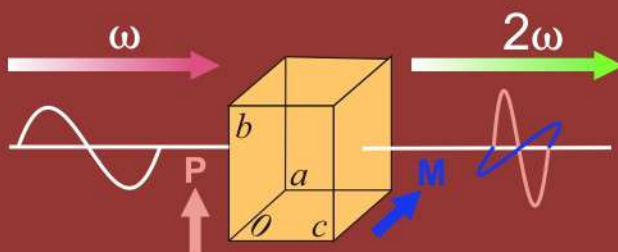


Z.H. Tağıyev
R.C. Qasımova
G.Ə. Səfərova

QƏYRİ – XƏTTİ OPTİKA



Bakı-2017

Z.H. Tağıyev, R.C. Qasımova, G.Ə. Səfərova

QEYRİ –XƏTTİ OPTİKA

Dərs vəsaiti

*Bakı Dövlət Universitetinin
rektorunun 14.06.17-ci il tarixli
R-69 sayılı əmri ilə təsdiq edilmişdir.*

BAKİ – 2017

Elmi redaktor: **F.Ə. Rüstəmov,**
fizika –riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Kitaba rəy verənlər: **M.A. Musayev,**
fizika üzrə elmləri doktoru, professor
M.Ə. Cəfərov,
fizika –riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Z.H. Tağıyev, R.C. Qasımova, G.Ə. Səfərova
Qeyri–xətti optika dərs vəsaiti. Bakı, “Bakı Universiteti
Nəşriyyatı”, 2017, -284 səh.

Dərs vəsaitində qeyri-xətti optikanın əsas məsələləri ardıcıl və sisteməlik olaraq şərh edilir.

Dərs vəsaiti əsasən fizika fakültəsinin bakalavr və magistr pilləsində təhsil alan tələbə, dissertant və doktorantlar üçün nəzərdə tutulmuşdur. Ancaq o, lazer fizikası, qeyri-xətti optika və kvant elektronikasındakı işləyən elmi işçilər və mütəxəssislər üçün də xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Vəsaitdən müvafiq təbiət elmləri və texniki fakültələrin tələbələri də istifadə edə bilərlər.

DOI: <https://doi.org/10.36719/0839/2025>

$Q \frac{1604060000}{M - 658(07)} - 2017$

© "Bakı Universiteti Nəşriyyatı"

GİRİŞ

Qeyri-xətti optik effektlərin öyrənilməsi güclü şüalanmaların maddə ilə qarşılıqlı təsiri haqqında ətraflı informasiya verməkdən başqa, optik tezlik çeviricilərinin yaradılmasında mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Lazer fizikasında və qeyri-xətti kristallooptikada yüksək effektivliyə malik olan tezlik çeviricilərinin yaradılmasında maraq müxtəlif və çoxsaylı tətbiqi məsələlərin həlli ilə bağlıdır. Bu qeyri-xətti optik problem həmişə tədqiqatçıların diqqətində olmuşdur. Ona görə də optik tezlik çeviricilərinin optimal effektivliyi və onu məhdudlaşdıran səbəblər aktual məsələ olaraq qalmaqdadır. Bundan əlavə, maddələrin maddi parametrlərinin (ilk növbədə qeyri-xətti qavrayıcılığının) təyininə də intensiv şüalanmaların maddə ilə qarşılıqlı təsirinin təhlili mühüm əhəmiyyətə malikdir.

Optik kvant generatorlarının yaranması ilə qeyri-xətti optika sahəsində tədqiqatlar intensiv inkişaf etməyə başladı. Qeyri-xətti optikanın inkişafı öz növbəsində yüksək effektivliyə malik optik tezlik çeviricilərinin yaranmasına səbəb oldu. Dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsiri qeyri-xətti optika ilə yanaşı akustikada, radiofizikada və plazma fizikasında da öyrənilməyə başlandı.

Təcrübi yolla ikinci harmonikanın generasiyası alınanndan sonra elektromaqnit dalğalarının qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi ilk növbədə müstəvi monoxromatik dalğalar üçün inkişaf etməyə başladı. Baxmayaraq ki, bu işlərdə əsas dalğanın enerji-

sinin tamamilə ikinci harmonika dalğasının enerjisinə çevrilməsinin mümkünlüyü nəzəri olaraq göstərilərsə də, təcrübi yolla buna nail olmaq mümkün olmamışdır. Əsas dalğanın enerjisinin tamamilə ikinci harmonika dalğasının enerjisinə çevrilməsinə nail olmaq üçün qeyri-xətti mühitlərin və işıq dəstəsinin parametrləri bir sıra tələbləri yerinə yetirməlidir. Qeyri-xətti optik proseslərin effektiv getməsi üçün əsas tələb, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin ödənməsidir. Bu şərtin ödənməməsi dalğaların faza münasibətinin pozulmasına gətirir ki, bu da optik tezlik çeviricilərinin effektivliyinin azalmasına səbəb olur. Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin pozulmasına gətirən əsas səbəblərdən biri dalğaların faza sinxronizm şərtinin ödənməməsidir. Bundan əlavə, davam etmə müddəti daha qısa olan lazer impulslarının qarşılıqlı təsiri zamanı dalğaların qrup sürətlərinin müxtəlifliyi və onların dispersiyalı mühitdə yayılması ilə əlaqədar olan effektlərin yaranması tezlik çeviricilərinin effektivliyinə kəskin təsir göstərir. Qeyri-xətti mühitdə tezliyin çevrilməsi zamanı mühitlərin və güzgülərin qeyri-bircinsliliyi də tezlik çevrilməsinin effektivliyinə mənfi təsir göstərir. Əgər qeyri-xətti qarşılıqlı təsir fokuslanmış işıq dəstələrinin vasitəsilə alınarsa, tezliyin çevrilmə prosesində difraksiya effektləri də mühüm rol oynayır.

Yuxarıda qeyd olunan faktorların qeyri-xətti proseslərin gedişinə təsiri əsasən lazerlər yaranandan sonra öyrənilməyə başlanılmışdır. İndiki zamana kimi qeyri-xətti optikada qeyri-xətti proseslərin gedişi haqda mühüm məlumatlar əldə olunmuşdur. Lakin qeyri-xətti optikada alınan bütün təcrübi nəticələri nəinki kəmiyyətə, hətta keyfiyyətə də izah etmək mümkün olmamışdır. Buna səbəb, qeyri-xətti optik proseslərdə

real lazer dəstələrinin real mühitlərdə qarşılıqlı təsirinin dəqiq analiz edilməsinin mümkünsüzlüyü olmuşdur.

Qeyri-xətti optikada geniş tətbiq olunan nəzəri üsullardan biri sabit amplitud yaxınlaşmasıdır (SAY): bu yaxınlaşmada güclü (əsas) dalğanın kompleks amplitudu sabit götürülür ki, bununla dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış diferensial tənliklər xeyli sadələşmiş olur. Sabit amplitud yaxınlaşmasını dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesinə yalnız başlanğıc mərhələdə, yəni güclənən və ya həyacanlanan dalğaların həyacanlandıran dalğaya əks təsirini nəzərə almadıqda tətbiq etmək məqsədəuyğundur. Belə olan halda qeyri-xətti proseslərin bir sıra mühüm xüsusiyyətləri haqqında informasiya itmiş olur. Bununla yanaşı sabit amplitud yaxınlaşmasından daha dəqiq olan başqa analitik üsulların tətbiqi xeyli praktiki maraq doğurur. Axır zamanlarda dalğaların güclü təsir yaxınlaşması da inkişaf etdirilmişdir. Bu yaxınlaşma qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqi böyük olmadıqda özünü doğruldur.

Generasiya olunan dalğaların əsas dalğaya əks təsirini nəzərə aldıqda qeyri-xətti qısaldılmış tənlikləri yalnız məhdud sayda hallar üçün həll etmək olur. Dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirini təhlil etmək üçün ədədi hesablama üsullarından da istifadə olunur.

Dərs vəsaitində dalğaların qarşılıqlı təsiri əsasən, sabit intensivlik yaxınlaşması vasitəsilə (SİY) təhlil edilmişdir. Sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq bu yaxınlaşmada yalnız güclü dalğanın həqiqi amplitudu sabit götürülür, onun fazasına isə heç bir məhdudiyyət qoyulmur. Beləliklə, həyacanlanan dalğanın həyacanlandıran dalğanın fazasına əks təsiri nəzərə alınır. Bu yaxınlaşmanın fiziki əsası, qarşılıqlı

təsirdə olan dalğaların amplitud və fazalarının dəyişmələrinin fərqli olması ilə əlaqədardır. Ona görə də sabit intensivlik yaxınlaşması o vaxt effektiv işləyir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin pozucu mexanizmi mövcud olur (fazalar fərqi, dalğaların qrup sürətlərinin müxtəlifliyi, qrup sürətlərinin dispersiyası, mühitin qeyri-bircinsliliyi və s.). Lakin faza münasibətinin pozucu mexanizmləri olmadıqda belə, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələrinə nəzərən daha dəqiq olur. Ona görə də sabit intensivlik yaxınlaşmasından istifadə etməklə qeyri-xətti optik proseslərin fizikasını daha aydın təsəvvür etmək mümkün olur.

Dərs vəsaitində faza münasibətinin müxtəlif pozucu mexanizmlərinin qeyri-xətti optik proseslərə təsirinin təhlili aparılmış və konkret hallar üçün tezlik çeviricilərinin effektivliyi ətraflı təhlil edilmişdir.

Müəlliflər dərs vəsaitinin hazırlanmasında köməyi dəyən bütün həmkarlarına və dərs vəsaitinin formalaşmasında sərf etdiyi gərgin əməyinə görə Kəmalə Kərimovaya dərin minnətdarlığını bildirirlər.

FƏSİL I

QEYRİ –XƏTTİ POLYARİZASIYA

§ 1.1. Xətti optika. Dielektriklərin polyarizasiyası

İşığın maddə ilə qarşılıqlı təsir effektlərini həm klassik və həm də kvant nəzəriyyəsinin vasitəsilə araşdırmaq olur. Atom sistemlərinin işıq şüalandırması və udmasını kvant nöqtəyi – nəzərdən, işığın şəffaf mühitlərdə yayılmasını isə klassik nöqtəyi – nəzərdən izahı daha məqsədəuyğundur. Biz yalnız, mühitin rezonans udma oblastından kənarda işığın yayılmasına nəzər salacağıq.

Xətti optikada mühiti xarakterizə edən kəmiyyətlərdən, sındırma əmsalı (harmonik dalğa üçün) n :

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.1.1)$$

Burada c və v uyğun olaraq, dalğanın boşluqda və mühitdə yayılma sürətləridir.

İşıq dalğası mühit daxilində z oxu istiqamətində yayılarkən dalğanın intensivliyi məsafədən asılı olaraq eksponensial qanunla azalır:

$$I = I_0 e^{-\delta z}. \quad (1.1.2)$$

Burada δ – işığın mühitdə udulma əmsalıdır, I_0 – isə mühit üzərinə düşən dalğanın intensivliyidir. Xətti optikada mühitin

sındırma əmsalı və işığın udulma əmsalı mühitlə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların intensivliyindən asılı deyildir.

Elektromaqnit dalğası mühitdə yayılarkən elektrik sahəsinin təsirlə mühitin atom və molekulları polyarlaşır. Polyarlaşmanın 3 növü mövcuddur:

1. Elektron polyarizasiyası – xarici sahənin təsirlə atomlarda elektron təbəqəsi nüvəyə nəzərən yerini dəyişir ki, bunun da nəticəsində atom dipol momentinə malik olur.

2. İon polyarizasiyası – sahənin təsirlə müsbət və mənfi ionlar bir-birinə nəzərən yerini dəyişirlər.

3. Fırlanma (isiqamətlənmə) polyarizasiyası – əgər mühit sabit dipola (dipol momentinə) malikdirsə, sahənin təsirlə dipollar xarici sahə istiqamətində düzülməyə çalışırlar ki, bu da fırlanma polyarizasiyasının yaranmasına səbəb olur.

Xarici sahənin təsirlə ən tez elektron polyarizasiyası yaranır. Elektronların nüvəyə nəzərən yerdəyişməsi 10^{-15} - 10^{-14} san ərzində baş verir. İon polyarizasiyasının baş verməsinə, elektron polyarizasiyasına nəzərən daha çox vaxt, yəni 10^{-13} - 10^{-11} san tələb olunur. Dipolların sahə istiqamətinə doğru fırlanması daha gec baş verir; fırlanma polyarizasiyasına sərf olunan zaman müddəti 10^{-10} san tərtibindədir.

Əgər polyarizasiya yaranan sahə olaraq işıq dalğasının sahəsinə götürsək, ion və fırlanma polyarizasiyalarının əmələ gəlmə müddəti (t_{ion} və t_{fir}) sahənin rəqs perioduna nəzərən daha böyükdür. Doğrudan da, sahənin rəqs periodu

$$T = \frac{\lambda}{v} = \frac{\lambda}{c} n = \frac{6000 \text{ Å}^0}{3 \cdot 10^{10} \text{ sm / san}} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ san}$$

olduğundan $t_{ion}, t_{fir} \gg T$. Ancaq 10 mkm – dalğa uzunluqlu

şüalanma üçün elektron polyarizasiyası ilə yanaşı ion polyarizasiyasını da nəzərə almaq lazımdır.

Biz, ancaq işıq dalğasının təsirilə yaranan polyarlaşmaya baxacağıq, yəni fərz edirik ki, sahənin təsirilə mənfi yüklü elektron müsbət yüklü nüvəyə nəzərən yerini dəyişir və bununla da elektrik dipol momenti meydana gəlir. Elektronun nüvəyə nəzərən yerdəyişməsi, elektrona təsir edən elektrik sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılıdır. Sahənin qiymət və istiqaməti ω tezliylə dəyişdiyindən, elektronun vəziyyəti də həmin tezliklə dəyişəcəkdir. Başqa sözlə, dəyişən elektrik sahəsində elektron öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında ω tezliylə rəqs edən dipol rolunu oynayacaqdır. Bu dipol, tezliyi dipolun rəqs tezliyinə, yəni tətbiq olunan xarici sahənin tezliyinə bərabər olan tezliklə dalğa şüalandıracaqdır. Dipolun şüalandırdığı dalğanın fazası, dipolun rəqsinin fazası kimi, atomun nüvəsinin elektronla qarşılıqlı təsir qüvvəsindən asılı olacaqdır.

Biz eyni mülahizəni bir-birinin ardınca yerləşən ikinci, üçüncü və s. atomlar üçün də yürüdə bilərik. Onda, ikinci atoma təsir edən sahə olaraq, birinci atomdan gələn yekun sahə götürülür və s. Beləliklə, aşağıdakı vəziyyət müşahidə edilir: mühitə düşən elektromaqnit sahəsinin enerjisinin bir hissəsi dipolun rəqsinin yaranmasına sərf olunur. Bunun nəticəsində də dipol sahənin tezliyinə bərabər tezliklə, lakin sahənin fazasından fərqli faza ilə yenidən dalğa şüalandırır. Deməli, yekun dalğanın fazası, mühitə düşən dalğanın fazası ilə dipolun şüalandırdığı dalğanın fazasının aralıq qiymətini alır.

Xətti optikada fərz olunur ki, mühit tərəfindən şüalandırılan sahənin zamandan asılılığı mühit üzərinə düşən dalğanın sahəsinin zamandan asılılığı kimidir. Bu dalğalar yalnız faza-

ları və amplitudları ilə bir-birindən fərqlənirlər. Mühit üzərinə düşən və yenidən şüalandırılan dalğaların fazalar fərqi işığın mühitdəki faza sürətinin onun vakuumdakı sürətindən fərqli olmasına gətirir. Bununla da, sındırma əmsalının vahiddən fərqli olması izah olunur.

Xətti və qeyri-xətti optikanı müqayisə etmək üçün dielektriklərin polyarizasiya prosesini daha dəqiq araşdıraraq.

Dielektriklər, tərkibində elektron və müsbət nüvələr olan molekulardan ibarətdir. Hər bir molekulanın daxilində müsbət və mənfi yüklər bir-birini tarazlaşdırdığından, molekula bütövlükdə neytral olur. Xarici sahənin təsiri ilə müsbət və mənfi yüklərin ağırlıq mərkəzləri bir-birinə nəzərən yerlərini dəyişdiyindən, molekulalar dipol momentinə malik olurlar. Əvvəlcə xarici sahənin təsiri altında sabit dipol momentinə malik olan molekulaya nəzər salaq.

Xarici sahə olmadıqda, nizamsız istilik hərəkəti nəticəsində molekulaların dipol momentləri müxtəlif tərəflərə eyni ehtimalla yönəldiklərindən, bütün molekulaların dipol momentlərinin vektorial cəmi sıfıra bərabər olur. Xarici sahə olduqda, dipolların bir qismi sahə istiqamətdə yönəlməyə başlayır ki, molekulaların dipol momentlərinin vektorial cəmi sıfırdan fərqli olur. Sahə nə qədər güclü olarsa, bu fərqlənmə də bir o qədər güclü olar və molekula polyarizalanmış olar. Polyarlaşma dərəcəsi polyarizasiya vektoru ilə xarakterizə olunur. **Polyarizasiya vektoru** dedikdə, dielektrikin vahid həcmindəki dipol momentlərinin vektorial cəmi başa düşülür, yəni

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}}{\Delta V}.$$

Molekulların dipol momentlərinin istiqamətlənmə (fırlanma) dərəcəsinin sahənin intensivliyi ilə E mütənasib olduğunu qəbul etmək olar.

Polyarizasiya $\mathbf{P}$ ilə sahə $\mathbf{E}$ arasındakı asılılığı göstərən münasibət **maddi tənliklər** adlanır. Xətti optikada xətti maddi tənliklər aşağıdakı kimi yazılır

$$\mathbf{P}_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} \mathbf{E}_k, \quad (i, k = 1, 2, 3), \quad (1.1.3)$$

burada α dielektrik qavrayıcılıq tenzorunun komponentləridir. Bu tenzor simmetrikdir. Koordinat oxlar sistemini uyğun seçməklə, onu diaqonal şəkllə gətirmək olar:

$$\alpha_{ik} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix}.$$

İzotrop mühitlər üçün (kubik sistemə malik) $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{33} = \alpha$. Bu halda (1.1.3) münasibəti aşağıdakı şəkllə düşər

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}. \quad (1.1.4)$$

$\alpha_{11} = \alpha_{22} \neq \alpha_{33}$ şərti biroxlu kristallara, $\alpha_{11} \neq \alpha_{22} \neq \alpha_{33}$ ikioxlu kristallara aiddir.

(1.1.3) münasibətini elektrik induksiya vektorunun ifadəsində

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P} \quad (1.1.5)$$

nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$D_i = E_i + 4\pi \sum_k \alpha_{ik} E_k = \sum_k (\delta_{ik} + 4\pi \alpha_{ik}) E_k, \quad (1.1.6)$$

burada δ_{ik} - Kroneker simvoludur ($\delta_{ik} = 0$, əgər $i \neq k$ olsa; $\delta_{ik} = 1$, əgər $i = k$ olsa).

$$\delta_{ik} + 4\pi \alpha_{ik} = \varepsilon_{ik} \quad (1.1.7)$$

ilə işarə etsək, alarıq

$$D_i = \sum_k \varepsilon_{ik} E_k. \quad (1.1.8)$$

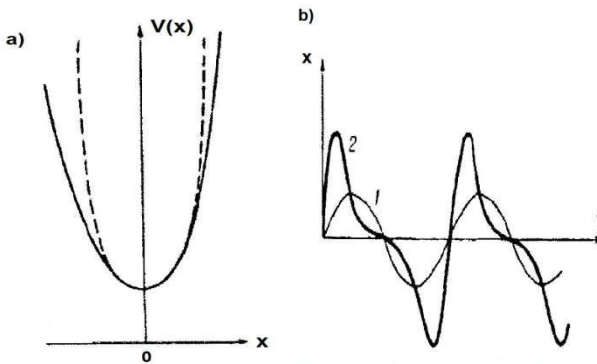
Burada ε_{ik} - mühitin **dielektrik nüfuzluğu**dur.

(1.1.7) ifadəsindən mühitin sındırma əmsalı üçün alarıq:

$$n_{ik} = \sqrt{\varepsilon_{ik}} = \sqrt{1 + 4\pi \alpha_{ik}}. \quad (1.1.9)$$

(1.1.3) maddi tənliyindən görünür ki, dipol momenti sahənin intensivliyi ilə düz mütənasibdir. Bu münasibət ödənərsə, müxtəlif tezlikli dalğalar mühitdə bir-birindən asılı olmayaraq yayırlar. Bu münasibətin dəqiqliklə ödənməsi, optik effektlərin işığın intensivliyindən asılı olmadığına gətirir. Belə olan halda, mühitdə yayılan dalğaların dəyişmədiyi və superpozisiya prinsipinin ödənməsi halı baş verir. Ancaq lazerlər yaranandan çox-çox əvvəl məlum olmuşdur ki, optik elektronu həmişə harmonik ossilyator kimi hesab etmək olmur. Bu halda sözsüz ki, (1.1.6) tənliyi təxmini xarakter daşıyır. Doğurdan da, (1.1.6) tənliyinin çıxarılışında fərz olunmuşdur ki, nüvə tərəfindən elektrona göstərilən təsir qüvvəsi F elektronun yerdəyişməsi ilə düz mütənasibdir. Həqiqətən də,

göstərmək olar ki, bu asılılıq yalnız çox da böyük olmayan yerdəyişmələrdə x , yəni yerdəyişməni yaradan çox da böyük olmayan sahələrdə özünü doğruldur. Elektronun nüvə sahəsində hərəkəti – onun potensial çuxurundakı hərəkətidir. Əgər atoma başqa atomlar da təsir edərsə (molekulada və ya kristal qəfəsində), potensial çuxurun forması dəyişə bilər. Bu da potensialın $V(x)$ ifadəsində kubik həddin də $\sim x^3$ əmələ gəlməsinə ekvivalentdir ki, bununla da potensial çuxurun simmetriyası pozulmuş olur.



Şəkil 1.1.

Şəkil 1.1a-da rəqs edən optik elektronun potensial çuxuru göstərilmişdir. Elektronun kiçik yerdəyişməsində onun potensial çuxuru $x = 0$ -a nəzərən simmetrikdir (qırıq xətt). Bu halda nüvə tərəfindən elektrona təsir edən qüvvə dx yerdəyişməsilə düz mütənasıbdır. Böyük yerdəyişmələrdə isə elektronun potensial çuxuru qeyri –simmetrik olur (bütöv xətt).

Şəkil 1.1b-də potensial çuxurunda elektronun rəqsinə harmonik işıq sahəsinin təsiri göstərilmişdir. Zəif sahələrdə

elektronun yerdəyişməsi, xarici sahənin dəyişmə formasını təkrarlayır (1-ci əyri). Güclü sahələrdə isə elektronun yerdəyişməsi sahənin dəyişmə formasını təkrarlamır (2-ci əyri).

Elektrik sahəsinin böyük və ya kiçik olması barədə mülahizə yürütmək üçün onu etalon (xarakterik) sahə ilə müqayisə etmək lazımdır. Verilmiş halda xarakterik sahə olaraq, atomdaxili elektrik sahəsi E_a başa düşülür. Doğrudan da bu sahə optik elektronun atomun nüvəsilə əlaqə dərəcəsini müəyyən edir. Atomdaxili sahəni E_a Kulon qanununa görə hesablamaq olar: $E_a = e / r_0^2$, burada r_0 elektron orbitinin radiusudur. $e = 4 \cdot 10^{-10}$ CQSE və $r_0 = 10^{-8}$ sm olduğunu nəzərə alsaq, $E_a = 10^9$ V/sm alırıq.

“Qeyri – lazer” işıq mənbələrinin köməyiylə $I = 1 \div 10$ Vt/sm² intensivlikli şüalanma yaratmaq mümkündür ki, bu da sahənin 0,1 – 10V/sm qiymətinə uyğun gəlir. Ona görə də belə zəif sahələrdə atom ossilyatorunun qeyri – harmonikliyi nəzərə alınmaq olar və (1.1.3) münasibətindən istifadə etmək olar. Lazer sahəsinin intensivliyinin 10^8 - 10^{10} Vt/sm² qiymətində elektrik sahəsi $E \sim 10^5 - 10^7$ V/sm – intervalında olur ki, bu da atomdaxili sahədən nəzərə alınmaz dərəcədə kiçik deyildir. Hətta bəzi maddələrdə (əsasən yarımkəçiricilərdə) atomdaxili sahə daha kiçik, yəni $E_a \sim 10^7 \sim 10^8$ V/sm tərtibində olur.

§ 1.2. Lorens modeli

İşıq dalğasının şəffaf izotrop mühitdə yayılmasına baxacağıq. Sadəlik üçün əvvəlcə harmonik ossilyatorun klassik

Lorens modelinə, yəni, ancaq nüvə və tək elektronu olan atoma nəzər salaq. Işıq dalğası ilə mühitin qarşılıqlı təsiri, dalğanın, mühitin atom və ya molekulaları ilə elementar ardıcıl qarşılıqlı təsirindən ibarətdir. Lorens modelini xarakterizə edən tənliyi yazaq. Fərz edək ki, elektron öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında harmonik ossilyator kimi rəqs edir. Onda elektronun hərəkət tənliyi aşağıdakı kimi olar (sadəlik üçün mühiti izotrop götürməklə hesab edirik ki, elektronun yerdəyişmə istiqaməti, sahənin $\mathbf{E}$ istiqamətilə üst-üstə düşür).

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} + \gamma_1 \frac{dr}{dt} + kr = -eE.$$

Bu tənliyin hər tərəfini m -ə bölsək, alırıq:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} E. \quad (1.2.1)$$

Burada r –elektronun tarazlıq vəziyyətindən yerdəyişməsi, e –elektronun yükü, m –elektronun kütləsi, γ –udulma parametri

($\gamma = \frac{\gamma_1}{2m}$), ω_0 –elektronun məxsusi rəqs tezliyi ($\omega_0^2 = \frac{k}{m}$) və

E –tətbiq olunan elektrik sahəsinin intensivliyidir.

Fərz edək ki, elektrik sahəsi harmonik qanunla dəyişir

$$E = \mathcal{E} \cos(\omega t + \varphi). \quad (1.2.2)$$

Sahənin belə triqonometrik funksiya şəklində yazılışı hesablamada çətinlik törətdiyindən, sahənin kompleks formada yazılışından istifadə edilir:

$$E = A(\omega) e^{i\omega t} + A^*(\omega) e^{-i\omega t}, \quad (1.2.3)$$

burada $A(\omega)$ kəmiyyəti faza da daxil olmaqla, sahənin **kompleks amplitudası** adlanır:

$$A(\omega) = \frac{1}{2} \varepsilon e^{i\varphi}, \quad (1.2.4)$$

harada ki, ε - sahənin həqiqi amplitudasıdır.

Elektrik sahəsinin (1.2.3) ifadəsini (1.2.1) tənliyində nəzərə alaq:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} (A(\omega) e^{i\omega t} + \text{k.q.}). \quad (1.2.5)$$

Bu tənliyin həllini aşağıdakı şəkildə axtaraq:

$$r = r_0 e^{i\omega t} + \text{k.q.} \quad (1.2.6)$$

(1.2.6)-nı (1.2.5)-də nəzərə alsaq, elektronun tarazlıq vəziyyətindən yerdəyişməsi üçün almış olarıq

$$r = -\frac{e}{m} A(\omega) \frac{e^{i\omega t}}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} + \text{k.q.} \quad (1.2.7)$$

Əgər mühitin vahid həcmindəki atomlarının sayı N -dirsə, onda mühitin vahid həcmnin polyarizasiyası $P = -Ne r$ və ya

$$P = \frac{Ne^2}{m} \frac{A(\omega)}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} e^{i\omega t} + \text{k.q.} \quad (1.2.8)$$

Əgər (1.2.8)-də

$$\alpha(\omega) = \frac{\mathbf{Ne}^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} \quad (1.2.9)$$

əvəzləməsi aparsaq (burada α **xətti mikroskopik qavrayıcılıq** adlanır), onda yazı bilərik

$$P = \alpha(\omega)A(\omega)e^{i\omega t} + \text{k.q.} \quad (1.2.10)$$

Bu ifadə göstərir ki, polarizasiya P həqiqətən də təsir edən sahənin amplitudası ilə mütənasib olub, sahənin dəyişmə tezliyi ilə dəyişir.

Polyarizasiyanın alınan (1.2.10) ifadəsini Maksvell tənliklərində nəzərə alaq. Maksvell tənliklərinə görə

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1.2.11)$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \text{div} \mathbf{D} = 0,$$

harada ki,

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad \varepsilon = 1 + 4\pi\alpha, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H}. \quad (1.2.12)$$

(1.2.11) sistem tənliyi keçirici olmayan, qeyri-magnit mühitlər üçün doğrudur. (1.2.11) sisteminin birinci tənliyinin hər iki tərəfindən rotor alıb, ikiqat vektor hasilinin xassəsindən

$$\left(\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla \nabla \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E} \right)$$

və sistemin başqa tənliyindən istifadə etsək, alarıq:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}. \quad (1.2.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0 \text{ götürməklə birölçülü məsələyə keçsək,}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.2.14)$$

alarıq. (1.2.14) tənliyinin həllini

$$E(z, t) = A e^{i(\omega t - kz)} + \text{k.q.} \quad (1.2.15)$$

şəklində axtarsaq, yaza bilərik

$$k^2 = \varepsilon \omega^2 / c^2. \quad (1.2.16)$$

Dalğa ədədi k ədədi qiymətcə, vahid uzunluqda yerləşən dalğa sayının 2π -yə hasilinə bərabərdir. Dalğa ədədi dalğanın tezliyinin və onun mühitdəki sürətinin funksiyasıdır. Dalğanın mühitdəki sürəti sındırma əmsalı n ilə təyin edildiyindən, yaza bilərik ki, $k = (\omega/c)n$, ona görə də

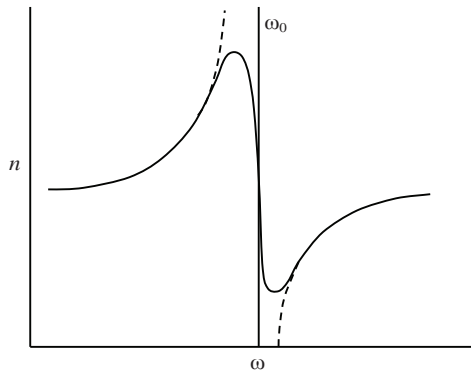
$$n^2 = \varepsilon = 1 + 4\pi\alpha. \quad (1.2.17)$$

(1.2.9) ifadəsini (1.2.17)-də nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m} \frac{4\pi}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2}. \quad (1.2.18)$$

Əgər $\gamma = 0$ -dirsə (itki nəzərə alınmır), n –həqiqi ədəddir.

Onun tezlikdən asılılığı şəkil 1.2-də qırıq xətlə göstərilmişdir. Əgər $\gamma \neq 0$ -dirsə, n kompleks kəmiyyət olar. n -in xəyalı hissəsi dalğanın udulma dərəcəsini təyin edir və ω_0 -ın yaxınlığında ən böyük qiymətə bərabər olur. n -in həqiqi hissəsinin tezlikdən asılılığı şəkil 1.2-də bütöv xətlə göstərilmişdir.



Şəkil 1.2

Maddələrin çoxu bir neçə məxsusi rəqs tezliyinə, yəni bir neçə udma xəttinə malikdir. Əgər udulma elektronların hərəkəti ilə əlaqədardırsa, onda məxsusi rəqs tezliyi böyük olmaqla, spektrin ultrabənövşəyi və ya görünən oblastına düşür. Atomların məxsusi rəqs tezlikləri bir-birinə nəzərən kiçik olduğundan, onlara uyğun spektrlər infraqırmızı oblasta düşür.

Əgər kristal müxtəlif atomlar qrupundan təşkil olunmuşdursa, atomların hər biri özünəməxsus rezonans tezliyinə malikdir. Ona görə də infraqırmızı udma spektrləri, tədqiq olunan kristalda hansı atomlar qrupunun olması haqqında dəqiq məlumat verir və əksinə, əgər maddənin tərkibi

məlumdursa, onun hansı spektral oblastda dalğa udduğunu əvvəlcədən söyləmək olur. Məsələn, kvarts və ya sink oksid maddələri CO_2 lazer şüası ($\lambda = 10,6 \text{ mkm}$) üçün şəffaf maddə ola bilməzlər.

Rezonansdan uzaqlarda, yəni $\omega - \omega_0 \gg \gamma$ olduqda (bu oblastda klassik modeldən istifadə etmək olar), qavrayıcılıq və polyarizasiya aşağıdakı düsturlarla ifadə olunur

$$P = \alpha E, \quad \alpha = \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (1.2.19)$$

Bu düstur ((1.2.18) ilə birlikdə) işığın dispersiyasının sadə qanunauyğunluqlarını ifadə edir. Polyarizasiya ilə sahə arasındakı xətti asılılıq rezonansın yaxınlığında da saxlanılır. Ancaq bu halda udulmanı nəzərə almaq lazımdır.

Beləliklə, $P = \alpha E$ münasibəti doğru olduqda, intensivlikdən asılı olan qeyri-xətti effektlər mövcud olmur. Belə olan halda, müxtəlif tezlikli dalğalar bir-birindən asılı olmayaraq mühitdə yayılırlar, yəni superpozisiya prinsipi ödənilir. Ona görə də təsdiq etmək olar ki, “adi” optikanın xəttiliyi tamamilə $P = \alpha E$ münasibətilə bağlıdır.

§ 1.3. Qeyri – harmonik ossilyator

Əvvəlki paragrafda aldığımız (1.2.10) ifadəsində polyarizasiyanın sahədən xətti asılılığı onu göstərir ki, sahə iki dəfə artarsa, polyarizasiya da bir o qədər, yəni iki dəfə artar. Lakin fizikanın başqa sahələrindən də məlumdur ki, bir fiziki kəmiyyətin başqa kəmiyyətdən xətti asılılığı təqribi xarakter daşımaqla, yalnız müəyyən məhdud oblastda özünü doğruldur.

Buna misal olaraq, məşhur Huk qanununu göstərmək olar. Bu qanunun, ancaq kiçik gərginliklərdə ödənməsinə baxmayaraq, böyük gərginliklərdə özünü doğrultmur. Ona görə də elektronun nüvə sahəsində hərəkəti zamanı polyarizasiyanın sahədən xətti asılılığının, yalnız elektrik sahəsinin müəyyən dəyişmə oblastında ödəndiyini qəbul etmək olar. Doğrudan da, elektronun nüvə sahəsində hərəkəti – onun potensial çuxurdakı hərəkətidir. Əgər atoma başqa atomlar da təsir edərsə, (molekulada və ya kristal qəfəsində), potensial çuxurun forması dəyişə bilər. Bu da, potensialın $V(r)$ ifadəsində yerdəyişmədən asılı olaraq, kubik həddin də $\sim r^3$ (yəni qeyri –harmonik həddin) əmələ gəlməsinə ekvivalentdir ki, bununla da, potensial çuxurun simmetriyası pozulmuş olur (şəkil 1.1a-ya bax). Onda:

$$V(r) = \frac{kr^2}{2} + \frac{q}{3}r^3. \quad (1.3.1)$$

Beləliklə, F qüvvəsi yerdəyişmədən qeyri-xətti asılı olur:

$$F = kr + \beta r^2. \quad (1.3.2)$$

Bu ifadəni elektronun hərəkət tənliyində nəzərə alsaq, tənlik qeyri-xətti, ossilyator isə qeyri – harmonik olar və (1.2.1) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\frac{d^2r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r - \xi r^2 = -\frac{e}{m} E. \quad (1.3.3)$$

Daha böyük işıq sahələrində F qüvvəsinin ifadəsində r^3 və r -in daha yüksək tərtibli hədləri də daxil olar. (1.3.3)

tənliyinə qeyri – harmonik hədd daxil olduğundan, bu tənliyi Lorens tənliyi kimi adi üsulla həll etmək mümkün deyildir. Bu tənlikdə qeyri –harmonik həddin harmonik həddə nəzərən kiçik olduğunu nəzərə alsaq, onun həllə təsirinin də cüzi olduğunu qəbul etmək olar. Belə olan halda (1.3.3) tənliyinin həllini üstlü sıra şəklində axtarmaq daha məqsədəuyğundur, yəni:

$$r = r_1 + r_2 + r_3 + \dots, \quad (1.3.4)$$

burada

$$r_l = a_l E^l. \quad (1.3.5)$$

(1.3.5) ifadəsini (1.3.3)-də nəzərə alcaq, yaza bilərik

$$\frac{d^2 r_1}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr_1}{dt} + \omega_0^2 r_1 = -\frac{e}{m} E, \quad (1.3.6)$$

$$\frac{d^2 r_2}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr_2}{dt} + \omega_0^2 r_2 = \xi r_1^2. \quad (1.3.7)$$

Beləliklə, aldıq ki, (1.3.3) tənliyinə daxil olan ξr^2 həddi sahədən E qeyri-xətti asılı yerdəyişməyə gətirir, bu qeyri - xəttilik $r_2 = a_2 E^2$ -dir. Əgər (1.3.7) tənliyində r_i -nin daha yüksək tərtibli həddini nəzərə alsaydıq, daha yüksək tərtibli qeyri -xəttilik almış olardıq.

(1.3.6) və (1.3.7) tənliklərini həll etmək üçün sahənin kompleks formada yazılışından istifadə edəcəyik. Ancaq burada elektrik sahəsinin çoxlu komponentdən ibarət olduğunu nəzərə alacağıq, yəni

$$E = A(\omega_1)e^{-i\omega_1 t} + A^*(\omega_1)e^{i\omega_1 t} + A(\omega_2)e^{-i\omega_2 t} + A^*(\omega_2)e^{i\omega_2 t} + \dots + A(\omega_n)e^{-i\omega_n t} + A^*(\omega_n)e^{i\omega_n t}. \quad (1.3.8)$$

Həlli sadələşdirmək üçün $-\omega_n = \omega_{-n}$ əvəzləməsini qəbul edək. Onda yaza bilərik

$$A^*(\omega_n) = A(\omega_{-n}). \quad (1.3.9)$$

(1.3.9) bərabərliyini nəzərə alsaq, (1.3.8) ifadəsini cəm şəklində yaza bilərik

$$E = \sum_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}. \quad (1.3.10)$$

Burada cəmləmə indeksi həm müsbət və həm də mənfi qiymətlər alır: $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Beləliklə, (1.3.9) münasibətinə görə mənfi indeksli hədlər avtomatik olaraq kompleks qoşma kəmiyyətlərini əvəz edir.

(1.3.10) ifadəsini (1.3.5)-də nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\begin{aligned} \frac{dr_1}{dt} &= -ia_1 \sum_n \omega_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}, \\ \frac{d^2 r_1}{dt^2} &= -a_1 \sum_n \omega_n^2 A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}. \end{aligned} \quad (1.3.11)$$

Onda (1.3.7) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər.

$$\begin{aligned} -a_1 \sum_n \omega_n^2 A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} - 2a_1 i \gamma \sum_n \omega_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} + \\ + a_1 \omega_0^2 \sum_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} = -\frac{e}{m} \sum_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}. \end{aligned} \quad (1.3.12)$$

(1.3.12) tənliyinin sağ və sol hissələri hər bir tezlik üçün

ödəndiyindən, alırıq

$$a_1 \sum A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} = -\frac{e}{m} \sum \frac{A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}}{\omega_0^2 - 2i\omega_n \gamma - \omega_n^2},$$

və ya

$$r_1 = -\frac{e}{m} \sum \frac{A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}}{\omega_0^2 - 2i\omega_n \gamma - \omega_n^2}. \quad (1.3.13)$$

(1.3.13) ifadəsi xətti hal üçün alınmış ifadə ilə üst-üstə düşür. Aldığımız bu nəticə bir neçə tezlik üçün ümumiləşmişdir.

Aldığımız bu ifadəni r_2 -nin tapılmasında istifadə edək. (1.3.13) ifadəsini (1.3.8) -də nəzərə alıb,

$$\left(\sum_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} \right)^2 = \sum_n \sum_m A(\omega_n) A(\omega_m) e^{-i(\omega_n + \omega_m)t} \quad (1.3.14)$$

münasibətindən istifadə edək (burada m indeksi n -in aldığı qiymətləri alır). Onda (1.3.7) və (1.3.13) münasibətlərindən yazı bilərik

$$r_2 = -\frac{e^2 \xi}{m^2} \sum_n \sum_m \frac{A(\omega_n) A(\omega_m) e^{-i(\omega_n + \omega_m)t}}{F(\omega_0, \omega_n, \omega_m, \gamma)},$$

burada

$$F(\omega_0, \omega_n, \omega_m, \gamma) = \left(\omega_0^2 - 2i\omega_n \gamma - \omega_n^2 \right) \left(\omega_0^2 - 2i\omega_m \gamma - \omega_m^2 \right) \times \\ \times \left[\omega_0^2 - 2i\gamma(\omega_n + \omega_m) - (\omega_n + \omega_m)^2 \right].$$

Polyarizasiyanı da üstlü sıra şəklində götürə bilərik, yəni:

$$P = \sum_{i=1}^{\infty} P_i,$$

burada $P_i = -Ne r_i$.

Onda xətti polyarizasiya üçün alırıq

$$P_x = \sum \alpha(\omega_n) A(\omega_n) e^{-i\omega_n t},$$

burada

$$\alpha(\omega_n) = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega_n - \omega_n^2}.$$

Sahəyə görə kvadratik qeyri - xətti polyarizasiya

$$P_{q/x} = \sum_n \sum_m \chi(\omega_n, \omega_m) A(\omega_n) A(\omega_m) e^{-i(\omega_n + \omega_m)t}, \quad (1.3.15)$$

burada

$$\chi(\omega_n, \omega_m) = -\frac{m\xi}{N^2 e^3} [\alpha(\omega_n)][\alpha(\omega_m)][\alpha(\omega_n + \omega_m)] \quad (1.3.16)$$

ikinci tərtib qavrayıcıdır.

İkinci tərtib polyarizasiya (1.3.3) tənliyindəki ξr^2 həddinin hesabına yaranır. (1.3.15) münasibəti göstərir ki, ikinci tərtib polyarizasiya n və m -in indekslərinin qiymətləri ± 1 və ± 2 olan ixtiyari kombinasiyalı $(\omega_n + \omega_m)$ tezlikli komponentlərə malikdir. Buna oxşar olaraq, daha yüksək tərtibli spektral komponentləri də hesablamaq olar. Əgər (1.3.4) tənliyinə kubik qeyri - xəttiliyi daxil etsək, bütün

mümkün olan $(\omega_n + \omega_m + \omega_p)$ tezlikli **üçüncü tərtib qeyri-xətti polyarizasiyanı** almış olarıq.

(1.3.16) ifadəsi göstərir ki, ikinci tərtib qavrayıcılıq, üç dalğaya uyğun birinci tərtib qavrayıcılıqların hasilindən asılıdır. Rezonans tezlikdən uzaqlarda xətti qavrayıcılıq həqiqi ədəd olduğundan, ikinci tərtib qavrayıcılıq da həqiqi ədəddir.

Gələcəkdə yazını sadələşdirmək üçün ikinci tərtib polyarizasiyanı P hərflə, ikinci tərtib qavrayıcılığı isə χ hərfi ilə işarə edəcəyik.

§ 1.4. Üç ölçülü halda polyarizasiyanın komponentləri. Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri

Birölçülü halda P , E və χ skalyar ədədlərdir. Üçölçülü halda isə P və E vektorlardır. Buna uyğun olaraq, χ qavrayıcılığı vektorlardan birini, digər iki vektorun hasili ilə bir birinə bağladığından **3 ranglı tenzora** çevrilir. Ona görə də (1.3.15) tənliyinin yerinə yaza bilərik

$$P_i(\omega_n + \omega_m) = \sum_{jk} \sum_{nm} \chi_{ijk}(\omega_{n+m}, \omega_n, \omega_m) A_j(\omega_n) A_k(\omega_m) e^{-i(\omega_n + \omega_m)t}. \quad (1.4.1)$$

Burada i, j və k indekslərinin hər biri x, y və z -in qiymətlərini alır, $\omega_{n+m} = \omega_n + \omega_m$. Qeyd edək ki, burada qavrayıcılığın $\chi(\omega_n, \omega_m)$ tezlik argumentləri hər üç tezlikdən asılıdır $\chi(\omega_{n+m}, \omega_n, \omega_m)$.

İndi n və m indekslərinin hər bir cütliyinə görə üç sahənin $A(\omega_n + \omega_m)$, $A(\omega_n)$ və $A(\omega_m)$ qarşılıqlı təsirinə

§1.4] Üç ölçülü halda polyarizasiyanın komponentləri

baxacağıq: n və m – indekslərinin hər bir cütliyinə uyğun üç müxtəlif proses mövcud olar:

a) $A(\omega_n)$ və $A(\omega_m)$ sahəli dalğaların köməyilə $A(\omega_n + \omega_m)$ sahəli dalğanın generasiyası;

b) $A(\omega_n + \omega_m)$ və $A(\omega_m)$ sahəli dalğaların köməyilə $A(\omega_n)$ sahəli dalğanın generasiyası;

c) $A(\omega_n + \omega_m)$ və $A(\omega_n)$ sahəli dalğaların köməyilə $A(\omega_m)$ sahəli dalğanın generasiyası.

Əgər bütün mümkün olan halları (1.4.1) tənliyində nəzərə alsaq, qeyri-xətti polyarizasiyanın çoxlu sayda müxtəlif tezlik komponentlərini alarıq. Tənliklərin sayını məhdudlaşdırmaq üçün, ancaq $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ **cəm tezlikli dalğanın generasiyası** prosesi üçün qeyri-xətti polyarizasiyanın komponentlərini nəzərə alacağıq. Bu komponentlər aşağıdakı kimidir:

$$\begin{aligned} P_i(\omega_1) &= \chi_{ijk}(\omega_1, -\omega_2, \omega_3) A_j(-\omega_2) A_k(\omega_3) e^{-i(\omega_3 - \omega_2)t} + \\ &+ \chi_{ijk}(\omega_1, \omega_3, -\omega_2) A_j(\omega_3) A_k(-\omega_2) e^{-i(\omega_3 - \omega_2)t}; \\ P_j(\omega_2) &= \chi_{ijk}(\omega_2, \omega_3, -\omega_1) A_k(\omega_3) A_i(-\omega_1) e^{-i(\omega_3 - \omega_1)t} + \\ &+ \chi_{ijk}(\omega_2, -\omega_1, \omega_3) A_k(-\omega_1) A_i(\omega_3) e^{-i(\omega_3 - \omega_1)t}; \\ P_k(\omega_3) &= \chi_{ijk}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) A_i(\omega_1) A_j(\omega_2) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + \\ &+ \chi_{kij}(\omega_3, \omega_2, \omega_1) A_i(\omega_2) A_j(\omega_1) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t}. \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

Buraya mənfəi tezliklər üçün 3 hədd də əlavə olunmalıdır.

Qeyd edək ki, (1.4.2) münasibətində cəmləmə təkrarlanan indekslərə görə aparılır. Ona görə də məsələn $P_i(\omega_1)$ həddi qeyri-xətti qavrayıcılıq tenzorlarının doqquz komponent-

lərindən χ_{ixx} , χ_{ixy} , χ_{ixz} , χ_{iyx} və s. cəmindən ibarətdir. Bunlardan əlavə $P(\omega_1)$ -in 3 müxtəlif komponentləri $P_x(\omega_1)$, $P_y(\omega_1)$ və $P_z(\omega_1)$ -də mövcuddur (dediklərimiz eynilə $P(\omega_2)$ və $P(\omega_3)$ -ə də aiddir).

Xətti qavrayıcılıq həqiqi ədəd olduğundan (1.3.16)-ya əsasən yazmaq olar

$$\chi_{ijk}(\omega_1, -\omega_2, \omega_3) = \chi_{jki}(\omega_2, \omega_3, -\omega_1) = \chi_{kij}(\omega_3, \omega_1, \omega_2). \quad (1.4.3)$$

(1.4.3) münasibəti asılı olmayan komponentlərin sayını azaltmış olur.

§ 1.5. Miller qaydası

Üçölçülü halda (1.3.16) münasibətini ümumiləşdirsək, yazmaq olar

$$\chi_{ijk}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) = [\alpha_{ii}^{(1)}(\omega_1)] [\alpha_{jj}^{(1)}(\omega_2)] [\alpha_{kk}^{(1)}(\omega_3)] \Delta_{ijk}. \quad (1.5.1)$$

Bu münasibət müəllifin (R.C.Millerin) adına görə **Miller qaydası** adlanır. Empirik yolla müəyyən edilmişdir ki, (1.5.1)-ə daxil olan Δ_{ijk} vurğusu çoxlu sayda kristallar üçün təxmini sabit qalır. Bu münasibət göstərir ki, yüksək sındırma əmsalına malik olan maddələrin qeyri-xətti qavrayıcılığı da böyük olur. Beləliklə, bu qayda yeni qeyri-xətti maddələrin axtarışında böyük əhəmiyyət kəsb edir.

§ 1.6. Kvadratik və kubik qeyri-xətti polyarizasiya

Mühitin dielektrik nüfuzluğunun xarici elektrik sahəsindən asılılığına lazerlər yaranandan əvvəl də baxılmışdır. Koherent işıq mənbələrinin (lazerlərin) yaranmasından sonra dielektrik nüfuzluğunun işıq dalğasının intensivliyindən asılılığına əsaslanan qeyri-xətti effektlərin araşdırılması geniş vüsət aldı.

Qavrayıcılıq tenzorunun sahədən asılılığının nəzərə alınması, (1.1.3) xətti maddi tənliyini qeyri-xətti tənliyə çevirir:

$$P_i = \sum_k \alpha_{ik}(E) E_k. \quad (1.6.1)$$

Beləliklə, xətti optikadan **qeyri-xətti optikaya** keçilir.

$\alpha_{ik}(E)$ -ni sahənin intensivliyinin üstlərinə görə sıraya ayıraq:

$$\alpha_{ik}(\mathbf{E}) = \alpha_{ik} + \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj} E_j + \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{ikjm} E_j E_m + \dots, \quad (1.6.2)$$

burada α_{ik} – **xətti qavrayıcılıqdır** (2 -ranqlı tenzor); χ_{ikj} – **kvadratik qeyri-xətti qavrayıcılıqdır** (3-ranqlı tenzor); θ_{ikjm} – **kubik qeyri-xətti qavrayıcılıqdır** (4-ranqlı tenzor). Prinsipcə, (1.6.2) ifadəsində daha yüksək tərtibli qeyri-xətti qavrayıcılıqları da nəzərə almaq olar.

Dielektriklərin qavrayıcılığının xarakterik qiymətləri aşağıda göstərilən kimidir:

$$\alpha \approx 1; \quad \chi \approx 10^{-12} - 10^{-11} \frac{m}{V},$$

$$\theta \approx 10^{-22} - 10^{-21} \frac{m^2}{V^2} \quad \text{və s.} \quad (1.6.3)$$

Məsələn: KDP kristalı üçün $\chi \approx 0,5 \cdot 10^{-12} \frac{m}{V}$, $\theta \approx 2 \cdot 10^{-22} \frac{m^2}{V^2}$,

LiNbO₃ kristalı üçün $\chi = 5 \cdot 10^{-12} \frac{m}{V}$, $\theta = 2 \cdot 10^{-21} \frac{m^2}{V^2}$. Əgər

hesab etsək ki, lazer şüalarının sahəsi $10^9 V/m$ qiymətini aşmır, onda (1.6.3) ifadəsindəki hədlər sıra nömrəsi artdıqca, kəskin azalmış olur.

(1.6.2) ifadəsini (1.6.1)-də nəzərə alsaq, qeyri-xətti maddi tənliyi aşağıdakı şəkildə alarıq:

$$\begin{aligned} P_i = P_{xi} + P_{qxi} = \sum_k \alpha_{ik} E_k + \sum_k \sum_j \chi_{ijk} E_k E_j + \\ + \sum_k \sum_j \sum_m \theta_{ikjm} E_k E_j E_m + \dots \end{aligned} \quad (1.6.4)$$

Burada

$$P_{xi} = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k \quad (1.6.5)$$

-xətti polyarizasiya vektorunun komponentləridir. P_{qxi} - qeyri-xətti polyarizasiyanın komponentləridir. (1.6.4) ifadəsində qeyri -xətti polyarizasiya P_{qx} kvadratik P_{kv} və kubik P_{kub} polyarizasiyaların cəmindən ibarətdir:

$$P_{kvi} = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj} E_k E_j, \quad (1.6.6)$$

$$P_{kubi} = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{ikjm} E_k E_j E_m. \quad (1.6.7)$$

Yazılışı sadələşdirmək üçün çox zaman (1.6.4)-(1.6.7) ifadələrinin aşağıdakı formada yazılışından istifadə edirlər:

$$\mathbf{P} = \alpha : \mathbf{E} + \chi : \mathbf{E}\mathbf{E} + \theta : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots, \quad (1.6.4a)$$

$$\mathbf{P}_x = \alpha : \mathbf{E}, \quad (1.6.5a)$$

$$\mathbf{P}_{kv} = \chi : \mathbf{E}\mathbf{E} \quad (1.6.6a)$$

$$\mathbf{P}_{kub} = \theta : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}. \quad (1.6.7a)$$

§ 1.7. Kvadratik və kubik qeyri-xətti mühitlər

Simmetriya mərkəzinə malik olan kristallar və eləcə də, maye və qazlar üçün χ tenzoru sıfır bərabərdir. Yada salaq ki, koordinat çevrilişində tenzorun komponentləri uyğun koordinatların hasili kimi çevrilirlər. Məsələn, $\chi_{122} - xyy$ hasilləri kimi, χ_{223} - isə yyz hasilləri kimi çevrilir. Kristalın simmetriya mərkəzinə görə inversiya əməliyyatına baxaq; $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$. Bu halda χ tenzorunun komponentləri də öz işarəsini dəyişməlidir (onlara tək sayda koordinatların hasili uyğun olduğundan); $\chi_{ijk} = -\chi_{ikj}$.

Lakin mərkəzi simmetriyaya malik kristallarda χ dəyişməz qalmalıdır. Ona görə də $-\chi_{ijk} = \chi_{ikj}$ alırıq. Başqa sözlə $\chi_{ikk} = 0$ olmalıdır.

Beləliklə, simmetriya mərkəzinə malik kristallarda, mayelərdə və qazlarda kvadratik polyarizasiya simmetriyaya görə mövcud olmur. Ona görə də belə mühitlərin qeyri-xəttiliyi kubik qavrayıcılığın birinci tərtiblə müəyyən olunur. Belə kristallar **kubik qeyri-xətti kristallar** adlanır. Kubik qeyri-xətti izotrop mühitlər üçün maddi tənliklər aşağıdakı kimi olur

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E} + \theta E^2 \mathbf{E} + \dots \quad (1.7.1)$$

Əgər kristal kvadratik qavrayıcılığa malikdirsə, onda onun qeyri-xətti qavrayıcılığı kvadratik qavrayıcılıqla müəyyən olunur. Ona görə də kvadratik qavrayıcılığa malik olan kristalları **kvadratik qeyri-xətti mühitlər** adlandırırlar.

FƏSİL II

QEYRİ – X ƏTTİ DALĞA TƏNLIYI

§ 2.1. Qeyri – xətti polyarizasiyalı mühitlərdə dalğa tənliyi

Qeyri-xətti dielektriklərdə elektromaqnit dalğasının yayılmasını xarakterizə edən tənliyi tapmaq üçün **Maksvell tənliklərindən** istifadə edək:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \\ \mathbf{D} &= \mathbf{E} + 4\pi(\mathbf{P}_x + \mathbf{P}_{qx}); \quad \mathbf{B} = \mathbf{H}. \end{aligned} \right\} \quad (2.1.1)$$

Bu tənliklər keçirici olmayan qeyri –maqnit mühitlərə aiddir.

Bu sistemin birinci tənliyinə rotor operatorunu tətbiq edib, sistemin başqa tənliklərini nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}_x + 4\pi\mathbf{P}_{qx}). \quad (2.1.2)$$

(2.1.2)-də tənliyin sağ tərəfində ancaq qeyri-xətti polyarizasiyadan asılı olan ifadəni saxlasaq, alarıq:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}_x) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{qx}. \quad (2.1.3)$$

(2.1.3)-də (1.1.5)-(1.1.9) ifadələrini nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$(\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E})_i + \frac{1}{c^2} \sum_k \varepsilon_{ik} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_k = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{qx}, \quad (2.1.4)$$

burada $\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}$.

İzotrop mühitlər üçün (2.1.4) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{qx}. \quad (2.1.5)$$

$\mathbf{P}_{qx} = 0$ olduqda, (2.1.5) tənliyi **xətti optikanın tənliyinə** çevrilmiş olar. Burada xətti polyarizasiya ε -na daxil edilmişdir, $\mathbf{P}_{qx}$ isə yalnız qeyri-xətti polyarizasiyanı ifadə edir.

(2.1.5) tənliyində $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E} = \nabla^2 \mathbf{E}$ olduğundan yaza bilərik

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}, \quad (2.1.6)$$

burada $\mathbf{P}$ – qeyri-xətti polyarizasiyanı ifadə edir $\mathbf{P} = \mathbf{P}_{qx}$.

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}}{\Delta V}.$$

§ 2.2. Xətti və qeyri – xətti qavrayıcılığın dispersiyası

Mühitin polyarlaşması prosesinə müəyyən qədər vaxt tələb olunur. Ona görə də xarici təsirə qarşı mühitin reaksiyası, zamana görə təsir anından geri qalır. Dəqiq desək, verilmiş zaman anında mühitin polyarizasiyası, sahənin intensivliyinin əvvəlki zaman anlarındakı qiymətlərilə təyin olunur. Bu onu göstərir ki, (1.6.1) tənliyinin yerinə aşağıdakı asılılığı götürməliyik:

$$P_i(t) = \sum_k \int_0^\infty \alpha_{ik}(\tau) E_k(t - \tau) d\tau. \quad (2.2.1)$$

Başqa sözlə, dielektrik qavrayıcılığının zamana görə dispersiyasını nəzərə almalıyıq. Dispersiyanın nəzərə alınması, qavrayıcılıq tenzorunun işıq dalğasının tezliyindən asılılığına gətirir. Əgər maddi tənliklərdə $\mathbf{P}$ və $\mathbf{E}$ vektorlarının Furiye komponentlərindən istifadə etsək, yəni

$$P(\omega) = \int P(t) e^{-i\omega t} dt,$$

$$E(\omega) = \int E(t) e^{-i\omega t} dt$$

kimi götürsək, onda əvvəlki kimi (1.6.5) tənliyindən istifadə edə bilərik. Ancaq bu halda qavrayıcılıq tenzorunun komponentləri $\alpha_{ik}(\omega)$ tezlikdən asılı olmalıdır (onları **tenzorun spektral toplanmaları** adlandırırlar). Beləliklə,

$$P_i(\omega) = \sum_k \alpha_{ik}(\omega) E_k(\omega), \quad (2.2.2)$$

burada

$$\alpha_{ik}(\omega) = \int_0^{\infty} \alpha_{ik}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau. \quad (2.2.3)$$

(2.2.1) tənliyinin hər iki tərəfində **Furye çevrilməsini** aparmaqla bu nəticələri almış oluruq.

Dispersiyanı kvadratik polyarizasiyada da nəzərə alsaq, yaza bilərik:

$$P_{kvi}(t) = \sum_k \sum_j \int_0^{\infty} \int \chi_{ikj}(\tau', \tau'') E_k(t - \tau') \times \quad (2.2.4) \\ \times E_j(t - \tau' - \tau'') d\tau' d\tau''.$$

Xətti polyarizasiya halındakına oxşar olaraq, burada da mühitin polyarizasiya vektorunun və sahənin intensivliyinin Furye komponentlərindən istifadə etsək, alarıq

$$P_{kvi}(\omega_1 + \omega_2) = \sum_k \sum_j \chi_{ikj}(\omega_1 + \omega_2) E_k(\omega_1) E_j(\omega_2), \quad (2.2.5a)$$

$$P_{kvi}(\omega_1 - \omega_2) = \sum_k \sum_j \chi_{ikj}(\omega_1 - \omega_2) E_k(\omega_1) E_j^*(\omega_2), \quad (2.2.5b)$$

burada

$$\chi_{ikj}(\omega_1 \pm \omega_2) = \int_0^{\infty} \int \chi_{ikj}(\tau', \tau'') \exp[-i(\omega_1 \pm \omega_2)\tau' \mp i\omega_2\tau''] d\tau' d\tau''.$$

Qavrayıcılıq tenzorunun χ hər bir spektral toplananı cəm $(\omega_1 + \omega_2)$ və fərq $(\omega_1 - \omega_2)$ tezliklərindən asılıdır ki, bu da kvadratik polyarizasiya dalğasının tezliyini müəyyən edir. Qeyd edək ki, $\chi_{ijk}(\omega_1 \pm \omega_2)$ yazılışı qısaldılmış şəkildədir.

Prinsipcə, bu kəmiyyət $\chi_{ikj}(\omega_1 \pm \omega_2; \omega_1, \omega_2)$ şəklində yazılmalıdır.

θ tenzoru 3 tezlik argumentindən asılıdır. Bu tezliklər də kubik polyarizasiya dalğasının tezliklərini müəyyən edir. Misal üçün kubik polyarizasiya

$$P_{kubi}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \sum_k \sum_j \sum_m \theta_{ikjm}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) E_k(\omega_1) E_j(\omega_2) E_m(\omega_3). \quad (2.2.7)$$

(2.2.5) və (2.2.7) münasibətləri göstərir ki, mühitin qeyri-xətti polyarizasiyası işıq dalğalarının qarşılıqlı təsiri ilə əlaqədardır. Kvadratik polyarizasiya dalğasının meydana gəlməsi iki işıq dalğasının qarşılıqlı təsirinin nəticəsidir, belə qarşılıqlı təsiri **üçtezlikli qarşılıqlı təsir** adlandırırlar. Kubik polyarizasiya dalğası isə üç işıq dalğasının qarşılıqlı təsirinin nəticəsidir. Belə qarşılıqlı təsiri **dörd tezlikli qarşılıqlı təsir** adlandırırlar. Işıq dalğalarının qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsirlərindən istifadə edərək, tezlik çeviriciləri yaratmaq mümkündür.

Dispersiyalı mühitin dielektrik nüfuzluğu kompleks ədəddir:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon + i4\pi\sigma/\omega, \quad (2.2.8)$$

burada σ -mühitin xüsusi keçiriciliyidir. Buna uyğun olaraq kompleks xətti qavrayıcılığı aşağıdakı şəkildə göstərək

$$\tilde{\alpha} = \alpha + i\sigma/\omega. \quad (2.2.9)$$

Mühitin keçiriciliyə malik olması, nüfuzluğun və qavrayıcılığın kompleks toplananına malik olması ilə əlaqədardır. Xətti qavrayıcılığın kompleks toplananının olması, işığın birləşən udulmasına gətirir.

Ümumi halda qeyri-xətti qavrayıcılığa da kompleks kəmiyyət kimi baxılmalıdır. Qavrayıcılığın xəyalı toplananı onun həqiqi toplananından çox-çox kiçikdir, yəni

$$\operatorname{Im} \tilde{\alpha} \ll \alpha; \operatorname{Im} \tilde{\chi} \ll \chi; \operatorname{Im} \tilde{\theta} \ll \theta \quad \text{və s.}$$

Ancaq yadda saxlamaq lazımdır ki,

$$\operatorname{Im} \tilde{\alpha} \sim \chi E, \quad \operatorname{Im} \tilde{\chi} \sim \theta E.$$

Bu münasibət onu göstərir ki, xətti qavrayıcılığın xəyalı toplananı ilə bağlı olan effektlər kvadratik qavrayıcılığın həqiqi toplananı ilə bağlı olan effektlərlə eyni tərtiblidir. Bunu, kvadratik qavrayıcılığın xəyalı toplananı ilə bağlı olan effektlərin, kubik qavrayıcılığın həqiqi toplananı ilə bağlı olan effektlər haqqında da demək olar. Yüksək tərtibli qavrayıcılığın həqiqi toplananları yüksək optik harmonikaların yaranmasına, yüksək tərtibli qavrayıcılığın xəyalı toplananı isə atomların çoxfotonlu ionizasiyasına və molekulların dissosiasiyasına cavabdehdir.

§ 2.3. Qeyri-xətti optik effektlər

İşıq dalğasında elektrik sahəsinin gərginlik vektorunu aşağıdakı kimi götürək

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{e} \{ A(\mathbf{r}, t) \exp[i(\alpha t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] + k.c. \}, \quad (2.3.1)$$

burada $\mathbf{e}$ -vahid polyarizasiya vektorudur; $A(\mathbf{r}, t)$ işıq dalğasının **kompleks amplitududur**; k.q.-toplananın **kompleks qoşmasıdır**.

(2.3.1) ifadəsində $\exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]$ – həddinə nəzərən $A(\mathbf{r}, t)$ funksiyası argumentin dəyişməsinə görə çox zəif dəyişir, yəni aşağıdakı bərabərsizlik ödənilir

$$\frac{\partial A}{\partial t} \frac{1}{\omega} \ll A, \quad \frac{\partial A}{\partial r} \frac{1}{k} \ll A. \quad (2.3.2)$$

$A(\mathbf{r}, t)$ funksiyasının $2\pi/k = \lambda$ məsafəsində və $1/\omega$ zaman intervalında dəyişməz olduğunu götürmək olar. Bəzi hallarda A -nın, ümumiyyətlə, zamandan asılı olmadığını götürəcəyik.

(2.3.1) ifadəsində kompleks qoşma həddinin götürülməsi sahənin gərginliyinin həqiqiliyini göstərir. Xətti optika nəzəriyyəsində sahəni $\mathbf{E} = \mathbf{e}A \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]$ şəklində götürmək olur, ancaq bunu qeyri-xətti nəzəriyyədə etmək olmaz. Xətti tənliklər halında $\text{Re } E$ və $\text{Im } E$ tənliklərinə bir-birindən asılı olmayaraq baxmaq olar. Ancaq tənliklərdə E^2 , E^3 və s. kimi qeyri-xətti hədlər olduqda, $\text{Re } E$ və $\text{Im } E$ bir-birilə qarşılıqlı əlaqəli olurlar. Ona görə də qeyri-xətti nəzəriyyədə sahənin həqiqiliyini əvvəlcədən nəzərə almaq lazımdır.

İndi kvadratik qavrayıcılığın həqiqi toplananı ilə bağlı olan effektlərə baxaq. Qeyri-xətti effektlər mühitin qeyri-xətti polyarizasiyası ilə əlaqədardır. Biz yalnız, kvadratik və kubik qavrayıcılığın həqiqi toplananı ilə bağlı olan effektlərə baxacağıq.

Fərz edirik ki, ω tezlikli işıq dalğası kvadratik qeyri-

xətti dielektrikə daxil olur. Dalğanın sahəsini (2.3.1) kimi götürək. (2.3.1)-i mühitin kvadratik polyarizasiyasının ifadəsində (1.6.6)-nı nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{kv} &= \frac{1}{4} \chi : \text{ee} \{ A \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r})] + k.q. \}^2 = \\ &= \frac{1}{4} \chi : \text{ee} \{ A^2 \exp[i(2\omega t - 2\mathbf{k} \mathbf{r})] + \\ &+ A^{*2} \exp[i(2\mathbf{k} \mathbf{r} - 2\omega t)] + 2AA^* \}. \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

Aldığımız bu ifadədə bərabərliyin sağ tərəfindəki əvvəlki iki hədd, 2ω tezlikli polyarizasiya dalğasını, üçüncü hədd isə, **optik düzlənmə** effektini xarakterizə edir. 2ω tezlikli polyarizasiya dalğası müəyyən şərt daxilində, həmin tezliklə, yenidən şüalanma yaradır, yəni mühitdə 2ω tezlikli dalğanın (**ikinci harmonikanın**) generasiyası baş verir.

Beləliklə, dielektrik daxilində ω və 2ω tezlikli iki dalğa yayılır. Bu dalğaların qarşılıqlı təsiri zamanı 2ω tezlikli (cəm tezlikli) və ω tezlikli (fərq tezlikli) dalğalar da yenidən yarana bilər. Buna inanmaq üçün müxtəlif ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların yaratdıqları sahəyə nəzər salaq, yəni fərz edirik ki,

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{2} \{ e_1 A_1 \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \\ &+ e_2 A_2 \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + k.q. \}. \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

(2.3.4) ifadəsini (1.6.6a)-da yerinə yazsaq, kvadratik polyarizasiya üçün alarıq:

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}_{kv} &= \frac{1}{4} \chi : \{ \mathbf{e}_1 A_1 \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \\
&+ \mathbf{e}_2 A_2 \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + k.q. \}^2 = \\
&= \frac{1}{4} \chi : \{ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 A_1^2 \exp[i(2\omega_1 t - 2\mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_2^2 \times \\
&\quad (2.3.5) \\
&\quad \times \exp[i(2\omega_2 t - 2\mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + k.q. \} + \\
&+ \frac{1}{2} \chi : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 A_1 A_2 \exp[i(\omega_1 + \omega_2)t - i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + \\
&+ A_1 A_2^* \exp[i(\omega_1 - \omega_2)t - i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + k.q. \} + \\
&+ \frac{1}{2} \chi : (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 A_1 A_1^* + \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_2 A_2^*).
\end{aligned}$$

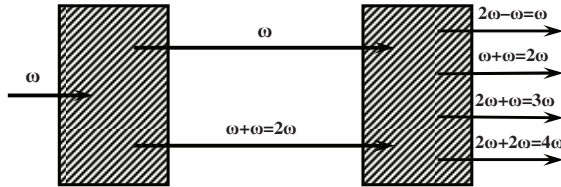
Aldığımız ifadədən görünür ki, burada $2\omega_1$ və $2\omega_2$ tezlikli polyarizasiya dalğalarından başqa $\omega_1 + \omega_2$ və $\omega_1 - \omega_2$ tezlikli polyarizasiya dalğaları da mövcuddur

$$\mathbf{P}_{kv}^{(1)} = \frac{1}{2} \chi : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \{ A_1 A_2 \exp[i(\omega_1 + \omega_2)t - i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + k.q. \}, \quad (2.3.6a)$$

$$\mathbf{P}_{kv}^{(2)} = \frac{1}{2} \chi : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \{ A_1 A_2^* \exp[i(\omega_1 - \omega_2)t - i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + k.q. \}. \quad (2.3.6b)$$

Qeyd edək ki, $\mathbf{P}_{kv}^{(1)}$ vektorunun Furiye çevirilişi $\chi(\omega_1 + \omega_2)$ tezlik komponentilə, $\mathbf{P}_{kv}^{(2)}$ - isə, $\chi(\omega_1 - \omega_2)$ tezlik komponentilə ifadə olunur.

Deməli, kvadratik qeyri-xətti kristal, onda yayılan işıq dalğasının spektral tezliyini çoxaltmaq qabiliyyətinə malikdir. ω tezlikli iki dalğanın qarşılıqlı təsiri zamanı 2ω tezlikli dalğanın (**ikinci optik harmonikanın**) və eləcə də 2ω tezlikli giriş dalğası ilə yenidən şüalandırılan 2ω tezlikli dalğanın qarşılıqlı təsiri nəticəsində 4ω tezlikli dalğanın (**dördüncü harmonikanın**) generasiyası baş verir. Bunlardan əlavə, 3ω tezlikli (**üçüncü harmonikanın**) və ω tezlikli dalğanın (**ışıq dalğasının öz-özünə təsiri**) generasiyası da baş verir.



Şəkil 2.1.

Şəkil 2.1-də iki kaskadlı proses göstərilmişdir: əvvəlcə ω tezlikli 2 dalğa, sonra isə ω tezlikli dalğa ilə birinci kristalda yenidən şüalandırılan 2ω tezlikli dalğa qarşılıqlı təsirdə olurlar. Prinsipcə belə qarşılıqlı təsirlər ikinci şüalandırılan dalğaların vasitəsilə davam edə bilər və s.

İndi ω tezlikli dalğanın kubik qeyri-xətti kristalda yayılmasına baxaq. (2.3.1) ifadəsini (1.6.7a)-da nəzərə alsaq, mühitin kubik polyarizasiyası üçün alınıb olarıq:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{kub} &= \frac{1}{8} \theta : \mathbf{eee} \{ A \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r})] + \text{k.q.} \}^3 = \\ &= \frac{1}{8} \theta : \mathbf{eee} \{ A^3 \exp[i(3\omega t - 3\mathbf{k} \mathbf{r})] + 3A^2 A^* \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r})] + \text{k.q.} \} \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

(2.3.7) ifadəsindən görünür ki, kubik qeyri-xətti kristalda 3ω (üçüncü harmonika) və ω tezlikli (ışıq dalğasının öz-özünə təsiri) dalğalar yenidən şüalanır.

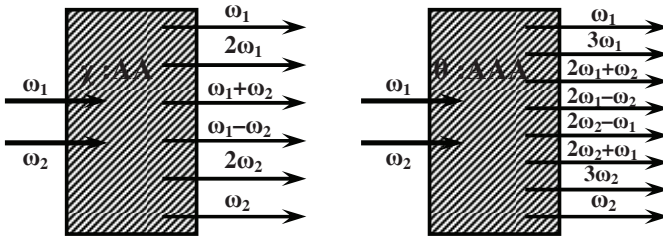
Bu dalğaların qarşılıqlı təsiri nəticəsində kubik qeyri - xəttilikdə, kvadratik qeyri-xəttiliyə nəzərən daha çox tezliklərdə dalğalar şüalandırılır. Bu tezlikləri tapmaq üçün (2.3.4)-ü (1.6.7a)-da yerinə yazaq. Onda kubik polyarizasiya üçün alırıq

$$\begin{aligned}
 \mathbf{P}_{kub} = & \frac{1}{8} \theta : \{ \mathbf{e}_1 A_1 \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \mathbf{e}_2 A_2 \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + \\
 & + \text{k.q.} \}^3 = \frac{1}{8} \theta : \{ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 A_1^3 \exp[i(3\omega_1 t - 3\mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \\
 & + \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_2^3 \exp[i(3\omega_2 t - 3\mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + \text{k.q.} \} + \\
 & + \frac{3}{8} \theta : \{ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 A_1^2 A_2 \exp[i(2\omega_1 + \omega_2)t - i(2\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)\mathbf{r}] + \\
 & + \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_1 A_2^2 \exp[i(\omega_1 + 2\omega_2)t - i(\mathbf{k}_1 + 2\mathbf{k}_2)\mathbf{r}] + \quad (2.3.8) \\
 & + \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 A_1^2 A_2^* \exp[i(2\omega_1 - \omega_2)t - i(2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r}] + \\
 & + \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_1^* A_2^2 \exp[i(2\omega_2 - \omega_1)t - i(2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)\mathbf{r}] + \\
 & + \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 A_1^2 A_1^* \exp[i(2\omega_1 - \omega_1)t - i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}] + \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_2^2 A_2^* \times \\
 & \times \exp[i(2\omega_2 - \omega_2)t - i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}] + \text{k.q.} \} + \\
 & + \frac{3}{4} \theta : \{ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 A_1 A_1^* A_2 \exp[i(\omega_1 - \omega_1 + \omega_2)t - i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}] + \\
 & + \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_1 A_2 A_2^* \exp[i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_2)t - i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}] + \text{k.q.} \}.
 \end{aligned}$$

Buradan görünür ki, kubik polyarizasiyanın ifadəsində $3\omega_1$, $3\omega_2$, $2\omega_1 + \omega_2$, $2\omega_2 + \omega_1$, $2\omega_1 - \omega_2$, $2\omega_2 - \omega_1$, ω_1 və ω_2 tezlikli polyarizasiya dalğaları var (şəkil 2.2).

Hər bir polyarizasiya dalğası da yenidən, uyğun tezliklərdə işıq dalğası şüalandırır.

Əgər qeyri-xətti mühitdə ω tezlikli əsas dalğa yenidən şüalandırılırsa, onda buna **ışıq dalğasının öz-özünə təsir effekti** deyirlər. Işığın öz-özünə təsiri dalğaların öz-özünə fokuslanmasına, onların dağılmasına, kristalda sinxronizm istiqamətinin dəyişməsinə gətirir və s. Öz-özünə təsir, işıq dalğasının təsirlə yaranan qeyri-xətti polyarizasiyanın hesabına mühitin nüfuzluğunun (sındırma əmsalının) dəyişməsilə əlaqədardır.



Şəkil 2.2.

İzotrop kubik qeyri-xətti mühitə baxaq. (2.3.7)-yə əsasən mühitdə ω tezlikli qeyri-xətti polyarizasiya da yaranır

$$\begin{aligned}
 P_{\omega} &= \frac{3}{8} \theta A^3 [\exp(i\omega t - ikr) + \text{k.q.}] = \\
 &= \frac{3}{4} \theta A^3 \times \cos(\omega t - kr),
 \end{aligned}
 \tag{2.3.9}$$

burada A -nı həqiqi ədəd qəbul edirik. (1.2.12), (1.7.1), (2.3.9) və $D = D(\omega) \cos(\omega t - kr)$ və $E = A \cos(\omega t - kr)$ olduğunu

nəzərə alsaq, yazı bilərik

$$D(\omega) = A + 4\pi\alpha(\omega)A + 3\pi\theta(\omega + \omega - \omega)A^3.$$

$\varepsilon(\omega) = D(\omega)/A$ olduğundan,

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi\alpha(\omega) + 3\pi\theta(\omega + \omega - \omega)A^2. \quad (2.3.10)$$

Buradan görünür ki, A amplitudlu dalğa kubik qeyri-xətti kristaldan keçdikdə, dielektrik nüfuzluğu $3\pi\theta(\omega + \omega - \omega)A^2$ qədər dəyişmiş olur.

İşıq dalğasının öz-özünə təsiri ən çox kubik qeyri-xətti mühitlərə aiddir. Ancaq dalğaların öz-özünə təsiri kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə də baş verir. Bu da kvadratik mühitdə tezliyi ikinci harmonika dalğasının tezliyi ilə giriş dalğasının tezliyi fərqi bərabər olan dalğanın yenidən şüalanmasının nəticəsidir.

§ 2.4. Qeyri – xətti mühitlərdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudlarını ifadə edən qısaldılmış tənliklər

Burada ən sadə hala, yəni birölçülü hala baxacağıq. Fərz edirik ki, qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsirdə olan 3 dalğa yayılır. Aydındır ki, dalğalardan hər hansı birinin kompleks amplitudunun artıb və ya azalması, başqa iki dalğanın amplitudlarından asılı olacaqdır. Ona görə də 3 dalğanın qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən 3 tənlik tapmalıyıq ki, bunların da hər biri başqa 2 dalğa sahəsindən asılı olaraq, kompleks amplitudun dəyişmə tezliyini ifadə etsin.

Əvvəlki fəsildə olduğu kimi, yenə sadəlik üçün fərz olunur ki, mühit qeyri – maqnit olmaqla, keçirici deyil. Belə

olan halda, Maksvell tənliklərindən alınır

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (2.4.1)$$

Burada xətti polyarizasiya ε -nün ifadəsinə daxil edilmişdir. P yalnız qeyri-xətti polyarizasiyanı ifadə edir.

Birölçülü hala baxdığımız üçün $\partial/\partial y = \partial/\partial x = 0$ götürürük. Yəni dalğaların z oxu istiqamətində yayıldığını nəzərə alırıq.

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaları aşağıdakı kimi götürək

$$E_1(z, t) = A_1(z) e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)},$$

$$E_2(z, t) = A_2(z) e^{-i(\omega_2 t - k_2 z)},$$

$$E_3(z, t) = A_3(z) e^{-i(\omega_3 t - k_3 z)},$$

burada 1, 2 və 3 indeksləri uyğun olaraq ω_1 , ω_2 və ω_3 tezliklərinə aiddir. Bunlardan başqa, əlbəttə, mənfi tezliklər üçün üç oxşar ifadələr də mövcuddur.

Xətti mühitdən fərqli olaraq, burada dalğaların kompleks amplitudları qarşılıqlı təsir prosesində sabit qalmayaraq dəyişirlər. Bununla bərabər dalğaların fazası da z koordinatından asılı olur, yəni

$$A_1(z) = \frac{1}{2} \varepsilon_1(z) e^{i\varphi_1(z)}.$$

(1.4.2) ifadəsinə görə

$$P_1(z, t) = 2\chi A_2^*(z)A_3(z)e^{-i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]},$$

$$P_2(z, t) = 2\chi A_1(z)A_3(z)e^{-i[(\omega_3 - \omega_1)t - (k_3 - k_1)z]}, \quad (2.4.2)$$

$$P_3(z, t) = 2\chi A_1(z)A_2(z)e^{-i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z]},$$

burada, əvvəlcə olduğu kimi $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$.

(2.4.2)-dən

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} = -(\omega_3 - \omega_2)^2 2\chi A_2^*(z)A_3(z)e^{-i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]} \quad (2.4.3)$$

almaq olar.

Sadəlik üçün fərz edirik ki, sahələrin kompleks amplitudları z məsafəsindən asılı olaraq yavaş dəyişirlər, yəni $k\partial A / \partial z \gg d^2 A / \partial z^2$. Onda alırıq

$$\frac{\partial^2 A_1(z, t)}{\partial z^2} = -\left[k_1^2 A_1(z) - 2ik_1 \frac{dA_1(z)}{dz}\right] e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)}. \quad (2.4.4)$$

$\varepsilon\omega^2 / c^2 = k_1^2$ olduğundan və (2.4.1) tənliyi hər bir tezlik komponenti üçün ödəndiyindən (2.4.1), (2.4.3) və (2.4.4) ifadələrindən almaq olar

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -i \frac{4\pi\omega_1^2}{k_1 c^2} \chi A_2^*(z)A_3(z)e^{i(k_3 - k_2 - k_1)z},$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = -i \frac{4\pi\omega_2^2}{k_2 c^2} \chi A_1^*(z)A_3(z)e^{i(k_3 - k_2 - k_1)z}, \quad (2.4.5)$$

$$\frac{dA_3(z)}{dz} = -i \frac{4\pi\omega_3^2}{k_3 c^2} \chi A_1(z) A_2(z) e^{i(k_3 - k_2 - k_1)z}$$

və ya

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_3}{dz} &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta z}, \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

burada $\gamma_n = 4\pi\omega_n^2 \chi / (k_n c^2)$ **qeyri-xətti əlaqə əmsalları** adlanır. $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$ - **dalğa ədədlərinin fərqi**dir.

Aldığımız tənliklər sistemi (2.4.6) qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudlarını məsafədən asılı olaraq dəyişməsinə xarakterizə edir. Buradan görünür ki, dalğaların amplitudlarının dəyişməsi polyarizasiya dalğası ilə elektromaqnit dalğalarının fazalar fərqiindən asılı olmaqla, bir-birilə əlaqədardırlar. Bu tənliklər sisteminin ümumi həllini elementar funksiya ilə ifadə etmək mümkün deyildir.

§ 2.5. Menli-Rou münasibəti

(2.4.5) sisteminin təhlili göstərir ki, sistemin birinci və ikinci tənliyində A_1 və A_2 sahələrini qarşılıqlı dəyişməklə sistemin birinci tənliyindən ikinci tənliyi və əksinə, sistemin ikinci tənliyindən birinci tənliyi almaq olur. Ancaq sistemin üçüncü tənliyini sahələrin oxşar yerdəyişmələri hesabına almaq mümkün deyil. $\Delta = 0$ olduqda (2.4.6) tənliklər sistemi aşağıdakı sadə şəkllə düşər

$$\begin{aligned}\frac{1}{\gamma_1} \frac{dA_1}{dz} &= A_3 A_2^*, \\ \frac{1}{\gamma_2} \frac{dA_2}{dz} &= A_3 A_1^*, \\ \frac{1}{\gamma_3} \frac{dA_3}{dz} &= -A_1 A_2.\end{aligned}\tag{2.5.1}$$

Bu sistem tənliklərinin sol və sağ tərəflərini uyğun olaraq A_1^* , A_2^* və A_3^* -ya vursaq, yaza bilərik

$$\frac{1}{\gamma_1} A_1^* \frac{dA_1}{dz} = \frac{1}{\gamma_2} A_2^* \frac{dA_2}{dz} = -\frac{1}{\gamma_3} A_3^* \frac{dA_3}{dz}.\tag{2.5.2}$$

Aldığımız bu ifadəni onun kompleks qoşması ilə toplasaq, alırıq

$$\frac{I(\omega_1)}{\omega_1} = \frac{I(\omega_2)}{\omega_2} = -\frac{I(\omega_3)}{\omega_3},\tag{2.5.3}$$

burada $I = AA^*$ - **dalğanın intensivliyidir**.

Bu münasibət ilk dəfə olaraq Menli və Rou tərəfindən alınmışdır ki, ondan mühüm nəticə çıxır. Bu münasibət həm cəm tezlikli və həm də fərq tezlikli dalğanın generasiya prosesi üçün doğrudur. Cəm tezlikli dalğanın generasiyası zamanı (ω_1 və ω_2 tezlikli lazer şüalarının tezliklərinin toplanması zamanı) Menli-Rou münasibəti təsdiq edir ki, hər iki giriş dalğalarının intensivliklərinin azalması hesabına $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ cəm tezlikli dalğanın intensivliyi artacaqdır. Fərq tezlikli $\omega_3 - \omega_2 = \omega_1$ dalğanın generasiyasında isə ω_3 tezlikli dalğanın enerjisi təkcə ω_1 tezlikli generasiya olunan dalğaya deyil, həm də ω_2 tezlikli

giriş dalğasının enerjisinə çevrilir. Başqa sözlə, ω_2 və ω_3 giriş tezliklərinin fərqi olan ω_1 tezlikli dalğa generasiya olunursa, onda ω_1 tezlikli dalğadan başqa ω_2 tezlikli dalğa da güclənir.

Fotonların sıxlığının ifadəsi AA^* / ω olduğundan, demək olar ki, fərq tezlikli dalğanın generasiyasında ω_3 tezlikli foton ω_1 və ω_2 tezlikli 2 fotonə parçalanır. Cəm tezlikli dalğanın generasiyası halında isə, ω_1 və ω_2 tezlikli iki foton birləşərək, ω_3 tezlikli fotonu yaradır.

§2.6. İkinci harmonikanı xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər

Cəm tezlikli dalğanın generasiya prosesinin xüsusi halı cırılmış qarşılıqlı təsirdir ki, bu zaman qeyri -xətti mühit üzərinə düşən hər iki dalğanın tezlikləri eynidir. Bu halda çıxış dalğasının tezliyi giriş dalğanın tezliyindən iki dəfə çoxdur. Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların amplitudlarının dəyişməsinə xarakterizə edən tənlikləri almaq üçün sadəcə olaraq (2.4.6) tənliyində birbaşa $\omega_1 = \omega_2$ götürmək düz olmazdı. Ona görə ki, belə olan halda 2ω tezlikli polyarizasiya üçün aldığımız ifadə, onun həqiqi ifadəsindən 2 dəfə çox olar. Çünki, cəm tezliyi 2 həddin, yəni $\omega_1 + \omega_2$ və $\omega_2 + \omega_1$ hədlərinin hesabına yaranır. İkinci harmonika isə yalnız $\omega_1 + \omega_1$ tezlikli bir həddin hesabına yaranır.

Əvvəlki paraqrafda olduğu kimi, qeyri-xətti polyarizasiyadan istifadə etməklə, cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinə oxşar hesablamanı təkrarlamaqla, ikinci

harmonika prosesi üçün aşağıdakı qısaldılmış tənlikləri almış olarıq:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{+i\Delta z}, \quad (2.6.1)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z},$$

burada

$$\omega_2 = 2\omega_1, \quad \Delta = 2k_1 - k_2,$$

$$\gamma_1 = 4\pi\omega_1^2 \chi / (k_1 c^2), \quad \gamma_2 = 2\pi\omega_2^2 \chi / (k_2 c^2).$$

§ 2.7. Qeyri – xətti mühitlə doldurulmuş rezonatorla dalğaların qarşılıqlı təsiri

İndi, Fabri-Pero tipli rezonatorun güzgülərinin arasında kvadratik qeyri-xətti mühitin yerləşdiyi halı baxaq. Bu halda rezonator daxilindəki yekun sahəni qarşı-qarşıya yayılan, qarşılıqlı təsirdə olmayan dalğaların superpozisiyası kimi götürə bilərik

$$E_n = A_n^+(\mu z) e^{i(\omega_n t - k_n z)} + A_n^-(\mu z) e^{-i(\omega_n t - k_n z)} + \text{k.q.}, \quad (2.7.1)$$

burada μ parametri $\mu = \frac{E}{E_{at}} \ll 1$.

Əvvəllər olduğu kimi mühiti zəif qeyri -xətti və zəif uducu hesab edəcəyik.

Dalğaların amplitudlarının mühit boyunca yavaş dəyişdiyini nəzərə alsaq, ((2.4.6)-nın çıxarılışına oxşar olaraq)

rezonatorlarda dalğaların kompleks amplitudları üçün alarıq

$$\begin{aligned} \pm \frac{dA_1^\pm}{dz} + \delta_1 A_1^\pm &= -i\gamma_1 A_3^\pm (A_2^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \pm \frac{dA_2^\pm}{dz} + \delta_2 A_2^\pm &= -i\gamma_2 A_3^\pm (A_1^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \pm \frac{dA_3^\pm}{dz} + \delta_3 A_3^\pm &= -i\gamma_3 A_1^\pm A_2^\pm e^{\mp i\Delta z}. \end{aligned} \quad (2.7.2)$$

Bu sistem tənliklərinin hər biri, ancaq bir istiqamətdə yayılan dalğanın kompleks amplitudasını ifadə edir. Qarşı-qarşıya yayılan dalğalar isə qarışıqlı təsirdə olurlar.

§ 2.8. Kubik kristallarda dalğaların qarşılıqlı təsiri

Yüksək tərtibli harmonikaların generasiyasında qısaldılmış tənliklərin çıxarılış metodikası, kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə dalğaların qarşılıqlı təsir halındakından fərqlənir. Ancaq burada kvadratik polyarizasiyanın əvəzinə yüksək tərtibli polyarizasiyanı nəzərə almalıyıq. q -cü tezlikli harmonikanın qeyri-xətti polyarizasiyası q -cü tərtib qeyri-xətti qavrayıcılıqla $\chi^{(q)}(-q\omega_1, \omega_1, \dots, \omega_1)$ müəyyən edilir və aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$P^{qx}(q\omega_1) = \frac{1}{2^{q-1}} \chi^{(q)}(-q\omega_1, \omega_1, \dots, \omega_1) A_1^q. \quad (2.8.1)$$

Müstəvi dalğa halında (2.8.1) ifadəsini nəzərə almaqla q -cü harmonikanı xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər aşağıdakı kimi alınır

$$\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = -i\gamma_1 A_q \left(A_1^{q-1}\right)^* e^{i\Delta z}, \quad (2.8.2)$$

$$\frac{dA_q}{dz} + \delta_q A_q = -i\gamma_q A_1^q e^{-i\Delta z},$$

burada A_1 və A_q uyğun olaraq əsas və q -cu harmonika dalğalarının kompleks amplitudlarıdır, $\Delta = k_q - qk_1$ dalğa ədədlərinin fərqidir.

Əgər (2.8.2)-də $q = 3$ götürsək, üçüncü harmonikanın generasiyasının tənliklərini almış olaraq

$$\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = -i\gamma_1 A_3 (A_1^*) e^{i\Delta z}, \quad (2.8.3)$$

$$\frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 = -i\gamma_3 A_1^3 e^{-i\Delta z}.$$

Qeyd edək ki, (2.8.3) tənliyinin çıxarılışında, ancaq dalğaların qarşılıqlı təsir prosesinə yalnız xətti udulmanın təsiri nəzərə alınmışdır.

§ 2.9. Kvadratik mühitlərdə kvazimüstəvi, kvazimonoxromatik dalğalar

İntensiv elektromaqnit şüalanmasını öyrəndikdə, sahəni klassik nöqteyi – nəzərdən təsvir etmək olar ki, bu halda qeyri-xətti optikanın tənlikləri Maksvell tənlikləridir. Elektromaqnit dalğalarının qeyri-maqnit dispersiyalı mühitlərdə yayılması (2.1.5) tənliylə ifadə olunur. Zamana görə dispersiyanı nəzərə alıqda, xətti və qeyri-xətti polyarizasiyanın i -ci komponenti, uyğun olaraq, (2.2.1) və (2.1.4) münasibətlərilə xarakterizə

olunur.

Beləliklə, dispersiyalı mühitlərdə qeyri-xətti optikanın tənlikləri ümumi halda qeyri-xətti integral diferensial tənliklərdən ibarətdir ki, onların da analitik həlli mümkün deyildir. Ona görə də elektromaqnit dalğalarının yayılmasını tədqiq etdikdə, dəqiq tənliklərdən sadə təqribi tənliklərə keçirlər. Belə keçid (2.1.5) tənliyində qeyri-xətti həddin tərtibinin kiçik olması ilə və həm də qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudlarının fəzaya və zamana görə dəyişmələrinin zəif olduğu ilə əlaqədardır. Belə olan halda qeyri-xətti mühitdə sahəni aşağıdakı kimi götürürük

$$\mathbf{E}_n = \mathbf{e}_n A_n (\mu_1 kx, \mu_2 ky, \mu_3 kz, \mu_4 \omega t) e^{i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \mathbf{r})} + \text{c.q.}, \quad (2.9.1)$$

burada μ kiçik parametrdir $\mu = \frac{E}{E_{at}} \ll 1$. E – xarici

elektromaqnit sahəsinin gərginliyidir, E_{at} – atom daxili sahədir,

$\mathbf{e}$ – vahid polyarizasiya vektorudur, $\mathbf{k}_n$ – dalğa vektorudur.

Bu metodika onunla bağlıdır ki, mühit zəif qeyri-xətti və zəif uducu hesab olunur və həqiqi işıq dəstəsinə müstəvi monoxromatik dalğa kimi baxılır. Bu onu göstərir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların spektrlərinin fəza Δk və zaman Ω enləri elə kiçikdir ki, $\Delta k / k \ll 1$ və $\Omega / \omega \ll 1$ münasibətləri ödənilir. Passiv mühitlərdə polyarizasiyanın sahəyə görə ayrılışında toplananlarının nisbəti aşağıdakı şərti ödəyir:

$$\frac{P_{n+1}^{qx}}{P_n^{qx}} = \frac{E}{E_{at}} \ll 1.$$

Ona görə də polyarizasiya vektorunun sahəyə görə ayrılışında, toplananları ölçüsüz kiçik μ ($\mu \ll 1$) parametrinə görə birinci və daha yüksək kiçik tərtibli kəmiyyətdirlər. Həmçinin xətti polyarizasiyanın xəyali hissəsi birinci tərtib kiçik hədd olaraq götürülür. Xətti qavrayıcılığın spektral komponenti

$$\chi(\omega) = \text{Re } \chi(\omega) + i\mu \text{Im } \chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\mu\sigma(\omega)/\omega, \quad (2.9.2)$$

$$\varepsilon(\omega) = \text{Re } \varepsilon(\omega) + i\mu \text{Im } \varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\mu\sigma(\omega)/\omega.$$

Bu deyilənləri nəzərə alsaq (2.1.5) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$c^2 [\nabla [\nabla \mathbf{E}]] + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + 4\pi \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{x'}}{\partial t^2} + 4\pi\mu \left[\frac{\partial^2 \mathbf{P}^{x''}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{qx}}{\partial t^2} \right] = 0. \quad (2.9.3)$$

Burada $\mathbf{P}^{x'}$, ancaq $\varepsilon(\omega)$ -nin həqiqi hissəsilə əlaqədar olan xətti polyarizasiya vektorunun komponentidir; $\mathbf{P}^{x''}$ - isə xətti polyarizasiya vektorunun itki ilə əlaqədar olan komponentidir.

§ 2.10. Dispersiya nəzəriyyəsinin birinci yaxınlaşması

Tezlikləri ω_1 , ω_2 və ω_3 olan üç dalğanın qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsirini araşdıraraq ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$). Belə olan halda (2.9.3) tənliyinin həllini

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^3 \mathbf{e}_n A_n(\mu t, (\mathbf{r} \mathbf{s}_n)) e^{i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \mathbf{r})} + \text{k.q.} \quad (2.10.1)$$

şəklində axtaraq. Burada $\mathbf{s}$ -şüa vektorudur ki, onun modulu

$|\mathbf{s}| = \partial k / \partial \omega = 1/u$, u - qrup sürətidir.

(2.10.1) ifadəsini (2.9.3)-də nəzərə alsaq və μ -yə görə, ancaq birinci tərtib kiçik hədləri saxlasaq, kompleks amplituda üçün almış olarıq

$$[\mathbf{e}_n[\mathbf{k}_n\mathbf{e}]]\left\{\mathbf{s}_n\frac{\partial A_n}{\partial t} + \nabla A_n\right\} + \mathbf{e}_n\tilde{\alpha}_n\mathbf{e}_nA_n = -i\mathbf{F}_n^{(1)}, \quad (2.10.2)$$

burada

$$F_{1,2}^{(1)} = k_{1,2}\gamma_{1,2}A_3A_{2,1}^*e^{i\Delta\mathbf{r}}, \quad F_3^{(1)} = k_3\gamma_3A_1A_2e^{-i\Delta\mathbf{r}},$$

harada ki, Δ - dalğa ədədlərinin fərqi $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$ və

$$\gamma_{1,2} = \frac{2\pi\omega_{1,2}^2}{c^2k_{1,2}}\mathbf{e}_{1,2}\chi^{\omega_3-\omega_{2,1}}\mathbf{e}_3\mathbf{e}_{2,1}, \quad \gamma_3 = \frac{2\pi\omega_3^2}{c^2k_3}\mathbf{e}_3\chi^{\omega_1+\omega_2}\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2.$$

$\chi^{\omega_i \pm \omega_j} - \chi(t', t'')$ tenzorunun spektral komponentləridir və

$$\tilde{\alpha}_n = 2\pi\omega_n^2\tilde{\sigma}(\omega_n)/c^2.$$

Qeyri-xətti optikada geniş istifadə olunan biroxlu KDP, ADP tipli kristallar üçün (2.10.2) sistem tənliyini konkretləşdirək. Belə mühitlərdə birölçülü effektiv qarşılıqlı təsir o vaxt mövcud olur ki, ω_1 və ω_2 aşağı tezliklərdəki dalğalar adi polyarizasiyayamalı olsunlar, qarşılıqlı təsir növü $oo \rightarrow e$ kimidir. Əgər dalğa xətti və qeyri-xətti mühit sərhədinə normal istiqamətdə düşərsə Z_n oxu $\mathbf{S}_n$ vektoruna paralel, $\mathbf{X}_n$ oxu isə anizotrop qeyri-xətti mühitdə qeyri – adi dalğanın polyarizasiya vektoruna paralel olarsa, onda (2.10.2) tənliyi adi

dalğanın x, y, z koordinatlarında aşağıdakı sistem tənliyinə çevrilir:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial}{\partial t} + \delta_1 \right) A_2 &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial}{\partial t} + \delta_2 \right) A_{1,2} &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_3} \frac{\partial}{\partial t} + \delta_3 \right) A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{i\Delta z} - \beta \frac{\partial A_3}{\partial x}, \end{aligned} \quad (2.10.3)$$

burada $\beta = \mathbf{k}_3 \wedge \mathbf{s}_3 = \mathbf{s}_1 \wedge \mathbf{s}_3$ - anizotropiya bucağıdır ($\beta \sim \mu$), δ_n - udulma əmsallarıdır.

Üçtezlikli cırılşmış hal üçün ($\omega_1 = \omega_2$) (2.10.3) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşür

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial}{\partial t} + \delta_1 \right) A_1 = -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta z}, \quad (2.10.4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial}{\partial t} + \beta \frac{\partial}{\partial x} + \delta_2 \right) A_2 = -i\gamma_2 A_1^2 e^{i\Delta z},$$

hansı ki,

$$\gamma_1 = \frac{2\pi\omega_1^2}{k_1 c^2} \mathbf{e}_1 \chi^{2\omega_1 - \omega_1} \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_1, \quad \gamma_2 = \frac{4\pi\omega_1^2}{k_2 c^2} \mathbf{e}_2 \chi^{\omega_1 + \omega_1} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1.$$

Burada “1” indeksi ω_1 tezliyinə uyğun sahəyə, “2” indeksi isə ω_2 tezliyinə uyğun sahəyə aiddir.

§ 2.11. Dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşması

Əvvəlki paraqrafda (2.10.3) tənliyinin çıxarılışında (2.9.3)-ün həlli $\sim \mu^2$ həddinə qədər dəqiqliklə axtarıldı. Dalğaların qarşılıqlı təsirini daha dəqiqliklə araşdırmaq üçün μ -nin daha yüksək tərtibli hədlərini saxlamaq lazımdır. İndi ikinci yaxınlaşmada kompleks amplitudun A_n dəyişməsinə xarakterizə edən qısaldılmış tənlikləri tapaq.

Sadəlik üçün fərz edirik ki, dalğanın kompleks amplitudunun şüaya perpendikulyar və şüa istiqamətində dəyişməsi eyni tərtiblikdir. Ona görə də tənliyin həllini aşağıdakı şəkildə axtaracağıq

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^3 \mathbf{e}_n A_n(\mu t, \mu \mathbf{r}) e^{i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \mathbf{r})} + \text{k.q.} \quad (2.11.1)$$

Əvvəlki paraqrafdakı çıxarılışa oxşar olaraq hesablama apararaq, μ və μ^2 tərtibli hədləri saxlamaqla, anizotropiya bucağının $\beta \sim \mu^{1/2}$ olduğunu qəbul etməklə, aşağıdakı sistem tənliyini almaq olar:

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_1} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - k_1 g_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + \delta_1 \right\} A_1 = -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ & \left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_2^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - k_2 g_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + \delta_2 \right\} A_2 = -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ & \left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_3} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_3} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_3^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - k_3 g_3 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + \delta_3 \right\} A_3 = -i\gamma_3 A_1 A_2^* e^{i\Delta z}, \end{aligned} \quad (2.11.2)$$

burada $g_n = \partial^2 k(\omega_n) / \partial \omega_n^2$ –**dispersiya yayılma əmsalıdır**.

Bu tənlik z oxu istiqamətində yayılan dalğa üçündür və fərz olunur ki, dalğalar skalyar qarşılıqlı təsirdədirlər.

FƏSİL III

QEYRİ –XƏTTİ OPTİKANIN QISALDILMIŞ TƏNLİKLƏRİNİN TƏHLİL ÜSULLARI

§ 3.1. İkinci harmonikanın generasiyası. Sabit amplitud yaxınlaşması

Qeyri-xətti optikanın fizika və texnikanın müxtəlif sahələrində geniş tətbiq olunması ilə əlaqədar olaraq qeyri-xətti dalğalar nəzəriyyəsinin inkişaf etdirilməsi aktual məsələlərdəndir ki, bu da lazer şüalanmasının intensivliyindən asılı olan qeyri-xətti proseslərin fizikasını tam əhatə edir.

İntensiv lazer şüalarının təsiri ilə qeyri-xətti mühitlərdə (kristallarda, qazlarda və mayələrdə) yeni optik hadisələr meydana çıxır və ənənəvi optik hadisələr isə yeni xüsusiyyətlərə malik olurlar. Bütün bu yeni effektlər, mühitin parametrlərinin işığın intensivliyindən qeyri-xətti asılı olması ilə əlaqədardır. Belə mühitlərdə lazer şüalanmasının yaratdığı polyarizasiya xarici təsirin xarakterini təkrar etmir və polyarizasiya ilə işıq sahəsinin intensivliyi qeyri-xətti asılı olurlar.

Müasir qeyri-xətti optikanın köməyi ilə aparılan tədqiqatlardan alınmış nəticələr bir tərəfdən maddələrin mikroskopik xarakteristikaları haqqında məlumat verir və digər tərəfdən isə dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirini araşdırmağa imkan yaradır. Qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesləri güclü

koherent işıq mənbələrinin yaradılmasına, yeni qeyri-xətti materialların axtarışına, həmçinin tezliyi dəyişdirilə bilən yeni süalanma mənbələrinin alınmasına imkan verir.

Yüksək effektivliyə malik olan optik tezlik çevricilərinin yaradılması optikanın və lazer fizikasının müxtəlif məsələlərinin həllinə xidmət edir. Cəm və fərq tezlikli dalğaların generasiyasında və eləcə də dalğaların gücləndirilməsində optik tezliklərin çevirmə effektivliyinin artırılması ən aktual məsələ olaraq qalmaqdadır.

Praktikanın tətbiq məsələlərində stasionar və kvazistasionar rejimlərdə yüksək tərtibli harmonikaya çevirmənin effektivliyini artırmaq yolları da vacib məsələlərdən biridir. Bu məqsədə nail olmaq üçün qeyri-xətti mühiti lazer rezonatorunun daxilində yerləşdirmək daha əlverişli sayılır.

Hal-hazırda qeyri-xətti optik proseslərin araşdırılması sahəsində böyük nailiyyətlər əldə olunmuşdur. Ancaq qeyri-xətti optikada heç də bütün qeyri-xətti proseslər kəmiyyət və keyfiyyətcə izah oluna bilmir. Çünki, real mühitlər və real lazer şüa dəstələri üçün qeyri-xətti optik proseslərin analizində bir sıra çətinliklər qarşıya çıxır. Ona görə də belə prosesləri araşdırmaq üçün qeyri-xətti optikada müxtəlif yaxınlaşmalardan istifadə olunur. Bunlardan ən çox tətbiq olunan sabit amplitud yaxınlaşmasıdır (SAY). Bu yaxınlaşmada qarşılıqlı təsirdə olan əsas dalğanın kompleks amplitudu (yəni həm həqiqi amplitudu və həm də fazası) sabit hesab edilir ki, bunun da nəticəsində dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər sisteminin həlli asanlaşır. Sabit amplitud yaxınlaşması qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesinin ilkin mərhələsini düzgün təsvir edə bilir. Bu yaxınlaşma generasiya

olunan və yaxud güclənən dalğaların əsas tezlikli dalğaya göstərdiyi əks təsiri nəzərə almır.

İkinci harmonikanın generasiyası (İHG) üçün (2.6.1) tənliklər sisteminin sabit amplitud yaxınlaşmasında həllinə baxaq. Sadəlik üçün mühitdə itkini nəzərə almırıq. Onda (2.6.1) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{+i\Delta z} \quad (3.1.1)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}.$$

Bu proses üçün sərhəd şərtləri

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0. \quad (3.1.2)$$

Sabit amplitud yaxınlaşmasında əsas dalğanın kompleks amplitudu sabit hesab olunur. Başqa sözlə, əsas (güclü) dalğanın həm həqiqi amplitudu və həm də fazası dəyişməz götürülür, yəni hesab edilir ki,

$$A_1(z) = A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_1 = a_1 e^{i\varphi_1}.$$

Onda, sabit amplitud yaxınlaşmasında (3.1.1) tənliklər sisteminin, ancaq ikinci tənliyi saxlanılır və tənliyin sağ tərəfində A_1 -in yerinə A_{10} götürülür. Yəni əsas dalğanın kompleks amplitudu sabit hesab olunur. Onda, sabit amplitud yaxınlaşmasında ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\gamma_2 A_{10}^2 e^{i\Delta z}$$

tənliyini alırıq. Bu tənliyi (3.1.2) sərhəd şərtini nəzərə almaqla, z -ə görə integrallayıb həll etsək, ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudası üçün alırıq

$$A_2 = -i\gamma_2 A_{10}^2 z e^{i\Delta z/2} \text{sinc}(\Delta z/2). \quad (3.1.3)$$

Burada $\text{sinc } x = \sin x/x$.

Sındırma əmsalı n olan mühitin vahid səthindən keçən işıq dəstəsinin gücü (intensivliyi) $I_2 = A_2 A_2^*$ olduğundan, (3.1.3) ifadəsini nəzərə almaqla yazı bilərik

$$I_2 = \gamma_2^2 I_{10}^2 z^2 \cdot \text{sinc}^2 x, \quad (3.1.4)$$

burada $x = \Delta z/2$.

Əgər $\Delta = 0$ -dirsə ikinci harmonikanın intensivliyi özünün maksimum qiymətini alır

$$I_2 = \gamma_2^2 I_{10}^2 z^2. \quad (3.1.5)$$

Aldığımız (3.1.4) və (3.1.5) düsturlarından aşağıdakı nəticələr alınır:

1. $\Delta \neq 0$ olduqda ikinci harmonikanın intensivliyi Δ -dan asılı olaraq $(\sin x/x)^2$ qanunu ilə dəyişir. Bu halda ikinci harmonikanın intensivliyinin ikinci maksimumu kristalın koherent uzunluğunda l_k ($l_k = \pi/\Delta$) alınır (bu barədə ətraflı məlumat § 3.10-da verilir).

2. $\Delta = 0$ olduqda ikinci harmonikanın intensivliyi kristalın uzunluğunun kvadratı ilə mütənasibdir.

3. İkinci harmonikanın intensivliyi əsas dalğanın intensivliyinin və qeyri-xətti əlaqə əmsalının kvadratları ilə mütənasibdir.

Qeyd edək ki, alınmış bu nəticələr yalnız sabit amplitud yaxınlaşmasında doğrudur.

İkinci harmonikanın intensivliyi $\Delta = 0$ olduqda maksimum qiymətinə çatır ki, bu şərt **dalğa sinxronizm şərti** adlanır. Sinxronizm şərti və onun yerinə yetirilməsi haqqında geniş məlumat § 3.10-da verilir. İkinci harmonikanın intensivliyinin (3.1.4) ifadəsindən görünür ki, koherent uzunluğun verilmiş qiymətində harmonikanın intensivliyini, əsas dalğanın intensivliyi I_{10} ilə və qeyri-xətti əlaqə əmsalını γ artırmaqla çoxaltmaq olar. Ancaq onu da qeyd etmək lazımdır ki, kristallar, gücü $300-400 \text{ MVt/sm}^2$ -ə qədər olan şüalanmalara tab gətirə bilər. Bundan güclü şüalanmalarda kristallar dağılaraq, parçalanırlar. Kritik intensivlikli şüalanmalarda belə ikiqat tezlik çeviricilərinin effektivliyi η ($\eta = I_2 / I_{10}$) yüzədə və mində bir faiz tərtibində olur. Ona görə də faydalı iş əmsalı 10-20%-dən çox olan tezlik çeviricisi yaratmaq üçün koherent uzunluğu artırmaq lazımdır. Bunun üçün elə şərait yaratmaq lazımdır ki, tezlikləri 2 dəfə fərqlənən işıq dalğalarının faza sürətləri, yəni dalğaların uyğun sındırma əmsalları bir –birinə bərabər olsun ($n_1 = n_2$). Işığın mühitdə dispersiyasına görə ilk baxışda bu şərti ödəmək mümkün deyildir. Ancaq sonralar müəyyən üsullar tətbiq etməklə bu məqsədə nail olundu.

Sabit amplitud yaxınlaşmasında aparılan hesablamalar keyfi sadələşmişdir. Bu metodun köməyiylə (3.1.1) tənliklər sistemini həll etdikdə, qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesinin bir sıra özünəməxsus xüsusiyyətləri aradan çıxmış olur. Sabit amplitud yaxınlaşması qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesinin yalnız ilkin mərhələsini düzgün izah edə bilər. Bu zaman

generasiya olunan dalğanın əsas dalğaya göstərdiyi əks təsir və bunun nəticəsi kimi qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətlərinin dəyişməsi nəzərə alınmır və ona görə də qarşılıqlı təsir prosesinin sonrakı mərhələsində sabit amplitud yaxınlaşması özünü doğrultmur.

Fiziki nöqteyi-nəzərdən sabit amplitud yaxınlaşmasına nəzərən özünü doğrultmuş yaxınlaşma, sabit intensivlik yaxınlaşmasıdır (SİY).

§ 3.2. Sabit intensivlik yaxınlaşması

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (SİY) yalnız dalğanın həqiqi amplitudu sabit hesab olunur, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazasına isə heç bir məhdudiyyət qoyulmur, yəni hesab edilir ki, $a_1(z=0) = a_1(0) = \text{const}$.

İndi (3.1.1) tənliklər sistemini sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll edək. Mühitdə itkiləri nəzərə almayaraq, (3.1.1) tənliklər sisteminin hər iki tənliyindən z -ə görə törəmə alaq

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} = -i\gamma_1 \left[A_1^* \frac{dA_2}{dz} + A_2 \frac{dA_1^*}{dz} + i\Delta A_2 A_1^* \right] e^{i\Delta z}, \quad (3.2.1)$$

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} = -i\gamma_2 \left[2A_1 \frac{dA_1}{dz} - i\Delta A_1^2 \right] e^{-i\Delta z}. \quad (3.2.2)$$

(3.1.1) sisteminin birinci tənliyinin kompleks qoşmasını götürüb, (3.2.1)-də nəzərə alsaq və dA_1/dz -in ifadəsini (3.2.2)-də yerinə yazsaq, (3.2.1) tənliyi üçün

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} = -i\gamma_1 \left[A_1^* \frac{dA_2}{dz} + i\gamma_1 I_2(z) A_1 e^{-i\Delta z} + i\Delta A_2 A_1^* \right] e^{i\Delta z}, \quad (3.2.3)$$

(3.2.2) tənliyi üçün isə

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} = -2\gamma_1 \gamma_2 I_1(z) A_2 - \gamma_2 \Delta A_1^2 e^{-i\Delta z} \quad (3.2.4)$$

ifadəsini alırıq. Burada

$$I_j = A_j A_j^* \quad (3.2.5)$$

ω_1 tezliyinə uyğun dalğaların intensivliyidir.

(3.1.1) tənliklər sistemindən dA_2/dz , $A_2 A_1^*$ və A_1^2 -nin ifadələrini (3.2.3) və (3.2.4) –də nəzərə alsaq, yazı bilərik

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} - i\Delta \frac{dA_1}{dz} - \gamma_1 [\gamma_1 I_2(z) - \gamma_2 I_1(z)] A_1 = 0, \quad (3.2.6)$$

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} - i\Delta \frac{dA_2}{dz} + 2\gamma_1 \gamma_2 I_1(z) A_2 = 0. \quad (3.2.7)$$

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında əsas dalğanın intensivliyinin dəyişmədiyini, yəni $I_1(z) = I_1(0) = I_{10}$ olduğunu nəzərə alsaq, (3.2.7) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} - i\Delta \frac{dA_2}{dz} + 2\gamma_1 \gamma_2 I_{10} A_2 = 0. \quad (3.2.8)$$

Beləliklə, (3.2.7) tənliyinin (3.1.2) sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli

$$A_2(z) = -i\gamma_2 A_1^2 z e^{i\Delta z/2} \text{sinc}(\lambda z) \quad (3.2.9)$$

olar. Burada

$$\text{sinc } x = \sin x / x, \quad x = \lambda z, \quad \lambda = \left[(\Delta / 2)^2 + 2\Gamma^2 \right]^{1/2},$$

$$\Gamma = l_{qx}^{-1} = (\gamma_1 \gamma_2 I_{10})^{1/2},$$

l_{qx} – dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirinin xarakterik uzunluğudur ki, bu məsafədə əsas dalğanın enerjisinin ikinci harmonika dalğasının enerjisinə effektiv çevrilməsi baş verir.

$\gamma_1 = 0$ olduqda, (3.2.9) tənliyindən sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. Bu yaxınlaşmada xarakterik qeyri-xətti uzunluq l_{qx} sonsuzluğa yaxınlaşır ($l_{qx} \rightarrow \infty$). Sabit intensivlik yaxınlaşmasında alınan (3.2.9) həlli ilə sabit amplitud yaxınlaşmasında alınan (3.1.3) həllinin müqayisəsindən görünür ki, (3.1.3) ifadəsində $\text{sinc}(\Delta z / 2)$ vuruğu (3.2.9) ifadəsində $\text{sinc} \lambda z$ ilə əvəz olunur ki, bu da təkcə dalğa ədədlərinin fərqiindən deyil, həm də əsas dalğanın intensivliyindən I_{10} asılıdır. Yalnız $\Delta \gg 2\sqrt{2\gamma_1 \gamma_2 I_{10}}$ olduqda, sabit intensivlik metodunun nəticəsi, sabit amplitud metodunun nəticəsinə yaxınlaşır.

(3.2.9)-a ifadəsinə görə sabit intensivlik yaxınlaşmasında koherent uzunluq (l_k - intensivliyin maksimumuna uyğun kristalın uzunluğudur)

$$l_k = \pi / 2\lambda,$$

$$\text{burada } \lambda = (\Delta / 2) \left[1 + 8 / (\Delta l_{qx})^2 \right]^{1/2}.$$

Beləliklə, aldıq ki, koherent uzunluq qeyri-xətti uzunluqdan, yəni əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır.

Göstərmək olar ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri, dəqiq həllin nəticələri ilə praktik olaraq o vaxt üst –

üstə düşür ki, l_{qx} və l_k uzunluqları üçün aşağıdakı şərt ödənməmiş olsun

$$l_{qx}/l_k > 2/\pi. \quad (3.2.10)$$

Bu bərabərsizlik Δ -nın çox kiçik qiymətlərində ödənilmir. Lakin ixtiyari halda, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələrindən daha dəqiqdir.

Aldığımız (3.2.9) ifadəsindən istifadə edərək, əsas dalğanın fazasının φ_1 dəyişməsinə tapmaq olar. Bunun üçün (3.1.1) sisteminin birinci tənliyində həqiqi amplituda və fazaya keçsək ($A_{1,2} = a_{1,2} \exp i[\varphi_{1,2}(z)]$), alarıq:

$$\frac{da_1}{dz} + i \frac{d\varphi_1}{dz} a_1 = -i\gamma_1 a_1 a_2 \exp[i(\varphi_2 - 2\varphi_1 - \Delta z)]. \quad (3.2.11)$$

Bu ifadəyə görə əsas dalğanın fazası aşağıdakı münasibəti ödəyir:

$$\frac{d\varphi_1}{dz} = -\gamma_1 a_2 \cos\psi, \quad (3.2.12)$$

burada $\psi = \varphi_2 - 2\varphi_1 - \Delta z$.

Əgər (3.2.9) həllində də $A_{1,2}$ -nin həqiqi amplituduna və fazasına keçsək, ikinci harmonikanın həqiqi amplitudu $a_2(z)$ və fazası $\varphi_2(z)$ üçün almış olarıq

$$a_2(z) = -\gamma_2 I_{10} z \operatorname{sinc}(\lambda z), \quad (3.2.13)$$

$$\varphi_2(z) = 2\varphi_1 + \frac{\Delta z}{2} + \frac{\pi}{2}. \quad (3.2.14)$$

(3.2.13) ifadəsinə görə ikinci harmonikanın həqiqi amplitudu əsas dalğanın intensivliyinin müəyyən optimal qiymətində maksimum qiymət alır. İntensivliyin optimal qiyməti öz növbəsində məsələnin başqa parametrlərindən, məsələn, faza münasibətindən, qeyri-xətti mühitin uzunluğundan və s. asılıdır.

Əsas dalğanın fazasını tapmaq üçün (3.2.12) tənliyinin sağ tərəfinə daxil olan $\cos\psi$ - funksiyasını tapmalıyıq. Bunun üçün (3.1.1) sisteminin ikinci tənliyindən istifadə edək. Bu tənliyin hər iki tərəfində dalğaların kompleks amplitudundan, onların həqiqi amplitudlarına və fazalarına keçək:

$$\left(\frac{da_2}{dz} + i \frac{d\varphi_2}{dz} a_2 \right) e^{i\varphi_2} = -i\gamma_2 a_1^2 e^{-i(\varphi_2 - 2\varphi_1 - \Delta z)}.$$

Buradan harmonika dalğasının fazasının dəyişməsi üçün yaza bilərik

$$\frac{d\varphi_2}{dz} = -\gamma_2 \frac{a_1^2}{a_2} \cos\psi. \quad (3.2.15)$$

(3.2.14) ifadəsinə görə $d\varphi_2/dz = \Delta/2$ -yə bərabər olduğundan, sabit intensivlik yaxınlaşmasında $\cos\psi$ funksiyasını təyin edə bilərik:

$$\cos\psi = -\frac{\Delta}{2\gamma_2} \frac{a_2}{a_{10}^2}. \quad (3.2.16)$$

Aldığımız bu ifadəni (3.2.12) tənliyində nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\frac{d\varphi_1}{dz} = \Delta \frac{\gamma_1}{2\gamma_2} \frac{a_2^2}{a_{10}^2}. \quad (3.2.17)$$

İkinci harmonikanın həqiqi amplitudunun (3.2.13) ifadəsini (3.2.17)-də yerinə yazsaq,

$$d\varphi_1 = \frac{\gamma_1 \gamma_2 I_{10} z^2 \Delta}{2} \text{sinc}^2(\lambda z) dz \quad (3.2.18)$$

olar.

Aldığımız (3.2.18) münasibətinin hər iki tərəfini sıfırdan z -ə qədər integrallasaq,

$$\varphi_1(z) - \varphi_{10} = \frac{\Gamma^2 \Delta}{2\lambda^2} \int_0^z \sin^2(\lambda z) dz \quad (3.2.19)$$

alarıq. Burada

$$\begin{aligned} \int_0^z \sin^2(\lambda z) dz &= \int_0^z (1 - \cos^2 \lambda z) dz = z - \int_0^z \cos^2 \lambda z dz = \\ &= z - \int_0^z \frac{1 + \cos 2\lambda z}{2} dz = \frac{z}{2} - \frac{1}{2} \int_0^z \cos 2\lambda z dz = \frac{z}{2} - \frac{\sin(2\lambda z)}{4\lambda} \end{aligned}$$

olduğundan əsas dalğanın fazası üçün almış olarıq:

$$\varphi_1(z) = \varphi_{10} + \Delta z \left[8 + (l_{qx} \Delta)^2 \right]^{-1} \text{sinc}(2\lambda z), \quad (3.2.20)$$

burada

$$l_{qx} = 1/\Gamma \quad (\Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}), \quad \text{sinc} x = \sin x / x.$$

Bu münasibət göstərir ki, ω_1 tezliyinə uyğun dalğanın faza sürəti əsas dalğanın intensivliyindən I_{10} asılıdır. Başqa sözlə, mühitin sındırma əmsalı da I_{10} intensivliyindən asılıdır. Beləliklə, kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə də işıq dalğalarının öz-özünə təsir effekti müşahidə olunur. Ancaq qeyd edək ki, **öz-özünə təsir effekti** kubik qeyri-xətti kristallara xasdır. Kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə öz-özünə təsir effektini sabit amplitud yaxınlaşmasında nəzərə almaq mümkün deyildir.

İkinci harmonikanın effektivliyi baxımından, əsas dalğanın fazasının dəyişməsi yox, faza münasibətinin dəyişməsi ψ vacibdir:

$$\psi = \varphi_2 - 2\varphi_1 - \Delta z = \pi/2 - \Delta z/2 - 2\psi. \quad (3.2.21)$$

Sabit amplitud yaxınlaşmasına nəzərən, sabit intensivlik yaxınlaşmasında fazaya nisbi əlavə

$$\tilde{\psi} = \phi/(\Delta z/2) = 2 \left[8 + (l_{qx}\Delta)^2 \right]^{-1}. \quad (3.2.22)$$

$\tilde{\psi}$ - kəmiyyətinin kiçik olmasına baxmayaraq ($\tilde{\psi} < 1$), o qeyri-xətti tezlik çeviricisinin effektivliyinə güclü təsir göstərir.

§ 3.3. Faza sinxronizm şərti ödənmədikdə ikinci harmonikanın generasiyası

İkinci harmonikanın generasiyası prosesini xarakterizə edən (3.1.1) sistem tənliyinin dəqiq həlli mövcuddur

$$a_2 = v_b a_{10} \operatorname{sn}(v_c z / l_{qx}, \mu). \quad (3.3.1)$$

Burada $\operatorname{sn}(\xi, \mu)$ – elliptik sinusdur, $\mu = v_b / v_c$.

$\Delta > 4/l_{qx}$ olduqda,

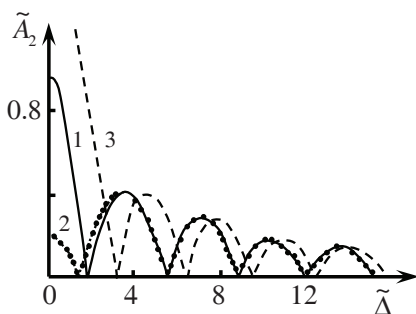
$$v_c = v_b^{-1} = \left| \Delta l_{qx} \right| / 4 + \left[1 + (\Delta l_{qx} / 4)^2 \right]^{1/2}.$$

Bu şərt daxilində parametr $\mu < 0,2$ olur, onda $sn(\xi, \mu)$ funksiyasının sıraya ayrılışından istifadə etsək, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsini almış olarıq

$$a_2 = \gamma_2 a_{10}^2 z |\text{sinc}(\Delta z / 2)|. \quad (3.3.2)$$

Beləliklə, bu halda sabit intensivlik metodunun tətbiq olunma oblastı üçün $\Delta > 4\Gamma$, yəni $l_{qx} > 4l_{\Delta} / \Gamma$ ($l_{\Delta} = \pi / \Delta$) alarıq. Burada qarşılıqlı təsir məsafəsinə heç bir məhdudiyyət qoyulmur.

Şəkil 3.1-də ikinci harmonikanın gətirilmiş amplitudunun $\tilde{A}_2 = |A_2 / A_{10}|$, $\tilde{\Delta} = \Delta z / 2$ parametrindən asılılığı ($z/l_{qx} = 2$ parametri üçün)



Şəkil 3.1

göstərilmişdir (1 bütöv xətt –dəqiq hesablamaların nəticəsidir. 2 - nöqtələr sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi, 3-cü qırıq xətlər –sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsidir. Əyrilərdən görünür ki, $\Delta < 2\Gamma$ olduqda, dəqiq həllə sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri kəskin fərqlidir. Əks halda, yəni $\Delta > 2\Gamma$ olduqda bu iki həllin nəticələri praktik olaraq eyni olmaqlarına baxmayaraq, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən xeyli fərqlənirlər.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasına görə ikinci harmonika-

nın fəza döyünmələrinin periodu

$$\Delta_{per} = 2 \left[n^2 \pi^2 - 2 \left(z / l_{qx} \right)^2 \right]^{1/2} / z, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3.3.3)$$

Buradan alınır ki, sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə ikinci harmonikanın fəza döyünmələrinin periodu azalmış olur və beləliklə, nəzəriyyənin göstərdiyi kimi, sinxronizm əyrisində mərkəzi maksimumunun eninin daralması təcrübədə təsdiq edilmişdir. Yalnız periodun nömrəsinin böyük qiymətlərində sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri sabit amplitud metodunun nəticələri ilə üst-üstə düşür (şəkil 3.1-ə bax).

§ 3.4. Sinxronizm şərti ödəndikdə ikinci harmonikanın generasiyası

Sinxronizm şərti ödəndikdə ($\Delta = 0$) (3.3.1) ifadəsində elliptik funksiyanın parametrləri $v_b = v_c = 1$ olur, bu halda sistemin dəqiq həlli

$$a_2 = a_{10} \cdot th(\gamma_2 a_{10} z). \quad (3.4.1)$$

İndi dəqiq həllin nəticəsini (3.4.1), sabit amplitud və sabit intensivlik yaxınlaşmalarının nəticələri (3.2.9) və (3.3.2) ilə müqayisə edək. Bunun üçün müxtəlif yaxınlaşmada intensivliyə görə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyini

$$\eta = I_2(l) / I_1(l) \quad (3.4.2)$$

tapaq.

(3.4.1), (3.3.2) və (3.2.9) ifadələrindən alırıq ki, sinxro-

nizm şərti ödəndikdə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi ($\gamma_1 \approx \gamma_2$);

$$\eta_d = th^2(l/l_{qx}), \quad (3.4.3a)$$

$$\eta_{SIY} = (1/2) \sin^2(\sqrt{2}l/l_{qx}), \quad (3.4.3b)$$

$$\eta_{SAY} = (l/l_{qx})^2. \quad (3.4.3c)$$

Burada η_d - dəqiq həllin, η_{SIY} - sabit intensivlik yaxınlaşmasının, η_{SAY} isə sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələridir.

$l < l_{qx}$ olduqda, (3.4.3a) və (3.4.3b) ifadələrini sıraya ayırısaq, (3.4.3) düsturları aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\eta_d \approx (l/l_{qx})^2 \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{l}{l_{qx}} \right)^2 + \dots \right], \quad (3.4.5a)$$

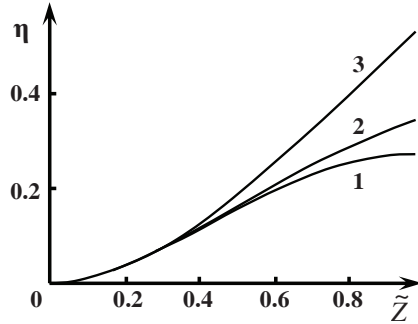
$$\eta_{SIY} \approx (l/l_{qx})^2 \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{l}{l_{qx}} \right)^2 + \dots \right], \quad (3.4.5b)$$

$$\eta_{SAY} \approx (l/l_{qx})^2. \quad (3.4.5c)$$

Buradan görünür ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi η_{SIY} , qeyri-xətti rejimdə hesablanan effektivliklə $\eta_d (l/l_{qx})^6$ – dəqiqliylə üst-üstə düşür. Sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi isə ancaq sıranın birinci həddi ilə kifayətlənir. Beləliklə, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətləri ödəndikdə belə, sabit

intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı, sabit amplitud yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastından böyükdür.

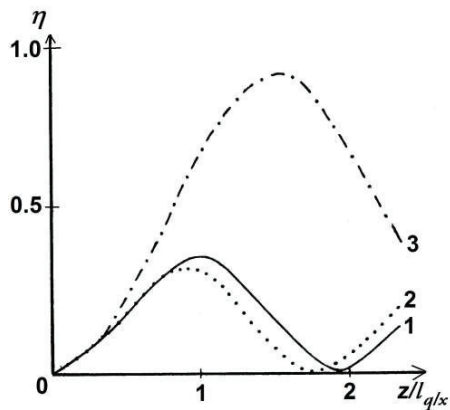
Şəkil 3.2-də $\Delta = 0$ halında ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluqdan $\tilde{z} = z / l_{qx}$ asılılığı verilmişdir. 1-ci əyri dəqiq həllin (3.4.1), 2-ci əyri sabit intensivlik yaxınlaşmasının (3.3.4), 3-cü əyri isə sabit amplitud metodunun (3.1.3) nəticələridir.



Şəkil 3.2

Əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmalarının nəticələri dəqiq həllin nəticəsindən, uyğun olaraq, 9 və 43% fərqlənirlər. Yəni $\Delta = 0$ olduqda belə, sabit intensivlik yaxınlaşmasını $z \leq l_{qx}$ məsafəsinə kimi tətbiq etmək olar.

Şəkil 3.3-də ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluqdan $\tilde{z} = z / l_{qx}$ asılılığı



Şəkil 3.3

göstərilmişdir ($\tilde{\Delta} = \Delta / (2\Gamma) = \pi / 3$). Burada 1-əyri (bütöv xətt) dəqiq həllin; 2 -əyri (nöqtələr) sabit intensivlik yaxınlaşmasının; 3 -əyri (qırıq xətt) sabit amplitud metodunun nəticələridir. Əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, $\Delta \neq 0$ olduqda da sabit intensivlik yaxınlaşmasının dəqiqliyi sabit amplitud metodunun dəqiqliyindən xeyli yüksəkdir.

§ 3.5. Dissipativ mühitlərdə ikinci harmonikanın generasiyası

Mühitdə itkiləri nəzərə aldıqda, ikinci harmonikanın generasiyası prosesi aşağıdakı tənliklər sistemi ilə təyin edilir

$$\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{+i\Delta z}, \quad (3.5.1)$$

$$\frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 = -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}.$$

(3.5.1) tənliklər sistemini həll etmək üçün əvvəlcə $A_2 = a_2 \exp(-i\Delta z)$ əvəzləməsini edib, z -ə görə birinci və ikinci tərtib törəmə alaıq

$$\frac{dA_2}{dz} = \left(\frac{da_2}{dz} - i\Delta a_2 \right) e^{-i\Delta z},$$

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} = \left(\frac{d^2 a_2}{dz^2} - i\Delta \frac{da_2}{dz} \right) e^{-i\Delta z} - i\Delta \left(\frac{da_2}{dz} - i\Delta a_2 \right) e^{-i\Delta z}.$$

(3.5.1) tənliklər sistemindən dA_1/dz və A_1^2 -nin qiymətlərini bu ifadədə nəzərə alaraq, bir sıra çevrilmələr etdikdən

sonra, yaza bilərik

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} + (\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta) \frac{da_2}{dz} + [2\Gamma_1^2 + 2\delta_1(\delta_2 - i\Delta)] a_2 = 0. \quad (3.5.2)$$

Burada $\Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(z)$.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında $I_1(z) = I_1(z=0) = I_{10}$
(3.1.2) sərhəd şərtləri daxilində bu tənliyin həlli

$$A_2 = -i\gamma_2 A_{10}^2 z \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta)z/2] \text{sinc}(\lambda z) \quad (3.5.3)$$

şəklində olar. Burada

$$\lambda^2 = 2\Gamma^2 + \{[\Delta + i(\delta_2 - 2\delta_1)]/2\}^2, \quad \Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}.$$

(3.5.3) tənliyindən istifadə edərək, tezliyin ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar ($\gamma_1 = \gamma_2$)

$$\eta = \rho^{-1} \Gamma^2 (\sin^2 x + sh^2 y) \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1)z]. \quad (3.5.4)$$

Burada

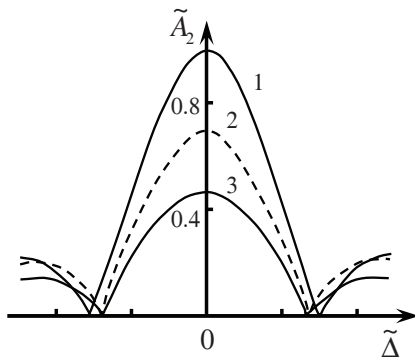
$$x = \sqrt{\rho} z \cos \varphi / 2, \quad y = \sqrt{\rho} z \sin \varphi / 2, \quad \rho^2 = a^2 + b^2, \\ a = 2\Gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4} - \left(\frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2} \right)^2, \quad b = \Delta \frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2}, \quad \varphi = \arctg \frac{b}{a}.$$

Tezliyin ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğunu (3.5.4) münasibətindən tapmaq olar ($\delta_2 = 2\delta_1$)

$$z^{opt} = [2\Gamma^2 + \Delta^2/4]^{-1} \arctg[(2\Gamma^2 + (\Delta^2/4))/\delta_2]. \quad (3.5.5)$$

Bu münasibətdən görüldüyü kimi mühitdə udulmanın artması ilə kristalın optimal uzunluğu kiçilir.

Şəkil 3.4-də ikinci harmonikanın gətirilmiş amplitudunun $\tilde{A}_2 = A_2/A_{10}$, $\tilde{\Delta} = \Delta z/2$ parametrlərdən asılılığı göstərilmişdir. 1 -əyri itki nəzərə alınmadıqda sabit amplitud



Şəkil 3.4

metodunun nəticəsidir, 2 - əyri itki nəzərə alınmadıqda sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsidir ($\Gamma z = 1$), 3 -əyri itkini nəzərə aldıqda ($\delta_2 z = 2\delta_1 z = 0,2$) sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsidir ($\Gamma z = 1$). Əyrlərin müqayisəsi göstərir ki, ikinci harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsiri, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyini azaldır. Qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların itkiyə məruz qalmaları da effektivliyin azalmasına səbəb olur.

Sinxronizm şərti ($\Delta = 0$) ödəndikdə, tezliyin ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyi

$$\eta = \Gamma^2 z^2 \exp\left[-(\delta_2 + \delta_1)^2\right] \text{sinc}^2 \lambda_1 z \quad (3.5.6)$$

şəklində olar. Burada $\lambda_1^2 = 2\Gamma^2 - (\delta_2 - 2\delta_1)^2 / 4$.

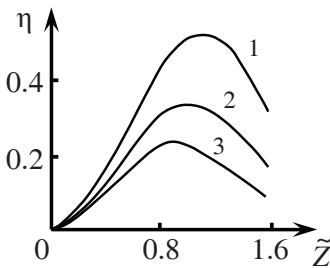
Bu halda kristalın optimal uzunluğu

$$z^{opt} = [\arctg(\lambda_1 / \delta)] / \lambda_1 \quad (3.5.7)$$

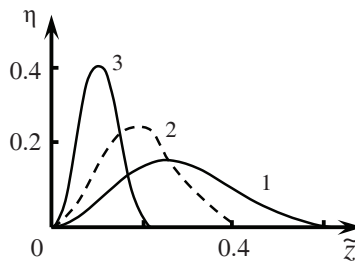
olur. Burada $\delta = \delta_1 + \delta_2 / 2$.

Şəkil 3.5-də ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluqdan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı göstərilmişdir ($\Delta = 0$, $\delta_2 = 2\delta_1$) və udulma səviyyəsinin müxtəlif qiymətləri götürülmüşdür (δ_1/Γ : 1–0; 2–0,1; 3–0,2). Qrafiklərdən görünür ki, mühitdə itkinin artması ilə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi və eləcə də kristalın optimal uzunluğu azalmış olur.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı şəkil 3.6-da göstərilmişdir ($\Delta = 0$, $\delta_2 = 2\delta_1$) və əsas dalğanın intensivliyinin Γ/δ_1 müxtəlif qiymətləri götürülmüşdür (Γ/δ_1 : 1–3; 2–5; 3–10). Şəkildən görünür ki, əsas dalğanın intensivliyi artdıqca, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi artır və bununla bərabər kristalın optimal uzunluğu azalmış olur.



Şəkil 3.5



Şəkil 3.6

§ 3.6. İkinci harmonikanın generasiyası üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı

Əvvəlcə ikinci harmonikanın generasiyası prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını müəyyən edək.

(3.1.1) sistemini dəqiq həll etmək üçün əsas dalğanın intensivliyinin $I_1(z)$ açıq şəkildə ifadəsini (3.2.7) tənliyində nəzərə almaq lazımdır. Onu da qeyd edək ki, əsas dalğanın intensivliyi öz növbəsində ikinci harmonika dalğasının intensivliyi ilə aşağıdakı münasibətlə əlaqədardır

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \left(\frac{dI_1(z)}{dz} + 2\delta_1 I_1(z) \right) = -\frac{dI_2(z)}{dz} - 2\delta_2 I_2(z). \quad (3.6.1)$$

Əgər (3.5.2) tənliyində $I_1(z) = I_1(z=0) = I_{10}$ olduğunu nəzərə alsaq, onda sabit intensivlik yaxınlaşmasında a_2 -yə görə sabit əmsallı ikinci tərtib diferensial tənlik almış olarıq

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} - (\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta) \frac{da_2}{dz} + \left[2\Gamma_0^2 + 2\delta_1(\delta_2 - i\Delta) \right] a_2 = 0. \quad (3.6.2)$$

Burada $\Gamma_0^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}$. Yəni bu yaxınlaşmada qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalarına heç bir məhdudiyyət qoyulmur. Onda tənliyin həlli a'_2 aşağıdakı

$$a'_2 = -i\gamma_2 a_{10}^2 z \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta)z/2] \text{sinc } \lambda z \quad (3.6.3)$$

şəklində olur. Burada

$$\lambda = (\Delta/2) \left[1 + 8(l_{qx}\Delta)^{-2} \right]^{1/2}, \quad l_{qx} = (\gamma_1 \gamma_2 I_{10})^{-1/2}.$$

Bu həll birinci yaxınlaşmada (3.5.2)-nin həlli kimi qəbul olunur. Əgər birinci yaxınlaşmada tapılan a_2' həllinin (3.4.1)-də nəzərə alıb, $I_1(z)$ -in ifadəsini taparaq, onu (3.5.2)-də nəzərə alsaq, onda ikinci yaxınlaşmada a_2 üçün aşağıdakı diferensial tənliyi almış olarıq ($\delta_j = 0$):

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} - i\Delta \frac{da_2}{dz} + 2\gamma_1\gamma_2 I_1(I_2'(z))a_2 = 0. \quad (3.6.4)$$

(3.6.4) tənliyində əsas dalğanın intensivliyinin qismən dəyişməsi nəzərə alınmışdır. (3.6.4) tənliyinin həlli olan a_2'' , həmçinin ikinci yaxınlaşmada (3.5.2) tənliyinin ümumi həlli olar. Analoji olaraq, sonrakı yaxınlaşmalarda alınan həlləri də tapmaq olar.

Ardıcıl yaxınlaşma metodunu, ikinci harmonikanın generasiyası zamanı qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudunu təsvir edən (3.1.1) tənliklər sistemində tətbiq edərək, (3.1.2) sərhəd şərtləri daxilində həll edək.

(3.6.3) həllini (3.6.1)-də nəzərə alıb, $I_1(z)$ -i tapsaq və (3.6.4) tənliyində yerinə yazsaq, (3.6.4) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} - i\Delta \frac{da_2}{dz} + 2\Gamma_0^2 (1 - (\Gamma_0^2 / \lambda^2) \sin^2(\lambda z))a_2 = 0. \quad (3.6.5)$$

Alınan tənlik (3.6.5) Uitteker funksiyası $M_{k,m}(x)$ ilə ifadə olunan ümumi həllə malik olur.

$$a_2'' = z^{\frac{1}{2}} \cdot e^{i\frac{\Delta z}{2}} \{c_1 M_{k,m}(x) + c_2 M_{k,-m}(x)\} \quad (3.6.5)$$

Burada

$$x = \sqrt{2}\Gamma_0^2 z^2, \quad k = \frac{8\Gamma_0^2 + \Delta^2}{16\sqrt{2}\Gamma_0^2}, \quad m = \frac{1}{4}.$$

$M_{k,m}(x)$ Uitteker funksiyasını cırlaşmış hiperhəndəsi funksiya $F(\alpha, \beta, x)$ vasitəsilə ilə ifadə edək.

$$M_{k,m}(x) = x^{m+\frac{1}{2}} e^{-\frac{x}{2}} \cdot F\left(m-k+\frac{1}{2}, 2m+1, x\right). \quad (3.6.7)$$

Bu asılılıqdan istifadə edərək, sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla, ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün ikinci yaxınlaşmada alırıq

$$a_2'' = -i\gamma_2 A_{10}^2 z \cdot e^{i\frac{\Delta z}{2} - \frac{\Gamma_0^2 z^2}{\sqrt{2}}}, \quad F\left(\lambda, \mu; \sqrt{2}\Gamma_0^2 z^2\right). \quad (3.6.8)$$

Burada Uitteker funksiyasının parametrləri

$$\lambda = \frac{3}{4} - k, \quad \mu = \frac{3}{2}.$$

Əgər (3.6.8)-i (3.6.1)-də nəzərə alsaq, üçüncü yaxınlaşmada a_2 -nin həllini tapa bilərik və s.

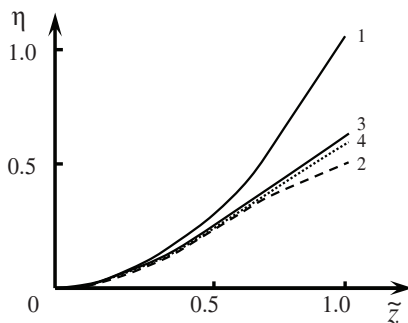
$k > 1$ olduqda ($\sqrt{2}\Gamma_0^2 z^2 < 1$) $\Delta = 0$ halı üçün (3.6.8)-dən sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi (3.6.3) alınır. Beləliklə, ikinci harmonikanın stasionar generasiyası üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı aşağıdakı kimi olar

$$\Delta \neq 0 \text{ olduqda} \quad \Gamma_0 < \frac{\Delta}{4}$$

$$\Delta = 0 \text{ olduqda} \quad \Gamma_0 z < 2^{1/4}. \quad (3.6.9)$$

Göründüyü kimi faza sinxronizmi şərti ödənmədikdə (yəni $\Delta \neq 0$ olduqda), sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılı deyil.

Şəkil 3.7-də $\Delta = 0$ halı üçün ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin η ($\eta = I_2 / I_{10}$), birinci (əyri 2) və ikinci (əyri 3) yaxınlaşmalarda kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z}$ ($\tilde{z} = \Gamma_0 z$) asılılığı göstərilmişdir. Şəkildə,

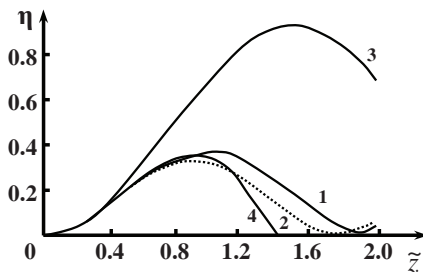


Şəkil 3.7

həmçinin müqayisə üçün sabit amplitud metodunun (əyri 1) və dəqiq hesablamaların (əyri 4) nəticələri də verilmişdir. Şəkildən görünür ki, $z = l_{qx} = \Gamma_0^{-1}$ uzunluğunda ($\tilde{z} = 1$) ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi birinci və ikinci yaxınlaşmalarda dəqiq hesablamaların nəticəsindən uyğun olaraq 9% və 3% fərqlənirlər. Ancaq sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi dəqiq hesablamaların nəticəsindən 42% fərqlidir. Həmçinin ikinci yaxınlaşmada alınan nəticə birinci yaxınlaşmanın nəticəsinə nəzərən dəqiq hesablamaların nəticəsinə daha yaxındır.

Şəkil 3.8-də sabit intensivlik yaxınlaşmasında qeyri-xətti mühitdə sinxronizm şərti ödənmədiyi hal üçün ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma_0 z$ asılılığı göstərilmişdir (əyri 2).

Müqayisə üçün şəkildə sabit amplitud yaxınlaşmasının (əyri 3), güclü qarşılıqlı təsir yaxınlaşmasının (əyri 4) və dəqiq hesablamaların (əyri 1) nəticələri də verilmişdir.



Şəkil 3.8

Öyrilərin müqayisəsindən

görünür ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi sabit amplitud metodunun nəticəsinə nəzərən dəqiq həllin nəticəsinə daha yaxındır. Şəkildən görünür ki, güclü qarşılıqlı təsir metodunun nəticəsi, ancaq $\Gamma_0 z < 1$ şərti daxilində dəqiq hesablamaların nəticəsinə yaxın olur. Sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi isə dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsir məsafəsindən böyük məsafələrdə belə dəqiq hesablamaların nəticəsinə daha yaxındır.

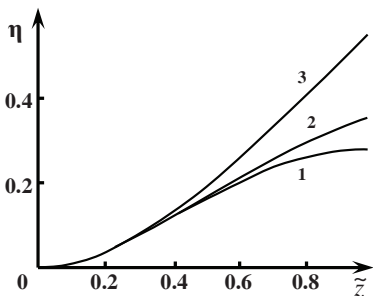
Dissipativ qeyri-xətti mühitlərdə $\delta_j \neq 0$ sabit intensivlik yaxınlaşmasında, tezliyin ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyi η ($\Delta = 0$, $\delta_{1,2} = \delta$),

$$\eta = \Gamma^2 z^2 \sin^2 \frac{\sqrt{8\Gamma^2 - \delta^2} z}{2} \cdot e^{-3\delta z} \quad (3.6.7)$$

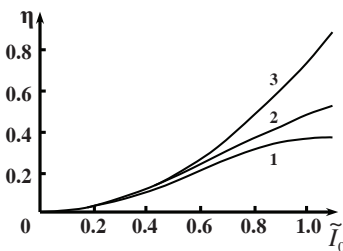
şəkildə olur.

Şəkil 3.9-da sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin $\eta = I_2 / I_{10}$ dissipativ qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma_0 z$ asılılığı (2-ci əyri) göstərilmişdir ($\Delta = 0$ və $\delta_{1,2} = \delta = 0$, $2\Gamma_0$). Şəkildə müqayisə üçün sabit amplitud yaxınlaşmasının (3-cü əyri) və

dəqiq hesablamaların (1-ci əyri) nəticələri də verilmişdir. Göründüyü kimi, sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələri, uyğun olaraq, dəqiq hesablamaların nəticəsindən 14 və 36% fərqlənirlər.



Şəkil 3.9



Şəkil 3.10

Şəkil 3.10-da effektivliyin η əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{I}_0 = \Gamma z$ asılılıq qrafiki göstərilmişdir. $z = l_{qx}$ uzunluğunda sabit intensivlik (1-ci əyri) və sabit amplitud yaxınlaşmasının (3-cü əyri) nəticələri dəqiq hesablamaların nəticəsindən (2-ci əyri) fərqi, uyğun olaraq, 16,4 və 34,7%-dir. Göründüyü kimi bu halda da sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsinə nəzərən dəqiq həllin nəticəsinə daha yaxındır. Buna oxşar hal, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin itki parametrlərindən asılılığında da özünü göstərir. Göstəriləndiyi kimi sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi itki parametri artdıqca, azalmış olur. İkinci yaxınlaşmanın nəticəsi, sabit amplitud və sabit intensivlik

yaxınlaşmalarının nəticələrindən dəqiq həllə daha yaxındır. Bu da onunla əlaqədardır ki, ikinci yaxınlaşmada əsas dalğanın intensivliyinin dəyişməsi qismən nəzərə alınır.

§ 3.7. Dissipativ mühitlərdə yüksək harmonikaların generasiyası

Yüksək harmonikaların generasiyası prosesi, spektrin ultrabənövşəyi oblastında yeni koherent işıq mənbələrinin yaradılmasında geniş istifadə olunur. Bundan əlavə, generasiya olunan harmonikanın gücünü ölçməklə, yüksək harmonikaların qeyri-xətti qavrayıcılığını təyin etmək olur. Şüalanmaların yüksək tərtibli harmonikalarının alınması, yüksək tərtibli qeyri-xətti qavrayıcılığa malik kristalların vasitəsilə ya birbaşa, ya da kaskad yolu ilə əldə olunur.

Yüksək tərtibli harmonikanın birbaşa generasiya prosesi aşağıdakı sistem tənlikləri ilə ifadə olunur:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= i\gamma_1 A_q (A_1^*)^{q-1} e^{i\Delta_q z}, \\ \frac{dA_q}{dz} + \delta_q A_q &= i\gamma_q A_1^q e^{-i\Delta_q z}.\end{aligned}\quad (3.7.1)$$

Burada “1” indeksi ω_1 tezlikli dalğaya, “q” indeksi isə $\omega_q = q\omega_1$ ($q = 3, 5, \dots$) tezlikli dalğaya aiddir. $\Delta_q = k_q - qk_1$ – fazalar fərqlidir, A_j – dalğaların kompleks amplitudları, δ_j – udulma əmsalları, γ_j – qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır

$$\gamma_j = q\pi^2 \chi^q(-q\omega_1, \omega_1, \dots, \omega_1) N / (2^{q-3} n_j \lambda_1).$$

(3.7.1) tənliyini

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_q(z=0) = 0 \quad (3.7.2)$$

sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll etməklə, q -nüncü harmonikanın kompleks amplitudu üçün alırıq

$$A_q = i\gamma_q A_{10}^q z e^{-[(\delta_q + q\delta_1 + i\Delta)z/2]} \cdot \text{sinc}(\lambda_q z), \quad (3.7.3)$$

burada

$$\lambda_q^2 = q\Gamma_q^2 - (\delta_q - q\delta_1 - i\Delta_q)^2/4, \quad \Gamma_q^2 = \gamma_1 \gamma_q I_{10}^{q-1}.$$

(3.7.3)-ə uyğun q -nüncü harmonikanın intensivliyi I_q

$$I_q = \gamma_q^2 I_{10}^q \rho_q^{-1} e^{-(\delta_q + q\delta_1)z} (\sin^2 \alpha_q + sh^2 \beta_q), \quad (3.7.4)$$

burada

$$\begin{aligned} \rho_q^2 &= a_q^2 + b_q^2, \quad a_q = q\Gamma_q^2 + [\Delta_q^2 - (\delta_q - q\delta_1)^2]/4, \\ b_q &= \Delta_q (\delta_q - q\delta_1)/2, \quad \alpha_q = \sqrt{\rho_q} z \cos(\theta/2), \\ \beta_q &= \sqrt{\rho_q} z \sin(\theta/2), \quad \theta = \arctg(b_q/a_q). \end{aligned}$$

İtki olmayan mühitlərdə (3.7.4) tənliyinin həlli daha sadə şəkllə düşür.

$$I_q = \gamma_q^2 I_{10}^q z^2 \cdot \text{sinc}^2(\alpha z), \quad (3.7.5)$$

burada $\alpha^2 = q\Gamma_q^2 + \Delta^2/4$.

q -nüncü harmonikanın amplitudunun fəza döyünmələrinin periodu

$$(\Delta_q l)_{per} = 2 \left[n^2 \pi^2 - q\Gamma_q^2 l^2 \right]^{1/2}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Buradan alınır ki, harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsirini nəzərə aldıqda sabit intensivlik yaxınlaşmasında, sabit amplitud yaxınlaşmasına ($\gamma = 0$) nəzərən, harmonikanın amplitudunun fəza döyünmələrinin periodu dəyişmiş olur. Əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə fəza döyünmələrinin periodu kiçilir. Əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə harmonikanın intensivliyinin maksimumuna uyğun, mühitin koherent uzunluğu da azalır.

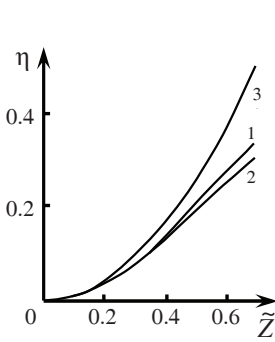
§ 3.8. Dissipativ mühitlərdə üçüncü harmonikanın generasiyası

Yüksək tərtibli harmonikanın generasiyası prosesinin (§ 3.7) xüsusi halı olan üçüncü harmonikanın generasiyası (ÜHG) prosesinin ($q = 3$) üzərində ətraflı dayanaq. Əvvəlki paraqrafın materiallarına uyğun olaraq, üçüncü harmonikanın effektivliyi $\eta = I_3 / I_{10}$:

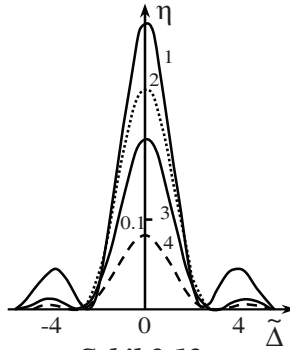
$$\eta = \gamma_3 \Gamma^2 (\gamma_1 \rho_3)^{-1} e^{-(\delta_3 + 3\delta_1)z} (\sin^2 \alpha_3 + sh^2 \beta_3). \quad (3.8.1)$$

Faza münasibətinin tam ödənilməyi halda üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı ($\delta = \Delta = 0$) şəkil 3.11-də verilmişdir (1-ci əyri dəqiq hesablanmanın, 2-ci əyri sabit intensivlik yaxınlaşmasının, 3-cü əyri isə sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələridir). Qrafikdən görünür ki, qeyri-xətti mühitin $z = 0,8/\Gamma$ uzunluğunda üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmalarında dəqiq hesablamaların nəticəsindən uyğun olaraq 6 və 25% fərqlənirlər. Beləliklə, faza münasibəti ödən-

dikdə belə, üçüncü harmonikanın generasiyası zamanı sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı, sabit amplitud yaxınlaşmasına nəzərən böyükdür.



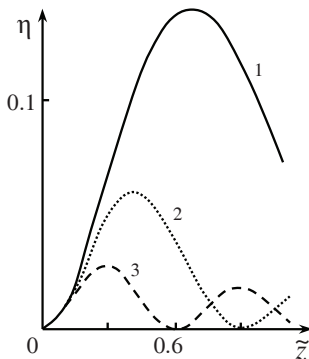
Şəkil 3.11



Şəkil 3.12

Dissipativ mühitlərdə üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\tilde{\Delta} = \Delta z / 2$ parametrindən asılılığı Γz – parametrinin müxtəlif qiymətlərində 1) 1; 2) 0,5; 3) -0,5; 4) -0,3 şəkil 3.12-də göstərilmişdir. Burada 1, 3, 4 ayrıləri sabit intensivlik yaxınlaşmasının, 2-ci əyri isə sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələridir. Əyrilərdən görünür ki, üçüncü harmonikanın əsas dalğaya əks təsiri çevrilmənin effektivliyini azaldır. Effektivliyin azalması, əsas dalğanın intensivliyinin azalması ilə də baş verir. 2 və 3 əyrilərinin müqayisəsindən görünür ki, sinxronizm istiqamətində ($\Delta = 0$) sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən xeyli fərqlənir. Yalnız faza münasibətinin böyük qiymətlərində ($\Delta z > 6$) sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmalarının nəticələri bir-birinə yaxınlaşır.

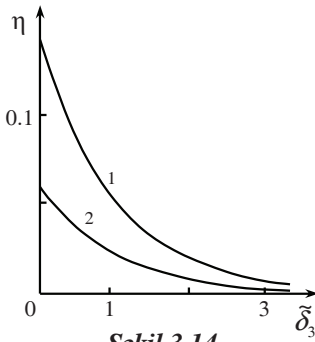
Şəkil 3.13-də üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluqdan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı, $\delta_3 = \delta_1 = 0,2\Gamma$ və $\tilde{\Delta} = \Delta / (2\Gamma)$ -nin 1) -1; 2) -3; 3) -5 qiymətləri üçün verilmişdir.



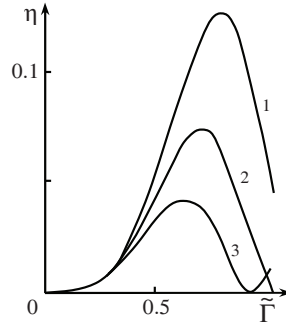
Şəkil 3.13

Şəkildən görünür ki, üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi kristalın z uzunluğundan periodik asılıdır. Periodun nömrəsi artdıqca η -nin maksimal qiyməti azalır. Beləliklə, qeyri-xətti mühitdə udulmanın nəzərə alınması, döyünmələrin amplitudasını kiçildir. Qarşılıqlı təsir məsafəsinin artması ilə mühitdə xətti udulmanın təsiri də artmış olur (şəkil 3.14-ə bax). Şəkil 3.14-də üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\tilde{\delta}_3 = \delta_3 z$ -dən asılılığı verilmişdir. Öyrilər parametrlərin $\delta_1 z = 0,1$; $\Delta z / 2 = 1,5$ və Γz -in müxtəlif ($\Gamma z : 1 - 0,5$; $2 - 0,3$) qiymətləri üçün qurulmuşdur.

Çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\tilde{\Gamma} = \Gamma z$ parametrlərindən asılılığı $\delta_3 z = 3\delta_1 z = 0,2$ və $\Delta z / 2$ parametrlərinin müxtəlif qiymətlərində 1) -2; 2) -2.5; 3) -3) şəkil 3.15-də göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, fazalar fərqi artdıqca, üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi azalır. Bununla bərabər, çevrilmənin effektivliyinin maksimumuna uyğun əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiyməti də azalmış olur.



Şəkil 3.14



Şəkil 3.15

§ 3.9. Cəm tezlikli dalğanın generasiyası

Dissipativ mühitlərdə cəm tezlikli dalğaların generasiyası aşağıdakı qısaldılmış tənliklərlə xarakterizə olunur:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{1,2}}{dz} + \delta_{1,2}A_{1,2} &= -i\gamma_{1,2}A_3A_{2,1}^*e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3A_3 &= -i\gamma_3A_1A_2e^{-i\Delta z}, \end{aligned} \quad (3.9.1)$$

burada $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

(3.9.1)-də $A_{1,2} = a_{1,2} \exp(-\delta_{1,2}z)$ əvəzləməsi aparmaqla, yaza bilərik

$$\frac{d^2a_3}{dz^2} + [\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_2 - \delta_1 + i\Delta)^2 / 4]a_3 = 0, \quad (3.9.2)$$

burada $a_3 = A_3 \exp[-(\delta_3 + \delta_2 + \delta_1)z / 2]$, $\Gamma_{1,2}^2 = \gamma_{2,1}\gamma_3 I_{1,2}(z)$.

(3.9.2) tənliyinin

$$A_1(z=0)=A_{10}, \quad A_2(z=0)=A_{20}, \quad A_3(z=0)=0 \quad (3.9.3)$$

sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli

$$A_3 = -i\gamma_3 A_{10} A_{20} z e^{-(\delta_3 + \delta_2 + \delta_1)z/2} \text{sinc}(\alpha z), \quad (3.9.4)$$

burada $\alpha = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_2 - \delta_1 + i\Delta)^2 / 4$.

(3.9.4) həllindən $\gamma_2 = 0$ olduqda, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. (3.9.4) ifadəsinə daxil olan Γ_1^2 ($\gamma_2 \neq 0$) həddinin, (3.9.2) tənliyinin həllinə təsiri Γ_1^2 ilə Γ_2^2 hədlərinin nisbətindən

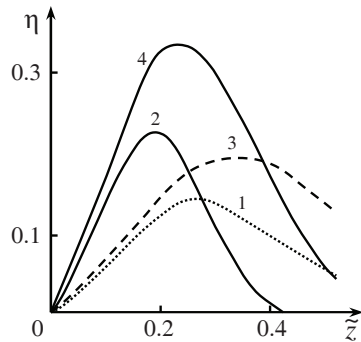
$$\Gamma_1^2 / \Gamma_2^2 = \lambda_2 \gamma_{10} / (\gamma_1 I_{20}) = n_1 \omega_2 I_{10} / (n_2 \omega_1 I_{20})$$

asıldır. Tezliyin yuxarıya çevrilməsi halında signal dalğasının intensivliyi I_{10} , ω_2 tezlikli dalğanın intensivliyindən dəfəflərlə çox olmasına baxmayaraq, $\omega_1 \ll \omega_2$ olduqda, Γ_1 və Γ_2 kəmiyyətləri eyni tərtibli ola bilərlər. Bu halda (3.9.2) tənliyində qeyri-xətti həddin Γ_1^2 nəzərə alınması vacibdir.

(3.9.4) münasibətindən görünür ki, (3.9.4) ifadəsində ($2 \rightarrow 1$ və $3 \rightarrow 2$) indekslərin yerini dəyişməklə, harmonikanın generasiyası üçün aldığımız (3.5.3) həllinə keçilir. Ona görə də ikinci harmonikanın generasiyasının xüsusiyyətləri tamamilə cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinə də aiddir. Ancaq qeyd etmək lazımdır ki, cəm tezlikli dalğanın generasiyası halında tezliyin çevrilmə effektivliyi qeyri-xətti həddən Γ_1^2 ($\gamma \neq 0$) də asılıdır.

Cəm tezlikli dalğanın effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan asılılığı şəkil 3.16-da verilmişdir. Əyrilər $\Delta = 0$, $\delta_1 = \delta_2 \equiv \delta$, $\delta_3 = 2\delta$ olduqda $\Gamma_{1,2}$ -nin müxtəlif qiymətləri üçün Γ_2 / δ ; $1-3(\Gamma_2 = \Gamma_1)$; $2-5(\Gamma_2 = \Gamma_1)$; $3-3(\Gamma_1 = 0)$; $4-5(\Gamma_1 = 0)$ qurulmuşdur. Şəkildən də görünür ki, Γ_1^2 həddini nəzərə aldıqda cəm tezlikli dalğanın effektivliyi azalmış olur. Bununla yanaşı kristalın optimal uzunluğu da kiçilir.

Cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını tapmaq üçün (3.9.2) tənliyində $\Gamma_{1,2}^2$ parametrinə daxil olan $I_{1,2}(z)$ intensivliyini $z=0$ ətrafında Teylor sırasına ayıraq



Şəkil 3.16

$$I_{1,2}(z) = I_{1,2}(z=0) + \left. \frac{dI_{1,2}}{dz} \right|_{z=0} z + \left. \frac{d^2 I_{1,2}}{dz^2} \right|_{z=0} \frac{z^2}{2!} + \dots \quad (3.9.5)$$

Onda sıranın birinci həddi sabit intensivlik yaxınlaşmasına uyğun olacaq (birinci yaxınlaşma), (3.9.5) sırasında sıfırdan fərqli olan ikinci həddi nəzərə almaqla (3.9.2) tənliyini həll edərək, ikinci yaxınlaşmada a'_3 həllini tapmaq olar. Hər iki həllin müqayisəsindən sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını müəyyən etmək olar. Cəm tezlikli dalğanın generasiyası üçün (3.9.1) tənliklər sistemindən və sərhəd şərtlərindən (3.9.3) istifadə edərək

$$\left. \frac{dI_{1,2}}{dz} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{d^2 I_{1,2}}{dz^2} \right|_{z=0} = -2I_{10,20} \Gamma_{20,10}^2 \quad (3.9.6)$$

alırıq. (3.9.6)-nı (3.9.2)-də nəzərə alsaq, ikinci yaxınlaşmada cəm tezlikli dalğanın a'_3 amplitudu üçün

$$\frac{d^2 a'_3}{dz^2} + \left[\Gamma_{10}^2 + \Gamma_{20}^2 + \Delta^2 / 4 - 2\Gamma_{10}^2 \Gamma_{20}^2 z^2 \right] a'_3 = 0 \quad (3.9.7)$$

tənliyini alırıq.

(3.9.7) tənliyinin ümumi həlli Uitteker funksiyası $M_{k,m}(x)$ ilə ifadə olunur

$$a'_3 = z^{1/2} \{ C_1 M_{k,m}(x) + C_2 M_{k,-m}(x) \}, \quad (3.9.8)$$

burada

$$x = \sqrt{2} \Gamma_{10,20} z^2, \quad k = \left(\Gamma_{10}^2 + \Gamma_{20}^2 + \Delta^2 / 4 \right) / 4 \sqrt{2} \Gamma_{10} \Gamma_{20}, \quad m = 1/4.$$

Uitteker funksiyası $M_{k,m}(x)$ ilə cırlaşmış hiperhəndəsi funksiya $F(\alpha, \beta, x)$ arasında məlum asılılıq mövcuddur:

$$M_{k,m}(x) = x^{\frac{1}{2}+m} e_1^{-\frac{x}{2}} F_1\left(m-k+\frac{1}{2}, 2m+1, x\right). \quad (3.9.9)$$

Sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla (3.9.9)-u (3.9.8)-də yerinə yazsaq, cəm tezlikli dalğanın kompleks amplitudu üçün alırıq

$$A'_3 = -i\gamma^3 \sqrt{I_{10} I_{20}} z e^{-\frac{i\Delta z}{2} - \frac{\Gamma_{10} \Gamma_{20} z^2}{\sqrt{2}}} F(\lambda, \mu, \sqrt{2} \Gamma_{10} \Gamma_{20} z^2), \quad (3.9.10)$$

burada hiperhəndəsi funksiyanın parametrləri $\lambda = 3/4 - k$;

$\mu = 3/2$.

$k > 1$ olduqda (3.9.10)-dan sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. Beləliklə, cəm tezlikli dalğanın generasiyası üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı

$$\Delta = 0 \text{ olduqda} \quad \sqrt{\Gamma_{10}\Gamma_{20}} z < 0,84 ,$$

$$\Delta \neq 0 \text{ olduqda} \quad \Gamma_{10}^2 + \Gamma_{20}^2 > 4\sqrt{2}\Gamma_{10}\Gamma_{20} - \Delta^2 / 4 . \quad (3.9.11)$$

§ 3.10. Fərq tezlikli dalğanın generasiyası

Qeyri-xətti optika metodu ilə lazer şüalanmasının enerjisinin çevrilməsinin ən effektiv üsullarından biri, fərq tezlikli dalğaların generasiyası prosesidir. Bu metodun köməyi ilə infraqırmızı (İQ) oblastda güclü şüa mənbələrinin yaradılması mümkün oldu.

Fərq tezlikli dalğaların generasiyası prosesi də (3.9.1) sistem tənlikləri ilə xarakterizə olunur. Ancaq bu halda (3.9.1) sistem tənliyini aşağıdakı sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik

$$A_1(z=0) = 0, \quad A_2(z=0) = A_{20}, \quad A_3(z=0) = A_{30}. \quad (3.10.1)$$

(3.9.1) sistem tənliyindən bir diferensial tənliyə keçək

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} + (\delta + i\Delta) \frac{da_1}{dz} - [\gamma_1 \gamma_2 I_3(z) - \gamma_1 \gamma_3 I_2(z)] a_1 = 0, \quad (3.10.2)$$

burada $a_1 = A_1 e^{-i\Delta z}$, $I(z) = A(z) A^*(z)$, $\delta = \delta_1$, $\delta_2 = \delta_3 = 0$.

Əgər fərz etsək ki, $I_{2,3}(z) = I_{2,3}(z=0) = I_{20,30}$, onda

(3.10.2) tənliyinin həlli sabit intensivlik yaxınlaşmasına uyğun olar. Belə ki, həyacanlandıran dalğaların fazasına heç bir məhdudiyyət qoyulmur. (3.10.1) tənliyini (3.10.2) sərhəd şərtləri daxilində həll etsək, sabit intensivlik yaxınlaşmasında fərq tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyi $\eta = I_1 / I_{30}$:

$$\eta = \frac{2\Gamma_1\Gamma_3^2}{\gamma_2\chi^2} [ch(\chi z \cos \frac{\varphi}{2}) - \cos(\chi z \sin \frac{\varphi}{2})] e^{-\delta z}, \quad (3.10.3)$$

burada

$$\chi^2 = \left[(4\Gamma^2 + \delta^2 - \Delta^2)^2 + 4\delta^2\Delta^2 \right]^{1/2}, \quad \Gamma^2 = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2,$$

$$\Gamma_1^2 = \gamma_2\gamma_3 I_{10}, \quad \Gamma_{2,3}^2 = \gamma_1\gamma_{3,2} I_{20,30}, \quad \varphi = \arctg \frac{2\Delta\delta}{4\Gamma^2 + \delta^2 - \Delta^2}.$$

(3.10.3) münasibətindən alınır ki, ω_1 tezlikli dalğanı gücləndirmək üçün aşağıdakı şərt ödənilməlidir

$$\chi \cos \frac{\varphi}{2} > \Gamma. \quad (3.10.4)$$

Buradan görünür ki, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələrindən fərqli olaraq, həyacanlanan dalğanın həyacanlandıran dalğaya əks təsirinin nəzərə alınması, fərq tezlikli dalğanın generasiyasının hədd qiyətimini artırmaqla yanaşı, çevrilmənin effektivliyini azaltmış olur. Tezliyin çevrilmə effektivliyinin azalması, ω_2 tezlikli dalğanın intensivliyinin artması ilə də müşahidə olunur. Fərq tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_1 / I_{30}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z}$ ($\tilde{z} = \delta z$) asılılığı göstərir ki, ω_2 tezlikli dalğanın

intensivliyinin artması, tezliyin çevrilmə effektivliyinin azalmasına gətirir.

İndi fərq tezlikli dalğanın generasiyası prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını tapaq.

Cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinə analoji olaraq, $I_{2,3}(z)$ intensivliyini $z=0$ ətrafında Teylor sırasına ayırıb, sıraya daxil olan dI/dz , d^2I/dz^2 ifadələrini, (3.9.1) və (3.10.1)-dən istifadə etməklə, tapmaq olar

$$\left. \frac{dI_{2,3}}{dz} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{d^2 I_{2,3}}{dz^2} \right|_{z=0} = -2I_{20,30} \Gamma_{30,20}^2. \quad (3.10.5)$$

(3.10.5) ifadəsini (3.9.5)-də nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$I_{2,3}(z) = I_{20,30} (1 \pm \Gamma_{30,20}^2 z^2). \quad (3.10.6)$$

Bu ifadəni (3.10.2)-də yerinə yazsaq, (3.10.2) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} + i\Delta \frac{da_1}{dz} + (\Gamma_{20}^2 - \Gamma_{30}^2 + 2\Gamma_{20}^2 \Gamma_{30}^2 z^2) a_1 = 0. \quad (3.10.7)$$

(3.10.7) tənliyinin ümumi həlli Uitteker funksiyası ilə verilir.

Uitteker funksiyasının hiperhəndəsi funksiya ilə

$$M_{k,m}(x) = x^{\frac{1}{2}+m} e_1^{-\frac{x}{2}} {}_2F_1(m-k+\frac{1}{2}, 2m+1, x) \quad (3.10.8)$$

münasibətindən və (3.10.1) sərhəd şərtlərindən istifadə edərək, ikinci yaxınlaşmada fərq tezlikli dalğanın kompleks amplitudu üçün

$$A'_1(z) = -i\gamma\sqrt{I_{20}I_{30}}ze^{\frac{i\Delta z}{2} - \frac{i\sqrt{2}}{2}\Gamma_{20}\Gamma_{30}z^2} \times F(\lambda, \mu, i\sqrt{2}\Gamma_{20}\Gamma_{30}z^2) \quad (3.10.9)$$

alarıq. Burada

$$\lambda = 3/4 - k; \quad \mu = 3/2, \\ k = (\Gamma_{20}^2 - \Gamma_{30}^2 + \Delta^2/4)/4\sqrt{2}\Gamma_{20}\Gamma_{30}.$$

$|k| > 1$ olduqda (3.10.9) tənliyindən sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi alınır.

Beləliklə, fərq tezlikli dalğanın generasiya prosesi üçün sabit intensivlik metodunun tətbiq olunma oblastı

$$\Delta = 0 \text{ olduqda} \quad \sqrt{\Gamma_{20}\Gamma_{30}}z < 0.84, \quad (3.10.10)$$

$$\Delta \neq 0 \text{ olduqda} \quad \Gamma_{30}^2 + \Gamma_{20}^2 - 4\sqrt{2}\Gamma_{20}\Gamma_{30} > \Delta^2/4$$

olur.

$\gamma_{2,3} = 0$ ($\Gamma_{2,3} = 0$) olduqda (3.10.3)-dən sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi alınır.

Burada görünür ki, fərq tezlikli dalğanın intensivliyi qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların tezliklərindən, intensivliklərin başlanğıc qiymətləri I_{20} və I_{30} ilə təyin olunan Γ_{20} və Γ_{30} parametrləri arasındakı münasibətdən asılıdır.

$\omega_3 \gg \omega_2$ olduqda I_{30} -ın I_{20} -dən böyük olmasına baxmayaraq, Γ_{20} və Γ_{30} parametrləri eyni tərtibli kəmiyyətlər

ola bilər və bu halda sabit intensivlik yaxınlaşmasının fərq tezlikli dalğanın generasiyasına tətbiqi daha məqsəduyğundur.

§ 3.11. Stasionar olmayan qeyri-xətti proseslər

Mühitdə difraksiya effektlərini və itkini nəzərə almadıqda ikinci harmonikanın generasiyası prosesi stasionar olmayan halda aşağıdakı tənliklərlə ifadə olunur

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_1}{dz} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{\partial A_2}{dz} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \beta \frac{\partial A_2}{\partial x} &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}.\end{aligned}\quad (3.11.1)$$

Sadəlik üçün biz şüalanmanın müstəvi dəstə halına baxacağıq ($\beta = 0$). (3.9.1)-də $\xi = t - z/u_1$, $\eta = t - z/u_2$ əvəzləməsini aparsaq, yaza bilərik

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_1}{\partial \eta} &= i\gamma_1 \mu A_2 A_1^* e^{i\mu(\xi - \eta)\Delta}, \\ \frac{\partial A_2}{\partial \xi} &= -i\gamma_2 \mu A_1^2 e^{-i\mu(\xi - \eta)\Delta}.\end{aligned}\quad (3.11.2)$$

(3.11.2) tənliyindən ikinci tərtib diferensial tənliyə keçsək, alarıq

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \xi \partial \eta} = 2\mu^2 \gamma_1 \gamma_2 I_1(\xi, \eta) V, \quad (3.11.3)$$

burada

$$V = A_2 e^{-i\mu\eta\Delta}, \quad \mu = \nu^{-1} = (u_2^{-1} - u_1^{-1})^{-1}.$$

$$\text{Sabit intensivlik yaxınlaşmasında } I_1(\xi, \eta) = I_1(\xi, r) \quad (3.9.3)$$

tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \xi \partial \eta} - 2\mu^2 \gamma_1 \gamma_2 I_{10}(r, \xi) V = 0. \quad (3.11.4)$$

Aldığımız ifadədə intensivlikdə $I_{10}(r, \xi)$ koordinat r -in daxil edilməsi intensivliyin fəzada eninə paylanmasını nəzərə alır.

Təzə dəyişənlərə görə sərhəd şərtləri aşağıdakı şəkllə düşür

$$V(\xi, \eta)|_{\eta \rightarrow \xi} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \xi} \Big|_{\eta \rightarrow \xi} = -i\gamma_2 \mu A_1^2(r, \xi) e^{-i\mu \Delta \xi}.$$

(3.11.4) tənliyini **Riman üsulu** vasitəsilə həll etsək, alırıq

$$V(r, \xi, \eta) = -i\gamma_2 \mu \int_{\eta}^{\xi} A_{10}^2(\theta) e^{-i\mu \Delta} J_0 \left\{ \left[\int_{\xi}^{\theta} (\theta - \eta) \Gamma^2(x) dx \right]^{1/2} \right\} d\theta, \quad (3.11.5)$$

burada $J_0(x)$ sıfır tərtibli **Bessel funksiyasıdır**.

(3.11.5)-də $\theta - \eta = v y$ əvəzləməsi apararaq, köhnə dəyişənlərə (z və t) keçsək, alırıq

$$V(r, z, t) = -i\gamma_2 \int_0^z A_1^2(r, t - \frac{z}{u_2} + v y) e^{-i\mu \Delta(t - z/u_2 + v y)} \times \\ \times J_0 \left\{ \left[\int_{t - z/u_1}^{t - z/u_2 + v y} \Gamma^2(x) dx \right]^{1/2} \right\} dy. \quad (3.11.6)$$

Bu tənlikdə $x - \eta = vx'$ əvəzləməsinin köməyiylə Bessel funksiyasını çevirək

$$J_0 \left\{ [vy \int_{t-z/u_1}^{t-z/u_2+vy} \Gamma^2(x) dx]^{1/2} \right\} = \quad (3.11.7)$$

$$= J_0 \left\{ [8\gamma_1\gamma_2 \int_y^z I_{10}(r, \eta + vx)]^{1/2} dx \right\}.$$

(3.11.7)-ni (3.11.6)-da yerinə yazıb və $V = A_2 \exp(-i\mu\eta\Delta)$ olduğunu nəzərə alsaq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikanın amplitudası üçün almış olarıq:

$$A_2(r, \eta, z) = -i\gamma_2 \int_0^z A_1^2(r, \eta - vx) e^{-i\Delta x} J_0[g(r, \eta, x)] dx, \quad (3.11.8)$$

burada

$$g^2(r, \eta, x) = 8\gamma_1\gamma_2(z-x) \int_0^x I_{10}(r, \eta - vz') dz'.$$

İfrat qısa lazer impulslarını aşağıdakı şəkildə götürək

$$A_{10}(r, \eta) = A_0 G(r) F(\eta), \quad (3.11.9)$$

burada $G(r)$ işıq dəstəsinin formasını xarakterizə edir ($G(0)=1$), $F(t)$ funkiyası isə

$$F(t) = \exp\{-(\tau^{-2} + i\varepsilon)t^2\}$$

impulsun formasını və zamana görə modulyasiyasını xarakterizə edir. Biz hesab edəcəyik ki, ifrat qısa lazer

impulsunun spektral eni $\Delta\omega_1 = 4\tau^{-1}(1 + \varepsilon^2\tau^4)^{1/2}$, impulsun davametmə müddəti τ ilə xarakterizə olunan enindən çox-çox böyükdür ($\varepsilon\tau^2 \gg 1$). Bu deyilənlərlə əlaqədar olaraq, qarşılıqlı təsirdə olan impulsların davametmə müddətilə müqayisədə, qrup gecikmələrini nəzərə almamaq olar. Bu halda (3.9.9) –dan amplitudun Furiye spektrinə keçməklə alarıq

$$A_2(r, \omega, z) = -i\gamma_2 \int_0^z dx \times \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\theta A_1^2(r, \theta - \omega x) J_0[8\gamma_1\gamma_2 x(z-x) I_{10}(r, \theta)]^{1/2} \bigg\} e^{i\omega\theta}. \quad (3.11.10)$$

(3.11.10)-da ω_1 əvəzləməsini aparsaq və

$$\int_0^a \cos(cx) J_0(b\sqrt{a^2 - x^2}) dx = a \operatorname{sinc}(a\sqrt{b^2 + c^2})$$

münasibətini nəzərə alsaq, ikinci harmonikanın kompleks amplitudası üçün yazı bilərik:

$$A_2(r, \omega, z) = -i\gamma_2 z e^{i\frac{\omega\nu}{2}z} \operatorname{sinc}[d(\omega, \nu)z/2] \times \times \int_{-\infty}^{+\infty} A_{10}^2(r, \tau) e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (3.11.11)$$

burada

$$d^2(\omega, \nu) = (\omega\nu)^2 + 8\gamma_1\gamma_2 A_0^2 G^2(r), \quad A_{10}(r, t) = A_0 G(r) F(t).$$

Aldığımız (3.9.11) ifadəsindən istifadə etməklə, ikinci harmonikanın spektral sıxlığını tapa bilərik

$$S_2(\omega, r, l) = S_2^{kv}(\omega, l) I_{10}^2(r) \text{sinc}^2[l d(\omega, \nu) / 2], \quad (3.11.12)$$

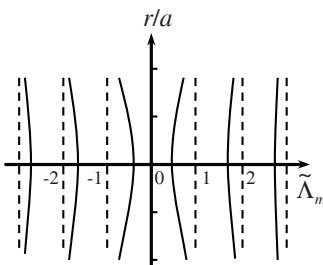
burada $S_2^{kv}(\omega, l)$ kvazistatik rejimdə, sabit intensivlik yaxınlaşmasında harmonikanın spektridir

$$S_2^{kv}(\omega, l) = (\gamma_2 l)^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} F^2(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \right|^2.$$

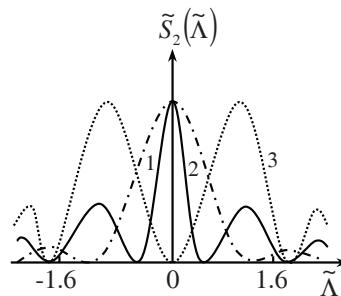
(3.11.12)-dən alınır ki, harmonikanın spektrinin quruluşu mühitin dispersiya xassəsindən, əsas dalğanın intensivliyindən və işıq dəstəsinin formasından $G(r)$ asılıdır. $ld(\omega, \nu) = 2n\pi$, ($n=1,2,\dots$) olduqda, spektrdə sıfırıncı minimumlar yerləşir. Harmonikanın spektrində minimumların fəza paylanması

$$\Lambda_{n.\min} = \frac{n\lambda_2^2}{c\nu l} \left\{ 1 - 2 \left[l / (n\pi l_{qx})^2 G^2(r) \right] \right\}^{1/2} \quad (3.11.13)$$

ifadəsilə təyin olunur. Burada λ_2 ikinci harmonikanın dalğa uzunluğudur ($\lambda_2 = \lambda_1 / 2$), Λ ədədi λ_2 -nin artımıdır, $l_{q.x.} = (\gamma_1 \gamma_2 I_0)^{-1/2}$, n –minimumun tərtibidir.



Şəkil 3.17



Şəkil 3.18

(3.11.13) funksiyasının görünüşü şəkil 3.17-də göstərilmişdir. Burada əsas dəstənin Qauss şəklində, yəni $G(r) = \exp(-r^2/a^2)$ olduğu nəzərə alınır. Şəkildən görünür ki, intensiv sahələrdə harmonikanın spektrinin quruluşu sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən kəskin fərqlənir. Sabit amplitud yaxınlaşmasında spektr zolaq şəklindədir. Zolaqlar bir-birinə paraleldirlər və minimumlar arasındakı məsafələr bir-birinə bərabərdir. Sabit intensivlik yaxınlaşmasında isə zolaqlar spektrin mərkəzindən əks tərəflərə doğru əyilmiş olurlar. Beləliklə, mərkəzi zolaq daralmış, kənar zolaqlar isə enlənmiş olurlar. Bu effektlər təcrübədə təsdiq edilmişdir.

İkinci harmonikanın spektrinin quruluşu qeyri-xətti mühitin uzunluğunun, qeyri-xətti qarşılıqlı təsir məsafəsinə nisbətindən asılıdır (şəkil 3.18-ə bax). Şəkildə dəstənin mərkəzi üçün ($r = 0$) harmonikanın spektri z/l_{qx} parametrinin müxtəlif qiymətlərində: 1) -0; 2) 1,35; 3) $\pi/\sqrt{2} = 2,23$ göstərilmişdir ($\tilde{\Lambda} = c/\lambda_2^{-2}\Lambda$). Şəkildən görünür ki, elə hal ola bilər ki, ümumiyyətlə, mərkəzi zolaq olmasın və spektr təqribən eyni intensivli bir neçə zolaqdan ibarət olsun. Buna oxşar mənzərə təcrübədə də müşahidə olunmuşdur. Belə olan halda harmonikanın spektri kvaziperiodik xarakter daşıyır.

İkinci harmonikanın enerji sıxlığı

$$W_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_2(\omega, l) d\omega = I_{10}^2(r) \times \int_{-\infty}^{+\infty} S_2^{kv}(\omega, l) \cdot \text{sinc}^2[l d(\nu, \omega)/2] d\omega. \quad (3.11.14)$$

Burada integral altındakı $S_2^{kv}(\omega, l)$ ifadəsi aşağıdakı şəkildədir

$$S_2^{kv}(\omega, l) = (\gamma_2 l)^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2t^2(\tau^{-2} + i\varepsilon) + i\omega t} dt \right|^2. \quad (3.11.15)$$

(3.11.14) integralının dəqiq həllinin tapılmasının çətinliyi integral altında $\text{sinc}^2 x$ ($\text{sinc } x = \sin x / x$) funksiyasının olması ilə əlaqədardır. Bu funksiyanı təqribən $\exp(-9/16)|x|$ funksiyası ilə əvəz etsək və

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-p^2 x^2 \pm qx} dx = \sqrt{\pi / p} \cdot e^{q^2 / 4p}$$

münasibətindən istifadə etsək, kvazistatik yaxınlaşmada harmonikanın spektri üçün alarıq (sabit amplitud yaxınlaşmasında)

$$S_2^{kv}(\omega, l) = \gamma_2^2 l^2 \frac{\pi \tau^2}{2\sqrt{1 + \varepsilon^2 \tau^4}} \exp\left\{-\frac{\omega^2 \tau^2}{4(1 + \varepsilon^2 \tau^4)}\right\}. \quad (3.9.16)$$

(3.11.16)-ya görə harmonikanın enerjisi

$$W_2 = \sqrt{2\pi} \left(\frac{l}{l_{qx}}\right)^2 e^{-0,72l^2 / l_{qx}^2} \left[1 + \left(\frac{l}{l_{kv}}\right)^2\right]^{1/2} \cdot W_1, \quad (3.11.17)$$

burada $W_1 = \sqrt{\pi} I_{10}(r) \tau / 2$ əsas dalğanın enerjisinin sıxlığıdır, $l_{kv} = \tau [\nu^2 (t + \varepsilon^2 \tau^4)]^{-1/2}$ kvazistatik uzunluqdur, l və l_{kv} -in sabit qiymətlərində ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi $l_{qx} = 0,85l$ olduqda maksimuma çatır. Faza modulyasiya əmsalı ε artdıqca (l_{kv} azaldıqca) harmonikaya çevrilmənin effektivliyi azalmış olur.

§ 3.12. Dalğa sinxronizmi

İkinci harmonikanın generasiyası prosesi misalında qeyri-xətti optik effektin yığılma (toplanma) şərtlərinə ətraflı nəzər salaq.

Fərz edək ki, ω_1 tezlikli müstəvi dalğa z oxu istiqamətində şəffaf mühitə daxil olur. Onun elektrik vektoru zamana və fəzaya görə

$$E_1(z, t) = \varepsilon \cos(\omega_1 t - k_1 z) \quad (3.12.1)$$

qanunu ilə dəyişir. Burada $k_1 = 2\pi/\lambda_1 - \omega_1$ tezliyinə uyğun dalğa vektorudur. Əsas dalğa mühitdə yayılarkən əsas ω_1 tezlikli polyarizasiyasından başqa, $2\omega_1$ tezlikli və $\lambda_1/2$ dalğa uzunluqlu polyarizasiya dalğası da yaratmış olur

$$P_2 = P_{2\omega} \cos(2\omega_1 t - 2k_1 z) . \quad (3.12.2)$$

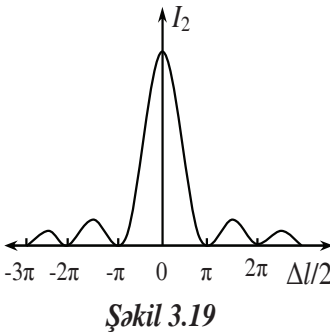
İkinci harmonikanın polyarizəlanmış dalğasının yayılma sürəti $v_2 = 2\omega_1/(2k_1) = \omega_1/k_1 = v_1$, yəni əsas dalğanın faza sürətinə bərabərdir.

Beləliklə, mühit daxilində ixtiyari həcm elementi sahənin təsirlə z oxu istiqamətində yayılan elektromaqnit sahəsinin mənbəyinə çevrilir. Yəni $2\omega_1$ tezlikli polyarizasiya dalğası hər bir anda həmin tezlikli, lakin başqa faza sürətilə v_2 (mühitin dispersiyasına görə), yəni fərqli dalğa vektoru k_2 ilə ikinci harmonika dalğasını şüalandırır.

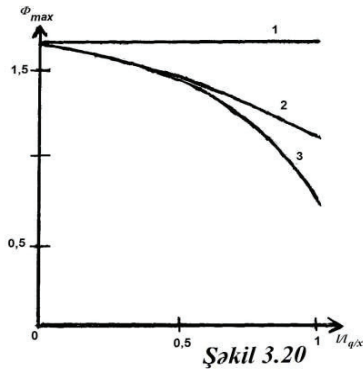
Kristalın çıxış səthinə yaxınlaşdıqca, ikinci harmonika dalğası ilə polyarizasiya dalğası arasında getdikcə artan fazalar fərqi Δ yaranır. (3.1.4)-ə əsasən Δ -dan asılı olaraq, ikinci harmonikanın intensivliyinin maksimum və minimumları

meydana gəlir. İntensivliyin I_2 , Δ -dan asılılığını göstərən vuruq $(\sin x/x)^2$ -dir. Bu hədd tezliyin optik çevrilmə prosesinin effektivliyini müəyyən edir. O, həm də polarizasiya dalğası ilə generasiya olunan elektromaqnit dalğası arasındakı faza münasibətinin ölçüsünü təyin edir.

Normal dispersiya halında, bu faza dəyişməsi böyük qiymət ala bilər. Ona görə də tezliyin çevrilməsi zamanı müəyyən üsullarla təcrübədə elə şərait yaradılmalıdır ki, hər iki dalğanın fazaları bir-birilə uyğunlaşmış olsun, yəni dalğaların sinxron qarşılıqlı təsirini əldə etmək mümkün olsun.



Şəkil 3.19



Şəkil 3.20

İkinci harmonikanın intensivliyinin $\Delta l/2$ parametrindən asılılığını göstərən əyri **sinxronizm əyrisi** adlanır (şəkil 3.19).

Şəkil 3.20-də $\Phi_{\max} = \Delta_{\max} l/2$ funksiyasını l/l_{qx} parametrindən asılılığı göstərilmişdir. Şəkildəki 1-ci əyri sabit amplitud yaxınlaşmasının, 3-cü əyri sabit intensivlik yaxınlaşmasının, 2-ci əyri isə dəqiq həllin nəticəsidir. Əyrlərdən görünür ki, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi

yalnız l/l_{qx} -in sıfıra yaxın ətrafında dəqiq həllin nəticəsilə üst-üstə düşür. Sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi isə sabit amplitud metodunun nəticəsinə nəzərən, dəqiq həllə daha yaxın nəticə verir.

Qeyri-xətti kristalların sinxronizm şərtinə uyğun yerləşdirilməsinin dəqiqlik dərəcəsi sinxronizm əyrisinin mərkəzi maksimumun eni ilə təyin olunur (şəkil 3.19-a bax). Mərkəzi maksimumun enini təyin etmək üçün uzunluğu l olan qeyri-xətti kristal sinxronizm istiqamətindən ($\theta = \theta_s$) müəyyən tərəfə, məsələn, θ bucağının artması istiqamətinə tərəf fırladılır (θ - dalğaların yayılma istiqamətilə kristalın optik oxu arasındakı bucaqdır). Fırlanma sinxronizm müstəvisində, yəni kristalın optik oxu ilə sinxronizm istiqamətindən keçən müstəvidə baş verir. Belə olan halda $\Delta l/2$ parametri $\theta = \theta_s$ -ə uyğun sıfırdan başlayaraq artacaqdır. Δ -nin müəyyən qiymətində (onu Δ_m ilə işarə edəcəyik) r oxu istiqamətində ikinci harmonikanın həqiqi amplitudunun fəza döyünməsi $x = l$ olduqda maksimuma çatır. Aydın ki, $\sin(\Delta_m l/2) = 1$ və buradan $\Delta_m = \pi/l$ olar.

$\Delta = \Delta_m$ olduqda $\text{sinc}^2(\Delta_m l/2) = 4/\pi^2 = 0,41$. Sinxronizm əyrisində intensivliyin ən böyük qiymətinin 0,41 səviyyəsinə uyğun mərkəzi maksimumun enini təyin etsək görərik ki, maksimumun eni $\Delta l/2$ vahidində π -yə bərabərdir.

Sinxronizm əyrisində maksimumun eninin belə təyini sadə fiziki əhəmiyyət kəsb edir: Δ_m eninin daxilində ikinci harmonikanın amplitudu kristalın bütün uzunluğu boyunca azalmır.

Sinxronizm şərti ($\Delta = 0$) ödəndikdə $2k_1 = k_2$ və ya $v_1(\omega_1) = v_2(2\omega_1)$ olur. Bu şərt daxilində fəzanın bütün nöqtələrində ikinci harmonikanı həyacanlandıran qeyri-xətti polyarizasiya dalğası ilə harmonika dalğasının fazaları üst-üstə düşür. Ancaq onu da qeyd edək ki, polyarizasiya ilə sahənin sinxronizm dəyişməsi dispersiyasız mühitlərdə mümkündür. Real dispersiyalı mühitlərdə müxtəlif tezlikli dalğaların faza sürətləri də müxtəlif olur. Ona görə də polyarizasiya dalğası ilə ikinci harmonika dalğası arasındakı faza münasibəti məhdud məsafədə saxlanılır ki, bu məsafə kristalın **koherent uzunluğu** adlanır. Koherent uzunluğu tapmaq üçün (3.1.4) ifadəsindən istifadə edək.

$\text{sinc}(\Delta z / 2) = 1$ olduqda (yəni $\Delta = 0$ olduqda), ikinci harmonikanın intensivliyi ən böyük qiymətini alır. Intensivliyin sonrakı maksimumu argumentin $\Delta l_k / 2 = \pi / 2$ qiymətinə uyğundur. Bu ifadədən koherent uzunluq üçün

$$l_k = \frac{\pi}{\Delta} \quad (3.12.3)$$

alırıq.

$$\Delta = 2k_1 - k_2 = 2 \frac{\omega_1}{c} (n_1 - n_2) = \frac{4\pi}{\lambda_1} (n_1 - n_2) \text{ olduğundan } (n_1$$

və n_2 uyğun olaraq ω_1 və $2\omega_1$ tezliklərinə uyğun mühitin sındırma əmsallarıdır) yaza bilərik

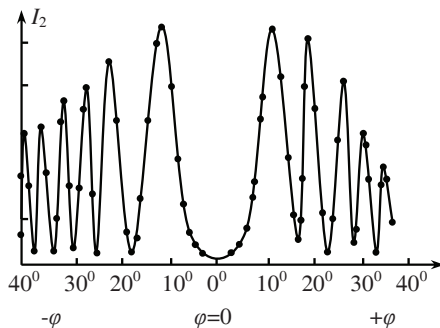
$$l_{koh} = \frac{\lambda_1}{4(n_1 - n_2)}. \quad (3.12.4)$$

Koherent uzunluq $l_{koh} - z$ oxu istiqamətində ikinci harmonikanın intensivliyinin minimumdan maksimuma qədər

dəyişməsinə uyğun kristalın uzunluğudur. (3.12.3) və (3.12.4) ifadələri sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələridir.

İkinci harmonikanın intensivliyinin Δ -dan asılı olaraq periodik dəyişməsi ilk dəfə 1962-ci ildə Amerika alimləri Terxyn və əməkdaşları tərəfindən təcrübədə kvarts kristalında müşahidə edilmişdir. Təcrübənin nəticələri şəkil 3.21-də verilmişdir. Işığın kvarts lövhəsində getdiyi yolu dəyişmək üçün kvarts lövhəsi lazer işıq dəstəsi istiqamətinə nəzərən fırladılır.

Təcrübədə müəyyən edilmişdir ki, ikinci harmonikanın intensivliyi əsas dalğanın hesabına müəyyən



Şəkil 3.21

oblastda artdıqdan sonra, başqa oblastda azalmağa başlayır. Yəni əvvəlcə əsas dalğa öz enerjisini ikinci harmonika dalğasına verir və sonra əks proses baş vermiş olur – ikinci harmonika dalğasının enerjisi əsas dalğanın enerjisinə çevrilir və bu proseslər periodik olaraq təkrarlanır. Enerjinin artma və azalma oblastları kristalın koherent uzunluğuna uyğun gəlir. Təcrübə vasitəsilə müşahidə edilən intensivliyin fəza döyünlərinin periodu (3.12.3) düsturu ilə hesablanan koherent uzunluğun qiymətilə üst-üstə düşür. Kvarts kristalı üçün koherent uzunluq $l_{koh} \sim 10^{-3} sm$ -dir. Çoxlu sayda başqa kristallar üçün də bu qiymət xarakterik olaraq qalır.

İkinci harmonikanın intensivliyinin maksimumlarının təkrar olunması onu göstərir ki, kristalda qət edilən yol kohe-

rent uzunluğun tək mislinə bərabərdir, yəni

$$l = \frac{(2n+1)\pi}{\Delta}. \quad (3.12.5)$$

Aldığımız bu münasibəti başqa cür də ifadə etmək olar: ikinci harmonikanın intensivliyinin maksimumunu almaq üçün aşağıdakı şərt ödənilməlidir

$$\Delta = 2k_1 - k_2 = \frac{(2n+1)\pi}{l}. \quad (3.12.6)$$

Beləliklə, bu paraqrafda aldığımız nəticələri belə ümumiləşdirmək olar.

Müstəvi dalğa $\cos(\omega_1 t - k_1 z)$ k_1 vektoru istiqamətində yayılaraq qeyri-xətti mühitə daxil olur və orada $\cos(2\omega_1 t - 2k_1 z)$ polyarizasiya dalğasını yaradır. Polyarizasiya dalğası da öz növbəsində həmin tezlikdə $\cos(2\omega_1 t - k_2 z)$ elektromaqnit dalğası şüalandırır. Əgər mühitin dispersiyası dalğalara maneçilik törətməsəydi, dalğalar fazaca üst-üstə düşərdi və ona görə də

$$2k_1 = k_2 \quad (3.12.7)$$

sinxronizm şərti ödənərdi. Bu şərt ödənmədiyi halda, daha zəif şərtin ödənməsi vacibdir, yəni

$$2k_1 - k_2 = \Delta, \quad (3.12.8)$$

burada

$$\Delta = \frac{(2n+1)\pi}{l}. \quad (3.12.9)$$

Əgər qeyri-xətti mühit üzərinə eyni tezlikli, müxtəlif istiqamətli k_1 və k_2 koherent iki dalğa düşsəydi

$$k_1 + k' - k_2 = \Delta \quad (3.12.10)$$

şərti ödənməlidir ki, ikinci harmonika dalğası yaranıb kristalı tərk etmiş olsun. (3.12.10) münasibətindəki Δ kəmiyyəti (3.10.9) bərabərliyini ödəyir.

(3.12.10) münasibəti kvant nöqtəyi–nəzərinə impulsun saxlanma qanununu ($p = \hbar k$) ifadə edir.

§ 3.13. Anizotrop kristallarda dalğa sinxronizmi

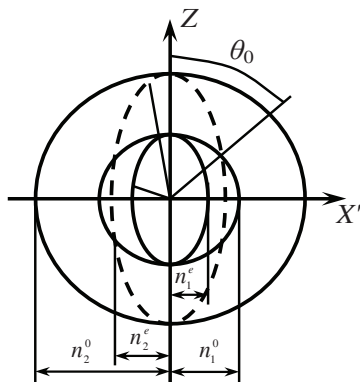
Əvvəlki paragrafda qeyd olunur ki, əsas və harmonika dalğalarının sındırma əmsalları bərabər olduqda ($n_1 = n_2$) və ya $\Delta = 0$ olduqda harmonikanın intensivliyi ən böyük qiymətə malik olmaqla, mühitin uzunluğunun kvadratı ilə düz mütənasibdir. Bunun əsasında 1962-ci ildə Djordmeyer və Meyker əməkdaşları ilə birlikdə bir-birindən asılı olmayaraq, ikinci harmonikanın yaranmasının qeyri-adi maraqlı bir metodunu hazırladılar. Onlar belə bir fikrə gəldilər ki, sinxronizm şərtini $\nu(\omega) = \nu(2\omega)$ qoşaşüasındırıcı kristallarda yerinə yetirmək mümkündür. Bunun üçün müxtəlif polyarizasiyalı dalğaların qarşılıqlı təsirindən istifadə etmək lazımdır. Qeyd edək ki, mühitin sındırma əmsalı n təkcə tezlikdən ω deyil, həm də dalğanın polyarizasiyasından asılıdır. Bunun səbəbi müxtəlif istiqamətlərdə elektronların yerdəyişməsi zamanı molekulların polyarlaşmasının eyni olmamasıdır (anizotropluq).

Anizotrop mühitə misal olaraq biroxlu kristalları göstərmək olar. Belə kristallarda qoşaşüasınma baş verməyən yeganə bir istiqamət mövcuddur. Belə kristal **biroxlu kristal**, qoşaşüasınma baş verməyən istiqamət isə kristalın **optik oxu** adlanır. Biroxlu kristal üzərinə düşən şüadan və kristalın optik oxundan keçən müstəvi **kristalın baş kəsiyi**, yaxud **baş**

müstəvisi adlanır. Biroxlu kristallara islandiya şpatı, turmalin, kvars və başqa kristallar (triqonal, tetraqonal və heksaqonal sistemlərə daxil olan bütün kristallar) aiddirlər. Elə kristallar (rombik, monoklin və triklin sistemlərə daxil olan) da vardır ki, onlarda qoşaşüasınma iki istiqamətdə baş vermir. Belə kristallar (slyuda, gips və s.) **ikioxlu kristallar** adlanır.

Biroxlu kristallarda optik oxa perpendikulyar polarizə-lənmiş adi şüanın sındırma əmsalı dalğanın yayılma istiqamətindən asılı deyil. Ox müstəvisində polarizələnmiş qeyri-adi şüanın sındırma əmsalı isə dalğanın yayılma istiqamətindən asılıdır. Bu asılılıq bəzi kristallarda güclü ola bilər. Bunun nəticəsində, biroxlu kristallarda, qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətlərdə polarizələnmiş dalğalar optik oxdan başqa bütün istiqamətlərdə müxtəlif faza sürətilə yayırlar. Kristal daxilində bütün istiqamətlərdə sürətlərin qiymətlərini bilmək, işığın kristalın daxilində yayılmasını xarakterizə edən köməkçi səthlərin qurulmasına imkan verir.

İşığın, kristal daxilində götürülmüş hər hansı bir nöqtə-sindən bütün istiqamətlərə yayıl-dığını fərz edək. Bu nöqtədən başlayaraq istənilən istiqamətdə uzunluqları $v_1 t$ və $v_2 t$ olan (t - işığın kristal daxilində yayılma müddəti, v_1 və v_2 - verilmiş istiqamətdə şüaların sürətləridir)



Şəkil 3.22

parçalara ayırısaq, müxtəlif istiqamətlərdə uyğun olan həmin parçaların üç nöqtələrinin həndəsi yeri **şüa səthi** adlanan ikiörtüklü səth əmələ gətirər.

Kristal daxilində götürülmüş hər hansı nöqtədən çıxan dalğa üçün şüa səthi bərabər fəzalar səthidir və ona görə də həmin səth həm də **dalğa səthi** adlanır.

Biroxlu kristallarda ikiörtüklü şüa səthi, optik ox üzərində yerləşmiş iki toxunma nöqtəsi olan fırlanma ellipsoidi və sferadan ibarətdir. Bu səthlər, müvafiq olaraq, **qeyri –adi** və **adi şüa səthləri** adlanır. Belə adın verilməsi onunla əlaqədardır ki, şüa səthi sfera olan dalğa anizotrop mühit daxilində istiqamətdən asılı olmayaraq eyni bir sürətlə (v_0) yayıldığı halda, şüa səthi fırlanma ellipsoidi olan dalğanın yayılma sürəti v_e və ona uyğun sındırma əmsalı n_e yayılma istiqamətindən asılı olaraq dəyişir. $n_0 < n_e$ -dirsə, sfera fırlanma ellipsoidi daxilində yerləşir. Belə kristal **müsbət kristal** (məs., kvars) adlanır. $n_0 > n_e$ olduqda isə ellipsoid sfera daxilində yerləşir. Bu növ kristal (məs., islandiya şpatı) **mənfi kristal** adlanır.

İndi qoşa şüasınmadan faza sürətlərinin sinxronizasiyasında necə istifadə olunmasına nəzər salaq.

Rubin lazerinin tezliyi (1 indeksi) və onun ikinci harmonikası (2 indeksi) üçün sındırma əmsallarının səthləri şəkil 3.22-də göstərilmişdir. Burada KDP kristalında sfera adi dalğaya (n_0), ellipsoid isə, qeyri – adi dalğaya (n_e) aiddir. Şəkildən görünür ki, optik oxla (z oxu) θ_0 bucağı istiqamətində n_1^0 sferası n_2^e ellipsi ilə kəsişir. Bu istiqamət **sinxronizm istiqaməti** adlanır.

Beləliklə, əgər ω_1 tezlikli əsas dalğa adıdırsa, ikinci har-

monika dalğası isə qeyri – adidirsə və qoşaşüasınma kifayət qədər böyükdürsə, onda θ_0 istiqamətində ellipsoid səthinin, sferanın səthi ilə kəsişməsi mümkündür. Elə bu fakt da KDP kristalında özünü göstərir. Optik oxla θ_0 bucağı istiqamətində sfera n_1^0 ilə ellipsoid n_2^e kəsişir, beləliklə, bu istiqamətdə

$$n_1^0 = n_2^e, \quad (3.13.11)$$

sinxronizm şərti ödənilir və koherent uzunluq l_{koh} sonsuzluğa yaxınlaşır.

FƏSİL IV

OPTİKADA PARAMETRİK EFFEKTLƏR

§ 4.1. Dalğaların parametrik güclənməsi və generasiyası

Qeyri-xətti mühitlərdə superpozisiya prinsipinin pozulması mühitdə yayılan müxtəlif tezlikli dalğaların qarşılıqlı təsirlə nəticələnir. Qeyri-xətti dispersiyalı mühitlərdə baş verən belə qarşılıqlı təsirlərdən, intensiv elektromaqnit dalğasının yaratdığı parametrik qarşılıqlı təsir xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri zamanı yaranan qeyri-xətti effektlərdə dalğalardan hər hansı birinin intensivliyi digər iki dalğanın intensivliyindən xeyli böyükdürsə, sabit amplitud yaxınlaşması həddində dalğaların belə təsirini **parametrik qarşılıqlı təsir** adlandırmaq qəbul olunmuşdur. Bu terminin götürülməsi ona əsaslanır ki, dalğaların qeyri-xətti mühitlərdə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklərin təhlilini, mühitin parametrlərinin (nüfuzluğunun) zamana və koordinata görə dəyişməsinə, intensiv dalğanın dəyişmə qanunauyğun götürməklə də araşdırmağın mümkün olmasıdır.

Üç dalğanın qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsiri aşağı tezlikli iki dalğa sahəsinin enerjisinin cəm tezlikli dalğa sahəsinin enerjisinə və əksinə verilməsilə əlaqədardır. Fərq tezlikli dalğanın generasiyası prosesinə, cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinin tərsi kimi də baxmaq olar. Bu proses **tezliyin parametrik çevrilməsi** prosesi adlanır.

Dalğaların parametrik güclənməsi və generasiyası lazerlər yaranana qədər radio və mikrodalğa diapazonunda dəfələrlə təhlil edilmişdir. Ancaq belə prosesin optik diapazonda da baş verməsi gözlənilirdi. Həqiqətən də bu proses lazerlər yaranandan sonra 1965-ci ildə təcrübədə müşahidə edildi. Bununla da parametrik güclənmə və generasiya prosesi böyük əhəmiyyət kəsb etmiş oldu. Belə ki, tezliyi böyük intervalda dəyişdirilə bilən infraqırmızı (İQ) oblastda koherent işıq mənbələri yaratmaq mümkün oldu.

Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri zamanı iki parametrik effektin mövcudluğu mümkündür:

1. Tezlikləri ω_1 və ω_2 olan iki zəif dalğanın parametrik gücləndirilməsi. Bu zaman aşağıdakı şərt ödənməlidir

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3. \quad (4.1.1)$$

Belə güclənmə, yüksək tezlikli dalğanın köməyiylə **parametrik güclənmə** adlandırılır.

2. Tezlikləri ω_1 və ω_2 olan zəif dalğaların enerjilərinin **parametrik çevrilməsi**. Bu proses üçün

$$\omega_1 + \omega_3 = \omega_2 \quad (4.1.2)$$

şərti ödənməlidir. (4.1.1) və (4.1.2)-də ω_3 - əsas dalğanın tezliyidir.

Onu da qeyd edək ki, üç dalğanın ardıcıl, qarşılıqlı təsirlərini nəzərə aldıqda (əgər mühitin dispersiya xassələri üç dalğanın qarşılıqlı təsirinə imkan verirsə), kvadratik mühitdə parametrik effektlərin sayı artmış olar. Məsələn, iki ardıcıl üçtezlikli qarşılıqlı təsiri nəzərə almaqla

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad \omega_1 + \omega_3 = \omega_4, \quad \omega_2 + \omega_3 = \omega_5 \quad (4.1.3)$$

münasibətini ödəyən ω_1 , ω_2 , ω_4 və ω_5 tezlikli dalğaların

qarşılıqlı təsirinə də baxmaq olar.

Parametrik gücləndiricilər və generatorlar fərq tezlikli dalğa generatorlarının xüsusi halıdır. Menli-Roy münasibəti göstərir ki, fərq tezlikli dalğanın generasiyasında ən yüksək tezlikli foton aşağı tezlikli iki fotona parçalanır. Parçalanma zamanı böyük tezlikli işıq dalğasının enerjisi, aşağı tezlikli işıq dalğalarının enerjisinə çevrilir. Ona görə də bu prosesdən dalğaların gücləndirilməsində istifadə etmək olar. Beləliklə, zəif siqnalın güclü (əsas) dalğa ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində hər iki dalğanı – qarşılıqlı təsir nəticəsində yaranan fərq tezlikli dalğa (onu səmərəsiz (faydasız) dalğa da adlandırırlar) ilə başlanğıcdakı siqnal dalğasını gücləndirmək mümkündür. Əgər bu iki dalğa lazım olan fazada həmin qeyri-xətti kristalı təkrar keçərlərsə, hər iki dalğa yenidən güclənməyə məruz qalır. Beləliklə, rezonator tətbiq etməklə (dalğalardan hər hansı birinə və ya hər ikisinə əks əlaqə yaratmaqla), gücləndiricini generatora çevirmək olar. Əgər bir keçid zamanı güclənmə itkidən çox olarsa, genetatorun öz-özünə həyacanlaşması səs-küydən də yarana bilər.

Qeyd edək ki, “siqnal” və “səmərəsiz” dalğa terminləri yalnız gücləndiricilərə aid olduqda müəyyən məna kəsb edir. Generatorlarda aşağı tezlikli dalğaların ikisindən hər birini siqnal və ya səmərəsiz dalğa adlandırmaq olar.

Parametrik güclənmə və generasiya prosesini xarakterizə edən qısdadılmış tənliklər, cəm tezlikli dalğaların generasiyasını xarakterizə edən tənliklərlə eynidir. Fərq, yalnız bu proseslərdə başlanğıc şərtlərin müxtəlif olmasındadır. Parametrik güclənmə prosesini bir intensiv dalğa yaradırsa, fərq tezlikli dalğanın generasiya prosesini intensivlikləri müqayisə olunan iki dalğa yaradır. Bu iki proses arasındakı fərq o vaxt itmiş olur ki,

güclü dalğanın enerjisinin xeyli hissəsi aşağı tezlikli dalğaya verilmiş olsun.

§ 4.2. Gücləndiricinin və generatorun gücləndirmə əmsalları

Biz hesab edirik ki, ω_3 tezlikli əsas işıq dəstəsi daha intensivdir. Onda (2.4.6) sistem tənliklərində $dA_3/dz=0$, yəni $A_3(z)=A_{30}$ olduğunu qəbul edə bilərik ki, bu da sabit amplitud yaxınlaşmasına uyğundur. Bu yaxınlaşmada dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər sadə şəkklə düşər:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\gamma_1 A_{30} A_2^* e^{i\Delta z}, \quad (4.2.1)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\gamma_2 A_{30} A_1^* e^{i\Delta z}.$$

Burada $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$ fazalar fərqidir (dalğa ədədlərinin fərqidir), γ_j - qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır. Aldığımız sistem tənliyinin birinci tənliyindən z -ə görə törəmə alıb, sistemin ikinci tənliyini nəzərə alsaq, ikinci tərtib xətti diferensial tənliyi almış olarıq ($\Delta = 0$)

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} - \Gamma^2 A_2 = 0. \quad (4.2.2)$$

Burada $\Gamma = \pm \sqrt{\gamma_1 \gamma_2 I_{30}}$, $I_{30} = A_{30} A_{30}^*$.

(4.2.2) tənliyinin

$$A_3(z=0) = A_{30}, \quad A_2(z=0) = A_{20}, \quad A_1(z=0) = A_{10} \quad (4.2.3)$$

sərhəd şərtləri daxilində həlli

$$A_2(z) = A_{20} \operatorname{ch} \Gamma z + \sqrt{\gamma_2 / \gamma_1} A_{10} \operatorname{sh} \Gamma z. \quad (4.2.4)$$

(4.2.4) ifadəsindən indeksləri dəyişməklə ($1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 1$) ω_1 tezlikli dalğanın kompleks amplitudu üçün (4.2.4)-ə oxşar ifadə almış olarıq.

Aldığımız bu həlləri tezliyin parametrik çevrilmə düsturları ilə müqayisə etmək müəyyən maraq doğurur; orada dalğaların kompleks amplitudları koordinatdan asılı olaraq sinus və kosinus qanunu ilə dəyişirlər. Asan görmək olur ki, bu həllərin riyazi fərqləri ondan ibarətdir ki, burada biz qısaldılmış sistem tənliklərinin birinci və ikinci tənliyindən istifadə edirik ki, onların da hər ikisinin sağ tərəfinə amplitudun kompleks qoşması daxildir. Ancaq tezliyin yuxarıya çevrilməsi zamanı isə sistemin birinci və üçüncü tənliyindən istifadə olunur. Bu halda, üçüncü tənliyin sağ tərəfində amplitudanın kompleks qoşması yoxdur. Fiziki səbəbi də ondan ibarətdir ki, fərq tezlikli dalğanın generasiyası eksponensial qanunla, cəm tezlikli dalğanın generasiyasında isə siqnalın artması yavaş-yavaş baş verir.

z -in böyük qiymətlərində $\Gamma z \gg 1$ (4.2.4) həlli aşağıdakı şəkllə düşər:

$$A_2 = \left[A_{20} + (\gamma_2 / \gamma_1)^{1/2} A_{10} \right] e^{\Gamma z}. \quad (4.2.5)$$

Buradan görünür ki, ω_2 tezliyinə uyğun dalğanın amplitudası eksponensial qanunla artır (Γ - **güclənmə əmsalı** və ya **güclənmənin inkrementi** adlanır).

Beləliklə, iki müxtəlif həll alınır. Əgər mühitin uzunluğu z , Γ^{-1} ilə eyni tərtibdədirsə (bu hal parametrik güclənməyə uyğundur), güclənən dalğaların amplitudları:

$$A_2(z) = A_{20} \operatorname{ch}(\Gamma z), \quad (4.2.6)$$

$$A_1(z) = A_{10} (\gamma_1 / \gamma_2)^{1/2} \operatorname{sh}(\Gamma z). \quad (4.2.7)$$

Parametrik generator halında isə dalğalar kristalı çoxlu sayda keçdiyindən z böyük olur və bu halda

$$A_2(z) = A_{20} e^{\Gamma z}, \quad (4.2.8)$$

$$A_1(z) = A_{10} (\gamma_1 / \gamma_2)^{1/2} e^{\Gamma z} \quad (4.2.9)$$

olar. Buradan görünür ki, $\Gamma z < 1$ halında gücləndiricidə dalğaların amplitudları $1 + (\Gamma z)^2 / 2$ dəfə, generatorda isə $1 + \Gamma z / 2$ dəfə artır. Ona görə də hər iki halda tam güclənmə uyğun olaraq $(\Gamma z)^2 / 2$ və $\Gamma z / 2$ ilə mütənasibdir. Bu onu göstərir ki, elə şərait ola bilər ki, bir keçid zamanı generatorlarda güclənmə itkidən üstün olsun, gücləndiricidə isə güclənmə hiss olunacaq dərəcədə kiçik olsun.

Ümumiyyətlə, Γz kəmiyyəti kiçik olduğundan optik tezliklərdə parametrik gücləndiricilərin tətbiqi məhdudlaşdırılır. Buna baxmayaraq alınan nəticə mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bir keçidli güclənmə rejimindən (rezonator güzgüləri olmayan generator halında) istifadə etməklə, parametrik generatorun güclənmə əmsalını tapmaq üçün asılı olmayan ölçmələri aparmağa imkan verir.

§ 4.3. Dissipativ mühitlərdə dalğaların parametrik güclənməsi

Sinxronizm şərti ödənmədiyi halda, dissipativ mühitlərdə, stasionar halda ($\partial/\partial t = 0$) dalğaların parametrik güclənməsi (2.10.3)-ə əsasən aşağıdakı tənliklər sistemi ilə ifadə olunur ($\beta = 0$)

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_3 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta z},\end{aligned}\quad (4.3.1)$$

burada δ_j - itki parametrləridir, γ_j - qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır, $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$. (4.3.1) sistem tənliyini ümumi halda həll edəcəyik, yəni fərz edəcəyik ki, qeyri-xətti mühit sərhədində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların hamısının kompleks amplitudları sıfırdan fərqlidir və ω_3 tezlikli dalğa əsas dalğadır ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$).

Baxdığımız halda, sabit intensivlik yaxınlaşmasında

$$I_{2,3}(z) = I_{2,3}(z=0) = I_{20,30}$$

(4.3.1) sistem tənliyi ikinci tərtibli diferensial tənliyə çevrilir

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} + p \frac{dA_1}{dz} + q A_1 = 0, \quad (4.3.2)$$

burada

$$P = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 - i\Delta, \quad q = \Gamma_2^2 - \Gamma_3^2 + \delta_1(\delta_2 + \delta_3 - i\Delta),$$

$$\Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_3 I_{20}, \quad \Gamma_3^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{30}.$$

(4.3.2) tənliyini həll etməklə siqnal dalğasının fəzada dəyişməsinə tapə bilərik:

$$A_1 = A_{10} e^{-Pz/2} F(z), \quad (4.3.3)$$

burada

$$F(z) = \begin{cases} \operatorname{ch} q_1 z - \frac{P_1 + B_1}{q_1} \operatorname{sh} q_1 z, & P^2 > 4q, \\ \cos q_2 z - \frac{P_1 + B_1}{q_1} \sin q_2 z, & P^2 < 4q, \\ 1 - (P_1 + B_1)z, & P^2 = 4q, \end{cases}$$

və

$$q_1^2 = \frac{P^2}{4} - q, \quad P_1 = \frac{\delta_1 - \delta_2 - \delta_3 + i\Delta}{2}, \quad B_1 = \frac{i\gamma_{30} A_{20}^*}{A_{10}}, \quad q_2^2 = q - \frac{P^2}{4}.$$

(4.3.3) ifadəsindən görünür ki, faza sinxronizm şərti ödənmədikdə və qeyri-xətti mühitin sərhəddində ω_2 tezliyinə uyğun dalğanın amplitudu sıfırdan fərqli olduqda, güclənən dalğanın fazası ω_3 tezlikli güclü dalğanın intensivliyindən asılıdır. Qarşılıqlı təsir məsafəsinin böyük qiymətlərində ($q_1 z > 1$) əsas dalğanın amplitudunun hədd qiyməti ($\delta_1 = \delta_2 + \delta_3$):

$$A_{30}^h = (\gamma_1 \gamma_2)^{-1/2} (\Gamma_2^2 + \delta_1^2 + \Delta^2/4)^{1/2}. \quad (4.3.4)$$

Əgər əsas dalğanın amplitudası, onun hədd qiymətindən azdırsa, parametrik güclənmə, ümumiyyətlə, baş vermir.

(4.3.4) ifadəsindən görünür ki, əsas dalğanın amplitudunun hədd qiyməti mühitin dissipativ itkilərinin və dalğa ədədləri fərqi artması ilə artır. Məsələnin bu parametrlərindən başqa, əsas dalğanın amplitudunun hədd qiymətinə, həyacanlanan dalğanın əsas dalğanın fazasına əks təsiri nəzərə alan faktor ($\gamma_3 \neq 0$) da təsir edir. Γ_2 ($\Gamma_2 = \gamma_1 \gamma_3 I_{20}$) parametri nə qədər böyük olarsa, amplitudun hədd qiyməti də yüksək olar.

(4.3.3)-ə əsasən, güclənən dalğanın intensivliyi aşağıdakı düsturla ifadə olunur ($A_2 = A_2^*$)

$$I_1 = I_{10} e^{-\tilde{\delta}_z} \left\{ (ch\alpha z \cdot \cos\beta z - \alpha sh\alpha z \cdot \cos\beta z + b_1 ch\alpha z \sin\beta z)^2 + \right. \\ \left. + (sh\alpha z \cdot \sin\beta z - b sh\alpha z \cdot \cos\beta z - \alpha_1 \sin\beta z \cdot ch\alpha z)^2 \right\} \quad (4.3.5)$$

burada

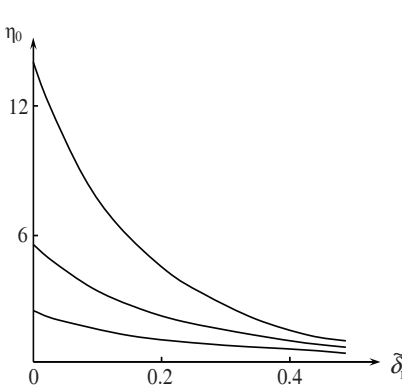
$$\alpha = \rho \cos \frac{\varphi}{2}, \quad \beta = \rho \sin \frac{\varphi}{2}, \quad \varphi = \arctg \frac{b}{a}, \\ \rho^4 = a^2 + b^2, \quad a = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - \Delta^2 / 4 + (\delta_1 - \delta_2 - \delta_3)^2 / 4, \\ b = \Delta(\delta_1 - \delta_2 - \delta_3) / 2, \quad a_1 = [\alpha + \beta(\alpha_1 + f)] / \rho^2, \\ c = (\delta_1 - \delta_2 - \delta_3) / 2, \quad b_1 = [\alpha(\alpha_1 + f) - \beta c] / \rho^2, \\ f = \gamma_1 A_{30} A_{20} / A_{10}, \quad \tilde{\delta} = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3, \quad \alpha_1 = \Delta / 2.$$

$\delta_1 = \delta_2 + \delta_3$ halı üçün (4.3.3) ifadəsi daha sadə şəkllə düşür.

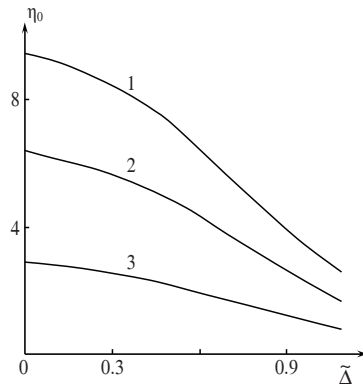
Onda signal dalğasının güclənmə əmsalı η_0 ($\eta_0 = I_1 / I_{10}$)

$$\eta_0 = e^{-2\delta_1 z} \left[ch^2 q_3 z + \left(\frac{\Delta + 2f}{2q_3} \right)^2 sh^2 q_3 z \right], \quad (4.3.6)$$

burada $q_3^2 = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - \Delta^2/4$.



Şəkil 4.1



Şəkil 4.2

Gücləndiricinin effektivliyinin $\eta_0 = I_1 / I_{10}$ itki paramet-rindən $\tilde{\delta}_1$ ($\tilde{\delta}_1 = \delta_1 / 2\Gamma$) asılılığı, $\tilde{z}$ -in ($\tilde{z} = \Gamma z$) müxtəlif qiy-mətlərində ($\tilde{z} : 1) - 1; 2) - 1,5; 3) - 2$) şəkil 4.1-də verilmişdir ($\delta_2 = \delta_3 = 0$). Əyrilərdən görünür ki, mühitdə itkinin artması ilə gücləndiricinin effektivliyi azalır. İtki paramet-rinin müəyyən kritik qiymətindən böyük qiymətlərdə dalğanın güclənməsi baş vermir. Gücləndiricinin effektivliyi dalğalar fərqi-nin ($\Delta / 2\Gamma$) artması ilə də azalır (şəkil 4.2).

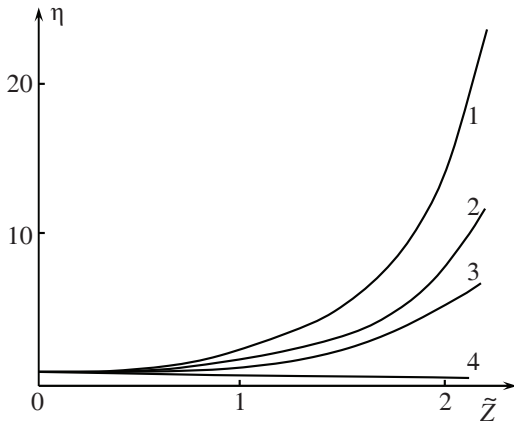
Əyrilər $\tilde{\delta} = \delta / (2\Gamma)$ parametrinin müxtəlif qiymətləri üçün qurulmuşdur ($\tilde{\delta} : 1) - 0,05; 2) - 0,1; 3) - 0,2$).

Sinxronizm şərti ödəndikdə gücləndiricinin effektivliyinin $\eta_0 = I_1 / I_{10}$ qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z}$ ($\tilde{z} = \Gamma z$) asılılığı şəkil 4.3-də göstərilmişdir.

Əyrilər $\tilde{\delta} = \delta / 2\Gamma$ itki parametrinin müxtəlif qiymətlərində qurulmuşdur: 1) $-\tilde{\delta}_1 = 0$; 2) $-\tilde{\delta}_2 = \tilde{\delta}_3 = 0, \tilde{\delta}_1 = 0,1$; 3) $-\tilde{\delta}_1 = \tilde{\delta}_2 = \tilde{\delta}_3 = 0,1$; 4) $-\tilde{\delta}_1 = \tilde{\delta}_2 = \tilde{\delta}_3 = 0,15$.

Şəkildən görünür ki, signal dalğasının güclənməsi z məsafəsindən kəskin asılıdır (1-3 əyriləri).

Mühitdə itkinin artması ilə güclənmənin effektivliyi azalır. $\delta / 2\Gamma > 0,15$ olduqda, signal dalğası güclənməyə məruz qalmır (4-cü əyri). 2 və 3 əyrilərinin müqayisəsindən alınır ki,



Şəkil 4.3

ω_2 və ω_3 tezlikli dalğaların mühitdə itkilərini nəzərə aldıqda,

$z = 2,5\Gamma^{-1}$ məsafəsində, $\delta_2 = \delta_3 = 0$ halına nəzərən güclənmənin effektivliyi 45% azalmış olur. Ona görə də dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirini analiz etdikdə qarşılıqlı təsirdə olan bütün dalğaların mühitdə udulmasını nəzərə almaq lazımdır.

§ 4.4. Tezliyin parametrik çevrilməsi

Tezlikləri ω_1 və $\omega_2 = \omega_1 + \omega_3$ olan dalğaların qarşılıqlı təsirinə baxaq. Burada ω_3 - əsas dalğanın tezliyidir. Belə qarşılıqlı təsir prosesi də (2.4.6) sistem tənliyi ilə xarakterizə olunur ($\delta_i = \Delta = 0$)

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_2 A_3^*, \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_1 A_3, \\ \frac{dA_3}{dz} &= -i\gamma_3 A_2 A_1^*.\end{aligned}\tag{4.4.1}$$

Bu tənliklər sisteminin həlli z koordinatına görə eksponensial artan funksiya şəklində olmayaraq, fəza döyünləri xarakterini daşıyır. Fəza döyünlərinin formasını müəyyən etmək üçün aşağıdakı sərhəd şərtlərindən istifadə edək:

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0, \quad A_3(z=0) = A_{30}. \tag{4.4.2}$$

(4.4.2) sərhəd şərtləri daxilində (4.4.1) sistem tənliyini həll etmək üçün fərz edirik ki, qarşılıqlı təsir zamanı ω_3 tezliyinə uyğun güclü dalğanın kompleks amplitudu dəyişməz qalır ($A_3(z) = A_{30} = \text{const}$). Onda, sabit amplitud yaxınlaşmasında (4.4.1) sistem tənliyi sadə şəkllə düşər:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_2 A_{30}^*, \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_{30} A_1.\end{aligned}\tag{4.4.3}$$

Bu sistemin birinci tənliyindən z -ə görə törəmə alıb, sistemin ikinci tənliyini nəzərə alsaq, ω_1 tezliyinə uyğun dalğanın kompleks amplitudu ikinci tərtibli diferensial tənliklə ifadə olunur:

$$\frac{d^2 A_1}{dz} + \Gamma_0^2 A_1 = 0, \quad (4.4.4)$$

burada $\Gamma_0^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{30}$, $I_{30} = A_{30} A_{30}^*$.

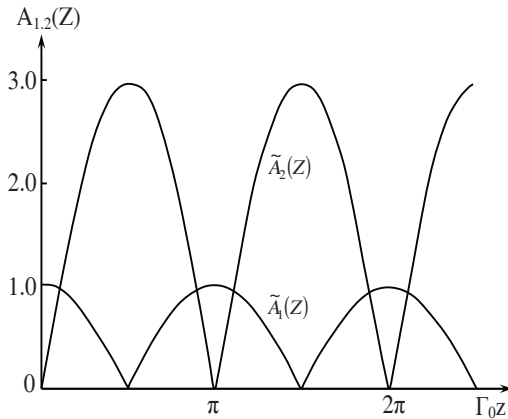
Qeyd edək ki, ω_2 tezliyinə uyğun dalğanın kompleks amplitudunun tənliyi də (4.4.4) şəklindədir. Fərq, yalnız, sərhəd şərtlərinin müxtəlifliyindədir. (4.4.2) sərhəd şərtləri daxilində sistem tənliyinin həlli aşağıdakı kimi olar:

$$A_1(z) = A_{10} \cos \Gamma_0 z, \quad (4.4.5)$$

$$A_2(z) = \sqrt{\gamma_2 / \gamma_1} A_{10} \sin \Gamma_0 z. \quad (4.4.6)$$

ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların gətirilmiş amplitudlarının $\tilde{A}_{1,2}$ ($\tilde{A}_{1,2} = A_{1,2} / A_{10}$) qeyri -xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z}$ ($\tilde{z} = \Gamma_0 z$) asılılığı şəkil 4.4-də göstərilmişdir.

Şəkildən görünür ki, dalğaların $\omega_1 + \omega_3 = \omega_2$ qarşılıqlı təsiri zamanı ω_1 tezlikli dalğanın



Şəkil 4.4

enerjisi periodik olaraq ω_2 tezlikli dalğaya və əksinə ötürülür. Bu zaman dalğaların enerji sellərinin cəmi sabit qalır. Əgər enerji aşağı tezlikli dalğadan yüksək tezlikli dalğaya verilirə, əsas dalğa müsbət iş görür. Görülən işin miqdarı ω_2 / ω_1 nisbətilə mütənasibdir. Əks keçiddə, əksinə, əsas dalğa enerjinin bir hissəsini udur – yəni mənfi iş görür. Ona görə də qeyri- xətti optikada dalğaların (4.1.3) qarşılıqlı təsirindən eyni zamanda tezliyin yuxarıya çevrilməsilə bərabər, onun güclənməsində də istifadə etmək olar.

Yüksək tezlikli əsas dalğanın təsirlə güclənmədə olduğu kimi baxılan qarşılıqlı təsir zamanı da sinxronizm şərtini bir oxlu kristallarda ödəmək olur. Bu halda ω_1 və ω_3 tezlikli dalğalar adi, ω_2 tezliyinə uyğun dalğa isə qeyri-adi olmalıdır.

§ 4.5. Işığın parametrik generatoru

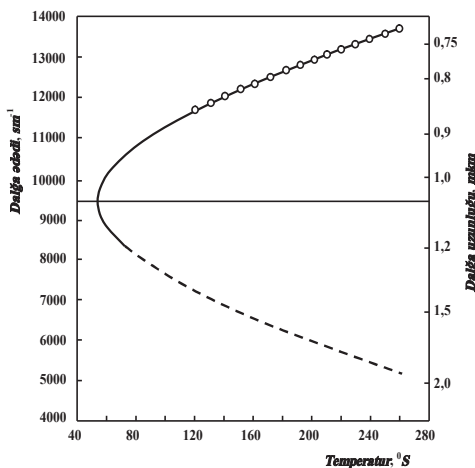
Məlum olduğu kimi, gücləndiricinin öz-özüə həyacanlaşma şərti, güclənmənin itkidən böyük olması tələbinə ekvivalentdir. Əgər əks əlaqəni yaratmaq üçün əksətdirmə əmsalı R ($R \approx 1$) olan yüksəkkeyfiyyətli güzgülü rezonatorndan istifadə olunursa, onda öz-özüə həyacanlaşma şərti $\Gamma l \geq 1 - R$ şəklində olur, burada l - kristalın uzunluğudur. Lakin xüsusi tədbirlər görülməyibse, optik keyfiyyəti aşağı olan kristallar üçün adətən itkilər $1 - R$ kəmiyyətindən yüksək olur.

Işığın parametrik generasiyasında sinxronizm şərtini ödəyən elə dalğalar (elə tezliklər) generasiya olunur ki, onlar üçün sinxronizm istiqaməti rezonatorun oxu ilə üst-üstə düşür. Aydındır ki, kristalın optik indikatrissasına bu və ya digər üsulla təsir göstərməklə (başqa sözlə, kristalın dispersiya xassələrini dəyişməklə) generasiya olunan dalğaların tezliklərini müntəzəm

(kəsilməz) olaraq dəyişmək mümkündür. Misal üçün, rezonator daxilində kristalı tədricən fırlatmaqla, kristalın optik oxu ilə əsas işıq dəstəsinin istiqaməti (rezonatorun oxu) arasındakı bucağı dəyişmək mümkündür. Kristalın verilmiş oriyentasiyasında, rezonator ω_1 , ω_2 , ω_3 ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) tezlikli dalğalar üçün sinxronizm istiqamətini seçirsə, onda, digər oriyentasiya üçün fərqli ω_1^* , ω_2^* , ω_3^* ($\omega_3^* = \omega_1^* + \omega_2^*$) tezlikli dalğalar üçün sinxronizm istiqaməti seçilir. Doldurma dalğasına nəzərən kristalın fırladılması ilə tezliyin dəyişməsinə **bucaq dəyişməsi** deyilir. Bucaq dəyişməsi ayrıləri temperatur dəyişməsi ayrılərilə analojidir (şəkil 4.5-ə bax). Bucağın 10 dərəcəyə yaxın dəyişməsi, tezliyin bütün dəyişmə oblastını əhatə edir.

Tezliyi dəyişmək üçün, həmçinin qeyri-xətti kristalın temperaturunun dəyişməsindən də istifadə etmək olar (şəkil 4.5-ə bax). Burada temperatur dəyişməsi ayrısı göstərilir. Bu onunla əlaqədardır ki, temperaturun dəyişməsilə dalğa vektorlarının səthləri müəyyən qədər dəyişmiş olur, beləliklə, sinxronizm bucağı temperaturdan asılı olur. Bu məqsədlə xarici

elektromaqnit sahəsinin təsirlə kristalın optik indikatrissasının dəyişməsindən də istifadə etmək olur (tezliyin elektrooptik



Şəkil 4.5

dəyişməsi). Nəhayət, doldurma dalğasının tezliyini dəyişməklə İPG-nin tezliyini kəsilməz (müntəzəm) olaraq dəyişmək mümkündür.

Beləliklə, müxtəlif qeyri-xətti kristallardan və müxtəlif tezlikli doldurma dalğasından istifadə edərək, işıq dəstəsinin istiqamətinə nəzərən kristalın oriyentasiyasını dəyişərək, (kristalın optik indikatrissasının temperaturdan və xarici sahədən asılılığından istifadə etməklə), prinsipcə İPG-nin köməylə geniş tezlik diapazonunda tezliyin dəyişməsinə realizə etmək olar.

Optik parametrik generasiya ilk dəfə Djordmeyn və Miller tərəfindən alınıb. $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{+3}$ lazerinin ikinci harmonikası doldurma dalğasının mənbəyi olaraq istifadə olunmuşdur ($\lambda = 0,529 \text{ mkm}$). Signal və səmərəsiz dalğalar üçün rezonator güzgülərini təşkil edən qaytarıcı örtüklər niobad litium kristalının müstəvi paralel səthlərinə çökdürülmüşdür. Bu səthlərin şüa buraxması $(1 - R)$ 0,4%-dən az olur. Lakin kristalda yaranan və Fabri-Pero rezonatorunun keyfiyyətliyinin ölçülməsilə təyin olunmuş effektiv itkilər 20%-ə yaxın olmuşdur.

Doldurma dalğasının 6,7kVt-a bərabər olan gücündə generasiya müşahidə edilmişdi. Doldurma dalğası davam etmə müddəti 15-dən 50 ns-yə qədər olan impuls şəklində olmuşdur. Bu da rezonator daxilində şüalanmanın $4 \cdot 10^5 \text{ Vt/sm}^2$ intensivliyinə uyğundur. Generatorun spektral xəttinin eni olduqca dardır. Generatorun tezliyi, faza sinxronizm şərtinin temperatur dəyişməsilə, dəyişir. Yuxarıda göstərilən doldurma dalğasının xassələrinin və istifadə olunan qeyri-xətti kristalın kombinasiyası nəticəsində dalğa uzunluğunun dəyişmə oblastı şəkil 4.5-də göstərilir. Buradan görünür ki,

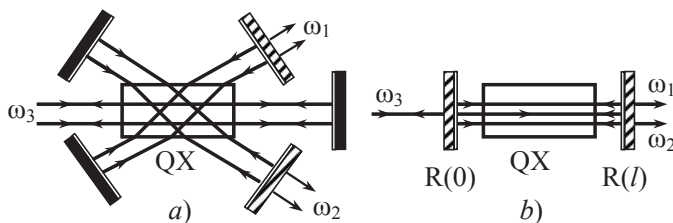
dalğa uzunluğunun dəyişilməsi 0,7mkm-dən 2,0mkm qədər geniş diapazonda müşahidə olunmuşdur.

İlk təcrübələrdə generasiyanın intensivliyinin astana qiyməti o qədər yüksək idi ki, doldurma dalğasının onu aşması üçün güclü impuls şüa mənbəyi tələb olunurdu. Qeyd edək ki, bu ilk təcrübələr çıxış şüalanmasının tezliyinin yüksək stabilliyini təmin etmək üçün bəzi çətinlikləri də üzə çıxartdı.

Sonralar Smit həmmüəllifləri ilə birgə müntəzəm davam edən parametrik generasiya aldılar. Onlar, Djordmeyn və Millerin sxemlərinin texniki təkmilləşdirilməsi nəticəsində buna nail olmuşlar. Əsas təkmilləşdirmələrdən biri yeni qeyri-xətti materialın $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ istifadəsindən ibarət idi. Niobat-bariy-natriumun qeyri-xətti əlaqə əmsalı niobat litiumun qeyri-xətti əlaqə əmsalından böyük olduğundan generasiyanın astana qiyməti azalmış oldu. Smit, həmçinin birinci dəfə istifadə olunan müstəvi paralel rezonatoru yüksək keyfiyyətə malik olan konfokal rezonatorla əvəz etdi. Bundan əlavə, parametrləri dəqiq optimallaşdırılmış rezonator daxilində fokuslandırılmış işıq dəstəsindən istifadə olundu.

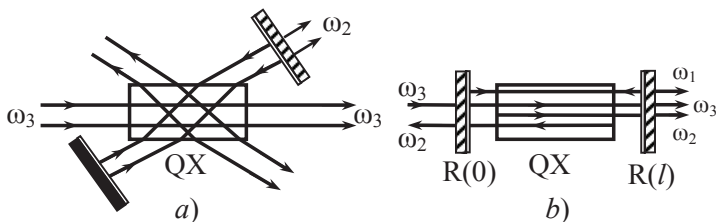
Əgər ω_1 və ω_2 tezliklərində rezonator yüksək keyfiyyətliliyə malikdirsə, onda belə generatora ikirezonatorlu **İPG**-u deyilir. Əgər rezonatorun keyfiyyətliliyi iki tezliyin yalnız birində yüksək, digər tezlikdə isə faktiki olaraq yoxdursa, onda buna birrezonatorlu **İPG**-u deyilir. Uyğun olaraq ω_3 tezlikli doldurma şüalanmasında ω_1 və ω_2 tezliyində generasiya olunan şüalanmanın qeyri-kollinear (a) və kollinear yayılmasında ən geniş istifadə olunan ikirezonatorlu İPG-nun sxemi şəkil 4.6-da verilir. Burada QK – qeyri-xətti kristal, R –güzgülərin əksətdirmə əmsallarıdır: a) İPG qeyri-

kollinear hala, b) İPG kollinear hala uyğundur. 4.6 şəklindəki b) sxemində $R_3(0)=0$, a) sxemində buna uyğun güzgü mövcud deyil. Burada bir qayda olaraq, qaytarıcı güzgü ω_3 tezlikli əsas dalğanı tamamilə qaytarır. Dalğanın rezonatora qaytarılması imkan verir ki, həm düzünə və həm də tərsinə keçid zamanı dalğaların parametrik qarşılıqlı təsiri baş versin.



Şəkil 4.6.

Şəkil 4.7-də birrezonatorlu işığın parametrik generasiyasının (BİPQ) klassik sxemləri göstərilmişdir. Burada a) kolleniardır, b) isə qeyri-kolleniardır. b) sxemində $R_2(0)=R_3(0)=0$; $R_2(l)=R_3(l)=0$.



Şəkil 4.7

Hər iki sxem ω_1 tezlikli dalğa üçün yüksək keyfiyyətliyə malikdir. Bu sxemdə ω_3 tezliyinə uyğun dalğanın sağ

güzgüdən qayıtma ($R_3(l) \neq 0$) halı da mümkündür ki, bu zaman həm düzünə və həm də tərsinə keçidlərdə parametrik güclənmə baş verir.

Qeyd edək ki, hər dəfə rezonator, əsas dalğanın ω_3 tezliyini konkret ω_1 və ω_2 tezliklərinə ayırmağa imkan verir. Dalğa cütliyünün tezlikləri cəmi ω_3 tezliyinə bərabər olan cütlərin sayı çox ola bilər. Lakin hər dəfə sinxronizmin istiqaməti (sinxronizm şərti dedikdə, hər üç dalğa, həmçinin doldurma dalğası da nəzərə alınmalıdır) rezonator oxu ilə üst-üstə düşən dalğalar cütü generasiya olunur.

Axmanov S.A. və Xoxlov R.V. optik parametrik hadisələrin spesifik xassələrini qeyd edərək, yazmışlar: “Optikada parametrik qarşılıqlı təsir dalğa xarakterlidir. Ona görə onun gedişatı nəinki zamana görə (tezliyə görə), həm də fəza münasibətlərinə görə təyin olunur: optik diapazonda parametrik rəqslərin öz-özünə həyacanlanması üçün nəinki “tezliklərin” köklənməsi (tezliklər arasındakı münasibətin yerinə yetirilməsi), hətta dalğa ədədləri arasındakı münasibətin də yerinə yetirilməsi vacibdir. Bu da mühitin dispersiya xassələrinə kəskin tələblər qoyur.” Bununla əlaqədar olaraq qeyd edək ki, İPG-də rezonator hər iki - tezlik və dalğa şərtini, yəni “tezlik və dalğa köklənməsini” həyata keçirir.

§ 4.6. Rezonatorda dalğaların parametrik gücləndirilməsi

İşıq generatorlarının və parametrik gücləndiricilərinin yaranması, generasiyanın tezlik diapazonunu artırmağa və zəif siqnalları gücləndirməyə imkan verdi. İşıq generatorlarının və

parametrik gücləndiricilərinin nəzəri əsasları rus alimləri S.A. Axmanov və R.V. Xoxlov tərəfindən verilmiş və sonralar çoxsaylı xülasələrdə inkişaf etdirilmişdir. Bu işlərdə tədqiqatçıların əsas nəzəri metodu sabit amplitud metodudur ki, bu yaxınlaşmada həyacanlanan dalğanın həyacanlandıran dalğaya əks təsiri nəzərə alınmır. Bununla yanaşı qeyri-xətti mühitlərdə dalğaların qarşılıqlı təsirinin təhlilində həyacanlanan dalğanın həyacanlandıran dalğanın fazasına əks təsirini nəzərə alan sabit intensivlik metodunun istifadəsi perspektivli sayılır. Sabit intensivlik yaxınlaşması imkan verir ki, dispersiyalı mühitlərdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların xətti itkiyə məruz qaldıqları da nəzərə alınsın.

Dispersiyalı dissipativ mühitlə doldurulmuş Fabri-Pero tipli rezonatorda dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısdılmış tənliklər

$$\begin{aligned} \pm \frac{dA_1^\pm}{dz} + \delta_1 A_1^\pm &= -i\gamma_{1,2} A_3^\pm (A_2^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \pm \frac{dA_2^\pm}{dz} + \delta_2 A_2^\pm &= -i\gamma_2 A_3^\pm (A_1^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \pm \frac{dA_3^\pm}{dz} + \delta_3 A_3^\pm &= -i\gamma_3 A_1^\pm A_2^\pm e^{\mp i\Delta z} \end{aligned} \quad (4.6.1)$$

şəklindədir, burada δ_j - uyğun olaraq, dalğaların udulma əmsallarıdır; γ_j - dalğaların qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır; $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$ - dalğa ədədlərinin fərqidir.

Fərz edirik ki, ω_1 - tezliyinə uyğun signal dalğası rezonatorda çoxsaylı qayıtmalara uğrayır ($R_{10} \neq 0$ və $R_1 \neq 0$;

$R_{jo,j}$ - uyğun olaraq rezonatorun giriş və çıxış güzgülərindən dalğaların kompleks qayıtma əmsallarıdır), ω_2 və ω_3 tezliyinə uyğun dalğalar isə rezonatordan sərbəst olaraq keçirlər ($R_{20,30} = R_{2,3} = 0$). Bu halda, qeyri-xətti mühitin başlanğıcında və sonunda dalğaların amplitudları aşağıdakı sərhəd şərtlərini ödəyir

$$\begin{aligned} A_1^-(d) &= A_1^+(d)R_1e^{-i2k_1d}, \quad A_1^+(0) = A_{10} + A_{10}^-R_{10}, \\ A_{2,3}^+(0) &= A_{20,30}. \end{aligned} \quad (4.6.2)$$

(4.6.2) sərhəd şərti daxilində (4.6.1) sistem tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında ($I_{2,3}(z) = I_{2,3}(z=0) = I_{20,30}$) həlli

$$A_1^+(d) = A_{10} \exp(-pd/2) \cdot F(d), \quad (4.6.3)$$

burada

$$F(d) = \begin{cases} \frac{chq_1d - \frac{P_1 + B_1}{q_1}shq_1d}{1 - D(chq_1d - \frac{P_1}{q_1}shq_1d)}, & P^2 > 4q, \\ \frac{\cos q_2d - \frac{P_1 + B_1}{q_2}\sin q_2d}{1 - D(\cos q_2d - \frac{P_1}{q_2}\sin q_2d)}, & P^2 < 4q, \\ [1 - (P_1 + B_1)d]/[1 - D(1 - p_1d)], & P^2 = 4q \end{cases}$$

və

$$P = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 - i\Delta, \quad q = \Gamma_2^2 - \Gamma_3^2 + \delta_1(\delta_2 + \delta_3 - i\Delta),$$

$$\Gamma_{2,3}^2 = \gamma_1 \gamma_{3,2} I_{20,30},$$

$$D = r_{10} r_1 \exp[-i(\varphi_r + 2k_1 d - \Delta d / 2) - (3\delta_1 + \delta_2 + \delta_3) d / 2],$$

$$r = R \exp(-i\varphi),$$

burada r_{10} və r_1 – signal dalğasının güzgüdən qayıtma əmsallarının moduludur, φ_r – dalğanın güzgüdən qayıtdığı zaman faza dəyişməsidir.

Signal dalğasının güclənmə əmsalını $\eta = I_{1,\text{çıx}} / I_{10} = I_1(d)(1 - r_1^2) / I_{10}$, (4.6.3)-dən istifadə etməklə tapmaq olar ($p^2 > 4q$):

$$\eta = \frac{e^{-2\delta_1 d} \left[ch^2 q_3 d + \left(\frac{\Delta + 2f}{2q_3} \right)^2 sh^2 q_3 d \right] (1 - r_1^2)}{1 - 2r_{10} r_1 \rho \cos \theta + r_{10}^2 r_1^2 \rho^2},$$

(4.6.4)

burada

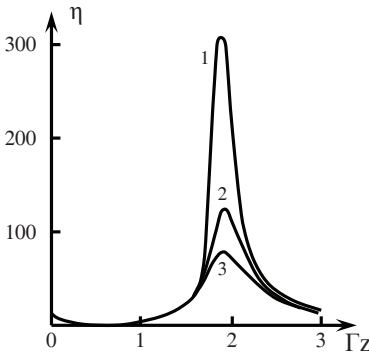
$$q_3^2 = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - \Delta^2 / 4, \quad f = \gamma_1 A_{30} A_{20} / A_{10},$$

$$\theta = \varphi_r + 2k_1 z - \Delta z / 2 + \arctg \left(\frac{\Delta}{2q_3} th q_3 z \right),$$

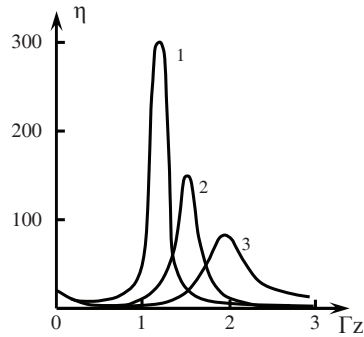
$$\rho = e^{-2\delta_1 z} \left(ch^2 q_3 z + \frac{\Delta^2}{4q_3^2} sh^2 q_3 z \right)^{1/2}, \quad \delta_1 = \delta_2 + \delta_3.$$

İşıq generatorunun güclənmə əmsalının η ($\eta = I_1 / I_{10}$) mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z}$ ($\tilde{z} = \Gamma z$) asılılığı şəkil 4.8-də göstərilmişdir (burada $\delta_2 + \delta_3 = \delta_1$, $\delta_1 / 2\Gamma = 0,15$ və $\Delta / 2\Gamma = 0,05(1); 0,08(2); 0,1(3)$). Şəkildən görünür ki, güclənmə əmsalı mühitin uzunluğundan asılı olaraq kəskin maksimuma malikdir. Δ -nın artması ilə güclənmənin effektivliyi azalmış olur. Effektivliyin azalması itki parametrinin artması ilə də müşahidə edilir (şəkil 4.9). Əyrilər parametrlərin $\Delta / 2\Gamma = 0,1$; $\delta_2 + \delta_3 = \delta_1$ və $\delta_1 / 2\Gamma = 0,1(1); 0,125(2)$ və $0,15(3)$ qiymətləri üçün qurulmuşdur.

Əyrilərdən görünür ki, güclənmə əmsalının maksimumuna uyğun, qeyri-xətti mühitin optimal uzunluğu itki parametrinin böyüməsilə çoxaldıqca, artmış olur.



Şəkil 4.8



Şəkil 4.9

Rezonatorun hesabına güclənmə əmsalının artımı $\tilde{\eta}$ ($r_{10} = 1$):

$$\tilde{\eta} = \frac{\eta}{\eta_0} = \frac{1 - r_1^2}{1 - 2r_1\rho \cos \theta + r_1^2 \rho^2}, \quad (4.6.5)$$

burada η_0 -dalğanın qeyri-xətti mühiti bir dəfə keçərkən güclənmənin effektivliyidir.

(4.6.5) ifadəsindən alınır ki, işığın parametrik generasiyasının effektivliyi, rezonans faza münasibəti ödəndikdə maksimum qiymətini alır. Rezonans faza münasibəti

$$\theta = \varphi_r + 2k_1 z - \frac{\Delta z}{2} + \arctg\left(\frac{\Delta}{2q_3} \operatorname{th} q_3 z\right) = 2n\pi. \quad (4.6.6)$$

Aldığımız ifadədən görünür ki, rezonans faza münasibəti məsələnin parametrlərindən - signal dalğasının güzgülərdən qayıtma əmsallarından, qeyri-xətti mühitin uzunluğundan, ω_2 və ω_3 tezlikli dalğaların intensivliyindən və s. asılıdır. Rezonatorun hesabına maksimum güclənmə almaq üçün signal dalğasının güzgüdən qayıtma əmsalının optimal qiymətini seçmək lazımdır:

$$r_{1,opt} = \frac{1 + \rho^2 - \sqrt{(1 + \rho^2)^2 - 4\rho^2 \cos^2 \theta}}{2\rho \cos \theta}. \quad (4.6.7)$$

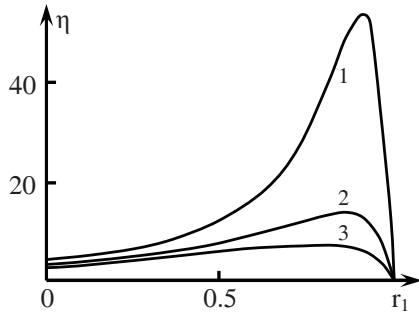
Generatorun effektivliyinin $\eta = I_1 / I_{10}$ güzgünün qaytarma əmsalından asılılığı şəkil 4.10-da göstərilmişdir. Burada $\Gamma z = 2$; $\delta_2 + \delta_3 = \delta_1$; $\Delta / 2\Gamma = 0,1$ və $\delta_1 / 2\Gamma = 0,16(1)$; $0,18(2)$ və $0,2(3)$ olduğu nəzərə alınmışdır. Əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, gözləniləndi kimi, itki parametri artdıqca güclənmə əmsalı azalır. Bununla bərabər, güclənmə

əmsalının maksimumuna uyğun güzgünün optimal qaytarma əmsalı $r_{1,opt}$ -da azalmış olur. Əgər güzgünün qaytarma əmsalı müəyyən kritik qiymətdən böyükdürsə,

$$r_1 > r_{1,kr} = \frac{2\rho}{1+\rho^2} \cos \theta, \quad (4.6.8)$$

rezonatorun tətbiqi parametrik güclənməyə mənfi təsir göstərir.

Beləliklə, sabit intensivlik yaxınlaşmasında dalğaların parametrik güclənməsinin effektivliyi və rezonans faza münasibəti qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların intensivliklərindən $I_{20,30}$ asılıdır. Bu asılılığın nəzərə alınması, rezonator da dalğaların çevrilmə prosesinə güclü təsir göstərir.



Şəkil 4.10

§ 4.7. Üç tezlikli parametrik qarşılıqlı təsirdə faza sinxronizmi

Kvadratik qeyri-xətti mühitdə üç işıq dalğalarının effektiv parametrik qarşılıqlı təsiri tezlik münasibəti ilə yanaşı, həmçinin faza sinxronizm şərtinin yerinə yetirilməsini də tələb edir. Beləliklə,

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad (4.7.1)$$

$$k_1 + k_2 = k_3. \quad (4.7.2)$$

Optik anizotrop kristallarda müxtəlif polyarizasiyalı dalğaların qarşılıqlı təsiri zamanı (4.7.1) və (4.7.2) münasibətləri yerinə yetirilə bilər.

Mənfi biroxlu kristallarda faza sinxronizminin növlərinə baxaq. Müəyyənlik üçün biroxlu mənfi kristallara baxacağıq.

Yada salmaq ki, biroxlu mənfi kristallarda $n_0 > n_e$, burada n_0 və n_e uyğun olaraq adi və qeyri-adi dalğaların sındırma əmsallarıdır. Baxılan kristallarda üçtezlikli parametrik qarşılıqlı təsir üçün sinxronizmin üç növü mümkündür:

ooe –sinxronizm

$$-k_1^o + k_2^o = k_3^e, \quad (4.7.3)$$

oeo –sinxronizm

$$-k_1^o + k_2^e = k_3^e, \quad (4.7.4)$$

eoö –sinxronizm

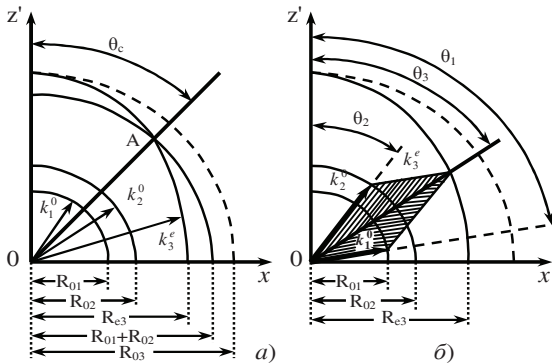
$$-k_1^e + k_2^o = k_3^e. \quad (4.7.5)$$

Hər üç halda doldurma dalğası qeyri-adi dalğadır; buna görə də doldurma dalğasının elektrik vektoru $\vec{E}$ kristalın optik oxu ilə dalğa vektorunun yaratdığı müstəvidə yerləşməlidir. ooe-sinxronizmində signal və faydasız (səmərəsiz) dalğaların hər ikisi adi dalğa, lakin oeo- və eoö-sinxronizmdə isə bu dalğalardan biri –adi, digəri isə qeyri-adidir.

Sinxronizmin göstərilən hər bir növü skalyar, ya da ki, vektor ola bilər. Hər üç dalğa vektorları skalyar sinxronizmdə kollineardır, vektor sinxronizmdə isə qeyri-kollineardırlar. Bununla bağlı kollinear və qeyri-kollinear sinxronizm terminlərindən də istifadə edirlər.

Əgər $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3/2$ -dirsə, onda **parametrik** qarşılıqlı təsirin **cırlaşma** rejimindən danışılır. Bu halda oee– və eoe–sinxronizmlərini ayırmaq olmur. Əgər $\omega_1 \neq \omega_2$ (cırlaşmayan rejim) olarsa, onda göstərilən sinxronizm növləri müxtəlifdir.

ooe –sinxronizmi. Burada və sonralar müəyyənlik üçün fərz edəcəyik ki, $\omega_1 < \omega_2$ (şəkil 4.11a). Burada k_1^o, k_2^o, k_3^e dalğa vektorlarının səthlərinin, kristalın z' optik oxundan keçən müstəvi ilə kəsiyi, OA –sinxronizmin istiqaməti; θ_s – skalyar ooe-sinxronizm bucağıdır. $k_{o1} = n_{o1}\omega_1/c$, $k_{o2} = n_{o2}\omega_2/c$, $k_{o3} = n_{o3}\omega_3/c$, $k_{e3} = n_{e3}\omega_3/c$, burada $n_{o1} = n_o(\omega_1)$, $n_{o2} = n_o(\omega_2)$, $n_{o3} = n_o(\omega_3)$, $n_{e3} = n_e(\omega_3)$ işarələrindən istifadə olunur. ooe – skalyar sinxronizmi şəkil 4.11a-da, ooe –vektor sinxronizmi isə şəkil 4.11b-də göstərilmişdir. Burada $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ - uyğun olaraq, kristalın optik oxunun k_1^o, k_2^o, k_3^e dalğa vektorları ilə əmələ gətirdiyi bucaqlardır. Digər işarələmələr şəkil 4.11a-dakı kimi mənə daşıyır.



Şəkil 4.11

İşarələmələr aparaq

$$\omega_1 / \omega_3 = \gamma, \quad \theta_1 - \theta_2 = \varphi_1, \quad \theta_3 - \theta_2 = \varphi_2. \quad (4.7.6)$$

Kosinuslar teoremindən istifadə edərək, kollinear olmayan dalğa vektorları üçün (4.7.3) münasibətini iki tənlikdən ibarət aşağıdakı sistemə çevirək

$$(\gamma n_{o1})^2 = [(1-\gamma)n_{o2}]^2 + (n_3^e)^2 - 2(1-\gamma)n_{o2}n_3^e \cos\varphi_2, \quad (4.7.7)$$

$$[(1-\gamma)n_{o2}]^2 = (\gamma n_{o1})^2 + (n_3^e)^2 - 2\gamma n_{o1}n_3^e \cos\varphi_1.$$

n_3^e -nin θ_3 bucağından asılılığı

$$n_3^e = \frac{n_{e3}}{\sqrt{1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3}} \quad (4.7.8)$$

ifadəsi ilə təyin olunur, harada $\varepsilon_3 - n_3^e(\theta)$ elipsin eksentrisidir:

$$\varepsilon_3 = \sqrt{1 - \left(\frac{n_{e3}}{n_{o3}} \right)^2}. \quad (4.7.9)$$

Kollinear dalğa vektorları üçün (skalyar ooe- sinxronizm) $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ və (4.7.7) və (4.7.8) ifadələrinə uyğun olaraq

$$\theta_s = \theta_3 = \arccos \left[\frac{1}{\varepsilon_3} \sqrt{1 - \frac{n_{e3}^2}{[\gamma n_{o1} + (1-\gamma)n_{o2}]^2}} \right] \quad (4.7.10)$$

alırıq.

Kollinear olmayan dalğa vektorları üçün (ooe –vektor sinxronizmi) (4.7.7) və (4.7.8) münasibətlərindən almaq olar:

$$\cos \varphi_1 = \frac{\gamma n_{01} - (1 - \gamma) n_{02} + n_{e3}^2 (1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3)^{-1}}{2 \gamma n_{01} n_{e3} (1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3)^{-1/2}}, \quad (4.7.11)$$

$$\cos \varphi_2 = \frac{(1 - \gamma) n_{02} - \gamma n_{01} + n_{e3}^2 (1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3)^{-1}}{29 (1 - \gamma) n_{02} n_{e3} (1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3)^{-1/2}}. \quad (4.7.12)$$

Aldığımız bu ifadələr sinxronizm şərtinin ödəndiyi istiqamətləri (γ , θ_3 , φ_3 verilənləri üçün) təyin edir.

§ 4.8. Dalgaların parametrik güclənməsi prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı

Sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını müəyyən etmək üçün (4.3.1) tənliklər sisteminə nəzər salaq. Bu tənliklər sisteminə $A_1 = a_1 \exp(i\Delta z)$ əvəzləməsini apardıqdan sonra, sistemin birinci tənliyinin z məsafəsinə görə törəməsini almaqla, ω_1 tezlikli signal dalğasının kompleks amplitudu üçün ikinci tərtibli diferensial tənliyə keçmək olar:

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} - i\Delta \frac{da_2}{dz} + 2\gamma_1 \gamma_2 I_{10} a_2 = 0. \quad (4.8.1)$$

(4.8.1) diferensial tənliyini dəqiq həll etmək üçün intensivliklərin $I_2(z)$ və $I_3(z)$ z koordinatına görə dəyişməsini bilməliyik ki, onlar da öz növbəsində güclənən ω_1 tezlikli signal dalğasının intensivliyindən asılıdır. Ona görə də $\Delta \neq 0$ olduqda I_n intensivlikləri üçün qapalı tənliklər almaq mümkün deyildir. Əgər (4.8.1) tənliyində

$I_{2,3}(z) = I_{2,3}(z=0) = I_{20,30}$ olduğunu qəbul etsək, bu yolla alınan tənlik

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} + i\Delta \frac{da_1}{dz} - \gamma_1[\gamma_2 I_{30} - \gamma_3 I_{20}]a_1 = 0 \quad (4.8.2)$$

sabit intensivlik yaxınlaşmasına uyğun olar. Belə olan halda, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalarına $\varphi_{2,3}$ heç bir məhdudiyyət qoyulmur. Bu yaxınlaşmada signal dalğasının kompleks amplitudu üçün alırıq

$$A_1 = e^{i\Delta z/2} \left(A_{10} \cosh \frac{\lambda z}{2} - i \frac{\Delta A_{10} + 2\gamma_1 A_{30} A_{20}^*}{\lambda} \sinh \frac{\lambda z}{2} \right), \quad (4.8.3)$$

burada $\lambda^2 = 4\gamma_1\gamma_2 I_{30} - 4\gamma_1\gamma_3 I_{20} - \Delta^2$.

(4.8.3)-də $\gamma_{2,3} = 0$ olduqda, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq.

Yaranan dalğanın, yaradan dalğaya əks təsirini nəzərə almaq üçün (4.8.1) tənliyində $I_{2,3}(z)$ -in z koordinatından asılılığını nəzərə almaq lazımdır. Bunun üçün $I_n(z)$ -i $z=0$ ətrafında Teylor sırasına ayıraq.

$$I_n(z) = I_n(z=0) + \frac{dI_n}{dz} \Big|_{z=0} z + \frac{d^2 I_n}{dz^2} \Big|_{z=0} \frac{z^2}{2!} + \dots \quad (4.8.4)$$

(4.8.1) sistem tənliyindən və aşağıdakı sərhəd şərtlərindən

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0, \quad A_3(z=0) = A_{30} \quad (4.8.5)$$

istifadə etməklə, tapmaq olar:

$$\frac{dI_3}{dz}\bigg|_{z=0} = 0, \quad \frac{d^2 I_3}{dz^2}\bigg|_{z=0} = -2i\gamma_2\gamma_3 I_{10}I_{30}. \quad (4.8.6)$$

(4.8.4) və (4.8.6)-nı (4.8.1)-də nəzər alsaq, yaza bilərik

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} + i\Delta \frac{da_1}{dz} - \Gamma_3^2 (1 - 2\Gamma_1^2 z^2) a_1 = 0, \quad (4.8.7)$$

burada $\Gamma_1^2 = \gamma_2\gamma_3 I_{10}$, $\Gamma_3^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{30}$.

(4.8.7) tənliyinin ümumi həlli

$$A_1 = z^{-\frac{1}{2}} e^{i\frac{\Delta z}{2}} \left\{ c_1 M_{k,m}(ix^2) + c_2 M_{k,-m}(ix^2) \right\}, \quad (4.8.8)$$

burada $M_{k,m}(y)$ Uittəker funksiyasıdır. Bu funksiyanın parametrləri və argumenti

$$k = (\Delta^2 - 4\Gamma_3^2) / (i16\sqrt{2}\Gamma_1^2\Gamma_3^2), \quad m = 1/4, \quad x^2 = \sqrt{2}\Gamma_1\Gamma_3 z^2.$$

k parametrinin böyük qiymətlərində ($|k| \gg 1$) Uittəker funksiyasının asimptotikasından istifadə edək

$$M_{k,m}(y) = \pi^{-1} \Gamma(2m+1) k^{-m+\frac{1}{4}} y^{\frac{1}{4}} \cos(2\sqrt{ky} - m\pi - \pi/4), \quad (4.8.9)$$

burada $\Gamma(x)$ - Qamma funksiyasıdır.

(4.8.9)-u (4.8.8)-də nəzərə alsaq, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. Beləliklə, parametrik güclənmə üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı

$$\Gamma_3^2 > 4\sqrt{2}\Gamma_1\Gamma_3 + \frac{\Delta^2}{4} \quad (4.8.10)$$

olar. Qeyd edək ki, aldığımız bu şərt qeyri-xətti kristalın uzunluğuna heç bir məhdudiyyət qoymur.

FƏSİL V

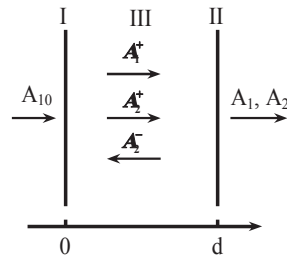
REZONATORDA OPTİK TEZLİKLƏRİN QEYRİ –XƏTTİ ÇEVRİLMƏSİ

§ 5.1. Rezonatorda ikinci harmonikanın generasiyası

Tezlik çevricilərinin effektivliyini artırmaq üçün qeyri-xətti kristal rezonatorun daxilində yerləşdirilir. Belə olan halda, qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar kristaldan dəfələrlə keçir ki, bunun nəticəsində də dalğaların qarşılıqlı təsirinin koherent uzunluğu artmış olur.

Qarşılıqlı təsir zamanı dalğalar arasındakı enerji mübadiləsi əsasən dalğanın faza münasibətindən asılı olur. Ona görə də faza münasibətinin qeyri-xətti optik çeviricilərinin effektivliyinə təsirini öyrənmək və optimal faza münasibətini müəyyən etmək, qeyri-xətti optikanın əsas problemlərindən biridir.

İndi rezonatorda ikinci harmonikanın generasiyasına baxaq. Fərz edirik ki, ω_1 tezlikli müstəvi dalğa, uzunluğu d olan kvadratik polarizasiyalı qeyri-xətti mühitlə doldurulmuş, Fabri-Pero tipli optik rezonatorun sol güzgüsünün üzərinə normal istiqamətdə düşür. ω_1 tezlikli dalğa qeyri-xətti mühitdə yayılan



Şəkil 5.1

zaman $2\omega_1$ tezlikli dalğa da yaradır.

Belə rezonatorun sxemi şəkil 5.1-də göstərilmişdir. Burada I – birinci güzgünü, II – ikinci güzgünü, III – qeyri-xətti kristalı göstərir. Stasionar halda rezonator daxilində əsas və ikinci harmonikanın durğun dalğaları mövcud olur. Bu dalğaların kompleks amplitudları aşağıdakı qısaldılmış tənliklərlə ifadə olunur:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1^\pm}{dz} &= \mp i\gamma_1 A_2^\pm (A_1^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \frac{dA_2^\pm}{dz} &= \mp i\gamma_2 (A_1^\pm)^2 e^{\mp i\Delta z},\end{aligned}\tag{5.1.1}$$

burada $A_1^\pm, A_2^\pm$ uyğun olaraq z oxu istiqamətində (müsbət işarəsi) və z oxunun əks istiqamətində (mənfi işarəsi) yayılan əsas tezlikli və ikinci harmonika dalğalarının kompleks amplitudlarıdır; $\Delta = k_2 - 2k_1$. Qeyri-xətti kristalda itkini nəzərə almırıq.

(5.1.1) tənliyinin hər biri, ancaq bir istiqamətdə dalğaların kompleks amplitudlarını əlaqələndirir (qarşı-qarşıya yayılan dalğalar qarşılıqlı təsirdə olmurlar). Bu sistem tənliyi aşağıdakı sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik

$$\begin{aligned}A_{2,1}^- &= R_{2,1} A_{2,1}^+(d) e^{-i \cdot 2k_{2,1} d}, \\ A_2^+(0) &= R_{20} A_2^-(0), \\ A_1^+ &= A_{10} + A_1^-(0) R_{10}.\end{aligned}\tag{5.1.2}$$

Burada R_{10}, R_1 və R_{20}, R_2 qeyri-xətti mühitdən giriş və çıxış güzgülərinin üzərinə düşən əsas və ikinci harmonika dalğaları-

nın kompleks qayıtma əmsallarıdır (güzgülərdə itkini nəzərə almırıq). Sadəlik üçün fərz edirik ki, əsas dalğa rezonatoru sərbəst olaraq keçir ($R_{10} = R_1 = 0$), ikinci harmonika dalğası isə rezonatorla çoxsaylı qayıtmalara məruz qalır ($R_{20} \neq 0$, $R_2 \neq 0$).

(5.1.1) tənliklərindən ikinci tərtib diferensial tənliklərə keçək

$$\frac{d^2 A_2^\pm}{dz^2} \pm i\Delta \frac{dA_2^\pm}{dz} + \Gamma_1^2 A_2^\pm = 0, \quad (5.1.3)$$

burada $\Gamma_1^2 = 2\gamma_1\gamma_2 I_1(z)$, $I_1(z) = A_1(z)A_1^*(z)$ - əsas şüalanmanın intensivliyidir.

Əgər $I_1^+(z) = I_1^+(z=0) = I_{10}$ olduğunu nəzərə alsaq, (5.1.3) tənliyinin həlli sabit intensivlik yaxınlaşmasına uyğun olar. Beləliklə, (5.1.3) tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll etdikdə çıxış güzgüsündə ikinci harmonikanın amplitudu üçün almış olarıq:

$$A_2^+(d) = -i\gamma_2 A_{10}^2 d \operatorname{sinc}(\lambda d) e^{-i\frac{\Delta d}{2}} \times \quad (5.1.4)$$

$$\times \left[1 - r_{20} r_2 \rho e^{-i(2k_2 d + \varphi_r - \theta + \Delta d/2)} \right]^{-1}.$$

Burada r –güzgünün şüa qaytarma əmsalının moduludur, $r_j = R_j \exp(-\varphi_{rj})$; $\varphi_2 = \varphi_{20} + \varphi_2$ –ikinci harmonika dalğası üçün güzgülərdəki faza sürüşməsidir və

$$\operatorname{sinc} x = \sin x / x, \quad \rho^2 = \cos^2 \lambda d + \frac{\Delta^2}{4\lambda^2} \sin^2 \lambda d,$$

$$\lambda^2 = \Gamma^2 + \Delta^2 / 4, \quad \Gamma^2 = 2\gamma_1\gamma_2 I_{10}, \quad \theta = \arctg\left[\frac{\Delta}{2\lambda} \operatorname{tg} \lambda d\right].$$

(5.1.4)-dən istifadə etməklə, tezlik çeviricisinin faydalı iş əmsalını tapmaq olar.

§ 5.2. Tezlik çeviricilərinin effektivliyi

(5.1.4) münasibətindən istifadə etməklə, rezonatorun çıxışında ikinci harmonikanın effektivliyi η ($\eta = I_{2,\text{çix}}^+ / I_{10}$) üçün alırıq

$$\eta = \eta_0 \frac{1 - r_2^2}{1 + r_2^2 \rho^2 - 2r_2 \rho \cos \psi}, \quad (5.2.1)$$

burada $I_{2,\text{çix}} = D \cdot I_2^+(d)$, $D = 1 - r_2^2$ - şəffaflıq əmsalıdır, $\psi = 2k_2 / d + \varphi_r - \theta + \Delta d / 2$. (5.2.1)-in çıxarılışında $r_{20} = 1$ qəbul olunmuşdur. (5.2.1)-ə daxil olan η_0 vuruğu rezonator olmayan halda tezlik çeviricisinin faydalı iş əmsalını (effektivliyini) ifadə edir:

$$\eta_0 = \gamma_2^2 I_{10} d^2 \operatorname{sinc}^2 \lambda d. \quad (5.2.2)$$

(5.2.2) ifadəsinə görə, rezonatorun hesabına effektivliyin artma əmsalı $\tilde{\eta}$ ($\tilde{\eta} = \eta / \eta_0$):

$$\tilde{\eta} = \frac{1 - r_2^2}{1 + r_2^2 \rho^2 - 2r_2 \rho \cos \psi}. \quad (5.2.3)$$

(5.2.3) münasibəti göstərir ki, rezonatorun hesabına effektivliyin artma əmsalı $r_2, d, \Delta, \varphi_0, k_2$ və I_{10} parametrlərindən asılıdır. $\tilde{\eta}$ - əmsalı $\psi = 2n\pi$, yəni

$$2k_2 d + \varphi_r + \frac{\Delta d}{2\lambda} - \arctg\left[\frac{\Delta}{2\lambda}(\operatorname{tg} \lambda d)\right] = 2n\pi \quad (5.2.4)$$

şərtini ödədikdə effektivlik maksimum qiymətini alır.

(5.2.4) münasibətindən görünür ki, sabit amplitud metodundan fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında rezonans faza münasibəti (5.2.4) əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Tezlik çeviricilərinin maksimum faydalı iş əmsalına nail olmaq üçün optimal faza münasibətindən (5.2.4) başqa, güzgülün şüa qaytarma əmsalı r_2 aşağıdakı münasibəti ödəməlidir:

$$r_{2,opt} = \left(\cos^2 \lambda d + \frac{\Delta^2}{4\lambda^2} \sin^2 \lambda d \right)^{1/2}. \quad (5.2.5)$$

(5.2.5) şərti ödəndiyi halda çevrilmənin maksimal effektivliyi

$$r_{\max} = \gamma_2 / (2\gamma_1) \quad (5.2.6)$$

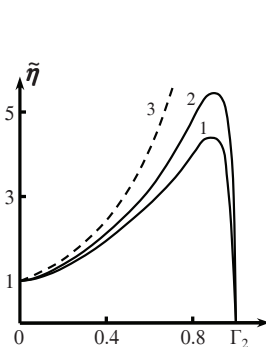
olduqda alınır.

Əgər güzgülün şüa qaytarma əmsalı

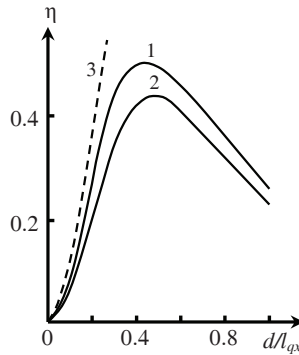
$$r_2 > 2\rho \cos \psi / (1 - \rho^2) \quad (5.2.7)$$

şərtini ödəyərsə, rezonatorun tətbiqi çevrilmənin effektivliyinə, ancaq mənfi təsirini göstərir ($\tilde{\eta} < 1$).

Şəkil 5.2-də rezonatorun hesabına ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin artma əmsalının $\tilde{n}$, çıxış güzgüsünün şüa qaytarma əmsalından r_2 asılılığı göstərilmişdir. Öyrilər, kristalın uzunluğunun $d = 0,5l_{qx}$ və $\Delta d/2$ parametrlərin müxtəlif qiymətlərində: 1) -0; 2) -1; 3) -0 (sabit amplitud yaxınlaşmasında) hesablanmışdır. Öyrilərdən görünür ki, fazalar fərqi artdıqca, çevrilmənin effektivliyinin artma əmsalı da artır. Ancaq aydındır ki, $\Delta \neq 0$ olduqda, ümumi çevirmə əmsalı η , $\Delta = 0$ halına nəzərən kiçik olur.



Şəkil 5.2



Şəkil 5.3

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin d/l_{qx} parametrlərindən asılılığı şəkil 5.3-də göstərilmişdir. Bu nəticə parametrlərdən $r_2 = 0,9$ və $\Delta d/2$ -nin 1) -0; 2) -1; 3) -0 (sabit amplitud yaxınlaşmasında) qiymətləri üçün hesablanmışdır. Öyrilərdən görünür ki, rezonatorunda ikinci harmonikanın generasiyası zamanı kristalın uzunluğundan asılı olaraq effek-

tivlik maksimuma malikdir. Kristalın verilmiş uzunluğunda çevrilmənin effektivliyinin maksimumuna nail olmaq üçün əsas dalğanın intensivliyinin müəyyən optimal səviyyəsini seçmək məqsəduyğundur. Şəkil 5.3-dən görünür ki, kristalın uzunluğu artıqca, əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiyməti azalmış olur. Faza sinxronizm şərti ödəndikdə, fazalar fərqi mövcud olduğu hala nəzərən, əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiyməti də böyük olur.

§ 5.3. İkiqat tezlik çeviricilərinin ikirezonatorlu sxemi

İkiqat tezlik çeviricilərinin ikirezonatorlu sxemində həm əsas dalğa və həm də ikinci harmonika dalğası rezonatorla çoxsaylı qayıtmalara məruz qalır. Bu halda (5.1.1) sistem tənliyini aşağıdakı şərhə şərtləri daxilində həll etməliyik

$$\begin{aligned} A_{1,2}^-(d) &= A_{1,2}^+(d)R_{1,2}e^{-2ik_{1,2}d}, \quad A_2^+(0) = A_2^-(0)R_{20}, \\ A_1^+(0) &= A_0 + R_{10}A_{10}^-(0), \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

burada R_{10} , R_{20} və $R_{1,2}$ uyğun olaraq, əsas və harmonika dalğalarının qeyri-xətti kristaldan rezonatorun sol və sağ güzgülərinin üzərinə düşdükdə qayıtma əmsallarıdır.

(5.1.1) sisteminin (5.3.1) şərhə şərtləri daxilində həllinə sabit intensivlik yaxınlaşmasında baxacağıq. Yəni fərz edirik ki, dalğaların qeyri-xətti kristalda qarşılıqlı təsiri zamanı əsas dalğanın həqiqi amplitudası dəyişmir

$$[A_1(z) = a_{10} \exp(i\varphi_1(z)), a_{10} = \text{const}],$$

$\varphi_1(z)$ - fazası isə dəyişir. Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (5.1.1) tənliyi aşağıdakı şəkildə düşür

$$\frac{d^2 A_2^\pm}{dz^2} \mp i\Delta \frac{dA_2^\pm}{dz} + \Gamma^2 A_2^\pm = 0, \quad (5.3.2)$$

$$\frac{d}{dz} \left(e^{2i\varphi_i^\pm(z)} \right) = \mp 2i\gamma_1 A_2^\pm(z) e^{\pm i\Delta z},$$

burada $\Gamma^2 = 2\gamma_1\gamma_2 I_{10}^2$, $\varphi_{10}^\pm = \varphi_1^\pm(z=0)$.

(5.3.2) tənliyinin həlli

$$A_2^-(d) = A_2^-(0) B e^{-i\varphi_\alpha} + i\gamma_2 A_{10}^2 d e^{2i\varphi_{10} - i\varphi_\alpha} \cdot \text{sinc } \lambda d, \quad (5.3.3a)$$

$$A_2^+(d) = A_2^+(0) B^* e^{i\varphi_\alpha} + i\gamma_2 A_{10}^2(d) e^{2i\varphi_{10} + i\varphi_\alpha} \cdot \text{sinc } \lambda d, \quad (5.3.3b)$$

$$e^{2i\varphi_{10}^+(d)} \Big|_0^d = -i2\gamma_1 A_{20}^+ d e^{-i\varphi_\alpha} \text{sinc } \lambda d + B e^{2i\varphi_\alpha - i\varphi_\alpha} - e^{2i\varphi_{10}^+}, \quad (5.3.3c)$$

burada

$$\varphi_2 = \Delta d / 2, B = \cos \lambda d + i(\Delta / 2\lambda) \sin \lambda d, \lambda^2 = \Gamma^2 + \Delta^2 / 4.$$

(5.3.3a), (5.3.3b) və (5.3.1)-dən istifadə edərək, sol güzgüdə ikinci harmonikanın kompleks amplitudunun ifadəsini alırıq

$$A_{20}^- = -i\gamma_2 A_{10}^2 d e^{i\varphi_0} \text{sinc } \lambda d \frac{R_2 e^{i(\beta-\gamma)} + e^{-i(\beta-\gamma)}}{B e^{i\gamma} - R_{20} R_2 e^{-i\gamma}}. \quad (5.3.4)$$

Burada $\gamma = \varphi_d + 2k_1 d$, $\beta = \varphi_{10}^+ - \varphi_{10}^-$.

(5.3.4) -dən görünür ki, ikinci harmonikanın kompleks amplitudu fazalar fərqiindən, yəni $\beta = \varphi_{10}^+ - \varphi_{10}^-$ -dən asılıdır.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında

$$A_1(d) = A_{10} \exp(i\varphi_1(d))$$

olduğundan (5.1.1)-dən alırıq

$$e^{i\varphi_l^-(d)} = R_l e^{i\varphi_l^+(d) - 2ik_l d}. \quad (5.3.5)$$

(5.3.3) ifadəsini (5.3.5)-də nəzərə alsaq, yazı bilərik

$$\begin{aligned} A_2^-(0) \cdot i2\gamma_1 d \operatorname{sinc} \lambda d (e^{i\gamma} + R_{20} R_1^2 e^{-i\gamma}) = \\ = -e^{2i\varphi_{10}^-} (B^* e^{i\gamma} - B R_1^2 e^{-i\gamma + 2i\beta}). \end{aligned} \quad (5.3.6)$$

$A_2^-(d) = A_2^+(d) R_2 \exp(-2ik_2 d)$ olduğunu nəzər alsaq, (5.3.3a) və (5.3.3b) ifadələrindən istifadə etsək, ala bilərik

$$\begin{aligned} A_2^-(0) (B e^{ir} - B^* R_{20} R_2 e^{ir}) = -i\gamma_2^2 A_{10}^2 d \times \\ \times \operatorname{sinc}(\lambda d) e^{2i\varphi_{10}^-} (e^{ir} + R_2 e^{-i\gamma + 2i\beta}). \end{aligned} \quad (5.3.7)$$

(5.3.6) və (5.3.7)-yə uyğun olaraq, β -dan asılı olan x kəmiyyəti üçün aşağıdakı münasibəti almış olarıq

$$x = \frac{1 + R_{20}(R_1^2 - B B^* R_1^2 - (B^*)^2 R_2) e^{-2i\gamma}}{B^2 R_1^2 - R_2(1 - B B^* + R_{20} R_1^2 e^{-2i\gamma}}}, \quad (5.3.8)$$

burada $x = \exp[-2i(\gamma - \beta)]$.

Beləliklə, rezonatorda ikinci harmonikanın kompleks amplitudu və əsas dalğanın fazası üçün analitik ifadələri aldıq. Sadəlik üçün fərz edəcəyik ki, ikinci harmonika dalğası sol güzgüdən xaric olur ($R_{20} = 0$) və harmonika dalğası düz və həm də əks istiqamətdə yayılan əsas dalğanın hesabına yaranır. Bu halda ikinci harmonikanın amplitudasının ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$A_{20}^- = -i\gamma_2 I_{10} \frac{1 + R_2 x_1}{\Gamma B} \sin \Gamma d \cdot e^{2i\varphi_{10}^-}, \quad (5.3.9)$$

burada $x_1 = \left[B^2 R_1^2 - R_2 (1 - BB^*) \right]^{-1}$.

§ 5.4. İkiqat tezlik çeviricisinin effektivliyi

Rezonatorun çıxışında ikinci harmonikanın effektivliyi $\eta = I_2^- / I_{10}$ (5.3.9)-a əsasən aşağıdakı şəkllə düşər

$$\eta = \eta_0 \frac{1 + r_1^4 r_2^{-2} + 2r_1^2 r_2^{-1} \cos \theta}{(\rho^2 - 1)^2 + \rho^4 r_1^4 r_2^{-2} + 2\rho^2 (\rho^2 - 1) r_1^2 r_2 \cos \theta}, \quad (5.4.1)$$

burada

$$\rho^2 = \cos^2 \lambda d + \frac{\Delta^2}{4\lambda^2} \sin^2 \lambda d, \quad \psi = \arctg\left(\frac{\Delta}{2\lambda} \operatorname{tg} \lambda d\right),$$

$$\theta = 2\psi - \theta_0, \quad \theta_0 = \varphi_{r_2} - 2\varphi_{r_{10}}.$$

(5.4.1)-ə daxil olan

$$\eta_0 = \gamma_2^2 I_{10} d^2 \operatorname{sinc}^2 \lambda d$$

vuruğu rezonator olmadığı halda d uzunluqlu qeyri-xətti mühitdə ikinci harmonikanın effektivliyini ifadə edir. (5.4.1)-ə daxil olan $\theta_0 = \varphi_{r_2} - 2\varphi_{r_{10}}$ isə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların sağ güzgüdən qayıtdığı zaman faza sürüşməsidir.

Güclü əksətdirmə qabiliyyətinə malik olan güzgülər üçün $r_{1,2}=1$ ($r_{1,2} = R_{1,2} \exp(-i\varphi_{r_{1,2}})$) olduğundan (5.4.1) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\eta = \eta_0 \frac{1}{\rho^2 - 1 + \left[4\rho^2 \cos^2 (\psi - \theta_0 / 2) \right]^{-1}}. \quad (5.4.2)$$

(5.4.2)-yə əsasən, rezonatorun hesabına effektivliyin neçə dəfə dəyişməsinə $\tilde{\eta}$ ($\tilde{\eta} = \eta / \eta_0$) tapa bilərik

$$\tilde{\eta} = \left\{ \rho^2 - 1 + \left[4\rho^2 \cos^2(\psi - \theta/2) \right]^{-1} \right\}^{-1}. \quad (5.4.3)$$

Rezonatorun hesabına çeviricinin effektivliyini artırmaq üçün ($\tilde{\eta} > 1$) aşağıdakı şərt ödənməlidir

$$\cos(\psi - \theta_0/2) > \left(2\rho\sqrt{2 - \rho^2} \right)^{-1}.$$

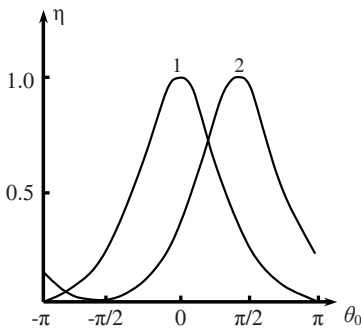
(5.4.3) münasibəti göstərir ki, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza sürüşməsindən θ_0 asılıdır. Məsələnin parametrlərinin (məsələn, kristalın uzunluğu d , əsas dalğanın intensivliyi I_{10} fazalar fərqi Δ) verilmiş qiymətlərində, dalğaların effektivliyin maksimumuna uyğun faza sürüşməsinin optimal qiyməti θ_0^{opt} :

$$\theta_0^{opt} = 2 \arctg \left(\frac{\Delta}{2\lambda} \operatorname{tg} \lambda d \right) = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots$$

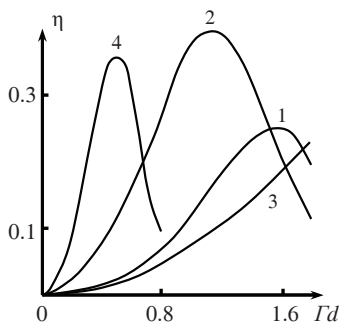
Aldığımız bu ifadə, ikinci harmonikanın effektivliyinin optimal faza şərtidir ki, o da əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Sinxronizm şərti daxilində ($\Delta = 0$) generasiya üçün optimal rejim $\theta_0^{opt} = 0$ -a uyğundursa, faza sinxronizm şərti ödənmədikdə ($\Delta \neq 0$), tezlik çeviricisinin effektivliyinin maksimumu θ_0^{opt} -in sıfırdan fərqli qiymətində baş verir.

Rezonatorda ikinci harmonikanın effektivliyinin

$\eta = I_{20}/I_{10}$ qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza sürüşməsindən θ_0 asılılığı şəkil 5.4-də verilmişdir (əyilər parametrlərin $\Gamma d = 0,5$ ($\Gamma^2 = 2\gamma_1\gamma_2 I_{10}$) və $\Delta d/2$: (1) -0; 2) -0.6 qiymətləri üçün qurulmuşdur). Əyrilər qurularkən ikinci harmonikanın effektivliyi maksimum qiymətə uyğunlaşdırılmışdır). Qrafikdən görünür ki, $\Delta \neq 0$ olduqda $\eta(\theta_0)$ funksiyasının baş maksimumu θ_0 -ın müsbət tərəfinə doğru yerini dəyişir (2-ci əyri).



Şəkil 5.4



Şəkil 5.5

Şəkil 5.5-də parametrlərin $\theta_0 = 0$ (1,3,4) və $4\pi/3$ (2); $\Delta d/2 = 2$ (1,2,3) və $1,2\Gamma$ (4) qiymətləri üçün ikinci harmonikaya çevirmənin effektivliyinin gətirilmiş qiymətinin $\eta_1 = \eta(\gamma_2/\gamma_1)$, Γd parametrindən asılılığı göstərilmişdir. Burada müqayisə üçün sabit amplitud metodunun nəticəsi də (3-cü əyri) verilmişdir.

Qrafiklərdən görünür ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasında, sabit amplitud metodunun nəticəsindən fərqli olaraq,

kristalın optimal uzunluğu mövcuddur ki, çevrilmənin effektivliyi maksimum olur. Kristalın uzunğunun verilmiş qiymətində çevrilmənin effektivliyini maksimuma çatdırmaq üçün əsas dalğanın intensivliyinin müəyyən optimal qiymətini seçmək lazımdır ki, o da öz növbəsində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza sürüşməsindən θ_0 asılıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu fəsilə göstərilən üsulla fərq tezlikli dalğanın, cəm tezlikli dalğanın, parametrik güclənmənin və s. rezonatorda generasiyasını da araşdırmaq olar.

§ 5.5. Lazer rezonatorunda ikinci harmonikanın generasiyası

Bu fəslin 5.1 paragrafında ikinci harmonikanın generasiyasını təhlil etdikdə fərz olunurdu ki, hər hansı bir lazer əvvəlcə əsas tezlikli dalğa şüalandırır və sonra bu şüalanma qeyri-xətti kristaldan keçərkən ikinci harmonika dalğasını yaradır. Bu paragrafda isə keyfiyyətcə başqa hala, yəni qeyri-xətti kristalın lazer rezonatoru daxilində yerləşdiyi hala baxacağıq. Bu haldakı generasiya ikinci harmonikanın lazer rezonatoru daxilində generasiyası adlandırılır. Beləliklə, əsas tezlikli dalğanı şüalandıran aktiv element və bu şüalanmanı ikinci harmonikaya çevirən qeyri-xətti kristal ümumi bir rezonatorun daxilində yerləşdirilir. Ona görə də bu prosesləri ayrı-ayrılıqda təhlil etmək məqsədəuyğun deyil. Burada əsas dalğanın generasiyası və onun ikinci harmonikaya çevrilməsi vahid bir prosesdir.

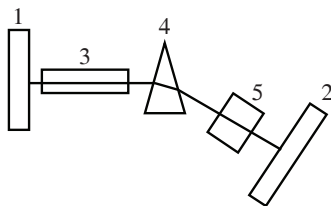
Məlumdur ki, stasionar rejimdə işləyən lazerlərdə çıxış güzgüsünün optimal şüaqaytarma əmsalı kiçik qiymətə

malikdir. Belə lazerlərin çıxışında şüalanmanın gücü, rezonator daxili şüalanmanın gücündən əhəmiyyətli dərəcədə kiçikdir. Optimal şüaburaxma 4% olan halda şüalanmanın çıxış gücü rezonator daxilindəki şüalanmanın gücündən təqribən 25 dəfə azdır. İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi əsas dalğanın intensivliyindən kəskin asılı olduğundan, buna oxşar hallarda qeyri-xətti kristalın rezonator daxilində yerləşdirilməsi məqsədəuyğundur.

Müntəzəm (kəsilməz) olaraq həyacanlanan lazerlərdə rezonator daxili ikinci harmonikadan istifadə olunması, ikinci harmonikanın effektivliyini xeyli artırmağa imkan verir. Bununla yanaşı qeyri-xətti kristalda zərərli itkilər o qədər kiçik olmalıdır ki, lazerin generasiya rejiminə təsir etməsin. Çıxış güzgüsünün əsas tezlikli dalğa üçün şüaqaytarma əmsalı ən böyük qiymətə (100%-ə yaxın) və ikinci harmonika dalğası üçün isə şüaburaxma əmsalı böyük qiymətə malik olmalıdır. Tezliyin çevrilmə effektivliyini artırmaq üçün rezonator daxilində fokuslanmış əsas dalğadan da istifadə olunur.

İmpuls ilə həyəcandırılan lazerlərdə rezonator daxili şüalanmanın gücünün, çıxış şüalanmanın gücünə nisbəti, müntəzəm rejimdə həyəcandırılan lazerlərə nisbətən, o qədər də böyük deyil. Lakin bu halda da rezonator daxilində ikinci harmonika dalğasının generasiyası mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Çünki bunun vasitəsilə şüalanmış impulsun davam etmə müddətini artırmaq, generasiya rejimini stabilləşdirmək və s. mümkündür.

İndi lazer rezonatoru daxilində ikinci harmonikanın



Şəkil 5.6

generasiyasına baxaq. Bu prosesin sxemi şəkil 5.6-da göstərilmişdir. Burada 1 və 2 rezonatorun güzgüləridir, 3–aktiv (fəal) mühit və 4–optik element, 5–qeyri-xətti kristaldır.

Əsas dalğa aktiv mühitdən keçərkən onun intensivliyi artmağa başlayır. Qeyri-xətti kristalda isə, ikinci harmonika dalğası yaranır. Dalğaların kristalda qarşılıqlı təsiri zamanı əsas dalğanın enerjisinin bir hissəsi ikinci harmonika dalğasının enerjisinə çevrilmiş olur. Rezonatorun 1 güzgüsü yalnız, əsas tezlikli dalğanı, 2 güzgüsü isə həm əsas və həm də ikinci harmonika dalğasını tam əks etdirir. Harmonika dalğası rezonatorun 2 güzgüsündən qayıtdıqdan sonra qeyri-xətti kristalda əsas dalğa ilə yenidən qarşılıqlı təsirdə olurlar. Beləliklə, harmonika dalğası qeyri-xətti kristal keçərək, 3 – optik mühit vasitəsilə lazer rezonatorunu tərk etmiş olur.

Lazer rezonatoru daxilində baş verən bu prosesi tədqiq etmək üçün məsələni mərhələli təhlil edəcəyik, yəni uyğun sərhəd şərtləri daxilində z oxunun müsbət və mənfi istiqamətlərində yayılan əsas tezlikli və harmonika dalğalarının qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən (2.7.2) qısaldılmış tənliklər sistemini ayrı-ayrılıqda həll edəcəyik.

Dalğaların z oxunun müsbət istiqamətində yayılması halında $A_1(z=0) = A_{10}$, $A_2(z=0) = 0$ sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla, sabit intensivlik yaxınlaşmasında qısaldılmış tənliklərin həlli

$$A_2(l) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l \sin c\lambda_1 \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta)l/2] \quad (5.5.1)$$

şəklində olur. Burada A_j – uyğun olaraq ω_j tezliyində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudlarıdır, δ_j -

udulma əmsallarıdır, γ_j - qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır, $\Delta = k_2 - 2k_1$ -fazalar fərqidir və

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}, \quad (5.5.2)$$

$$I_{10} = A_{10} \cdot A_{10}^* \operatorname{sinc} x = \sin x / x.$$

İndi qeyri-xətti kristalda z oxunun əksi istiqamətində yayılan dalğalar üçün (2.7.2) tənliklər sistemini aşağıdakı sərhəd şərti

$$A_1(z=0) = A_1(l) \exp[i\varphi_1(2d) + i\varphi_{r,1}], \quad (5.5.3)$$

$$A_2(z=0) = A_2(l) \exp[i\varphi_2(2d) + i\varphi_{r,2}],$$

daxilində həll edəcəyik, burada $\varphi_{1,2}(d)$ -uyğun olaraq, ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli əsas və harmonika dalğalarının qeyri-xətti kristalla 2 güzgüsü arasında yayıldığı zaman yaranan faza sürüşmələridir, $\varphi_{r,1}$, $\varphi_{r,2}$ dalğaların -2 güzgüdən qayıtması zamanı yaranan faza sürüşməsidir, $z=0$ yenə də qeyri-xətti kristalın girişinə uyğundur, (5.5.1)-i (2.7.2)-də nəzərə almaqla əsas dalğanın kompleks amplitudu $A_1(l)$ üçün yazı bilərik:

$$A_1(l) = A_{10} \left(\cos \lambda_1 l + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta}{4} l \right).$$

(5.5.3)-ə uyğun olaraq (2.7.2) sisteminin həlli

$$\begin{aligned}
 A_{2,cix} = & A_2(l) \times \\
 & \times \left[a + b e^{i\psi} - i \frac{c}{2} (1 + e^{i\psi}) + \frac{2\delta_1 - \delta_2}{2\lambda_2} (1 - e^{i\psi}) \sin \lambda_2 l \right] \times \quad (5.5.4) \\
 & \times \exp \left(- \frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta}{4} l + i\varphi_2(2d) + i\varphi_{r,2} \right),
 \end{aligned}$$

burada $\psi = \Delta l + 2\varphi_1(2d) - \varphi_2(2d) + 2\varphi_{r,1} - \varphi_{r,2}$ əsas tezlikli və harmonika dalğalarının həm qeyri-xətti kristalda və həm də kristal ilə güzgü arasındakı fəzada yayıldığı zaman yaranan faza sürüşməsidir,

$$\lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 + i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(l),$$

$$a = \cos \lambda_2 l, \quad b = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l \cdot \sin \lambda_2 l, \quad c = \frac{\Delta}{\lambda_2} \sin \lambda_2 l.$$

Dalğaların kristaldan iki dəfə keçməsi nəticəsində harmonikanın effektivliyi η ($\eta = I_{2,cix}/I_{10}$):

$$\begin{aligned}
 \eta = & \gamma_2 \Gamma_1^2 (\gamma_1 \rho_1)^{-1} (\sin^2 x_1 \cosh^2 y_1 + \sinh^2 y_1 \cos^2 x_1) \times \\
 & \times \left\{ \cos x_2 \cosh y_2 + \left(\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} M - \frac{\Delta}{\sqrt{\rho_2}} \sin \frac{\xi_2}{2} \right) \sin x_2 \cosh y_2 - \right. \\
 & \left. - \left(\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} N - \frac{\Delta}{\sqrt{\rho_2}} \cos \frac{\xi_2}{2} \right) \sinh y_2 \cos x_2 \right\}^2 +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left[\left(\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} N - \frac{\Delta}{\sqrt{\rho_2}} \cos \frac{\xi_2}{2} \right) \sin x_2 \cosh y_2 - \sin x_2 \sinh y_2 + \right. \\
 & \left. + \left(\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} M - \frac{\Delta}{\sqrt{\rho_2}} \sin \frac{\xi_2}{2} \right) \sin y_2 \cos x_2 \right]^2 \Big\} \exp[-2(\delta_2 + 2\delta_1)l].
 \end{aligned} \tag{5.5.5}$$

Burada aşağıdakı işarələmələr aparılıb:

$$M = B_1 \cos \theta + B_2 \sin \theta, \quad N = B_1 \sin \theta - B_2 \cos \theta,$$

$$B_1 = \frac{\tan x_1 / \cosh^2 y_1}{\tan^2 x_1 + \tanh^2 y_1}, \quad B_2 = \frac{\tanh y_1 / \cos^2 x_1}{\tan^2 x_1 + \tanh^2 y_1}.$$

$$x_{1,2} = \sqrt{\rho_{1,2}} l \cos \frac{\xi_{1,2}}{2}, \quad y_{1,2} = \sqrt{\rho_{1,2}} l \sin \frac{\xi_{1,2}}{2},$$

$$\rho_{1,2}^2 = \left[2\Gamma_{1,2}^2 + \frac{\Delta_{1,2}^2}{4} - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4} \right]^2 + \frac{\Delta_{1,2}^2}{4} (\delta_2 - 2\delta_1)^2, \quad \psi = 2\pi n$$

$$\xi_{1,2} = a \tan \frac{\Delta_{1,2}(\delta_2 - 2\delta_1)/2}{2\Gamma_{1,2}^2 + \frac{\Delta_{1,2}^2}{4} - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4}}, \quad \theta = \frac{\xi_1 - \xi_2}{2}.$$

Məsələnin parametrlərinin optimal qiymətləri üçün ümumi halda analitik ifadələrin alınması çətinlik törədir. Ona görə də biz $\delta_2 = 2\delta_1 \equiv \delta$ olan hal ilə kifayətlənəcəyik. Onda

$$\begin{aligned}
 I_{2,\text{ciX}} &= I_2(l) \times \\
 & \times \left[a^2 + b^2 + \frac{c^2}{2} + \left(2ab + \frac{c^2}{2} \right) \cos \psi + (a-b)c \sin \psi \right] e^{-2\delta l}.
 \end{aligned} \tag{5.5.6}$$

Qeyri-xətti mühit rezonatorun daxilində yerləşdikdə harmonikaya çevrilmə effektivliyinin maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğunu tapmaq olar.

§ 5.6. İkinci harmonikanın generasiyasının optimal şərti

(5.5.6)-dan alınır ki, harmonika dalğasının intensivliyi qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətindən asılıdır və ossilyasiya xarakterlidir. Tezliyin effektiv çevrilməsi üçün optimal faza münasibəti

$$\psi - \arctan \frac{(a - b)c}{2ab + c^2/2} = \pi n, \quad n = 0, 1, 2 \quad (5.6.1)$$

ödənməlidir ki, bu da əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Dalğaların optimal faza münasibəti ödəndiyi halda harmonika dalğasının intensivliyi

$$I_{2,cix}^{\max} = I_2(l)e^{-2\delta l} \times (a^2 + b^2 + c^2/4 + \frac{(a^2 + b^2)c^2 + 4a^2b^2 + c^2/4}{2ab + c^2/4} \cos(a \tan \psi^{opt})) \quad (5.6.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunur, burada $\lambda = (2\Gamma_1^2 + \Delta_1^4/4)^{1/2}$.

(5.6.2) ifadəsinin təhlili göstərir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kristaldan iki dəfə keçməsi hesabına harmonika dalğasının intensivliyinin əhəmiyyətli dərəcədə artmasına nail olmaq mümkündür.

Bundan sonra biz yalnız $\psi = 2\pi n$ halı ilə kifayətlənəcəyik. Onda, rezonator daxilində ikinci harmonikanın generasiyasının effektivliyi

$$\eta = \gamma_2(\gamma_1\lambda_1^2)^{-1}\Gamma_1^2 \sin^2 \lambda_1 l \left[(a+b)^2 + c^2 \right] e^{-4\delta l} \quad (5.6.3)$$

şəklində olur.

(5.6.3)-dən görünür ki, sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq, harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsirinin nəzərə alınması, yeni effektlərin yaranmasına gətirir. Sinxronizm əyrisində harmonikanın intensivliyinin minimumlarının paylanması əsas dalğanın intensivliyindən asılı olur; əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə $\eta(\Delta)$ funksiyasının sıfırlarının yeri dalğa ədədlər fərqi kiçik qiymətlərinə doğru sürüşür. Harmonika dalğasının effektivliyi əsas dalğanın intensivliyindən və qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılı olaraq, kəskin maksimuma malik olur. Tezliyin çevrilmə effektivliyinin kiçik qiymətlərində rezonator daxilində ikinci harmonikanın intensivliyinin maksimal qiymətinə uyğun kristalın optimal uzunluğu ($\delta_j = 0$)

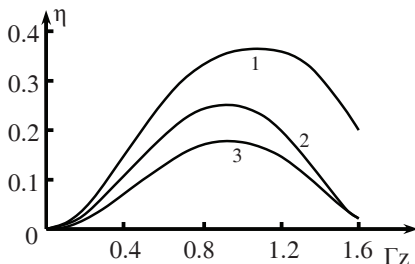
$$l^{opt} = \left(2\Gamma_1^2 + \frac{\Delta^2}{4} \right)^{-1/2} \arcsin \left(2 - \frac{\Delta^2}{8\lambda^2} \right)^{-1/2} \quad (5.6.4)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Şəkil 5.7-də əsas dalğanın intensivliyinin və udulma əmsalının müxtəlif qiymətləri üçün sinxronizm əyriləri göstərilmişdir (rezonator daxilində (1-3) və xarici rezonatorda (4) ikinci harmonikanın effektivliyinin η ($\eta = I_{2cix}/I_{10}$) gətirilmiş dalğa ədədləri fərqi $\tilde{\Delta} = \Delta z / 2$ asılılığı parametrlərin: $\delta z = 0$ (1, 3, 4); 0.1 (2); $\Gamma z = 0.5$ (1, 2, 4) və 0.3 (3)) qiymətləri üçün qurulmuşdur.

Şəkildən görünür ki, mühidə itkinin artması və əsas dalğanın intensivliyinin azalması ilə çevrilmənin effektivliyi

aşağı düşür. Bundan başqa, xarici rezonatordakı generasiyadan fərqli olaraq, rezonatordaxili ikinci harmonikanın generasiyası zamanı sinxronizm əyri-lərinin eni daha böyük-dür. Bu fakt kritik sinxronizmə malik kris-tallardan istifadə olunma-sına imkan verir.



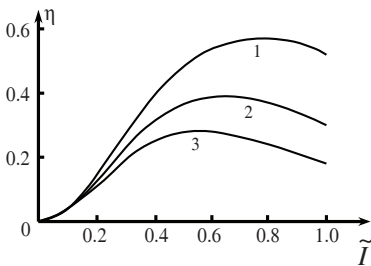
Şəkil 5.8-də rezo-nator daxilində ikinci harmonikaya çevrilmənin

effektivliyinin əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{I}$ ($\tilde{I} = \Gamma z$) asılılığı göstərilmişdir. Burada $\delta z = 0.1$ (1, 3); 0 (2) və $\Delta z / 2 = 1.5$ (1); 2 (2, 3) götürülmüşdür. Qrafikdən görünür ki, rezonatorda qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların əsas dalğaya göstərdiyi əks təsirin nəzərə alınması, çevrilmənin effektivliyinin $\eta(I_{10})$ qeyri-monoton asılılığına gətirir. Əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə tezliyin çevrilmə effektivliyi əvvəlcə artaraq özünün maksimal qiymətinə çatır və sonra isə azalmağa başlayır. Belə asılılıq $\eta(I_{10})$ sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən fərqlənir. Sabit amplitud yaxınlaşmasında əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə çevrilmənin effektivliyi monoton olaraq artır.

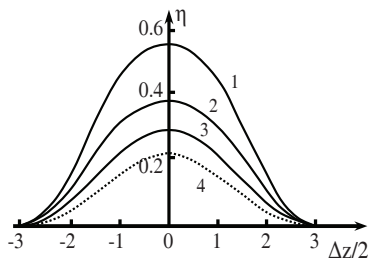
Rezonator daxilində ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılılığı şəkil 5.9-da verilmişdir. Burada parametrlərin $\Delta / 2\Gamma = 1.5$ və $\delta / \Gamma = 0$ (1, 4); 0.15 (2); 0.3 (3); $\Delta z / 2 = 1.5$ (1); 2 (2, 3) qiymətləri götürülmüşdür.

Şəkildən görünür ki, rezonator daxilində ikinci

harmonikaya çevrilmənin optimal rejimini, kristalın optimal uzunluğunun seçilməsi yolu ilə təmin etmək olar. Mühitdə itkilərin artması ilə çevrilmənin effektivliyi azalır və bu zaman kristalın optimal uzunluğu da kiçilir.



Şəkil 5.8



Şəkil 5.9

Şəkildə müqayisə üçün xarici rezonatorlarda (dalğanın kristaldan bir dəfə keçdiyi hal üçün) generasiyanın effektivliyinin dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsir məsafəsindən asılılığı da göstərilmişdir. Əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, dalğaların kristaldan təkrar keçməsi, harmonika dalğasının effektivliyinin artmasına gətirir.

Beləliklə, rezonator daxilində ikinci harmonikanın generasiya prosesinin təhlili göstərir ki, lazer rezonatorunda optik tezliklərin çevrilməsi zamanı qeyri-xətti optik proseslərin gedişində faza effektlərinin nəzərə alınması vacib məsələlərdəndir.

FƏSİL VI

ARDICIL YERLƏŞDİRİLMİŞ KRİSTALLARDA QEYRİ – XƏTTİ OPTİK PROSESLƏR

§ 6.1. Ardıcıl yerləşdirilmiş iki qeyri-xətti kristallarda ikinci harmonikanın generasiyası

Yüksək effektivliyə malik tezlik çeviricilərinin yaradılması qeyri-xətti optikanın əsas problemlərindən biridir. Tezlik çeviricilərinin effektivliyinə təsir edən əsas faktorlardan biri qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin dəyişməsidir. Dalğaların faza münasibətinin dəyişməsinin hesabına həyacanlanan dalğanın intensivliyi koherent uzunluq adlandırılan məsafəyə qədər artmış olur ki, bu məsafə də dalğaların kristalda faza sürüşməsindən asılıdır. Faza sürüşməsinin olması səbəbindən, əsas dalğanın enerjisinin tamamilə lazım olan tezlikli dalğaya verilməsinə nail olmaq mümkün deyildir. Bundan əlavə qeyri-xətti mühitin uzunluğunun sonrakı artması ilə yeni həyacanlanan (və ya yaranan) dalğanın intensivliyi azalmağa başlayır, yəni əksinə, həyacanlanan dalğanın enerjisinin həyacanlandıran dalğaya verilməsi prosesi baş verir. Ona görə də çeviricinin effektivliyini artırmaq üçün qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların koherent uzunluğunu artırmaq lazımdır. Bu məqsədlə Fabri-Pero rezonatorundan başqa, xüsusi sxemdən, yəni ardıcıl yerləşdirilmiş kristallardan da istifadə olunur. Bu yolla dalğaların arzuolunmaz faza sürüşməsi kompensasiya olunur.

Bu fəsildə optik tezliklərin çevrilmə prosesi sabit intensivlik yaxınlaşmasında araşdırılır. Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin dəyişməsi həm qeyri-xətti kristallarda və həm də kristallar arasındakı hava qatında nəzərə alınır.

Fərz edirik ki, uzunluğu l_1 və l_2 olan iki eyni tipli qeyri xətti kristal ardıcıl yerləşdirilmişdir. Tezlikləri ω_1 və ω_2 olan iki dalğa birinci kristalın qabaq səthi üzərinə normal istiqamətdə düşür. Kristalda dalğaların qarşılıqlı təsiri zamanı tezliyi $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ olan cəm tezlikli yeni dalğa da yaranır. Dalğalar birinci kristaldan çıxdıqdan sonra kristallar arası d məsafəsində sərbəst yayılaraq, ikinci kristalın səthi üzərinə normal istiqamətdə düşərək, yenidən ikinci kristalda qarşılıqlı təsirdə olurlar. Bu prosesləri nəzəri olaraq təhlil etmək üçün ardıcıl olaraq hər bir kristal üçün dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısdılmış tənlikləri uyğun sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik. Əvvəlcə cırılmış hala ($\omega_1 = \omega_2$), yəni ikinci harmonikanın generasiyasına baxaq. Bu halda tezliyi ω_1 olan əsas dalğa birinci kristalda tezliyi $2\omega_1$ olan ikinci harmonika dalğasını yaradır. Kristallar arasındakı hava qatını keçdikdən sonra bu dalğaların ikinci kristalda qarşılıqlı təsiri davam edir. Birinci kristalda ikinci harmonikanı xarakterizə edən qısdılmış tənliklər aşağıdakı kimidir

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta_1 z}.\end{aligned}\tag{6.1.1}$$

Bu tənlikləri

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0\tag{6.1.2}$$

sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik. (6.1.2) şərtini nəzərə almaqla (6.1.1) sisteminin həlli

$$A_2(l_1) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l_1 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 \cdot e^{-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta_1)l_1 / 2} \quad (6.1.3)$$

münasibətilə ifadə olunur. Burada

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 + \left[\Delta^2 - (\delta_2 - 2\delta_1)^2 + 2i\Delta(\delta_2 - 2\delta_1) \right] / 4, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}.$$

(6.1.3) ifadəsindən görünür ki, ikinci harmonikanın amplitudu kristalın uzunluğundan asılı olaraq periodik qanunla dəyişir.

Əvvəlcə kristalın optimal uzunluğunda $l_{1,opt}$ (koherent uzunluq)

$$l_{opt} = (2\Gamma_1^2 + \Delta_1^2 / 4)^{-1/2} \arctg \left[\left(2\Gamma_1^2 + \Delta_1^2 / 4 \right)^{1/2} / \delta_2 \right] \quad (6.1.4)$$

əsas dalğanın enerjisi ikinci harmonika dalğasının enerjisinə çevrilir. Sonra isə əksinə, ikinci harmonika dalğasının enerjisinin əsas dalğanın enerjisinə çevrilməsi baş verir.

(6.1.4) ifadəsindən görünür ki, kristalın optimal uzunluğu l_{opt} məsələnin parametrlərindən, məsələn, faza dəyişməsinə, əsas dalğanın intensivliyindən, mühitin udma əmsalından və s. asılıdır. Faza dəyişməsinin və əsas dalğanın intensivliyinin artması, kristalın optimal uzunluğunun azalmasına gətirir.

İndi ikinci kristalda ikinci harmonikanın generasiyası prosesinə baxaq. Bu halda da dalğanın kompleks amplitudları (6.1.1) tənliklərilə ifadə olunur. Ancaq bu halda, qeyri-xətti kristalların qarşılıqlı oriyentasiyalarından asılı olaraq ikinci

kristalda fazalar fərqi Δ_2 , birinci kristaldakı fazalar fərqi Δ_1 fərqlənir. Bundan əlavə, ikinci kristalın girişində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları, onların birinci kristalın çıxışındakı qiymətləri və kristallar arasındakı hava qatının xassəsilə təyin olunur:

$$A_{1,2}(z=0) = A_{1,2}(l_1)e^{i\varphi_{1,2}d}, \quad (6.1.5)$$

burada d – kristallar arasındakı hava qatının qalınlığıdır, φ_1 və φ_2 – uyğun olaraq, kristallar arasındakı hava qatında ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli dalğaların faza sürüşməsidir.

(6.1.5) ifadəsinə daxil olan $A_1(l_1)$ kəmiyyəti (6.1.3) həllini nəzərə almaqla (6.1.1) tənliyindən tapılır.

$$A_1(l_1) = A_{10}e^{\frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta_1}{4}} \left(\cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1 \right)^{1/2}. \quad (6.1.6)$$

Burada da $z=0$ kristalın girişinə uyğundur.

(6.1.1) sistemindən a_2 üçün aşağıdakı tənliyə keçmək olar

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} + (2\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4) a_2 = 0, \quad (6.1.7)$$

burada

$$a_2 = A_2 \exp\left\{(2\delta_2 + i\Delta_2)z/2\right\}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(l_1), \quad \delta_2 = 2\delta_1.$$

(6.1.7)-nin həllini aşağıdakı şəkildə axtarıq

$$a_2 = c_1 \cos \lambda_2 z + c_2 \sin \lambda_2 z, \quad \lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4. \quad (6.1.8)$$

Bu sistem tənlikləri üçün sərhəd şərti

$$a_2(z=0) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l_1 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 e^{\frac{2\delta_2 + i\Delta_1}{2} l_1 + i\varphi_2(d)},$$

$$\left. \frac{da_2}{dz} \right|_{z=0} = -i\gamma_2 A_1^2(l_1) e^{2i\varphi_1(d)} + i \frac{\Delta_2}{2} A_2(l_1) e^{i\varphi_2(d)}.$$

Bu şərtlər daxilində c_1 və c_2 əmsalları aşağıdakı ifadələrlə təyin olunur

$$c_1 = A_2(l_1) e^{i\varphi_2(d)}, \quad c_2 = -i\gamma_2 \frac{A_1^2(l_1)}{\lambda_1} + i \frac{\Delta_2}{2\lambda_1} A_2(l_1) e^{i\varphi_2(d)}. \quad (6.1.9)$$

(6.1.9) –a uyğun olaraq (6.1.7)-nin həlli

$$A_2(z) = A_2(l_1) e^{-\delta_2 z - i \frac{\Delta_2 z}{2} + i\varphi_2(d)} \times$$

$$\times \left[\cos \lambda_2 z + i \left(\frac{\Delta_2}{2\lambda_2} - \frac{\gamma_2}{\lambda_2} \frac{A_1^2(l_1 + d)}{A_2(l_1 + d)} \right) \sin \lambda_2 z \right].$$

(6.1.1) və (6.1.3) münasibətlərindən $A_1^2(l_1 + d)/A_2(l_1 + d)$ nisbəti üçün alırıq

$$\frac{A_1^2(l_1 + d)}{A_2(l_1 + d)} = i \frac{\lambda_1}{\gamma_2} \left(\operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 - i \frac{\Delta_1}{2\lambda_1} \right) \exp[i(\Delta_1 l_1 + 2\varphi_1(d) - \varphi_2(d))].$$

Əgər

$$\Delta_1 l_1 + 2\varphi_1(d) - \varphi_2(d) = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.1.10)$$

şərti ödənərsə, ikinci kristalda ikinci harmonikanın kompleks amplitudu üçün alırıq:

$$A_2(z) = A_2(l_1) e^{-\delta_2 z - i \frac{\Delta_2 z}{2} + i \varphi_2(d)} \times \left[\cos \lambda_2 z + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + i \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2 \lambda_2} \right) \sin \lambda_2 z \right]. \quad (6.1.11)$$

Bu düstur o vaxt doğrudur ki, ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların birinci qeyri-xətti kristalda və kristallar arasındakı hava qatında faza sürüşmələri tamamilə bir-birini kompensasiya etmiş olsun.

§ 6.2. İkinci harmonikanın intensivliyi

İkinci harmonikanın intensivliyinin ifadəsini ($I_2(l_2) = A_2(l_2) \cdot A_2^*(l_2)$) (6.1.11)-dən istifadə etməklə almaq olar:

$$I_2(l_2) = I_2(l_1) e^{-2\delta_2 l_2} \times \left[\left(\cos \lambda_2 l_2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 \sin \lambda_2 l_2 \right)^2 + \left(\frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2 \lambda_2} \right)^2 \sin^2 \lambda_2 l_2 \right], \quad (6.1.12)$$

burada

$$\lambda_2^2 = \Gamma_1^2 (2\rho + \alpha_2^2), \quad \rho^2 = (\cos^2 \lambda_1 l_1 + \frac{\alpha_1^2}{2 + \alpha_1^2} \sin^2 \lambda_1 l_1) e^{-2\delta_2 l_1},$$

$$\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / 2\Gamma_1.$$

(6.1.12) ifadəsindən görünür ki, ikinci harmonikanın intensivliyi kristallarda fazalar fərqlinin (Δ_1 və Δ_2 -nin) müxtəlif işarələrində daha böyük qiymət alır, nəinki fazalar fərqlinin eyni işarələrində.

(6.1.12)-dən istifadə etməklə, intensivliyin maksimumuna uyğun ikinci kristalın optimal uzunluğu

$$l_{2,opt} = \arcsin\{[1 + c(4 + c^2)^{-1/2}]/2\}^{1/2} \lambda_2^{-1}, \quad (6.1.13)$$

burada

$$c^2 = \frac{a^2 + b - 1}{a}, \quad a = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \arctg \lambda_1 l_1, \quad b = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2}{2\rho + \alpha_2^2}.$$

Aldığımız (6.1.13) ifadəsindən görünür ki, ikinci kristalın optimal uzunluğu, birinci kristalın optimal uzunluğu ilə üst-üstə düşmür.

Əgər kristalların uzunluğu, onların optimal uzunluqlarına bərabər olarsa, ikinci harmonikanın effektivliyi ($\gamma_1 = \gamma_2$)

$$\eta = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2}{(2 + \alpha_1^2)(2\rho + \alpha_2^2)}. \quad (6.1.14)$$

Aldığımız bu ifadədən ikinci harmonikanın maksimumuna uyğun dalğa ədədləri fərqlinin optimal qiymətini $\Delta_{2,opt}$ tapmaq olar

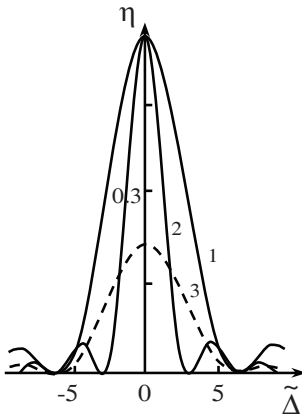
$$\Delta_{2,opt} = -8\Gamma^2(\Delta_1^2 + 8\Gamma^2)^{-1/2}. \quad (6.1.15)$$

Bu ifadədən görünür ki, ikinci kristalda dalğa ədədləri fərqlinin optimal qiyməti $|\Delta_{2,opt}|$ birinci kristalda dalğa ədədləri fərqlinin artması ilə azalmış olur. (6.1.15) münasibəti ödəndikdə, ikinci harmonikanın effektivliyinin maksimumu

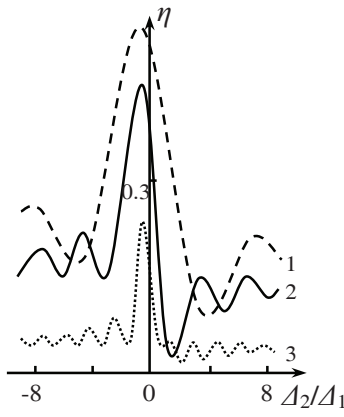
$$\eta_{\max} = (2\alpha_1 + \alpha_1^2 \sqrt{2 + \alpha_1^2} / [2\alpha_1(2 + \alpha_1^2)]). \quad (6.1.16)$$

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2(l_2)/I_{10}$,

$\tilde{\Delta} = \Delta_1 / 2\Gamma$ parametrindən asılılığı şəkil 6.1-də göstərilmişdir. Burada 3-cü əyri bir kristal olduğu hala və $\Gamma l_1 = 0,5$, $\Delta_2 = \Delta_1$ olduqda (2-ci əyri); $\Gamma l_1 = 0,5$, $\Delta_2 = -\Delta_1$ olduqda isə (1-ci əyri) iki ardıcıl yerləşmiş kristallara uyğundur. Burada müqayisə üçün, yalnız birinci kristalda ikinci harmonikanın effektivliyi (3-cü əyri) də göstərilmişdir.



Şəkil 6.1



Şəkil 6.2

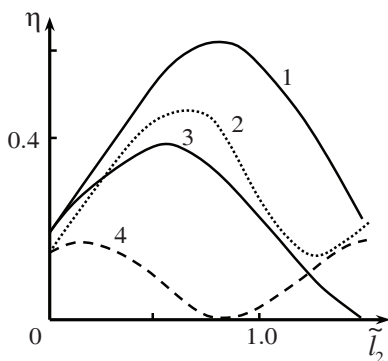
Qrafikdən görünür ki, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi $\Delta_2 = -\Delta_1$ olduqda, $\Delta_2 = \Delta_1$ olan hala nəzərən daha böyükdür. Bu nəticə təcrübi yolla da təsdiq edilmişdir.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2(l_2)/I_{10}$, Δ_2/Δ_1 parametrindən asılılığı şəkil 6.2-də göstərilmişdir. Əyrilər $\Gamma l_2 = \Gamma l_1 = 0,5$ və $\tilde{\Delta}_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ parametrinin müxtəlif qiymətləri üçün $\tilde{\Delta}_1 : 1) - 1; 2) - 2; 3) - 4$ qurulmuşdur. Şəkil 6.2-dən görünür ki, Δ_1 -in artması ilə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi azalmış olur. Birinci kristalda fazalar fərqi artması ilə, effektivliyin maksimu-

muna uyğun Δ_2/Δ_1 parametrinin optimal qiyməti azalmış olur.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta_2 = I_2(l_2)/I_{10}$ ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_2 = \Gamma l_2$ asılılığı şəkil 6.3-də göstərilmişdir. Burada ayrılar $\Gamma l_1 = 0.5$ və $\tilde{\Delta}_i = \Delta_i / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri: $\tilde{\Delta}_1$ 1) $-\tilde{\Delta}_2 = -\tilde{\Delta}_1 = 1$; 2) $-\tilde{\Delta}_2 = -\tilde{\Delta}_1 = 2$; 3) $-\tilde{\Delta}_2 = \tilde{\Delta}_1 = 1$; 4) $-\tilde{\Delta}_2 = \Delta_1 = 2$ üçün qurulmuşdur.

Qrafikdən görünür ki, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi ikinci kristalın uzunluğundan asılı olaraq maksimuma malikdir. $\tilde{\Delta}_1$ -nin artması ilə çevrilmənin effektivliyi azalır və bununla bərabər effektivliyin maksimumu, ikinci kristalın uzunluğunun l_2 kiçik qiymətinə tərəf sürüşür.



Şəkil 6.3

Beləliklə, ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda tezliyin ikinci harmonikaya çevrilməsi zamanı məsələnin parametrlərini, məsələn, kristalların uzunluğunu, fazalar fərqi, əsas dalğanın intensivliyini uyğun seçib, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza sürüşməsinə kompensasiya etməklə, çevrilmənin effektivliyini artırmaq olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, əvvəlki paragrafda göstərdiyimiz üsulla cəm tezlikli dalğanın, fərq tezlikli

dalğanın, yüksək tərtibli harmonikaların və s. ardıcıl yerləşmiş müxtəlif tipli kristallarda generasiyasını da sabit intensivlik yaxınlaşmasında araşdırmaq olur.

§ 6.3. Ardıcıl yerləşmiş iki müxtəlif qeyri-xətti kristallarda tezliyin çevrilmə prosesi

Əvvəlki paraqrafda ardıcıl yerləşmiş iki eyni tipli qeyri-xətti kristallarda tezliyin çevrilmə prosesi təhlil edilmişdir. Lakin müəyyən olunmuşdur ki, ardıcıl kristallarda tezliyin maksimal çevrilməsi üçün bəzi hallarda müxtəlif kristallar tətbiq etmək daha məqsədəuyğundur.

Bu onunla bağlıdır ki, ardıcıl yerləşmiş eyni tipli kristallarda optimal faza münasibətini təmin etmək həmişə mümkün olmur. Ona görə də, məsələnin parametrlərindən asılı olaraq, ikinci kristalı məqsədəuyğun seçməklə, optimal faza şərtini ödəmək mümkündür.

Beləliklə də, tezlik çevricisinin effektivliyini xeyli artırmaq olur.

Baxdığımız halda ikinci harmonika prosesini xarakterizə edən (6.1.1) sistem tənliyinin birinci kristalda həlli də (6.1.3) münasibətilə ifadə olunur. Ancaq tezliyin ikinci kristalda çevrilməsi zamanı nəzərə almaq lazımdır ki, bu halda fazalar fərqi Δ_2 başqa, qeyri-xətti əlaqə əmsalı γ_2 birinci kristalın uyğun parametrlərindən fərqlənirlər.

(6.1.5) sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla (6.1.1) tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll edərək, ikinci kristalda ikinci harmonikanın kompleks amplitudu üçün alarıq

$$A_2(z) = A_2(l_1 + d) \cdot e^{-\frac{\delta'_2 + 2\delta'_1 + i\Delta_2}{2}z}$$

$$\left\{ \cos \lambda_2 z - \left[\frac{\delta'_2 - 2\delta'_1 - i\Delta_2}{2\lambda_2} - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1}{2\lambda_2} \right) \frac{\gamma'_2}{\gamma_2} e^{i\psi} \right] \sin \lambda_2 z \right\}, \quad (6.3.1)$$

burada $\psi = \Delta_1 l_1 + 2\varphi_1(d) - \varphi_2(d)$ qeyri-xətti kristalda və kristallar arasındakı hava qatında əsas və harmonika dalğaları arasında yaranan faza sürüşməsidir. Bu düstura daxil olan parametrlər:

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 - \left(\frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1}{2} \right)^2, \quad \lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 - \left(\frac{\delta'_2 - 2\delta'_1 - i\Delta_2}{2} \right)^2,$$

$$\Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma'_1 \gamma'_2 I_1(l_1), \quad I_1(l_1) = I_0 e^{-\frac{\delta_2 + 2\delta_1}{2} l_1} \times$$

$$\times \left[(\cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1)^2 + \frac{\Delta_1^2}{4\lambda_1^2} \sin^2 \lambda_1 l_1 \right]^{1/2}.$$

Alınan (6.3.1) münasibəti göstərir ki, ikinci harmonikanın amplitudu dalğaların faza sürüşməsindən ψ asılıdır. Faza sürüşməsinin π qədər dəyişməsi ikinci kristalda qeyri-xətti əlaqə əmsallarının (γ'_1 və γ'_2) işarələrinin dəyişməsinə ekvivalentdir. Ona görə də, ikinci kristalda dalğa ədədləri fərqlinin və qeyri-xətti əlaqə əmsallarının işarəsinin dəyişməsindən asılı olaraq, dörd cür qarşılıqlı təsir prosesi mövcuddur.

Əgər sadəlik üçün fərz etsək ki, kristallarda hər bir dalğa üçün itki əmsalları eynidir ($\delta_j = \delta'_j$), onda ikinci harmonikanın intensivliyi ($\delta_2 = 2\delta_1$)

$$I_2(l_2) = I_2(l_1)e^{-2\delta_2 l_2} \{ (\cos \alpha_2 l_2 \pm \beta (\alpha_1 / \alpha_2) \operatorname{ctg} \alpha_1 l_1 \sin \alpha_2 l_2)^2 + ((\Delta_2 \mp \beta \Delta_1) / (2 \alpha_2)) \sin^2 \alpha_2 l_2 \}. \quad (6.3.2)$$

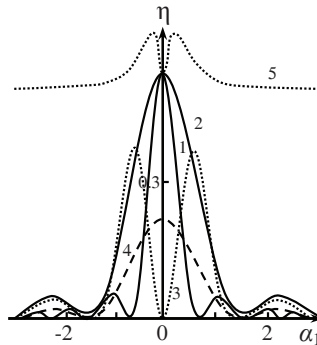
Burada $\beta = \gamma'_2 / \gamma_2$, müsbət (mənfi) işarəsi $\psi = 2\pi n$ ($\psi = (2n+1)\pi$) – nin qiymətlərinə uyğundur və

$$\alpha_{1,2}^2 = 2\Gamma_{1,2}^2 + \frac{\Delta_{1,2}^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \frac{\gamma'_1 \gamma'_2}{\gamma_1 \gamma_2} \Gamma_1^2 \rho, \\ \rho^2 = e^{-2\delta_2 l_1} (\cos^2 \alpha_1 l_1 + (\Delta_1^2 / (4 \alpha_1^2)) \sin^2 \alpha_1 l_1).$$

α_1 və α_2 kəmiyyətləri dalğa ədədləri fərqi Δ_1 , Δ_2 və qeyri-xətti əlaqə əmsallarının işarəsindən asılı olmadığından, (6.3.2) ifadəsi göstərir ki, ən effektiv çevrilmə zamanı kristallarda qeyri-xətti əlaqə əmsallarının işarəsi eyni, dalğa ədədləri fərqi işarəsi isə müxtəlif olur.

Belə olan halda, (6.3.2) ifadəsinin sağ tərəfinə daxil olan hər üç toplananın işarəsi eyni olur və bununla da, ikinci harmonikanın effektivliyinə müsbət təsir göstərir.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2(l_2) / I_{10}$, $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ parametrindən asılı-



Şəkil 6.4

lığı şəkil 6.4-də göstərilmişdir. Burada nəzərə alınmışdır: $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$ (1-4 əyriləri) və $l_{2,1} = l_{2,1}^{opt}$ (5 əyrisi). Əyrilər Δ_2 və γ'_2 -in müxtəlif qiymətləri üçün qurulmuşdur: 1) $\Delta_2 = \Delta_1$, $\gamma'_2 = \gamma_2$; 2) $\Delta_2 = -\Delta_1$, $\gamma'_2 = \gamma_2$; 3) $\Delta_2 = \Delta_1$, $\gamma'_2 = -\gamma_2$; 4) birinci kristalın çıxışında ikinci harmonikanın effektivliyi; 5) $\Delta_2 = \Delta_2^{opt}$, $\gamma'_2 = \gamma_2$. Əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, $\Delta_2 = \Delta_2^{opt}$ olduqda, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi daha böyükdür.

Məsələnin başqa parametrlərinin verilmiş qiymətlərində ikinci kristalın optimal uzunluğu

$$l_2^{opt} = \arcsin\{[1 + c(4 + c^2)^{-1/2}]/2\}^{1/2} / \lambda_2, \quad (6.3.3)$$

burada

$$c^2 = \frac{q^2 + p - 1}{q}, \quad q = \beta(\alpha_1/\alpha_2) \operatorname{ctg} \alpha_1 l_1,$$

$$p = \frac{(\alpha_2 - \beta \alpha_1)^2}{2\rho' + \alpha_2^2}, \quad \alpha_{1,2} = \frac{\Delta_{1,2}}{2\Gamma_1}, \quad \psi = 2n\pi.$$

Əgər birinci kristalın uzunluğunu, onun optimal uzunluğuna bərabər götürsək ($\lambda_1 l_1^{opt} = \pi/2$), ikinci kristalda optimal faza münasibəti

$$\Delta_2^{opt} = \frac{-\gamma'_1}{\gamma_1} \frac{4\Gamma}{\sqrt{2 + \alpha_1^2}}. \quad (6.3.4)$$

(6.3.4) düsturundan görünür ki, ikinci kristalda optimal fazalar fərqi Δ_2^{opt} , birinci kristaldakı fazalar fərqindən başqa

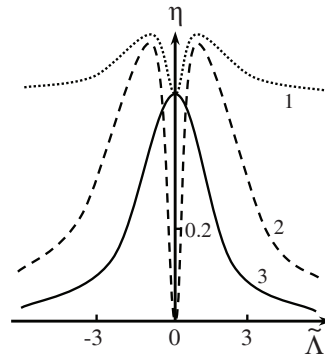
əsas dalğanın intensivliyindən və dalğaların qeyri-xətti əlaqə əmsallarından da asılıdır. (6.3.4)-ü nəzərə almaqla, ikinci harmonikanın effektivliyinin maksimumu

$$\eta_{\max}(\alpha_1) = \frac{1}{2 + \alpha_1^2} \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \frac{1}{2} \frac{\gamma_2'}{\gamma_1'} \alpha_1 \sqrt{2 + \alpha_1^2} \right). \quad (6.3.5)$$

İkinci harmonikanın effektivliyinin $\eta = I_2(l_2) / I_{10}$, $\tilde{\Delta} = \Delta_1 / 2\Gamma$ parametrindən asılılığı şəkil 6.5-də göstərilmişdir. Burada hesablamalar $l_{1,2} = l_{1,2}^{opt}$ və $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ parametrinin müxtəlif qiymətləri üçün aparılmışdır α_2 :

1) $\alpha_2 = \alpha_2(\Delta_2^{opt})$; 2) $\alpha_2 = -\alpha_1$; 3)

əyri birinci kristalın çıxışında ikinci harmonikanın effektivliyini göstərir. Qrafikdən görünür ki, ikinci harmonikanın effektiv-



Şəkil 6.5

liyi fazalar fərqlinin Δ_1 müəyyən qiymətində maksimuma çatır. Kristallarda itkilər eyni olduqda ($\delta_2 = \delta_1 = \delta$) ikinci harmonikanın intensivliyi ($\Delta_j = 0$)

$$\eta(l_2) = e^{-3\delta(l_1+l_2)} \frac{\sin q_1 l_1}{2 - \delta^2 / 4\Gamma_1^2} (\cos q_2 l_2 + \frac{q_1}{q_2} \operatorname{ctg} q_1 l_1 \sin q_2 l_2)^2, \quad (6.3.6)$$

burada

$$q_{1,2} = 2\Gamma_{1,2}^2 - \frac{\delta^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \rho_1 \Gamma_1^2,$$

$$\rho_1 = e^{-\frac{3\delta_1 l_1}{2}} \left| \cos q_1 l_1 - \frac{\delta}{2\lambda_1} \sin q_1 l_1 \right|,$$

$$\gamma_j = \gamma'_j.$$

Qeyd edək ki, ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda tezliyin çevrilmə prosesinə tətbiq olunan bu metod, rezonator daxili tezlik çeviricilərinin müxtəlif sxemlərinə də tətbiq oluna bilər.

§ 6.4. Qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini

Qeyri-xətti optik qavrayıcılığın təyini, qeyri-xətti optika metodlarına əsaslanır. Cəm tezlikli dalğaların və harmonikaların generasiyasının köməyi ilə çoxlu sayda təcrübi işlərin vasitəsilə qeyri-xətti mühitlərin qeyri-xətti qavrayıcılığı müəyyən edilmişdir. Bir qayda olaraq, mühitlərin qeyri-xətti qavrayıcılığının təyini sabit amplitud metodunun vasitəsilə alınan kiçik çevrilmə effektivliyində tapılmışdı. Aydın ki, sabit amplitud metodunda həyəcənlanan dalğanın həyəcənlandırıran dalğaya əks təsiri nəzərə alınmır və ona görə də qeyri-xətti proseslərin bəzi mühüm xüsusiyyətləri barədə informasiyalar itirilmiş olur. Bilavasitə bu xüsusiyyətlər qeyri-xətti qavrayıcılığın təyində tətbiq edilən yeni metodun əsasını təşkil edir.

İkinci harmonikanın stasionar generasiyası prosesinə baxaq. Bu proses aşağıdakı sistem tənliyi ilə ifadə olunur

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= i\gamma_1 A_2 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}. \end{aligned} \tag{6.4.1}$$

(6.4.1) tənliyini sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll edib, ikinci harmonikanın intensivliyi üçün alırıq

$$I_2 = \gamma_2^2 I_1(0) \rho^{-1} (\sin^2 x + sh^2 y) \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1)z], \quad (6.4.2)$$

burada

$$\rho^2 = a^2 + b^2, \quad a = 2\Gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4} - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4}, \quad b = \Delta \frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2},$$

$$\Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(0), \quad I_1(0) = |A_1(z=0)|^2, \quad x = \sqrt{\rho} z \cos \frac{\varphi}{2},$$

$$y = \sqrt{\rho} z \sin \frac{\varphi}{2}, \quad \varphi = \arctg \frac{b}{a}.$$

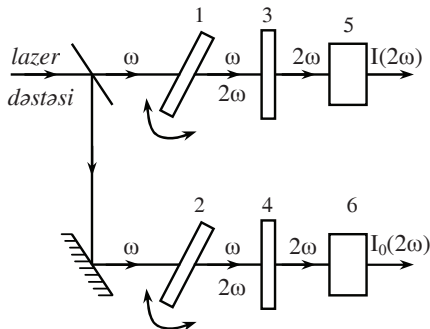
Aldığımız (6.4.2) ifadəsindən görünür ki, harmonikanın intensivliyi qeyri-xətti qarşılıqlı təsir məsafəsindən və faza münasibətindən asılı olaraq periodik qanunla dəyişir. Periodun nömrəsi artdıqca intensivliyin maksimumu azalır.

Sabit amplitud metodundan fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikanın amplitudunun fəza döyünmələrinin periodu mühitin qeyri-xətti qavrayıcılığından χ asılıdır. Elə bu asılılıq (ikinci harmonikanın intensivliyinin minimumlarının fəzada yerləşməsinin təyini), maddənin qeyri-xətti qavrayıcılığını tapmağa imkan verir. Biz nisbi qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini ilə kifayətlənəcəyik.

Qeyri-xətti qavrayıcılığı təyin etmək üçün işlədilən qurğunun sxemi şəkil 6.6-da göstərilmişdir. Fərz edək ki, başlanğıc lazer şüası eyni intensivlikli iki dəstəyə ayrılmışdır.

Burada 1 – qeyri-xətti qavrayıcılığı məlum olmayan kristal, 2 – qeyri-xətti qavrayıcılığı məlum olan kristal, 3 və 4 – süzğəclər, 5 və 6 fotoqəbuledicilərdir. Kristalların optik oxu kristalın qabaq tilinə paralel olmaqla, fırlanma oxu rolunu

oynayır. Birinci şüa dəstəsi qavrayıcılığı χ məlum olan kristaldan, ikinci şüa dəstəsi isə qavrayıcılığı məlum olmayan kristaldan keçir. Bu işıq dəstələri kristallarda yığılarkən ikinci harmonika dalğasını yaradırlar. Burada kristalların oriyentasiyasını elə seçmək olar ki, onların fırlanması zamanı, ancaq kristalların effektiv uzunluqları dəyişmiş olsun, fazalar fərqi isə dəyişməz qalsın. Onda (6.4.2)-yə əsasən harmonikanın intensivliyi qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılı olaraq minimumlara malik olur ki, o da aşağıdakı münasibətlərlə verilir



Şəkil 6.6

$$\{[2\Gamma_0^2 + \frac{\Delta_0^2}{4} - \frac{(\delta_{20} - 2\delta_{10})^2}{4}]^2 + \frac{\Delta_0^2(\delta_{20} - 2\delta_{10})^2}{4}\}^{1/2} = m_0^2 \pi^2 / z_0^2, \quad (6.4.3)$$

$$\{[2\Gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4} - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4}]^2 + \frac{\Delta^2(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4}\}^{1/2} = m^2 \pi^2 / z^2, \quad (6.4.4)$$

burada m_0 və $m = 1, 2, 3, \dots$ uyğun olaraq, məlum və qeyri - məlum qavrayıcılıqlı kristalların çıxışında ikinci harmonikanın intensivliyinin minimumlarının tərtibidir, $\Gamma_0^2 = \gamma_{10}\gamma_{20}I_1(0)$,

$\Gamma^2 = \gamma_1\gamma_2I_1(0)$ “0” indeksi qavrayıcılığı məlum olan kristala aiddir.

Aldığımız bu ifadələrdən görünür ki, sabit amplitud metodunun nəticələrindən ($\Gamma_0, \Gamma = 0$) fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında harmonikanın intensivliyinin minimumlarının vəziyyəti kristalın qeyri-xətti qavrayıcılığından və əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Bu parametrlərin artması ilə harmonikanın intensivliyinin minimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğu azalır.

(6.4.3) və (6.4.4)-ü nəzərə almaqla, nisbi qeyri-xətti qavrayıcılıq $\chi_{nis} = \chi / \chi_0$ üçün yazı bilərik

$$\chi_{nis} = \frac{n_1 \sqrt{n_2}}{n_{10} \sqrt{n_{20}}} \left\{ \frac{\left[\frac{m^4 \pi^4}{z^4} - \frac{\Delta^2 (\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4} \right]^{1/2} - \frac{\Delta^2}{4} + \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4}}{\left[\frac{m_0^4 \pi_0^4}{z_0^4} - \frac{\Delta_0^2 (\delta_{20} - 2\delta_{10})^2}{4} \right]^{1/2} - \frac{\Delta_0^2}{4} + \frac{(\delta_{20} - 2\delta_{10})^2}{4}} \right\}. \quad (6.4.5)$$

Beləliklə, nisbi qavrayıcılığı təyin etmək üçün analitik düstur almış olduq. Aldığımız bu ifadə şüalanmanın parametrlərindən asılı olmadığından qarşıya qoyulan məsələnin həllini xeyli sadələşdirir.

Qeyri-xətti qavrayıcılıq ümumi halda kompleks ədəddir. Belə olan halda χ -nin faza vuruğunu, qavrayıcılığı məlum və naməlum olan ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda ikinci harmonikanın generasiyası prosesinin vasitəsilə təyin etmək olar.

(6.4.1)-ə əsasən qeyri-xətti qavrayıcılığı məlum olan l_2 uzunluqlu ikinci kristalın çıxışında ikinci harmonikanın intensivliyi

$$I_2(l_2) = I_2(l_1) e^{-(\delta_2 + 2\delta_1)l_2} \left| \cos \lambda_2 l_2 - \left[\frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta}{2\lambda_2} - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_{20} - 2\delta_{10} - i\Delta_0}{2\lambda_2} \right) \frac{n_{20}}{n_2} \chi_{\text{nis}} e^{i\psi} \right] \sin \lambda_2 l_2 \right|^2. \quad (6.4.6)$$

Burada $\psi = \Delta_0 l_1 + (2\omega_1/c)[n_0(2\omega) - n_0(\omega)]$, $\Delta_0 l_1$ - qeyri-xətti qavrayıcılığı məlum olan birinci kristalda əsas tezlikli və harmonika dalğalarının faza sürüşməsidir, $(2\omega/c)[n_0(2\omega) - n_0(\omega)]$ - kristallar arasındakı hava qatında dalğaların faza sürüşməsidir və

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_0^2 - \frac{(\delta_{20} - 2\delta_{10} - i\Delta_0)^2}{4}, \quad \lambda_2^2 = 2\Gamma_1^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2}{4},$$

$$I_1(l_1) = I_1(0) e^{-\frac{\delta_{20} + 2\delta_{10}}{2} l_1} \left[(\cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_{20} - 2\delta_{10}}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1)^2 + \frac{\Delta_0^2}{4\lambda_1^2} \sin^2 \lambda_1 l_1 \right]^{1/2},$$

$$I_2(l_1) = \gamma_2^2 I_{10} l_1^2 |\sin \lambda_1 l_1|^2 e^{-(\delta_{20} + 2\delta_{10})l_1}, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_2(l_1).$$

(6.4.6) düsturundan görünür ki, ikinci harmonikanın intensivliyi kristalların qeyri-xətti qavrayıcılıqlarının χ_0 , χ_1 nisbi fazaları ilə təyin olunur. Onun, tezliyin çevrilmə prosesinə təsiri kristallar arasındakı hava qatının dispersiya xassəsindən asılıdır. Əgər kristallar arasındakı boşluğu məlum qazla doldursaq, qazın təzyiqini dəyişməklə, ikinci harmonikanın intensivliyinin interferensiyasını müşahidə etmək olar və bununla da qeyri-xətti qavrayıcılıqların nisbi fazalarını təyin etmək olar.

Qeyd edək ki, bu yolla kristalların yüksək tərtibli qeyri-xətti qavrayıcılığını da təyin etmək mümkündür.

§ 6.5. Qeyri – xətti dispersiyalı interferometr

Dispersiyalı interferometrə qeyri-xətti kristal və tədqiq edilən mühit lazer rezonatorunun daxilində yerləşdirilir. Tezliyin rezonator daxilində çevrilməsi zamanı qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazasının çox kiçik dəyişməsi, harmonikanın intensivliyinin kəskin dəyişməsinə səbəb olur. Ona görə də, bu dəyişməni təyin etməklə, tədqiq olunan cismin sındırma əmsalının dispersiyasını tapmaq olur.

Fərz edək ki, ω_1 tezlikli dalğa z oxunun müsbət istiqamətində l uzunluqlu qeyri-xətti kristaldan keçərkən $2\omega_1$ tezlikli harmonika dalğasını yaradır. Tədqiq olunan cisim kristalla rezonatorun güzgüsü arasında yerləşdirilir. Stasionar halda rezonatorun güzgüləri arasında əsas tezlikli və harmonikanın durğun dalğaları mövcud olur. Bu dalğaların kompleks amplitudları aşağıdakı qısaldılmış sistem tənlikləri ilə ifadə olunur

$$\begin{aligned}\frac{dA_1^\pm}{dz} \pm \delta_1 A_1^\pm &= \mp i \gamma_1 A_2^\pm (A_1^\pm)^* \exp(\pm i \Delta z), \\ \frac{dA_2^\pm}{dz} \pm \delta_2 A_2^\pm &= \mp i \gamma_2 (A_1^\pm)^2 \exp(\mp i \Delta z),\end{aligned}\tag{6.5.1}$$

burada $A_1^\pm$ və $A_2^\pm$ uyğun olaraq, z oxu istiqamətində (müsbət işarəsi) və z oxunun əksinə (mənfi işarəsi) doğru yayılan əsas və harmonika dalğalarının kompleks amplitudlarıdır. $\delta_{1,2}$ - udma əmsallarıdır, $\Delta = k_2 - 2k_1$ - dalğa ədədlərinin fərqi. (6.5.1) sistem tənliyinin hər biri, ancaq bir istiqamətdə yayılan dalğanın kompleks amplitudunu xarakterizə edir (qarşı-qarşıya yayılan dalğalar qarşılıqlı təsirdə olmurlar).

(6.5.1) sistem tənliyini analiz etmək üçün, z oxunun müsbət və mənfi istiqamətində yayılan dalğaların qarşılıqlı təsirinə uyğun sərhəd şərtləri daxilində ayrı-ayrılıqda baxacağıq. Əvvəlcə dalğaların z oxunun müsbət istiqamətində yayılmasına nəzər salaıq. Bu halda (6.5.1) sistem tənliyinin

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0$$

sərhəd şərti daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli:

$$A_2(l) = -i\gamma_2 A_{10}^2 \operatorname{sinc} \lambda_1 l \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta)l/2], \quad (6.5.2)$$

burada

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}, \quad I_{10} = A_{10}A_{10}^*.$$

Əsas tezlikli və harmonika dalğaları kristaldan çıxardıqdan sonra tədqiq olunan mühitdən keçdikdə, müxtəlif faza sürüşməsinə məruz qalırlar. Sonra hər iki dalğa güzgüdən qayıtdıqdan sonra z oxunun mənfi istiqamətində yayılaraq, tədqiq olunan mühitdən və qeyri-xətti kristaldan keçir. Dalğalar qeyri-xətti kristalda yenidən qarşılıqlı təsirdə olurlar.

Bu halda (6.5.1) sistem tənliyini

$$A_1(z=0) = A_1(l) \exp[i\varphi_1(2d) + i\varphi'_1],$$

$$A_2(z=0) = A_2(l) \exp[i\varphi_2(2d) + i\varphi'_2]$$

sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik. Burada $\varphi_1(2d)$ və $\varphi_2(2d)$ uyğun olaraq, ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli dalğaların tədqiq olunan mühitdəki faza sürüşmələridir; φ'_1 və φ'_2 uyğun olaraq, ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli dalğaların güzgüdən qayıtdığı və kristalla

güzgü arasındakı hava qatını keçdiyi zaman yaranan faza sürüşməsidir, d – tədqiq olunan cismin qalınlığıdır.

Sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla, z oxunun əks istiqamətində yayılan harmonika dalğasının kristalın çıxışında intensivliyi üçün alırıq

$$I_{2, \text{crx}} = I_2(l) \left| \sin \lambda_2 l \left[\operatorname{ctg} \lambda_2 l + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta}{2\lambda_2} \right) e^{i\psi} + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta}{2\lambda_2} \right] \right|^2 e^{-(\delta_2 + 2\delta_1)l}, \quad (6.5.3)$$

burada

$$\lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 + i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(l),$$

$$I_{1,2}(l) = A_{1,2}(l) A_{1,2}^*(l),$$

$$A_1(l) = A_{10} \left[\cos \lambda_1 l + \frac{\sin \lambda_1 l}{2\lambda_1} (\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta) \right]^{1/2} \times \exp\left(-\frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta}{4}\right),$$

$\psi = \Delta l + 2\varphi_1(2d) - \varphi_2(2d) + 2\varphi'_1 - \varphi'_2$ əsas və harmonika dalğalarının ümumi fazalar fərqidir, Δl dalğaların qeyri-xətti kristalda faza sürüşməsidir.

(6.5.3) ifadəsindən görünür ki, ikinci harmonikanın intensivliyi ümumiləşmiş fazalar fərqiindən asılı olmaqla, ψ -nin dəyişməsilə dəyişir. Tədqiq olunan mühiti rezonatorla yerləşdirdikdə, əlavə fazalar fərqi $2\varphi_1(2d) - \varphi_2(2d)$ yaranır ki, onun hesabına absis oxu boyunca $I_{2, \text{max}}(\psi)$ funksiyasının fazalar fərqiinə uyğun interferensiya sürüşməsi baş verir. İkinci harmonikanın intensivliyinin maksimum və minimumunun sürüşməsini ölçməklə, tədqiq olunan cismin sındırma əmsalının dispersiyasını bilavasitə təyin etmək olur.

§ 6.6. Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda cəm tezlikli dalğanın generasiyası

Cəm tezlikli dalğanın ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda generasiyasını təhlil etmək üçün aşağıdakı qısaldılmış tənliklər sistemindən istifadə edək

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta z}.\end{aligned}\quad (6.6.1)$$

(6.6.1) sistem tənliyini uyğun sərhəd şərtləri daxilində hər bir kristal üçün ayrı-ayrılıqda həll etməliyik.

Birinci kristal üçün

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = A_{20}, \quad A_3(z=0) = 0. \quad (6.6.2)$$

(6.6.2) sərhəd şərtlərini nəzərə alaraq, (6.6.1) sisteminin sabit intensivlik yaxınlaşmasında ($I_{1,2}(z) = I_{1,2}(z=0)$) həll edərək, birinci kristalın çıxışında cəm tezlikli dalğanın kompleks amplitudu üçün alırıq

$$A_3(l_1) = -i\gamma_3 A_{10} A_{20} l_1 \operatorname{sinc} \frac{\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_1}{2} l_1 \cdot e^{-\frac{\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_1}{2} l_1}, \quad (6.6.3)$$

burada

$$\alpha_1^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_1)^2 / 4, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_2 \gamma_3 I_{10},$$

$$\Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_3 I_{20}, \quad \text{sinc} x = \sin x / x.$$

(6.6.3) ifadəsindən cəm tezlikli dalğanın amplitudunun maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğu

$$l_{1,opt} = [\text{arctg}(\lambda_1 / \delta_3)] / \lambda_1, \quad (6.6.4)$$

burada sadəlik üçün $\delta_3 = \delta_1 + \delta_2$ götürülmüşdür. Bu ifadədən görünür ki, kristalın optimal uzunluğu $l_{1,opt}$ fazalar fərqiindən Δ_1 , ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların intensivliklərindən $I_{10,20}$ və dalğaların mühitdə udulma əmsallarından δ_j asılıdır. Əgər mühitdə itkiləri nəzərə almasaq, onda (6.6.4) ifadəsi daha sadə şəkllə düşər

$$l_{1,opt} = \frac{\pi}{2\lambda_1} = \frac{\pi}{2} (\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Delta_1^2 / 4)^{-1/2}. \quad (6.6.5)$$

Aldığımız ifadədən görünür ki, birinci kristalda fazalar fərqiinin Δ_1 və $\omega_{1,2}$ tezlikli dalğaların intensivliklərinin artması ilə kristalın optimal uzunluğu azalmış olur. Kristalın optimal uzunluğunun azalması həm də həyacanlanan dalğanın, həyacanlandıran dalğalara əks təsirini nəzərə aldıqda ($\Gamma_{1,2} \neq 0$) da baş verir. Qeyd edək ki, sabit amplitud yaxınlaşmasında bu effekt müşahidə olunmamışdır.

İndi ikinci qeyri-xətti kristalda tezliyin çevrilməsi prosesinə baxaq. Bu halda da tezliyin çevrilmə prosesi (6.6.1) sistem tənliylə xarakterizə olunur. Ancaq, bu halda, kristalların qarşılıqlı vəziyyətlərindən asılı olaraq, ikinci kristalda fazalar fərqi Δ_2 , birinci kristaldakı fazalar fərqiindən Δ_1 fərqlənir. (6.6.1) sisteminin ikinci kristalda sərhəd şərtləri də dalğaların

birinci kristalın çıxışındakı amplitudları $A_j(l_1)$ və kristallar arasındakı mühitin dispersiya xassələri ilə müəyyən olunur, yəni

$$A_j(z=0) = A_1(l_1) e^{i\varphi_1(d)}, \quad (6.6.6)$$

burada $\varphi_j(d)$ - dalğaların kristallar arasındakı mühitdə yayıldığı zaman yaranan faza sürüşməsidir. $A_j(l_1)$ ifadəsini, (6.6.3) həllini (6.6.1) sistem tənliyində nəzərə almaqla tapmaq olar. Burada $z=0$ yenə də kristalın girişinə uyğundur.

Biz yalnız, signal dalğası ilə yüksək intensivlikli əsas dalğanın ($I_{20} \gg I_{10}$) toplanmasına baxacağıq. Bu halda, əsasən signal dalğası cəm tezlikli dalğa ilə qarşılıqlı təsirdə olur, əsas dalğa isə, demək olar ki, dəyişməz qalır. Ona görə də əsas dalğanın intensivliyini sabit hesab etmək olar. Onda (6.6.1) sistem tənliklərindən bir tənliyə keçmək olar

$$\frac{d^2 a_3}{dz^2} + [\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_2)^2 / 4] a_3 = 0, \quad (6.6.7)$$

burada

$$a_3 = A_3 \exp[-(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_2)z / 2], \quad \Gamma_{1,2}^2 = \gamma_{2,1}\gamma_3 I_{10,20}.$$

(6.6.7) tənliyinin həllini

$$a_3 = c_1 \cos \varkappa_2 z + c_2 \sin \varkappa_2 z, \quad (6.6.8)$$

şəklində axtaraq. Burada

$$\varkappa_2^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_2)^2 / 4.$$

(6.6.8) tənliyi üçün sərhəd şərtləri

$$a_3|_{z=0} = A_3(l_1) e^{i\varphi_3(d)},$$

$$\frac{da_3}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{\delta_1 + \delta_2 - \delta_3 + i\Delta_2}{2} A_3(l_1) e^{i\varphi_3(d)} - i\gamma_3 A_{20} A_1(l_1) e^{i\varphi_1(d)}.$$

Buradan c_1 və c_2 əmsallarını tapmaq olar:

$$c_1 = A_3(l_1) e^{i\varphi_2(d)},$$

$$c_2 = \alpha_1^{-1} [-i\gamma_3 A_{20} A_1(l_1) e^{i\varphi_1(d)} + \frac{\delta_1 + \delta_2 - \delta_3 + i\Delta_2}{2} A_3(l_1) e^{i\varphi_3(d)}].$$

Onda, cəm tezlikli dalğanın amplitudu

$$A_3(z) = A_3(l_1 + d) \{ \cos \alpha_2 z + [(\delta_1 + \delta_2 - \delta_3 + i\Delta_2) / 2 \alpha_2] \sin \alpha_2 z +$$

$$+ (\alpha_1 / \alpha_2) [(ctg \alpha_1 l_1 + (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_1) / 2 \alpha_1) \sin \alpha_2 z] \times$$

$$\times e^{i(\Delta_1 l_1 + \varphi_3(d) - \varphi_1(d))} \} e^{-(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_2)z/2}.$$

Optimal faza münasibəti:

$$\Delta_1 l_1 + \varphi_3(d) - \varphi_1(d) = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.6.9)$$

ödəndiyi halda cəm tezlikli dalğanın kompleks amplitudu aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$A_3(z) = A_3(l_1 + d) [\cos \alpha_2 z + ((\alpha_1 / \alpha_2) ctg \alpha_1 l_1 + i(\Delta_2 - \Delta_1) / (2 \alpha_2)) \times$$

$$\times \sin \alpha_2 z] e^{-(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_2)z/2}. \quad (6.6.10)$$

Bu ifadədən istifadə etməklə cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyini tapmaq olar.

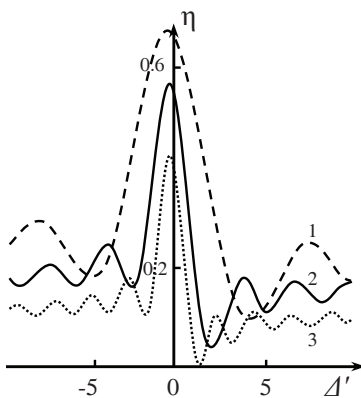
Kompleks amplituda üçün aldığımız (6.6.10) ifadəsindən istifadə edərək, çevrilmənin effektivliyi η ($\eta = I_3 / I_{10}$):

$$\eta = \gamma_3^2 I_{20} l_1^2 \text{sinc}^2 \alpha_1 l_1 [(\cos \alpha_2 l_2 + (\alpha_1 / \alpha_2) \text{ctg} \alpha_1 l_1 \sin \alpha_2 l_2)^2 + ((\Delta_2 - \Delta_1) / 2 \alpha_2)^2 \sin^2 \alpha_2 l_2] e^{-2\delta_3 z}, \quad (6.6.11)$$

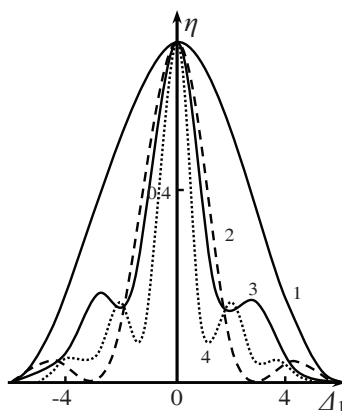
burada

$$\alpha_1^2 = \Gamma_2^2 + \Delta_1^2 / 4, \quad \alpha_2^2 = \Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4.$$

Aldığımız (6.6.11) ifadəsindən görünür ki, cəm tezliyinə çevrilmənin effektivliyi özünün maksimum qiymətini dalğa ədədləri fərqlərinin (Δ_1, Δ_2) müxtəlif işarələrində alır. Effektivliyin $\Delta' = \Delta_2 / \Delta_1$ parametrindən asılılığı şəkil 6.7-də göstərilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$ və $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətlərdə $\alpha_1 : 1) - 1; 2) - 2; 3) - 3$ qurulmuşdur.



Şəkil 6.7



Şəkil 6.8

Əyrilərdən görünür ki, Δ_1 -in qiyməti artdıqca, effektivliyin maksimal qiyməti azalır. Effektivlik Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif işarələrində maksimuma çatır. Dalğa ədədləri fərqlərinin sonrakı artması ilə optimal faza münasibətinin

pozulması baş verir ki, bu da öz növbəsində əksinə, cəm tezlikli dalğanın enerjisinin signal dalğasının enerjisinə çevrilməsinə gətirir. Cəm tezlikli dalğanın effektivliyi minimal qiymətə çatdıqdan sonra müəyyən orta qiymət ətrafında ossilyasiyaya uğrayır.

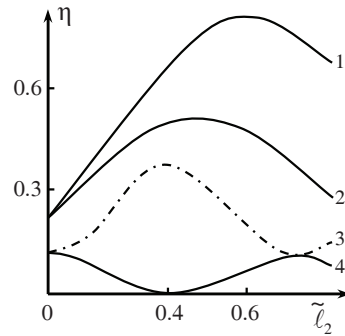
Şəkil 6.8-də cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyinin Δ_1 parametrindən asılılığı verilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$ və Δ_2 -nin müxtəlif $\Delta_2 : -\Delta_1(1); \Delta_1(2); -3\Delta_1(3); 3\Delta_1(4)$ qiymətləri üçün qurulmuşdur. Əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif işarələrində cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyi daha böyükdür, nəinki Δ_1 və Δ_2 -nin eyni işarələrində.

Cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyinin ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_2$ ($\tilde{l}_2 = \Gamma l_2$) asılılığı şəkil 6.9-da verilmişdir. Burada əyrilər parametrlərin $\Gamma l_1 = 0,5$ və $\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / 2\Gamma$ -nin

müxtəlif qiymətlərində 1) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 1$;

2) $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$; 3) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 3$;

4) $\alpha_1 = \alpha_2 = 3$ qurulmuşdur. Şəkildən görünür ki, bəzi hallarda ikinci kristalın hesabına çevrilmənin effektivliyini kifayət qədər artırmaq olur. Bunun üçün ikinci kristalın optimal uzunluğunu seçmək lazımdır. İkinci kristalın optimal uzunluğu birinci kristalın optimal uzunluğu ilə üst-üstə düşmür və



Şəkil 6.9

$|\Delta|$ -nin artması ilə l_2 -nin optimal uzunluğu azalmış olur.

Əgər birinci kristalın uzunluğu, onun optimal uzunluğuna bərabər olarsa, (6.6.11) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\eta = (1 + \alpha_1^2)^{-1} [\cos^2 \alpha_2 l_2 + ((\Delta_2 - \Delta_1)^2 / 4 \alpha_2^2) \sin^2 \alpha_2 l_2]. \quad (6.6.12)$$

(6.6.12) ifadəsinə görə ikinci kristalın optimal uzunluğu:

$$l_{2,opt} = \pi \left(2\sqrt{\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4} \right)^{-1}. \quad (6.6.13)$$

(6.6.4) və (6.6.13) ifadələrinin müqayisəsi göstərir ki, Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif qiymətlərində kristalların optimal uzunluqları da müxtəlifdirlər. (6.6.13)-ü (6.6.12)-də nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\eta_{\max} = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2}{(1 + \alpha_1^2)(1 + \alpha_2^2)}, \quad (6.6.14)$$

burada $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$, $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$.

Bu münasibətdən görünür ki, kristalların optimal uzunluqlarının ifadələrində fazalar fərqi kristallarda eynidirsə ($\Delta_1 = \Delta_2$), cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyi sıfıra bərabərdir. Bu onu göstərir ki, kristallar eyni oriyentasiyaya malikdirlərsə, siqnal dalğası birinci kristalda öz enerjisini tamamilə cəm tezlikli dalğaya verir, ancaq, ikinci kristalda isə, əksinə, cəm tezlikli dalğanın enerjisi siqnal dalğasının enerjisinə çevrilir. Əgər Δ_1 və Δ_2 müxtəlif işarəli olarlarsa, tezliyin çevrilmə effektivliyi $\Delta_1 = \Delta_2$ halına nəzərən artar.

Effektivlik η

$$\Delta_{2,opt} = -4\Gamma^2 / \Delta_1 \quad (6.6.15)$$

şerti ödəndikdə ən böyük qiymətə çatır. (6.6.15) münasibəti göstərir ki, ikinci kristalda fazalar fərqlərinin optimal qiyməti, birinci kristaldakı fazalar fərqlərinin Δ_1 artması ilə azalır.

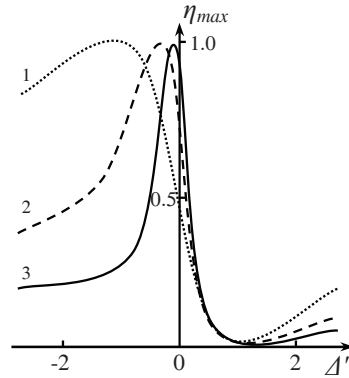
Şəkil 6.10-da cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin maksimal effektivliyinin $\Delta' = \Delta_2 / \Delta_1$

$\eta_{\max} = \eta(l_{1,2} = l_{1,2}^{opt})$ paramet-
rindən asılılığı göstərilmişdir.

Burada əyrilər $\alpha_1 = \Delta_i / 2\Gamma$

parametrinin $\alpha_1 : 1) - 1; 2) - 2;$

3) - 3 qiymətləri üçün hesablanmışdır. Şəkildən də görünür ki, effektivliyin maksimumu fazalar fərqlərinin (Δ_1, Δ_2) müxtəlif işarələrində alınır. Qeyd edək ki, aldığımız nəticə mühitdə itkinin nəzərə alınmadığı hala uyğundur.



Şəkil 6.10

§ 6.7. Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda üçüncü harmonikanın generasiyası

Yüksək harmonikaların effektiv generasiyası prosesi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir ki, bu da ultrabənövşəyi (UB) şüa mənbələrinin yaradılması və istilik nüvə sintezi problemlərinin həlli ilə bağlıdır. UB tezlik diapazonunda yüksək çevrilmə effektivliyinə nail olmaq üçün kubik kristallarda üçüncü harmonikanın birbaşa və ya kaskad yolu ilə generasiyası proseslə-

rindən istifadə olunur. Lakin məlum olmuşdur ki, tezliyin yüksək çevrilmə effektivliyinə nail olmaq üçün ardıcıl yerləşdirilmiş kristallardan istifadə etməklə, xüsusi sistemlərin tətbiqi daha məqsədəuyğundur. Əvvəlcə ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda üçüncü harmonikanın birbaşa generasiyası prosesinə nəzər salaq.

Fərz edək ki, ω_1 tezlikli əsas dalğa, uzunluğu l_1 olan kubik qeyri-xətti kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Bu zaman birinci kristalda $\omega_3 = 3\omega_1$ tezlikli dalğa da yaranır. ω_1 və ω_3 tezlikli dalğalar kristallar arasındakı qalınlığı l olan hava qatında sərbəst yayılaraq ikinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Bu dalğalar ikinci kristalda yenidən qarşılıqlı təsirə məruz qalırlar. Bu qarşılıqlı təsir prosesinin təhlilini də, əvvəlki paraqrafda olduğu kimi, cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinin analizinə oxşar aparacağıq.

Birinci kristalda üçüncü harmonikanın generasiyasını xarakterizə edən tənliklər aşağıdakı kimidir (2.8.3-ə bax)

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 (A_1^*)^2 e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1^3 e^{-i\Delta_1 z}. \end{aligned} \quad (6.7.1)$$

Bu tənliklər üçün sərhəd şərtləri

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_3(z=0) = 0. \quad (6.7.2)$$

(6.7.1)-də $A_3 = a_3 \exp[-(\delta_3 + 3\delta_1 + i\Delta_1)z/2]$ əvəzləməsini aparsaq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ($I_l(z) = I_l(z=0) = I_{l0}$) almış olarıq

$$\frac{d^2 a_3}{dz^2} + [3\Gamma_1^2 - (\frac{\delta_3 - 3\delta_1 - i\Delta_1}{2})^2] a_3 = 0, \quad (6.7.3)$$

burada $\Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_3 I_{10}^2$.

(6.7.2) şərtlərini nəzərə almaqla, (6.7.3) tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli

$$A_3(l_1) = i\gamma_3 A_{10}^3 l_1 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 e^{-(\delta_3 + 3\delta_1 + i\Delta_1)l_1/2}, \quad (6.7.4)$$

burada $\lambda_1^2 = 3\Gamma_1^2 - (\delta_3 - 3\delta_1 - i\Delta_1)^2/4$. (6.7.4)-ə əsasən birinci kristalın çıxışında əsas dalğanın kompleks amplitudu

$$A_1(l_1) = e^{-i\frac{\Delta_1 l_1}{6} - \frac{\delta_3 l_1}{3}} A_{10} (\cos \lambda_1 l_1 - i\frac{\Delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1)^{1/3}. \quad (6.7.5)$$

Eyni tipli kristallar halında, ikinci kristalda üçüncü harmonikanın generasiyası (6.7.1) sistem tənliyinə oxşar olar, yəni

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 (A_1^*)^2 e^{i\Delta_2 z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1^3 e^{-i\Delta_2 z}. \end{aligned} \quad (6.7.6)$$

Bu halda kristalların oriyentasiyasından asılı olaraq, ikinci kristalda dalğaların fazalar fərqi Δ_2 , dalğaların birinci kristalda fazalar fərqi Δ_1 fərqlənir. Bundan əlavə (6.7.6) sistem tənliyi üçün şərtləri

$$A_{1,3}(z=0) = A_{1,3}(l_1) e^{i\varphi_{1,3}(d)}, \quad (6.7.7)$$

burada $A_{1,3}(l_1)$ – birinci kristalın çıxışında dalğaların kompleks amplitudlarıdır, $\varphi_{1,3}(d)$ - kristallar arasındakı hava qatında dalğaların faza sürüşməsidir. $z = 0$ yenə də kristalın girişinə uyğundur.

(6.7.6) sistem tənliyindən bir tənliyə keçmək olar:

$$\frac{d^2 a_3}{dz^2} + \lambda_2^2 a_3 = 0, \quad (6.7.8)$$

burada

$$a_3 = A_3 e^{-(\delta_3 + 3\delta_1 + i\Delta_2)z/2}, \quad \lambda_2^2 = 3\Gamma_2^2 - (\delta_3 - 3\delta_1 - i\Delta_2)^2/4, \\ \Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_3 I_1^2(l_1).$$

(6.7.8) tənliyi üçün sərhəd şərtləri

$$a_3|_{z=0} = A_3(l_1 + d), \\ \frac{da_3}{dz}|_{z=0} = i\gamma_3 A_1^3(l_1 + d) + i\frac{3\delta_1 - \delta_3 + i\Delta_2}{2} A_3(l_1 + d).$$

Bu sərhəd şərtləri daxilində (6.7.8) tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında $I_1(z=0) = I_1(z=0) = I_1(l_1)$, həlli

$$A_3(z) = A_3(l_1 + d) e^{-\alpha + \frac{i\Delta_2 z}{2}} \left[\cos \lambda_2 z + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + i \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2\lambda_2} \right) \sin \lambda_2 z \right]. \quad (6.7.9)$$

Aldığımız bu düstur, optimal faza münasibətinin

$$3\varphi_1(d) - \varphi_3(d) + \frac{\Delta_1 l_1}{2} = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.7.10)$$

ödəndiyi halda doğrudur. Yada salaq ki, (6.7.9) ifadəsinə daxil olan λ_2 həddi, əsas dalğanın birinci kristalın çıxışındakı

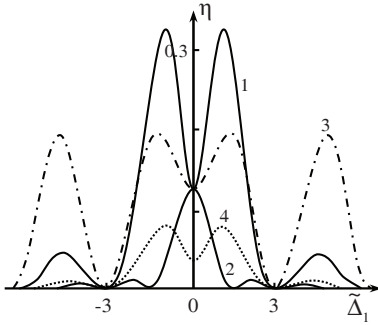
intensivliyindən $I_1(l_1)$ asılıdır.

(6.7.9)-a görə üçüncü harmonikanın intensivliyi

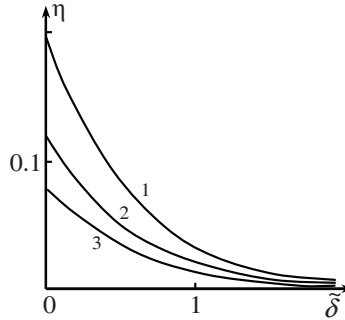
$$I_3(z) = I_3(l_1) e^{-2\delta} \times \left[(\cos \lambda_2 z + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 \sin \lambda_2 z)^2 + (\frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2\lambda_2})^2 \sin^2 \lambda_2 z \right], \quad (6.7.11)$$

burada

$$I_3(l_1) = \gamma_3^2 I_{10}^3 l_1^2 e^{-2\delta_1} \operatorname{sinc}^2(l_1 \sqrt{3\Gamma_1^2 + \Delta_1^2/4}).$$



Şəkil 6.11



Şəkil 6.12

Aldığımız (6.7.11) ifadəsindən görünür ki, ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda üçüncü harmonikanın generasiyası zamanı, ikinci harmonikanın generasiyasındakına oxşar olaraq, harmonikanın effektivliyi Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif işarələrində böyük qiymət alır, nəinki Δ_1 və Δ_2 -nin eyni işarələrində. Bu nəticə şəkil 6.11-dən də görünür. Bu şəkildə üçüncü harmonikanın effektivliyinin η ($\eta = I_3 / I_{10}$) dalğa ədədləri fərqi parametridən $\tilde{\Delta} = \Delta_1 l / 2$ asılılığı göstərilmişdir.

Burada $\delta_1 = 0$; $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$ (1-3 əyriləri); $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,2$ (4 əyrisi) və Δ_2 -nin müxtəlif qiymətləri Δ_2 : 1) $\Delta_2 = -\Delta_1$; 2) $\Delta_2 = \Delta_1$; 3) $\Delta_2 = 0$; 4) $\Delta_2 = -\Delta_1$ götürülmüşdür.

Şəkil 6.12-də üçüncü harmonikanın effektivliyinin η itki parametrindən $\tilde{\delta}(\tilde{\delta} = \delta / \Gamma)$ asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$ və $\alpha_1 = \Delta / 2\Gamma$ -in müxtəlif qiymətləri 1) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 1$; 2) $\alpha = 0$; 3) $\alpha_2 = \alpha_1 = 1$ üçün qurulmuşdur. Gözlənilirdi ki mühitdə itkinin artması ilə tezliyin çevrilmə effektivliyi azalır.

Effektivliyin maksimumuna uyğun birinci kristalın optimal uzunluğu

$$l_{1,opt} = \pi / [2\sqrt{3\Gamma_1^2 + \Delta_1^2 / 4}]. \quad (6.7.12)$$

Birinci kristalın optimal uzunluğunda üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi

$$\eta = (3 + \alpha_1^2)^{-1} \{ \cos^2 \lambda_2 z + [(\alpha_2 - \alpha_1)^2 / (3\beta^2 + \alpha_2^2)] \sin^2 \lambda_2 z \}, \quad (6.7.13)$$

burada

$$\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / \Gamma_1, \quad \beta = [(3 + \alpha_1^2)^{-1} \alpha_1^2]^{1/3} e^{-2\delta_1 / 3}.$$

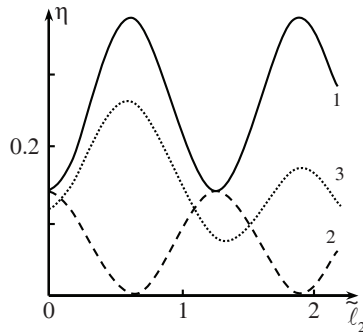
Əgər ikinci kristalın da uzunluğu onun optimal uzunluğuna

$$l_2^{opt} = \pi [2\sqrt{3\Gamma_1^2 \beta^2 + \Delta_2^2 / 4}]^{-1} \quad (6.7.14)$$

bərabər olarsa, (6.7.13) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\eta(l_{1,2} = l_{1,2}^{opt}) = (\alpha_2 - \alpha_1)^2 [(3 + \alpha_1^2)(3\beta^2 + \alpha_2^2)]^{-1}. \quad (6.7.15)$$

Üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ (6.7.13)-ə əsasən ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l} = \Gamma l_2$ asılılığı şəkil 6.13-də göstərilmişdir. Əyrilər, parametrlərin $l_1 = l_1^{opt}$, $\delta = 0$ (1 və 2 əyrisi), $\delta l_1^{opt} = 0,1$ (3 əyrisi) və



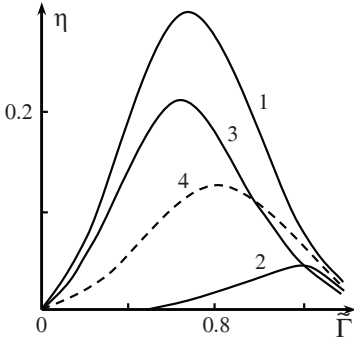
Şəkil 6.13

$\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri 1) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 2$; 2) $\alpha_1 = \alpha_2 = 2$; 3) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 2$ üçün qurulmuşdur. Qrafiklərdən görünür ki, tezliyin çevrilmə effektivliyi ikinci kristalın uzunluğundan asılı olaraq periodik qanunla dəyişir. Mühitdə itki mövcud olduqda $\eta(l_2)$ asılılığı sönən fəza döyünləri xarakteri daşıyır.

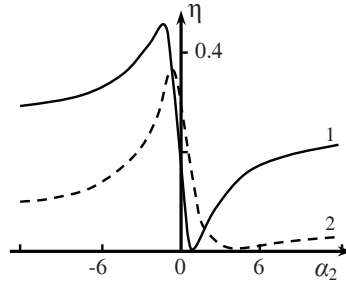
Şəkil 6.14-də üçüncü harmonikanın effektivliyinin η əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{\Gamma} = \Gamma l$ asılılığı göstərilmişdir.

Əyrilər $\Delta_1 l = 3$ və Δ_2 -nin müxtəlif qiymətləri Δ_2 : 1) $\Delta_2 = -\Delta_1$; 2) $\Delta_2 = \Delta_1$; 3) $\Delta_2 = 0$ (ancaq birinci kristal üçün) üçün qurulmuşdur. Əyrlərdən görünür ki, kristalın müəyyən uzunluğunda effektivliyin maksimumuna nail olmaq üçün əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiymətini seçmək lazımdır.

Üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ parametrindən asılılığı şəkil 6.15-də göstərilmişdir. Burada əyrilər parametrlərin $l_{1,2} = l_{1,2}^{opt}$ və



Şəkil 6.14



Şəkil 6.15

$\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri α_1 : 1) -1; 2) -4 üçün qurulmuşdur. Qrafiklərdən görünür ki, η -nin maksimal qiyməti Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif işarələrində alınır. Fazalar fərqi Δ_1 artdıqca, effektivliyin optimal qiyməti, $|\Delta_2|$ -nin kiçik qiyməti tərəfə sürüşür.

(6.7.15)-ə əsasən ikinci kristalda fazalar fərqi üçün optimal qiyməti

$$\Delta_2^{\text{opt}} = -6\Gamma\alpha_1^{1/3}(3 + \alpha_1^2)^{-2/3}. \quad (6.7.16)$$

Buradan görünür ki, birinci kristalda fazalar fərqi artırarsa, $|\Delta_2^{\text{opt}}|$ -in qiyməti azalmış olur. (6.7.10)-u nəzərə aldıqda, effektivliyin maksimal qiyməti

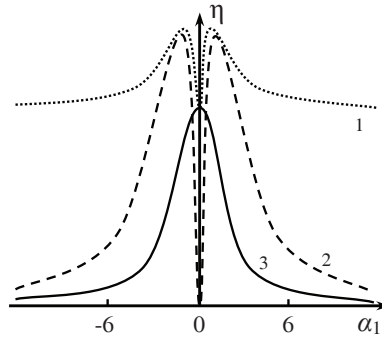
$$\eta = \frac{3 + \alpha_1(3 + \alpha_1^2)^{2/3}}{3(3 + \alpha_1^2)}. \quad (6.7.17)$$

Şəkil 6.16-da üçüncü harmonikanın effektivliyinin dalğa ədədləri fərqi üçün parametrdən $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ asılılığı göstərilmişdir.

Əyrilər $I_{1,2} = I_{1,2}^{opt}$ və $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ parametrinin müxtəlif qiymətləri α_2 :

1) $\alpha_2 = \alpha_2(\Delta_2^{opt})$; 2) $\alpha_2 = -\alpha_1$

üçün qurulmuşdur. Şəkildən görünür ki, üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi fazalar fərqi Δ_1 müəyyən qiymətində maksimuma malikdir. $\Delta_1 / 2\Gamma$ -nin artması ilə çevrilmənin effektivliyi doymuş hala



Şəkil 6.16

yaxınlaşır (1-ci əyri). Burada müqayisə üçün, ancaq birinci kristalda tezliyin çevrilməsinin nəticəsi (3-cü əyri) də verilmişdir.

§ 6.8. Üçüncü harmonikanın kaskad yolu ilə generasiyası

Kubik qeyri-xətti kristallarda üçüncü harmonikanın generasiyasının effektivliyi üçüncü tərtib qeyri-xətti qavrayıcılığın $\chi^{(3)}$ və əsas dalğanın intensivliyinin qiyməti ilə təyin olunur. Adətən, $\chi^{(3)}$ kəmiyyəti $10^{-12} \div 10^{23}$ SQSE tərtibində olmaqla, kvadratik qavrayıcılığa ($\chi^{(2)} \approx 10^{-7} \div 10^{-9}$ SQSE) nəzərən kiçik kəmiyyətdir. Bundan əlavə işığın təsiri ilə kristallar optik zədələnməyə məruz qaldıqlarından, lazer şüalanmasının intensivliyi də məhdudlaşdırılır. Bunlarla əlaqədar olaraq, yüksək effektivliyə malik tezlik çevriciləri yaratmaq üçün üçüncü harmonikanın birbaşa generasiyası

prosesindən istifadə etmək məqsəduyğun deyildir. Lakin üçüncü harmonikanın effektiv generatorunu kvadratik polyarizasiyalı qeyri-xətti iki kristalın köməyilə yaratmaq mümkündür.

İndi kaskad yolu ilə üçüncü harmonikanın generasiyası prosesinə nəzər salaq. Bunun üçün uzunluqları l_1 və l_2 olan, ardıcıl yerləşdirilmiş kvadratik polyarizasiyalı eyni tipli iki kristaldan ibarət sistemə baxaq. Fərz edirik ki, ω_1 tezlikli əsas dalğa birinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Onda, bu kristalda $\omega_2 = 2\omega_1$ tezlikli ikinci harmonika dalğası da yaranar. Sonra, əsas dalğa ilə ikinci harmonika dalğası kristallar arasındakı məsafəni sərbəst keçərək, ikinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli dalğalar ikinci kristalda yayılarkən yenidən qarşılıqlı təsirdə olaraq, cəm tezlikli dalğanın generasiyası nəticəsində üçüncü harmonika şüalanmasını yaradır. Bu prosesləri nəzəri təhlil etmək üçün ardıcıl olaraq dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər sistemini hər bir kristal üçün ayrı-ayrılıqda, uyğun sərhəd şərtləri daxilində, həll etmək lazımdır.

Əvvəlcə birinci kristalda ikinci harmonikanın generasiyasına baxaq. Bu proses aşağıdakı tənliklərlə ifadə olunur:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta_1 z}, \end{aligned} \quad (6.8.1)$$

burada Δ_1 birinci kristalda dalğaların fazalar fərqi. $A_{1,2}$ - uyğun olaraq ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların kompleks amplitudlarıdır. $A_1(z=0) = A_{10}$, $A_2(z=0) = 0$ sərhəd

şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında (6.8.1) sistem tənliyinin həlli

$$A_2(l_1) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l_1 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 e^{-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta_1)l_1/2}. \quad (6.8.2)$$

Yada salaq ki,

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma^2 - (\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1)^2/4,$$

$$\Gamma^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}, \quad \operatorname{sinc} x = \sin x/x.$$

İndi ikinci kristalda əsas dalğa ilə ikinci harmonika dalğasının qarşılıqlı təsirlə (cəm tezlikli dalğanın generasiyası hesabına) yaranan üçüncü harmonikanın generasiyasına nəzər salaq. Bu halda aşağıdakı sistem tənliyini həll etməliyik

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_3 A_1^2 e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta_1 z}. \end{aligned} \quad (6.8.3)$$

Burada A_3 , $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 = 3\omega_1$ tezliyinə uyğun dalğanın kompleks amplitududur, Δ_2 - ikinci kristalda dalğa ədədlərinin fərqidir. (6.8.3) sistem tənliklərini

$$A_3(z=0) = 0, \quad A_{1,2}(z=0) = A_{1,2}(l_1 + d) = A_{1,2}(l_1) e^{i\varphi_{1,2}(d)} \quad (6.8.4)$$

sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll edəcəyik. Burada $z=0$ yenə də kristalın girişinə uyğundur, $\varphi_{1,2}(d)$ uyğun olaraq əsas tezlikli dalğa ilə harmonika dalğasının kristallar arasındakı hava qatındakı faza

sürüşməsidir, $A_{1,2}(l_1)$ - birinci kristalın çıxışında əsas və harmonika dalğalarının kompleks amplitudlarıdır.

(6.8.3) tənliyini sabit intensivlik yaxınlaşmasında, (6.8.4) sərhəd şərtləri daxilində həll edərək, üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi η ($\eta = I_3 / I_{10}$) üçün alırıq

$$\eta = \gamma_3^2 I_1(l_1) I_2(l_1) I_{10}^{-1} l_2^2 \left| \text{sinc}^2 \lambda_2 l_2 \right| e^{-(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3) l_2}. \quad (6.8.5)$$

Burada

$$\lambda_2^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_2)^2 / 4, \quad \Gamma_{1,2}^2 = \gamma_{2,1} \gamma_3 I_{1,2}(l_1).$$

(6.8.5) ifadəsinə daxil olan $I_{1,2}(l_1)$ kəmiyyətləri (6.8.1) və (6.8.2) münasibətlərindən tapılır

$$I_1(l_1) = I_{10} e^{-\frac{\delta_2 + 2\delta_1}{2} l_1} \left| \left(\cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 + i\Delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1 \right)^2 \right|,$$

$$I_2(l_1) = \gamma_2^2 I_{10}^2 l_1 \left| \text{sinc} \lambda_1 l_1 \right|^2 \cdot e^{-(\delta_2 + 2\delta_1) l_1}. \quad (6.8.6)$$

(6.8.6) münasibətini (6.8.5)-də nəzərə aldıqda, ümumi halda çox mürəkkəb ifadə alındığından, onu burada nəzərə almırıq. Lakin, $\delta_3 = \delta_1 + \delta_2$ və $\delta_2 = 2\delta_1 = \delta$ götürsək, üçüncü harmonikanın effektivliyi sadə düsturla ifadə olunur:

$$\eta = [\gamma_3^2 F (1 - 2F)^{1/2} \sin^2(\Gamma l_2 \beta)] / (\gamma_1^2 \beta) e^{-3\delta l_2}, \quad (6.8.7)$$

burada

$$F = [\sin^2(\Gamma l_1 \sqrt{2 + \alpha_1^2})] / (2 + \alpha_1^2), \quad \alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / 2\Gamma$$

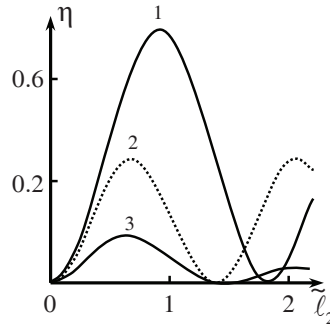
$$\beta^2 = \frac{\gamma_3}{\gamma_1} \sqrt{1 - 2F} e^{-\delta l_1} + \frac{\gamma_3}{\gamma_1} F e^{-2\delta l_1} + \alpha_2^2.$$

Buradan görünür ki, çevrilmənin effektivliyi η kristalın uzunluğundan l_2 asılı olaraq, periodik qanunla dəyişir. Lakin, itkinin olması $\delta \neq 0$ ilə əlaqədar olaraq, harmonikanın amplitudunun fəza döyünmələrinin periodunun nömrəsi artdıqca, effektivliyin maksimal qiyməti azalmış olur.

Üçüncü harmonikanın effektivliyinin maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğu

$$l_{2,opt} = \frac{\arctg \Gamma \beta / 3\delta}{\Gamma \beta}. \quad (6.8.8)$$

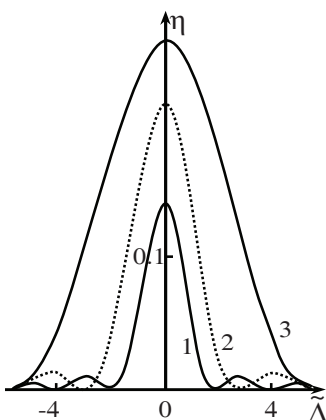
Şəkil 6.17-də üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_2$ ($\tilde{l}_2 = \Gamma l_2$) asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər, parametrlərin $\Gamma l_1 = 0,5$, $\tilde{\delta} = \delta / \Gamma$ və $\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri α_1 : 1) $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$; $\tilde{\delta} = 0$; 2) $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,5$;



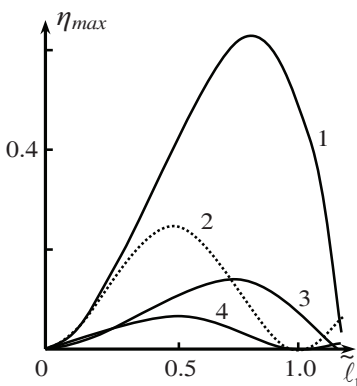
Şəkil 6.17

3) $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,5$; $\tilde{\delta} = 0,3$ üçün qurulmuşdur. Əyrilərdən görünür ki, çevrilmənin effektivliyi kristalın uzunluğundan asılı olaraq maksimuma malikdir. Fazalar fərqi artdıqca, çevrilmənin effektivliyi azalır. Bununla bərabər, kristalın optimal uzunluğu $l_{2,opt}$ da azalmış olur.

Üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, gətirilmiş fazalar fərqindən $\tilde{\Delta} = \Delta_2 / \Delta_1$ asılılığı şəkil 6.18-də göstərilmişdir. Burada $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0.5$; $\delta = 0$ və $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri α_1 : 1) -1; 2) -2; 3) -3 götürülmüşdür. Şəkildən görünür ki, məsələnin parametrlərinin müəyyən qiymətlərində ikinci kristalda fazalar fərqi artması ilə heç də çevrilmənin effektivliyi həmişə azalmır.



Şəkil 6.18



Şəkil 6.19

İkinci kristalın optimal uzunluğunda üçüncü harmonikanın effektivliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\eta(l_2 = l_{2,opt}) = \gamma_3^2 F \sqrt{1 - 2F} / (\gamma_1^2 \beta) e^{-(3\delta / \beta \Gamma) \arctg(\beta \Gamma / 3\delta)}. \quad (6.8.9)$$

(6.8.9)-a əsasən üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ birinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_1 = \Gamma l_1$ asılılığı şəkil 6.19-da göstərilmişdir.

Əyrilər parametrlərin $\delta = 0$, $l_2 = l_{2,opt}$ və $\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / 2\Gamma$ müxtəlif qiymətləri $\alpha_{1,2}$: 1) $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$; 2) $\alpha_1 = 3$, $\alpha_2 = 0$; 3) $\alpha_1 = \alpha_2 = 3$ üçün qurulmuşdur. Əyrilərdən görünür ki, ikinci kristalda olduğu kimi effektivliyin maksimumuna nail olmaq üçün birinci kristalın da optimal uzunluğunu seçmək lazımdır.

Sinxronizm şərti ödəndikdə üçüncü harmonikanın effektivliyi aşağıdakı düsturla hesablanır ($\delta_j = 0$, $l_2 = l_{2,opt}$):

$$\eta = \frac{\gamma_3}{\gamma_1} |\cos x| \sin^2 x (2|\cos x| + \sin^2 x)^{-1}, \quad (6.8.10)$$

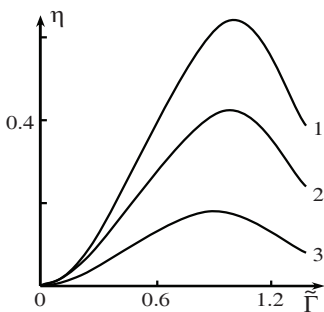
burada $x = \sqrt{2}\Gamma l_1$.

(6.8.10)-a görə birinci kristalın optimal uzunluğu $4\cos^3 x - \sin^4 x = 0$ tənliyindən tapılır ki, bu tənliyin də həlli $x = 1.03$ -dür, yəni $l_{1,opt} = 0.73/\Gamma$ -dir. Beləliklə, (6.8.10) münasibətinə görə $\eta \approx 0.21\gamma_3 / \gamma_1$. Onda, $l_{2,opt} = 0.96/\Gamma$ olar.

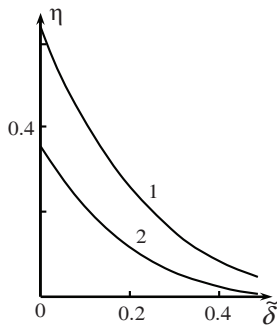
Şəkil 6.20-də üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\tilde{\Gamma} = \sqrt{2}\Gamma l_1$ -dən asılılığı göstərilmişdir. Burada əyrilər parametrlərin $\alpha_{1,2} = 0$, $l_2 = l_{2,opt} = \pi / (2\Gamma\beta)$ və itki parametrlərinin $\tilde{\delta} = \delta / \Gamma$ müxtəlif qiymətləri $\tilde{\delta}$: 1) -0; 2) -0.1; 3) -0.3 üçün qurulmuşdur. Şəkildən görünür ki, fazalar fərqi artdıqca, üçüncü harmonikanın effektivliyi azalır. Əsas dalğanın intensivliyinin artması, həmişə effektivliyin artmasına səbəb olmur.

Üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ itki parametrlərinin $\tilde{\delta} = \delta / \Gamma$ asılılığı şəkil 6.21-də göstəril-

mişdir. Burada əyrilər parametrlərin $\Delta = 0; l_2 = l_{2,opt}$ və Γl_1 -in müxtəlif qiymətləri $\Gamma l_1 : 1) -0,73; 2) -3$ üçün qurulmuşdur.



Şəkil 6.20



Şəkil 6.21

Müqayisədən görünür ki, çevrilmənin effektivliyinin azalması qeyri-xətti mühitdə itkinin artması ilə müşahidə olunur.

Hesablama göstərir ki, $l_1 = 1,7sm$ və $l_2 = 2sm$ uzunluqlu KDP kristallarında, $\lambda_1 = 1,06mkm$ və $\lambda_2 = 0,53mkm$ dalğa uzunluqlu şüalanmaların vasitəsilə kaskad yolu ilə $\lambda_3 = 0,353mkm$ dalğa uzunluğunda üçüncü harmonikanın generasiyasını yaradarkən, effektivlik maksimum 9% təşkil edir (kristallarda itki $\delta_1 = 0,045sm^{-1}$, $\delta_n = n\delta_1$, $n = 2,3$ götürülmüşdür). Bu da, əsas dalğanın intensivliyinin $I_{10} = 109Mvt / sm^2$ qiymətinə uyğundur. Alınan bu qiymət, KPD kristalında itki olmadıqda alınan qiymətdən $\eta_{max}(\delta_j = 0) = 17\%$, yəni təqribən 2 dəfə az olur.

§ 6.9. Dördüncü harmonikanın kaskad yolu ilə generasiyası

Burada kaskad yolu ilə dördüncü harmonikanın generasiyası sabit intensivlik yaxınlaşmasında araşdırılır. Bunun üçün uzunluqları l_1 , l_2 olan və bir-birindən d məsafədə yerləşən kvadratik polyarizasiyalı iki qeyri-xətti kristaldan ibarət sistemə baxaq. Fərz olunur ki, ω_1 tezlikli əsas dalğa sol tərəfdən birinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Əsas dalğa birinci kristalda yayılarkən $\omega_2 = 2\omega_1$ tezlikli ikinci harmonika dalğasını yaradır. İkinci harmonika dalğası birinci kristalı keçdikdən sonra, kristallar arasındakı hava qatını sərbəst keçərək, ikinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Bu dalğa kristalda yayılarkən $\omega_4 = 2\omega_2 = 4\omega_1$ tezlikli dördüncü harmonika dalğasını da yaradır. Bu prosesləri analiz etmək üçün əvvəlcə birinci kristalda tezliyin ikiqat çevrilməsinə baxaq. Bu proses aşağıdakı qısaldılmış tənliklər sistemi ilə xarakterizə olunur.

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z},\end{aligned}\quad (6.9.1)$$

burada A_j – qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları, δ_j – udulma əmsalları, $\Delta_1 = k_2 - 2k_1$ – isə, birinci kristalda dalğa ədədlərinin fərqi.

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0$$

sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında

(6.9.1) sistem tənliyinin həlli

$$A_2(l_1) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l_1 \operatorname{sinc} x_1 l_1 \exp[(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1)l/2], \quad (6.9.2)$$

burada

$$x_1^2 = 2\Gamma_1^2 + \{[\Delta_1 + i(\delta_2 - 2\delta_1)]\}^2 / 4,$$

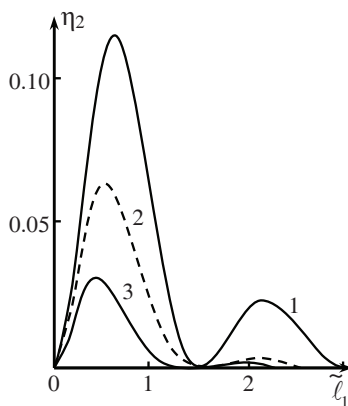
$$\Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}; \operatorname{sinc} x = \sin x / x.$$

(6.9.2) düsturuna görə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi $\eta = I_3 / I_{10}$, kristalın l_1 uzunluğunun periodik funksiyasıdır.

Xətti udulmanın nəzərə alınması ($\delta_j \neq 0$), harmonikanın intensivliyinin ossilyasiyasını zəiflədir. Böyük qarşılıqlı təsir məsafəsində və ya böyük udulma əmsallarında ossilyasiya tamamilə yox olur (şəkil 6.22-yə bax). Şəkil 6.22-də ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ birinci kristalın gətirilmiş uzunluğun-

dan $\tilde{l}_1 = \Gamma l_1$ asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Delta_1 / 2\Gamma = 1,5$ və δ / Γ -nin müxtəlif qiymətləri: 1) 0,2; 2) 0,4; 3) 0,7 üçün qurulmuşdur. Şəkildən də görünür ki, itkinin artması ilə kristalın optimal uzunluğu $l_{1,opt}$ azalır.

İndi ikinci kristalda dördüncü harmonikanın generasiyasına baxaq. Bu proses də (6.9.1) sistem tənliyinə analogi tənliklərlə xarakterizə olunur. Lakin, kristalların qarşılıqlı



Şəkil 6.22

oriyentasiyasından asılı olaraq, burada ikinci kristalda dalğa ədədlərinin fərqi Δ_2 , birinci kristaldakından Δ_1 fərqlənir. Bu halda sərhəd şərtləri

$$A_2(z=0) = A_2(l_1 + d) \exp[i\varphi_2 d], A_4(z=0) = 0. \quad (6.9.3)$$

Burada $z=0$ yenə ikinci kristalın başlanğıcına uyğundur, $\varphi_2(d)$ harmonika dalğasının kristallar arasındakı hava qatını keçərkən yaranan faza sürüşməsidir. (6.9.3)-ü nəzərə almaqla, (6.9.1) sistemini həll edərək, ikinci kristalın çıxışında dördüncü harmonikanın intensivliyi üçün alırıq

$$I_4 = \gamma_4^2 \gamma_2^4 I_{10}^4 (\sin^2 x_1 + sh^2 y_1)^2 (\sin^2 x_2 + sh^2 y_2) \times \\ \times (\rho_1^2 \rho_2)^{-1} \exp[-2(\delta_2 + 2\delta_1)l_1 - (\delta_4 + 2\delta_2)l_2], \quad (6.9.4)$$

burada

$$x_1 = \sqrt{\rho_1} l_1 \cos(\varphi_1 / 2); \quad y_1 = \sqrt{\rho_1} l_1 \sin(\varphi_1 / 2); \quad \rho_1^2 = a_1^2 + b_1^2; \\ a_1 = 2\Gamma_1^2 + \Delta_1^2 / 4 - (\delta_2 - 2\delta_1)^2 / 4; \quad \delta_1 = \Delta_1(\delta_2 - 2\delta_1) / 2; \\ \varphi_1 = \arctg(b_1 / a_1); \quad x_2 = \sqrt{\rho_2} l_2 \cos(\varphi_2 / 2); \\ y_2 = \sqrt{\rho_2} l_2 \sin(\varphi_2 / 2); \\ \rho_2^2 = a_2^2 + b_2^2; \quad a_2 = 2\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4 - (\delta_4 - 2\delta_2)^2 / 4; \\ \Gamma_2^2 = \gamma_2 \gamma_4 I_2(l_1); \quad b_2 = \Delta_2(\delta_4 - 2\delta_2) / 2; \quad \varphi_2 = \arctg(b_2 / a_2).$$

(6.9.4) ifadəsində $\delta_4 = 2\delta_2 = 4\delta_1 \cong \delta$ əvəzləməsi aparmaqla, onu sadələşdirmək olar. Onda, dördüncü harmonikanın effektivliyi üçün yazı bilərik

$$\eta_4 = \Gamma_1^6 \lambda_1^{-4} \lambda_2^{-2} \sin^4 \lambda_1 l_1 \sin^2 \lambda_2 l_2 \exp[-2\delta(l_1 + l_2)], \quad (6.9.5)$$

burada

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 + \Delta_1^2 / 4; \Gamma_1^2 = \gamma^2 I_{10} \quad \lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4;$$

$$\Gamma_2^2 = \gamma^4 I_{10}^2 \lambda_1^{-2} \sin^2 \lambda_1 l_1 e^{-\delta l_1} .$$

(6.9.5) ifadəsinə görə çevrilmənin effektivliyi η_4 kristalların optimal uzunluqlarında

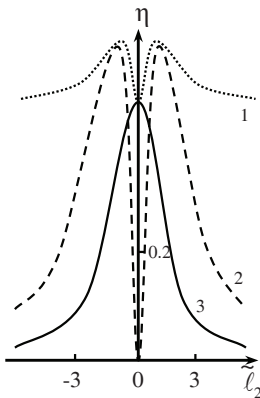
$$l_{1,2}^{opt} = \lambda_{1,2}^{-1} \arctg(\lambda_{1,2} / \delta_{2,1}) \quad (6.9.6)$$

özünün maksimum qiymətini alır. (6.9.6) ifadəsindən görünür ki, sabit amplitud yaxınlaşmasından ($\gamma_1 = 0$) fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında kristalların optimal uzunluqları əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. İntensivlik artdıqca, kristalların optimal uzunluqları azalmış olur. İntensivliyin artması ilə harmonikanın fəza döyünmələrinin periodu da azalır ki, bu da, mərkəzi maksimumun daralmasına və ətrafdakı maksimumların genişlənməsinə gətirir.

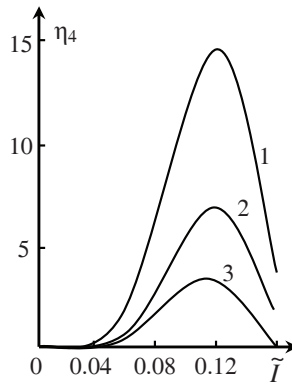
Hesablamalar göstərir ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasında güclü sahənin ($I_{10} = 100 \text{ MVt} / \text{sm}^2$) təsirlə uzunluğu 5 sm olan CDA kristalında ikinci harmonikanın generasiyası zamanı, harmonikanın intensivliyinin birinci minimumu, fazalar fərqi $\Delta = 0,8 \text{ sm}^{-1}$ qiymətində alınır ki, bu qiymət, ədədi hesablamaların nəticəsi ilə uzlaşır. Lakin bu nəticə, sabit amplitud metodunun nəticəsindən ($\Delta = 1,2 \text{ sm}^{-1}$) kəskin fərqlənir.

Şəkil 6.23-də dördüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta_4 = I_4 / I_{10}$ ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_2 = \Gamma l_2$ asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər, parametrlərin $\Gamma l_1 = 0,5$; $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma = 2,5$ və $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ -nin

müxtəlif qiymətləri $\alpha_2 : 0$ (1 və 2 əyrisi); 0,5 (3 və 4 əyrisi) üçün qurulmuşdur. 1 və 3 əyrləri üçün $\delta/\Gamma = 0$; 2 əyrisi üçün $\delta/\Gamma = 0,5$ və 4 əyrisi üçün $\delta/\Gamma = 0,05$ götürülmüşdür. Əyrlərin müqayisəsi göstərir ki, fazalar fərqlinin və eləcə də mühitdə itkinin mövcud olması, dördüncü harmonikanın effektivliyinin η_4 azalmasına səbəb olur. Bununla bərabər, kristalın optimal uzunluğu $l_{2,opt}$ da azalmış olur.



Şəkil 6.23



Şəkil 6.24

Dördüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin η_4 əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{l} = \Gamma l$ asılılığı şəkil 6.24-də göstərilmişdir. Əyrlər parametrlərin $\Delta_1 = \Delta_2 \equiv \Delta$, $l_1 = l_2 \equiv l$ və $\Delta l/2$ ilə δl -in müxtəlif qiymətlərində $\Delta l/2$: (1 və 2 əyrisi); 1,8 (3 əyrisi), $\delta l : 0$ (1 və 3 əyrisi); 0,1 (2 əyrisi) qurulmuşdur. Əyrlərdən görünür ki, əsas dalğanın intensivliyindən asılı olaraq, dördüncü harmonikaya çevrilmənin

effektivliyi kəskin maksimuma malikdir. Fazalar fərqlinin və mühitdə itkinin artması ilə generasiyanın effektivliyi azalır.

Şəkil 6.25-də dördüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_4 / I_{10}$,

$\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ parametrindən

asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər,

parametrlərin $l_1 = l_2 = l_{opt}$ və

$\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ ilə δ/Γ -nin

müxtəlif qiymətləri üçün

qurulmuşdur. α_2 : 3 (1 və 2

əyrisi), 0,5 (3 və 4 əyrisi),

$\delta/\Gamma = 0$ (1 və 3 əyrisi), 0,05 (2

və 4 əyrisi). Sinxronizm

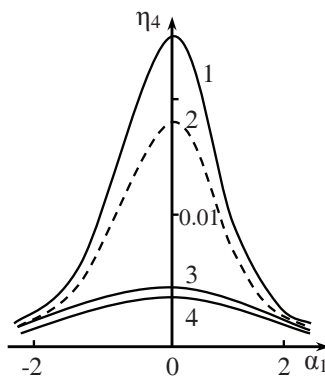
əyrilərindən görünür ki, kristalların optimal uzunluğunda

dördüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi, $l = 0,5 l_{qx}$

($l_{qx} = \Gamma^{-1}$) uzunluğundakı effektivliyə nəzərən 5 dəfə

böyükdür.

Beləliklə, məsələnin parametrlərinin optimal qiymətlərini seçməklə, çevrilmənin effektivliyini xeyli artırmaq olur.



Şəkil 6.25

FƏSİL VII

İŞIĞIN KOMBİNASİYALI SƏPİLMƏSİ

§ 7.1. Stoks və antistoks komponentlərinin parametrik güclənməsi

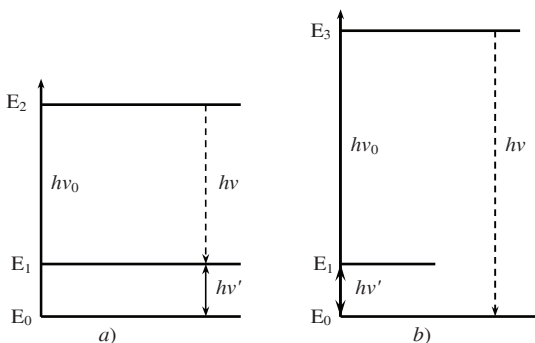
Molekulların xassələrini öyrənmək üçün işlədilən ən geniş yayılan üsullardan biri kombinasiyalı səpilmə üsuludur ki, səpilmə zamanı işığın tezliyi dəyişmiş olur. İşığın tezliyinin dəyişməsi, işığı səpən hissəciklərin rəqsi hətərətilə bağlıdır. Rəqsi hərəkətin mövcud olması səpilən şüaların amplitudunun periodik dəyişməsinə gətirir. Ona görə də səpilən işıq modulyasiyaya uğrayır. Rəqsin modulyasiyası da səpilən işığın tezliyinin dəyişməsinə səbəb olur. Doğrudan da, əgər $x = a \cos 2\pi\nu_0 t$ rəqsində amplitudun özü $\Delta z = 0.1$ periodik qanunla dəyişərsə, onda

$$x = a_0 \cos 2\pi\nu' t \cdot \cos 2\pi\nu_0 t = \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu + \nu') t + \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu - \nu') t$$

olar. Beləliklə, alırıq ki, modullaşmış rəqs $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ tezlikli 2 harmonik rəqsə parçalanır. Buna görə də ν_0 tezlikli işıq periodik dəyişən mərkəzlərdən səpələnirlərsə, səpilən işığın tezlikləri dəyişər və iki müxtəlif $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ tezliklərdə rəqslər yaranır. Dalğa uzunluğu mühit üzərinə düşən işığın dalğa uzunluğundan böyük olan kombinasiyalı səpilmənin spektral

xətti, “**qırmızı**”, yaxud **stoks**, dalğa uzunluğu kiçik olanı isə “**bənövşəyi**”, yaxud **antistoks** xətləri adlanır. Əgər molekula bir neçə məxsusi rəqs tezliklərinə $\nu', \nu'', \nu''' \dots$, malik olarlarsa, onda səpilən işığın spektrində bütün $\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'$; $\nu_2 = \nu_0 \pm \nu''$; $\nu_3 = \nu_0 \pm \nu'''$ “kombinasiyalı” tezliklər meydana gələcəkdir. İşığın **kombinasiyalı səpilməsi** adı da bununla əlaqədar götürülmüşdür. Bu tip səpilmə təcrübi olaraq 1928-ci ildə sovet alimləri Landsberq və Mandelştam tərəfindən kvars kristalında, hind alimləri Ç. Raman və K. Krişnan tərəfindən isə mayelərdə müşahidə edilmişdir.

Kombinasiyalı səpilmə, işığın maddə ilə başqa qarşılıqlı təsirləri kimi, kvant xarakteri daşıyır. Bu nöqtəyi – nəzərdən işığın udulması və şüalanması molekulaların bir enerji səviyyəsindən başqa enerji səviyyəsinə keçməsilə əlaqədardır. Fərz edək ki, molekula $E_0, E_1, \dots, E_i, \dots$ enerji səviyyələrindən enerjisi ən kiçik olan E_0 (aşağı) əsas enerji səviyyəsində yerləşir (şəkil 7.1 a-ya bax). Molekul enerjisi $\varepsilon_0 = h\nu_0$ olan fotonla qarşılıqlı təsiri nəticəsində enerjisi E_2 olan yüksək



Şəkil 7.1

enerji səviyyəsinə və oradan da E_1 enerji səviyyəsinə ($E_2 \rightarrow E_1$) keçir. $E_1 \rightarrow E_0$ keçidinə uyğun olan enerji $\Delta E = E_i - E_0 = h\nu'$ olduğundan səpilən fotonun enerjisi ΔE qədər azalar. Bu fotonun enerjisi $\varepsilon = h\nu = h\nu_0 - \Delta E$ -yə bərabər olar. Buradan səpilən şüanın tezliyi üçün

$$\nu = \nu_0 - \Delta E/h$$

ifadəsini alırıq. Bu ifadəyə daxil olan $\Delta E/h$ həddi, molekulanın E_1 və E_0 enerji səviyyələri arasındakı keçidinə uyğun ν' tezliyidir. Onda yazı bilərik

$$\nu = \nu_0 - \nu'.$$

Bu hal, kombinasiyalı səpilmənin spektrində “qırmızı” komponentin əmələ gəlməsinə uyğundur. Səpilmənin spektrində “bənövşəyi” komponentin meydana gəlməsini də kvant nöqtəyi – nəzərinə izah etmək olur. Bununla əlaqədar olaraq fərz olunur ki, molekulaların bir hissəsi əvvəlcədən həyacanlaşmış E_1 səviyyəsində yerləşir. Xarici $h\nu_0$ fotonunun təsiri ilə molekula E_1 səviyyəsindən həyacanlaşmış E_3 enerji səviyyəsinə və oradan da aşağı E_0 səviyyəsinə keçir (şəkil 7.1b). Bu halda səpilmə zamanı ilkin fotonun $\varepsilon_0 = h\nu_0$ enerjisində ΔE enerjisi də əlavə olunur və beləliklə,

$$\varepsilon = h\nu = h\nu_0 + \Delta E$$

enerjili səpilmiş foton yaranır. Onda yeni yaranmış səpilmənin “bənövşəyi” komponentin tezliyi

$$\nu = \nu_0 + \nu'.$$

olar.

Stasionar halda həyacanlaşmış E_1 səviyyəsində olan molekulların sayı, əsas səviyyədəki molekulların sayından həmişə az olduğundan, səpilmənin “bənövşəyi” komponentinin intensivliyi, “qırmızı” komponentin intensivliyindən az olur. Ancaq temperatur artdıqca, yuxarı səviyyədəki molekulların sayı artdığından, səpilmənin “bənövşəyi” komponentinin intensivliyi də artmış olur.

Kombinasiyalı səpilmə fotonla molekulun fırlanma enerji səviyyələri arasındakı enerji mübadiləsi zamanı da baş verir. Molekulun fırlanmasına uyğun enerji səviyyələri, onun rəqsi enerjilərinə nəzərən xeyli kiçik olduğundan, spektrdə səpilmə xətləri əsas xəttə daha yaxın yerləşirlər.

Çoxatomlu mürəkkəb molekulların məxsusi rəqs tezliklərinin öyrənilməsində kombinasiyalı səpilmə mühüm rol oynayır. Kombinasiyalı səpilməyə əsaslanan molekulyar spektral analiz hal-hazırda geniş tətbiq olunur. Spektrdə müəyyən ν' tezliyinin olması ilə, verilmiş mürəkkəb birləşmənin tərkibində hansı molekulların daxil olduğunu müəyyənləşdirmək olur. Məsələn, səpilmə spektrinə görə benzinin, motor yağlarının və s. tərkibi haqqında mühakimə yürüdürlər.

Qeyri-xətti mühitdə optik dalğaların üçtezlikli qarşılıqlı təsiri aşağıdakı qısaldılmış tənliklər sistemi ilə təsvir olunur

$$\begin{aligned}\frac{dA_p}{dz} + \delta_p A_p &= -i\gamma_p A_p^* A_s A_a \exp(-i\Delta z), \\ \frac{dA_s}{dz} + \delta_s A_s &= -i\gamma_s A_p^2 A_a^* \exp(i\Delta z), \\ \frac{dA_a}{dz} + \delta_a A_a &= -i\gamma_a A_p^2 A_s^* \exp(i\Delta z),\end{aligned}\tag{7.1.1}$$

burada $A_{p,s,a}$ – uyğun olaraq $\omega_{p,s,a}$ ($2\omega_p = \omega_s + \omega_a$) tezliyində əsas, Stoks və antistoks dalğalarının kompleks amplitudları, δ və γ - qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların udulma və qeyri-xətti əlaqə əmsalları, $\Delta = 2k_p - k_s - k_a$ -fazalar fərqi.

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların z oxunun müsbət istiqamətində yayılmasına baxaq. Yəni fərz edirik ki, qeyri-xətti mühitin sərhəddində bütün qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları sıfırdan fərqlidir

$$A_{p,s,a}(z=0) = A_{po,so,ao}. \quad (7.1.2)$$

Bu şərt daxilində (7.1.1) sistem tənliyindən sabit intensivlik yaxınlaşmasında qeyri-xətti mühitin çıxışında səpilmənin stoks komponentinin kompleks amplitudu üçün alırıq:

$$p^2 > 4q \text{ olduqda}$$

$$A_s(z) = A_{so} \left[\cosh q_1 z - \frac{B_s + P_s}{q_1} \sinh q_1 z \right] \exp\left(-\frac{p}{2} z\right), \quad (7.1.3)$$

$$p^2 \leq 4q \text{ olduqda}$$

$$A_s(z) = A_{so} \left[\cos q_2 z - \frac{B_s + P_s}{q_2} \sin q_2 z \right] \exp\left(-\frac{p}{2} z\right),$$

burada

$$q_1 = \sqrt{\frac{p^2}{4} - q}, \quad q_2 = \sqrt{q - \frac{p^2}{4}}, \quad p = 2\delta_p + \delta_s + \delta_a - i\Delta,$$

$$q = \delta_s(2\delta_p + \delta_a - i\Delta) - \gamma_s I_{po}(\gamma_a I_{po} - 2\gamma_p I_{ao}),$$

$$I_{po} = A_{po} A_{po}^*,$$

$$B_s = \frac{i\gamma_s I_{po} A_{ao}}{A_{so}}, \quad P_s = \frac{\delta_s - 2\delta_p - \delta_a + i\Delta}{2}.$$

Stoks komponentinə oxşar olaraq, antistoks komponenti üçün almaq olar:

$$p'^2 > 4q' \text{ olduqda}$$

$$A_a(z) = A_{ao} \left[\cosh q'_1 z - \frac{B_a + P_a}{q'_1} \sinh q'_1 z \right] \exp\left(-\frac{p'}{2} z\right), \quad (7.1.4)$$

$$p'^2 \leq 4q' \text{ olduqda}$$

$$A_a(z) = A_{ao} \left[\cos q'_2 z - \frac{B_a + P_a}{q'_2} \sin q'_2 z \right] \exp\left(-\frac{p'}{2} z\right). \quad (7.1.5)$$

Burada

$$q'_1 = \sqrt{\frac{p'^2}{4} - q'}, \quad q'_2 = \sqrt{q' - \frac{p'^2}{4}}, \quad p' = 2\delta_p + \delta_a + \delta_s - i\Delta,$$

$$q' = \delta_a(2\delta_p + \delta_s - i\Delta) - \gamma_a I_{po}(\gamma_s I_{po} - 2\gamma_p I_{so}), \quad I_{po} = A_{po} A_{po}^*,$$

$$B_a = \frac{i\gamma_a I_{po} A_{so}}{A_{ao}}, \quad P_a = \frac{\delta_a - 2\delta_p - \delta_s + i\Delta}{2}.$$

(7.1.3) və (7.1.4) ifadələrindən alınır ki, Stoks və antistoks komponentlərinin fazası güclü dalğanın intensivliyindən asılıdır.

§ 7.2. Doldurma dalğasının hüdud amplitudu

Dalğaların parametrik qarşılıqlı təsiri nəticəsində qeyri-xətti mühiti bir dəfə keçdikdən sonra doldurma dalğasının amplitudu üçün hüdud şərtinin yerinə yetirilməsilə Stoks və antistoks dalğalarının güclənməsi mümkündür.

Stoks komponentinin güclənməsinin təhlili göstərdi ki, doldurma dalğasının intensivliyinin böyük qiymətlərində ($\gamma_s \gamma_a I_{po}^2 > \delta, \Delta$) və qarşılıqlı təsir məsafəsinin böyük uzunluğunda ($q_1 z > 1$), doldurma dalğasının amplitudunun hüdud qiyməti aşağıdakı kimi ifadə olunur ($2\delta_p + \delta_a = \delta_s$):

$$A_{po}^{hbd} = \left(\frac{\gamma_p}{\gamma_a} I_{ao} + \sqrt{\left(\frac{\gamma_p}{\gamma_a} I_{ao} \right)^2 + \frac{\delta_s^2 + \frac{\Delta^2}{4}}{\gamma_s \gamma_a}} \right)^{1/2}. \quad (7.2.1)$$

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların ixtiyari itkilərində sinxronizm şərti ödəndikdə, doldurma dalğasının hüdud amplitudu

$$A_{po}^{hbd} = \left(\frac{\gamma_p}{\gamma_a} I_{ao} + \sqrt{\left(\frac{\gamma_p}{\gamma_a} I_{ao} \right)^2 + \frac{\delta_s^2}{\gamma_s \gamma_a} (2\delta_p + \delta_a)} \right)^{1/2}. \quad (7.2.2)$$

(7.2.1) və (7.2.2) ifadələrindən göründüyü kimi fazalar fərqi Δ və itkinin δ artması ilə A_{po}^{hud} kəmiyyəti artır. Bu ifadələrdən $\gamma_p = 0$ olduqda, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq.

§ 7.3. Stoks komponentinin intensivliyi

(7.1.2)-dən istifadə edərək, qeyri-xətti mühiti bir dəfə keçdikdə Stoks komponentinin intensivliyi üçün alırıq

$$I_s = I_{so} \left[(\cosh \alpha z \cos \beta z - a_1 \sinh \alpha z \cos \beta z + b_1 \cosh \alpha z \sin \beta z)^2 + \right. \\ \left. + (\sinh \alpha z \sin \beta z - a_1 \sin \beta z \cosh \alpha z - b_1 \sinh \alpha z \cos \beta z)^2 \right] \times \quad (7.3.1) \\ \times \exp \left[-(2\delta_p + \delta_s + \delta_a)z \right],$$

burada

$$\alpha = \rho \cos \frac{\varphi}{2}, \quad \beta = \rho \sin \frac{\varphi}{2}, \quad \varphi = a \tan \frac{b}{a}, \quad \rho = (a^2 + b^2)^{1/4},$$

$$a = \gamma_s I_{po} (\gamma_a I_{po} - 2\gamma_p I_{ao}) + \frac{(2\delta_p - \delta_s + \delta_a)^2 - \Delta^2}{4},$$

$$b = \frac{i\Delta}{2} (\delta_p - \delta_s - \delta_a), \quad a_1 = \frac{\alpha c + \beta(f + d_1)}{\rho^2},$$

$$b_1 = \frac{(f + d_1)\alpha - \beta c}{\rho^2}, \quad f = \gamma_s \frac{I_{po} A_{ao}^*}{A_{so}}.$$

$\delta_s = 2\delta_p + \delta_a$ olduqda, intensivlik üçün alınmış (7.3.1) ifadəsi sadələşir və Stoks komponentinin güclənmə əmsalı η_s ($\eta_s = I_s / I_{so}$):

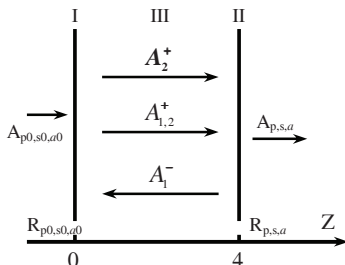
$$\eta_s = \left[\cosh^2 q_3 z + \left(\frac{2f + \Delta}{2q_3} \right)^2 \sinh^2 q_3 z \right] \exp(-2\delta_s z) \quad (7.3.2)$$

şəklində olur, burada $q_3 = \sqrt{(2\gamma_p I_{ao} + \gamma_a I_{po}) \gamma_s I_{po} - \Delta^2 / 4}$.

İndi qeyri-xətti mühitin Fabri-Pero tipli rezonatorun daxilində yerləşdiyi halda stoks və antistoks komponentlərinin parametrik qarşılıqlı təsirinə baxaq.

§ 7.4. Kombinasional səpilmə komponentlərinin xarici rezonatorda parametrik qarşılıqlı təsiri

Bu bölmədə məqsəd qeyri-xətti mühitlə doldurulmuş Fabri-Pero tipli xarici rezonatorda qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqi və itkiyə məruz qaldıqlarını nəzərə almaqla, sabit intensivlik yaxınlaşmasında kombinasional səpilmənin Stoks komponentinin generasiyasının effektivliyini təyin etməkdir. d uzunluqlu qeyri-xətti mühitlə dolu olan xarici rezonatora baxaq (şəkil 7.2). Fərz edək ki, əsas dalğa rezonatorun



Şəkil 7.2

sol güzgüsünün üzərinə normal istiqamətdə düşür. Doldurma dalğası qeyri-xətti mühitdən keçərək, orada parametrik qarşılıqlı təsirin nəticəsində kombinasional səpilmənin Stoks və antistoks komponentlərini həyacanlandırır (generasiya edir).

Dalğaların kompleks amplitudları

$$\begin{aligned} \pm \frac{dA_p^\pm}{dz} + \delta_p A_p^\pm &= -i\gamma_p (A_p^\pm)^* A_s^\pm A_a^\pm \cdot \exp(\mp i\Delta z), \\ \pm \frac{dA_s^\pm}{dz} + \delta_s A_s^\pm &= -i\gamma_s (A_p^\pm)^2 (A_a^\pm)^* \cdot \exp(\pm i\Delta z), \\ \pm \frac{dA_a^\pm}{dz} + \delta_a A_a^\pm &= -i\gamma_a (A_p^\pm)^2 (A_s^\pm)^* \cdot \exp(\pm i\Delta z) \end{aligned} \quad (7.4.1)$$

qısaldılmış tənliklər sistemi ilə təsvir olunur, burada $A_{p,s,a}^{\pm}$ - uyğun olaraq $\omega_{p,s,a}$ ($2\omega_p = \omega_s + \omega_a$) tezliklərində doldurma dalğasının, Stoks və antistoks komponentlərinin kompleks amplitudlarıdır. “+” işarəsi z oxunun müsbət istiqamətində qaçan dalğalara, “-” işarəsi isə z oxunun mənfi istiqamətində qaçan dalğalara aiddir, δ və γ – uyğun olaraq, udulma və qeyri –xətti əlaqə əmsalları, $\Delta = 2k_p - k_s - k_a$ – fazalar fərqidir.

Rezonatorun iki dalğa üçün, məsələn, əsas dalğa və antistoks komponenti üçün şəffaf olduğu və yalnız Stoks komponentinin əks olmaya məruz qaldığı hala (birrezonatorlu varianta) baxacağıq.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (7.4.1) sistemini aşağıdakı sərhəd şərtləri daxilində

$$\begin{aligned} A_s^-(z=d) &= A_s^+ e^{-i2k_s d} R_s, \\ A_s^+(z=0) &= A_o + A_{so}^- R_{so}, \quad A_{p,a}^+(z=0) = A_{po,ao} \end{aligned} \quad (7.4.2)$$

həll edəcəyik, burada R_{so} və R_s uyğun olaraq, rezonatorun sol və sağ güzgülərindən əksolunmanın kompleks əmsallarıdır.

Parametrik generasiyanın baş vermə şərtini başqa yolla da almaq olar.

Məlum olduğu kimi, stasionar parametrik generasiya almaq üçün rezonatoru keçid zamanı güclənmə, keçiddə yaranan itkilərə bərabər olmalıdır. Stoks və antistoks komponentləri üçün rezonatoru bir dövr etməsi zamanı mövcud itkiləri $Q'_{s,a}$ ilə işarə edək. Bu itkilər, dalğaların rezonatorun güzgülərindən əks olunması zamanı və rezonator daxilində udulması nəticəsində yaranır.

Qeyri-xətti mühitin girişində hər üç dalğanın kompleks amplitudunun sıfırdan fərqli olduğu ümumi hala baxaq. (7.1.2) sərhəd şərtlərində Stoks komponenti üçün qaçan dalğanın parametrik güclənməsində (7.4.1)-in həlli (7.1.3) şəklində olur. Antistoks komponenti üçün (7.1.4) ifadəsi alınır.

Onda Stoks komponenti üçün parametrik generasiyanın yaranma şərtini

$$A_s(z)e^{-Q'_s} = A_{so}$$

əvəzləmədən sonra (7.1.3)-də nəzərə alsaq, yazı bilərik

$$A_s(0) = e^{-Q_s} A_{so} e^{-\frac{p}{3}z} \left[\cosh q_1 z - \frac{B_s + P_s}{q_1} \sinh q_1 z \right]. \quad (7.4.3)$$

Analoji olaraq antistoks komponenti üçün

$$A_a^*(0) = e^{-Q'_a} A_{ao}^* e^{-\frac{p'^*}{2}z} \left[\cosh q_1'^* z - \frac{B_a^* + P_a^*}{q_1'^*} \sinh q_1'^* z \right] \quad (7.4.4)$$

alırıq.

(7.4.3) və (7.4.4) –dən ($\delta_p = 0$)

$$\left| \cosh q_1 z - \frac{\delta_s - \delta_a + i\Delta}{2q_1} \sinh q_1 z - e^{\frac{p}{2}z + Q'_s} - i\gamma_s I_{po} \frac{\sinh q_1 z}{q_1} \right| = 0$$

$$\left| i\gamma_a I_{po} \frac{\sinh q_1' z}{q_1'} \cosh q_1' z + \frac{\delta_s - \delta_a + i\Delta}{2q_1'} \sinh q_1' z - e^{\frac{p'}{2}z + Q'_a} \right| = 0 \quad (7.4.5)$$

çıxır. Buradan parametrik generasiyanın alınma şərti

$$\cosh^2 q_1 z + e^{Q_s + Q_a} = \sinh^2 q_1 z \frac{(\delta_a - \delta_s - i\Delta)^2 / 4 + \gamma_s \gamma_a I_{po}^2}{q_1^2} +$$

$$+ \cosh q_1 z \cdot e^{\frac{\delta_s + \delta_a}{2} z} \cdot (e^{\frac{Q'_s}{2} - i\frac{\Delta}{2} z} + e^{\frac{Q'_a}{2} + i\frac{\Delta}{2} z}) + \quad (7.4.6)$$

$$+ \frac{\delta_a - \delta_s - i\Delta}{2} \sinh q_1 z \cdot \left(e^{\frac{Q'_a}{2} + i\frac{\Delta}{2} z} - e^{\frac{Q'_s}{2} - i\frac{\Delta}{2} z} \right) \cdot e^{\frac{\delta_s + \delta_a}{2} z}$$

şəklində olar, burada $Q_{s,a} = Q'_{s,a} + \delta_{s,a} z$.

Sinxronizm şərti ödəndikdə və $Q'_s = Q'_a = Q'$ olduqda,

$$\cosh^2 q_1 z + e^{2Q} - 2 \cosh q_1 z \cdot e^Q =$$

$$\sinh^2 q_1 z \cdot \frac{(\delta_a - \delta_s / 2)^2 + \gamma_s \gamma_a I_{po}^2}{q_1^2} \quad (7.4.7)$$

alırıq.

$\gamma_p = 0$ - olduqda (7.4.7)-dən məlum SAY-nın nəticələrini alırıq.

Parametrik generasiya mümkün olan halda doldurma dalğasının hüdud intensivliyi I_{po}^{hud} ($\gamma_s = \gamma_a = \gamma$, $\delta_a = \delta_s$,

$$\frac{\gamma_p I_{ao}}{\gamma I_{po}} = 0,3)$$

$$\cosh 0.63 x + 0.76 \sinh^2 (0,63 x) \cdot e^{-Q} = \cosh Q \quad (7.4.8)$$

münasibətindən təyin olunur, burada $x = \gamma I_{po}^{hud} z$.

$Q = 0,2$ -yə bərabər olduqda (7.4.8) tənliyinin $x = 0,22$,

yəni $I_{po}^{hud} \geq 0,45/(\gamma z)$ qiymətini alır, SAY uyğun kəmiyyət $I_{po}^{hud} \geq 0,2/(\gamma z)$ olur. $Q=0.4$ olduqda isə $x=0.45$ qiymətini alır, yəni $I_{po}^{hud} \geq 0.45/(\gamma z)$ SAY-da uyğun kəmiyyət $I_{po}^{hud} \geq 0.4/(\gamma z)$.

Doldurma dalğasının hədd intensiviyyətinin qiyməti rezonatorada və qeyri-xətti mühitdə itkilərin artması ilə artır. Əgər doldurma dalğasının intensiviyyəti hədd qiymətindən kiçikdirsə, onda dalğaların parametrik generasiyası mümkün deyil.

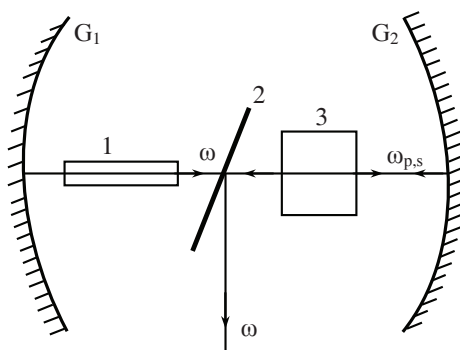
Əgər bərabərdirsə, onda kombinasiya komponentlərdə parametrik generasiyanın öz-özünə həyacanlaşması baş verir. Mühitdə xətti itkinin olmaması halında generasiya o zaman baş verir ki, dalğalar rezonatoru bir dəfə keçdikdə qeyri-xətti itkilər $Q'_{s,a}$, qeyri-xətti mühitdəki güclənmə ilə bərabərləşsin. Yəni rezonatorada və mühitdəki itkilərin qeyri-xətti mühitdəki güclənmə ilə kompensasiya olunduğu halda dalğaların parametrik generasiyası mümkündür.

Sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmalarında güclü dalğanın intensiviyyətinin hədd qiymətinin müqayisəsi göstərir ki, mühitdə faza effektlərinin nəzərə alınması əsas dalğanın hədd intensiviyyətinin artmasına gətirir. Bundan başqa, rezonatorada kiçik itkilərdə hər iki yaxınlaşmanın nəticələri az fərqlənsə də, itkilərin artması ilə bu yaxınlaşmaların nəticələrinin fərqi də artmış olur.

Beləliklə, mühitdə xətti itkilər mövcud olduğu halda dalğaların qarşılıqlı təsirini araşdırmaq üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasını tətbiq etmək daha məqsəda uyğundur.

§ 7.5. Tezliyin rezonator daxili çevrilməsində kombinasiyalı səpilmə komponentlərinin parametrik qarşılıqlı təsiri

Bu bölmədə sabit intensivlik yaxınlaşmasında kombinasiyalı səpilmənin Stoks və antistoks komponentlərinin rezonator daxilində parametrik qarşılıqlı təsirinə baxacağıq. Belə qarşılıqlı təsirin optik sxemi şəkil 7.3-də göstərilmişdir: ω_p tezlikli doldurma dalğası l uzunluqlu qeyri-xətti mühitdən keçdikdə, parametrik qarşılıqlı təsirin nəticəsində tezlikləri uyğun olaraq ω_s və ω_a olan Stoks və antistoks komponentlərini həyacanlaşdırır (şəkil 7.3-ə bax).



Şəkil 7.3

Fərz edirik ki, əsas dalğa üçün rezonator “bağlıdır”. G_2 güzgüsü, həmçinin səpilmənin komponentini tam əks etdirir. Hər üç dalğa G_2 güzgüsündən əks olunduqdan sonra, əks istiqamətdə yayılaraq 3 qeyri-xətti mühitdə yenidən qarşılıqlı təsirdə olurlar. Dalğaların kombinasiyalı səpilməsinin Stoks və

antistoks komponentləri qeyri-xətti mühitdən çıxdıqdan sonra 2 optik elementindən əks olunaraq rezonatoru tərk edirlər.

Dalğaların qarşılıqlı təsirinin təhlilini tədqiq olunan optik sxemə görə iki hissəyə bölək. Birinci hissədə - soldan sağa doğru yayılan, ikinci hissədə isə - əks istiqamətdə yayılan dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklərin həllinə (uyğun sərhəd şərtləri daxilində) nəzər salınır.

Stasionar rejimdə lazer rezonatorunda kompleks amplitudları (7.4.1) qısaldılmış tənliklər sistemi ilə təsvir olunan kombinasiyalı səpilmənin Stoks -antistoks komponentlərini təyin etmək olar.

Kompleks amplitudların yalnız bir işarəsində dəyişməsinə nəzərə alan (7.4.1) sistemi üç tənlikdən ibarətdir, qarşı-qarşıya yayılan dalğaların qarşılıqlı təsirinə baxılır.

Birinci hissədə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların təhlili § 7.2 bölməsində aparılan tədqiqatla üst-üstə düşür.

İkinci halda isə dalğalar mühitdən çıxdıqdan sonra G_2 güzgüsündən əks olunaraq z oxunun mənfi istiqamətində rezonatorda yenidən qeyri-xətti mühitdən keçirlər.

Bu halda (7.4.1) sisteminin həlli

$$A_p(z=0) = A_p(l) \cdot \exp(i\varphi_p) = A_{po}^p,$$

$$A_s(z=0) = A_s(l) \cdot \exp(i\varphi_s) = A_{so}^p, \quad (7.5.1)$$

$$A_a(z=0) = A_a(l) \cdot \exp(i\varphi_a) = A_{ao}^p$$

sərhəd şərtləri daxilində tapılır, burada

$$\varphi_{p,s,a} = \varphi_{r_{p,s,a}} + \varphi_{p,s,a}(2d),$$

φ_r – G_2 güzgüsündən əks olunduğu zaman $\omega_{p,s,a}$ tezlikli dalğaların faza sürüşməsidir, $\varphi_{p.s.a}(2d)$ – G_2 güzgüsü ilə mühit arasındakı d uzunluğundakı hava qatında uyğun tezlikli dalğaların faza sürüşməsidir; burada $z = 0$ yenə də qeyri-xətti mühitin girişinə uyğundur. Əsas dalğanın kompleks amplitudu $A_p(l)$ (7.5.1)-i nəzərə almaqla (7.4.1)-dən təyin olunur:

$$A_p(l) = \sqrt{i \frac{A_{so}}{\gamma_s A_{ao}^*}} \times \left[\cosh q_1 l \left(\delta_s - \frac{p}{2} - B_s - P_s \right) + \sinh q_1 l \left[q_1 + \frac{\frac{p}{2} - \delta_s}{q_1} (B_s + P_s) \right] \right]^{1/2} \times \left[\frac{\cosh(q_1')^* l - \frac{B_a^* + P_a^*}{(q_1')^*} \sinh(q_1')^* l}{\cosh(q_1')^* l - \frac{B_a^* + P_a^*}{(q_1')^*} \sinh(q_1')^* l} \right] \quad (7.5.2)$$

Qeyri-xətti mühitdən iki dəfə keçdikdən sonra çıxışda Stoks komponenti üçün

$$I_{s,cix}(l) = I_{so} \cdot \left| \cosh q_1 l - \frac{B_s + P_s}{q_1} \sinh q_1 l \right|^2 \times \left| \cosh q_1^r l - \frac{B_s^r + P_s^r}{q_1^p} \sinh q_1^p l \right|^2 \cdot \exp[-2(2\delta_p + \delta_s + \delta_a) \cdot l] \quad (7.5.3)$$

ifadəsini alarıq, burada

$$q_1^r = \sqrt{\frac{p^r{}^2}{4} - q^p}, \quad p^r = 2\delta_p + \delta_s + \delta_a + i\Delta,$$

$$q^r = \delta_s (2\delta_p + \delta_a + i\Delta) - (\gamma_a \gamma_s I_{po}^r - 2\gamma_p \gamma_s I_{ao}^p) I_{po}^r,$$

$$B_s^r = \frac{i\gamma_s I_{po}^r A_{ao}^{*r}}{A_{so}^p}, \quad P_s^r = P_s^*.$$

Burada “ p ” –nin yuxarı indeksi rezonatorlarda qarşılıqlı təsirə aiddir (qeyri-xətti mühiti təkrar keçmə halına).

§ 7.6. Tezliyin çevrilmə effektivliyi

(7.3.1) və (7.5.3) düsturlarının təhlili göstərir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların mühitdən təkrar keçidi hesabına çevrilmənin effektivliyini və ya Stoks komponentinin intensivliyini artırmaq mümkündür.

Ümumi halda məsələnin parametrlərinin optimal qiymətləri üçün analitik ifadələrin alınması çətinlik törədir. $\delta_s = \delta_a \equiv \delta$, $\delta_p = 0$ olan xüsusi hala baxaq. Onda mühiti iki dəfə keçdikdən sonra Stoks komponentinin güclənmə əmsalı $\eta = I_{s,cix}/I_{so}$:

$$\eta_s = n \cdot \exp(-4\delta l) \times$$

$$\times \left\{ \left[\cosh q_1^r l - \frac{R \sin \varphi - (m+k) \cos \varphi \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l}{n q_1^r} \sinh q_1^r l \right]^2 + (7.6.1) \right.$$

$$\left. + \left[\frac{\Delta}{2} + \frac{(m+k) \cdot \sin \varphi \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l + R \cos \varphi}{n} \right]^2 \frac{\sinh^2 q_1^r l}{q_1^{r^2}} \right\},$$

burada

$$R = m \cdot \left(U + \frac{\Delta}{2} \right) \cdot \frac{\sinh^2 q_1 l}{q_1} - U \cdot \cosh^2 q_1 l,$$

$$m = q_1 + \frac{\Delta}{2q_1} \cdot \left(U + \frac{\Delta}{2} \right), \quad k = \frac{U \cdot \left(U + \frac{\Delta}{2} \right)}{q_1},$$

$$n = \cosh^2 q_1 l + \left(U + \frac{\Delta}{2} \right)^2 \cdot \frac{\sinh^2 q_1 l}{q_1^2},$$

$$U = \frac{\gamma_s I_{po} A_{ao}^*}{A_{so}}, \quad \varphi = 2\varphi_p - \varphi_s - \varphi_a - \Delta l.$$

Təhlil göstərir ki, çevrilmənin effektivliyinə müxtəlif faktorlar təsir edir. Onlardan, qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasındakı faza münasibəti əsas rol oynayır.

§7.7. Optimal faza münasibəti

(7.6.1)-dən göründüyü kimi, çevrilmənin effektivliyi η_s -qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların φ faza münasibətinin periodik funksiyasıdır. Buradan, Stoks komponentinə effektiv çevrilmə, optimal faza münasibəti

$$\varphi^{opt} = \text{atan} \frac{(m+k) \cdot \frac{\Delta}{2} \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l \cdot \frac{\tanh q_1^r l}{q_1^p} - R}{(m+k) \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l + R \cdot \frac{\Delta}{2} \cdot \frac{\tanh q_1^r l}{q_1^p}} = 2\pi N, \quad (7.7.1)$$

$$N = 0, 1, 2, \dots$$

yerinə yetirildikdə baş verir. Bu münasibət doldurma dalğanın intensivliyindən asılıdır.

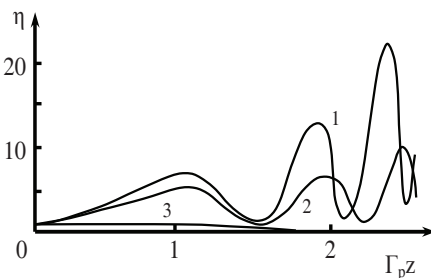
$\varphi = 2\pi N$ olduğu hala baxaq. Onda çevrilmənin effektivliyi

$$\eta_s = n \cdot \left\{ \left[\cosh q_1^p l + \frac{(m+k) \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l}{n \cdot q_1^p} \sinh q_1^p l \right]^2 + \left(\frac{\Delta}{2} + \frac{R}{n} \right)^2 \cdot \frac{\sinh^2 q_1^p l}{q_1^{p^2}} \right\} \cdot \exp(-4\delta l). \quad (7.7.2)$$

(7.7.2) ifadəsinin təhlili aşağıdakı şəkillərdə verilmişdir.

Şəkil 7.4-də mühiti iki dəfə keçdikdən sonra Stoks komponentinin güclənmə əmsalının η_s qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\Gamma_p z$ ($\Gamma_p = \gamma I_{p0}$) asılılığı, parametrlərin $\Delta/2\Gamma_p = 0.1$; $\delta_p = 0$; $\delta_s = \delta_a = \delta$, $\delta' = \delta/\Gamma_p = 0$ (1), 0.1 (2) və 0.7(3)) qiymətləri üçün göstərilmişdir.

Şəkildən görüldüyü kimi bir keçid halından fərqli olaraq burada asılılıq ossilyasiya xarakterlidir. Qarşılıqlı təsir məsafəsinin böyük qiymətlərində ossilyasiyanın amplitudu artır, bu zaman fəza döyünmələrinin periodu azalmış olur. 1 və 2 əyrilərinin müqayisəsindən görünür ki, verilmiş fazalar fərqiində çevrilmənin effektivliyinin maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğu qarşılıqlı təsir parametridən asılıdır.



Şəkil 7.4

Gözlənilirdi ki mühitdə itkilərin artması ilə çevrilmənin effektivliyi azalır. Beləliklə, dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirinin təhlilində mühitdə qarşılıqlı təsirdə olan

bütün dalğaların itkiyə məruz qaldığını nəzərə almaq lazımdır. $\delta \geq 0.7$ olduqda Stoks komponentinin güclənməsini göstərən asılılıq praktik olaraq üfüqi düz xətt şəklində (3 əyrisi) olur ki, bu da Stoks komponentinin güclənmədiyini göstərir.

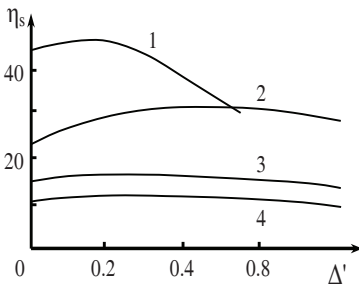
Bir keçidli variantda analogi asılılığın təhlili göstərir ki, itki kəmiyyəti $\sim 0,3$ -ə bərabər olduqda, siqnalın güclənməsi baş vermir. Müqayisə göstərir ki, qeyri-xətti mühiti iki dəfə keçmə zamanı bir keçidli hala nəzərən güclənmə ehtimalı daha böyükdür.

Şəkil 7.5-də δz və Γz -in müxtəlif qiymətlərində güclənmə əmsalının η_s gətirilmiş fazalar fərqi Δ' ($\Delta' = \Delta z / 2$) asılılığı verilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Gamma_a / \Gamma_p = \Gamma_s / \Gamma_p = 0.3$; $\delta z = 0(1-3), 0.1(4)$; $\Gamma z = 1(1, 3, 4), 2(2)$ qiymətləri üçün qurulub. 1-əyrisi sabit amplitud metodunun, 2-4 əyriləri isə sabit intensivlik metodunun nəticələridir. Alınan asılılıqlar verilmiş prosesi ikinci harmonikanın generasiyasından fərqləndirir, harada ki, çevrilmənin effektivliyinin maksimal artımı faza sinxronizmi istiqamətində baş verir. Əyrilərdən görüldüyü kimi fazalar fərqi optimal qiyməti doldurma dalğanın intensivliyindən və mühitdəki itkidən asılıdır. Müqayisə üçün burada sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi də (1 əyrisi) göstərilmişdir. Həyacanlaşmış dalğanın əsas dalğaya əks təsirinin nəzərə alınması çevrilmənin effektivliyinin azalmasına gətirir.

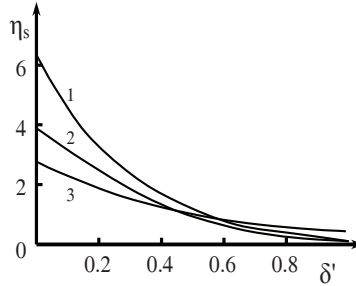
Şəkil 7.6-da faza sinxronizmi şərtinin ödəndiyi hal üçün əsas dalğanın intensivliyinin I_{po} müxtəlif qiymətlərində η_s -in itki parametridən δ' ($\delta' = \delta / \Gamma_s$) asılılığı göstərilib.

Əyrilər parametrlərin $\delta_p = 0$, $\delta_s = \delta_a \equiv \delta$; $\Gamma_s / \Gamma_p = 0.5$;

$\Delta = 0$; $\Gamma_p = 1$ (1, 2), 1, 3 (3) qiymətləri üçün qurulub.



Şəkil 7.5



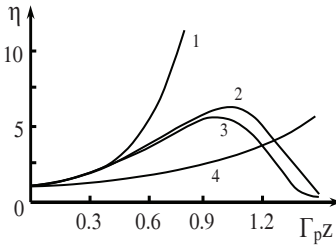
Şəkil 7.6

Burada 2 əyrisi dalğaların mühiti bir dəfə keçdiyi, 1 və 3 ayrıləri isə mühiti iki dəfə keçdiyi hala uyğundur. Gözləndiyi kimi, çevrilmə effektivliyinin itkilərdən monoton azalan asılılığı müşahidə olunur. Göründüyü kimi doldurma dalğasının intensivliyi ilə itki kəmiyyətləri arasındakı müəyyən münasibətdə güclənmə baş vermir. Burada, həmçinin tək keçid variantı üçün analogi asılılıq verilib. 1 və 3 ayrılərinin müqayisəsindən görünür ki, təkrar keçid, Stoks komponentinin çevrilmə effektivliyinin artmasına gətirir.

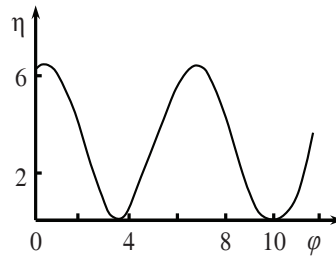
Məsələnin simmetriyasına görə aparılan təhlil kombinasiyalı səpilmənin antistoks komponenti üçün də doğrudur. Buna görə də antistoks komponenti misalında həyata keçirilən aşağıdakı təhlil, Stoks komponenti üçün də doğrudur.

Şəkil 7.7-də mühiti iki dəfə keçdikdən sonra fazalar fərqlinin Δ müxtəlif qiymətləri üçün səpilmənin antistoks komponentinin güclənmə əmsalının doldurma dalğasının gətirilmiş intensivliyindən $\Gamma_p z$ asılılığı göstərilib. Əyrilər

parametrlərin $\Gamma_a/\Gamma_p = \Gamma_s/\Gamma_p = 0.5$; $\Delta z = 0.1$ (1, 2, 4), 0.3 (3) qiymətləri üçün qurulub. 1-ci əyri sabit amplitud metodunun, 2-4 əyrləri isə sabit intensivlik metodunun nəticələridir. 1-3 əyrləri iki keçid halına, 4 əyrisi isə bir keçid halına uyğundur. Rezonatorda qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların əks təsirinin nəzərə alınması ona gətirir ki, asılılıq kəskin maksimuma malik olur. Əyrinin bu cür yanaşması sabit amplitud yaxınlaşmasında alınan analogi asılılıqdan (burada əyrinin monoton artması müşahidə olunur) fərqlənir (1 və 2 əyrlərini müqayisə et). Fazalar fərqi Δ dəyişməsilə tezliyin maksimal çevrilməsinə uyğun olan əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiyməti dəyişir (2 və 3 əyrləri).



Şəkil 7.7



Şəkil 7.8

Müqayisə üçün burada qeyri-xətti mühitin tək keçid halı da göstərilib. 2 və 4 əyrlərinin müqayisəsi təsdiq edir ki, lazer rezonatoru daxilində çevrilmənin effektivliyi xarici rezonatora nəzərən daha yüksəkdir.

Şəkil 7.8-də güclənmə əmsalının, əsas şüalanma ilə kombinasiyalı səpilmə komponentlərinin faza sürüşməsindən φ asılılığı verilib. Burada parametrlər $\Gamma_a/\Gamma_p = \Gamma_s/\Gamma_p = 0.5$;

$\Delta z = 0,1$; $\Gamma_p z = 1$ götürülüb.

Şəkildən görünür ki, $\eta(\varphi)$ asılılığı ossilyasiya xarakterlidir və effektivliyin maksimal qiymətinə uyğun φ optimal qiymətə malikdir.

Beləliklə, qarşılıqlı təsirdə olan bütün dalğaların udulmasını və faza effektlərini nəzərə almaqla, dalğaların qeyri-xətti parametrik qarşılıqlı təsirinin təhlilini aparmaq zəruridir. Bu da lazer rezonatorunda baş verən qeyri-xətti optik proseslərə itkilərin və faza effektlərinin təsirini təhlil etməyə imkan verir. Xarici rezonator variantına nəzərən rezonator daxili tezlik çeviricisinin istifadəsi daha əlverişlidir.

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasındakı faza münasibətinin, əsas dalğanın intensivliyinin, qeyri-xətti mühitin uzunluğunun və s. optimal qiymətlərini seçməklə, çevrilmənin effektivliyini və ya kombinasiyalı səpilmənin komponentlərinin güclənmə əmsalını əhəmiyyətli dərəcədə artırmaq olar.

FƏSİL VIII

METAMATERIALLARDA OPTİK DALĞALARIN QEYRİ – XƏTTİ QARŞILIQLI TƏSİRİ

§ 8.1. Mənfi sındırma əmsalına malik materialların elektrodinamikası

Hələ 1967-ci ildə sovet fiziki V.Q. Veselaqo mənfi sındırma əmsalına malik materialların olmasını söyləmişdir. Belə materiallar elektrik və maqnit nüfuzluğunun mənfi qiymətlərilə xarakterizə olunur və onları **metamateriallar** adlandırırlar. Meta- yunan dilində hədd kənarında (xaricində), metamaterial isə - süni material deməkdir. Belə materiallarda optikanın ənənəvi qanunları pozulur. Məsələn, metamateriallardan hazırlanmış fokuslayıcı linza işığı toplamaq əvəzinə səpələyir; müstəvi disk isə, əksinə işıq şüalarını fokuslayır.

2006-cı ildə Amerika və Britaniya tədqiqatçıları Devid Smit, Devid Skariq və Con Pendri ilk dəfə olaraq mikrodalğalı şüanı əks etdirməyən metamaterial nümayiş etdirmişlər. Hazırda mikrodalğa diapazonundan, görünən diapazona keçid üçün tədqiqat işləri aparılır.

Mənfi sındırma əmsallarına malik olan mühitlərə, yəni metamateriallara maraq artmışdır. Bu da həmin mühitlərin hazırlanmasında və təcrübədə istifadə olunmasında nail olunan uğurlarla bağlıdır. Son onillikdə kompozit materialların istifadəsi ilə bu cür süni mühitlərin təcrübi işlənməsi intensiv

hal almışdır. Bu materialların səthləri çoxlu sayda kiçik metallik elementlərlə -keçirici borucuqlar və kəsikli halqalarla örtülmüşdür.

Məlumdur ki, bu elementlər mikroskopik solenoid və kondensator rolu oynayır və metamaterialların elektrik, maqnit və optik xassələrinə cavabdehdir. Elementlərin parametrlərini idarə edərək, unikal elektromaqnit xassələrinə (xüsusilə də seçilmiş tezlik diapazonunda) malik metamateriallar hazırlamaq mümkündür. Metamaterialların hazırlanmasında əsas çətinlik onun optik keyfiyyətinin aşağı olması ilə əlaqədardır. Lakin son illər ərzində toplanmış təcrübələr və müasir texnologiyalar, hazırlanan metamaterialların optik keyfiyyətini artırmağa, xüsusilə də onların şəffaflığını yüksəltməyə imkan verdi.

Perspektivdə görünən işıq diapazonunda işləyən metamaterialların hazırlanması üçün tədqiqatlar aparılır. Metamateriallara praktiki maraq, onların çox geniş tətbiq sahələrinə malik olmasıdır. Onlardan gözlə görünməyən obyektlər, superlinzalar, optik bistabilliyə malik qurğular və s. göstərmək olar.

Metamaterialların təcrübi hazırlanmasında əldə olunan texnoloji nailiyyətlər, bu cür süni yollarla yaradılmış mühitlərin optik qeyri-xətti xassələrinin nəzəri və təcrübi tədqiqinə də maraq yaratmışdır. Tədqiqatların nəticələri hazırlanacaq metamaterialların xassələrini proqnozlaşdırmağa, yeni optik effektləri aşkar etməyə imkan verəcək. Spektrin optik oblastında mənfi sındırma əmsallı materialların alınması qeyri-xətti optikada yeni imkanlar açır. Metamateriallarda məlum optik hadisələr yəqin ki, tamamilə fərqli, maraqlı nəticə və effektlərə gətirib çıxaracaq.

Metamaterialların iki mühüm xüsusiyyətini qeyd edək. Birincisi, elektromaqnit dalğalarının mənfi sındırma əmsallı mühitlə qarşılıqlı təsiri müşahidə olunan adi qarşılıqlı təsirlərdən fərqlənir. Elektromaqnit dalğasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri, mühitin, dalğanın elektrik və maqnit toplananlarına reaksiyası ilə müəyyən olunur. Maddənin reaksiyası isə onun elektrik və maqnit xassələrini xarakterizə edən sabitlərdən, yəni dielektrik ε və maqnit nüfuzluğundan μ asılıdır.

Elektromaqnit dalğasının maddə ilə qarşılıqlı təsir dərəcəsi bilavasitə ε və μ kəmiyyətləri ilə müəyyən olunur. Əgər təbii materiallarda maqnit nüfuzluğu μ vahidə bərabər götürülürdüsə, (bir çox şəffaf maddələr üçün optik diapazonda μ praktiki olaraq vahiddən fərqlənmir), metamateriallarda μ vahiddən fərqlənir və o da ε kimi mühüm və müəyyənləşdirici rol oynayır. Ona görə də metamateriallarda elektromaqnit dalğalarının yayılması və ya əks olması (qayıtması) təbii materiallarda olduğundan fərqli xarakterə malik qarşılıqlı təsirlə müşayiət olunur.

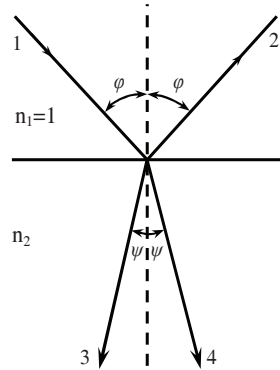
Fizika kursundan məlumdur ki, sındırma əmsalı n , elektromaqnit dalğasının mühitdəki faza sürətinin v , işığın boşluqda yayılma sürətindən neçə dəfə kiçik olduğunu göstərir. Boşluğun sındırma əmsalı vahid olduğu halda, əksər optik materialların sındırma əmsalları vahiddən böyükdür. Məsələn, adi şüşənin sındırma əmsalı 1,5 olduğundan, işığın şüşədə yayılma sürəti, onun boşluqda yayılma sürətindən 1,5 dəfə kiçikdir. Qeyd edək ki, elektromaqnit dalğasının dalğa uzunluğundan asılı olaraq, mühitdə sındırma əmsalı dəyişə bilər. İşıq iki mühit sərhədini keçərsə, Snellius qanunu ödəyir.

Bu qanuna görə (şəkil 8.1-ə bax)

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{n_2}{n_1},$$

burada φ - işığın iki mühit sərhədinə düşmə bucağı, ψ - işığın sınma bucağı, n_1 və n_2 uyğun olaraq, birinci və ikinci mühitin sındırma əmsallarıdır.

Təbiətdə olan bütün cisimlər üçün iki mühit sərhədinə düşən və sınan şüalar düşmə nöqtəsinə çəkilmiş perpendikulyarın müxtəlif tərəflərində yerləşirlər. Əgər Snellius qanununda $n_2 < 0$ götürsək, düşən şüa ilə sınan şüa düşmə nöqtəsində səthə çəkilmiş normalın yalnız bir tərəfində yerləşmiş olar (şəkil 8.1-ə bax) və beləliklə, Snellius qanunu metamateriallar üçün



Şəkil 8.1

də dəyişməz olaraq qalar. Onda çox vacib bir sual da meydana çıxır. Görəsən $n < 0$ halı üçün sındırma əmsalı daxil olan elektrodinamikanın, optikanın və qarışıq texniki elmlərin qanun və düsturları nə dərəcədə doğrudur? Snellius qanununda olduğu kimi, başqa hallarda da n -i mənfi n ilə əvəz etməklə ($n \rightarrow -n$) biz həmişə düzgün nəticə əldə edə bilərikmi? Ümumi halda bu sualın cavabı mənfidir. Bu da onunla əlaqədardır ki, elektrodinamikanın və optikanın çoxlu qanun və düsturları maqnit nüfuzluğu $\mu = 1$ olan qeyri – maqnit materiallara aiddir. Belə qeyri – maqnit yaxınlaşmasının qəbul edilməsi ona gətirir ki, çoxlu düsturlara daxil olan μ -nün yerinə vahid götürməklə düsturları kardinal dəyişərək, yalnız qeyri –maqnit yaxınlaşmasında prosesləri düzgün xarakterizə

etmiş olur.

Metamaterialların unikal xassələri müəyyən tezlik diapazonunda meydana çıxır. Bu nöqteyi – nəzərdən harmonikaların generasiyası kimi geniş istifadə olunan qeyri-xətti effekt güclü elektromaqnit dalğasının belə süni mühitlə qarşılıqlı təsirinin qeyri-ənənəvi nəticəsinə bariz nümunəsidir.

Məlumdur ki, qeyri-xətti optik proseslərin effektiv olması üçün əsas tələb, qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasındakı optimal faza münasibətinin ödənməsidir. Bu şərtin pozulması, dalğaların fazalarının uzlaşmasını pozur və nəticədə qeyri-xətti prosesin effektivliyi azalır. Optimal faza münasibəti şərtini pozan əsas amillərdən biri fazalar fərqi.

Hazırda bir sıra alimlər tərəfindən metamaterialların kvadratik və kubik qeyri-xətti mühitlərdə təcrübə olaraq güclü optik əks-sədanın alınması barədə məlumatlar verilmişdir.

Bu fəsildə sabit intensivlik yaxınlaşmasında metamateriallarda ikinci harmonikanın generasiyasının nəzəri tədqiqinin nəticələri göstərilir. İstifadə olunan yaxınlaşma çərçivəsində qeyri-xətti prosesin daha geniş tətbiq olunan sabit amplitud yaxınlaşmasında öyrənilməsi mümkün olmayan fiziki xüsusiyyətlərini təsvir etmək mümkün olur. Metamateriallarda işıq dalğasının öz-özünə təsir effekti öyrənilmiş və adi kvadratik mühitlərdə baş verən həmin effektə müqayisələr aparılmışdır.

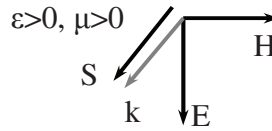
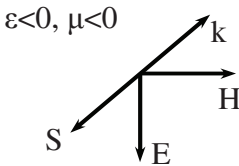
§ 8.2. Metamateriallarda ikinci harmonikanın generasiyası

Fərz edək ki, metamaterial ω_1 əsas dalğa tezliyində eyni zamanda mənfi dielektrik və maqnit nüfuzluğuna ($\epsilon_1 < 0$,

$\mu_1 < 0$) və $\omega_2 = 2\omega_1$ harmonika tezliyində isə müsbət dielektrik və maqnit nüfuzluğuna ($\epsilon_2 > 0$, $\mu_2 > 0$) malikdir. Şəkil 8.2-də adi mühidə və metamateriallarda dalğaların yayılmasının müqayisəsi göstərilib.

Mənfi sındırma əmsallı mühidə

Müsbət sındırma əmsallı mühidə

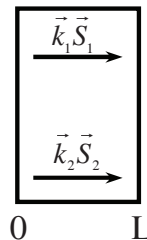
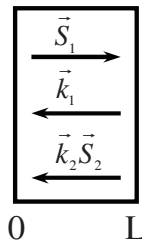


Şəkil 8.2

Qəbul edirik ki, S_1 əsas dalğanın şüalanma seli l uzunluqlu metamaterialın sol yan səthinə normal istiqamətdə düşür və z oxunun müsbət istiqaməti boyunca yayılır (şəkil 8.3).

metamaterial

adi material



Şəkil 8.3

Məlumdur ki, bu şərt daxilində, metamaterialda əsas və

harmonika dalğa vektorları $\vec{k}_{1,2}$ və eləcə də ikinci harmonika dalğasının enerji selinin vektoru $\vec{S}_2$ z oxunun mənfi istiqamətində yönəlmişlər. Bu üç vektor, $\vec{S}_1$ Poyntinq vektoru ilə əks istiqamətlidir.

Fərz edəcəyik ki, mühitin qeyri-xətti əks-sədası əsasən dalğaların maqnit toplananı ilə bağlıdır. Bu halda metamaterialda ikinci harmonikanın generasiyası prosesi aşağıdakı qısaldılmış tənliklər vasitəsilə təsvir olunur:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= i \frac{8\pi\epsilon_1\omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{eff}^{(2)} A_1^* A_2 \exp(i\Delta z), \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= i \frac{4\pi\epsilon_2\omega_2^2}{k_2 c^2} \chi_{eff}^{(2)} A_1^2 \exp(-i\Delta z),\end{aligned}\tag{8.2.1}$$

burada $A_{1,2}$ -dalğaların uyğun olaraq $\omega_{1,2}$ tezliklərində kompleks amplitudları, $\delta_{1,2}$ - $\omega_{1,2}$ tezliklərində metamaterialda dalğaların udulma əmsalları, $\Delta = k_2 - 2k_1$ -qaşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqi, $k_{1,2}$ ($k_{1,2} > 0$)- z oxunun əksi istiqamətində yönəlmiş $k_{1,2}$ dalğa vektorlarının modulları, $\chi_{eff}^{(2)}$ -materialın kvadratik qeyri-xətti effektiv qavrayıcılığıdır.

Analoji olaraq dalğaların elektrik komponentləri üçün də dielektrik $\epsilon_{1,2}$ və maqnit $\mu_{1,2}$ nüfuzluğunu bir-biri ilə əvəz etməklə, qısaldılmış tənlikləri yazmaq olar.

Metamaterialda ϵ_1 və ϵ_2 -nin fərqli işarələrini nəzərə alaraq, (8.2)-dən yazmaq olar

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_1^* A_2 \exp(i\Delta z), \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= i\gamma_2 A_1^2 \exp(-i\Delta z).\end{aligned}\quad (8.2.2)$$

Burada $\gamma_{1,2}$ - metamaterialda uyğun olaraq $\omega_{1,2}$ tezliyində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır

$$\gamma_1 = -8\pi \frac{\varepsilon_1 \omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{eff}^{(2)} = 8\pi \frac{|\varepsilon_1| \omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{eff}^{(2)}, \quad \gamma_2 = 4\pi \frac{\varepsilon_2 \omega_2^2}{k_2 c^2} \chi_{eff}^{(2)}.$$

Əsas dalğanın metamaterialda z oxu boyunca yayılması zamanı S_1 -in ifadəsindən çıxır ki, k_1 dalğa vektoru, enerji selinin vektoruna S_1 əks istiqamətdə yönəlmişdir (yəni z oxunun əks istiqamətində). Faza sinxronizmi şərti daxilində qeyri-xətti mühitdə generasiya olunan harmonika dalğası istiqamətcə k_1 ilə üst-üstə düşən k_2 dalğa vektoruna malik olur (şəkil 8.2). $\varepsilon_2 > 0$, $\mu_2 > 0$ olduğu üçün hər iki k_2 və S_2 vektorları istiqamətcə üst-üstə düşür və z oxunun əks istiqamətinə yönəlmişlər. Baxılan halda, yəni ω_1 tezliyində mənfi dielektrik və maqnit nüfuzluğuna və $\omega_2 = 2\omega_1$ harmonika tezliyində müsbət dielektrik və maqnit nüfuzluğuna malik olan halda (8.2.2) sistemini

$$A_1(z=0) = A_{10} \exp(i\varphi_{10}), \quad A_2(z=l) = 0 \quad (8.2.3)$$

sərhəd şərtləri daxilində həll edək. Burada $z=0$ metamaterialın girişinə uyğun gəlir, φ_{10} – qeyri-xətti mühtin girişində əsas dalğanın başlanğıc fazasıdır.

(8.2.2) sisteminin sabi intensivlik yaxınlaşmasında

($I_1(z) = I_1(z=0) = I_{10}$), (8.2.3) sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla həll etsək, harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün alırıq ($\delta_{1,2} = 0$)

$$A_2(z) = \frac{i\gamma_2 A_{10}^2}{\lambda' + \frac{i\Delta}{2} \operatorname{tg} \lambda' l} \times (\sin \lambda' z - \operatorname{tg} \lambda' l \cos \lambda' z) \exp(i2\varphi_{10} - i\Delta/2), \quad (8.2.4)$$

burada

$$\lambda^2 = \frac{\Delta^2}{4} - 2\Gamma^2, \quad \Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}, \quad I_j = A_j A_j^*.$$

Alınmış (8.2.4) ifadəsindən görünür ki, harmonika dalğasının amplitudu, həyacanlanan harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsirini nəzərə alan faktordan ($\gamma_1 \neq 0$) asılıdır. Bu faktor harmonika dalğasının fazasına təsir edir. Bundan əlavə (8.2.4)-dən çıxır ki, SAY-nın nəticəsindən fərqli olaraq, harmonika dalğasının $A_2(z)$ fazası əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır.

$\gamma_1 = 0$ olduqda (8.2.4)-dən əsas dalğanın amplitudu sabit qiymət olur, yəni SAY-nın nəticəsi alınır.

Metamaterialda əsas dalğanın enerjisinin harmonika dalğasının enerjisinə çevrilməsinin effektivliyi üçün (8.2.4)-dən almaq olar:

$\Gamma^2 > \Delta^2 / 8$ olduqda,

$$\eta_2(z) = \gamma_2^2 I_{10} \frac{(\sinh \lambda z - \tanh \lambda l \cosh \lambda z)^2}{2\Gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4} (\tanh^2 \lambda l - 1)}. \quad (8.2.5)$$

Burada $\lambda^2 = 2\Gamma^2 - \Delta^2 / 4$.

$\Gamma^2 < \Delta^2 / 8$ olduqda isə

$$\eta_2(z) = \gamma_2^2 I_{10} \frac{(\sin \lambda' z - \tan \lambda' l \cos \lambda z)^2}{\frac{\Delta^2}{4} (1 + \tan^2 \lambda' l) - 2\Gamma^2} \quad (8.2.6)$$

olar.

Çevrilmənin effektivliyi üçün alınmış (8.2.5), (8.2.6) ifadələrindən çıxır ki, həm əsas şüalanmanın intensivliyi, həm də fazalar fərqi üçün optimal qiymətlər mövcuddur və bu qiymətlərdə çevrilmənin effektivliyi maksimaldır.

Fazalar fərqi üçün optimal qiymətini Δ^{opt} (8.2.5) və (8.2.6)-ya əsasən aşağıdakı ifadənin ədədi həllindən ($\Gamma^2 < \Delta^2 / 8$ şərti daxilində) tapmaq olar:

$$\begin{aligned} & \Gamma^2 \left(1 + \frac{\Delta^2}{4\lambda} l \cdot \tan \lambda l \right) (\sin \lambda z - \tan \lambda l \cdot \cos \lambda z) = \\ & = \left(\frac{\Delta^2}{4\cos^2 \lambda l} - 2\Gamma^2 \right) \left(\cos \lambda z - \frac{l}{z} \frac{\cos \lambda z}{\cos^2 \lambda l} + \tan \lambda l \cdot \sin \lambda z \right). \end{aligned} \quad (8.2.7)$$

İntensivliyin optimal qiymətini (I_{10}^{opt}) isə,

$$\begin{aligned} & \sin \lambda z \left\{ \frac{\Delta^2}{4\cos^2 \lambda l} \left[1 + \frac{2\Gamma^2}{\lambda} (l - z) \tan \lambda l \right] + \frac{4\Gamma^4}{\lambda} z \cdot \tan \lambda l \right\} = \\ & = \cos \lambda z \left\{ \frac{\Delta^2}{4\cos^2 \lambda l} \left[\tan \lambda l - \frac{2\Gamma^2}{\lambda} (l - z) \right] + \frac{4\Gamma^4}{\lambda} \left(\frac{l}{\cos^2 \lambda l} - z \right) \right\} \end{aligned} \quad (8.2.8)$$

tənliyini həll etməklə tapmaq olar.

(8.2.7), (8.2.8) tənliklərindən belə çıxır ki, metamaterial-

larda Δ^{opt} və I_{10}^{opt} -in qiymətləri qarşılıqlı təsir məsafəsinin uzunluğundan, qeyri-xətti əlaqə əmsallarından başqa, uyğun olaraq əsas dalğanın intensivliyindən və fazalar fərqiindən də asılıdır.

(8.2.2) sistemində (8.2.4) ifadəsini nəzərə almaqla, əsas şüalanmanın kompleks amplitudu üçün

$$A_1(z) = A_{10} \exp(i\varphi_{10} + i(\Delta z/4)) \times \quad (8.2.9)$$

$$\times \sqrt{\frac{(\sinh \lambda z - \tanh \lambda l \cosh \lambda z) \Delta / 2 + i \lambda (\cosh \lambda z - \tanh \lambda l \sinh \lambda z)}{i \lambda - (\Delta \tanh \lambda l) / 2}}$$

ifadəsini almaq olar.

(8.2.9)-dan əsas şüalanmanın intensivliyi üçün

$$I_1(z) = I_{10} \times \sqrt{\frac{\frac{\Delta^2}{4} (\sinh \lambda z - \tanh \lambda l \cosh \lambda z)^2 + \lambda^2 (\cosh \lambda z - \tanh \lambda l \sinh \lambda z)^2}{\lambda^2 + \frac{\Delta^2}{4} \tanh^2 \lambda l}} \quad (8.2.10)$$

ifadəsini alırıq.

$\Delta = 0$ sinxronizm şərti ödəndikdə çevrilmənin effektivliyi η_2 :

$$\eta_2(z) = \frac{I_2(z)}{I_{10}} = \gamma_2^2 I_{10} \frac{(\sinh \lambda z - \tanh \lambda l \cosh \lambda z)^2}{2\Gamma^2} \quad (8.2.11)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

$\Delta^2 / 4 = 2\Gamma^2$ halında η_2 -nin (8.2.6) ifadəsinə daxil olan funksiyaları λ -nın sıfır ətrafında ($\lambda = 0$) Teylor sırasına

ayırıldıqda çevrilmənin effektivliyini η_2 üçün

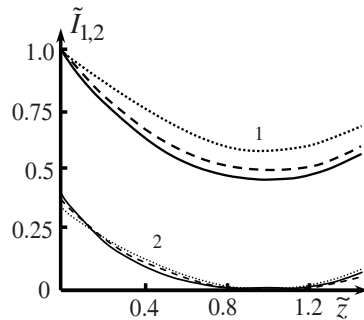
$$\eta_2 = \frac{\Gamma^2(z-l)^2}{1+2(\Gamma l)^2} \quad (8.2.12)$$

analitik ifadəsini alırıq.

Alınmış ifadədən belə çıxır ki, əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyinin $\tilde{I}_{10}$ ($\tilde{I}_1 = I_1/I_{10}$) kiçik qiymətlərində ($\Gamma l < 1$) çevrilmənin effektivliyi $\tilde{I}_{10}$ -la düz mütənasibdir. Əsas dalğanın intensivliyinin böyük qiymətlərində ($\Gamma l \geq 1$) çevrilmənin effektivliyi $\tilde{I}_{10}$ -dan asılı olmur. η_2 üçün alınan asılılıq fazalar fərqi üçün də müşahidə olunur.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında alınmış (8.2.5), (8.2.7) və (8.2.8) analitik ifadələrinin müxtəlif parametrlərdən asılılığı şəkil 8.4-8.7-də göstərilmişdir. Əyrilər metamaterialların dissipativ olmayan mühitlərində ikinci harmonikaya çevrilmə prosesinin dinamikasını əks etdirir.

Şəkil 8.4-də $\tilde{\Delta} = \Delta/2\Gamma$ fazalar fərqi üçün müxtəlif qiymətlərində əsas $\tilde{I}_1 = I_1/I_{10}$ və ikinci harmonika $\tilde{I}_2 = I_2/I_{10}$ dalğalarının gətirilmiş intensivliklərinin, metamaterialın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı göstərilib ($\tilde{\Delta} = \Delta/2\Gamma$: 1, 4 (nöqtəvi



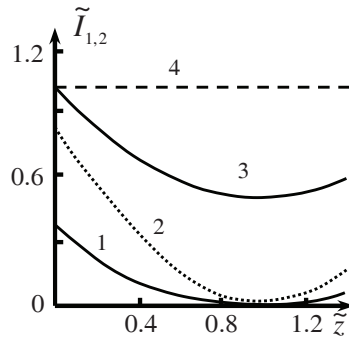
Şəkil 8.4

əyrilər), 0.8 (ştrixlənmiş əyrilər), 0 (bütöv əyrilər)).

Bu asılılıq təbii metamaterialda müşahidə olunan $\eta_2(z)$

çevrilmənin effektivliyindən kəskin fərqlənir.

Əgər adi qeyri-xətti kvadratik mühitdə koherent uzunluqda ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyin kəskin maksimum müşahidə olunurdusa, baxılan mənfi sındırma əmsallı mühitdə bu asılılıq özünü monoton xarakterli aparır. Eyni zamanda metamaterial harmonika dalğasını metamaterialin girişində əks etdirən güzgü rolunu oynayır, yəni çevrilmənin effektivliyinin maksimumu metamaterialin çıxışına deyil, girişinə uyğun gəlir. Başqa sözlə, həyacanlanan harmonika şüalanması həyacanlandıran əsas dalğanın qarşısına istiqamətlənir. $\tilde{\Delta}$ -nin eyni qiymətinə uyğun olan əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, böyük çevrilmə

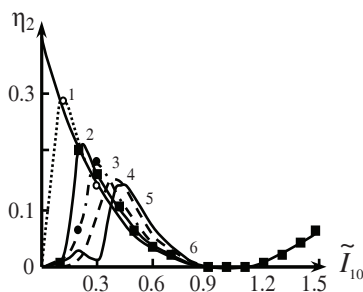


Şəkil 8.5

effektivliyi η_2 faza sinxronizm şərtinin ödəndiyi hala uyğundur (1 və 2 bütöv, nöqtəvi və qırıq xətti əyriləri müqayisə et).

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında $\tilde{\Delta} = \Delta / 2\Gamma = 0.8$ parametri üçün əsas və ikinci harmonika dalğalarının gətirilmiş intensivliklərinin metamaterialin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z}$ ($\tilde{z} = \Gamma z$) asılılığı və müqayisə üçün onun sabit amplitud yaxınlaşmasındakı nəticəsi şəkil 8.5-də göstərilmişdir. Burada 1 və 3 əyriləri SİY-nın, 2 və 4 əyriləri isə SAY-nın nəticələridir. Əyrilərdən görünür ki, həyacanlanan ikinci harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsirinin nəzərə alınması əsas və harmonika dalğalarının gətirilmiş intensivliklərinin azalmasına gətirir.

Şəkil 8.6-da $\tilde{\Delta}$ -nın altı qiyməti üçün çevrilmənin effektivliyinin η_2 , əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{I}_{10} = \Gamma z$ asılılığı göstərilib $\Delta z/2$: 0 -1 əyrisi; 0.1 - 2 əyrisi; 0.5 -3 əyrisi; 0.8 -4 əyrisi və 1.5 - 6 əyrisi). Fazalar fərqlərinin artması ilə çevrilmənin effektivliyi azalır. Bu zaman effektivliyin maksimumuna uyğun əsas şüalanmanın intensivliyinin optimal qiyməti artır.



müqayisədə, harmonikanın əsas şüalanmanın fazasına əks təsirinin nəzərə alınması, keyfiyyətə yeni effektlərə gətirir.

Sinxronizm əyrisində harmonika dalğasının intensivliyinin minimumlarının yerləşməsi əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Əsas şüalanmanın intensivliyinin artması ilə sinxronizm əyrisinin minimumları fazalar fərqi böyük qiyməti tərəfə sürüşür və sinxronizm əyrisinin eni artır. Bu fakt kritik sinxronizmə malik olan materiallardan effektiv istifadə etməyə imkan verir.

Əsas şüalanmanın intensivliyinin artması ilə mərkəzi maksimuma çevrilmənin effektivliyi azalır, ətraf maksimumlara çevrilmənin effektivliyi isə artmış olur.

§ 8.3. Öz-özünə təsir effekti

Öz-özünə təsir effekti adətən mühitin kubik qeyri-xəttiliyi ilə əlaqədardır. Lakin inversiya mərkəzinə malik olmayan mühitlərdə də güclü öz-özünə təsir effektinin yaranması mümkündür. Kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə öz-özünə təsir effektinin SAY-da nəzərə almaq mümkün deyildir, çünki SAY-da əsas dalğanın fazası sabit götürülür, amma bu effekti SİY-da nəzərə almaq olur. (8.2.2) sistemində $A_j(z) = a_j(z) \exp[i\varphi_j(z)]$ olduğunu fərz etsək, yəni əsas dalğanın kompleks amplitudundan həqiqi amplituda $a_1(z)$ və fazaya $\varphi_1(z)$ keçsək, sistemin birinci tənliyindən alarıq

$$\frac{da_1}{dz} + ia_1 \frac{d\varphi_1}{dz} = -i\gamma_1 a_1 a_2 \exp[i(\varphi_2 - 2\varphi_1 + \Delta z)]. \quad (8.3.1)$$

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (8.3.1)-dən yazmaq olar:

$$\frac{d\varphi_1}{dz} = -i\gamma_{11}a_2 \cos(\varphi_2 - 2\varphi_1 + \Delta z) . \quad (8.3.2)$$

(8.2.4) münasibətindən metamaterialda ikinci harmonikanın amplitudunu və fazasını tapıb (8.3.2)-də yerinə qoyaq. Sonra, metamaterialda dalğaların yayılma prosesində əsas dalğanın fazasının dəyişməsi üçün alınmış tənliyi həll edərək, əsas dalğanın fazasının z -dən asılılığını tapmaq olar:

$$\begin{aligned} \varphi_1(z) = \varphi_1(0) + \frac{\Delta z}{\left[\left(\frac{\Delta}{\Gamma \cos \lambda l} \right)^2 - 8 \right]} \times \\ \times \left[\cos^{-2} \lambda l + (1 - \cos 2\lambda z) \frac{\tan \lambda l}{\lambda z} - (1 - \tan^2 \lambda l) \sin c 2\lambda z \right]. \end{aligned} \quad (8.3.3)$$

Müqayisə üçün, dalğaların adi kvadratik mühitdə yayılma prosesində əsas dalğanın fazasının dəyişməsinin

$$\varphi_1^{adi}(z) = \varphi_1^{adi}(0) - \frac{\Delta^{adi} z}{\left[\left(\Delta^{adi} / \Gamma^{adi} \right)^2 + 8 \right]} \left[1 - \sin c 2\lambda^{adi} z \right] \quad (8.3.4)$$

ifadəsini yada salaq, burada Δ^{vol} -adi kvadratik mühitdə ikinci harmonikanın generasiyası zamanı yaranan fazalar fərqi, burada

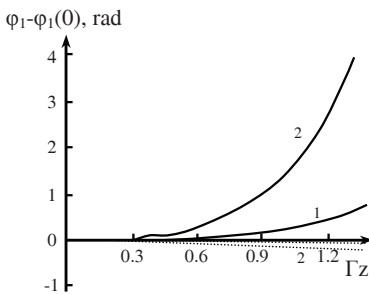
$$\lambda^{vol} = \sqrt{2(\Gamma^{vol})^2 + ((\Delta^{vol})^2 / 4)} , \quad (\Gamma^{vol})^2 = \gamma_1^{vol} \gamma_2^{vol} I_{10} .$$

Alınmış (8.3.3) və (8.3.4) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, metamaterialda əsas şüalanmanın fazası üçün aldığımız ifadədə $\varphi_1(0)$ -ın başlanğıc qiymətinə müsbət əlavə hədd, adi kvadratik mühit halında isə mənfi əlavə hədd daxil

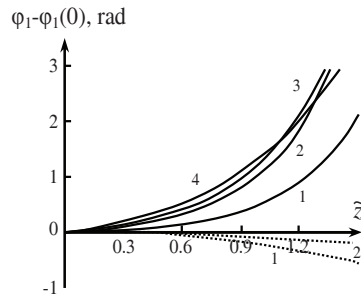
olur. Həm də bu ifadələrin ədədi həllinin göstərdiyi kimi, bu əlavələr qiymətcə bir tərtib fərqlənirlər.

(8.3.4) ifadəsini həm də (8.3.3)-dən (8.2.8) sərhəd şərtində dəyişiklik etməklə ($l = 0$) və Γ parametrinin işarəsini dəyişməklə, (metamaterialdan adi kvadratik mühitə keçilməsilə) asanlıqla almaq olur. Burada $\gamma_1^{vol} = -\gamma_1$, $\gamma_2^{vol} = \gamma_2$, $\Gamma^{vol} = -\Gamma$.

Alınmış (8.3.3) ifadəsindən çıxır ki, metamaterialda həyacanlanan dalğanın faza sürəti, (yəni həm də mühitin sındırma əmsalı) onun intensivliyindən asılıdır, başqa sözlə işıq dalğasının öz-özünə təsiri müşahidə olunur.



Şəkil 8.8



Şəkil 8.9

(8.3.3)-dən $\gamma_1 = 0$ ($\Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}$), (8.3.4)-dən isə $\gamma_1^{adi} = 0$ olduqda sabit amplitud yaxınlaşması üçün məlum $\phi_1(z) = \phi_1(0)$ və $\phi_1^{vol}(z) = \phi_1^{vol}(0)$ alırıq, yəni əsas dalğanın fazası sabitdir.

Şəkil 8.8-də sabit intensivlik yaxınlaşmasında gətirilmiş

fazalar fərqlinin Γz müxtəlif qiymətlərində $\Delta z/2$: 0.1 (1) və 0.8 (2) güclü dalğanın faza dəyişməsinin əsas şüalanmanın gətirilmiş intensivliyindən metamaterialda (1 və 2 bütöv ayrılər) və adi mühidə (1 və 2 nöqtəvi ayrılər) asılılığı göstərilmişdir.

Şəkil 8.9-da sabit intensivlik yaxınlaşmasında gətirilmiş fazalar fərqlinin müxtəlif qiymətlərində $\tilde{\Delta} = \Delta/2\Gamma$: 0.2 (1), 0.5 (2), 0.8 (3) və 1.2 (4) güclü dalğanın fazanın dəyişməsinin qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ metamaterialda (1-4 bütöv ayrıləri) və adi mühidə (1 və 2 nöqtəvi ayrısı) asılılığı göstərilib. Əyrilərdən görünür ki, Δ artdıqca, $\varphi_1 - \varphi_1(0)$ fərqlinin mütləq qiyməti də artır (şəkil 8.8-də 1 və 2 bütöv ayrılərini, şəkil 8.9-da 1-4 bütöv ayrılərini müqayisə et). Burada həm də adi kvadratik mühit üçün uyğun nəticələr göstərilmişdir (şəkil 8.8 və 8.9-da nöqtəli ayrılər).

Hər iki tip asılılıqların müqayisəsi göstərir ki, məsələnin uyğun eyni parametrlərində əsas dalğanın fazasının böyük mütləq dəyişməsi metamaterialın tədqiq olunan halında baş verir (hər iki şəklin bütöv və nöqtəli ayrılərini müqayisə et). Məsələn, əgər metamaterialda $\Gamma z = 1.2$ (şəkil 8.8) halında fazalar fərqlinin dəyişməsi $\Delta z/2$ 0.1-dən (bütöv 2 ayrısı) 0.8-dək (bütöv 1 ayrısı) $\varphi_1 - \varphi_1(0)$ -ın təqribən 8 dəfə artmasına gətirirsə, adi kvadratik mühit halında bu dəyişmə 10 dəfə kiçik olur. $\varphi_1 - \varphi_1(0)$ fərqlinin işarəsinin dəyişməsi adi kvadratik mühidən metamateriala keçdikdə metamateriala xas olan mənfi sındırma əmsalı ilə izah olunur.

Hər iki halda parametrlərin qiymətlərinin geniş diapazonu üçün ədədi hesablamaların təhlili göstərir ki, məsələnin verilmiş parametrlərində fazalar fərqlinin dəyişməsi,

$\varphi_1 - \varphi_1(0)$ ayrılmasının gətirilmiş intensivlikdən və uzunluqdan asılılığı oxşardır.

Beləliklə, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza dəyişmələrinin nəzərə alınması, çevrilmə effektivliyinin azalmasına və əsas dalğanın intensivliyindən asılı olaraq sinxronizm ayrılmasının parametrlərinin dəyişməsinə gətirir, bu isə sabit amplitud yaxınlaşmasında baş vermir. Bu fakt metamateriallar üçün aparılmış hesablamaları korrektə etməyə imkan verir. Göstərilmişdir ki, kvadratik qeyri-xətti metamaterialda dalğaların yayılması, öz-özünə təsir effekti ilə müşayiət olunur. Alınmışdır ki, məsələnin parametrlərini, yəni qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqi, qeyri-xətti mühitin uzunluğunu, əsas dalğanın intensivliyini və s. uyğun seçməklə çevrilmənin effektivliyini artırmaq olar. Göstərilmişdir ki, metamateriallarda əsas şüalanmanın fazasının mütləq dəyişməsi, adi kvadratik mühitdəkindən bir tərtib böyükdür

Ə L A V Ə L Ə R

QEYRİ-XƏTTİ OPTİKADA İSTİFADƏ OLUNAN MATERIALLAR

Güclü lazerlərin və lazer sistemlərinin yaratdığı qeyri-xətti effektlər, şüalanmanın aktiv mühitlə qarşılıqlı təsiri, güclənməsi və generasiyası proseslərindən ayrılmışdır. Qeyri-xətti optikda da olduğu kimi lazer sistemlərinin elementlərində alınan bütün qeyri-xətti effektləri üç böyük qrupa bölmək olar: 1) tezliyin çevrilmə prosesləri (cəm və fərq tezlikli dalğaların generasiyası) da daxil olmaqla, harmonikaların generasiyası; 2) şüalanmanın intensivliyindən asılı olaraq mühitin sındırma əmsalının və itki parametrlərinin dəyişməsi ilə müəyyən olunan öz-özünə təsir effekti; 3) səpilmə mexanizmindən güclü asılı olan qeyri-xətti səpilmə prosesi.

Böyük intensivliyə malik olan işıq yalnız atomlarla, ionlarla və molekullarla deyil, kondensasiya olunmuş şəffaf mühitlərlə (qazlarla, mayelərlə, kristallarla və s.) qarşılıqlı təsirdə olurlar. Bu qeyri-xətti proseslər də qeyri-xətti optikanın əsasını təşkil edir. Atom səviyyəsində gedən qeyri-xətti proseslər kondensasiya olunmuş mühitlərdə yaranan qeyri-xətti proseslərlə sıx əlaqədardır. İntensiv işığın atomlarla elementar qeyri-xətti qarşılıqlı təsir aktı çoxfatonlu matris elementlərinin əsas xarakteristikası olmaqla, qaz atomları ilə və ya kondensasiya olunmuş mühitlə qarşılıqlı təsirin xarakterini

müəyyən edən maddi mühitin **qeyri-xətti qavrayıcılığını** təyin edir. Yaxşı məlumdur ki, qeyri-xətti qavrayıcılıq kondensasiya olunmuş mühiti əmələ gətirən atomların əsas qeyri-xətti xarakteristikası ilə birbaşa bağlıdır. Beləliklə, qeyri-xətti qavrayıcılığın xarakteristikası, məsələn, onun şüalanmanın tezliyindən asılılığı atom səviyyəsindəki qarşılıqlı təsirin xarakteri ilə müəyyən olunur.

Qeyri-xətti optikada gedən proseslər optik dalğaların qarşılıqlı təsiri baş verən qeyri-xətti mühitin xarakteristikasından asılıdır və qeyri-xətti polyarizasiya maddənin qavrayıcılığının qeyri-xətti toplananı ilə təyin olunur.

Optikada tezliklərin çevrilməsini həyata keçirən çoxlu sayda müxtəlif qeyri-xətti kristallar mövcuddur. Lakin optik çeviricilərdə lazım olan xarakteristikaya malik olan kristallara qoyulan tələb onların sayını kəskin azaldır. 32 kristallik sinifdən yalnız 20 sinif kvadratik polyarizasiyaya malikdir ki, onlar **pyezoelektriklər** adlanırlar. Bunlardan ilk növbədə tetraqonal sistemə daxil olan $D_{2d}(4\bar{2}m)$ sinfini fərqləndirmək lazımdır. Bu sinifə kalium dihidrofosfat kristal qrupu aiddir: KDP - Kalium dihidrofosfat (kimyəvi düsturu: KH_2PO_4), ADP - Amonium dihidrofosfat ($NH_4H_2PO_4$), Gümüş tioqallat ($AgCaS_2$) və b. aiddir. Bunlardan başqa triqonal sistemin $C_{3v}(3m)$ sinifində: Litium niobat ($LiNbO_3$) və Pristiti (Ag_3AsS_3) kristallarını göstərmək olar: qeqsaqonal sistemin $C_6(6)$ sinifindən: Litium yodu ($LiIO_3$) və b. kristalları qeyd etmək olar. Rombik sistemdə ikioxlu kristallardan Barium-natruim niobat ($Ba_2NaNb_5O_{15}$), Kalium titanat fosfat $KTiOPO_4$ (KTP) və s. kristallarını göstərə bilərik. Spektrin infraqırmızı oblastında perspektiv olan kubik sistemin kristallarından

Qallium-selenid- (GaSe), Arsenid indium (InAs), Arsenid qallium (GaAs) və s. istifadə olunur. Bu kristallarda kvadratik qavrayıcılıq ikiye şüasındırıcı kristallardakından çoxdur. Lakin bunlarda faza sinxronizm şərti ödənmir. Bu və ya başqa kristalların keyfiyyətinə görə seçilməsi, yalnız birinci yaxınlaşmada mümkündür.

Yüksək çevrilmə effektivliyi əldə etmək üçün qeyri-xətti mühit bir sıra tələbi ödəməlidir. Məsələn, məlumdur ki, aşağı gücə malik ikinci harmonika şüalanması almaq üçün güclü qeyri-xəttiliyə malik kristal barium natrium (niobat kimi) tətbiq etmək lazımdır. Güclü impuls lazerlərində ikinci harmonikanın generasiyası üçün zəif qeyri-xəttiliyə malik olan, lakin şüalanmanın təsirinə davamlı kristallar (KDP qrupundakı) tətbiq etmək məqsədəuyğundur.

Bəzi qeyri-xətti kristalların parametrləri cədvəl 1-3-də verilmişdir.

Qeyri-xətti optikanın əsas problemlərindən biri qeyri-xətti optik effektlərdən (tezlik çeviricilərindən) istifadə etməklə koherent işıq mənbələri yaratmaqdır. Lakin axır zamanlara qədər istifadə olunan praktiki kristallik lazerlərin dalğa uzunluğu 5 mkm-la məhdudlaşır. Kvant-kaskad lazerlərində şüalanmanın spektri bütün orta infraqırmızı oblastı (3-24 mkm) əhatə etməyinə baxmayaraq, bu oblastda impuls rejimində şüalanma yaratmaq mümkün deyil. Bunlardan başqa, dalğa uzunluqları 5 mkm-dən böyük olan kvant-kaskad lazerlərinin gücü 3 Vt-dan yuxarı olur. Buna görə də orta infraqırmızı diapazonda yüksək enerji sıxlığına və yüksək orta gücə malik impuls rejimində şüalandıran mənbələr yaratmaq üçün yeganə üsul tezliyin parametrik çevrilmə sistemlərindən (ışığın parametrik və fərq rezlikli dalğaların generatorlarından)

ƏLAVƏLƏR

istifadə etməkdir. Bu yolla geniş dalğa diapazonunda şüalandırıcılar yaratmaq mümkündür. Qeyri-xətti oksid kristallarında şəffaflıq oblastı spektrin infraqırmızı hissəsi tərəfindən 3-4 mkm-lə məhdudlaşır. Bundan sonra fotonların intensiv udulması baş verir. Orta infraqırmızı oblastda (4 mkm-dən 15 mkm-ə qədər olan diapazonda) şüalanma almaq üçün qeyri-oksidi kristallardan istifadə olunur. İndiyə qədər nanosaniyəli parametrik impuls generatorları 8 birləşmədə yaradılmışdır: Ag_3AsS_3 , AgGaS_2 , HgGa_2S_4 , $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Gd}_2\text{S}_4$, LiInSe_2 , CdSiP_2 , BaCa_4S_7 , LiGaS_2 .

Orta infraqırmızı oblastda müxtəlif növ tezlik çeviricilərində effektivliyə görə $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Ga}_2\text{S}_4$ kristalı mühüm yer tutur. Yaxşı məlum olan biroxlu AgGaS_2 kristalın hazırlanmasında əldə olunan yeni texnologiya nailiyyətlər imkan verir ki, bu kristaldan praktikada geniş istifadə olunsun. Bundan əlavə ikioxlu kristallarından $\text{LiIn}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ və $\text{LiGa}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ femtosaniyə impulslarının tezlik çeviricilərində geniş tətbiq olunur.

Infraqırmızı diapazon üçün istifadə olunan qeyri-xətti kristallar haqqında məlumatlar cədvəl 4-də verilmişdir.

Tezlik çeviricilərində molekulyar kristallar da geniş istifadə olunur.

Axır zamanlarda diasetilen əsaslı polimer kristalların tətbiqi potensial imkanlara malikdir. Bu kristallar monomer monokristalların köməyi ilə alınır və sonra polimerləşmə aparmaqla, bərk hala salınır. Polimerləşmiş kristallarda sistemin qoşma əlaqələrinin böyük məsafədə yerləşməsinə görə qeyri-xətti qavrayıcılığın optimal qiymətini almaq olur. Bundan başqa, xarici təsirlərə görə polimerləşmə zamanı kristalın möhkəmliyi də artır.

Cədvəl 1.

Kristalın adı	Düstur	Simmetriya sinifi	n_0 (1,06 mkm üçün)	Şəffaflığın sahəsi, mkm	Dağılma astanası [MVt/sm ²]	d/d_{eff}	d^2/n_0^3
Kalium dihidrofosfat KDP	KH_2PO_4		1,49	0,25-1,7	400	1,0	1,0
Kalium dideterofosfat DKDP (KD*P)	$\text{KH}_{2-2x}\text{D}_{2x}\text{PO}_4$		1,47	0,20-1,7	500	1,1	1,3
Ammonium dihidrofosfat ADP	$\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$		1,50	0,13-1,7	500	1,2	1,4
Ammonium diteyterofosfat DADP (AD*P)	$\text{NH}_{2-2x}\text{D}_{2x}\text{PO}_4$	D_{2d} ($\bar{4} \ 2 \ m$)	1,50		500	1,2	1,4
Rubidium dihidrofosfat RDP	RbH_2PO_4		1,49		300	0,9	0,8
Sezium dihidroarsenat CDA	CsH_2AsO_4		1,55	0,26-1,43	500	0,9	0,7
Sezium diteyterarsenat DCDA (CD*A)	$\text{CsH}_{2-2x}\text{D}_{2x}\text{AsO}_4$		1,55	0,27-1,66	500	0,9	0,7
Litium yodu	LiJO_3	$C_6(6)$	1,86	0,30-6,0	60	14,0	100
Litium niobat	LiNbO_3	$C_{3v}(3m)$	2,23	0,33-6,7	120	13,4	53,4
Barium-natrium niobat	$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$	C_{2v}	2,26	0,38-6,0	≤ 100	38,0	41,3
Litium formiat	$\text{LiCOOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$	($mm \ 2$)	1,36		≥ 500	2,5	8,2
α -yodlu turşu	α - HJO_3	$D_2(222)$	1,94		~ 100	14,0	88,6

Qeydlər: DKDP, DADP və DCDA düsturlarında x kəmiyyəti ditterləşmə dərəcəsidir ($0 \leq x \leq 1$); b) simmetriya sinifinin işarələri Şenflise və (mötərizələrdə) beynəlxalq sistemə görə verilmişdir; v) biroxlu kristallarda n_0 - adi dalğa üçün sındırma əmsalındır, amma ikioxlu kristallarda isə - sındırma əmsalının orta qiymətidir; c) d - bu kristal üçün d_{ij} tenzorunun ən böyük komponentidir; d) d_{36} - KDP kristalının kvadrat qavrayıcısının tenzorunun komponentidir: $d_{36} = 1,13 \cdot 10^{-9}$ SQSE.

ƏLAVƏLƏR

Cədvəl 2.

Simmetriya sinifi	Nümayəndə	Müstəqil sıfırdan fərqli komponentləri	İHQ-da d növünün ifadələri e_1 (d : e_1e_2), e_2 (d : e_1e_1) ooo-sinxronizm	
			ooo-sinxronizm	ooo-sinxronizm
D_{2d}	KDP	$d_{14} = d_{25}$; d_{36}	$d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi$	$\frac{1}{2}(d_{14} + d_{36}) \sin 2\theta \cos 2\varphi$
C_6	$LiIO_3$	$d_{24} = d_{15}$; $d_{31} = d_{32}$; d_{33} ; $d_{14} = -d_{25}$	$d_{31} \sin \theta$	$\frac{1}{2}d_{14} \sin 2\theta$
C_{3v}	$LiNbO_3$	$d_{15} = d_{24} = d_{31} = d_{32}$ $d_{22} = -d_{16} = d_{21}$; d_{33}	$d_{15} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi$	$d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi$
D_2	α -HfO ₃	d_{14} ; d_{25} ; d_{36}	$d_{36} \sin 2\theta \cos 2\varphi$	$d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi$
C_{2v}	$Ba_2NaNb_5O_{15}$	$d_{31} = d_{15}$; $d_{32} = d_{24}$; d_{33}	$\frac{1}{2}(d_{31} - d_{32}) \sin 2\theta \sin 2\varphi +$ $+ 3(d_{31} \cos^2 \varphi + d_{32} \sin^2 \varphi) \times$ $\sin \theta \cos^2 \theta$	$- 3(d_{31} \cos^2 \varphi + d_{32} \sin^2 \varphi) \times$ $\times \sin \theta \cos^2 \theta - (d_{31} \sin^2 \varphi +$ $+ d_{32} \cos^2 \varphi) \sin \theta$

Цэдвэл 3.

Кристл вэ синхронизм нөвү	$\chi \cdot 10^9$ [SQSE]	θ_S [дарац]	$\sigma \cdot 10^6$ [V ⁻¹]	$d\theta_S/d\lambda$ [bucaq·daq/Å]	$\delta\lambda$ [Å]	$dAK/d\theta$ [sm ⁻² ·rad ⁻¹]	$\delta\theta$ [bucaq san]	$d\theta_S/dT$ [bucaq daq/°C]	δT [°C]
KDP	oee	41,5	1,24	0,05	283	3310	5,8	0,23	25,1
	eee	57–59	1,63	0,1	115	1660	11,5	0,6	19,1
ADP	oee	41,5	1,49	0,05	310	3640	5,2	1,93	2,7
	eee	61,2	1,89	0,1	97	1860	10,3	4,9	2,1
DKDP	eee	53	1,64	0,18	65	1680	11,5	0,55	20,9
CDA	eee	82	1,57	0,18	224	470	40,4	7,9	5,1
RDP	oee	50	1,15	0,04	135	3290	5,8	0,67	25,0
	eee	83	0,47	1,85	25	410	46,2	1,46	8,7
LiIO ₃	oee	30	8,83	0,3	7	9050	2,1	--	--
	eee	43,8	0,7	0,55	6,8	5120	3,7	--	--
LiNbO ₃	oee	78	15,6	3,6	3	1770	10,8	10,0	1,1
Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅	oee	44	46,7	2,7	3,1	2250	8,3	9,7	0,8
	eee	3,0	4,2	0,19	30	3350	5,7	0,23	24,7
iCOOH·H ₂ O	eee	82		0,34	34	1650	11,6	1,13	9,8
α -H ₂ O ₃	oee	11,8	2,68	0,61	4,3	7150	2,7	1,1	2,5
	eee	55	14,5	1,0	3,8	5000	3,8	0,8	4,6
0.53mkm→ KDP	oee	1,13	3,59	4,3	1,3	3600	5,7		1,2
0.26mkm ADP	oee	1,36,	4,40	6,25	1,4	2370	8,7		0,7
LiCOOH·H ₂ O	oee	3,0	5,3	0,64	1,0	31850	0,6		--

ƏLAVƏLƏR

Cədvəl 4.

1064 nm doldurma dalğasının uzunluğunda və 6,45 mkm generasiya olunan dalğa uzunluğunda qeyri-xətti kristalların xüsusiyyətləri: d_{eff} (3-cü sütun) θ və ya φ (2-ci sütun) faza sinxronizminin uyğun şərtlərində hesablanır; λ_F - əsas şüalanmanın dalğa uzunluğudur, harada ki, İHG zamanı qeyri-xətti əmsallar qiymətləndirilməmişdir (6-cı sütuna daxil edilmişdir). Cədvəldə $d_{\text{eff}} < 1$ pm/V üçün yüksək şəffaflı nadir torpaq kristallar daxil edilməmişlər.

Kristal	θ / φ (qarşılıqlı təsir)	d_{eff} [pm/V]	İstilik keçiricilik [W/mK]	qadağan zonanın eni E_g [eV]	İHG-da δ [pm/V] və ya d_H [pm/V], λ_F	Miller düzəlişi [pm/V]
AgGaS_2^*	42m	8.86	1.4 //c 1.5 $\perp$ c	2.70	$\delta_{36}=0.12$	$d_{36}=13.65$
$\text{HgGa}_2\text{S}_4^*$	4	15.57 21.18	2.49-2.85 //c 2.36-2.31 $\perp$ c	2.79	$d_{36}=27.2$ 1064 nm	$d_{36}=24.56$
$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4^*$ ($\theta=90^\circ$, $x=0.55$)	90.00 (oo-e)	24.94	1.8-1.92 //c 1.62-1.81 $\perp$ c ($x=0.27-0.3$)	3.22 ($x=0.55$)	$d_{36}=27.2$ 1064 nm -də	$d_{36}=24.94$
LiGaS_2 mm_2	47.77 (oo-e) 40.36 (eo-e)	4.23 5.50	NA	3.76	$d_{31}=5.8$ $d_{24}=5.1$ 2300 nm-də	$d_{31}=5.71$ $d_{24}=5.21$
LiInS_2 mm_2	40.01 (oo-e) 36.37 (eo-e)	4.65 6.77	6.2 //x 6.0 //y 7.6 //z	3.57	$d_{31}=7.25$ $d_{24}=5.66$ 2300 nm-də	$d_{31}=7.23$ $d_{24}=5.93$
LiGaSe_2 mm_2	51.45 (oo-e) 37.61 (eo-e)	7.82 9.31	NA	3.65	$d_{31}=9.9$ $d_{24}=7.7$ 2300 nm-də	$d_{31}=10$ $d_{24}=8.16$

LiInSe_2 mm_2	xz xy	36.97 (oo-e) 41.62 (eo-e)	7.26 10.57	4.7-4.5 //x 4.7-4.8 //y 5.5-5.8 //z	2.86	$d_{31}=11.78$ $d_{24}=8.17$ @ 2300 nm	$d_{31}=12.08$ $d_{24}=8.65$
InPS_4	4	38.80 (ee-o) 42.67 (oe-o)	34.40 23.87 optimum ϕ	NA	3.2	$\delta_{31}=0.39$ $\delta_{36}=0.3$ 0	$d_{31}=27.87$ $d_{36}=21.53$
$\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$	m	(ss-f) (fs-f)	≈ 4 ≈ 2	0.4-0.55	2.35	...	...
$\text{GaS}_{0.4}\text{Se}_{0.6}$	62m	22.31 (oo-e) 24.67 (eo-e)	51.70 43.16	1.3 //c 10 $\perp$ c	2.4	$d_{22}=48.2$ 4.65 mkm-də	$d_{22}=55.88$ $d_{22}=52.26$
CdSiP_2	42m	80.46 (oo-e)	90.99	13. 6	2.2-2.45	$d_{36}=84.5$ 4.56 mkm-də	$d_{36}=92.27$
AgGaGeS_4 mm_2	xz xy	53.99 (oo-e) 35.74 (oo-e)	3.32 5.43	0.399	3.0	$d_{32}=6.2$ $d_{31}=10.2$ 1064 nm-də	$d_{32}=5.65$ $d_{31}=9.30$
Ag_3AsS_3 *	3m	22.04 (oo-e) 24.01 (eo-e) 65.63 (oe-e)	22.89 16.44 3.35	0.113 //c, 0.092 $\perp$ c	2.2	$d_{31}=10.4$ $d_{22}=16.6$ 10.6 mkm-də	$d_{31}=12.34$ $d_{22}=19.70$
Ag_3SbS_3	3m	47.14 (oo-e) 52.84 (eo-e)	14.34 3.80	~ 0.1 //c, ~ 0.09 $\perp$ c	2.2	$d_{31}=7.8$ $d_{22}=8.2$ 10.6 mkm-də	$d_{31}=9.90$ $d_{22}=10.41$

*kristallar üçün ~ 1 mkm dalğa uzunluğunda optik parametrik generasiya artıq nümayiş etdirilmişdi.

ƏDƏBİYYAT

1. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М.; ВИНТИ, 1964. -295 с.
2. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.; Мир, 1966, -404 с.
3. Ахманов С.А., Чиркин А.С. Статистические явления в нелинейной оптике. М.; Изд-во Московского Университета, 1971. -123 с.
4. Ахманов С.А. Электромагнитные волны в нелинейных диспергирующих средах: Дис:...д-ра физ-мат. наук. М., 1967. -439 с.
5. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. Физмат. лит., 2004, -512с.
6. Райнтжес Дж. Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах. М.; Мир. 1987. -512 с.
7. Шен Н.Р. Принципы нелинейной оптики. М.; Наука, 1989. -558с.
8. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. М.; Мир, 1876. -261 с.
9. Boyd R.W. Nonlinear optics. Elsevier Store. 2008. -613p.
10. Walls D.F., Milburn G.J. Quantum Optics. SpringerBerlin. 1994. -332 p.
11. Справочник по лазерам (Под ред. А.М.Прохорова. М.: Сов.радио, 1978. Т.2. -400 с.
12. Тагиев З.А. Теория нелинейных волн в приближении заданной интенсивности. Баку.; Елм, 2003. -240 с.

-
13. Касумова Р.Дж. Теория нелинейного взаимодействия оптических волн в приближении заданной интенсивности. Баку.; Елм, 2001. - 187 с.
 14. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.; Наука, 1976. -576 с.
 15. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977. - 342 с.

ƏLİFBA GÖSTƏRİCİSİ

A	
adi şüa	14
anizotrop mühit	112
anizotropiya bucağı	58
antistoks səpilməsi	221
ardıcıl yaxınlaşma	81
ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda tezliyin çevrilməsi	179
atom daxili elektrik sahəsi	14
B	
baş müstəvi	112
Bessel funksiyası	100
biroxlı kristallar	112
birrezonatorlu sxem	133, 230
C	
cəm tezlikli dalğanın generasiyası	27, 91
cırılma rejimi	142
cırılmış hiperhəndəsi funksiya	82
D	
dalğa ədədi	18
dalğa sinxronizm şərti	64
dalğa vektoru	54, 106
dalğa səthi	114
dalğa sinxronizmi anizotrop kristallarda	112
dalğa ədədlərinin fərqi	48
dalğaların intensivliyi	7, 66
dalğaların parametrik güclənməsi	122
	dalğaların parametrik çevrilməsi 265
	dielektrik qavrayıcılıq tenzoru 11
	dielektrik nüfuzluğu 12
	dipol momenti 9, 98
	dispersiya nəzəriyyəsinin - birinci yaxınlaşması 55
	- ikinci yaxınlaşması 58
	dispersiya yayılma əmsalı 59
	dispersiyalı interferometr 189
	dördtezlikli qarışıqlı təsir 37
	dördüncü harmonika 42
	E
	elektrik induksiya vektoru 11
	elektron polyarizasiyası 8
	effektivliyin artma əmsalı 151
	F
	Fabri-Pero rezonatoru 51, 148
	faza münasibətinin pozucu mexanizmləri 6
	faza sinxronizmi 140
	fərq tezlikli dalğanın generasiyası 95
	fəza döyünmələri 73
	fırlanma polyarizasiyası 8
	Furye çevrilməsi 36
	G
	güclənmə əmsalı 119
	güclənmənin inkrimenti 120

H		qeyri-adi dalğa	114
harmonik ossilyator	15	qeyri xətti polyarizasiya	26, 30
X		qeyri xətti dalğa tənliyi	34, 54
xətti qavrayıcılıq	29	q/x dispersiyalı interferometr	189
xətti mikroskopik qavrayıcılıq	17	q/x əlaqə əmsalları	48
xətti optika	7	q/x qavrayıcılıq	29, 264
xətti polyarizasiya	20	q/x qavrayıcılıqın təyini	184
xətti optikanın tənliyi	11	q/x optika	29
İ		q/x optik effektlər	38
ikioxlu kristal	113	q/x uzunluq	67
İHG dissipativ mühitlərdə	76	qısaldılmış tənliklər	45
İHG rezonatorunda	148	L	
İHG-nin tərtib qavrayıcılığı	25	lazer rezonatoru daxilində	
ikirezonatorlu sxem	133, 154	generasiya	135
induksiya vektoru	11	Lorens modeli	14
ion polyarizasiyası	8	M	
ışığ dalğasının öz-özünə təsiri	44	maddi tənliklər	11
ışığın parametrik generatoru	132	Maksvel tənlikləri	17, 33
K		Menli-Rou münasibəti	48
koherent uzunluq	109	metamateriallar	244
kollinear dalğa sinxronizmi		metamateriallarda İHG	248
kombinasiyalı səpilmə	222	metamateriallarda öz-özünə	
kompleks amplituda	16	təsir effekti	258
kristalın baş kəsiyi	112	Meyker döyünmələri	110
kubik q/x mühit	32	mənfi kristal	114
kubik q/x qavrayıcılıq	29	mənfi sındırma	
kubik q/x polyarizasiya	29	əmsallı mühit	249
kvadratik q/x qavrayıcılıq	29	Miller qaydası	28
kvadratik q/x mühit	32	müsbət kristal	114
kvadratik q/x polyarizasiya	29	müsbət sındırma	
Q		əmsallı mühit	249
qeyri harmonik ossilyator	20	O	
		optik düzlənmə effekti	40
		optimal uzunluq	172
		optimal faz münasibəti	118, 238

Ö		tezliyin parametrik çevrilməsi	116, 127
öz-özünə təsir effekti	71		
P		U	
parametrik qarşılıqlı təsir	116	udulma əmsalı	7
pyezoelektriklər	264	Uitteker funksiyası	81, 94
polyarizasiya vektoru	10	Ü	
potensial çuxuru	13	üç rəngli tenzor	29
R		üçüncü harmonikanın generasiyası	199, 207
rezonatorlarda dalğaların qarşılıqlı təsiri	135	ÜHG ardıcıl yerləşmiş kristallarda	199
rəqs periodu	8	ÜHG kaskad yolu ilə generasiyası	207
S		ÜHG dissipativ mühitlərdə	88
sabit amplitud yaxınlaşması	60	üçüncü tərtib q/x polyarizasiya	26
sabit intensivlik yaxınlaşması	65	üçtəzlikli qarşılıqlı təsir	37
SİY-nin tətbiq olunma oblası	80	V	
səmərəsiz dalğası	118	vektor sinxronizmi	140
siqnal dalğası	118	Y	
sındırma əmsalı	7, 18	yüksək harmonikanın generasiyası	86
sinxronizm əyrisi	107	Z	
sinxronizm istiqaməti	114	zəif dəyişən amplitud yaxınlaşması	39
skalyar sinxronizmi	141		
stasionar olmayan q/x proseslər	99		
Stoks səpilməsi	221		
Ş			
şüa səthi	114		
T			
tezliyin çevrilmə effektivliyi	151, 237		

MÜNDƏRİCAT

GİRİŞ	3
--------------------	----------

F Ə S İ L I

QEYRİ-XƏTTİ POLYARİZASIYA.....	7
---------------------------------------	----------

§ 1.1. Xətti optika. Dielektriklərin polyarizasiyası ...	7
§ 1.2. Lorens modeli.....	14
§ 1.3. Qeyri -harmonik ossilyator	20
§ 1.4. Üç ölçülü halda polyarizasiyanın komponentləri. Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri	26
§ 1.5. Miller qaydası	28
§ 1.6. Kvadratik və kubik qeyri-xətti polarizasiya	29
§ 1.7. Kvadratik və kubik qeyri-xətti mühitlər	31

F Ə S İ L II

QEYRİ-XƏTTİ DALĞA TƏNLİYİ.....	33
---------------------------------------	-----------

§ 2.1. Qeyri-xətti polyarizasiyalı mühitlərdə dalğa tənliyi	33
§ 2.2. Xətti və qeyri-xətti qavrayıcılığın dispersiyası	35
§ 2.3. Qeyri-xətti optik effektlər.....	38
§ 2.4. Qeyri-xətti mühitlərdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudalarını ifadə edən qısdadılmış tənliklər.....	45
§ 2.5. Menli-Rou münasibəti	48

§ 2.6.	İkinci harmonikanı xarakterizə edən qısadılmış tənliklər	50
§ 2.7.	Qeyri-xətti mühitlə doldurulmuş rezonatorda dalğaların qarşılıqlı təsiri	51
§ 2.8.	Kubik kristallarda dalğaların qarşılıqlı təsiri	52
§ 2.9.	Kvadratik mühitlərdə kvazimüstəvi, kvazimonoxromatik dalğalar	53
§2.10.	Dispersiya nəzəriyyəsinin birinci yaxınlaşması	55
§2.11.	Dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşması	58

F Ə S İ L III

QEYRİ-XƏTTİ OPTİKANIN QISADILMIŞTƏNLİKLƏRİNİN TƏHLİL ÜSULLARI.....

		60
§ 3.1.	İkinci harmonikanın generasiyası. Sabit amplitud yaxınlaşması	60
§ 3.2.	Sabit intensivlik yaxınlaşması.....	65
§ 3.3.	Faza sinxronizm şərti ödənmədikdə ikinci harmonikanın generasiyası.....	71
§ 3.4.	Sinxronizm şərti ödəndikdə ikinci harmonikanın generasiyası	73
§ 3.5.	Dissipativ mühitlərdə ikinci harmonikanın generasiyası.....	76
§ 3.6.	İkinci harmonikanın generasiyası üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı.....	80
§ 3.7.	Dissipativ mühitlərdə yüksək harmonikaların generasiyası	86

§ 3.8.	Dissipativ mühitlərdə üçüncü harmonikanın generasiyası	88
§ 3.9.	Cəm tezlikli dalğanın generasiyası	91
§3.10.	Fərq tezlikli dalğanın generasiyası	95
§3.11.	Stasionar olmayan qeyri-xətti proseslər.....	99
§3.12.	Dalğa sinxronizmi	106
§3.13	Anizotrop kristallarda dalğa sinxronizmi	112

F Ə S İ L I V

OPTİKADA PARAMETRİK

EFFEKTlər..... 116

§ 4.1.	Dalğaların parametrik güclənməsi və generasiyası	116
§ 4.2.	Gücləndiricinin və generatorun gücləndirmə əmsalları.....	119
§ 4.3.	Dissipativ mühitlərdə dalğaların parametrik güclənməsi	122
§ 4.4.	Tezliyin parametrik çevrilməsi	127
§ 4.5.	İşığın parametrik generatoru	129
§ 4.6.	Rezonatorlarda dalğaların parametrik gücləndirilməsi	134
§ 4.7.	Üçtezlikli parametrik qarşılıqlı təsirdə faza sinxronizmi.....	140
§ 4.8.	Dalğaların parametrik güclənməsi prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı	144

F Ə S İ L V.

REZONATORDA OPTİK TEZLİKLƏRİN QEYRİ-XƏTTİ

ÇEVİRİLMƏSİ.....	148
§ 5.1. Rezonatorda ikinci harmonikanın generasiyası	148
§ 5.2. Tezlik çevricilərinin effektivliyi	151
§ 5.3. İkiqat tezlik çeviricilərinin ikirezonatorlu sxemi	154
§ 5.4. İkiqat tezlik çeviricisinin effektivliyi	157
§ 5.5. Lazer rezonatorunda ikinci harmonikanın generasiyası	160
§ 5.6. İkinci harmonikanın generasiyasının optimal şərti	166

F Ə S İ L VI

ARDICIL YERLƏŞDİRİLMİŞ KRİSTALLARDA QEYRİ-XƏTTİ OPTİK PROSESLƏR.....

	170
§ 6.1. Ardıcıl yerləşdirilmiş iki qeyri-xətti kristallarda ikinci harmonikanın generasiyası	170
§ 6.2. İkinci harmonikanın intensivliyi	175
§ 6.3. Ardıcıl yerləşmiş iki müxtəlif qeyri-xətti kristallarda tezliyin çevrilmə prosesi	179
§ 6.4. Qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini	184
§ 6.5. Qeyri-xətti dispersiyalı interferometr	189
§ 6.6. Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda cəm tezlikli dalğanın generasiyası	192

§ 6.7.	Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda üçüncü harmonikanın generasiyası	199
§ 6.8.	Üçüncü harmonikanın kaskad yolu ilə generasiyası	207
§ 6.9.	Dördüncü harmonikanın kaskad yolu ilə generasiyası.....	215

F Ə S İ L VII

İŞIĞIN KOMBİNASİYALI SƏPİLMƏSİ..

§ 7.1.	Stoks və antistoks komponentlərinin parametrik generasiyası	221
§ 7.2.	Doldurma dalğasının hədd amplitudu	227
§ 7.3.	Stoks komponentinin intensivliyi	228
§ 7.4.	Kombinasiyalı səpilmə komponentlərinin xarici rezonatorla qarşılıqlı təsiri	229
§ 7.5.	Tezliyin rezonatoraxili çevrilməsində kombinasiyalı səpilmə komponentlərinin parametrik qarşılıqlı təsiri	234
§ 7.6.	Tezliyin çevrilmə effektivliyi	237
§ 7.7.	Optimal faza münasibəti	238

F Ə S İ L VIII	
METAMATERIALLARDA OPTİK	
DALĞALARIN QEYRİ-XƏTTİ	
QARŞILIQLI TƏSİRİ.....	244
§ 8.1. Mənfi sındırma əmsalına malik metamaterialların elektrodinamikası	244
§ 8.2. Metamateriallarda ikinci harmonikanın generasiyası	248
§ 8.3. Öz-özünə təsir effekti	258
ƏLAVƏLƏR	263
Qeyri-xətti optikada istifadə olunan materiallar	263
ƏDƏBİYYAT	272
ƏLİFBƏ GÖSTƏRİCİSİ	274
MÜNDƏRİCAT	277

Z.H. Tağıyev,
R.C. Qasımova,
G.Ə. Səfərova

QEYRİ –XƏTTİ OPTİKA

Dərs vəsaiti

Çapa imzalanmışdır 02.11.2017. Kağız formatı 60x84 1/16. Həcmi 17,75 c. v. Sayı 200.
«Bakı Universiteti Nəşriyyatı», Bakı, AZ 1148, Z.Xəlilov, 23.

