

Dept. of Engineering Science, Oxford University, England
L. SOLYMÁR

Vastag hologramok elmélete és alkalmazásai

ETO 778.38;535.41

1. Alapvető tulajdonságok

Holográfiáról mindenki hallott. Egyike azon szavaknak, amelyek a lézer feltalálása után gyorsan bejárták a világot. A hologramoknak két főbb válfajuk van: a vékony és a vastag hologramok. A vékony hologramokról több ezer cikk jelent meg. Majdnem mindent tudunk róluk, amit tudni lehet. A vastag hologramok viszont meglehetősen újak, főleg azért, mert a regisztráló anyagok minősége még nem érte el azt a fokot, amely egyetemleges használatukat biztosíthatná. A pénz szaga még nem érte el a nagyvállalatok vezetőinek orrát. Ez a legalkalmasabb időszak arra, hogy az egyetemek foglalkozzanak a témával. Jelen előadás célja a vastag hologramok elveinek ismertetése és az eddigi munkák főbb vonásainak összefoglalása. Ezen belül egy kicsit részletesebben fogok foglalkozni oxfordi csoportunknak az utóbbi két évben végzett elméleti munkájával.

A vastag hologramok alapelvét az 1. ábra mutatja. A legegyszerűbb eset az 1. ábrán látható merőlegesen beeső síkhullám. Ha a hologram felvételére alkalmas fényérzékeny anyag ellenkező oldalára egy tökéletes reflektort helyezünk, akkor a hullámterjedés szabályai szerint, állóhullámot kapunk. Az anyag olyan tulajdonságú, hogy permittivitása benne fellépő elektromos télerősség négyzetével változik. A jelen esetben a beeső télerősség:

$$E_b = E_0 e^{-j\beta x}, \quad (1)$$

ami az

$$E = E_0 \cos[\beta(x-L)] \quad (2)$$

állóhullám-elosztáshoz, továbbá a permittivitás

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos 2\beta x \quad (3)$$

alakú hely szerinti függéshez vezet. A fenti egyenletekben E_0 a beeső hullám amplitúdója, β a közegben

haladó síkhullám terjedési tényezője, ε_0 az anyag eredeti (felvétel előtti) permittivitása és ε_1 a moduláció amplitúdója. Az eddig használt anyagokra $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_0$ és

$$\varepsilon_1 = K|E|^2, \quad (4)$$

ahol K az anyag tulajdonságaitól és az expozíció időtartamától függő állandó.

Mi történik, ha a reflektort eltávolítjuk és az előhívott hologramot az eredeti hullámmal megvilágítjuk? A hullám visszaverődik. Miért? A legegyszerűbb magyarázat az, hogy az egymást követő rétegek (amint az 1b ábrán a folytonos vonalakról visszafelé irányuló nyilak mutatják) azonos fázisban verik vissza a hullámot. Tekintve, hogy az útkülönbség egy teljes hullámhossz, a visszavert télerősségek erősítik egymást. Ha a rétegek száma elegendő nagy, a hullám teljesen visszaverődik.

Amit eddig elmondtam, abban nincs sok újdonság. Régóta ismeretes, hogy periodikusan ismétlődő rétegekből szűrőket lehet csinálni, és éppen a fenti megoldást használják lézer rezonátorok frekvenciafüggő, kiváló reflexiójú tükrök készítéséhez. A mikrohullámú csöveket tervező mérnökök szintúgy régóta tudják, hogy a periodikus struktúráknak van zárósávjuk, vagy ha egy kicsit más tárgykörből akarunk példát meríteni, akkor a szilárd testek sávméretére utalhatunk, ahol tudvalevően, a periodikus atomi struktúra következtében az elektronállapotoknak tiltott sávjai vannak.

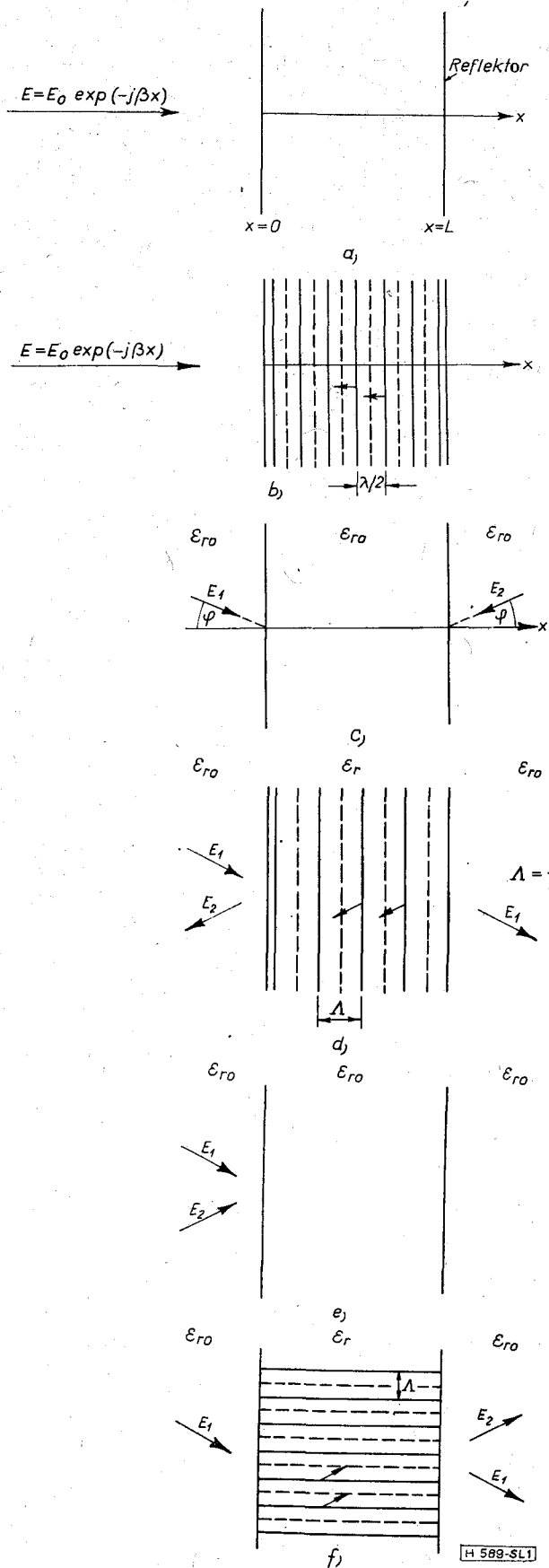
Visszatérve a vastag hologramok tulajdonságaihoz, az 1a ábrán láthatóan reflektor helyett használhatunk egy másik síkhullámot, amelyik az ellenkező oldalról esik be. A létrejövő periódus függ a síkhullámok beesési szögétől. Elemi levezetés a

$$A = \frac{\lambda d}{2 \cos \varphi} \quad (5)$$

eredményt szolgáltatja, amelyet Bragg alkalmazott először a Röntgen-sugarak diffrakciójával kapcsolatban.

A 7. Európai mikrohullámú konferencián tartott meghívott előadás alapján. Koppenhága, 1977. szeptember 5–8.

Beérkezett: 1978. i. 26.



Az eddigiekben síkhullámok terjedéséről és visszaverődéséről beszéltünk. Mi köze van ennek a holográfiához? Miért nevezhetjük a kapott periodikus struktúrákat vastag hologramoknak? Az ok abban található, hogy ezek a periodikus struktúrák valóban úgy viselkednek, mint a tradicionális vékony hologramok, ahol a fényérzékeny film átlátszóságát a hullámok interferenciája határozza meg.

Ha az 1d ábrán látható struktúrát az E_1 síkhullámmal megvilágítjuk, bizonyos amplitúdóval megjelenik az E_2 síkhullám. Elfogadva a holográfia szokásos terminológiáját, azt mondhatjuk, hogy E_1 a referenciasugár és E_2 a tárgysugár. A két sugár kölcsönhatása létrehozza a hologramot és ha az előhívott hologramot megvilágítjuk az E_1 referenciasugárral, visszakapjuk az E_2 tárgysugarat. Ha a referenciasugár és tárgysugár a két ellenkező oldalról esik be, akkor reflexiós hologramról beszélünk, ha viszont az le ábrán látható módon, a két sugár ugyanarról az oldalról esik be, akkor a periodikus struktúra az 1f ábrán látható alakban jön létre és a transzmissziós hologram elnevezést használjuk.

A vastag hologramoknak tehát megvannak ugyanazok a tulajdonságai, mint a vékony hologramoknak, de három fontos szempontból különböznek azoktól: 1. a vastag hologramok hatásfoka elérheti a 100 százalékot; 2. reprodukációs képességük függ a beesési szögtől és a hullámhossztól; 3. több hologram is egymásra szuperponálható.

Az elméleti problémákról később fogok beszélni. Most csupán Kogelnik [1] egydimenziós elmélete alapján a fent említett három tulajdonságot fogom a transzmissziós hologramokra alkalmazva kissé részletesebben ismertetni.

Az egyszerűség kedvéért feltételezzük, hogy a közegnek, amelyből a síkhullám beesik, ugyanaz a permittivitása, mint a holografikus regisztráló anyagának. Ezáltal a sugaraknak a beesési felületről való visszaverődését, illetve törését figyelmen kívül hagyhatjuk. Ha most az 1f ábrán látható periodikus struktúrára az E_1 hullám esik be, akkor a hologram kimenetén a két sugár amplitúdóját a következő képlet adja:

$$E_1 = E_0 \cos(\nu^2 + \xi^2)^{1/2} \quad \text{és} \quad E_2 = E_0 \sin(\nu^2 + \xi^2)^{1/2}, \quad (6)$$

ahol

$$\nu = \frac{\varepsilon_r \beta L}{4\varepsilon_{r0} \cos \varphi} \quad \text{és} \quad \xi = \frac{r\beta L}{2\cos \varphi}. \quad (7)$$

Az r paraméter a Bragg-szögtől vagy az eredeti hullámhossztól való eltéréstől a következő módon függ:

$$r = \Delta\varphi \sin 2\varphi \quad \text{vagy} \quad r = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{2 \sin^2 \varphi}{\varepsilon_{r0}^2} \quad (8)$$

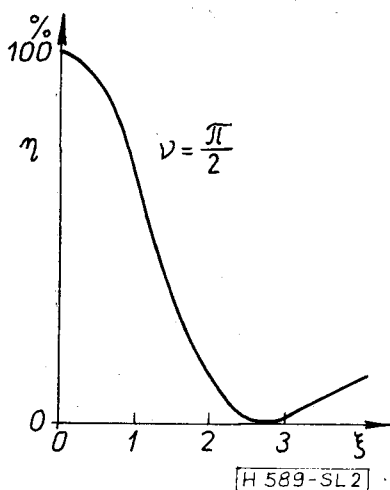
1. ábra. Vastag hologramok alapvető tulajdonságai: a) a beeső síkhullám állóhullámot hoz létre, b) az előhívott hologram visszaveri a beeső síkhullámot, c) φ szög alatt szimmetrikusan beeső síkhullámok, d) az E_1 beeső síkhullám részben létrehozza az E_2 síkhullámot, részben a kimenő felületen távozik, e) E_1 és E_2 síkhullámok ugyanazon oldalról esnek be a holografikus anyagra, f) az előhívott hologramra beeső E_1 síkhullám részben létrehozza az E_2 síkhullámot, részben a kimenő felületen távozik

Ha $\xi=0$, vagyis a referenciasugár változatlan, akkor a (6) egyenletből láthatóan teljes energiaátvitel történik, amennyiben $\nu=\pi/2$. Ha a referenciasugár eltér az eredetitől és feltételezzük, hogy $\varphi=45^\circ$ és $\varepsilon_{r0}=2$, akkor azt kapjuk, hogy a

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\lambda d}{L} \quad \text{és} \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{6} \frac{\lambda d}{L} \quad (9)$$

egyenletek kielégítése esetén a hatásfok zérusa csökken. Amint ezen konkrét példa mutatja, a hatásfok erősen függ a Bragg-törvénytől [(5) egyenlet] való eltéréstől. $\nu=\frac{\pi}{2}$ esetén a hatásfok ξ függvényében

a 2. ábrán látható. Ökölszabályként megjegyezhetjük, hogy a szög-, illetve relatív hullámhosszeltérés körülbelül az L/λ_d érték reciprokával egyenlő. Tehát egy tízezer hullámhossz vastagságú anyagnál tízezer radiánnál pontosabban kell tartani a szöget és a hullámhossz kevesebb, mint 0,01 százalékkal térhet el.



2. ábra. A hatásfokcsökkenés a szög- és hullámhosszeltérés függvényében

A harmadik fontos tulajdonság a szuperpozíció lehetősége. Az nyilvánvaló, hogy egy fényképezési filmre több felvételt is lehet készíteni. Erre akkor jöttem rá először, amikor az első ócska fényképezőgépemen elfelejtettem továbbcsavarni a tekercset és előhívás után két különböző tájkép jelent meg ugyanazon a fényképen. Vastag hologram esetében ugyanezt csinálhatjuk, készíthetünk két felvételt vagy többet, és mind ott lesznek az előhívott hologramban. A különbség az, hogy a vastag hologram hatásfoka erősen függ a referenciasugár beesési szögétől. Ha a két felvételt két, egymástól eléggé eltérő (néhány század fok már elegendő lehet) referenciasugárral készítjük, akkor mindegyik csak a saját referenciasugarára válaszol, tehát a felvételeket külön-külön visszanyerhetjük. Meddig csinálhatjuk ezt? Hány hologramot szuperponálhatunk egy adott anyagban? Ez részben az anyag érzékenységtől függ és részben a méretétől. Nyilvánvalóan minél több az anyag, annál több információ tárolható benne. Ha $\Delta\varepsilon_{\text{teljes}}$ -nek nevezzük azt a permittivitásváltozást, amire az anyag képes, akkor a legrosszabb

esetet véve, az egyes modulációs amplitúdóknak a

$$\sum_{i=1}^N \varepsilon_i \leq \Delta\varepsilon_{\text{teljes}} \quad (10)$$

egyenlőtlenséget kell kielégíteniük. Ha az egyenlőtlenség egyenlőségbe megy át, akkor — legalábbis bizonyos pontokban — további moduláció nem lehetséges. A 100%-os hatásfok eléréséhez, amint látunk, ν -nek $\pi/2$ -vel kell egyenlőnek lennie. Feltételezve továbbá, hogy az összes modulációs mélység azonos, a

$$\Delta\varepsilon_{\text{teljes}} = N\varepsilon_1 = N\varepsilon_{r0} \cos \varphi \frac{\lambda d}{L} \quad (11)$$

egyenletre jutunk, amiből N meghatározható. Legyünk egy kicsit optimisták és tételezzük fel, hogy $\Delta\varepsilon_{\text{teljes}}=0,01$ és az anyagunk 1 cm³-es kocka (tehát $L=1$ cm), vegyünk továbbá $\varphi=45^\circ$, $\varepsilon_{r0}=2$ és $\lambda_d=0,5$ μm értékeket, akkor N értékére körülbelül 140-et kapunk. Ha alacsony hatásfokkal ($\eta \ll 1$) is megelégszünk, akkor az

$$\eta = \sin^2 \nu \cong \nu^2 \quad (12)$$

kifejezést használhatjuk. Az egymásra Szuperponálható hologramok száma a (7) egyenlet felhasználásával a következő alakot ölti:

$$N = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\eta^{1/2}} \frac{\Delta\varepsilon_{\text{teljes}}}{\varepsilon_{r0} \cos \varphi} \frac{L}{\lambda_d} \quad (13)$$

A fenti adatokkal és 1%-os hatásfokot alapul véve, $N=4,400$. Ezeknek a számoknak nem szabad túl nagy jelentőséget tulajdonítanunk, mivel egy egyszerű, egydimenziós elméletből kiindulva, további egyszerűsítő feltételezésekkel kaptuk őket, azt azonban mindenesetre elvárhatjuk, hogy a nagyságrendet helyesen becsüljék.

2. Történelmi áttekintés

Idáig eljutván, néhány szóval ismertetni szeretném azt a hosszú fejlődési folyamatot, amely lehetővé tette a mai vastag hologramok létrehozását. Ha tényleg az elején akarjuk kezdeni, akkor először is a „legyen világosság” parancsolatot kellene megemlíteni. Amint tudjuk, mindjárt utána „lőn világosság”, tehát a vastag hologramok kifejlesztésének első feltétele meglehetősen régóta teljesül. Ha a Genézis-t magunk mögött hagyva a modern időkhöz közeledünk, először is Arisztotelészre kell felfigyelnünk, aki a következőket írta: „A fénynek megvan az a tulajdonsága, hogy a színeket, amelyek potenciálisan jelen vannak, tényleges színekké tudja alakítani”. Amint később a színes hologramokkal kapcsolatban látni fogjuk, Arisztotelész valóban fején találta a szegget. A holográfia szemszögéből nézve meglehetősen kevés, kedvező esemény történt Arisztotelész és Grimaldi között, aki a fényes olasz nap segítségével 1660 körül felfedezte a diffrakció jelenségét. Ezután Young-ot említhetjük, aki a 19. század elején bevezette a hulláminterferencia fogalmát, majd Maxwell-t híres egyenleteivel. Így érünk el 1894-hez, amikor Lippmann [2] olyan színes fényképezési módszert talált fel, amely joggal nevezhető a vastag holográfia előfutárának. Vastag emulziós filmet használt, a másik oldalán egy reflektorral, ami megfelel az

la ábrán mutatott elrendezésnek. A különbség az, hogy Lippmann a megörökítemi kívánt képet a néhány mikrométer vastagságú emulzióra vetítette. A beeső fény erőssége megszabta az állóhullámok nagyságát, a színek pedig az állóhullámok hosszát. Előhívás után ez az információ a fényabszorpció változásának formájában maradt meg. Ha közönséges fényvel megvilágították a lemezt, a szórt fény erőssége az állóhullámok nagyságától, színe pedig a rögzített hullámhossztól függött. Tehát visszakapták az eredeti színes képet.

Az ezután következő fejlődést a Röntgen-sugarak diffrakciójának tanulmányozása hozta magával, ami főleg Bragg és von Laue nevéhez fűződik.

A holográfia feltalálója és névadója Gábor Dénes, az Angliában dolgozó, magyar származású Nobel-díjas fizikus. Jóval a lézerek feltalálása előtt, 1948-ban [3] vetette fel a gondolatot, hogy vajon a hullámrekonstrukció módszere alkalmas lenne-e elektronmikroszkópok felbontó képességének megjavítására? Az akkori kísérletek eredménytelenek voltak, de a lézer feltalálása után az elveket könnyen át lehetett tenni a gyakorlatba.

A vastag hologramok feltalálója Deniszjuk, aki 1962-ben megjelent cikkében [4] összepárosította Gábor holográfiai elveit Lippmann fényképészeti módszerével.

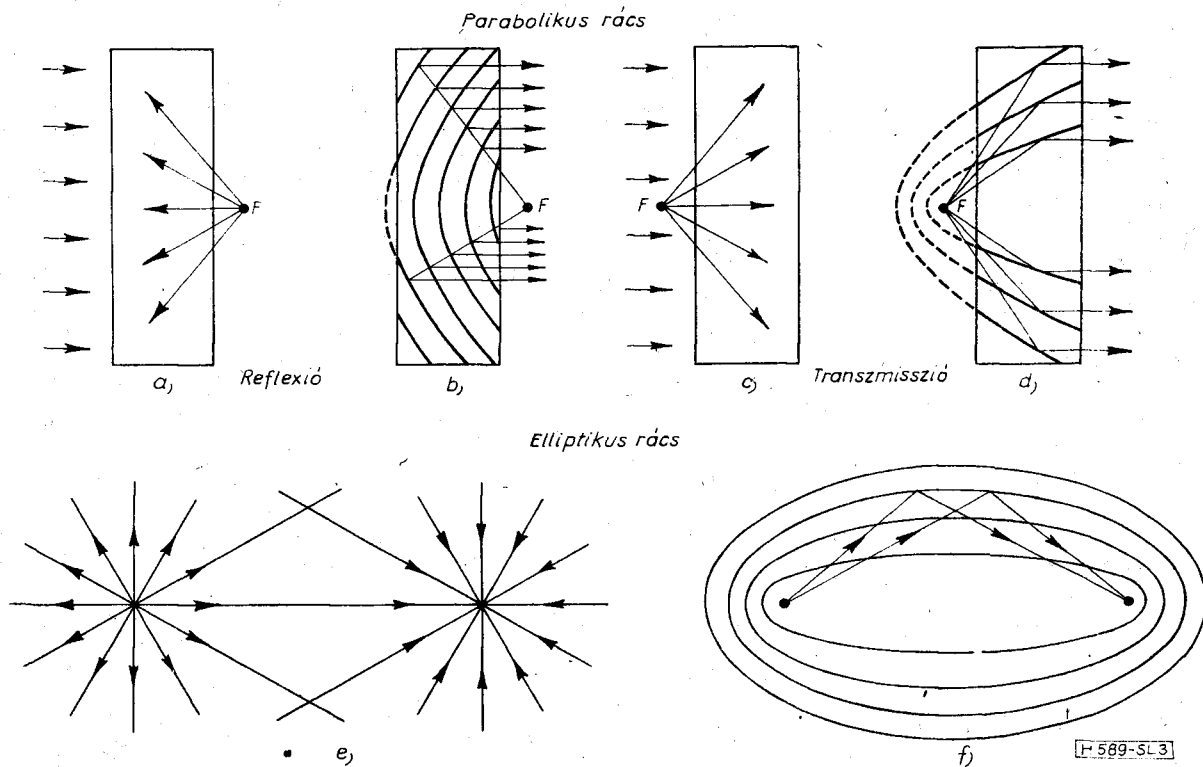
3. Alkalmazások

A vastag holográfia módszerei persze nemcsak síkhullámot síkhullámmá tudnak átalakítani, hanem

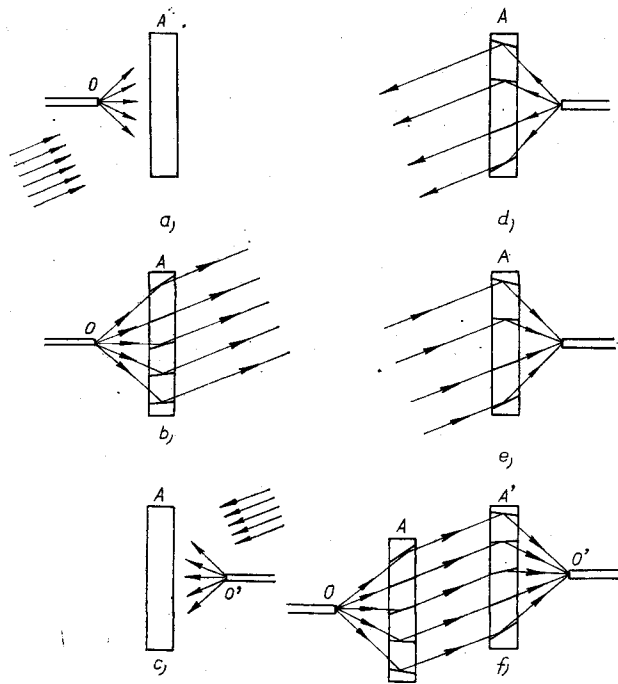
bármilyen hullámot bármilyen hullámmá. Mielőtt általánosabb hullámfrontokról beszélünk, nézzünk meg néhány egyszerűbb elrendezést. A 3a ábrán a vastag hologram regisztráló anyagát balról síkhullámmal, jobbról gömbhullámmal világítjuk meg. A permittivitás megint az elektromos térerősség négyzetével arányosan fog változni. Egy kis algebraival könnyű kimutatni, hogy az ϵ -állandó felületek paraboloidok lesznek (3b ábra). Mi történik, ha az előhívott hologramot ugyanazon F pontból gömbhullámmal megvilágítjuk? Egy antennákkal foglalkozó mérnök könnyen válaszolni tudna erre a kérdésre. Paraboloid felületek gömbhullámot síkhullámmá alakítanak át. Persze antennák esetében egyetlen tökéletesen (inkább majdnem tökéletesen) visszaverő felületet alkalmazunk. Most viszont sok paraboloid van és mindegyik csak kevéssé reflektál, mivel azonban a reflektált hullámok mind azonos fázisban adódnak össze, a végeredmény ugyanaz. Ha a hologram elegendően vastag, a gömbhullám teljes egészében síkhullámmá alakul át. Persze ugyanezt várhatjuk a holográfiai elvek alapján is. Ha a hologramot a referencia (gömb) hullámmal világítjuk meg, létre tudjuk hozni a tárgy (sík) hullámot.

A 3c és 3d ábra ugyancsak a gömbhullám síkhullámmá való átalakítását mutatja, de most a hologramot ugyanarról az oldalról világítjuk meg, vagyis transzmissziós hologramot használunk.

Ha a hologramot egy konvergens és egy divergens gömbhullám hozza létre, akkor az s -állandó, felületek ellipszoidok és a hologram a divergens gömbhullámot konvergens gömbhullámmá alakítja át, amint a 3e és 3f ábrán látható.



3. ábra. Parabolikus és elliptikus rácsok: a) síkhullámú és gömbhullámú megvilágítás két különböző oldalról, b) az előhívott hologram a gömbhullámot síkhullámmá alakítja, c) síkhullámú és gömbhullámú megvilágítás ugyanazon oldalról, d) az előhívott hologram a gömbhullámot síkhullámmá alakítja, e) konvergens síkhullámú megvilágítás, f) az előhívott hologram a divergens gömbhullámot konvergens gömbhullámmá alakítja

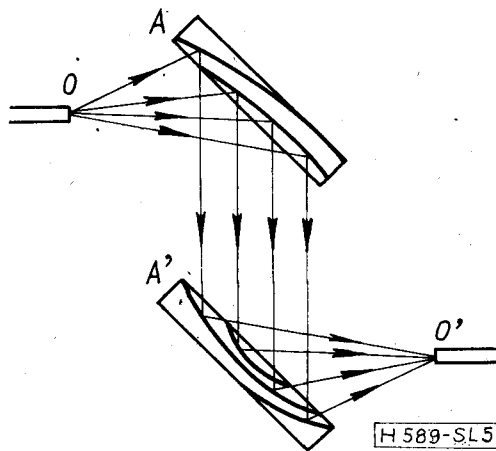


H 589-SL4

4. ábra. Optikai csatoló felépítése: a) megvilágítás gömb- és síkhullámmal, b) az előhívott hologram a beeső gömbhullámot síkhullámmá alakítja, c) megvilágítás gömb- és konjugált síkhullámmal, d) az előhívott hologram a gömbhullámot síkhullámmá alakítja, e) ugyanaz a hologram a síkhullámot gömbhullámmá alakítja, f) két párhuzamos hologram: az egyik optikai szál divergens gömbhullámát a másik optikai szálba konvergáló gömbhullámmá alakítja

Most már eljutottunk odáig, hogy az eddig ismertetett elvek alkalmazásával egy gyakorlati eszközt tervezhetünk, amely két optikai szál egymáshoz való csatolására szolgál. Az első hologramot a 4a ábrán látható módon az optikai szálból kisugárzó hullám és egy síkhullám hozza létre. Ennek következtében (4b ábra) az előhívott hologram az optikai szál sugárzását síkhullámmá alakítja át. Ezután egy másik hologramot készítünk (4c ábra) az O' pontban levő optikai szál és az előbbi síkhullám konjugált (ellenkező irányban terjedő) hulláma segítségével. Az előhívott hologram ismét síkhullámmá transzformálja az optikai szál kisugárzott energiáját, illetve — a reciprocitás elvét felhasználva — a síkhullámot az optikai szálba konvergáló hullámmá alakítja át, amint a 4d és 4e ábrán látható. Ha a két hologramot szépen párhuzamosan egymás mellé helyezzük, akkor az optikai szálak által vezetett energiát, egyik szálból a másikba csatoló eszközt kapunk (4f ábra).

Ennél a pontnál egészen természetes, ha megkérdezzük, hogy mi értelme van ilyen komplikált csatolóeszköz használatának? Nem lehetne a két optikai szál egymás felé irányítani és összeragasztani? Valóban, vannak rá módszerek, hogy két sokmódusú optikai szál mechanikai módszerekkel összecsatlakoztassunk. Még azt is el lehet képzelni, hogy hasonló módszerekkel (bár már sokkal nehezebben) két egymódusú optikai szál is összekössünk. A gyakorlati probléma viszont úgy fog a jövőben megjelenni, hogy kábeleket kell egymáshoz csatlakoztatni, amelyek legalább több tucat optikai szál tartalmaznak.



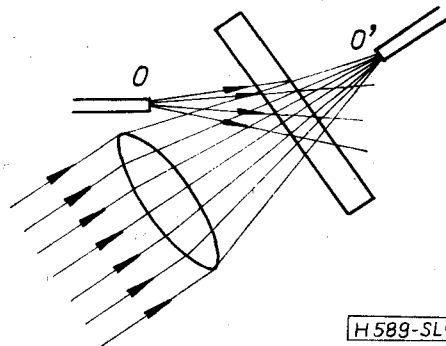
H 589-SL5

5. ábra. Reflektált hullámokat használó optikai csatoló

Ebben az esetben gyakorlatilag lehetetlen volna a kábel mindegyik szálát a másik kábel megfelelő szálához illeszteni. A holografikus csatolóeszköznek viszont ez nem okoz további nehézséget. A superpozíció elvét alkalmazva újabb, kissé eltérő irányba mutató síkhullámokat használhatunk a további felvételek számára és így végül az egyik oldalon levő összes optikai szálát a másik oldalon levő megfelelő szálakhoz csatlakoztathatjuk. Biztosak lehetünk-e abban, hogy az energia csak a kívánt optikai szálba csatlakozik, mekkora az áthallás (cross-talk), milyen tűrésekre van szükség? Leite, Soares és Ash erre vonatkozó kísérleteiről később fogok beszélni, de azt érdemes most megjegyezni, hogy a hologramot nagy, mikrométer körüli pontossággal a gyárban kell a kábel végére illeszteni. Ugyanez vonatkozik a másik kábelre is. Amikor a két kábelt összecsatoljuk, csupán távolságtartókra van szükségünk, amelyek a két hologramot párhuzamosan tartják.

Transzmissziós hologramok helyett reflexiós hologramokkal is megvalósíthatjuk az optikai szálak közötti csatolást, amint az 5. ábrán látható. Az utóbbinak az az előnye, hogy kevéssé függ a periodikus moduláció pontos értékétől. Amint a (6) és (7) egyenletekből látható, magas hatásfokot csak ϵ_1 bizonyos értékei eredményeznek. Reflexiós hologram esetében viszont minden visszaverődik, ha a hologram elég vastag, vagyis ϵ_1 nem kritikus paraméter.

Ugyanezen téma még egy változatát mutatja a 6. ábra. Ebben az esetben csupán egy hologramra van



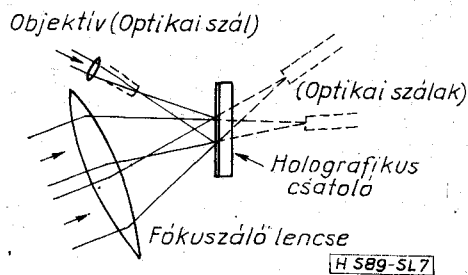
H 589-SL6

6. ábra. Az optikai szál csatolására szolgáló hologram felvétele lencse segítségével [6]

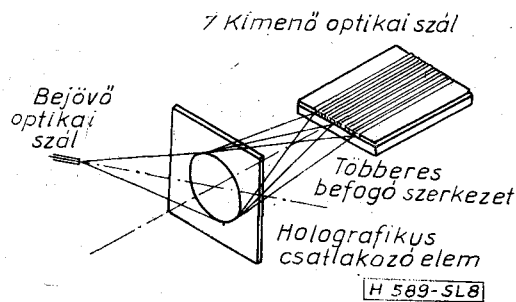
szükség, amelyik egy divergens hullámot konvergens hullámba transzformál.

A fent részletezett csatolási elveket egy optikai szálnak több optikai szállal való csatolására is fel lehet használni. A 7. és 8. ábrán mutatott, egy optikai szálból kettőbe, illetve egyből hét optikai szállal való csatoló eszközöket meg is valósították [6, 7]. A mért hatásfok 30, illetve 20 százalék volt.

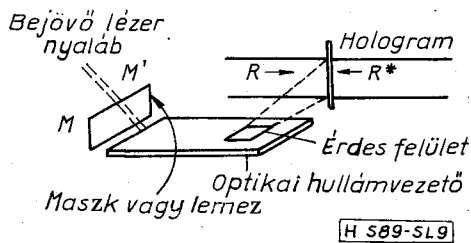
Az integrált optikai hullámvezetőkbe való csatlakozást hasonló elvek alapján lehet megvalósítani. Amint a 9. ábra mutatja [8], a lézert konvencionális módon csatolják az integrált áramkörhöz, de a kicsatolás úgy történik, hogy a hullámvezető felületének egy részét megmaratják és a hologramot az abból kisugárzó tér segítségével készítik. A reciprocitás



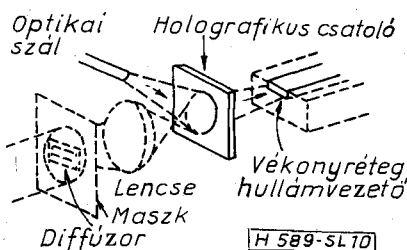
7. ábra. Egy optikai szálat két optikai szállal csatoló hologram felvétele [6]



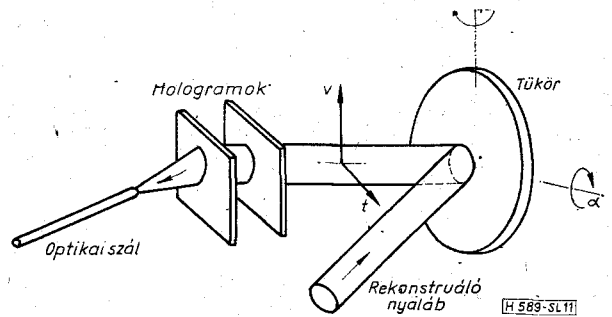
8. ábra. Egy optikai szálat hét optikai szállal csatoló hologram vázlatos rajza [7]



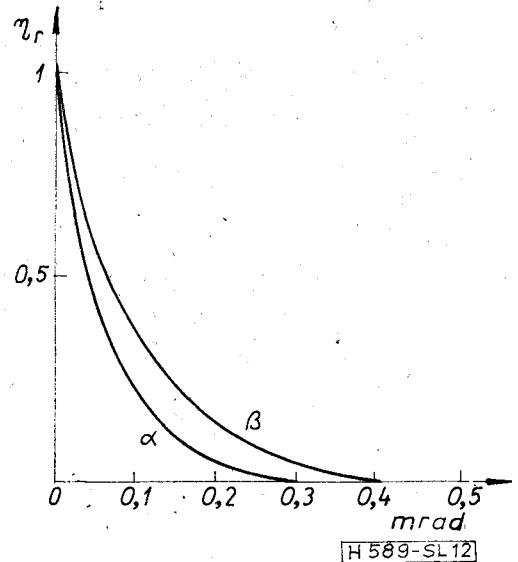
9. ábra. Csatlakozás integrált áramkörhöz hologram segítségével [8]



10. ábra. Optikai szálat integrált áramkörhöz csatoló hologram felvétele [6]



11. ábra. A 4f ábrán mutatott csatoló tűréseinek vizsgálatára szolgáló kísérleti elrendezés vázlata [5]

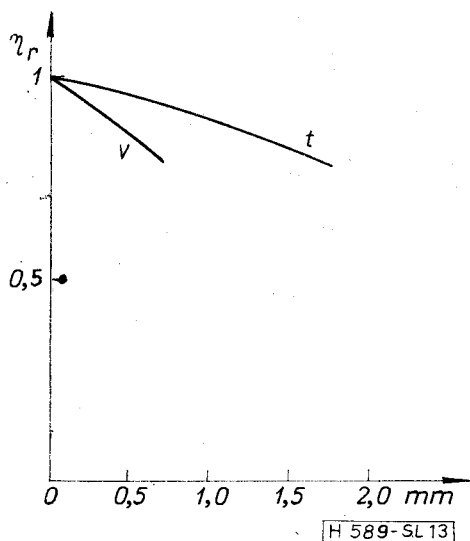


12. ábra. Relatív hatásfok az α és β szögek függvényében [5]

persze ismét érvényes, tehát a hologram kicsatolásra és becsatolásra is használható.

A 10. ábra ugyanarra a célra szolgáló, másféle megoldást mutat [6]. A lencse és a maszk úgy vannak beállítva, hogy a négyszög keresztmetszet valódi képe éppen az integrált áramkör bemenetére essék. Ha a holografikus anyagot a lencsén áthaladó fény útjába tesszük és egy optikai szállal is megvilágítjuk, akkor az előhívott hologram az optikai szálból jövő sugarat az integrált áramkörbe csatolja. A mért hatásfok körülbelül 20 százalék volt.

A hullámfront-transzformáció számára már jó néhány eszközt építettek, de csupán egy kísérletsorozatot ismerek [5], amelyik a tűréseket tanulmányozta. A kísérleti elrendezést a 11. ábra mutatja. A tükör kezdeti helyzetében maximális csatolás van a beeső sugár és az optikai szál között. Ha a tükröt az ábrán látható két, egymásra merőleges tengely körül az α és β szögekkel elforgatjuk, akkor a sugár rossz szögben esik be és a hatásfok lecsökken, amint a 12. ábrán is látható. Ez az elrendezés azt a gyakorlati helyzetet szimulálja, amikor a 4f ábrán látható két hologram nem tökéletesen párhuzamos. A tűrések meglehetősen szigorúak. Ha a két hologram csupán 50 μ rad-nál térhet el a párhuzamostól, az azt jelenti, hogy az 1 cm távolságban elhelyezett távolságtartóknak 0,5 μ m pontossággal meg kell egy-



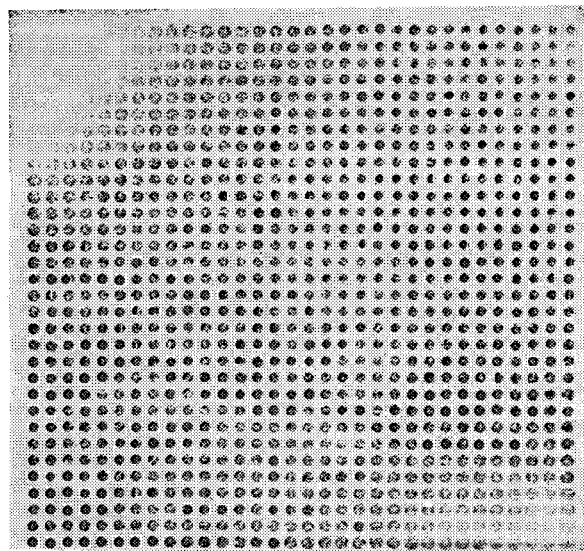
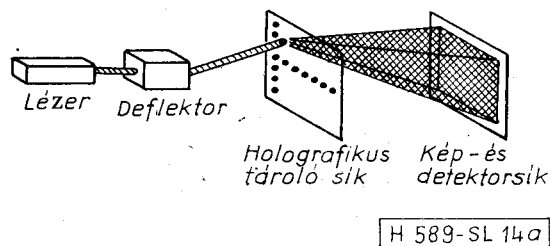
H 589-SL 13

13. ábra. Relatív hatások a v és t irányokban való eltolás függvényében [5]

mással egyezniök. Amint várható, a hatások már nem ilyen érzékeny a beeső sugarak laterális elmozdulására. A kísérleti eredményeket a 13. ábra mutatja. Meg kell jegyezni, hogy az itt használt hologramok nem valódi vastag hologramok. Mivel a kísérlet fő célja a tűrésérzékenység kimutatása volt, a nagy hatások elérésére nem fektettek súlyt. A szuperpozíció lehetőségét viszont megvizsgálták (a hologram eléggé vastag volt ehhez). Két-két optikai szálát kötötték össze. A közöttük fellépő áthallást 35 dB-nél jobbnak találták.

Azt hiszem, most már eleget beszéltem csatolókról és áttérhetek egy másik alkalmazási területre, amelyet a vastag hologramok sokféle tulajdonságai lehetővé tesznek. Számítógépek memóriaelemeiről fogok röviden beszélni. A szokásos kérdés az, hány memóriaelemet, mekkora térfogatból, milyen gyorsan lehet kiolvasni. Ebből a szempontból a vastag hologram előnye a tárolt információ nagy térbeli sűrűsége. Most csak a véletlen hozzáférésű tárolókat akarom megemlíteni, amelyeket μ s gyorsasággal lehet kiolvasni. Először is lássuk az elveket. Egy vékony hologramokkal megvalósított memóriaeszközt [9] mutat a 14. ábra. A lehetséges sűrűség sokkal nagyobb annál, ami itt látható (ez 1968-ban készült), de jól mutatja az elveket. A lézersugarat egy (általában egy akusztoelektromos elven működő) fényelérítő eszköz valamelyik hologramra irányítja, ahol az információ világos, illetve sötét pontok formájában van tárolva. A jelen példában 1024 hologram szerepel és mindegyik hologram 4096 bináris információt tartalmaz. Az információ kiolvasása a valódi kép mögött elhelyezett fototranzisztorok segítségével történik.

Ha a vastag hologramok tulajdonságait ki akarjuk használni, akkor a letapogató sugárnak különböző szögekből kell ugyanarra a pontra beesnie. A vékony hologramokkal megvalósítható memóriaelemek maximális számát 10^8 -nak véve, vastag hologramokkal talán 10^{11} bit tárolása is lehetséges. Egy véletlen hozzáférésű memória μ s-os kiolvasási idővel és 10^{11} bit tárolókapacitással valóban nagy előrehaladást



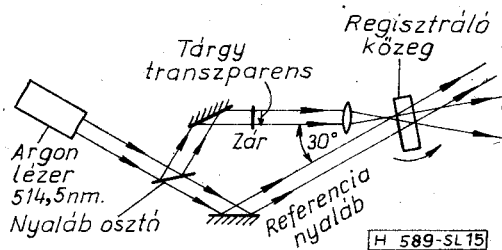
H 589-SL 14b

14. ábra. Holografikus információátvitel: a) elvi felépítés, b) 32×32 elemes hologram matrix, c) egy hologramban tárolt digitális információ [9]

jelentene. A technológiai problémák azonban meglehetősen bonyolultak. Tudomásom szerint, csupán egy laboratóriumban kísérleteztek ezzel a megoldással. Meg is építettek [10] egy ezen az elven működő memóriarendszert, de csak 10 különböző irány szuperponálását próbálták ki.

Amit eddig mondtam, abból arra lehetne következtetni, hogy egy vastag holografikus anyag elvi lehetőségei ellenére csupán néhány, legfeljebb tíz hologramot tud tárolni a gyakorlati esetekben. Ez egyáltalán nem igaz. A 15. ábrán mutatott kísérleti elrendezésben 550 képet sikerült ugyanabban az anyagban tárolni [11]. Az egymás utáni felvételeket úgy készítették, hogy az anyagot $0,05^\circ$ -os szögben mindig elfordították. Az egyes hologramok mért hatásfoka körülbelül 1% volt.

A színes holográfia lehetőségét csupán Arisztotelésszel és Lipmann-nal kapcsolatban említettem.



15. ábra. Több hologram szuperponálására szolgáló berendezés vázlatja [11]

A vastag hologramok előnye erre a célra nyilvánvaló. Vékony hologramokkal ugyan szintén lehetséges három dimenziós színes képeket készíteni, de megvan az a nehézség, hogy a hologramok minden színre reagálnak, tehát keresztmoduláció következtében nem kívánt képek jelenhetnek meg. Vastag hologramokkal viszont egyszerű a megoldás, mivel a rekonstrukció hullámhossza érzékeny. Ha tehát a hologramot a három alapszín segítségével helyes relatív amplitúdókkal készítjük, akkor a hologramot csak közönséges inkoherens fényvel kell megvilágítani és megkapjuk a háromdimenziós színes képet. Valószínűleg ez lesz az első szélesebben elterjedt alkalmazás. Nyilvánvalóan mindenki szeretne háromdimenziós képeket mutogatni, de csak kevés embernek van otthon lézereje. Ha viszont a felvételeket valamilyen üzemben csinálják majd, és otthon csak egy erős fényforrásra lesz szükség, hogy az ember előállítsa a képeket, akkor a nem túl távoli jövőben sokan fogják élvezni (vagy talán unni egy bizonyos idő után) a háromdimenziós színes képeket.

4. Elmélet

Az előadás eddigi részének fő célja az volt, hogy a vastag hologramok működésének elveiről és alkalmazásáról egyszerű és amennyire lehetséges, átfogó képet nyújtson. A következőkben ugyanezt fogom megpróbálni az elmélettel kapcsolatban. Tulajdonképpen Kogelnik elméletével [1] kellene kezdenem, amelyik messze a legegyszerűbb egydimenziós elmélet. Amikor két évvel ezelőtt egy általánosabb elmélet irányába az első tétova lépéseket megtettük, a kiindulópont Kogelnik csatolt hullámú elmélete volt. Szerencsére nincs szükség arra, hogy külön beszéljek róla, mivel a végén mint az általánosabb két-dimenziós elmélet speciális esetét fogom bemutatni.

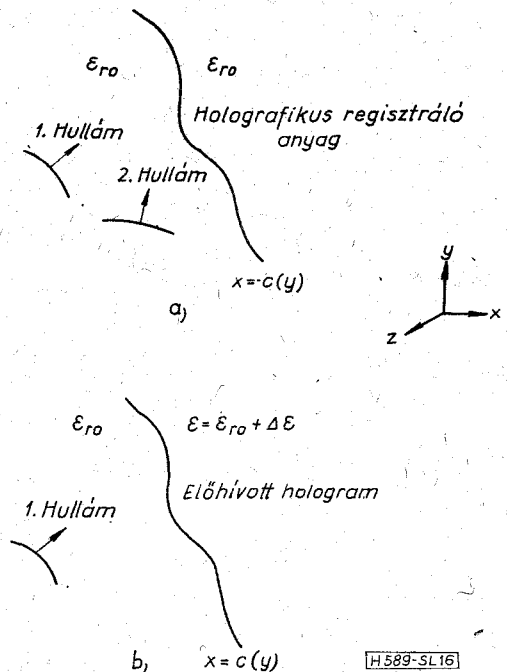
A kétdimenziós elmélet megengedi, hogy a hullámnak mind a fázisa, mind az amplitúdója változzon, de ugyanakkor nem teszi szükségessé vektorok figyelembevételét. Egy skaláris elmélettel fogjuk kezdeni, amely teljesen kielégítő abban az esetben, amikor az elektromos vektor a terek kétdimenziós változására (ami a 16. ábra szerint az $x-y$ síkban történik) merőleges.

Tételezzük fel, hogy a holografikus regisztráló anyagot két, a geometriai optika törvényeit kielégítő hullámmal világítjuk meg. Ez nem mindig igaz és a későbbiekben pontosabb modelleket is fogok ismertetni, de egyelőre a két hullám elektromos terét a következő kifejezésekkel fogjuk leírni:

$$E_1 = E_{10} a_1 \exp(-j\beta p_1) \quad \text{és} \quad E_2 = E_{20} a_2 \exp(-j\beta p_2), \quad (14)$$

ahol β az 1. közegre érvényes terjedési tényező, a_1 és a_2 a hullámok amplitúdóváltozását írják le, azaz szétartó vagy összetartó viselkedésének kifejezői (célszerű normalizált, dimenzió nélküli alakban választani őket), p_1 és p_2 fázisfüggvények és E_{10} és E_{20} a két hullám amplitúdója. A geometriai optika törvényei a

$$(\nabla p)^2 = 1 \quad \text{és} \quad \nabla(a^2 \nabla p) = 0 \quad (15)$$



16. ábra. a) Hologram felvétele két sugár segítségével, b) az előhívott hologram referenciahullámmal való megvilágítása, $x=c(y)$ a holografikus anyagot határoló görbe, ami a legtöbb gyakorlati esetben egy egyenes

alakban jelennek meg és eikonál-, illetve transzport-egyenlet néven ismeretesek. (Ez utóbbi egyenlet tulajdonképpen az energia megmaradását fejezi ki.)

A permittivitás változása, amint említettem, a beeső térerősség négyzetével arányos. Ha kiszámítjuk $|E|^2$ -t, a kifejezésnek azon tagja, amelyik a periodikus modulációt hozza létre, a következőképpen néz ki:

$$\Delta \epsilon = \epsilon_1 a_1 a_2 \cos \beta(p_1 - p_2). \quad (16)$$

A kérdés most az, hogy egy beeső hullám miképpen terjed az ilyen modulált közegben. A matematikai megoldást a hullámegyenlet adja, amelybe a tértől függő permittivitást kell behelyettesíteni. Fenti jelöléseinkkel a megoldandó egyenlet:

$$\nabla^2 E + \beta^2 \left\{ 1 + \frac{\epsilon_1 a_1 a_2}{2\epsilon_{r0}} [e^{j\beta(p_1 - p_2)} + e^{-j\beta(p_1 - p_2)}] \right\} E = 0. \quad (17)$$

E a fenti egyenletben a tetszőleges (x, y) pontban uralkodó elektromos térerősséget jelenti. Ha most az 1-es indexszel jelölt hullámot tekintjük referenciasugárnak és az előhívott hologramot ezzel a sugárral megvilágítjuk (16b ábra), akkor a tárgysugárnak meg kell jelennie a hologramban. A hologram bemenetén csupán a referenciasugár lesz jelen, tehát E_{10} értéke állandó. Viszont, amint a referenciasugár behatol a hologramba, egy része mindjárt átalakul a tárgysugárrá. Általánosságban tehát E_{10} és E_{20} az x és y koordinátáktól fog függeni. Ezek szerint célszerű a hullámegyenlet megoldását a (14) kifejezések formájában keresni. Behelyettesítve a (14) kifejezéseket a (17) egyenletbe, láthatjuk, hogy a ∇^2 operáció csupán $\exp(-j\beta p_1)$ és $\exp(-j\beta p_2)$ exponenciális tagokat hoz létre.

A

$$[e^{j\beta(p_1-p_2)} + e^{-j\beta(p_1-p_2)}] \cdot [A_1 e^{-j\beta p_1} + A_2 e^{-j\beta p_2}] \quad (18)$$

kifejezés viszont a két előbbi kifejezésen kívül az $\exp[j\beta(p_1-2p_2)]$ és $\exp[-j\beta(2p_1-p_2)]$ tagokat is tartalmazza. Nyilván ezek a hullámok is terjedhetnek a hologramban. Ha e_1 , tehát a moduláció mélysége, elegendően kicsi, akkor fizikailag feltételezhetjük és matematikailag bebizonyíthatjuk, hogy csak az $\exp(-j\beta p_1)$ és $\exp(-j\beta p_2)$ -val jelzett hullámok lesznek jelen és a többiek elhanyagolhatók. Ezen egyszerűsítés után könnyű E_{10} -ra és E_{20} -ra differenciálegyenleteket levezetni, csak az $\exp(-j\beta p_1)$ és $\exp(-j\beta p_2)$ tagok együtthatóit kell nullával egyenlővé tenni. Mivel a hullámfront változása csak lassan jöhet létre, E_{10} -nek és E_{20} -nak lassan változó függvényeknek kell lenniük. Ezért második differenciáhányadosukat elhanyagolhatjuk. Figyelembe véve a (15) egyenletet és elvégezve a kijelölt számításokat, a következő parciális differenciálegyenlet-rendszert kapjuk [12]:

$$\nabla E_{10} \nabla p_1 + j\kappa a_2^2 E_{20} = 0 \quad (19)$$

és

$$\nabla E_{20} \nabla p_2 + j\kappa a_1^2 E_{10} = 0, \quad (20)$$

 ahol $\kappa = e_1 \beta / 4e_{r0}$.

Ha az 1e ábrán látható egydimenziós, szimmetrikus esetet vizsgáljuk, a fázisfüggvények a

$$p_1 = x \cos \varphi + y \sin \varphi \quad \text{és} \quad p_2 = x \cos \varphi - y \sin \varphi \quad (21)$$

alakot öltik, továbbá $a_1 = a_2 = 1$ és $\partial/\partial y \equiv 0$, mivel beeső síkhullámok esetén nem lehet változás az y irányban. Ezen egyszerűsítések után a (19 és (20) egyenlet a következő formára redukálódik:

$$\cos \varphi \frac{dE_{10}}{dx} + j\kappa E_{20} = 0 \quad (22)$$

és

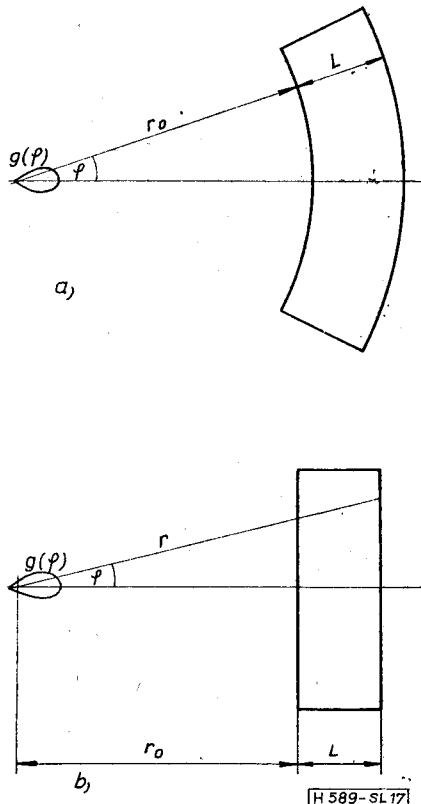
$$\cos \varphi \frac{dE_{20}}{dx} + j\kappa E_{10} = 0. \quad (23)$$

A megoldást most egyszerű trigonometrikus függvények alakjában kaphatjuk. Könnyű bebizonyítani, hogy a $\xi = 0$ (referenciasugár változatlan) esetben a megoldás a (6) egyenlettel azonos, tehát sikerült Kogelnik eredményeit a kétdimenziós elméletből levezetnünk (bajban lettünk volna, ha nem sikerült volna).

Következő példánkban a $g(\varphi)$ iránytényezővel rendelkező hengerhullámot akarjuk síkhullámmá átalakítani. A (19) és (20) egyenletekbe helyettesítendő függvények ekkor az

$$a_1 = g(\varphi) \left(\frac{r_0}{r}\right)^{1/2}, \quad a_2 = 1, \quad p_1 = r, \quad p_2 = x \quad (24)$$

alakban írhatók, ahol r és φ polárkoordináták az (x, y) síkban, r_0 pedig egy normalizálásra szolgáló paraméter (17. ábra). A differenciálegyenletek megoldása most már egyáltalán nem triviális és sikerünk nem annyira saját géniuszunknak, inkább az Oxfordban nagy számban található matematikusok bölcs tanácsainak köszönhető. Hengeres bemenő felület ese-



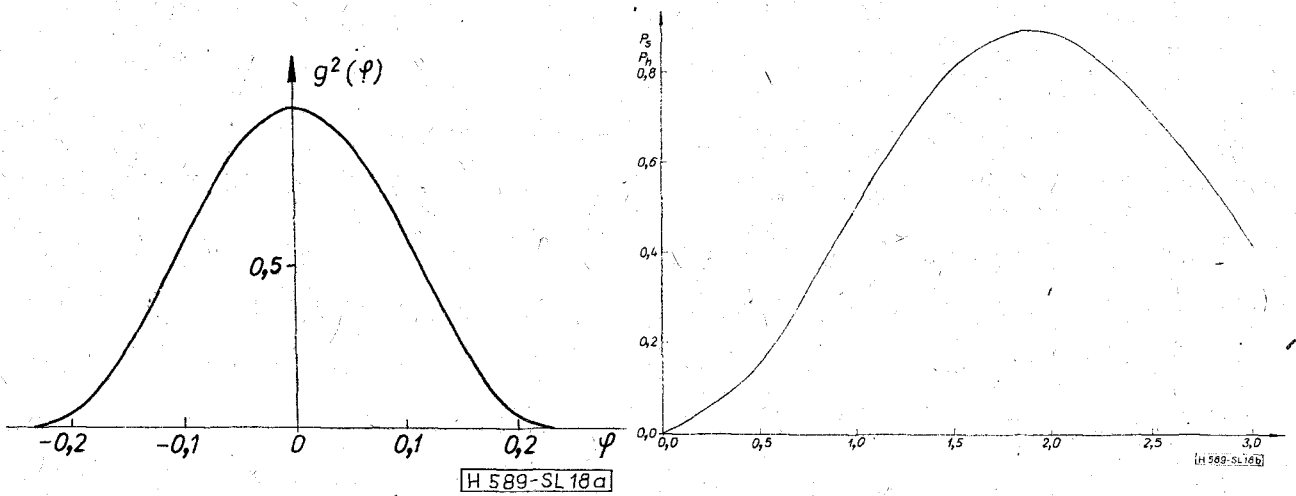
17. ábra. a) Hengeres, b) sík bemenő felületű hologram, amelyek hengerhullámnak síkhullámmá való átalakítására szolgálnak

tén (17a ábra) a zárt analitikus formában kapott megoldást a [13] referencia tartalmazza és hasonló kifejezést lehet levezetni a sík bemenő felület (17b ábra) számára is.

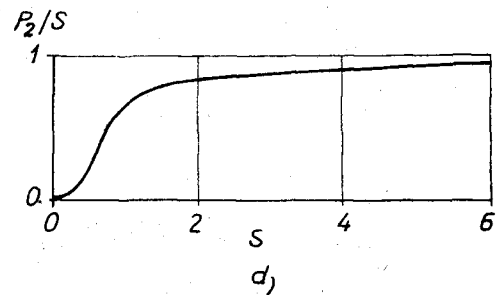
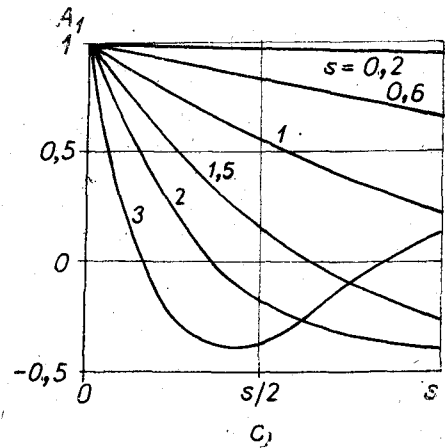
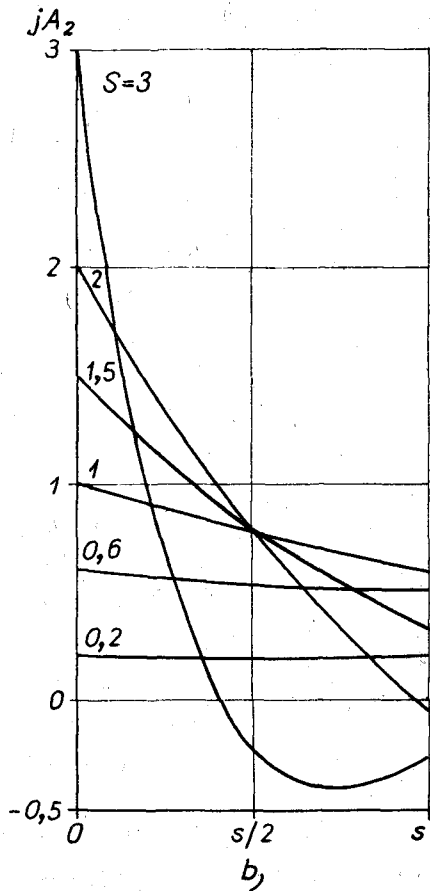
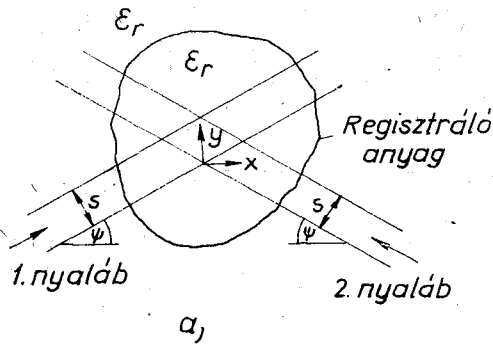
A síkhullámba átvitt relatív teljesítményt sík bemenő felület és a 18a ábrán látható iránytényező esetén a 18b ábra mutatja a hologram normalizált vastagságának függvényében. A maximális hatásfok kb. 90 százalék. Elvben a 100%-os hatásfok is elérhető, de sík kimenő felülettel nem valósítható meg.

Az előbbi példa azt mutatja, hogy meglehetősen jó hatásfokkal lehet egy hullámfrontot egy másikba átalakítani. A következő példánkban azt kívánom szemléltetni, hogy óvatosságra van szükség, mert a magas hatásfok csak bizonyos, gyakran elfogadhatatlan áldozatok árán érhető el.

Vizsgáljuk meg azt az esetet, amikor egy nagyon vastag holografikus anyagban a hologramot két véges síkhullámmal hozzuk létre. Akkor a 19. ábrán látható módon az anyag csak ott lesz modulálva, ahol mindkét nyaláb jelen van. Az előhívott hologramot az 1-es nyalábbal megvilágítva, a (19) és (20) egyenlet megoldása meglehetősen egyszerű Bessel-függvények formájában kapható [14]. Numerikus eredmények, abban az esetben, amikor a nyalábok merőlegesen metszik egymást, a 19b, c és d ábrákon láthatók, ahol $S = \kappa s$ normalizált, dimenzió nélküli paraméter, s pedig a nyaláb szélessége. Ha most S -et változtatjuk, de úgy, hogy s állandó maradjon és csak κ , vagyis a moduláció mélysége változzék, akkor elvárhatjuk, hogy elegendően nagy moduláció esetén a referencianyaláb összes energiája a tárgy-



18. ábra. a) Hengerhullám feltételezett iránytényezője, b) P_s/P_h a normálizált vastagság κL függvényében, ahol P_s a síkhullámban levő teljesítmény és P_h a hengerhullámban kisugárzott teljesítmény



H 589-SL 19

19. ábra. a) Hologram felvétele két véges síkhullám segítségével, melyek a holografikus anyag belsejében metszik egymást, b) a 2-es nyaláb amplitúdóeloszlása a hologram kimenetén, c) az 1-es nyaláb amplitúdóeloszlása a hologram kimenetén, d) a 2-es nyalábra átvitt relatív teljesítmény

nyalábba megy át. A 19d ábra szerint ez valóban igaz. $S=6$ esetében az energiaátvitel majdnem 100%-os. Érdekes viszont megfigyelni a magas hatásfok következményeit. Amikor $S=0,2$, a hatásfok alacsony és a 2-es hullám amplitúdója (19b ábra) megközelítően állandó, tehát hűségesen visszaadja a tárgynyaláb eredeti amplitúdóeloszlását. Azonban S növekedése esetén a rekonstruált tárgynyaláb amplitúdóeloszlása egyre kevésbé hasonlít az eredetihez és ugyanez vonatkozik a referencianyalábra, amint a 19c ábra mutatja. Tehát legalábbis ebben az esetben, azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a magas hatásfok maga után vonja a nyalábok amplitúdójának gyors változását. Némely alkalmazásban ez nagyon káros lehet, tehát vigyáznunk kell. A két-dimenziós esetben már nem mondhatjuk azt, hogy a 100%-os energiaátvitel mindig elérhető.

Gyakorlatilag végtelen számú esetet lehetne a (19) és (20) egyenletekből kiszámítani. Ha a referencianyaláb két Gauss-függvény [15], vagy egy Gauss-függvény és egy véges síkhullám [16], a végső konklúziók hasonlóak: 100%-os energiaátvitel csak bizonyos körülmények között érhető el.

Csupán egy esetről szeretnék még beszélni, amikor a tárgyhullám nem elégíti ki a geometriai optika törvényeit. Ilyenkor a fent levezetett két hullámú megoldás nem érvényes. A tárgysugarat ekkor N hengerhullámból kell összeállítanunk. A levezetés hasonló, de a kapott parciális differenciálegyenlet-rendszer sokkal bonyolultabb [17]. Érdekes módon egy egyszerű megoldást kaphatunk, ha feltételezzük, hogy a referencianyaláb síkhullám és lényegesen nagyobb amplitúdójú, mint bármelyik hengerhullám, továbbá a hengerhullámok a hologramra a tengellyel majdnem párhuzamosan esnek be (az optikában gyakran használt ún. paraxiális közelítés). Ebben az esetben a rekonstruált tárgynyalábhoz tartozó hullámokat trigonometrikus függvények írják le és kimutatható, hogy mind a 100%-os hatásfok, mind a tökéletes tárgynyaláb rekonstrukció lehetséges.

Az elméleti munka még távolról sincs befejezve. A (19) és (20) parciális differenciálegyenlet-rendszer általános megoldását ugyan sikerült megtalálni [18] és gömbhullámnak síkhullámmá való átalakítását leíró egyenleteket is levezettünk [19], az általános háromdimenziós probléma azonban még megoldatlan. A fő nehézség az, hogy az általános esetben mindkét hullám elektromos terének leírásához három komponensre van szükség és az ebből származó hatváltozós parciális differenciálegyenlet-rendszert egyelőre nem sikerült egyszerűsíteni.

5. Anyagok

Erről a témáról keveset fogok beszélni, egyrészt azért, mert ez az a terület, ahol a legnagyobb változás várható és ahol a publikált eredmények a leggyorsabban avulnak el, másrészt azért, mert nagyon keveset tudok róla. Az kétségtelen, hogy százával vannak olyan anyagok (Biedermann [20] cikke jó összefoglalást ad az 1975-ig kifejlesztett anyagokról), amelyek vastag hologramok felvételére alkalmasak, de olyan egy sincsen, amelyiknek meg volnának az

összes kívánatos jótulajdonságai. Az egyik nem elég érzékeny, a másik túl sok szórt hullámot ad, a harmadik nem sokáig tartja az információt, a negyediket nem lehet a szükséges vastagságban előállítani stb. Itt csupán négy anyagot kívánok megemlíteni: (1) LiNbO_3 , amelyben nemrég sikerült a beírt információt szelektíven törölni [21]; (2) kámforkinon, amelyikben az említett 550 hologramot tárolták [11]; (3) polimetil alfa-cianoakrilát, melyet parabenzokinnonnal tesznek érzékennyé [22] és (4) egy fotopolimer tartalmazó üvegmátrix, amely egyesíti magában a fényképezeti filmek jó tulajdonságait és elegendő vastagságban előállítható [23].

6. Epilógus

A vastag hologramok egészen különleges helyet foglalnak el az optika különféle elemei között. Tulajdonságaik leírásához teljesen új elméletre van szükség, amely jobban hasonlít a Röntgen-sugarak diffrakciójának elméletéhez, mint az optikai elemeket általában leíró Fourier-transzformációhoz. Potenciális felhasználási területük kétségtelenül széles, hogy lesz-e belőlük valami vagy sem, az kizárólag az anyagok megbízhatóságától és előállítási árától függ. Az ötletek önmagukban nem elegendők. A holográfia feltalálásáról például kevesen tudnának ma, ha a később feltalált lézer nem tette volna lehetővé a vékony hologramok gyakorlati megvalósítását. Hasonlóképpen, az elektron-transzferrel működő erősítők és oszcillátorok sohasem kerültek volna gyakorlati használatba a GaAs félvezetőtechnika tökéletesítése nélkül.

Én, egyénileg a vastag hologramok tulajdonságainak tanulmányozását rendkívül érdekesnek tartom. Ezért befejezésül talán Voltaire mondását idézhetem (némileg megváltoztatva): „Si l'holographie de volume n'existait pas, il faudra l'inventer”.

IRODALOM

- [1] H. Kogelnik: Coupled wave theory for thick hologram gratings, B. S. T. J., 48, 2909–2947, 1969.
- [2] G. Lippmann: Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées par la méthode interférentielle, J. Physique, 3, 97–107, 1894.
- [3] D. Gabor: A new microscopic principle, Nature, 161, 777–779, 1948.
- [4] Yu. N. Denisjak: Photographie reconstruction of the optical properties of an object in its own scattered radiation field, Doklady Akademii Nauk SSSR, 144, 1275–1278, 1962.
- [5] A. M. P. P. Leite, O. D. D. Soares and E. A. Ash: Optical fibre bundle holographic coupler, to be published in IEE J. on Microwaves, Optics and Acoustics (MOA).
- [6] H. Nishihara, S. Inohara, T. Suhara and J. Koyama: Holocoupler: a novel coupler for optical circuits, IEEE J. QE-11, 794–796, 1975.
- [7] G. Goldmann and H. H. Witte: Holograms as optical branching elements. Opt. Quant. El., 9, 75–78, 1977.
- [8] E. A. Ash, E. Seaford, O. Soares, and K. S. Pennington: Holographic coupler for integrated optics, Appl. Phys. Letts., 24, 207–208, 1974.
- [9] L. K. Anderson: Holographic optical memory for bulk data storage, Bell Lab. Rec. 46, 1267, 1967.
- [10] L. d'Auria, J. P. Huignard, C. Stezak, and E. Spitz: Experimental holographic read-write memory using 3-D storage, Appl. Opt., 13, 808–818, 1974.
- [11] R. A. Bartolini, A. Bloom and J. S. Escher: Multiple

- storage of holograms in an organic medium, *Appl. Phys. Letts.*, *23*, 506—507, 1976.
- [12] *L. Solymar*: Power conservation theorem for 2-dimensional volume holograms, *Elect. Letts.*, *12*, 606—607, 1976.
- [13] *L. Solymar* and *M. P. Jordan*: Analysis of cylindrical to plane-wave conversion by volume holograms, *Elect. Letts.*, *12*, 142—143, 1976.
- [14] *L. Solymar* and *M. P. Jordan*: Finite beams in large volume holograms, *MOA*, *1*, 89—92, 1977.
- [15] *L. Solymar* and *M. P. Jordan*: Two-dimensional transmission type volume holograms for incident plane waves of arbitrary amplitude distribution, *Opt. Quant. Elect.*, *9*, 437—444, 1977.
- [16] *P. St. J. Russell* and *L. Solymar*: On the fidelity of reproduction by volume holograms (memorandum of the Department of Engineering Science, Oxford University, 16 August, 1977, shortly to be submitted for publication.
- [17] *L. Solymar*: Two-dimensional N-coupled-wave theory for volume holograms, to be published in *Optics Communications*.
- [18] *W. E. Parry* and *L. Solymar*: A general solution for two-dimensional volume holograms, *Opt. Quant. Elect.* *9*, 527—531, 1977.
- [19] *M. P. Jordan*, *R. Kompfner*, *C. J. R. Sheppard* and *L. Solymar*: Coupling of optical fibres by means of volume holograms, *Proc. 6th Eur. Mic. Conf. 1976, Rome*, 438—442.
- [20] *K. Biedermann*: Information storage materials for holography and optical data processing, *Opt. Acta*, 103—124, 1975.
- [21] *J. P. Huignard*, *J. P. Herriau* and *F. Micheron*: Selective measure and processing in volume holograms superimposed in photosensitive ferroelectrics, *Ferroelectrics*, *11*, 393—396, 1976.
- [22] *A. A. Friesem*, *Z. Rav-Noy*, *S. Reich*: A photodielectric polymer for holographic recording, *Appl. Opt.* *16*, 427—432, 1977.
- [23] *E. A. Chandross*, *W. J. Tomlinson* and *C. D. Aumiller*: Latent-imaging photopolymer systems, to be published.