sındırma əmsalı xəyali ədədə çevrilir, yəni belə mühitdə elektromaqnit dalğaları yayıla bilməz.

Qeyd edək ki, (1.17) düsturu rentgen şüalarının metalda yayıldığı zaman oradakı sərbəst elektron qazı üçün də tətbiq oluna bilər.

#### 1.4. Sərbəst həll etmək üçün məsələlər

1. Tezliyi  $\nu = 10 \text{ MHz}$  olan radiodalğaları üçün ionosferanın sındırma əmsalı  $n = 0,90$ -dır. İonosferada elektronların  $N$  - konsentrasiyası, bu radiodalğaların  $\mathfrak{D}$  - faza sürətini və  $u$  - qrup sürətini tapın.

$$\text{Cavab: } N = \frac{(1 - n^2)m_e\omega^2}{4\pi e^2} \approx 2,4 \cdot 10^5 \text{ sm}^{-3},$$

$$\mathfrak{D} = c/n \approx 3,3 \cdot 10^{10} \text{ sm / san},$$

$$u = c^2 / \mathfrak{D} = c \cdot n \approx 2,7 \cdot 10^{10} \text{ sm / san}.$$

2. CP 1919+21 pulsarının  $\nu_1 = 80 \text{ MHz}$  tezlikli impuls şüalanması Yerə,  $\nu_2 = 2000 \text{ MHz}$  tezlikli uyğun impuls şüalanmasından  $\Delta t = 7 \text{ san}$  gec çatır. Ulduzlar arası fəzadakı elektronların orta konsentrasiyasının  $N \approx 0,05 \text{ sm}^{-3}$  olduğunu bilərək Yerdən pulsara qədər olan  $L$  məsafəsini hesablayın.

$$\text{Cavab: } L = \frac{2\pi m_e c \Delta t}{Ne^2} \cdot \left[ \frac{\nu_1^2 \cdot \nu_2^2}{\nu_2^2 - \nu_1^2} \right] \approx 7 \cdot 10^{20} \text{ sm} \approx 700 \text{ işıq ili}$$

3. Əgər minimal enerjisi  $W = 5 \text{ eV}$  olan ultrabənövşəyi şüa üçün gümüş təbəqə şəffafdırsa, Ag atomundakı sərbəst elektronların sayını təyin edin. Gümüşün nisbi atom kütləsi  $A = 108$ , sıxlığı  $\rho = 10,5 \text{ q/sm}^3$ -dir.

Cavab: Təqribən, hər 5 gümüş atomuna 1 sərbəst elektron düşür.

## 2. DISPERSİYA HADİSƏLƏRİNƏ HƏSR OLUNMUŞ NƏZƏRİYYƏLƏR

### 2.1. Sındırma əmsalı

*İşığın dispersiyası* dedikdə, maddənin  $n$  - sındırma əmsalının işığın  $\lambda$  - dalğasının uzunluğundan (yaxud  $v$  - tezliyindən) asılılığı nəzərdə tutulur. Dispersiya hadisəsi nəticəsində prizmadan keçən ağ işıq dəstəsi spektrə ayrılır, yəni dalğa uzunluğu müxtəlif olan müxtəlif rəngli işıq iki şəffaf mühit sərhədində müxtəlif miqdarda sınırlanır. Daha aydın olsun deyə, verilən iki mühitin sərhədində sınıma hadisəsinə baxaq. İşığın sınıma hadisəsi dedikdə, sındırma əmsalı  $n$ -nin mütləq qiymətinin dalğa uzunluğu  $\lambda$ -dan asılılığı, və yaxud verilən hər bir mühit üçün sındırma əmsalı  $n$ -nin, dalğa uzunluğu  $\lambda$  -nin müəyyən funksiyası olması başa düşülür:

$$n = f(\lambda). \quad (2.1)$$

Mühitin  $n$  sındırma əmsalının işığın  $\lambda$  dalğa uzunluğundan asılı olaraq hansı sürətlə dəyişməsinə göstərən kəmiyyətə *ışığın dispersiyası* deyilir. Əgər mühitin sındırma əmsalının  $n_1$  və  $n_2$  qiymətləri dalğa uzunluğunun iki  $\lambda_1$  və  $\lambda_2$  qiymətlərinə uyğun gəlirsə,  $\lambda_1$ -dən  $\lambda_2$ -yə qədər olan hissədə baş verən orta dispersiya hadisəsi -  $\bar{\delta}$ , aşağıdakı münasibətlə göstərilə bilər:

$$\bar{\delta} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda}. \quad (2.2)$$

Burada  $\Delta n = n_2 - n_1$  və  $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ -dir. Dalğa uzunluqları fərqlinin sonsuz kiçik qiymətlərində limitə keçərək, verilən  $\lambda$  dalğa uzunluğu yaxınlığında maddənin dispersiyasının qiymətini -  $\delta$ -ni alırıq. Bu halda (2.2) münasibəti  $n$  sındırma əmsalının  $\lambda$  dalğa uzunluğuna görə törəməsi ilə əvəz olunur:

$$\delta = \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.2a)$$

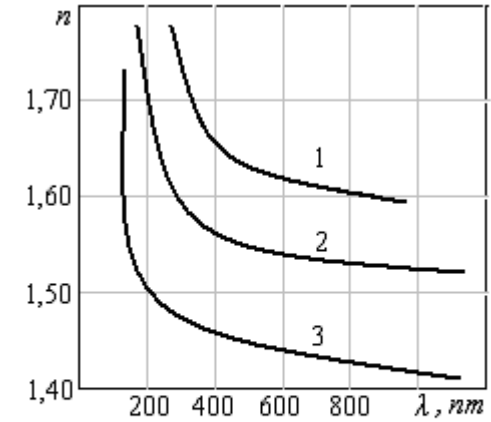
*Şəffaf* maddələrin hamısı üçün  $n$  sındırma əmsalı  $\lambda$  dalğa uzunluğunun azalması ( $v$  tezliyinin artması) ilə bir tonda artır. Bu da şəffaf maddələrdə bənövşəyi şüaların yaşıldan, yaşılın isə

qırmızıdan çox sınması kimi məlum fakta uyğundur. 5-ci şəkildə şüşə (yüngül flint), kvars və flüorit üçün  $n$ -nin  $\lambda$ -dan asılılığı göstərilmişdir.

Göründüyü kimi,  $n$  - sındırma əmsalı, xüsusən qısa dalğalı hissədə, dalğa uzunluğunun azalması ilə daha sürətlə artır. Bu gedişatı (2.2a) bərabərliyinə görə araşdırsaq, görürük ki, bütün bu maddələrin dispersiyası ədədi qiymətcə dalğa uzunluğunun azalması ilə artır.

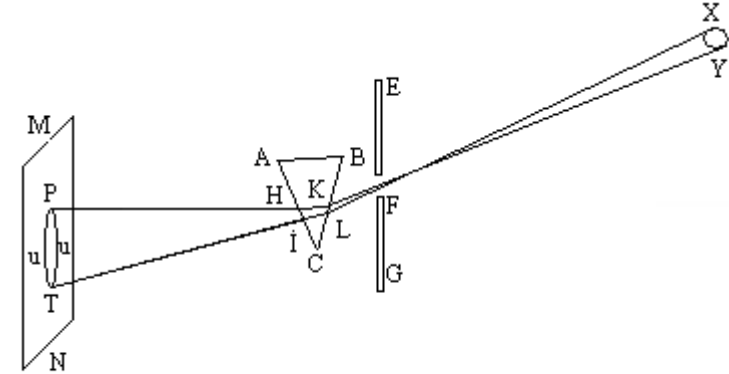
Müxtəlif rəngli şüaların müxtəlif miqdarda sınması mürəkkəb işığı onun monoxromatik hissələrinə ayırmağa imkan verir. Belə təcrübəni birinci dəfə 1672-ci ildə İ.Nyuton aparmışdır. Onun "Optika" kitabından götürülmüş olan təcrübəsinin sxemi şək. 6-da göstərilmişdir.

Günəş şüaları  $EG$  pəncərə taxtasının dairəvi və kiçik  $F$  deşiyindən keçir. Sonra şüa  $ABC$  şüşə prizmasında sınaraq  $MN$  ağ kağızına düşür. Bu zaman  $F$  deşiyindən dairəvi xəyalı uzanaraq  $TP$  rəngli zolağını əmələ gətirir. Zolağın  $T$  - qırmızı ucu prizmada az sınan  $FLIT$  şüasına,  $P$  - bənövşəyi ucu isə daha çox sınan  $FKHP$  şüasına uyğundur. Nyuton  $TP$  rəngli zolağı *spektr* adlandırmışdı. Günəşin bir rəngdən başqasına fasiləsiz keçən bütöv spektri, müasir nöqtəyi-nəzərdən bu spektrdə müxtəlif dalğa uzunluğuna məxsus olan hər növ rəqslərin olmasını göstərir. (Həqiqətdə isə günəşin spektrində onun xarici təbəqəsində işığın udulmasından əmələ gələn nazik qara xətlər vardır. Lakin Nüton təcrübəsində o xətlər görünmürdü.)



**Şəkil 5.** Sındırma əmsalının dalğa asılılığı: 1 - şüşə, 2 - kvars, 3 - flüorit üçün.

Bəzi süni mənbələrdən istifadə edildikdə (metal duzları ilə rənglənən alov, elektrik boşalması zamanı işıq verən qazlar və s.) *xətti spektr* alınır ki, bu spektr qara fasilələrlə ayrılan işıqlı zolaqlardan (“xətlərdən”) ibarət olur. Buradan görünür ki, həmin mənbələrin işığı müəyyən dalğa uzunluğuna malik olan elektromaqnit dalğalarından ibarətdir.



**Şəkil 6.** Prizma vasitəsi ilə spektr almaq üçün Nüton təcrübəsinin sxemi.

$n$  - sındırma əmsalının  $\lambda$  - dalğa uzunluğundan asılılığını göstərən (2.1) funksiyasının analitik ifadəsi Koşi tərəfindən (2.3) şəkildə verilmişdir.

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots \quad (2.3)$$

Burada  $A$ ,  $B$ ,  $C$  - hər bir maddə üçün təcrübə ilə müəyyən edilən sabitlərdir. Dalğa uzunluqları fərqi çox da böyük olmayan hal üçün (2.3) düsturunun birinci və ikinci həddi ilə kifayətlənmək olur:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (2.3a)$$

Bu halda maddənin dispersiyası

$$\delta = \frac{dn}{d\lambda} = -2 \frac{B}{\lambda^3}$$

şəkildə ifadə olunur.

İşığın yayılmasına mühitin təsiri, həmin mühitin tərkibindəki



atom və molekullarla işıq dalğası ilə qarşılıqlı təsirdə olması ilə əlaqədardır. Bu qarşılıqlı təsir işığın  $\vartheta$  - sürətinin dəyişməsinə səbəb olur və  $n = c/\vartheta$  sındırma əmsalının da qiymətini müəyyən edir ki, burada  $c$  – işığın vakuumda sürətidir. Deməli, mühiti təşkil edən atom və molekulların tərkibinə daxil olan yüklü zərrəciklər (elektronlar və müsbət nüvə) ilə işıq dalğasının qarşılıqlı təsirinə baxılarsa, dispersiyanın əsas nəzəriyyəsi alın bilər. Bu halda atom və molekullarda müsbət yüklü zərrəciklərin – nüvələrin, öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında kvazielastik qüvvələrlə saxlandığı fərz edilir. Məlumdur ki, hər bir atom və molekul müəyyən bir xüsusi rəqs tezliyinə malikdir. Düşən işıq dalğasının  $\omega$  tezlikli dəyişən elektrik sahəsinin təsiri ilə atom və molekullardakı yüklü zərrəciklər məcburi rəqs edir. Belə məcburi rəqs hərəkətinin tezliyi işıq dalğasının  $\omega$  - tezliyinə uyğun olur. Bu – düşən işıq dalğasına, *ilkin işıq dalğası* deyəcəyik.

Elektromaqnit təbiətli ilkin işıq dalğası maddənin birinci atom və ya molekulyar təbəqəsində  $c$  sürəti ilə yayılaraq və təbəqəni təşkil edən zərrəcikləri həyəcanlandıraraq onları məcburi rəqs etdirir. Rəqs edən yüklü zərrəcik də öz ətrafında elektromaqnit dalğası yaradaraq ilkin işıq dalğasından aldığı enerjini ətrafa şüalandırır və həyəcanlanmış haldan stasionar hala qaydır. Buna görə də hər bir zərrəciyin ətrafında ikinci dalğalar əmələ gəlir.

## 2.2. İkinci dalğa

İkinci dalğaların amplitudaları və fazaları zərrəciklərin məcburi rəqslərinin amplitudaları və fazaları ilə təyin edilir. Zərrəciklərin məcburi rəqslərinin amplitudaları və fazaları da düşən ilkin dalğanın  $\omega$  tezliyi ilə zərrəciklərin  $\omega_0$  məxsusi rəqs tezliyi arasında münasibətdən asılıdır. Belə ki, tezliyi  $\omega$  olan məcbureddici periodik qüvvə, amplitudası  $A$  olan məcburi rəqs əmələ gətirir. Bu rəqsin  $A$  amplitudası və  $\alpha$  fazası aşağıdakı ifadələrlə təyin edilir:

$$A = \frac{h}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad \text{tg } \alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.4)$$

(2.4) ifadələrində  $h$  – sabit kəmiyyət olub, heyəcanlandırıcı qüvvənin amplitudasının məcburi rəqs edən zərrəciyin kütləsinə olan nisbətində bərabərdir;  $\beta$  - sistemin rəqsinin sönməsini xarakterizə edən əmsaldır.

$\beta$  əmsalının qiyməti kiçik olduqda, tezliyi yalnız zərrəciyin  $\omega_0$  məxsusi rəqs tezliyinə yaxın olan məcbureddici qüvvənin  $\omega$  rəqs tezliyində sönmənin rolu hiss ediləcək qədərdir. Ona görə də zəif sönmədə məcbureddici qüvvənin  $\omega_0$ -a çox yaxın olmayan bütün  $\omega$  tezlikləri üçün təxmini olaraq:

$$A = \frac{h}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.4a)$$

yazmaq olar.

Deyildiyi və (2.4) düsturundan göründüyü kimi, məcburi rəqsin amplitudası və fazası,  $\omega_0$  ilə  $\omega$  tezlikləri arasındakı münasibətdən asılıdır və həmin asılılıq özünü aşağıdakı kimi müşahidə olunur:

$\omega \approx \omega_0$  - rezonans yaxınlığında məcburi rəqsin  $A$  amplitudası böyük qiymət alır;

$\omega \ll \omega_0$  olanda məcburi rəqsin  $A$  amplitudası xeyli kiçik olub,  $\omega$ -nın azalması ilə sıfıra bərabər olmayan sabit bir limit qiymətinə yaxınlaşır;

$\omega \gg \omega_0$  olanda məcburi rəqsin  $A$  amplitudası məcbureddici qüvvənin  $\omega$  tezliyinin artması ilə sıfıra qədər azalır;

$\omega$ -nın sıfırdan başlayaraq,  $\omega_0$ -dan böyük olan tezliyə qədər dəyişməsi ilə məcburi rəqsin  $\alpha$  fazası sıfırdan  $\pi$ -yə qədər dəyişir. Rezonans yaxınlığında (sönmə kiçik olanda) faza  $-\pi/2$ -yə yaxındır.

Düşən elektromaqnit dalğasının  $\omega$  tezliyinin qiyməti mühitin atom və molekullarının  $\omega_0$  məxsusi tezliyinin qiymətinə yaxın olduqda, işığın maddədəki sürəti onun boşluqdakı sürətindən çox fərqlənir. Bu səbəbdən sındırma əmsalı da bu tezliklərdə vahiddən xeyli fərqlənir:  $\omega < \omega_0$  olanda o fərq “anomal” böyük,  $\omega > \omega_0$  olanda isə “anomal” kiçik olur. Bundan başqa  $\omega$  qiyməti  $\omega_0$ -a yaxın olanda, məcburi rəqsin amplitudasının böyük olması

nəticəsində udulma da çox olur.

Tezliyi atomların məxsusi rəqslərinin tezliyindən xeyli böyük olan *yüksək tezlikli elektromaqnit dalğaları* üçün ikinci dalğanın amplitudası sıfıra yaxındır. Belə dalğalar maddədən işığın boşluqdakı sürətinə yaxın olan sürətlə keçir və o dalğalar üçün maddənin sındırma əmsalının qiyməti vahidə yaxındır.

İkinci dalğalar birincilərlə toplanaraq amplitudası və fazası birinci dalğanın amplituda və fazasından fərqli olan əvəzləyici dalğa əmələ gətirir. Bu, mühiti təşkil edən maddənin içərisində dalğanın boşluqda yayıldığı sürətdən fərqli olan bir faza sürəti ilə yayılmasına gətirib çıxarır.

Müəyyən  $\omega_0$ , məxsusi rəqs tezliklərinə malik atom və molekulardan ibarət olan maddə özündən keçən işığın spektrində nazik udma sahələri (“xətlər”) verir. Udma xətlərindən uzaqda sındırma əmsalı sabit olur. Hər bir xəttin yaxınlığında - maddə ilə işığın qarşılıqlı təsiri böyük olan yerdə, sındırma əmsalı tezlikdən asılı olaraq sürətlə dəyişir və vahiddən fərqlənir.

### 2.3. Dispersiyanın formal nəzəriyyəsi

Dispersiyası hadisəsi olmasaydı, bəlkə də, işığın bütün digər xassələrini korpuskulyar nəzəriyyə ilə izah etmək olardı. Lakin dispersiyası hadisəsi işıq nəzəriyyəsi üçün elə bir problemə çevrilmişdi ki, bu problemin həll edilməsi dalğa nəzəriyyəsinin tətbiqini tələb edirdi. O zamanki, təsəvvürə görə dalğanın yayılması üçün daşıyıcı mühit olmalı idi. Maksvell işıq nəzəriyyəsinə “elektromaqnit efiri”, Lorents isə “hərəkət etməyən efir” modellərini daxil etdilər. Lakin hər iki fiziki modelin zəif cəhətləri var idi və bunlar işıq hadisələrini tam izah edə bilmədilər.

Vəziyyəti Plankın formal nəzəriyyəsi - işığın dualizmi əsasında təklif etdiyi model “xilas etdi”. O, təklif etdi ki, işığın xassələrinin bir hissəsini dalğa nəzəriyyəsinə, bir hissəsi də korpuskulyarlığa tabe olan foton ilə izah etsinlər. Plankın daxil etdiyi, enerjisi elektronun enerjisinə bərabər olan, lakin kütləsi olmayan – foton, süni dualizm yaratmaq demək idi.

İşıq hadisələrini izah etmək üçün Plankın təklif etdiyi bu model həm riyazi, həm də praktik çəhətdən özünü doğrultdu və dispersiya nəzəriyyəsi,  $n$  sındırma əmsalı ilə  $\varepsilon$  dielektrik sabiti arasındakı əlaqəyə əsasən, daha formal bir şəkildə qurula bildi. Belə ki, foton modeli əsasında qurulmuş işığın elektromaqnit nəzəriyyəsinə əsasən sındırma əmsalı

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}$$

bərabərliyi ilə təyin edilir. Bütün şəffaf dielektriklər üçün  $\mu$  - maqnit nüfuzluğu, təcrübi olaraq, vahidə bərabərdir. Ona görə

$$n^2 = \varepsilon$$

alırıq.

Məlum olduğu kimi, statik və yavaş dəyişən elektrik hadisələrində  $\varepsilon$  - dielektrik sabitinin malik olduğu qiymətlər burada tətbiq oluna bilməz. Biz elektrik bəhsindən bilirik ki, maddənin dielektrik xassəsinə səbəb, onun polyarlaşmasıdır. Bu da atom və molekullar daxilində yüklü zərrəciklərin öz tarazlıq vəziyyətindən yerdəyişməsi nəticəsində əmələ gəlir. İşıq dalğalarında olduğu kimi, tezdəyişən elektrik sahələri üçün bu yerdəyişmələr (2.4) və ya (2.4a) şəklində olan hədlərlə ifadə edilir. Ona görə də daha ətraflı araşdırmalardan alınır ki, sındırma əmsalının kvadratı ( $n^2$ ) aşağıdakı dispersiya düsturu ilə ifadə edilir:

$$n^2 = 1 + \frac{a_1}{\omega_{01}^2 - \omega^2} + \frac{a_2}{\omega_{02}^2 - \omega^2} + \dots, \quad (2.5)$$

burada  $\omega_{01}, \omega_{02}, \dots$  atom və ya molekulların məxsusi rəqs tezlikləri,  $a_1, a_2, \dots$  isə müəyyən sabitlərdir.  $\lambda$  dalğa uzunluğu ilə  $\omega$  dövrü tezlik arasındakı asılılıq  $\lambda = 2\pi c / \omega$  münasibəti ilə ifadə olunduğundan (2.5) düsturunu

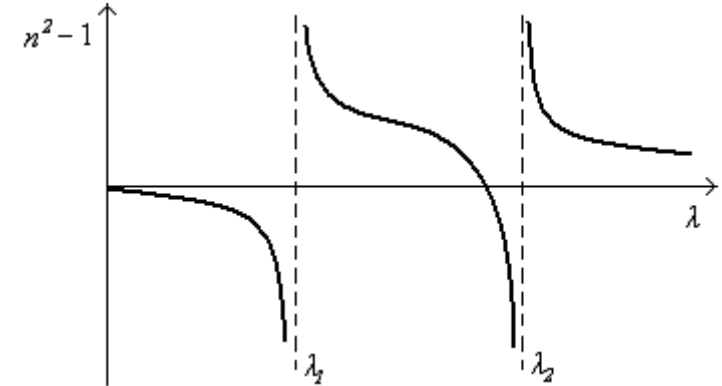
$$n^2 = 1 + \frac{b_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots \quad (2.5a)$$

şəklində yazmaq olar. Burada  $b_1, b_2, \dots$  - yeni sabitlər,  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  - dəqiq rezonansa uyğun olan dalğa uzunluqlarıdır.

(2.5a) ifadəsi  $n$  - sındırma əmsalının udma xətləri arasındakı intervalda dəyişməsinin gedişini göstərir. Əgər (2.5a)-də 1-dən

sonra əvvəlki iki hədd ilə kifayətlənsək (iki məxsusi tezliyi olan maddə) o halda  $(n^2-1)$ -in  $\lambda$ -dan asılılığı, şək. 7-də göstərilirdi kimi olar. Burada qırıq xətlər maddənin  $\lambda_1$  və  $\lambda_2$  dalğa uzunluğuna məxsus olan udma xətlərinin vəziyyətini göstərir. Udma xətləri ətrafında dispersiya əyrisinin dikliyi daha çoxdur. Hər bir udma xətti yanında qısa dalğa tərəfdə ( $\lambda < \lambda_1$ ) sındırma əmsalı kiçik, uzun dalğa tərəfdə isə ( $\lambda > \lambda_1$ ) - çox böyük qiymət alır.

(2.5a) düsturuna görə  $\lambda_i$ -lərdən birinə çox yaxın və ondan kiçik olan dalğa uzunluğu üçün  $n^2$  mənfi qiymət alır ki, bu da  $n$  üçün xəyalı ədəd deməkdir. Bu ziddiyyətlin səbəbi sönmə əmsalı  $\beta$ -nin nəzərə alınmamasıdır. Ona görə də, (2.5a) ifadəsini yalnız  $\beta$ -nin çox kiçik olduğu yerlərdə tətbiq etmək olar. Udma xətlərindən uzaqda  $n$  - sındırma əmsalının qiyməti sabit kəmiyyətə yaxınlaşır.



**Şəkil 7.** İki  $\lambda_1$  və  $\lambda_2$  udma xətti yaxınlığında  $n$  sındırma əmsalının  $\lambda$  dalğa uzunluğundan asılılığı.

Dispersiyanın ümumi gedişini əks etdirən şək. 7-də “anomal” dispersiya adlanan hadisə udma xətləri yanında xarakterik əyilmə ilə göstərilmişdir. Həqiqətdə isə bu gedişdə heç bir “anomal”lıq yoxdur.

Əksinə, bu hadisənin fiziki mahiyyətinə cavab verən tipik bir gedişdir. İki udma xətti arasında, sındırma əmsalının bir tonda dəyişdiyi sahə şəffaf maddələrin dispersiyasının xarakterini verir

(şək. 7) və *normal dispersiya* adlanır.

Elektrik bəhsindən bilirik ki, bircinsli dielektrikdə  $\vec{D}$  induksiya vektoru

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.6)$$

ifadəsi ilə hesablanır. Burada  $\vec{E}$  - xarici elektrik sahəsinin intensivlik vektoru,  $\vec{P}$  - dielektrikin polyarlaşma vektorudur.  $\vec{P}$  vahid həcmdəki zərrəciklərin elektrik momentlərinin cəminə bərabərdir. Dielektrikdə  $i$  növ yüklənmiş zərrəcik olduğunu fərz edərək yazıla bilər ki:

$$\vec{P} = \sum_i n_{oi} e_i \vec{r}_i. \quad (2.7)$$

Burada  $e_i$  - verilən növdən olan zərrəciyin elektrik yükü,  $\vec{r}_i$  - zərrəciyin yüklərinin tarazlıq vəziyyətindən yerdəyişməsi və  $n_o$  vahid həcmdə  $i$ -ci növdən olan zərrəciklərin sayıdır.

Tezliyi  $\omega$  olan işıq dalğasında  $\vec{E}$  elektrik vektoru  $E = E_0 \sin \omega t$  qanunu üzrə rəqs edir.  $e_i$  yükünə təsir edən məcbureddici qüvvə  $e_i \vec{E}$  -yə bərabərdir, yəni zərrəciyin elektrik yükü bu qüvvənin təsiri ilə məcburi rəqslər edir.  $\omega \ll \omega_{oi}$  şərti ödəndikdə məcbureddici qüvvə ilə məcburi rəqslər arasında faza fərqi sifra yaxındır, ona görə də təxminən:  $r_i = A_i \sin \omega_i t$  yazmaq olar. Sönmə kiçik olanda, məcburi rəqsin  $A_i$  amplitudası (2.4a) düsturuna uyğun olaraq belə yazıla bilər:

$$A_i = \frac{h_i}{\omega_{oi}^2 - \omega^2}.$$

Əgər  $e_i E_0$  hasilinə həyəcanlaşdırıcı qüvvənin ən böyük – amplituda, qiyməti kimi baxsaq, mühitin müqaviməti nəzərə alınmaqla, məcburi rəqslər mövzusunə əsasən,  $h_i$  - kəmiyyətinə  $e_i E_0 / m_i$  -ə bərabər olan sabit kəmiyyət kimi baxıla bilər. Burada  $m_i$  – rəqs edən yüklü zərrəciyin kütləsidir. Beləliklə

$$r_i = \frac{\frac{e_i}{m_i} E_0 \sin \omega t}{\omega_{oi}^2 - \omega^2} = \frac{\frac{e_i}{m_i} E}{\omega_{oi}^2 - \omega^2}.$$

$r_i$ -in bu qiymətini (2.7) ifadəsində yerinə qoyaraq, polyarizə vektorunun qiyməti üçün

$$P = \sum_i \frac{n_{oi} \frac{e_i^2}{m_i} E}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}$$

ifadəsini alırıq.  $P$ -nin bu ifadəsini (2.6)-da nəzərə alıb yazmaq olar:

$$\varepsilon E = E + 4\pi \sum_i \frac{n_{oi} \frac{e_i^2}{m_i} E}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}.$$

Buradan da,  $n^2 = \varepsilon$  bərabərliyindən istifadə edərək,  $n^2$  üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$n^2 = 1 + \sum_i \frac{4\pi n_{oi} \frac{e_i^2}{m_i}}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}. \quad (2.5b)$$

(2.5b) düsturunu (2.5) düsturu ilə müqayisə edib,  $a_i$  sabiti üçün

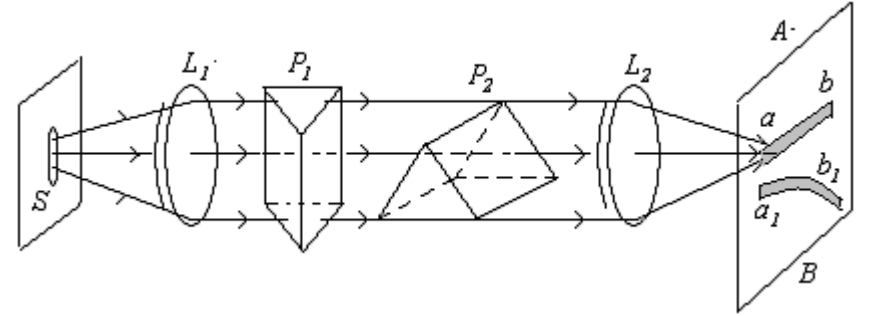
$$a_i = 4\pi n_{oi} \frac{e_i^2}{m_i}$$

alırıq.

(2.5b) düsturu  $\omega \ll \omega_{0i}$  olması şərti ilə çıxarılmışdır. Lakin alınan düstur  $\omega_{0i}$ -a çox yaxın olmayan digər tezliklər üçün də ödənilir.

## 2.4. Nyuton təcrübəsi

Dispersiyanın müşahidəsinə dair ilk təcrübə olan prizmada işığın sınması hadisəsi üzərində Nyuton təcrübələri haqqında danışmışdıq. Nyuton prizma vasitəsilə dispersiyanı müşahidə etmək üçün bir sıra metodlar, o cümlədən dispersiyanın gedişini çox əyani meydana çıxaran *çarpazlanmış prizma* metodunu işləmişdir. Çarpazlanmış prizma metodunun sxemi şəkl. 8-də verilmişdir.



**Şəkil 8.** Çarpazlaşmış prizma metodu.

Ağ işıq şüası şaquli  $S$  yarığından və, sındırıcı tilləri qarşılıqlı perpendikulyar olan, iki  $P_1$  və  $P_2$  prizmalarından keçir.  $L_1$  və  $L_2$  linzaları vasitəsilə işıq  $AB$  ekranında toplanır. Sındırıcı tili şaquli yerləşən təkcə bir  $P_1$  prizması olanda,  $AB$  ekranında qırıq xətlərlə göstərilən  $ab$  zolağı şəklində, üfqi yerləşən, bütöv spektr alınardı. İkinci  $P_2$  - prizması olanda, sındırma əmsalı çox olduqca, hər bir şüa daha çox aşağıya doğru meyl edir. Bu səbəbdən də bütün  $ab$  spektri aşağıya doğru sürüşmüş olur və  $a_1b_1$  vəziyyətini alır.

Spektrin qırmızı  $a_1$  ucu aşağıya hamısından az, bənövşəyi  $b_1$  ucu isə hamısından çox yer dəyişmiş olur. Beləliklə, spektrin qalan yerləri də spektrdə bu yerlərə uyğun olan dalğa uzunluğu üçün sındırma əmsalı böyük olduqca daha çox yer dəyişir. Bütün  $a_1b_1$  zolağı əyilir və ekranda dispersiyanın gedişini -  $n(\lambda)$  asılılığı, əyani olaraq görünür.

Spektrin görünən hissəsində şüşə, kvars, flüorit və bir sıra başqa maddələrin dispersiyası, əsas etibarilə ultrabənövşəyi hissədə, güclü udma zolaqlarının ikinci hissəsi isə daha uzaq infraqırmızı hissədə yerləşdiyinə görə görünən oblastda dalğa uzunluğunun dəyişməsi sındırma əmsalına daha az təsir göstərir. Həmin oblastda bu maddələr üçün  $n^2$ -in  $\lambda$ -dan asılılığını (2.5a) dispersiya düsturunun bir həddi ilə təxmini göstərmək olar:

$$n^2 \cong 1 + \frac{b}{1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}}$$



Bu düsturun sağ tərəfini sıraya ayıraraq alarıq:

$$n^2 \cong 1 + b \left[ 1 + \left( \frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^2 + \left( \frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^4 + \dots \right].$$

Axırıncı ifadə,  $\frac{\lambda_1}{\lambda} \ll 1$  olması şərtilə,  $n$ -nin təqribi qiymətini verir:

$$n \cong A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (2.8)$$

Burada  $A$ ,  $B$ ,  $C$  – bəzi sabitlərdir. (2.8) düsturu əvvəlki (2.3) düsturu ilə düz gəlir. Beləliklə, dispersiyanın təqribi düsturunun şəffaf maddələrə tətbiq edilə bilməsi nəzəri olaraq sübut edilmiş olur.

Nyutonun bu məşhur təcrübəsi fizikləri işığın dispersiyası ilə bağlı belə bir əsas faktor ilə tanış etdi ki, *sındırma əmsalı şüanın rəngindən asılıdır*. Dalğa optikasının sonrakı nailiyyətləri işığın rəngliliyinə yeni səciyyəvi ədədi xüsusiyyət – *dalğa uzunluğunu*, gətirdi və işığın sındırma əmsalı şüanın rəngindən asılı olması barədəki Nyutonun kəşfi dalğa nəzəriyyəsi dilində “*sındırma əmsalı dalğa uzunluğunun funksiyasıdır*” kimi ifadə olundu:

$$n = f(\lambda).$$

Nyuton bu qanunun keyfiyyətcə ifadəsini tapmışdı: *sındırma əmsalı spektrin qırmızı ucundan bənövşəyi ucunadək artır*. Başqa sözlə, Nyutonun ifadəsi o anlama gəlir ki, *sındırma əmsalı spektrin dalğa uzunluğunun azalması ilə artır*. Bu cür dispersiya sonralar “normal dispersiya” adını aldı.

D.S.Rojdestvenski öz “Natrium buxarında anomal dispersiya” adlı klassik əsərində yazırdı ki, 1870-ci ilədək elmi təcrübə apararı mütəxəssislər yalnız şəffaf mühitlərdə normal dispersiyanın gedişi ilə maraqlanırdılar. Doğrudur, həqiqətən də udma zolaşı daxilində dalğa uzunluğunun artması ilə sındırma əmsalının artmasını göstərən Leru təcrübəsi var idi. Amma bu fakt tədqiqatçıların diqqətini özünə cəlb edə bilmədi. 1870 - 1875-ci ilər arasında Xristiansen və Kundtun təcrübələri işığın anomal dispersiyası ilə udulması arasında əlaqənin olduğu qətiləşdi.

Sonralar N.Borun müəllimi olan Danimarka fiziki K.Xristiansen

1870, 1871 və 1872-ci illərdə fuksin məhlulu doldurulmuş prizmada anomal dispersiyanı müşahidə etmişdir (Leru yod buxarında bu hadisəni Xristiansendən 10 il qabaq - 1862-ci ildə, müşahidə etmişdi). Xristiansenin ardınca Avqust Kundt bir sıra boyaq maddələrində dispersiya hadisələrini tədqiq etdi. O, müəyyən etdi ki, əgər udma zolağına uzun dalğalar tərəfindən yaxınlaşılırsa, hər bir udma zolağının önündə udma əmsalı kəskin artır.

Sonralar – 1880-cı ildə, Nyutonun təklif etdiyi carpaşmış prizmalar üsulundan istifadə etməklə, natrium buxarında anomal dispersiyanı müşahidə etmək Kundta müyəssər oldu. İkinci prizma əvəzinə o, bunzenov şamının alovuna tutulmuş natrium metalının parçasından istifadə etdi.

1871-ci ildə V.Zellmeyer (1836-1904) anomal dispersiyanı izah edən nəzəriyyəsini verdi. Zellmeyerin əsas ideyası o idi ki, efirin içərisinə ayrı-ayrı nöqtələr şəklində düzülmiş və işıq dalğalarının təsiri ilə rezonansa gələn molekulların dalğanın yayılma sürətinə təsir etməsi nəzərə alınmalıdır. Elektromaqnit dalğaları üçün bu ideya Helmhols tərəfindən işlənib, inkişaf etdirildi. Drude, Foqt, Lorens, Plank bu problem üzərində işlədilər və, nəhayətdə, dispersiyanın klassik nəzəriyyəsi meydana gəldi.

## 2.5. Dispersiyanın klassik nəzəriyyəsi

Optik şəffaf mühit maqnitlənən deyil ( $\mu \approx 1$ ) və sındırma əmsalı üçün aşağıdakı düsturu yazmaq olar:

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \chi, \quad (2.9)$$

harada ki,  $\varepsilon$  və  $\chi$  – mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu və dielektrik qavrayıcılığıdır. Yəni, işığın dispersiyası hadisəsinə,  $\varepsilon$  və  $\chi$ -nin işığın mühiti polyarlaşdıran dəyişən elektrik sahəsinin  $\omega$  tezliyindən asılılığı sayəsində yaranan hadisə kimi baxmaq olar. Görünən işıq tezliyi üçün mühitin polyarizasiyası yalnız atom və molekullardakı optik elektronların yerdəyişməsi səbəbindən baş verir. Ona görə, mühitin polyarizasiyasını tapmaq üçün aşağıdakı düsturdan istifadə etmək olar:

$$\vec{P} = n_0 \vec{p}_e,$$

harada ki,  $n_0$  - mühitin atomlarının (molekullarının) konsentrasiyası;  $\vec{p}_e$  - atomda, işıq dalğasının elektrik sahəsinin təsiri ilə optik elektronun yerdəyişməsi nəticəsində, əmələ gələn elektrik momentidir.

Əgər hər bir atom bir optik elektrona malikdirsə, onda

$$\vec{p}_e = -e\vec{r},$$

harada ki,  $\vec{r}$  - elektronun tarazılıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsidir.

Onda mühitin polyarlaşma vektoru

$$\vec{P} = -e\vec{r} \quad (2.10)$$

olar.

Digər tərəfdən də mühitin qavrayıcılığı ilə əlaqədar olan polyarlaşma aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (2.11)$$

harada ki,  $\vec{E}$  - işıq dalğasının elektrik sahəsinin intensivlik vektoru,  $\varepsilon_0$  - elektrik sabitidir ( $\varepsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ f/m}$ ).

(2.9)-(2.11) düsturlarından görünür ki, mühitin sındırma əmsalı ilə işığın tezliyi arasındakı münasibəti müəyyən etmək üçün optik elektronun  $\vec{r}$  - yerdəyişməsi ilə  $\vec{E}$  - sahə intensivliyi arasındakı əlaqəni tapmaq lazımdır. Bunun üçün də nəzərə alaq ki, işıq dalğasının sahəsində optik elektronlara aşağıdakı məcburedici qüvvələr təsir edərək, onu məcburi rəqs etdirirlər:

a) qaytarıcı kvazielastik  $\vec{F}_{m\omega c} = -m\omega_0^2 \vec{r}$  qüvvəsi, harada ki,  $m$  - elektronun kütləsi,  $\omega_0$  - onun sərbəst sönməyən rəqslərinin dövrü tezliyidir;

b) elektronun sürəti ilə mütənəsb olan  $\vec{F}_{muq} = -2m\beta \frac{d\vec{r}}{dt}$  müqavimət qüvvəsi, harada ki,  $\beta$  - elektronun sərbəst rəqslərinin sönmə əmsalıdır;

c) işığın dəyişən elektrik sahəsi intensivliyi  $\vec{E}$  -nin yaratdığı və elektronu məcburi rəqs etməyə vadar edən  $\vec{F} = -e\vec{E}$  qüvvəsi.

Həmin qüvvələri nəzərə alıb, dinamikanın əsas tənliyini yazmaq və o tənlikdən elektronun məcburi rəqsi hərəkət tənliyini alaıq:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}_{m\acute{e}c} + \vec{F}_{muq} + \vec{F}. \quad (2.12)$$

Qüvvələrin müvafiq qiymətlərini yerinə yazıb, tənliyin hər iki tərəfini  $m$ -ə bölək və iki həddi sol tərəfə keçirək:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + 2\beta \frac{d\vec{r}}{dt} + \omega_0^2 \vec{r} = -\frac{e}{m} \vec{E}. \quad (2.12a)$$

(2.12a) ifadəsi elektrik sahənin intensivliyi  $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t$ , amplituda vektoru  $\vec{E}_0 = const$  və dövrü tezliyi  $\omega$  olan, xətti polyarlaşmış monoxromatik işıq dalğasının təsiri altında rəqs edən optik elektronun hərəkət tənliyidir.

Bu tənliyi həll etmək üçün belə bir əlavə şərt də qoyulsa ki, mühit işığı udmur, yəni  $\beta = 0$ , Onda optik elektronun məcburi rəqsi hərəkət tənliyinin həlli aşağıdakı şəkildə olacaı:

$$\vec{r} = \frac{e\vec{E}}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (2.13)$$

$\vec{r}$  -in (2.13)-dəki qiymətini (2.10) və (2.11) ifadələrində yerinə qoyaraq mühitin polyarlaşmasını təyin edək:

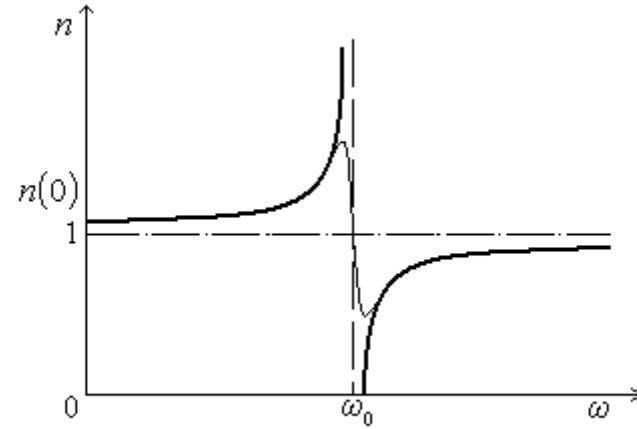
$$\vec{P} = \frac{n_0 e \vec{E}}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \text{ və } \chi = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (2.13a)$$

İndi (2.9) ifadəsindən və  $\vec{P}$  və  $\chi$  üçün alınmış (2.23a) ifadəsindən istifadə edərək, mühitin  $n$  - sındırma əmsalının  $\omega$  -dan asılılığını yazı bilərik:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (2.14)$$

Beləliklə, (2.14) ifadəsindən görünür ki,  $\omega$  -nın 0-dan  $\omega_0$  -a qədər artması mühitin mütləq sındırma əmsalını monoton olaraq statik sındırma əmsalı  $n(0)$ -dan  $+\infty$  -a qədər artırır, harada ki,

$n(\omega) = \sqrt{1 + n_0 e^2 / (m \varepsilon_0 \omega^2)}$ .  $\omega = \omega_0$  olanda isə  $n$ -nin qiyməti  $+\infty$ -dan  $-\infty$ -a qədər sıçrayışla dəyişir və  $\omega$ -nın sonrakı  $\omega_0$  dan  $\infty$ -a artımı  $n$ -in yenidən monoton olaraq  $-\infty$ -dan 1-ə qədər artması ilə müşahidə olunur. Bu asılılığın qrafiki şəkl. 9-da verilmişdir



**Şəkil 9.** Mühitin sındırma əmsalının işığın tezliyində asılılığı.

Qeyd edək ki,  $\omega \rightarrow \omega_0$  halında  $n$ -nin və  $\chi$ -in qeyri-məhdud artımının heç bir fiziki mənası yoxdur və praktik olaraq həyata keçməsi mümkün deyil. Çünki  $\omega$ -nın  $\omega_0$ -a yaxın qiymətlərində işığın mühidə udulmasını nəzərə almamaq və  $\beta = 0$  hesab etmək olmaz. İşığın udulması mövcud olan mühidə ( $\beta \neq 0$ ) optik elektronların rəqsi və  $\vec{P} = -n_0 e \vec{r}$  polyarlaşma vektorunun dəyişməsi işıq dalğasının elektrik sahəsinin  $\vec{E}$  intensivlik vektorunun rəqsinə nisbətən fazaca  $\varphi_0$  qədər sürüşür. Bu elektronun  $\vec{r}$  - yerdəyişməsi ilə  $\vec{E}$  vektorunun arasındakı faza fərqinə görə baş verir:

$$\vec{r} = \vec{A} \cos(\omega t + \varphi_0).$$

harada ki,  $\vec{A}$  - elektronun məcburi rəqs hərəkətinin amplitudasıdır.

$\vec{A}$  və  $\varphi_0$ -nin məcburedici qüvvənin parametrlərindən asılılığını yazmaq üçün klassik nəzəriyyədən istifadə edərək məcburedici

$F_x = F_0 \cos \Omega t$  qüvvəsinin təsiri altında harmonik və qərarlaşan rəqsi hərəkət edən ossilyatorun hərəkət tənliyindən istifadə edək. Həmin ossilyatorun hərəkət tənliyi  $x = A \cos(\Omega t + \varphi_0)$  şəklindədir və buradan:

$$A = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\beta^2 \Omega^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi_0 = -2\beta \Omega / (\omega_0^2 - \Omega^2).$$

Burada  $F_0$  - məcburedici qüvvənin amplitudası,  $\omega_0$  - rəqqasın sönməyən sərbəst rəqsinin tezliyi,  $\beta$  - sönmə əmsalındır.

A və  $\varphi_0$ -ı  $\Omega$ -nı  $\omega$  ilə,  $F_0$ -ı  $e\vec{E}_0$  ilə əvəz etsək alarıq:

$$\vec{A} = -\frac{e\vec{E}_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi_0 = -\frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (2.15)$$

Uyğun olaraq

$$\vec{P} = -\frac{n_0 e^2 \vec{E}_0 \cos(\omega t + \varphi_0)}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (2.16)$$

Göstərmək olar ki, (2.16) düsturunun ifadə etdiyi  $n(\omega)$  asılılığı (2.14) düsturunun ifadə etdiyi  $n(\omega)$  asılılığından yalnız  $\omega$ -nin  $\omega_0$ -a yaxın oblastındakı qiymətləri ilə fərqlənir. Həmin o fərq şəkl. 9-da  $\omega_0$ -in yaxın ətrafı üçün asılılıq qrafikindəki nazik xətlə təsvir olunub.

Qeyd edək ki, mühitin işıq udma xassələrini təsvir etmək üçün mühitin kompleks sındırma əmsalı  $\tilde{n} = n - i\kappa$ , mühitin kompleks udma əmsalı  $\kappa = a'c / (2\omega) = a'\lambda_0 / (4\pi)$  ilə yanaşı, mühitin kompleks dielektrik əmsalı  $\tilde{\epsilon}$ -ni də daxil edirlər<sup>4</sup>:

$$\tilde{\chi} = \tilde{P} / (\epsilon_0 \vec{E}), \quad \tilde{\epsilon} = 1 + \tilde{\chi}, \quad \tilde{n}^2 = 1 + \tilde{\chi}, \quad (2.17)$$

<sup>4</sup>  $\kappa$  - işığın baş udma əmsalı,  $a'$  - müstəvi dalğanın intensivliyinin  $e=2,718$  dəfə kiçildiyi məsafənin tərs qiyməti ilə təyin olunan udma əmsalı,  $\lambda_0 = n\lambda$  - işıq dalğasının vakuumdakı dalğa uzunluğudur.  $a' = bc$  **Ber qanununun** ifadəsidir, burada  $b$  - işıq sürətindən asılı olmayan proporsionallıq əmsalındır.

Burada  $\tilde{P}$  - mühitin polyarlaşmasının,  $\tilde{E}$  - işığın elektrik sahəsi intensivliyinin kompleks qiymətləridir. Bu kəmiyyətlər aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$\tilde{P} = \frac{n_0 e^2 E_0 \exp[i(\omega t + \varphi_0)]}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad \tilde{E} = E_0(i\omega t). \quad (2.18)$$

Buradan da

$$(n - i\kappa) = 1 + \frac{n_0 e^2 \exp(i\varphi_0)}{\varepsilon_0 m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (2.19)$$

(2.19) ifadəsinin həqiqi və xəyali həddlərini məlum  $\exp(i\varphi_0) = \cos \varphi_0 + i \sin \varphi_0$  ifadəsinin həqiqi və xəyali həddləri ilə müqayisə edib,

$$\cos \varphi_0 = \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}},$$

$$\sin \varphi_0 = -\frac{2\beta\omega}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$$

olduğunu nəzərə alsaq, yaza bilirik ki:

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \frac{n_0 e^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{\varepsilon_0 m [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2]}, \quad (2.20)$$

$$2n\kappa = \frac{2n_0 e^2 \beta\omega}{\varepsilon_0 m [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2]}. \quad (2.21)$$

Atomun şüalanmasının klassik nəzəriyyəsi elektronun öz tarazılıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkətinə əsaslanır. Bu nəzəriyyəyə görə,  $\omega$  – dövrü tezliyi və  $l_0$  - amplitudası ilə rəqs edən elektronu olan atomun şüalanma gücü  $\frac{\mu_0 \omega^4 e^2 l_0^2}{12\pi c}$  ifadəsi ilə hesablanır. Bu ifadədən istifadə edib  $dt$  müddətində elektronun enerjisinin azalmasını aşağıdakı kimi hesablamaq olar:

$$-dW = \mu_0 \omega^4 e^2 l_0^2 / (12\pi c). \quad (a)$$

Kütləsi  $m_e$  olan elektronun mexaniki enerjisi  $W = \frac{1}{2} m_e \omega^2 l_0^2$  ifadəsi ilə hesablanır və burada  $l_0$  elektronun sönən rəqsi hərəkətin amplitudasıdır:  $l_0 = l_{00} e^{-\beta t} = l_{00} e^{-t\delta/T}$ , harada ki,  $l_{00}$  – başlanğıc andakı ( $t=0$ ) amplituda;  $\beta$  – sönmə əmsalı;  $T$  – rəqsin periodu;  $\delta = \beta T = 2\pi \beta T/\omega$  – sönmənin loqarifmik dekrementidir. Beləliklə,

$$W = \frac{1}{2} m_e \omega^2 l_{00}^2 e^{-2\beta t}, \quad (b)$$

$$dW = -\beta m_e \omega^2 l_{00}^2 e^{-2\beta t} dt = -2\beta W dt = -(\omega\delta/\pi) W dt.$$

Atomun şüalanma enerjisinin elektronun mexaniki enerjisinin hesabına baş verdiyini qəbul edərək, (a) ifadəsi ilə (b) ifadəsini bərabərləşdirək və sönmənin əmsalını və loqarifmik dekrementini hesablayaq:

$$\mu_0 \omega^4 e^2 l_0^2 / (12 \pi c) = -(\omega\delta/\pi) W dt,$$

buradan:

$$\beta = \frac{\mu_0}{12 \pi c} \frac{m_e \omega^4 l_0^2}{2W} = \frac{\mu_0}{12 \pi c} \frac{e^2 \omega^2}{m_e},$$

$$\delta = \frac{\mu_0}{6 c} \frac{e^2 \omega}{m_e}.$$

Buradan da elektronun sönən rəqsinin amplitudasının  $e = 2,718$  dəfə kiçildiği  $\tau = 1/\beta$  - zaman fasiləsini hesablayaq:

$$\tau = \frac{12 \pi c m}{\mu_0 e^2 \omega^2}.$$

Elektronun sönən rəqsi hərəkətinin  $l_0$  amplitudunu, sönmənin  $\delta$  loqarifmik dekrementini və  $\tau$  -nu nəzərə alıb, demək olar ki,  $\beta \ll \omega$ . Buna görə də sönmənin  $n(\omega)$  asılılığına təsiri yalnız  $\omega$ -nın  $\omega_0$ -a çox yaxın olduğu oblastlarda əhəmiyyət kəsb edir. Bu oblastlardan kənar da isə  $4\beta^2 \omega^2 \ll (\omega_0^2 - \omega^2)^2$  və  $\kappa^2 \ll n^2$  olur. Beləliklə, (2.20) ifadəsi ilə (2.14) ifadəsi, praktik olaraq, üst-üstə düşür.  $n(\omega)$  asılılığının (2.14) ifadəsinə uyğun qrafiki də şəx. 9-da  $\omega_0$ -ın ətrafındakı nazik xətlə göstərilib.



Dispersiyanın klassik nəzəriyyəsi işlənərkən belə bir təklif irəli sürüldü ki, maddənin atomlarına (molekullarına) müxtəlif effektiv  $q_j$  elektrik yükünə,  $m_j$  kütləsinə malik,  $\omega_{0j}$  dövrü tüzliyi ilə rəqs edən yüklü zərrəciklər – harmonik ossilyatorlar, sistemi kimi baxılmalıdır. Işıq dalğasının elektrik vektorunun təsiri altında bu ossilyatorların hamısı məcburi rəqslər edirlər və onların hər biri maddənin polyarlaşmasına öz əlavələrini edirlər. Sındırma əmsalının ifadəsi hesablamarkən bu əlavələr də nəzərə alınmalıdır.

Əgər  $\omega_{0j}$  dövrü tezliyinə malik  $j$ -ci növ ossilyatorun rəqsi hərəkəti üçün sönmə əmsalı  $\beta_j$  olarsa, onda

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \sum_{j=1}^l \frac{(\omega_{0j}^2 - \omega^2) f_j}{(\omega_{0j}^2 - \omega^2)^2 - 4 \beta_j^2 \omega^2},$$

$$n \cdot \kappa = \frac{n_0 e^2 \omega}{\epsilon_0 m} \sum_{j=1}^l \frac{\beta_j f_j}{(\omega_{0j}^2 - \omega^2)^2 - 4 \beta_j^2 \omega^2}.$$

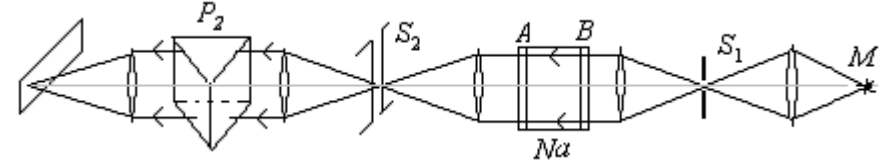
Burada ölçüsü olmayan  $f_j = (q_j/e)^2 (m/m_j)$  kəmiyyəti  $j$ -cu ossilyatorun gücü adlanır, başqa sözlə,  $f_j$  -  $j$ -cu ossilyatorun dispersiyaya və işığın udulmasına təsirini xarakterizə edir.

## 2.6. Anomal dispersiyanın müşahidəsi

Anomal dispersiyanı, spektrin görünən hissəsində aydın udma xətləri verən metal buxarlarında müşahidə etmək daha asandır. Belə ki, natrium buxarının spektrinin sarı hissədə bir-birinə çox yaxın olan iki intensiv udma xətti var. Həmin xətlərə uyğun dalğa uzunluqları  $\lambda_1 = 589,0 \text{ nm}$  və  $\lambda_2 = 589,6 \text{ nm}$ -dir. Robert Vilyams Vud bu xətlərdən istifadə edərək, natrium buxarında anomal dispersiyanı müşahidə etmək üçün şək. 10-da sxemi verilmiş çarpazlaşmış prizma quruluşunu yığmışdır.

Bütöv spektr mənbəyindən gələn işıq,  $S_1$  üfqi yarıq vasitəsi ilə bu zolaq daraldılır və bu yarıqdan keçəndən sonra, paralel şüa dəstəsi şəklində, içərisində natrium metalı olan və havası çəkilmiş

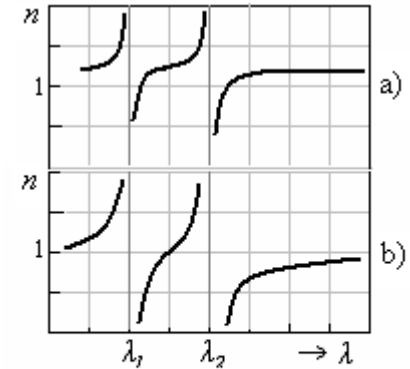
$AB$  qabından keçir. Işıq qabdan keçərək şaquli  $S_2$  yarığına, oradan da keçərək  $P_2$  prizmasına düşür.  $P_2$  prizmasının sındırıcı tili  $S_2$  yarığına paraleldir və bu prizmada spektrə ayrılmış işıq ekranda üfqi zolaq şəklində alınır.



**Şəkil 10.** Natrium buxarında anomal dispersiyanı müşahidə etmək üçün Robert Vilyams Vudun istifadə etdiyi qurğu.

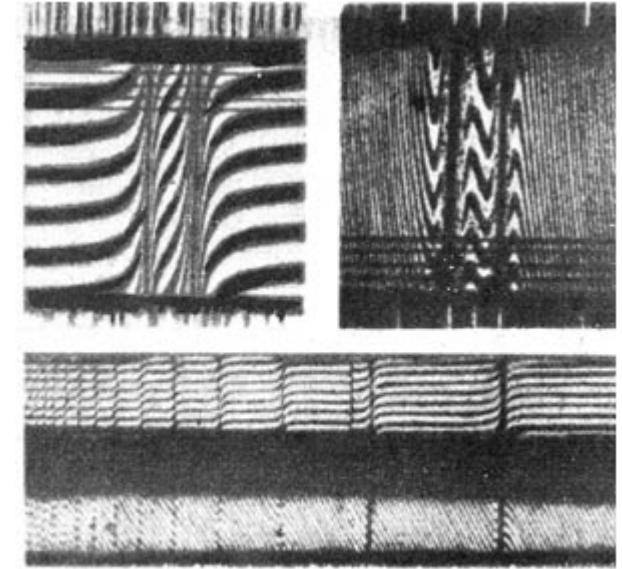
Natrium metalı olan  $AB$  qabı aşağıdan qızdırılıb, eyni zamanda yuxarısı soyudularsa, onun içərisində natrium buxarının bircinsli olmayan sütunu alınır. Buxarın sıxlığı aşağıda çox, yuxarıda isə az olacaq. Belə qeyri-bircins buxar sütunu, sındırıcı tili yuxarıda duran və qabın uzunluğuna perpendikulyar olaraq üfqi vəziyyətdə yerləşən prizma kimi təsir edir. Nəticədə natrium buxarından  $P_2$  prizması ilə çarpaz olan natrium buxarı “prizması” alınır ki, bu prizma, yuxarıda izah edildiyi kimi, spektrin bütün hissələrinin yerini dəyişir.

Lakin, natrium buxarının dispersiyasının anomal xarakterdə olması nəticəsində, yerini dəyişmiş spektr monoton əyilməyib  $\lambda_1$  və  $\lambda_2$  dalğa uzunluqları yaxınlığında, xarakterik əyilmə ilə, udmanın tutqun zolaqları alınır. Spekrtdə əmələ gələn əyilmə şək. 11a-da göstərilmişdir. Udma xəttindən dalğa uzunluğunun böyük olduğu tərəfdə spektr aşağıya doğru çox



**Şəkil 11.** Natrium buxarında udma xətləri yaxınlığında anomal dispersiya: a) natrium buxarının sıxlığı az olduqda; b) natrium buxarının sıxlığı çox olduqda.

əyilmişdir ki, bu da həmin hissədə natrium buxarının sındırma əmsalının böyük olmasına uyğundur. Udma xəttindən dalğa uzunluğunun kiçik olduğu tərəfdə spektr yuxarıya doğru əyilmişdir ki, bu da sındırma əmsalı  $n > 1$  olmasına uyğun gəlir. Hər iki udma xətləri arasında sındırma əmsalı dalğa uzunluğunun artdığı tərəfdə kəskin sürətdə enir. Buxarın sıxlığı çox olanda spektrin əyilməsi artır və 11b şəklini alır.



**Şəkil 12.** "Qarmaqlar"ın fotosəkilləri.

Sönmənin hesaba alınması  $n$  - sındırma əmsalının  $\omega$ -tezliyindən asılılığının (2.5) dispersiya düsturundakına nisbətən daha mürəkkəb şəklini verir. 1901-ci ildə D.S.Rojdestvencki, italyan fiziki Puççiantinin çarpazlaşdırılmış interferometri və spektroskop metodunu təkmilləşdirərək, interferensiya edən şüaların birinin yoluna şüşə lövhə qoymuş və udma oblastında əyilmənin alınmasına nail olmuşdur (şək. 12). Bu da Rojdestvenskinin məşhur qarmaq fotosəkillərinin alınmasına imkan verib.

D.S.Rojdestvenskinin bu metodu o dövrün fiziklərinin – R.Vudun, P.Drudenin, A.Maykelsonun diqqətini cəlb etmiş və onlar tərəfindən bu metod yüksək qiymət verilmişdir. D.S.Rojdestvenski tərəfindən təklif edilmiş anomal dispersiya hadisəsinin öyrənilməsi metoduna qısa nəzər salaq.

Fərz edək ki, paralel şüa dəstəsi bircinsli maddədə yayılır. Bu maddə daxilində işığın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olan paralel səthlə hüdudlanmış,  $dl$  qalınlığında, sonsuz nazik təbəqə ayıraq. Şüalar bu təbəqədən keçəndə, enerji selinin sıxlığı  $-du$  qədər dəyişəcək - azalacaqdır. Bu azalmanı həmin udan təbəqənin səthinə çatan enerji selinin sıxlığı  $u$  və təbəqənin qalınlığı  $dl$  ilə proporsional olduğunu hesab edə bilərik:

$$-du = k \cdot u \cdot dl. \quad (2.22)$$

Burada  $k$  - proporsionallıq əmsalı olub, maddənin optik xassələri ilə təyin edilir və *udma əmsalı* adlanır.

Qalınlığı sonlu  $l$  olan təbəqə üçün enerji seli sıxlığının azalması qanununu almaq üçün (2.22) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$\frac{du}{u} = -kdl. \quad (2.23)$$

Təbəqənin səthinə çatan enerji seli sıxlığına  $u_0$ , təbəqədən çıxan enerji seli sıxlığına isə  $u$  deyərək, (2.23) ifadəsinin sol tərəfini  $u_0$ -dan  $u$ -ya, sağ tərəfini isə 0-dan  $l$ -ə qədər olan hududda inteqrallayaq:

$$\int_{u_0}^u \frac{du}{u} = -k \int_0^l dl.$$

Bu halda inteqrallama nəticəsində alırıq ki:

$$\ln u - \ln u_0 = -k \cdot l \quad \text{və ya} \quad \ln \frac{u}{u_0} = -k \cdot l.$$

Buradan da

$$u = u_0 e^{-kl} \quad (2.24)$$

olar. (2.24)-dəki  $e$  natural loqarifmanın əsasıdır.

Metal üçün (2.24) düsturunda  $udma$  əmsalı  $k$  üçün  $sm^{-1}$ -in on və yüz mində bir hissələri qədər qiymətlər alınır. Ona görə də metalın  $udmas$ ını xarakterizə etmək üçün  $k$ -nın əvəzinə başqa bir  $\kappa$  əmsalı daxil edilir:

$$\kappa = \frac{k \cdot \lambda}{4\pi},$$

burada  $\lambda$  - verilən işıq dalğa uzunluğudur.

Bu halda (2.22) düsturu

$$u = u_0 e^{-\frac{4\pi}{\lambda} x \cdot l} \quad (2.24a)$$

şəklini alır. Əgər  $\kappa$  (2.24a) düsturu ilə təyin edilən udma əmsalındırsa,  $n$  ilə  $\kappa$  arasındakı asılılıq aşağıdakı şəkildə olar:

$$2\pi^2 \kappa = \sum_i \frac{a_i g_i \omega}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2) + g_i^2 \omega^2},$$

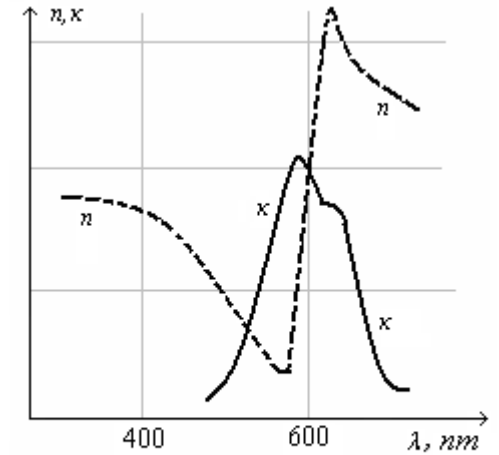
$$n^2(1 - \kappa^2) = 1 + \sum_i \frac{a_i (\omega_{0i}^2 - \omega^2)}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2) + g_i^2 \omega^2}. \quad (2.25)$$

Burada  $a_i g_i$  və  $\omega_{0i}$  - müəyyən sabitlərdir.  $g_i=0$  olanda, bu düsturlardan birincisi  $\kappa=0$  olur, ikinci isə (2.13) düsturuna çevrilir.

Bir neçə udma zolağı olduqda (2.25) düsturlarına  $i$  indeksinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun hədlərin cəmi daxil olur.

(2.25) düsturları geniş udma zolağı daxilində sındırma əmsalının gedişini izləməyə imkan verir. 13-cü şəkildə qırıq xətt  $n$ -in, bütöv xətt isə  $\kappa$ -nin  $\lambda$ -dan asılılığını göstərir.

Şeklidən görüldüyü kimi, burada da  $n$  əmsalı udma zolağının uzun dalğa tərəfində böyük, qısa dalğa tərəfində isə kiçik qiymət alır. Udma zolağının özünün daxilində sındırma əmsalının böyük qiymətindən kiçik qiymətinə tərəf tədricən keçid əmələ gəlir. Zolağın daxilində dalğa uzunluğunun azalması ilə sındırma əmsalı azalır, yəni şəffaf maddələrdəki gedişə nisbətən əks gediş (“anomal”) verir.

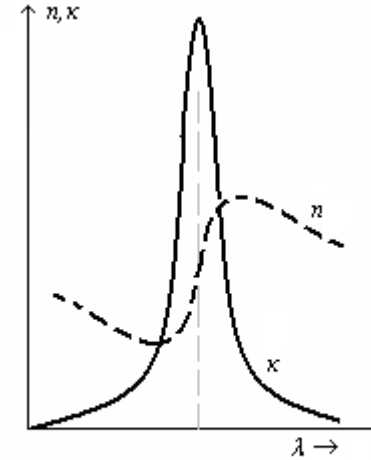


**Şəkil 13.** Udma zolağı daxilində sındırma əmsalının gedişi

## 2.7. Anomallıq hadisəsinin izahı

Maddənin işıq udma qabiliyyəti çox böyük olmalıdır ki, sındırma əmsalının gedişinə təsir edə bilsin. Məsələn, rəngli şüşələrdə, bir qayda olaraq, dispersiyanın “anomal” gedişi müşahidə olunur. Çünki bu halda ultrabənövşəyi və infraqırmızı hissələrdəki güclü udma hadisəsi əsas rol oynayır.

Dispersiyanın gedişinə udmanın təsiri XIX əsrin axırında güclü boyayıcı maddələrdə - fuksin və sianində, təcrübi sutərdə öyrənilmişdir. Udma zolağı daxilində ölçü apara bilmək üçün boyayıcı maddəni nazik təbəqə şəklində götürmək lazım gəlir. 14-cü şəkildə sianin üçün  $\kappa$  udma əmsalı və  $n$  sındırma əmsalının (2.25) düsturu ilə uyğun gələn ölçümlərin nəticələri verilmişdir. Ölçülər, bərk sianindən hazırlanmış və şüşə lövhəyə yapışdırılmış olan çox nazik və iti prizmada aparılmışdır.



Şəkil 14. Sianin üçün təsir edən sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı.

Dispersiya ifadəsinin alınması şərtində  $e_i$  yükünə təsir edən məcbureddici qüvvənin  $e_i E$ -yə bərabər olduğu fərz etmişdik. Burada  $E$  - işıq dalğasında elektrik sahəsinin intensivliyinin qiymətidir. Lakin bu çıxarılış baxılan  $e_i$  yükünə digər qonşu atom və ya molekulardakı yüklərin təsiri etmədiyi halda doğrudur. Kifayət qədər böyük təzyiq altında olan qazlar və, xüsusən də, maye və bərk cisimlər üçün belə fərz etmək doğru deyil. Belə hallarda verilən hər bir yükə qonşu yüklərin təsirini nəzərə almaq lazımdır.

Elektrodinamikadan bilirik ki, qonşu hissəciklərin də təsirləri nəzərə alındıqda  $e_i$  yükünə təsir edən qüvvə:

$$F_i = e_i \cdot \left( E + \frac{4}{3} \pi P \right)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada  $P$  - polyarlaşma vektorunun qiymətidir. Klassik nəzəriyyənin göstərdiyi kimi, qüvvənin ifadəsində bu dəyişiklik, dispersiyanın daha mürəkkəb düsturuna gətirib çıxarır. “Dispersiyanın normal nəzəriyyəsi” paraqrafında yazdığımız (2.5b) düsturunun əvəzində aşağıdakı düstur alınır:

$$n^2 = 1 + \sum_i \frac{4\pi n_{oi} \frac{e_i^2}{m}}{\left( \omega_{oi}^2 - \omega^2 \right) - \frac{4\pi n_{oi} e_i^2}{3m}}. \quad (2.26)$$

Dispersiyanın əsasən ultrabənövşəyi udma zolağı ilə müəyyən edilən spektrin görünən hissəsi üçün (2.26) düsturu:

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi n_o \frac{e^2}{m}}{\left( \omega_0^2 - \omega^2 \right) - \frac{4}{3} \pi n_o \frac{e^2}{m}} \quad (2.26a)$$

şəklində olur. Bu axırıncı düsturu:

$$\left( n^2 - 1 \right) \left[ \left( \omega_0^2 - \omega^2 \right) - \frac{4}{3} \pi n_o \frac{e^2}{m} \right] = 4\pi n_o \frac{e^2}{m}$$

və ya

$$\left( n^2 - 1 \right) \cdot \left( \omega_0^2 - \omega^2 \right) = \frac{4}{3} \pi n_o \frac{e^2}{m} \left( n^2 + 2 \right),$$

şəklində yazmaq olur. Buradan da alırıq:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = n_o \frac{4\pi e^2}{3m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Verilən maddə və müəyyən tezlikli işıq üçün  $e$ ,  $m$ ,  $\omega_0$  və  $\omega$  sabit və  $n_o$  (yüklü zərrəciklərin konsentrasiyası) təqribən  $\rho$  -ya bərabərdir. Burada  $\rho$  - maddənin sıxlığıdır. Beləliklə, sonuncu ifadədən görünür ki:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = const \quad (2.27)$$

(2.27) münasibəti 1880-cı ildə bir-birindən asılı olmadan eyni zamanda Q.A.Lorens və L.Lorens tərəfindən çıxarılmışdır ki, bu,

Lorens – Lorens düsturu adlanır.  $\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{\rho}$  kəmiyyətinə *maddənin*

*R refraksiyası* deyilir. Təcrübə göstərir ki, həqiqətən də bir çox hallarda şəffaf maddənin təzyiqi, temperaturu və hətta aqreqat halı dəyişəndə onun sıxlığı dəyişir, lakin *R* refraksiyası sabit qalır.

Görünən spektrin orta hissəsi üçün havanın, müxtəlif təzyiqlərdə, *R* refraksiyasının qiymətləri aşağıdakı cədvəldə verilmişdir. Normal şəraitdə havanın sıxlığı vahidə bərabər hesab edilmişdir. Buradan görünür ki, havanın sıxlığı 150 dəfəyə qədər artanda *R* refraksiyası müşahidənin dəqiqliyi hüdudunda dəyişmişdir. Eyni zamanda *n*-1 kəmiyyəti (*n* –sındırma əmsalıdır) daha kəskin dəyişir.

**Cədvəl.** Müxtəlif təzyiqlərdə (sıxlıqda) havanın refraksiyası

Sıxlıq $\rho$	Refraksiya <i>R</i>	<i>n</i> -1
1	$1,953 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
42,1	$1,959 \cdot 10^{-4}$	$12,4 \cdot 10^{-4}$
96,2	$1,961 \cdot 10^{-4}$	$28,4 \cdot 10^{-4}$
149,5	$1,956 \cdot 10^{-4}$	$44,2 \cdot 10^{-4}$

Maddələrin qarışıq əmələ gətirdiyi halda *R* refraksiyası additiv toplanır.  $R_i$  – qarışıqın ayrıca toplananının refraksiyası və  $\rho_i$  qarışıqın bu toplananının vahid həcminə düşən kütləci (sıxlığı) olarsa, qarışıqın *R* refraksiyası:

$$\rho R = \sum_i \rho_i R_i \quad (2.28)$$

olar.

Fiziki-kimyada çox vaxt mürəkkəb maddənin tərkibinə daxil olan ayrı-ayrı elementləri refraksiyasına görə təyin etmək mümkün olur. Verilən elementin  $A_i$  atom çəkisi ilə onun  $R_i$  refraksiyasının hasilinə *atom refraksiyası* deyilir. Bunun kimi də, mürəkkəb maddənin *R* refraksiyası ilə onun *M* maddə miqdarına hasilinə



*molekulyar refraksiya* deyilir və o, maddəni təşkil edən elementlərin *atomlarının refraksiyasının additiv toplanmasından* alınır. Verilən elementin molekulunda atomlarının sayını  $k_i$  ilə işarə etsək, molekulyar refraksiya üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$MR = \sum_i k_i A_i R_i \quad (2.29)$$

(2.28) və (2.29) münasibətlərinin doğru olması göstərir ki, yalnız verilən növdən olan zərrəciklər bir-birinə qarşılıqlı təsir edir. Müxtəlif növ zərrəciklər də bir-birinə təsir etdikdə refraksiyanın additiv toplama qanunu ödənilmir.

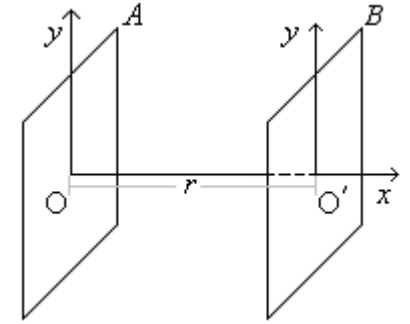
### 3. DISPERSIYA VƏ SƏPİLMƏ

#### 3.1. Işığın mühitdə yayılma sürətinə Nisbilik nəzəriyyəsinin münasibəti

Məlumdur ki, dalğa zaman və məkan daxilində əmələ gələn və, bütün fəzanı əhatə etməklə, sonsuz davam edən periodik hadisədir. Bu monoxromatik dalğanın

$y = a \cos \omega \left( t - \frac{r}{g} \right)$  tənliyindən də

görünür. Şək. 15-də göstəriləyi kimi, müstəvi dalğanın  $A$  və  $B$  səthlərinin yerdəyişməsi olan  $r$  parçası,  $A$  səthinin üzərində olan hər hansı bir  $O$  nöqtəsinin  $B$  müstəvisi üzərində  $O'$  nöqtəsində olduğunu bildirir.  $A$  və  $B$  müstəviləri eyni fazalar müstəviləri olduqlarına görə və onlara normal olan hər bir düz xətt boyunca baş verən  $y$



Şəkil 15. Eyni fazalar səthinin yer dəyişməsi.

yerdəyişmələri sonsuz sinusoidlər verir. Qərarlaşmış dalğa hadisəsində eyni fazalı hər bir  $A$  və ya  $B$  səthinin yerdəyişmə sürəti  $g$ -dir və bu kəmiyyətə *faza sürəti* deyilir. Hüygens prinsipinə görə sınma qanununda dalğanın faza sürəti nəzərdə tutulur və sındırma əmsalını təyin etmək üçün  $n_{21} = \frac{g_1}{g_2}$  ifadəsindən istifadə olunur. Bu

ifadəyə daxil olan  $g_1$  və  $g_2$  eyni fazalı nöqtələrin həndəsi yeri olan müstəvinin (dalğa səthinin) hərəkət sürətləridir.

Sındırıcı mühitdə monoxromatik olmayan işıq dalğaları yayılan zaman işığın ayrı-ayrı sinusoidal toplananları müxtəlif sürətə malik olur və bunu nəzərə alıb, faza sürəti ilə bərabər, qrup sürətini də öyrənmək lazım gəlir. Yuxarıda qeyd etmişdik ki, *qrup sürəti* dedikdə, ayrı-ayrı monoxromatik dalğaların toplanmasından əmələ gələn paketin hər hansı bir nöqtəsinin yayılma sürətini düşünürük.

Mühitdə ayrı-ayrı dalğalar müxtəlif sürətlərlə yayılır və onların təşkil etdikləri dalğa paketinin sürəti bu dalğaların faza sürətlərindən fərqlənir. Yalnız monoxromatik dalğaların mühit daxilində qrup və faza sürətləri bərabərləşə bilər. Beləliklə, hər bir dispersiyaedici mühitdə monoxromatik olmayan işıq üçün faza və qrup sürətlərini fərqləndirmək lazımdır.

Yuxarıda (1.4) düsturunu yazaraq, göstərmişik ki, işığın  $u$  - qrup sürətini təyin etmək üçün  $u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$  ifadəsindən istifadə olunur.

Bu ifadədə  $v$  - faza sürəti və  $\lambda$  - dalğa uzunluğudur. Həmin ifadədən görünür ki,  $dv/d\lambda > 0$  olanda, yəni  $\lambda$  -nin artması ilə  $v$  -nin artdığı oblastlarda  $u$  kiçilir və həmin oblastlarda  $u < v$  olur, yəni qrup sürəti faza sürətindən kiçik olur. Belə hala da dalğa uzunluğunun artması ilə sındırma əmsalı  $n$ -nin azalması hadisəsi uyğun gəlir (*normal dispersiya*). Bu hadisə şəffaf maddələr üçün doğrudur və *spektrin normal dispersiya oblastında işığın qrup sürəti onun faza sürətindən kiçik olur*.

Dalğa uzunluğunun artması ilə sındırma əmsalının artdığı oblastlarda isə (güclü udma zolağında)  $dv/d\lambda < 0$  olur, yəni  $\lambda$  -nin artması ilə  $v$  azalır. Bu oblastda qrup sürəti artır, yəni  $u > v$  olur. Deməli, qrup sürəti faza sürətini üstələyir. Bu hadisənin mahiyyətini başa düşmək üçün qeyd edək ki, əslində işıq dalğasını yaradan yüklü zərrəciyin rəqsləri həmişə (monoxromatik işıq götürüldükdə belə) mürəkkəb rəqslərin toplusundan ibarət olur.

Furje teoreminə əsasən belə toplunu sonsuz sayıda sinusoidalara ayırmaq olar və hər bir sinusoidaya da sonsuz kiçik miqdarda enerji daşımaq düşür. Bu da onu deməyə əsas verir ki, işıq dispersiyalı mühitə daxil olub, müəyyən istiqamətdə yayılmağa başladığında onun ayrı-ayrı toplananları müxtəlif sürətlərə malik olduqları üçün gəlib, müşahidəçiyə müxtəlif vaxtlarda çatacaqlar.

Aydındır ki, qrupa daxil olan ayrı-ayrı toplananların hər biri sonsuz kiçik enerji gətirəcəkdir və dalğanın daşdığı enerji hər bir dalğanın amplitudasının kvadratı ilə proporsionaldır. Ona görə enerjinin əsas hissəsini rəqsləri maksimal amplitudaya malik olan hissə köçürəcəkdir. Müşahidəçi də rəqsləri, onların maksimumu

ona çatanda qəbul edir. Deməli, *dalğanın yayılma sürəti enerjinin bir yerdən başqa yerə köçürülməsi sürəti ilə ölçülsə, bu halda qrup sürəti ölçülür*. Işığın sürətini təyin etmək metodları olan Yupiterin peykinin tutulması, Fizo, fırlanan güzgü və prizma metodları məhz bu hadisəyə əsaslanır. Vaxtilə ulduz aberrasiyası metodu haqqında bəzi şübhələr yaranmışdı, lakin ətraflı təhlillər göstərdi ki, bu halda da qrup sürəti ölçülür. Beləliklə, işıq sürətinin bilavasitə təyin edilməsinin bütün metodları qrup sürətini verir.

Havada dispersiya hadisəsi o qədər zəifdir ki, o mühitdə qrup sürəti praktiki olaraq, faza sürəti ilə üst-üstə düşür, yəni havada işığın faza sürəti ilə qrup sürəti arasında olan fərqi tutmaq çox çətinidir. Bu fərq ilk dəfə Maykelson tərəfindən tapılmışdır. Əvvəllərdə qeyd etdiyimiz kimi, Maykelson işığın boşluqdakı sürətinin spektrin görünən hissəsində böyük dispersiyaya malik olan kükürlü karbondakı ( $CS_2$ ) sürətinə olan nisbəti üçün 1,76 qiymətini almışdı. Halbuki, kükürlü karbon üçün mütləq sındırma əmsalı (ışığın boşluqdakı sürətinin kükürlü karbondakı faza sürətinə olan nisbəti) 1,64-ə bərabərdir. Bu fərq (havada işığın faza sürəti ilə qrup sürəti arasındakı fərq) havanın özünün də dispersiyalı mühit olduğunu isbat etmiş oldu.

Şək. 13-dən görünür ki, intensiv udma zolağının içərisində  $dn/d\lambda$  müsbətdir, ona görə də  $d\vartheta/d\lambda < 0$ ;  $n = c/\vartheta$ . Bundan başqa, rezonans dalğa uzunluğundan bir az kiçik olan dalğa uzunluqları üçün  $n < 1$  ola bilər. Ona görə də faza sürəti üçün  $\vartheta > c$  bərabərsizliyi alınır. (1.4) düsturuna görə, buradan belə bir nəticə çıxır ki, udma zolağı daxilində işığın  $u$  - qrup sürəti onun  $c$  - vakuumdakı sürətindən böyük qiymət ala bilər. Lakin bu nəticə nisbilik nəzəriyyəsinə zidd deyildir. Nisbilik nəzəriyyəsinə görə enerji işığın boşluqdakı sürətindən böyük olan sürətlə yayıla (daşına) bilməz.

Ayrı-ayrı dalğaların faza sürətləri ilə tam impulsun qrup sürətindən fərqləndirilməsində bir çox çətinliklər mövcuddur. Mühitin optik xassələrindən və ilkin işıq impulsunun forma və tezliyindən asılı olaraq mühiti keçən işıq çox zəifləyə və təhrif oluna bilər. Bu da onun qeyd (detektə) olunmasını xeyli çətinləşdirir. Məsələn, Pristonun NEC İnstitutunun əməkdaşları,

xüsusi olaraq özündə seziüm atomları saxlayan, mütləq sifra yaxın temperatura qədər soyudulmuş, qeyri-adi sındırma əmsalına və qeyri-xətti optik mühitə malik olan özəyə tezliyi bir-birindən cüzi fərqlənən iki identik lazer şüasını buraxmaqla bu çətinliyi aradan qaldıra bilmişlər. Bu manevrlə onlar yalnız impulsun formasını saxlamaq deyil, onun maksimumunun yerini zamana görə irəliə doğru dəyişdirə bilmişlər. Nəticədə, təcrübəni aparan əməkdaşların təbirincə desək: “impulsun maksimumu özəyə (mühitə) çatmamışdan əvvəl, özəyi keçir və oradan çıxır”.

Həmin təcrübənin nəticəsi kimi göstərilir ki, işıq impulsu özəyə çatana qədər özədən çıxır, yəni, işıq impulsunun nəzəri olaraq mümkün olan vakuumba yayılma sürətindən böyük sürətlə yayıla bilməsi imkanı təsdiq olunur. Belə çıxır ki, “nisbilik nəzəriyyəsi dağıdılmışdır!”. Son zamanlar mətbuatda bu və bunun kimi: “alimlər işıq sürətini aşdılar”; “ışıq sürəti üstələndi” və s. başlıqlar altında məqalələr çap olunmaqdadır. “Nisbilik nəzəriyyəsi dağılması” fikrinə cavab olaraq akad. V.L.Ginzburq belə bir fikir söylədi ki, 75 ildir kvant nəzəriyyəsinin çoxsaylı tətbiqləri həyata keçirilir, lakin hələ də o nəzəriyyə lazım olan səviyyədə başa düşülməyib.

Fiziklər nisbilik nəzəriyyəsinin prinsiplərinin danılmaz olduğunu təsdiq edirlər və buna heç bir şübhə ilə yanaşmırlar. Onların fikrincə, Pristonlu tədqiqatçılar yalnız işığın yayılması hadisəsi üzərində müxtəlif üsullarla işləməyin mümkün olduğunu göstərmişlər. Bu hadisənin də fiziki mahiyyəti işıq impulsunun müxtəlif tezlikli dalğaların toplusundan ibarət olmasıdır. Dalğalar toplusu – impuls, mühitə daxil olan andan başlayaraq onun tərkibinə daxil olan müxtəlif tezlikli dalğalar müxtəlif sürətlərlə yayılır və onlar arasında olan qarşılıqlı təsirlər də müxtəlif dəyişikliklərə uğrayırlar. Çox vaxt belə dəyişikliklər, müşahidə üsullarının qüsurları üzündən, həqiqətə uyğun olmayan nəticələrə gətirir. Çünki ayrı-ayrı dalğaların faza sürətləri ilə tam impulsun qrup sürətindən fərqləndirilməsində bir çox çətinliklər mövcuddur. Mühitin optik xassələrindən və ilkin işıq impulsunun forma və tezliyindən asılı olaraq mühiti keçən işıq çox zəifləyər və təhrif oluna bilər. Bu da onun müşahidə olunmasını xeyli çətinləşdirir.

Bu deyilənləri Pristonda – yuxarıda adı çəkilən işi aparan qrupun rəhbəri L.Vanqın özü təsdiq edir. O, bildirir: “...hadisəni “nisbilik nəzəriyyəsi dağıdılmışdır!” kimi qiymətləndirmək səhv mühakimə variantlarından biridir. Çünki özəkdən qayıdan işıq impulsu düşən impulsdan işarəcə fərqlənir, yəni əksinə yönəlmiş olur. Buradan da o səhv nəticə çıxarılır ki, impuls özəyə daxil olmamışdan əvvəl - saniyənin 62-milyardda biri müddətində, özəkdən çıxır...”.

Hələllik, fiziklərin gəldikləri son qərar belədir ki, “ışıq impulsunun sürətləndirilməsi” adlanan bu hadisə təcrübi baxımından maraqlı olsa da, onun nisbilik nəzəriyyəsinə heç bir dəxli yoxdur. Həmin nəticə, bir çox mətbuat orqanlarının tələsik yaydıqları kimi - ifratyüksək tezlikli kompüterlər yaradılması üçün yox, yalnız müəyyən (səbəb-nəticə əlaqəsi olmayan) informasiyanı işıq sürətindən böyük sürətlə verilməsi işində istifadə edilə bilər. Belə təcrübələrin aparılması və ziddiyyətli nəticələr - mühiti keçərkən müəyyən dəyişikliklərə uğramış işıq impulslarının düzgün qeyd olunmasının vacibliyi işində stimulu rolunu oynaya bilər.

Doğrudan da işıq impulsunun ayrı-ayrı komponentləri üzərində dəyişikliklər etməklə onun sürətini azaltmaq (Harvardda işığın qrup sürətini 17 *m/san*-yə qədər azaltması mümkün olmuşdur) və artırmaq olar. Lakin bu zaman hər bir komponentin sürətini saniyədə 300 min kilometrədən çox artırmaq mümkün deyil. REA-nın Ümumi Fizika İnstitutunun əməkdaşı, prof. V.Bıkov qeyd edir ki, nisbilik nəzəriyyəsi bütün işıq sürətindən böyük sürətləri deyil, yalnız bir-biri ilə səbəb-nəticə əlaqəsində olan hərəkətlərin sürətlərini qadağan edir. Məsələn, bu və ya digər cismin vəziyyəti və sürəti sonradan onun başqa bir nöqtədə olmasına səbəbdirsə, nisbilik nəzəriyyəsinin prinsipləri bu cismin işıq sürətindən böyük sürətlər ala bilməsini inkar edir. Eləcə də, bütün informasiya və enerji daşınması ilə əlaqədar olan hərəkətlər bu qəbildəndirlər və onlar da işıq sürətindən böyük sürətə malik ola bilməzlər. Amma başqa növ hərəkətlər də var. Məsələn, əgər güzgünün köməyi ilə günəş ləkəsi qonşu evin divarına yönəldilmişsə, o ləkənin vəziyyəti əvvəlcədən həmin ləkənin harada olması ilə əlaqədar deyil, yalnız

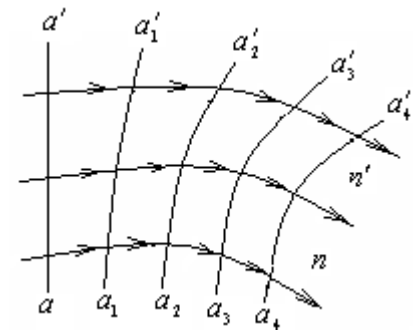
güzgünün meylindən asılıdır. Ona görə güzgü ilə alınan günəş ləkəsi divar boyunca işıq sürətindən böyük sürətlə hərəkət edə bilər.

İşığın yayılmasına mühitin təsirini bu mühiti təşkil edən maddənin atom və molekullarının tərkibinə daxil olan yüklü hissəciklərlə işıq dalğasının qarşılıqlı təsiri müəyyən edir. Bu qarşılıqlı təsirin əmələ gəlməsi üçün dalğa lazım olan zərrəciklərə çatmalıdır. Zərrəciklərin arasında işıq boşluqda yayıldığı sürətlə yayılır. Buradan belə çıxır ki, hər hansı maddədə dalğa cəbhəsi işığın boşluqdakı sürəti ilə yayılır və deməli, dispersiya edən maddədə qrup sürəti hətta  $c$ -dən böyük olsa belə, enerji bir yerdən başqa yerə, işığın boşluqdakı sürətindən böyük sürətlə köçürülə bilməz.

Maddədə dalğa cəbhəsi sürətinin işığın boşluqda sürətinə bərabər olmasını dəqiq nəzəriyyə təsdiq edir. Enerjinin yayılma sürətinə (rəqslərin maksimumlarının sürətinə) gəldikdə isə belə çıxır ki, (1.4) düsturu ilə təyin edilmiş qrup sürəti, enerjinin yayılma sürəti ilə yalnız normal dispersiya sahəsində düz gəlir. Anomal dispersiya sahəsində isə enerjinin yayılma sürəti hiss ediləcək dərəcədə qrup sürətindən seçilir və həmişə də  $c$ -dən az olur.

### 3.2. Qeyri-bircins mühidə işığın yayılması

$n$  sındırma əmsalı, arası kəsilmədən, nöqtədən-nöqtəyə dəyişən maddələrə *optik bircins olmayan maddə* deyilir. Bu növ maddədə dalğa cəbhəsinin müxtəlif hissələri müxtəlif sürətlərlə yayılır ki, bunun da nəticəsində dalğanın səthi arası kəsilmədən deformasiyaya uğrayır. Bu zaman eyni fazalı səthlərə ortoqonal olan xətlərdən ibarət şüalar əyrilir.

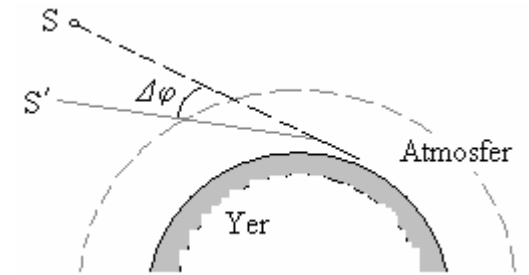


**Şəkil 16.** Bircinsli olmayan maddələrdə şüaların əyilməsi

Elə maddə götürək ki, sındırma əmsalı  $n$  qiymətindən  $n'$  qiymətinə qədər arası kəsilmədən dəyişənsin və həm də  $n < n'$  olduğunu fərz edək (şək. 16). Tutaq ki, hər hansı bir anda dalğa cəbhəsi şəkil müstəvisinə perpendikulyar olan  $aa'$  müstəvisidir.  $n$  kiçik olan yerdə dalğanın yayılmasının sonrakı andakı  $aa'$  cəbhəsi daha tez və,  $n$  böyük olan yerdə, daha yavaş yayılacaqdır. Buna görə dalğa cəbhəsinin vəziyyəti sonrakı anlarda  $aa'$ ,  $a_1a'_1$ ,  $a_2a'_2$ ,  $a_3a'_3$ ,  $a_4a'_4$  və sairə əyri səthləri ilə göstəriləcəkdir. Dalğa cəbhəsinin hər bir vəziyyətini normal kəsən şüalar, 16-cı şəkildə göstəriləndiyi kimi aşağıya doğru əyilmiş olur.

Bircinsli olmayan maddələrə bir misal olaraq, qalınlığı kafi qədər böyük götürülmüş yer atmosferi göstərilə bilər. Atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılı olaraq dəyişməsi sındırma əmsalının da bununla əlaqədar olaraq dəyişməsinə səbəb olur. Sındırma əmsalı çox hündürlüklərdə daha kiçik, yer səthinin yaxınlığında isə daha böyükdür. Bunun

nəticəsində hər hansı bir ulduzdan Yərə gələn şüa, atmosferdə sınıra qədər əyilir. Ulduzun görünən  $S$  vəziyyəti onun həqiqi  $S'$  vəziyyətinə görə yerini dəyişmiş olur. Bu hadisəyə *astronomik refraksiya*, bucaq yerdəyişməsi -  $\Delta\varphi$ -yə isə *refraksiya bucağı* deyilir.



**Şəkil 17.** Yer atmosferində Günəş şüalarının əyilməsi.

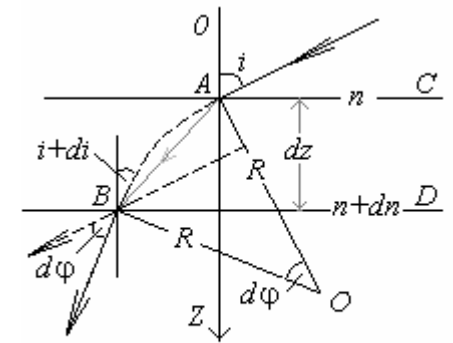
Astronomik refraksiya bucağı  $\Delta\varphi$  zenitdə olan ulduzlar üçün sıfıra bərabər, üfqə yaxın yerləşən ulduzlar üçün isə maksimum qiymətə ( $35'$ -yə) çatır.

Astronomik refraksiya görə Günəş üfqə yaxın həqiqi vəziyyətindən bir qədər hündürdə görünür və bunun nəticəsində gün də bir qədər uzanmış olur (şək. 17). Böyük məsafələrdə geodezik ölçülər apardıqda da, şüaların atmosferdə sınımasını nəzərə almaq lazım gəlir. Atmosferdə təsadüfi əmələ gələn qeyri-



bircinslilik halları *ulduzların səyrişməsinə* səbəb olur. Yer qızmış səthi və ya dəniz səthi üzərində, hündürlüyə görə, atmosferin temperaturun bircinsli olmaması sındırma əmsalının dəyişməsinə səbəb olur. Bu da *miraj hadisəsi* ilə müşahidə olunur. Təcrübələr göstərir ki, qızmış səthin üzəri ilə şüaları yayılmağa məcbur edərək, süni surətdə miraj əmələ gətirmək mümkündür.

İşıq şüasının düşmə bucağı və mühitin sındırma əmsalının gradientindən asılı olaraq, bu şüanın əyilməsini kəmiyyətcə xarakterizə etmək üçün sındırma əmsalı  $OZ$  istiqamətində arası kəsilmədən dəyişən və  $OZ$ -ə perpendikulyar olan hər bir müstəvidə sındırma əmsalı sabit qalan bir maddə götürək (şək. 18). Bu maddəni  $OZ$  oxuna perpendikulyar olan, çox nazik -  $dz$  qalınlıqda, nazik təbəqələrə ayıraq. Belə hesab edək ki, sındırma əmsalı bu təbəqənin daxilində  $dn$  qədər dəyişir.



**Şəkil 18.** Bircinsli olmayan maddədə şüanın əyriliyinin hesablanması.

Fərz edək ki,  $AC$  səthindən yuxarıda yerləşən təbəqədə sındırma əmsalı  $n$ -ə,  $BD$  səthindən aşağıda yerləşən təbəqədə isə  $(n+dn)$ -ə bərabərdir.  $AC$  ilə  $BD$  müstəviləri arasındakı təbəqədə isə  $n$ -dən  $n+dn$ -ə qədər xətti dəyişir.

Sınma qanununa görə,  $A$  nöqtəsinə  $i$  bucağı altında düşən şüa təbəqə daxilində sınaq, oradan  $i+di$  bucağı altında çıxacaqdır. Yenə həmin qanuna görə yazmaq olar ki:

$$n \sin i = (n + dn) \cdot \sin(i + di). \quad (3.1)$$

Aydındır ki, şüa  $A$  və  $B$  nöqtələri arasında öz istiqamətini arası kəsilmədən dəyişir və onun keçdiyi yol şək. 18-də göstərilən qırıq xətti əyri olur. Şüaların düşdüyü  $A$  və çıxdığı  $B$  nöqtələrində şüaların giriş və çıxış istiqamətlərinə perpendikulyarlar çəkək. Bunlar  $O$  nöqtəsində kəsişəcəklər.  $O$  nöqtəsi şüanın təbəqə

daxilində hərəkət trayektoriyasını əks etdirən əyrinin əyrilik mərkəzi,  $AO = BO = R$  isə əyrilik radiusu olacaqdır.  $AB$  vətərinin uzunluğunu  $ds$  ilə göstərək. Kiçik bucaqlar üçün  $d\varphi = \sin d\varphi$  bərabərliyini və  $ds$  kiçik olduğunu nəzərə alıb,  $R = \frac{ds}{d\varphi}$  ifadəsini

yaza bilərik. Burada  $d\varphi$  -  $AO$  və  $BO$  radiusları arasındakı bucaqdır. Şək. 18-dən görünür ki, şüaların giriş və çıxış istiqamətləri arasında qalan bucaq mərkəzi bucaq, hansı ki,  $i - (i + di)$  fərqi ilə təyin olunur, mərkəzi  $AOB$  bucağı ilə tərəfləri qarşılıqlı perpendikulyar bucaqlardır. Deməli,  $d\varphi = i - (i + di) = -di$ . Buradan da  $R = -\frac{ds}{di}$ . Nəticədə,  $dz = ds \cdot \cos(i + di) \cong ds \cdot \cos i$  olduğunu bilərək şüanın ayrılığını üçün:

$$\frac{1}{R} = -\frac{\cos i \cdot di}{dz} \quad (3.2)$$

ifadəsini alırıq.

İndi (3.1) düsturundan istifadə edərək yazaq ki:

$$n \sin i = (n + dn)(\sin i \cdot \cos di + \cos i \cdot \sin di).$$

Burada  $\cos di \cong 1$ ;  $\sin di \cong di$  hesab etmək və ikinci dərəcəli kiçik kəmiyyətləri atmaq olar:  $n \cdot \sin i = (n + dn)(\sin i + \cos i \cdot di)$ . Buradan da  $dn \cdot \sin i + dn \cdot \cos i \cdot di = -n \cos i \cdot di$  ifadəsini alırıq. İndi də  $\frac{dn}{n} \cdot di$ -ni nəzərə almasaq, yaza bilərik ki:  $di = -\operatorname{tgi} \frac{dn}{n}$ .  $di$ -nin bu qiymətini (3.2)-də yerinə qoyaraq tapırıq:

$$\frac{1}{R} = \frac{\sin i}{n} \cdot \frac{dn}{dz}. \quad (3.3)$$

Burada  $\frac{dn}{dz}$  - kəmiyyəti sınma əmsalının qradienti,  $n$  - şüanın düşdüyü nöqtədə maddənin sındırma əmsalının qiyməti,  $i$  - şüanın düşmə bucağıdır.

(3.3) düsturu bircinsli olmayan maddənin hər bir nöqtəsində şüanın ayrılığını kəmiyyətcə xarakterizə edir. Göründüyü kimi

sındırma əmsalının qradienti çoxaldıqca, yəni maddənin qeyri-bircinsliliyi artdıqca, şüanın əyriliyi də çoxalır. Bundan başqa, (3.3) düsturu şüanın əyilmə dərəcəsinin onun yayılma istiqamətindən də asılı olduğunu göstərir:  $i = 0$  olduqda  $R = \infty$  - yəni, əyilmə olmur;  $i = \frac{\pi}{2}$  olduqda isə əyrilik maksimuma çatır:  $\left(\frac{1}{R}\right)_{max} = \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dz}$ .

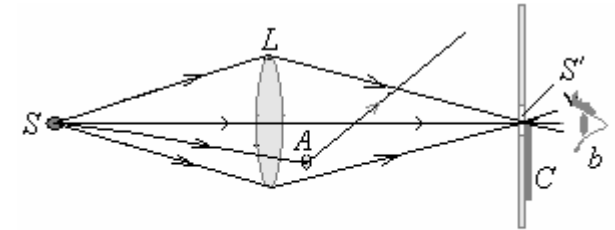
Beləliklə, şüanın əyriliyi, onun  $OZ$  istiqamətinə perpendikulyar olduğu nöqtədə maksimal olur.  $i = 0$  olduqda isə əyrilik sıfıra bərabərdir. Deməli,  $OZ$  oxuna paralel olan şüa düz qalır. Bu halda müstəvi dalğa cəbhəsi eyni  $n$  qiymətli müstəvilərə paralel olur və bircinsli olmayan maddədə müstəvi formasını saxlayaraq yayılır, yalnız onun yayılma sürəti dəyişir.

### 3.3. Kiçik optik bircinsliliyin aşkara çıxarılması

Optik cihazlar istehsalı sənayesi öz inkişaf tarixi boyu şəffaf maddələrdə (şüşə, hava və s.) kiçik yerli bircinsliliyin olub-olmadığını meydana çıxarımaq üçün müxtəlif metodlardan istifadə etmişdir. Bu metodlardan ən çox istifadə olunanı sındırma əmsalının arası

kəsilmədən dəyişdiyi yerlərdə işığın sınmasına əsaslanır.

Şək. 19-da bu metodun sxemi verilmişdir. Uzun fokuslu  $L$  linzası  $S$  nöqtəsində olan



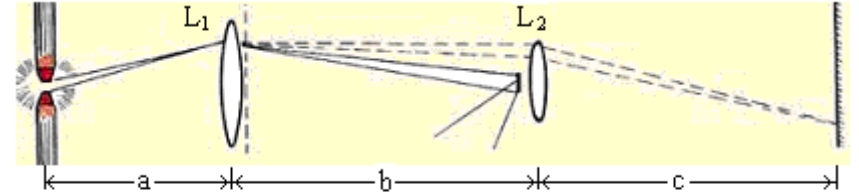
Şəkil 19. Şəffaf maddələrdə optik bircinsliliyin olub-olmadığını təyin edilməsi üsullarından biri.

kiçik işıq mənbəyinin (məsələn, qılgılcım və ya volta qövsü krateri)  $S'$  nöqtəsində həqiqi xəyalını verir.  $S'$  xəyalının arxasındakı  $b$  nöqtəsində gözümüzü  $L$  linzasının səthinə (xəyaldan gələn işığın ona düşəcəyi vəziyyətdə) fokuslandıraraq tutsaq, linzanın bütün səthi bərabər işıqlı görünər.  $S'$  xəyalının bir hissəsini qeyri-şəffaf  $C$  ekranı ilə örtərk, linzanın cəthi yenə əvvəlki kimi tamamilə

işıqlanmış görünər, çünki  $S'$  xəyalının hər bir nöqtəsi  $L$  linzasının hər yerindən keçən şüalardan əmələ gəlir. Lakin linzanın işıqlanması azalar. Çünki  $C$  ekranı şüaların bir hissəsinin qarşısını kəsir.

$L$  linzası ilə  $C$  ekranı arasında, ətrafdakı maddəyə nisbətən işığı başqa növ sındıran,  $A$  qeyri-bircinsliyi varsa, ondan keçən şüalar meyl edəcək. Bunun nəticəsində  $C$  ekranından, qeyri bircinslilik olmadığı hala nisbətən az və ya çox (qeyri bircinsliyin hansı istiqamətdə şüaları meyl etməsindən asılı olaraq) işıq keçər. Nəticədə bircinsli olmayan sahə linzanın səthindən tutqun və ya parlaq görünəcəkdir. Bu cür metodla sındırma əmsalına görə, adi halda maddənin qonşu sahələrindən xeyli az seçilən qeyri-bircins oblastin olub-olması müyyən edilə bilər. Bu metodu dəqiqləşdirmək üçün müşahidəni baxış (rəsəd) borusu ilə aparmaq və ya obyektivi  $L$  linzasının səthinə fokuslanmış fotokamera ilə əzəv etmək olar.

Hal-hazırda Amerikanın və Avropanın aparıcı optik və lazer mərkəzləri biotibbidə, materialşünaslıqda və mühitin qeyri-bircinsliliyini tədqiq etmək üçün yeni növ optik tomoqraflar yaratmaq istiqamətində intensiv axtarış işləri aparırlar. Bu təyinatı cihazlar qurulmasının iki perspektiv istiqaməti vardır: şüalanmanın koherent xassələrindən istifadə olunması və nono- və pikosaniyəli lazer impulsları ilə zondlamadan istifadə etməyə imkan verən sistemlər qurulması. Belə optik informasiya texnologiyalarının inkişafı yeni növ dalğaötürücülərinin, informasiyanı dispersiya hadisəsinin köməyi ilə daşımağa imkan verən foton-kristal mühitlərin və sapların yeni nəsillərinin yaradılmasını tələb edir. Bunun üçün qısa sap və ya kristalda dispersiyayı ölçmək lazım gəlir və s. Lakin elə sadə qurğular da var ki, onu fizika praktikumu laboratoriyalarında da quraşdırmaq olar. Bunlardan birinin sxemi şəkl. 20-də verilmişdir və laboratoriyada şüşənin keyfiyyətini yoxlamaq üçün istifadə oluna bilər. Bu metod, qığılcım və ya impuls lampası vasitəsilə alınan çox qısa müddətli işıqlandırmadan istifadə etməklə, mühitdə baş verən və ani zaman müddətində dəyişən qeyri-bircinsliliyin aşkar olmasını, onun vəziyyətini təyin etməyə və həmin vəziyyətin fotosəklini almağa imkan verir.



**Şəkil 20.** Optik qeyri-bircinsliliyi müşahidə etmək üçün təkmilləşmiş variantlardan birinin sxemi.

Beləliklə, bu qurğu ilə səsin, partlayış dalğasının və havada tez hərəkət edən cisimlərin (məsələn, güllənin) əmələ gətirdiyi dalğaların yaratdıqları sıxlaşma və seyrəkləşmə yerlərinin fotosəklini almaq mümkün olur. Hal hazırda olan imkanlarda istifadə edib, işıq məndəyi olaraq, lampanı lazer ilə əvəz etmək olar və üsul optik qeyri-bircinsliliyi müşahidə etməyi daha asan edəcəkdir.

### 3.4. Işığın bulanıq maddədən keçməsi

İşığ dəstəsi bulanıq maddədən (duman, tərkibində asılı halda hissəcikləri olan mayelər, kolloid məhlullar və s.) keçəndə onun bir hissəsi ətrafda səpələnir; bunun nəticəsində işıq dəstəsi yandan baxılında görünür. Bulanıq maddə işığı ətrafa səpdiyinə görə yayılma istiqamətində enerji selinin sıxlığı yalnız udulma olan hala nisbətən daha tez azalır. Buna görə də bulanıq maddə üçün işığın udulma qanununun ifadəsində (yuxarıda verilmiş (2.24) düsturuna bax), həqiqi  $k$  udma əmsalı ilə birlikdə, səpələnmə nəticəsində meydana çıxan əlavə  $k'$  əmsalı da olmalıdır:

$$u = u_0 e^{-(k+k')l}. \quad (3.4)$$

(3.4) ifadəsində  $k'$  əmsalına *ekstinksiya əmsalı* deyilir.

Hüygens-Frenel prinsipinə görə boşluqda yaxud bütöv bircinsli maddədə yayılan dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsinə ikinci elementar dalğaların mənbəyi kimi baxıla bilər. Bu ikinci dalğalar bir-birini yayılma istiqamətində gücləndirir və digər istiqamətlərdə isə söndürürlər. Əslində, hər bir maddədə olan və onun atom quruluşundan törəyən qeyri-bircinsliliyənlərin heç bir rolu yoxdur.

Çünkü onlar işıq dalğası uzunluğunun çox kiçik sahələrinə təsir göstərir (ışıq dalğasının uzunluğu  $\lambda \cong 500 \text{ nm}$ , maye və bərk maddələrdə atomların arasındakı məsafə  $10^{-1} \text{ nm}$  tərtibində, qazlarda isə normal şəraitdə  $1 \text{ nm}$  tərtibindədir). Lakin bircinsli maddəyə bir-birindən dalğa uzunluğundan böyük olan məsafələrdə nizamsız yerləşən hissəciklər (hissəciklərin özü dalğa uzunluğundan kiçik ola bilər) daxil edilsə, hər bir hissəcikdən qayıdan dalğaların müəyyən fazalar fərqi olmur və onlar bir-birini bütün istiqamətlərdə az və ya çox dərəcədə gücləndirirlər. Beləliklə, ətrafa səpilən işıq əmələ gəlir.

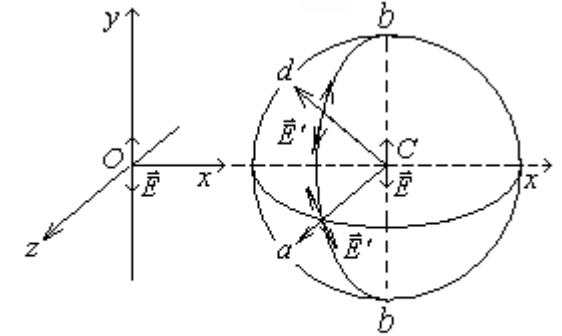
İşıq dalğasının dəyişən elektrik vektorunun təsiri ilə səpici hissəciklərin elektronları məcburi rəqslər edərək, özləri işıq dalğaları şüalandırırlar.

Hissəcik işıq dalğasının

uzunluğundan kiçik

olsa, ondakı

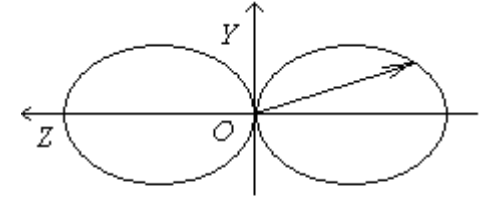
rəqslərin cəmi bir elektrtik dipolunun rəqsləri ilə müqayisə edilə bilər. Sadə olmaq üçün fərz edək ki, işıq düzxətli polyarlaşmışdır və  $\vec{E}$  vektoru  $OY$  oxuna paralel rəqs edir (şək. 21). Bu zaman izotrop  $C$  hissəciyində məcburi elektrik rəqsləri də  $OY$  oxuna paralel olur və onlar ikinci polyarlaşmış dalğa əmələ gətirir. Bu səpilmis dalğada  $\vec{E}'$  elektrik vektoru hər bir istiqamət üçün  $bb'$  dipolunun olduğu müstəvidə yerləşir və, işıq dalğalarının eninə olması nəticəsində, o eyni zamanda yayılma istiqamətinə perpendikulyar olur (məsələn,  $Ca$  və ya  $Cd$  istiqamətlərinə perpendikulyardır). İkinci dalğanın amplitudası  $XOZ$  müstəvisində yerləşən istiqamətində maksimum olur,  $bb'$  dipolunun oxu istiqamətində isə sıfır bərabərdir. Buradan belə bir nəticədə çıxır ki, *əgər birinci dəstə müstəvi polyarlaşmışsa, səpilmis işıq da müstəvi polyarlaşmış olur və müxtəlif istiqamətlərə müxtəlif intensivliklə malikdir.*



**Şəkil 21.** Bircinsli dalğanın yastı polyarlaşdığı halda səpilən dalğanın əmələ gəlməsi sxemi.

22-ci şəkildə səpilməmiş işıqda birinci dəstənin yayılma istiqamətinə perpendikulyar olan (şək. 20-də YOZ müstəvisinə paralel) müstəvidə intensivliklərin paylanması vektor diaqramı verilmişdir.

Bulanıq maddədə müstəvi polyarlaşmış işıq dəstəsi yayılma, ona birinci dəstənin (polyarlaşma müstəvisi dalğanın  $\vec{E}$  - elektrik vektorunun rəqs müstəvisinə perpendikulyardır və əvəzləyici dəstənin polyarlaşma müstəvisi



**Şəkil 22.** Səpilməmiş işıqda intensivliyinin paylanması.

XOZ müstəvisidir (şək. 21)) polyarlaşma müstəvisi üzrə yandan baxılırsa, dəstə yaxşı görünür. Lakin bu müstəviyə perpendikulyar olan istiqamətdə baxılırsa, işıq dəstəsi heç görünmür.

Səpici hissəcikdə məcburi rəqslər onun üzərinə düşən dalğanın  $v$  rəqs tezliyinə bərabər tezliklə baş verir. Buna görə də səpilməmiş işığın tezliyi birinci dəstədəki işığın tezliyi ilə eyni olur. İşığın elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə elektrik dipolunun buraxdığı dalğanın amplitudası onun tezliyinin kvadratı -  $v^2$ , ilə proporsionaldır. Enerji selinin sıxlığı ilə ölçülən işıq intensivliyi isə amplitudanın kvadratı ilə proporsionaldır. Buradan belə nəticə çıxır ki, *səpilməmiş işığın intensivliyi tezliyin dördüncü dərəcəsi ilə proporsionaldır*. Başqa sözlə desək, *səpilməmiş işığın intensivliyi dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs proporsionaldır*.

$$I \sim v^4 \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (3.5)$$

Bu münasibət *Reley qanunu* adlanır. Əgər şəffaf maddənin içərisinə çox xırda hissəciklər qarışdırılıbsa, həmin bulanıq maddə ağ işığı səpəndə mavi görünür. Çünki mavi və göy şüaların dalğa uzunluqları sarı və qırmızı şüaların dalğa uzunluqlarından kiçikdir və Reley qanununa görə onlar sarı və qırmızı şüalara nisbətən daha çox səpilirlər.

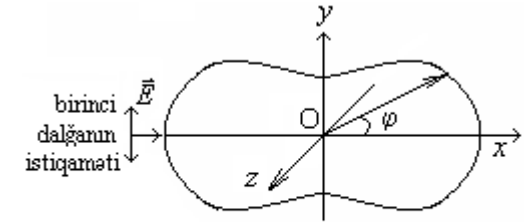
Əgər birinci dəstədəki işıq polyarlaşmışsa, onda bu dəstəyə perpendikulyar olan müstəvi üzərində - bütün istiqamətlərdə,

səpilən işığın intensivliyi bərabər paylanmış olacaq. Ümumiyyətlə, səpilmiş işığın intensivliyi yalnız birinci dəstə ilə səpilmənin istiqaməti arasındakı  $\varphi$  bucağından asılı olur ki, həmin asılılıq aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$I \sim (1 + \cos^2 \varphi).$$

Qrafiki olaraq bu asılılıq, birinci dəstəyə və ona perpendikulyar olan xəttə nisbətən simmetrik olan əyri ilə ifadə olunur (şək. 23).

Birinci işıq dəstəsi polyarlaşmamış olduğu halda da səpilən işıq polyarlaşmış olur. Bu işıq dalğalarının eninə dalğa olmasının nəticəsidir. Doğrudan da, birinci dəstə  $OX$  oxu istiqamətində yayılma



**Şəkil 23.** Səpilmiş işıqda intensivliyin səpilmə bucağından asılılığı.

yayılma (şək. 23)  $\vec{E}$

elektrik vektorunun rəqsləri  $YOZ$  müstəvisi üzərində baş verir. Səpilmiş işığa birinci dəstənin yayılma istiqamətinə perpendikulyar olan istiqamətdə baxdıqda (məsələn,  $OZ$  oxu istiqamətində) səpici hissəciklərdəki məcburi rəqsləri, biri  $OY$  oxu, o biri də  $OZ$  oxu boyunca əmələ gələn iki toplanana ayırmaq olar. Işıq dalğalarının eninə olması nəticəsində  $OZ$  istiqamətində yayılan səpilmiş dalğada rəqslər yalnız hissəciklərin rəqslərinin  $OY$  oxu üzrə düşən toplananlarının təsiri ilə əmələ gələcək. Beləliklə, səpilmiş dalğada  $\vec{E}'$  elektrik vektoru  $OY$  oxuna paralel rəqs edəcək və işıq tamamilə polyarlaşacaqdır. Birinci dəstənin istiqamətinə nisbətən çəpinə səpilmiş işıq isə qismən polyarlaşmış olur.

Səpici hissəciklərin ölçüsü işıq dalğasının uzunluğundan böyük olduqda göstərilən qanunauyğunluqlar ödənilir. Belə hissəciklər üçün səpilmiş işığın intensivliyi dalğa uzunluğunun kvadratı ilə tərs proporsionaldır. Səpici hissəciklər iri olduqda səpilən işıq ağ, səpici hissəciklər Reley qanununun ödənilmədiyi haldakı kimi kiçik olduqda səpilən işıq mavi rəng alır. Bu deyilənlər həyatı təcrübəmizdən çox yaxşı məlum olan kiçik damcılardan ibarət olan dumanın göy, iri



damcılardan ibarət olan dumanın isə ağ görünməsi faktı ilə düz gəlir.

Hissəciklər iri olduqda səpilməmiş işıq qismən polyarlaşmış olur. Polyarlaşmanın dərəcəsi isə hissəciklərin forma və ölçülərindən asılıdır. Belə hissəciklər üçün səpilməmiş işığın intensivliyinin səpilmənin istiqamətindən asılılığı daha mürəkkəb xarakterə malik olur.

### 3.5. Molekulyar səpilmə

Yuxarıda qeyd olunduğu kimi, tam bircinsli maddə işığı səpməməlidir. Lakin həqiqətdə tozdan və hər növ kənar hissəklərdən diqqətli surətdə təmizlənmiş olan maddə işığı müəyyən dərəcədə səpir. Bunun səbəbini L.İ.Mandelştam və M.Smoluxovski sıxlığın flüktuasiyasının mövcud olması ilə izah edirlər. Sıxlığın flüktuasiyası maddə quruluşunun molekulyar kinetik təbiəti ilə əlaqədar olduğundan, flüktuasiyadan əmələ gələn səpilməyə *molekulyar səpilmə* deyilir.

Molekulyar səpilmə qaz, maye və bərk cisimlərdə baş verir. Bu cür səpilmə çox zəif intensivliyə malik olur və bir çox hallarda birinci işıq dəstəsinin enerjisinin yalnız  $\sim 10^{-6}$ - $10^{-7}$  hissəsinə bərabər ola bilər.

Temperatur artdıqca sıxlığın flüktuasiyası daha güclü olduğundan, molekulyar səpilmənin intensivliyi artır. Bu əlamətə görə molekulyar səpilmə kənar hissəciklərin işığı temperaturdan asılı olmayaraq səpməsindən fərqlənir.

Göyün mavi rəngi molekulyar səpilmə ilə izah edilir. Molekulların xaotik hərəkəti nəticəsində atmosferdə arası kəsilmədən əmələ gələn hava axınları nəticəsində sıxlaşan və seyrəkləşən yerlər günəş işığını səpirlər. Bu zaman, Reley qanununa uyğun olaraq, mavi və göy şüalar sarı və qırmızı şüalara nisbətən daha çox səpilir. Ona görə atmosfer mavi görünür və Yer səthinə çatan Günəş işığının spektrində qırmızı rəngin intensivliyi daha çox olur. Əcdadlarımızın Səmanı “Göy” adlandırması da bu hadisə ilə əlaqədardır.

Atmosferdən səpilməmiş işıq qismən polyarlaşmış olur. Bu hadisə

öz qiymət və xarakterinə görə nəzəri hesablamalarla düz gəlir. Belə ki, nəzəriyyə  $k'$  ekstinksiya əmsalının qiymətini verir. Qazda molekulyar səpilmə üçün  $k' = \frac{8\pi^3}{3N\rho} \cdot \frac{(\varepsilon-1)^2}{\lambda^4}$  ifadəsindən istifadə

edilir. Burada  $N$  - Avogadro ədədi,  $\rho$ -sıxlıq,  $\varepsilon$  -dielektrik sabitidir. 1912-ci ildə Tenerif zirvəsində aparılan müşahidələrə görə, atmosferdə toz olmayanda, hava üçün  $k'$  ekstinksiya əmsalı üçün  $5,6 \cdot 10^{-9} m^{-1}$  qiyməti alındı. Ölçmələr  $375 nm$  uzunluqlu işıq dalğası ilə, normal təzyiq və temperaturda aparıldı. Həmin ölçmənin nəticəsi olaraq, Avogadro ədədi üçün  $N=6,6 \cdot 10^{23} mol^{-1}$  qiyməti tapıldı. Bu qiymət, müşahidə səhvləri hüdudunda, Avogadro ədədinin həqiqi qiyməti ilə düz gəldi. Beləliklə, hələ əldə daha mükəmməl ölçü cihazlarının olmadığı bir ərəfədə ekstinksiya əmsalının hesablanması üçün nəzəriyyənin təklif etdiyi ifadə praktikada təsdiq olundu.

Sıxlığın güclü flüktuasiyaları üçün xüsusi əlverişli şəraitlər maddənin böhran vəziyyəti yaxınlığında əmələ gəlir. Bu flüktuasiyaların nəticəsində işıq intensiv surətdə səpilir. Doğrudan da, böhran temperaturunda intensiv işıq səpilməsi müşahidə olunur ki, bu hadisə *böhran opalesensiyası* adı ilə məşhurdur. İntensiv molekulyar səpilmənin digər bir halı məhlullarda böhran temperaturunda müşahidə olunur. *Böhran qarışma temperaturu* deyiləndə, müəyyən nisbətdə götürmüş iki mayenin bircinsli qarışığı verdikləri temperatur düşünülür. Böhran qarışma temperaturuna yaxınlaşdıqda konsentrasiyanın güclü flüktuasiyaları əmələ gəlir ki, bunlar işığın intensiv səpilməsinə səbəb olur.

Mayenin səthində işığın səpilməsi hadisəsi L.N.Mandelştam tərəfindən aydınlaşdırıldı. Onun fikrincə molekulların istilik hərəkəti nəticəsində mayenin səthi ideal güzgü deyil, bir qədər tutqunluğa malikdir və bu da mayenin səthində işığın səpilməsi hadisəsini yaradır. Lakin səthigərilmə qüvvəsinin təsirinə görə adi şəraitdə bu tutqunluq çox zəifdir. Səthigərilmə əmsallarının qiyməti bir-birinə yaxın olan iki mayenin sərhədində bu əmsalının rolu xeyli azdır. Doğrudan da belə iki mayenin sərhədindən işığın daha çox səpilməsi müşahidə olunur.

İşığın maddədən keçərkən səpilməsi hadisəsinin tədqiqi hər hansı bir maddədə asılı halda olan kolloid hissəciklərinin fiziki və kimyəvi xassələrini öyrənmək üçün mühüm rol oynayır. Çünki səpilən işığın olması məhlulda kolloid hissəciklərin olduğunu göstərir. Reley qanununa görə səpilən işığın intensivliyi dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs və səpici hissəciyin həcmi ilə düz proporsionaldır. Beləliklə, səpilən işığın intensivliyinə və rənginə görə kolloid hissəciklərin ölçüləri haqqında müəyyən mühakimə yürütmək olur.

İşığın maddədən keçərkən səpilməsi intensivliyinin dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs proporsional olması qanunu metalların kolloid hissəcikləri üçün ödənmir. Belə hissəciklər işığı nəinki səpir, hətta seçmə ilə udur. Başqa sözlə, metalın kolloid hissəcikləri olan məhluldan işıq keçərkən rənginin dəyişməsi iki səbəb ilə izah olunur: şüalar səpilir və hissəciklərdə udululur. Bu iki səbəb belə məhluldan keçən işığın intensivliyinin və rənginin hissəciklərin ölçüsündən çox mürəkkəb bir asılılığına gətirib çıxarır. Belə ki, gümüşün kolloid məhlulundan keçən ağ işığın rəngi, hissəciklərin ölçüsündən asılı olaraq, qırmızı və ya yaşıl ola bilər.

Hər hansı şəffaf bərk cisim üzərində çilənmiş kolloid hissəciklərindən də səpilmə müşahidə edilir. Məsələn, şüşə üzərində qızılın kolloid hissəciklərinin olması ona bənövşəyi çalan xarakterik qırmızı (“yaqut”) rəngini verir.

### **3.6. Xromatik və modarası dispersiya**

Optik lifli rabitə şəbəkələrinin fəaliyyətinin əsasını işıq dalğalarının optik lif vasitəsi ilə uzaq məsafələrə ötürülməsi təşkil edir. Bu məqsədlə informasiya daşıyan elektrik siqnalları işıq impulslarına çevrilir və minimal təhrif ilə lif-optik pabitə xəttinə (LORX) verilir. LORX-un geniş yayılmasının əsas səbəbi optik lif vasitəsi ilə informasiya ötürməsinin mis naqıl və ya radioefir vasitəsi ilə ötürülməsinə nisbətən bir çox üstünlüklərə malik olmasıdır.

Optik lifli rabitə xətti ilə bir saniyə ərzində bir neçə terabit tutumlu informasiya selini göndərmək mümkündür. LORX-in bir əsas üstünlüyü də odadır ki, bu sistemdə siqnalın sönməsinin az olması sayəsində informasiyanı yüz və, hətta, minlərlə kilometr məsafələrə göndərmək olur. LORX-in kiçik elektromaqnit qavrayıcılığa malik olması onu xarici elektromaqnit sahəsinin və bir çox digər faktorların təsirlərindən azad edir.

LORX-in əsasını təşkil edən optik lif müxtəlif optik və mexaniki xassələrə malik olan maddələrin kombinasiyalarından təşkil olunur. Lifin xarici hissəsi, özəyə nisbətən, daha yüksək dərəcədə sındırma əmsalına malik olan plastik kütlədən və ya epoksid kompozitsiyadan hazırlanır. Belə örtük həm də işıqötürənin mexaniki möhkəmliyini də təmin edir və kənar optik şüalanmaların LORX-a təsirinin qarşısını alır.

Bir LORX vasitəsi ilə, eynizamanda, müxtəlif spektrə malik çox sayda kanalların – modların, göndərilməsi mümkündür. Bundan başqa, LORX şəbəkəsi informasiyanın ötürülmə sürətinin artırılması imkanları ilə fərqlənir. 1982-ci ildən başlayaraq, LORX-in köməyi ilə, komməriya şəbəkəsində informasiyanın ötürülmə sürəti hər 2,4 ildə iki dəfə artırılırdı. 1990-cı ilin ortalarında bir neçə milli komməriya şəbəkəsində informasiyanı 2,5 *Qb/san* sürəti ilə ötürmə qabiliyyətinə malik olan sistemlər istifadəyə verildi. Hal-hazırda LORX-in informasiyanı 10 *Qb/san* sürəti ilə ötürə bilməsi imkanından geniş istifadə olunur. Artıq, 40 *Qb/san* sürətinə malik sistemlərdən istifadə edilməyə başlanıb və 160 *Qb/san* sürətinə malik sistemlər sınaqdan çıxarılır. Qeyd edək ki, hal-hazırda, bir spektral kanal vasitəsi ilə informasiya ötürülməsi sürətinin 640 *Qb/san* həddinə çatdırılmasına nail olunmuşdur.

İnformasiyanı ötürmə sürətinin artırılması ilə yanaşı, informasiyanın çatdırılması məsafələri də durmadan artırılır. Erbium (Er) ilə aşqarlanmış gücləndiricilərin yaradılması informasiyanın çatdırılması uzaqlığının artırılması istiqamətində böyük nailiyyətlər əldə etməyə imkan verdi. Son zamanlar Raman effektinə əsaslanan gücləndiricilərdən istifadə olunması istiqamətində tədqiqat işləri aparılır ki, belə gücləndiricilərin küyü erbiumlu gücləndiricilərə nisbətən daha azdır və gücləndirmə

qabiliyyəti informasiya vericisinin şüalanma gücündən asılı olur. Bu da o deməkdir ki, informasiya ötürücülüüyü sahəsində belə optik impulsun gücləndirməsinə qarşı heç bir fiziki məhdudiyyət yoxdur. Həmin optik gücləndiricilərdən istifadə etməklə informasiyanın çatdırılması uzaqlığını bir neçə yüz və, hətta, min kilometrə qədər artırmaq mümkündür.

İmpuls siqnalları optik liflərdə yayılan zaman onların yaygınlaşması, yəni, dispersiyası müşahidə olunur. Dispersiya nə qədər az olsa, optik lif vasitəsi ilə bir o qədər çox informasiya seli göndərmək olar. Optik lif ilə sadəcə işıq enerjisi yox, faydalı informasiya daşıyan siqnal göndərilir. Siqnallar isə öz ardıcılığına görə müəyyən informasiya daşıyan impulsar selidir. Bu selin lif boyunca yayılması prosesində onu təşkil edən impulsar yaygınlaşsa, yəni yastılanıb, uzansa, bir-birlərini örtəcəklər. Nəticədə impulsar öz formalarını dəyişəcək və siqnal təhrif olunacaqdır. Belə impulsar qəbul edildikdə onları bir-birindən ayırmaq çətin olur və ya heç mümkün olmur. Deməli, elə optik liflər yaratmaq lazım gəlir ki, onların sındırma əmsalı (dispersiyası) mümkün qədər az olsun.

Optik lif vasitəsi ilə göndərilən impulsarın yaygınlaşaraq, formasını dəyişməsi dərəcəsi, yəni dispersiyası, zaman vahidi ilə ölçülür. Qəbul olunmuşdur ki, dispersiyanı müəyyən etmək üçün,  $L$  uzunluqlu kabelin girişinə verilən impulsun davam etmə müddəti ilə həmin impulsun bu kabelin çıxışındakı davam etmə müddətinin kvadratları fərqi kvadrat kökünün müsbət qiymətindən istifadə olunsun:

$$\tau(L) = \sqrt{t_{\text{çı}}^2 - t_{\text{gir}}^2} . \quad (3.6)$$

Adətən dispersiyanı 1 km məsafəyə görə normallaşdırılır və  $psan/km$  ( $1 psan = 10^{-12} san$ ) ilə ölçülür.

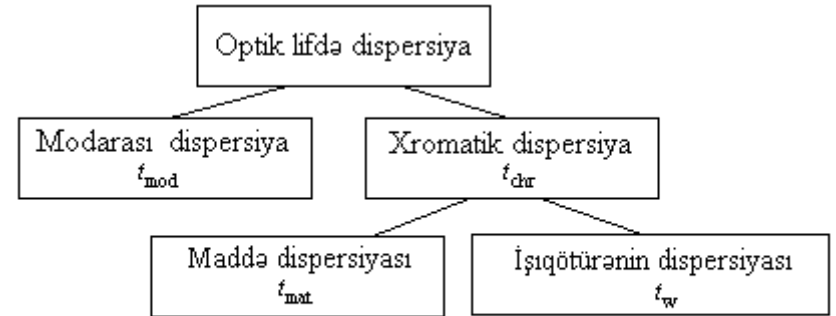
Optik lifi keçən impulsun dispersiyası aşağıda qeyd olunan üç əsas faktor ilə xarakterizə olunur:

a) LORX sisteminə istiqamətləndirilmiş müxtəlif modların lif boyunca yayılması zamanı modlararası qarşılıqlı təsiri nəticəsində impulsarın sürətlərinin dəyişməsi (modarası disperdiya  $t_{\text{mod}}$ );

b) LORX sisteminin quruluşunun istiqamətləndirmə xassəsi (ışığıötürmə dispersiyası  $t_w$ );

c) optik lifin maddəsinin xassələri (maddə dispersiyası  $t_{mat}$ ).

Optik lifin dispersiyası nə qədər kiçik olsa, onunla bir o qədər çox informasiya göndərmək mümkündür. Şək. 24-də, informasiya siqnalı keçən zaman optik lifdə baş verən dispersiya hadisəsinin müxtəlif növləri diaqram şəklində göstərilmişdir.



Şəkil 24. Optik lifdə dispersiyanın növləri.

Diaqramdan görünür ki, optik lifdə, əsasən, iki növ dispersiya mövcud olur: xromatik və modarası dispersiya. Xromatik dispersiya, öz növbəsində, lifin maddəsinin və işığıötürənin dispersiyalarının cəmindən ibarət olur. (3.6) ifadəsinə uyğun olaraq, yekun dispersiya aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$t^2 = t_{mod}^2 + t_{chr}^2 = t_{mod}^2 + (t_{mat} + t_w)^2 \quad (3.7)$$

Modarası dispersiya ayrı-ayrı siqnal daşıyan impulsuların - modların, müxtəlif sürətlər ilə yayılması nəticəsində əmələ gəlir və yalnız çoxmodlu liflərdə baş verir. Xromatik dispersiya, hər şeydən əvvəl, yayılan işıq selinin sürətinin şüa mənbəyinin dalğa uzunluğundan asılı olmasıdır. İdeal işıq mənbəyindən fərqli olaraq, istənilən real mənbə işığı müəyyən tezlik ətrafında – zolaqda, şüalandırır. Yuxarıda qeyd olunduğu kimi, bu zolağa daxil olan və impulsu təşkil edən hər bir elektromaqnit dalğası optik lifin başlanğıcından sonuna müxtəlif zaman müddətlərində çatır.

Nəticədə, impuls özünün ilkin formasını dəyişir və təhrif olunur. Bu hadisəni kəmiyyətcə qiymətləndirmək üçün optik lif daxilində işığın yayılma sürəti aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$c_m = \frac{c}{n}, \quad (3.8)$$

harada ki,  $c_m$  - işığın optik lifdə yayılma sürəti,  $c$  – işığın vakuumdakı sürətidi,  $n$  – lifin özəyinin dalğa uzunluğundan asılı olan sındırma əmsalıdır.

İşıq impulsunun  $L$  uzunluqda lifi keçmək üçün sərf etdiyi  $t$  zaman müddəti, (3.8) ifadəsindən istifadə olunmaqla, belə təyin olunur:

$$t = \frac{L}{c_m} = \frac{Ln}{c}. \quad (3.9)$$

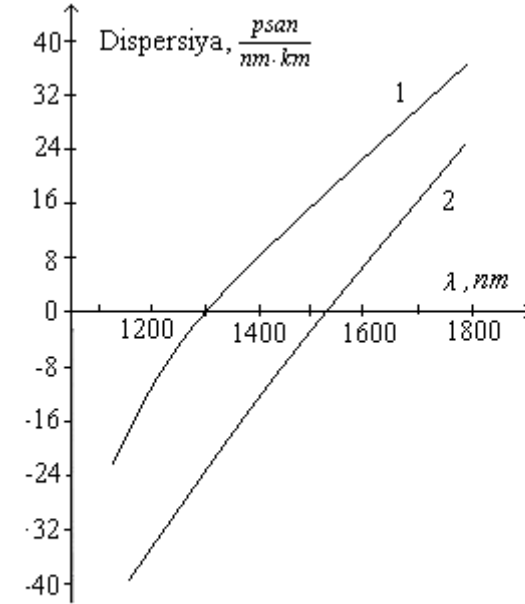
(3.9) ifadəsindən görünür ki, işıq impulsunun işıqötürəndən keçmə müddəti optik lifin maddəsinin sındırma əmsalından asılıdır. Bu asılılıq xromatik dispersiya adlanır. Başqa sözlə, xromatik dispersiya işıqötürənin özəyinin maddəsinin sındırma əmsalının dəyişməsinin göstəricisidir və sındırma əmsalının yola görə birinci tərtib törəməsi ilə təyin olunur:

$$M(\lambda) = \frac{1}{c} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{1}{L} \frac{dt(\lambda)}{d\lambda}, \quad (3.10)$$

harada ki,  $\lambda$  - optik siqnalın dalğa uzunluğudur.

Məlumdur ki, kvars şüşə 1300 nm uzunluqlu elektromaqnit dalğası üçün minimum sındırma əmsalına malikdir, yəni həmin dalğa uzunluğu üçün (3.10) ifadəsindəki törəmə sıfıra bərabərdir (ekstremallıq şərtindən). Bu da o deməkdir ki,  $\lambda = 1300$  nm üçün kvars şüşə minimal xromatik dispersiyaya malikdir. Bu xassə həmin maddənin telekommunikasiya cihazlarında ikinci pəncərə kimi aktiv istifadə olunmasına əsas olmuşdur. Lakin aşqarın təsiri ilə kvars şüşəsində xromatik dispersiya minimumunun yerini dəyişmək mümkündür. Belə işıqötürənlər *sürüşdürülmüş dispersiyalı optik liflər* adlanır. Sürüşdürülmüş dispersiyalı optik liflər kiçik sönmə dekrementinə malik olurlar sönmə dekrementinin dalğa uzunluğundan asılılıq minimumu (yəni dispersiyanın minimum olduğu nöqtə)  $\lambda = 1550$  nm-ə düşür. Bu da imkan verir

ki, böyük uzunluqlu LORX qurulan zaman, alıb-ötürən aralıq məntəqələrin sayının az olması üçün, aşqarılanmış kvars liflərdən və 1550 nm-lik işıq dalğasından istifadə olunsun. Bu seçim, xüsusilə, sualtı optik kabel xətləri inşasında çox vacib əməliyyatdır. Şək. 25-də təmiz və sürüşmüş dispersiyalı kvars liflər üçün xromatik dispersiyanın dalğa uzunluğundan asılılığı verilmişdir. Burada 1 əyrisi təmiz, 2 əyrisi isə aşqarlı (sürüşmüş dispersiyalı) kvars şüşədə xromatik dispersiyaya aiddir.



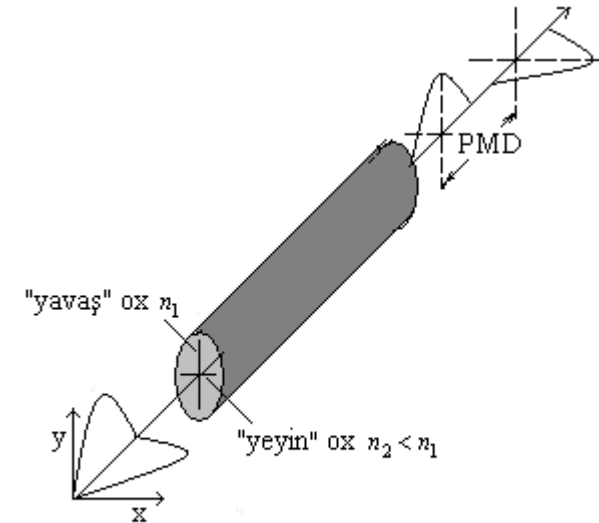
**Şəkil 25.** Kvars şüşədə xromatik dispersiyanın dalğa uzunluğundan asılılığı: 1 - təmiz, 2 - aşqarlı.

Müxtəlif modlar optik lifin oxuna görə müxtəlif bucaqlar altında LORX-a daxil edilir və onlar lif boyunca müxtəlif trayektoriya ilə hərəkət edirlər. Bu zaman müxtəlif trayektoriya ilə hərəkət edən işıq impulsları optik lifin müxtəlif hissələrini müxtəlif zaman fasilələrində keçirlər və həmin hadisənin səbəbi optik lifin oxlarının işıq impulsunun sürətinə görə asimmetrik olmasıdır (şək. 26).

Rəqəm aperturu (şüa ilə lifin oxu arasındakı bucağın maksimum qiyməti) sərhədləri daxilində hər bir çoxmodlu optik lifə



bir neçə yüz mod daxil etmək olar. Məlumdur ki, bunların hamısı lif daxilində müxtəlif trayektoriya ilə hərəkət edəcəklər və lifin girişindən (vericidə) çıxışına (qəbulediciyə) qədər getmək üçün müxtəlif vaxtlar sərf edəcəklər. Bunun da nəticəsində, qəbuledicinin aldığı yekun impuls, zaman intervalına görə, dartılmış və təhrif olunmuş formaya düşəcəkdir. Həmin hadisə mod dispersiyasıdır və bu hadisə çoxmodlu ötürmə sisteminin əsas qüsurlarından biridir. Mod dispersiyasının meydana gətirdiyi qüsurun müəyyən hissəsini modların sürüşdürülməsi ilə aradan qaldırmaq olur.



**Şəkil 26.** Bir modlu optik lif vasitəsi ilə işıq impulsunun ötürülməsi.

Modlararası dispersiya nəticəsində optik lifdən keçən və kiçik bucaqlı trayektoriyaya malik olan modlar (kiçik dərəcəli modlar) daha yüksək dərəcəli modlara, yüksək dərəcəli modlar isə kiçik dərəcəli modlara çevrilirlər. Beləliklə, lifin müəyyən hissəsini keçən modların sürətləri ortalənir. Aydın ki, bu cür ortalənma optik lifin qeyri-bircinsliliyi nəticəsində baş verir və bu da siqnalın sönməsinə (impulsun intensivliyinin azalmasına) səbəb olur.

Modlararası dispersiyanı aradan qaldırmasının bir yolu, verilmiş işıqötürən vasitəsi ilə yalnız bir əsas modun göndərilməsidir. Daha yüksək nəticə birmodlu optik liflərə modlar əsas modun iki ortoqnal istiqamətlənmiş dalğa toplananları şəklinə verilməsi ilə əldə olunur. Belə ki, lifin özəyinin həndəsi olaraq ideal olmaması və, eləcə də, müxtəlif növ mexaniki və optik faktorların təsiri nəticəsində sındırma əmsalının müəyyən asimetriyası (“yeyin” ox –  $n_1$  və “yavaş” oxun –  $n_2$  ( $n_1 > n_2$ ) mövcudluğu) özünü göstərir. Əgər mod iki ortoqnal istiqamətlənmiş dalğa toplananları şəklinə verilsə, o iki ortoqnal istiqamətlənmiş modların sürətləri fərqi yaranacaq. Həmin fərq də, öz növbəsində, işıqötürənin çıxışında ümumi siqnalın tam yox, müəyyən qədər təhrif olunması ilə müşahidə olunacaqdır. Şək. 26-də birmodlu optik lif vasitəsi ilə işıq impulsunun iki ortoqnal istiqamətlənmiş dalğa toplananları şəklinə ötürülməsi göstərilmişdir.

Birmodlu optik lif vasitəsi ilə impuls iki ortoqnal istiqamətlənmiş dalğa toplananları şəklinə göndərilməsi prosesi *polyarlaşmış mod dispersiyası* (PMD) ilə xarakterizə olunur. Ortoqnal istiqamətlənmiş modların bərabər məsafələri başa vurma zamanlarının pikosaniyələrlə ifadə olunmuş fərqi PMD adlanır. Hər iki ortoqnal istiqamətlənmiş mod yayılan zaman bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olurlar. Belə enerji mübadiləsinə görə PMD statistik xarakter daşıyır.

Qeyd edək ki, modların qarşılıqlı təsirini xarakterizə etmək üçün  $L_c$  məsafəsi anlayışından istifadə olunur. Əgər işıqötürənin uzunluğu  $L_c$ -dən kiçik olsa, PMD xətti artır, işıqötürənin uzunluğu  $L_c$ -dən böyük olduqda isə PMD işıqötürənin uzunluğunun ( $L$ -in) kvadrat kökü ilə mütənasib olur. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, PMD-nin böyüməsinin əsas səbəbi lifin özəyinin sındırma əmsalının asimetrik olmasıdır və belə asimetriyanın mövcudluğu da, hər şeydən əvvəl, özəyin ideal həndəsi quruluşa malik olmamasıdır. Ancaq digər faktorlar da var. Bunlar lifin ayrılığı, kabledə lifin burulması, lifin eninə və uzununa gərilməsi və s. asimetriyanın yaranmasında əhəmiyyətli rol oynayır.

Bütün bu faktorlar optik kabel istehsal olunan ərəfədə yaranır və kabel açılan zaman PMD-nin qiyməti, demək olar ki, dəyişmir.

## ƏDƏBİYYAT

1. Friş S.E., Timoreva A.V. Ümumi fizika kursu: III-cild, – Bakı, Azərb.döv.nəşiriyatı, 1960, 820 s.
2. Məsimov E.Ə., Mürsəlov T,M, Atom fizikası (Ali məktəblər üçün dərslik). Bakı: Çəşoğlu, 2002, 912 s.
3. Qocayev N., Əliyev M. Optika (Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti). Bakı, Maarif, 1974, 387 s.
4. Məmmədov K. Optika və atom fizikası. Bakı, Maarif, 1986, 332 s.
5. Коши Г.А.Л., Краткое изложение уроков о дифференциальном и интегральном исчислении. Перевод с французского В. Буняковского. С.-Пб., Императорская Академия Наук, 1831, 243 с.
6. Бутенин Н.В., Лунц Я.Л., Меркин Д.Р. Курс теоретической механики. В двух томах. – СПб.: «Лань», 2004. – 736 с.
7. Детлаф А.А. Курс физики: Учеб. пособие для студ. Втузов / А.А.Детлаф, Б.Б.Яровский. – 4-е изд., испр. – М.: Издательский центр «Академия», 2003. – 720 с.
8. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. - М.: Наука , 1978, 480 с.
9. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. - М.: Наука, 1976, 752 с.
10. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. - М.: Высшая школа , 1995, 463 с.
11. Ландсберг Г.С. Оптика. Издание 5-е. - М.: Наука, 1976, 928 с.
12. Бутиков Е.И. Оптика. - М.: Высшая школа, 1986, 512 с.
13. Матвеев А.Н. Оптика. - М.: Высшая школа, 1985, 351 с.
14. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика: Учебник. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998, 656 с.

## M Ü N D Ə R İ C A T

ÖN SÖZ.....	3
G İ R İ Ş.....	5
1. İŞİĞİN MÜHİTDƏ YAYILMASI.....	9
1.1. Faza və qrup sürətləri.....	9
1.2. Bütün mühitlər dispersiyalıdır.....	12
1.3. Dalğa paketinin dispersiyalı mühitdə yayılması.....	17
1.4. Sərbəst həll etmək üçün məsələlər.....	21
2. DİSPERSİYA HADİSƏLƏRİNƏ HƏSR OLUNMUŞ NƏZƏRİYYƏLƏR.....	22
2.1. Sındırma əmsalı.....	22
2.2. İkinci dalğa.....	25
2.3. Dispersiyanın formal nəzəriyyəsi.....	27
2.4. Nyuton təcrübəsi.....	31
2.5. Dispersiyanın klassik nəzəriyyəsi.....	34
2.6. Anomal dispersiyanın müşahidəsi.....	41
2.7. Anomallıq hadisəsinin izahı.....	46
3. DİSPERSİYA VƏ SƏPİLMƏ.....	50
3.1. İşığın mühitdə yayılma sürətinə Nisbilik nəzəriyyəsinin münasibəti.....	50
3.2. Qeyri-bircins mühitdə işığın yayılması.....	55
3.3. Kiçik optik bircinsliliyin aşkara çıxarılması.....	59
3.4. İşığın bulanıq maddədən keçməsi.....	61
3.5. Molekulyar səpilmə.....	65
3.6. Xromatik və modarası dispersiya.....	67
ƏDƏBİYYAT.....	75