

ter normális magzsűrűségénél és vákuumban mérhető arányára a következő értéket kapták:

$$\frac{f_{\pi}^{*2}(\rho_0)}{f_{\pi}^2} = 0,64,$$

ami nagyon jó egyezést mutat az elméletileg előre jelzett 0,65-ös értékkel. A szerzők megállapítják, hogy ezzel, az irodalomban először, kísérletileg sikerült bizonyítaniuk a királis szimmetria részleges helyreállítását a maganyagban.

Ennek a nagyon érdekes kérdésnek a pontosabb elemzése azonban precízebb neutronbőr-vastagságok meghatározását igényli, ami számunkra, kísérleti fizikusok számára a jövőben komoly kihívásokat jelent.

#### Irodalom

1. P. KIENLE, T. YAMAYAKI – Progress in Part. and Nucl. Phys. 52(2004) 85
2. H. TOKI, S. HIRENYAKI, T. YAMAYAKI – Phys. Lett. B249(1990) 249
3. A. KRASZNAHORKAY et al. – Nucl. Phys. A731(2004) 224
4. A. KRASZNAHORKAY et al. – Phys. Rev. Lett. 66(1991) 1297
5. A. KRASZNAHORKAY et al. – Phys. Rev. Lett. 82(1999) 3216

## RÖNTGENHOLOGRÁFIA: ATOMOK HÁROM DIMENZIÓBAN

Tegze Miklós

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutató Intézet

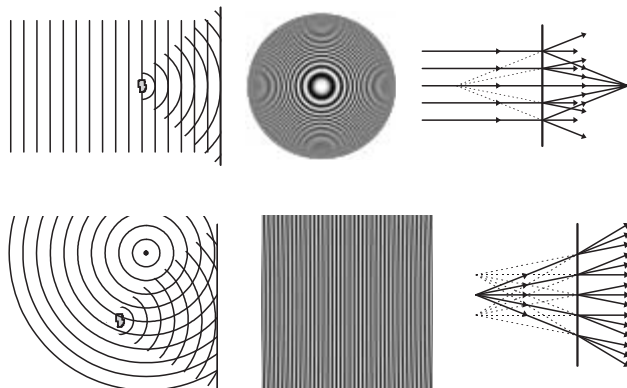
A bennünket körülvevő világról, a benne levő tárgyak vagy élőlények alakjáról, elhelyezkedéséről a legtöbb információt a rajtuk szóródó (vagy általuk kibocsátott) sugárzásból szerezzük. Az információt a sugárzás (legtöbbször fény) két tulajdonsága hordozza: az intenzitása (erőssége) és a hullámok egymáshoz képesti viszonya (fázisa). Ezek közül általában csak az elsőt, az intenzitást érzékeljük vagy mérjük, az információ másik fele, amit a fázis hordoz, elvész. Ez okozza, hogy a fényképezőgépek csak síkbeli képet tud készíteni, és azt is, hogy csak korlátozottan látunk térben. Agyunk ugyan – felhasználva a két szem által látott eltérő kép nyújtotta lehetőségeket – képes térbeli látás érzetét kelteni, mégis bizonyos esetekben optikai csalódás áldozatai lehetünk. A leggyakoribb ilyen tévedés a távolság hibás becslése.

A szilárd anyagok belső szerkezetéről, alkotóelemeik, az atomok elrendeződéséről szintén a rajtuk szóródott sugárzás révén nyerhetünk információt. A használt sugárzás ebben az esetben – az atomok kis méretéhez illeszkedő hullámhosszuk miatt – röntgen-, elektron- vagy neutron-sugárzás. A diffrakciós kísérletekben a beeső sugárzás intenzitását mérjük a sugárzás irányváltozása függvényé-

ben. Periodikusan rendezett rendszerek (kristályok) esetén bizonyos (a Bragg-törvényt [1] kielégítő) irányokban az egyes atomokról szórt hullámok fázishelyesen adódnak össze. Ezekben az irányokban az intenzitás nagyon nagy lesz (a kristály tükörként viselkedik), míg más irányokban elhanyagolhatóan kicsi. Az egyes reflexiók intenzitását megmérve meg lehet határozni a kristály egyes atomjainak helyzetét. Mivel azonban a fázisra vonatkozó információ ebben az esetben is hiányzik, az eljárás nem könnyű és nem is ad mindig egyértelmű eredményt. Léteznek ugyan jól bevált módszerek a hiányzó fázisok megtalálására, de ezek nagyon időigényes eljárások, és sok esetben még így is szükség van valamilyen plusz információra (anomális szórás, izotóphelyettesítés, kémiai információ). Látható tehát, hogy nagyon hasznos lenne egy olyan mérési eljárás, amely nemcsak az intenzitást, hanem a fázist is rögzíti.

Gábor Dénes 1948-ban találta fel a holográfiát, azt a módszert, amely képes a fázisinformáció rögzítésére és így valódi térbeli kép előállítására [2]. A holográfia alapelve nagyon egyszerű: a tárgyról szóródott sugárzásához egy referencianyalábot keverünk, és a keletkezett interferenciaképet rögzítjük egy fotolemezen. A referenciális és tárgynyalábnak egymáshoz képest koherensnek (meghatározott fázisúnak) kell lennie. Ez úgy érhető el, hogy ugyanaz a sugárforrás adja a referencianyalábot és világítja meg a tárgyat, ahogy az az 1. ábrán is látható. Ha az előhívott hologramot megvilágítjuk a referencianyalábbal, akkor az – optikai rácsként működve – úgy szórja azt, hogy megjelenik az eredeti tárgy háromdimenziós képe. Amikor Gábor Dénes a holográfiát feltalálta, elektronmikroszkópokkal foglalkozott. Az akkori elektronmikroszkópokkal az elektronlencsék hibái miatt nem lehetett atomi felbontást elérni. Az volt az elképzelése, hogy a holográfia segítségével – mivel ahhoz nem szükséges lencse – ki lehet kerülni ezt a problémát, és el lehet érni atomi felbontást [3]. Gábor Dénes 1971-ben Nobel-díjat kapott a holográfia feltalálásáért, de az atomi felbontású holográfia megvalósítását már nem érthette meg.

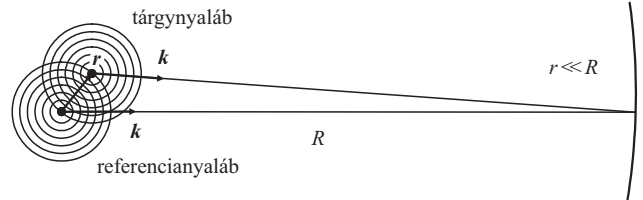
1. ábra. Baloldalt: a holográfia két alapvető elrendezésének vázlata: Gábor- (fent) és Fourier-elrendezés (lent). Középen: pontszerű tárgy hologramja. Jobboldalt: az előhívott hologramot a referencianyalábbal megvilágítva a tárgy és annak tükörképe is megjelenik.



A holográfia felbontását két tényező korlátozza: a hullámhossz és – a geometriai elrendezéstől függően – a sugárforrás mérete vagy a detektor térbeli felbontása. Az optika törvényei szerint az elérhető maximális felbontás megközelítőleg a hullámhossz felével egyezik meg. Ez az úgynevezett diffrakciós limit. Ezért, ha atomi felbontást akarunk elérni, akkor az atomi méretekkel (~0,1 nm) megegyező vagy annál kisebb hullámhosszúságú (röntgen-, elektron- vagy neutron-) sugárzást kell használni. A Gábor-féle elrendezés esetén, ahol a referencianyaláb párhuzamos (1. ábra), az interferenciacsíkok távolsága kicsi, és a detektor (fotolemez) felbontása határozza meg az elérhető felbontást. A legjobb fotolemezek felbontása 30–50 nm, és az elérhető felbontás is körülbelül ugyanennyi. Fourier-holográfia (a referencianyaláb gömbhullám, 1. ábra) esetén az interferenciacsíkok annál távolabb esnek egymástól, minél közelebb van egymáshoz a forrás és a tárgy. Ezért, ha a sugárforrást elég közel helyezzük a tárgyhoz, akkor a fotolemez feloldóképessége már nem korlátozza a felbontást. Ilyenkor a sugárforrás mérete a meghatározó. Kisméretű sugárforrást úgy lehet előállítani, hogy például szinkrotronból származó párhuzamos röntgensugárzást Fresnel-zónalemez segítségével fókuszálunk. Az elérhető felbontást itt a fókuszolt mérete, azt pedig a zónalemez minősége, tehát végső soron a zónalemez készítésénél használt fényérzékeny anyag felbontása szabja meg. Ezért az így elérhető felbontás hasonló lesz, mint a Gábor-holográfia esetében.

Az itt vázolt módszerekkel szinkrotronsugárzás felhasználásával a nyolcvanas években értek el körülbelül 50 nm-es felbontást. Ez még nem volt alkalmas az atomok leképezésére, és a továbblépéshez új ötletre volt szükség. Az ötlet Szőke Ábrabámtól, egy Magyarországon született és tanult, de Amerikában élő fizikustól származik. Ő azt javasolta, hogy legyen a minta egyik atomja a sugárforrás [4]. A sugárzás egy része kölcsönhatás nélkül elhagyja a mintát, ez lesz a referencianyaláb. A sugárzás másik része szóródik a környező atomokon (tárgynyaláb). A két nyaláb interferenciája a hologram (2. ábra). Az elrendezés az 1. ábra Fourier-holográfiájának felel meg azzal a különbséggel, hogy a forrás nagyon közel van a tárgyhoz. Emiatt az interferenciacsíkok távlatra kerülnek egymástól, és a detektor felbontása nem játszik szerepet. A forrás mérete kicsi, megegyezik az atomi méretekkel, tehát ez sem korlátozza a felbontást. Van azonban egy komoly probléma: egy atom még folyamatosan gerjesztve is nagyon gyenge sugárforrás, évszázadokig kellene mérni, hogy értékelhető eredményt kapjunk. Ez a probléma úgy kerülhető meg, hogy egy kristályt választunk mintának. A kristályban minden atom környezete azonos, vagy legalábbis csak néhány fajta környezet fordul elő. Az azonos környezetek a mintától nagy távolságban azonos hologramokat adnak, ezek intenzitása összeadódik. Így a mérési idő sok nagyságrenddel lerövidül és a kísérlet elvégezhető.

Itt meg kell jegyeznünk, hogy korábban volt már sikeres próbálkozás gázfázisban levő atomok holografikus leképezésére. L. Bartell és munkatársai az atommagokon szórt elektronokat használták referencianyalábként, és képesek voltak az atomok elektronfelhőjét 0,008 nm fel-



2. ábra. Holográfia belső forrással. Az ábrán az egyszerűség kedvéért a forrástatomon kívül csak egy szóró atomot tüntettünk fel.

bontással leképezni. A módszerük azonban csak szabad atomokon és nagyon kis molekulákon működött [5].

Szőke ötletét először elektronokkal valósították meg [6]. Ennek egyik oka az volt, hogy az elektronok sokkal erősebben szóródnak az atomokon, mint a röntgenfotonok, ezért a mérendő effektus sokkal nagyobb. Ezenkívül a mérés sok esetben elvégezhető volt a meglévő alacsony energiájú elektronszórásra (LEED) szolgáló berendezéseken. Az elektronok azonban csak kevésbé hatolnak be az anyagba, ezért elektronholográfiával csak a felületről kaphatunk információt. Az elektronholográfia így a felületek és a felületen megkötött atomok, molekulák vizsgálatában játszik szerepet.

Az atomi felbontású röntgenholográfia alapjait 1991-ben dolgoztuk ki [7]. A röntgenfotonok sokkal (több mint ezerszer) gyengébben szóródnak az atomokon, mint a hasonló hullámhosszú elektronok. Ennek több lényeges következménye van. A szabad úthossz és a behatolási mélység sokkal nagyobb, így az anyag belsejéről kaphatunk információt. Míg az elektronholográfia esetében csak a sugárzást kibocsátó atom körüli néhány (~30) atom vesz részt a képképzésben, ez a szám röntgensugárzás esetén  $10^{13}$  nagyságrendű.

Amikor egy atom röntgensugárzást bocsát ki, az kétféleképpen juthat a távol elhelyezett detektorba: kölcsönhatás nélkül vagy a környező atomok valamelyikén szóródva. A 2. ábrán az egyszerűség kedvéért csak egy forrás- és egy szóró atomot tüntettünk fel. Ha a kibocsátott intenzitás  $R$  távolságban  $I_0/R^2$ , akkor a detektor helyén a mért intenzitás

$$I(\mathbf{k}) = \frac{I_0}{R^2} \left| 1 + \sum_j a_j \right|^2 = 1 + 2 \operatorname{Re} \left( \sum_j a_j \right) + \left| \sum_j a_j \right|^2, \quad (1)$$

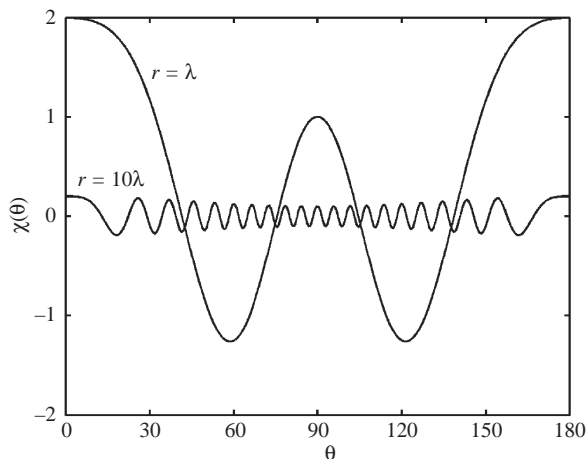
$$a_j = \frac{1}{r_j} F_j(\theta_{r,k}) \exp \left[ i(r_j k - \mathbf{r}_j \cdot \mathbf{k}) \right].$$

Itt  $F_j$  az atomszórási tényező, amely az  $\mathbf{r}$  és  $\mathbf{k}$  vektorok közötti szórási szögtől függ. Ha a referencianyaláb sokkal erősebb, mint a szórt sugárzás (vagyis a szórás gyenge), akkor az (1) képletben a harmadik tag elhanyagolható. Ilyenkor az intenzitás a következő alakot ölti

$$I(\mathbf{k}) = \frac{I_0}{R^2} (1 + \chi),$$

$$\chi = \sum_j \chi_j, \quad (2)$$

$$\chi_j = \frac{2}{r_j} F_j(\theta_{r,k}) \cos(r_j k - \mathbf{r}_j \cdot \mathbf{k}).$$



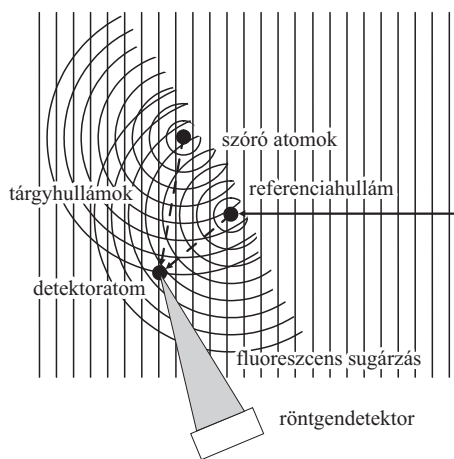
3. ábra. Egyetlen atom hologramjának függése a  $\theta$  szórési szögtől két különböző  $r$  forrás–szórócentrum távolság esetén.  $\lambda$  a sugárzás hullámhossza.

A holografikus rekonstrukció eredeti megvalósítása (azaz, amikor az intenzitáseloszlást fotolemezen rögzítjük, és előhívás után megvilágítjuk a referencianyalábbal) elvben itt is működik, a gyakorlatban mégsem valósítható meg. Egyrészt a képet röntgensugárzás hozza létre, amely közvetlenül nem látható, másrészt a rekonstruált háromdimenziós kép az eredeti méretben jön létre. Sokat javítana a helyzeten, ha a fotolemezt nem az eredeti referencianyalábbal, hanem egy szintén pontszerű forrásból származó, monokromatikus, de látható fényvel világítanánk meg. Ilyenkor – a látható fény és a röntgensugárzás hullámhosszának arányában – néhány ezerszeres nagyítás érhető el. Ez azonban még mindig kevés ahhoz, hogy a képet szabad szemmel megfigyelhessük. Ezért célravezetőbb, ha a háromdimenziós képet számítógéppel állítjuk elő és annak kétdimenziós vetületét vagy metszetét jelenítjük meg a számítógép képernyőjén. A számításához az úgynevezett Helmholtz–Kichhoff-integrált kell elvégezni:

$$U(\mathbf{r}) = \int \chi(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\Omega_{\mathbf{k}}. \quad (3)$$

A hologramból akkor állítható vissza az eredeti tárgy háromdimenziós képe, ha az (1) képletben a harmadik tag elhanyagolhatóan kicsi. Az atomszórási tényező 0,1 nm körüli hullámhosszú röntgensugárzásra  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  nagyságrendű. Így az (1) képletben a harmadik tag általában elhanyagolható. Kivételt képeznek a már említett Bragg-feltételt kielégítő irányok. Ezekben az irányokban a szórt amplitúdók fázishelyesen adódnak össze, és – a szórési folyamatban részt vevő atomok nagy száma miatt – mind a második, mind a harmadik tag nagy lehet. Ezekben az irányokban nagy lesz az intenzitás háttértől való eltérése, és a képből éles vonalak (az ún. Kossel-vonalak) jelennek meg.

Ahhoz, hogy lássuk, hogyan kerülhető el a fenti probléma, vizsgáljuk meg, hogyan függ az egy atom által létrehozott  $\chi_j$  hologram az atomnak a forrástól mért távolságától. Ahogy a 3. ábrán látható, az oszcilláció térbeli frekvenciája arányos ezzel a távolsággal. Tehát ha egy aluláteresztő szűrőt alkalmazunk (vagy ami ezzel egyenértékű, rossz szögfelbontással mérünk), akkor kiszűrhetjük a távoli atomok hatását és teljesül a holográfia feltétele.

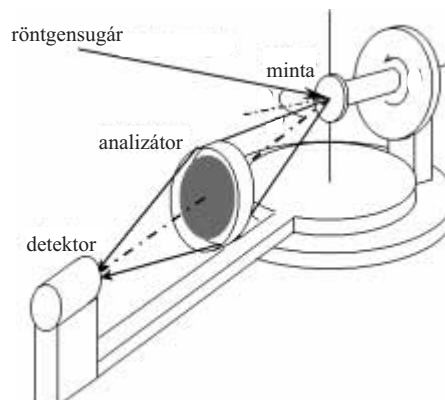


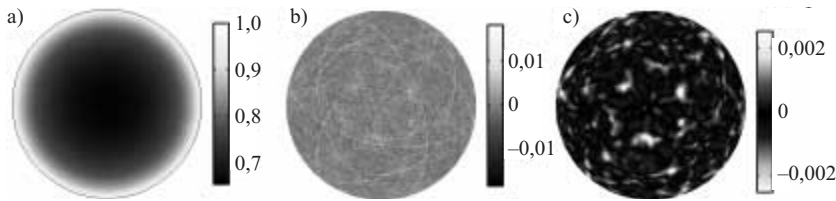
4. ábra. Az inverz holográfia működési elve [9].

A röntgenholográfiát úgy valósíthatjuk meg, hogy az egykristály-mintát egy külső röntgenforrásból származó sugárzással világítjuk meg. A beeső sugárzás ionizálja a minta atomjait, és ennek hatására azok fluoreszcens sugárzást bocsátanak ki. A fluoreszcens sugárzás hullámhossza eltér a beeső sugárzásétól és jellemző a kibocsátó atomra. Így egy megfelelő energiefelbontású (pl. félvezető) detektorral kiválasztható, hogy milyen atomok környezetét kívánjuk vizsgálni. A kiválasztott fluoreszcens sugárzás szögfüggését megmérve egy képet kapunk. Ez a kép tartalmazza a hologramot. A hologram nagyon kicsi a háttérhez képest, annak csak néhány ezreléke. Ennél sokkal nagyobb a minta abszorpciójának szögfüggése, de ez szerencsére viszonylag egyszerűen levonható. Az alacsony jel–háttér viszony miatt sok, körülbelül  $10^{10}$  fotont kell begyűjteni, hogy a jel kiemelkedjen a zajból. Emiatt az első holográfiamérésünk [8], amellyel demonstráltuk a módszer működését, közel két hónapig tartott.

Thomas Gog és munkatársai, kihasználva az optikai reciprocitás elvét, vagyis azt, hogy a fény (vagy a mi esetünkben röntgensugárzás) útja megfordítható, egy új mérési elrendezést javasoltak [9]. Ennek elvi vázlata a 4. ábrán látható. Itt minden fordított sorrendben történik. A beeső röntgensugárzás egy kiválasztott atomot kétféleképpen érhet el: kölcsönhatás nélkül (referencianyaláb) vagy azután, hogy szóródott a környező atomokon (tárgynyaláb). Az atom, ami ez esetben a detektor szerepét játssza, a

5. ábra. A mérőberendezés vázlatos rajza.



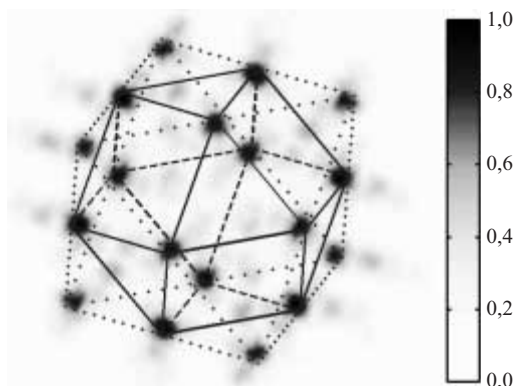


6. ábra. CoO-kristály röntgenhogramja. Nyers adatok a), korrigált adatok b) és a hologram az aluláteresztő szűrő alkalmazása után c) [10].

két nyaláb interferenciájának megfelelően bocsát ki fluoreszcens sugárzást, amelyet megmérünk. Detektorunk továbbra is a fluoreszcens sugárzást méri, de most a beeső sugárzás irányának a függvényében. A fenti képletek továbbra is érvényesek azzal a különbséggel, hogy nem a fluoreszcens, hanem a beeső sugárzás hullámhosszát kell használnunk. Ez azzal is jár, hogy a hullámhossz – ellentétben a fluoreszcens sugárzás hullámhosszával, ami adott – tág határok között változtatható. Ezt a lehetőséget szinkrotronsugárzás alkalmazásával lehet igazán kihasználni. A szinkrotronsugárzás másik előnye, hogy nagyságrendekkel erősebb, mint egy laboratóriumi röntgenforrás, és így a mérési idő jelentősen lerövidül. A korábbi méréseknel alkalmazott félvezető detektor már nem tudta kezelni a nagy intenzitást, ezért egy sokkal gyorsabb lavina-fotodiódát (APD) használtunk. Mivel ennek a detektornak nem elég jó az energiafelbontása, ezért egy kétszeresen fókuszáló grafit monokromátort alkalmaztunk a fluoreszcens sugárzás kiválasztására. A mérőberendezés vázlatja az 5. ábrán látható. Ez a berendezés alkalmas röntgen hologramok készítésére normál és inverz módszerrel is. A hologramot a minta és detektor mozgása során vesszük fel 800 000 képpontban. A teljes képet a berendezés 80 másodperc alatt méri meg. Mivel a képpontokat nem egyszerre, hanem egymás után mérjük, ezért meglehetősen gyors mozgató és adatgyűjtő rendszert kellett építenünk. A teljes mérés néhány órát tart, ennyi idő szükséges a megfelelő pontosság eléréséhez.

A nyers mérési adatokat egy kobaltoxid-kristály esetére a 6.a ábrán mutatjuk be. A mérés a kobalt  $K_{\alpha}$  vonalán készült. A képet az abszorpció szögfüggése dominálja. A hologram csak a háttér levonása és egyéb korrekciók elvégzése után jelenik meg (6.b ábra). Az aluláteresztő szűrő alkalmazása után (6.c ábra) a hologram már csak a

7. ábra. Egy kobaltatom környezetének rekonstruált háromdimenziós képe kobaltoxid-kristályban. Az ábrán csak az erősebben szóró kobaltatomok láthatók. A kobalt-detektoratom (amely nem látható) az ábra közepén van [10].



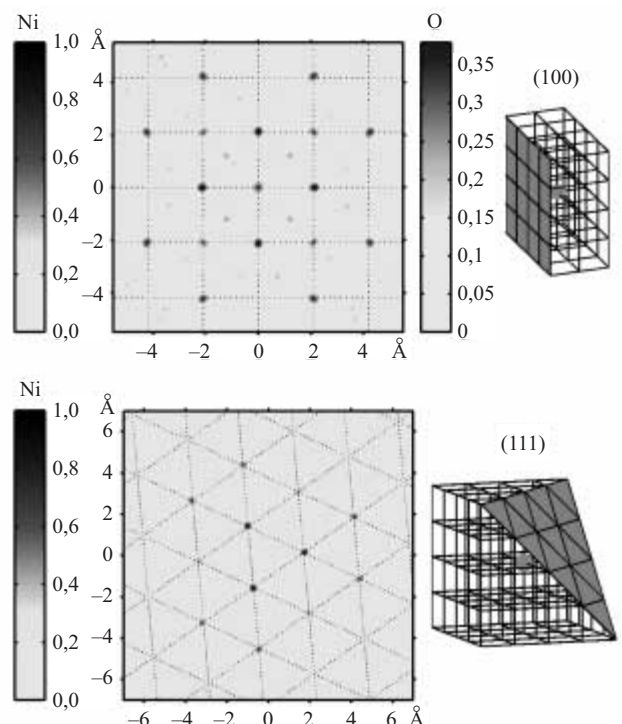
közeli atomokra vonatkozó információt tartalmazza [10]. A (3) Helmholtz–Kirchhoff-integrált alkalmazva erre a képre, megkapjuk a kobaltatom környezetének háromdimenziós képét (7. ábra). Az ábrán csak az első szomszédos kobaltatomok látszanak, az oxigénatomok szórása túl gyenge, ezért azok nem láthatók.

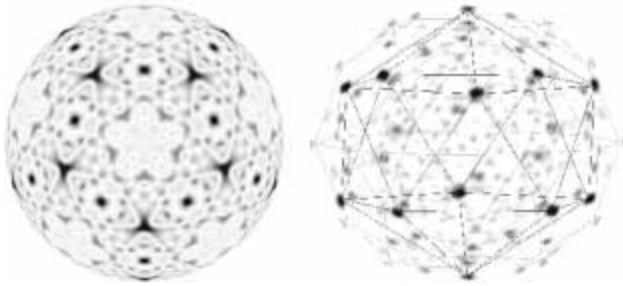
Ha a méréseket több energián és nagy pontossággal végezzük, akkor az olyan könnyű atomok, mint az oxigén is láthatóvá tehetők. A 8. ábrán (a kobalt-oxidhoz hasonlóan lapcentrált köbös szerkezetű) nikkeloxid-kristály rekonstruált szerkezetének két metszete látható [11]. A rekonstrukció nyolc különböző hullámhosszal felvett hologram együttes felhasználásával készült. Itt már nemcsak a nehezebb nikkel-, hanem a könnyebb oxigénatomok is látszanak. Jól megfigyelhető a kristályrács is.

Az eddig bemutatott eredmények megmutatták, hogy az atomi felbontású röntgenholográfia kísérletileg is megvalósítható, és a kapott háromdimenziós kép jól visszaadja az ismert anyagok szerkezetét. A továbbiakban a módszer alkalmazására szeretnék néhány példát bemutatni. Az egyik példa egy kvázikristály, a másik pedig egy szennyező elhelyezkedése egy félvezetőben.

A kvázikristályok olyan anyagok, amelyek – a kristályokhoz hasonlóan – néhány alapegység ismétléséből épülnek fel, de – a kristályoktól eltérően – mégsem periodikusak. A kvázikristályokat legegyszerűbb egy dimenzióban elképzelni. Vegyünk két különböző hosszúságú szakaszt. Ha ezeket szabályosan váltakozva egymás

8. ábra. Nyolc különböző energián mért hologramból rekonstruált síkok a NiO-kristályban. Az ábra felső részén látható (100) síkon az atomok egy négyzetrácson helyezkednek el. Az erősebb foltok a Ni-, a gyengébbek az O-atomokat jelzik. Az ábra alsó részén az (111) sík háromszögű rácsa csak Ni-atomokat tartalmaz [11].





9. ábra.  $\text{Al}_{70,4}\text{Pd}_{21}\text{Mn}_{8,6}$  kvázikristály hologramja (baloldalt) és a mangánatomok átlagos környezete (jobbaldalt).

mellé tesszük, akkor egy egydimenziós kristályt kapunk. Ha azonban nem így, hanem másféle szabály szerint tesszünk le rövid és hosszú szakaszokat, akkor egy egydimenziós kvázikristályt kapunk. A kvázikristály nem periodikus, mégis van benne szabályosság. Például az egydimenziós kvázikristályunkban két szomszédos pont közötti távolság csak kétféle lehet: rövid vagy hosszú, de nem lehet ezektől eltérő. Háromdimenziós kvázikristályokat bizonyos ötvözetekből elő lehet állítani. Ezekre jellemző, hogy olyan lokális szimmetrialemeket (pl. öt-fogású szimmetriát) is tartalmazhatnak, amelyek kristályokban nem fordulnak elő. Kvázikristályokon is lehet diffrakciós méréseket végezni, és ezek a mérések fontos információkat adnak a kvázikristály szerkezetéről, lokális szimmetriáiról. Nagyon nehéz viszont bármit megtudni arról, hogy hol vannak az egyes atomok.

A röntgenholográfia ismertetésénél említettük ugyan, hogy egykristályra van szükség ahhoz, hogy mérhető intenzitást kapjunk, de sehol nem használtuk ki azt, hogy a kristály periodikus. Céljainknak egy kvázikristály is megfelel. Az első ilyen mérést egy  $\text{AlPdMn}$  kvázikristályon végeztük [12]. Az eredmény a 9. ábrán látható. Mivel a hologramot a mangánatom fluoreszcens sugárzásával vettük fel, a mérés a mangánatomok környezetéről ad információt. A mangánatom környezete a kvázikristályban sokféle lehet, ezért a képen ezek átlaga jelenik meg. Ahhoz, hogy a képet értelmezni tudjuk, egy szerkezeti modellre van szükség. Azt találtuk, hogy a korábbi szerkezeti modellek csak részben adják vissza a mért képet, ezért a modell finomítására van szükség [12].

Egy másik példa a holográfia alkalmazására a szennyező atomok helyének a vizsgálatára félvezetőkben. Hayashi és munkatársai Japánban azt vizsgálták, hogy egy  $\text{GaAs}$ -kristályban a szennyező  $\text{Zn}$ -atomok hol helyezkednek el [13]. A kérdés az volt, hogy a cinkatom a gallium- vagy az arzénatom helyére, vagy pedig közéjük épül be. A szokásos diffrakciós mérések a kis mennyiségű szennyező atomot nem érzékelik. A holográfia nagy előnye a diffrakcióval szemben, hogy ki lehet választani azt az elemet, amelynek a környezetére kíváncsiak vagyunk. Ebben az esetben a cinkatom az előnyös választás. Így annak ellenére, hogy a mintában csak nagyon kevés, 0,02 súlyszázalék  $\text{Zn}$  van, a hologram csak ezek környezetét mutatja. A 10. ábrán láthatók

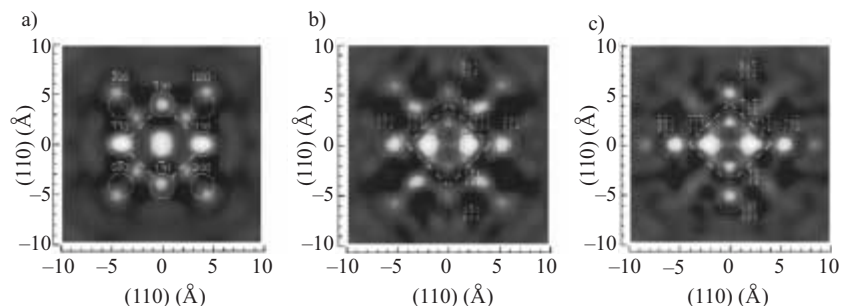
ezek a környezetek három egymással párhuzamos síkban. A képekből egyértelműen meg lehetett állapítani, hogy a cinkatomok a galliumatomokat helyettesítik [13].

A fenti példák megmutatták, hogy az atomi felbontású röntgenholográfia információt adhat az atomok lokális környezetéről olyan esetekben is, amikor ez az információ más módszerekkel nem érhető el könnyen. A módszer elvileg alkalmas minden olyan anyag vizsgálatára, ahol az atomok egymáshoz hasonló környezetben helyezkednek el. Mivel a különböző atomok különböző hullámhosszú fluoreszcens sugárzást bocsátanak ki, ezért mindig kiválasztható, hogy melyik atom környezetét jelentsük meg. A módszernek különös jelentősége lehet a mélyen fekvő (eltemetett) határfelületeken levő szennyező atomok vizsgálatában. A holográfia segítséget nyújthat a nagyméretű molekulák szerkezetének megoldásához diffrakciós adatokból. Egyes esetekben a szerkezet egy részének ismerete – amit holográfiával megkaphatunk – segítheti az ismeretlen fázisok megtalálását. Olyan anyagoknál, amelyekből nem lehet jó minőségű egykristályt készíteni, a holográfia előnyösebb is lehet a diffrakciónál, mivel – lokális módszer lévén – kevésbé érzékeny a kristály hibáira.

A röntgenholográfia jelenlegi formájában nem könnyű mérés. Szinkrotronsugárzás szükséges hozzá, amely csak külföldön érhető el (vagy laboratóriumi röntgenforrás és nagyon nagy türelem – ez itthon is megtalálható). Egyelőre csak viszonylag nagy (néhány milliméter) méretű, sík felületű mintákon tudunk mérni, mert csak ezeknél lehet egyszerűen kiszűrni az abszorpció szögfüggését. Elvileg nincs akadálya, hogy kisméretű, tetszőleges alakú kristályokon is végezhesünk méréseket, ehhez azonban még technikai fejlesztésekre van szükség.

Végezetül a röntgenholográfia néhány különleges változatát szeretném megemlíteni. Az első a fékezésisugárzás-holográfia, amelyet *Bompadre* és munkatársai valósítottak meg először [14]. Az elrendezés lényegében megegyezik a „normál” holográfiánál használttal, azzal a különbséggel, hogy a mintát elektronsugárral készítetik röntgensugárzás kibocsátására. Az így előállított röntgensugárzás energiaspektruma – mint egy hagyományos röntgensugárzásnál – két részből tevődik össze: a karakterisztikus (fluoreszcens) vonalakból és a folytonos fékezési sugárzásból. A fékezési sugárzásból a detektorral tetszőleges hullámhosszú sugárzás kiválasztható. Ez nemcsak azt teszi lehetővé, hogy több hullámhosszon mérjünk,

10. ábra.  $\text{GaAs}$ -kristályban levő  $\text{Zn}$  szennyező atomok környezetének holografikus rekonstrukciója. A képek a (001) rácssíkkal párhuzamos síkokat ábrázolnak. A sík átmegegyezik a  $\text{Zn}$ -atomon a), illetve  $1,41 \text{ \AA}$  távolságra alatta b) vagy felette c) helyezkedik el.



hanem olyan könnyű atomokon is lehet mérni, amelyek fluoreszcens vonala túl alacsony energiájú a normál röntgenholográfia-mérésekhez. Meg kell azonban jegyezni, hogy a fékezési sugárzás használatával elveszítjük az elemselektivitást, a hologram az összes atom környezetének átlagát mutatja.

A másik, a röntgenholográfiával rokon módszer a nukleáris rezonanciaholográfia [7, 15]. Itt a nukleáris rezonanciaabszorpciót, vagyis a Mössbauer-effektust használjuk a hologram létrehozására. A mérés legegyszerűbben az inverz elrendezéssel valósítható meg. A sugárzást adó radioaktív forrást mozgatással, a Doppler-effektus felhasználásával lehet a rezonanciaabszorpció vonalára hangolni. A sugárzást most nem az atom elektronjai, hanem az atommag nyeli el. Abszorpció előtt a sugárzás szóródhat a környező atomokon. A szórás most nemcsak az elektronokon történhet, hanem – rezonanciaszórással – az atommagokon is. A sugárzást elnyelő atommag a szórt sugárzás és a szórás nélkül érkező (referencia-) nyaláb interferenciáját érzékeli. Az abszorpció után az atom vagy egy fotont, vagy egy (ún. konverziós) elektront bocsát ki. A mérésben a detektor ez utóbbiakat számolja meg a beeső sugárzás irányának a függvényében. Mivel mágneses térben az atommag energiaszintjei felhasadnak, a nukleáris rezonanciaholográfia érzékeny a mágneses térre és az atom mágneses momentumára. *Korecki* és munkatársai a közelmúltban magnetitkristály vasatomjainak környezetét vizsgálták. A magnetitben a vasatomok kétféle mágneses állapotban vannak. A berendezést az egyik vagy a másik állapotnak megfelelő energiára hangolva külön lehetett hologramot kapni a kétfajta atom környezetéről [16].

A fenti példák közül is látható, hogy az atomi felbontású röntgenholográfia belépett az atomi szerkezetet vizsgáló módszerek közé. Az is nyilvánvaló azonban, hogy a módszer széles körű elterjedéséhez még komoly fejlesztésekre van szükség a kísérleti technikákban és elméleti téren is.

#### Irodalom

1. W.L. BRAGG – Proc. Camb. Phil. Soc. 17(1913) 43
2. D. GABOR – Nature 161 (1948) 777
3. GÁBOR DÉNES a *Nobel-díj átadásakor tartott előadása* – Fiz. Szemle 50 (2000) 181
4. A. SZŐKE: *Generation and Applications* – in Short Wavelength Coherent Radiation (eds. D.T. Attwood, J. Boker, New York, AIP) AIP Conf. Proc. 147 (1986) 361
5. L.S. BARTELL – Trans. Am. Crystallogr. Assoc. 8 (1972) 37; L.S. BARTELL, C.L. RITZ – Science 185 (1974) 1163; L.S. BARTELL, R.D. JOHNSON – Nature 268 (1977) 707
6. D.K. SALDIN, P.L. DE ANDRES – Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1270; G.R. HARP, D.K. SALDIN, B.P. TONNER – Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1012
7. M. TEGZE, G. FAIGEL – Europhys. Lett. 16 (1991) 41
8. M. TEGZE, G. FAIGEL – Nature 380 (1996) 49; FAIGEL GYULA – Fiz. Szemle 47 (1997) 206
9. T. GOG, P.M. LEN, G. MATERLIK, D. BAHR, C.S. FADLEY, C. SANCHEZHANKE – Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3132
10. M. TEGZE, G. FAIGEL, S. MARCHESINI, M. BELAKHOVSKY, A.I. CHUMAKOV – Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4847
11. M. TEGZE, G. FAIGEL, S. MARCHESINI, M. BELAKHOVSKY, O. ULRICH – Nature 407 (2000) 38
12. S. MARCHESINI, F. SCHMITHÜSEN, M. TEGZE, G. FAIGEL, Y. CALVAYRAC, M. BELAKHOVSKY, J. CHEVRIER, A. SIMIONOVICI – Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 4723
13. K. HAYASHI, M. MATSUI, Y. AWAKURA, Y. KANEYOSHI, H. TANIDA, M. ISHII – Phys. Rev. B63 (2001) 041201(R)
14. S.G. BOMPADRE, T.W. PETERSEN, L.B. SORENSEN – Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 2741
15. P. KORECKI, J. KORECKI, T. SLEZAK – Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3518
16. P. KORECKI, M. SZYMONSKI, J. KORECKI, T. SLEZAK – Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 205501

## JÉGKORSZAKOK CIKLUSOS VÁLTAKOZÁSÁNAK LEHETŐSÉGE A NEOGÉNEN

Schweitzer Ferenc  
MTA Földrajztudományi Kutatóintézet

### A probléma elméleti előzményei

A jégkorszak, vagy ahogyan korábban gondolták, a legendás bibliai vízözön – amelyet dilúviumnak is hívtak – az északi féltekén, a messze délre lenyúló jégtakarók, kiterjedt gleccserárkok, a gyapjas orrszarvú, a hosszú szőrű mamut, a félelmetes barlangi medve, a barlangi farkas és az ősember kora volt (*1. ábra*).

A Földön az egyik legjelentősebb, legátfogóbb környezetváltozást, az éghajlati lehűlést az eljegesedett és jégmentes időszakok kialakulása és ismételt váltakozása okozta. Amikor a Földön állandó jégtakaró halmozódik fel, globális jégkorszakról beszélünk. A jégkorszakok kialakulását sokféleképpen magyarázzák, sokféle elmélet született, amelyeket két csoportba sorolhatunk.

Az első csoportba az úgynevezett extraterresztrikus elméletek tartoznak, amelyek a jégkorszakokat csillagá-

szati okokra vezetik vissza. Egyesek a Nap sugárzási energiájának a csökkenésével, mások az űrben lévő kozmikus por egyenlőtlen eloszlásával magyarázzák a földi klímaváltozások okait [1, 2].

A nagy jégkorszakok ismétlődését (a proteozoikumban, a karbon és a perm, illetve a neogén és a pleisztocén határán) sokan magyarázzák a „kozmosz évvel” (190–200 millió év). Ekkor a Nap pályájának azon a szakaszán halad át, amely legtávolabb van a Galaktika középpontjától, és annak minimális csillagsűrűségű szegélyén helyezkedik el. Ekkor általános lehűlés, „kozmosz tél” következik be. *Scsukin* szerint [3] például ha a világtengert 3 milliárd évesnek tekintjük, azóta a Földön 15–20, nagy eljegesedéssel járó „kozmosz télnek” kellett lennie.

A jégkorszakok létrejöttét magyarázó elméletek másik csoportjába a terresztrikus magyarázatok tartoznak. Ilyen például a *Wegener* által értelmezett kontinens- és pólus-