Artykuł zawiera ważną koncepcję dwuetapowego procesu obrazowania, zgodnie z którą z pola dyfrakcyjnego przedmiotu można odtworzyć jego dokładny obraz. Jest to podstawowa zasada holografii, opisana wyczerpująco przez Dennisa Gabora 27 lat później i uhonorowana Nagrodą Nobla w roku 1971. Mieczysław Wolfke w swoim artykule położył nacisk na uzyskanie obrazów obiektów płaskich z bardzo dużym powiększeniem, umożliwiającym wizualizację drobnych struktur krystalicznych. W rzeczywistości informacja jedynie o natężeniu pola dyfrakcyjnego obiektu nie pozwala na dokładne odtworzenie jego obrazu. Dodatkowa informacja o fazie fali świetlnej jest realizowana w praktyce przez interferencję z wiązką odniesienia. Podana koncepcja dwuetapowego tworzenia obrazu była jednak w swoim czasie na tyle nowatorska, że Mieczysława Wolfkego można uważać za prekursora holografii. Doskonale zdawał sobie sprawę z tego Dennis Gabor, który wymienił Polaka w swoim referacie noblowskim jako uczonego, którego prace były bliskie ogólnej zasadzie holografii.

prof. dr hab. inż. Andrzej Kołodziejczyk

O możliwości optycznego obrazowania sieci molekularnych[1]

Mieczysław Wolfke

Celem pracy jest dokładniejsze zbadanie możliwości optycznego obrazowania struktur molekularnych.

Bezpośrednie obrazowanie struktury molekularnej za pomocą jakiegokolwiek rodzaju promieniowania nie jest możliwe, ponieważ długość fali niezbędna do obrazowania musi być tak mała, że spowoduje rozmycie obrazu cząsteczek. Na przykład sieć krystaliczna nie pojawi się jako kontinuum, lecz każda cząsteczka utworzy swój obraz dyfrakcyjny. Można więc zapisać jedynie pole dyfrakcyjne, tzw. obraz pierwotny lub pośredni. Przy wystarczająco małej długości fali wykluczone jest jednak uformowanie z niego właściwego obrazu, tj. wtórnego obrazu interferencyjnego, ponieważ soczewki i zwierciadła przestają być ciągłe dla tak krótkich fal i załamanie lub odbicie nie występują w swoim normalnym sensie.

Można jednak wyobrazić sobie rozdzielenie procesu obrazowania, który teoretycznie zawsze składa się z dwóch etapów: utworzenie obrazu wtórnego za pomocą światła widzialnego poprzez umieszczenie w optycznym układzie obrazującym pierwotnego pola dyfrakcyjnego zapisanego fotograficznie za pomocą promieni rentgenowskich. Ta metoda nie we wszystkich wypadkach doprowadzi jednak do wiernego obrazu, ponieważ fotografia pola dyfrakcyjnego zawiera tylko rozkład natężenia, tzn. amplitudę bez rozkładu fazy, która również gra znaczącą rolę w tworzeniu obrazów.

Dokładniejsze badania tego zagadnienia doprowadziły mnie do nowego twierdzenia teorii obrazowania, które umożliwia realizację obrazu optycznego sieci molekularnych. To twierdzenie brzmi następująco:

W monochromatycznym, równoległym, prostopadłym oświetleniu, obraz dyfrakcyjny obrazu dyfrakcyjnego przedmiotu symetrycznego bez struktury fazowej będzie identyczny z obrazem tego obiektu.

Chcąc udowodnić to twierdzenie, trzeba wyjść od ogólnego równania teorii odwzorowania optycznego.[2]

W przypadku punktowego źródła światła, natężeniowy obraz dyfrakcyjny (obraz pośredni) jest dany wyrażeniem[3]:

$$\begin{aligned} I_1 = \text{const.}\Bigg\{ &\iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X,Y)\cdot\sqrt{\cos(\varepsilon-u_0)} \\ &\cdot\cos 2\pi\left[\psi(X,Y)-\frac{pX-qY}{l\lambda'}-\frac{n}{n'}\cdot\frac{\xi X+\eta Y}{\lambda'}\right]\Bigg\}^2 \\ +\text{const.}\Bigg\{ &\iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X,Y)\cdot\sqrt{\cos(\varepsilon-u_0)} \\ &\cdot\sin 2\pi\left[\psi(X,Y)-\frac{pX-qY}{l\lambda'}-\frac{n}{n'}\cdot\frac{\xi X+\eta Y}{\lambda'}\right]\Bigg\}^2, \end{aligned} \tag{1}$$

gdzie całkowanie rozciąga się po całej powierzchni przedmiotu. W tym wyrażeniu: X, Y są współrzędnymi

1. Mieczysław Wolfke „Über die Möglichkeit der optischen Abbildung von Molekulargittern" *Physikalishe Zeitschrift* **21**, 495-497 (1920) - zaprezentowano na zebraniu Szwajcarskiego Towarzystwa Fizycznego w Zurychu 24.04.1920.

2. M. Wolfke, *Annalen der Physik* **39** **(4)**, 569 (1912); rozprawa habilitacyjna, Zurych 1914.

3. Tamże równanie (IIIa), s. 588.

w płaszczyźnie przedmiotu, ξ, η – współrzędnymi kątowymi obrazu dyfrakcyjnego, p, q – współrzędnymi źródła światła, l – odległością źródła światła od płaszczyzny przedmiotu, λ' – długością fali użytą do utworzenia obrazu dyfrakcyjnego, n, n' – współczynnikami załamania odpowiednio po stronie przedmiotowej i obrazowej, $\varphi(X, Y)$ – współczynnikiem przeźroczystości, $\psi(X, Y)$ – przesunięciem fazowym w przedmiocie, $\sqrt{\cos(\varepsilon - u_0)}$ – współczynnikiem osłabienia zgodnie z prawem Lamberta.

Dla równoległej wiązki światła prostopadłej do płaszczyzny przedmiotu $l = \infty$ i $p = q = 0$. Jeśli obrazowanie odbywa się w powietrzu przy małych kątach apertury, zachodzi:

$$n = n' = 1 \quad \text{i} \quad \sqrt{\cos(\varepsilon - u_0)} = 1.$$

Dodatkowo, w przypadku przedmiotu bez założonej struktury fazowej $\psi(X, Y) = \text{const.} = 1$, można wyrażenie (1) uprościć do:

$$I_1 = \text{const.}\left\{\iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X, Y)\cdot\cos\frac{2\pi(\xi X+\eta Y)}{\lambda'}\right\}^2 + \text{const.}\left\{\iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X, Y)\cdot\sin\frac{2\pi(\xi X+\eta Y)}{\lambda'}\right\}^2. \tag{2}$$

Jeżeli przedmiot jest symetryczny względem osi X i Y, wówczas współczynnik przeźroczystości $\varphi(X, Y)$ jest funkcją symetryczną i druga całka w powyższym wyrażeniu (2) zeruje się:

$$\iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X, Y)\cdot\sin\frac{2\pi(\xi X+\eta Y)}{\lambda'} = 0. \tag{3}$$

Wyrażenie (2) zostaje wówczas zredukowane do:

$$I_1 = \text{const.}\left\{\iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X, Y)\cdot\cos\frac{2\pi(\xi X+\eta Y)}{\lambda'}\right\}^2. \tag{4}$$

Wyrażenie (4) daje rozkład natężenia w polu dyfrakcyjnym przedmiotu i jednocześnie rozkład zaczernienia fotografii obrazu dyfrakcyjnego.

Teraz chcemy obliczyć wzór dyfrakcyjny sfotografowanego obrazu dyfrakcyjnego (4) poprzez umieszczenie go w przedmiotowej płaszczyźnie ogniskowej układu optycznego. Współczynnik przeźroczystości tej fotografii jest dany przez pierwiastek $\sqrt{I_1}$ z natężenia I_1. Odpowiednio rozkład światła S_2 w obrazie dyfrakcyjnym obrazu dyfrakcyjnego (4) w przypadku monochromatycznego, równoległego i prostopadłego oświetlenia jest określony wyrażeniem[4]:

$$S_2 = \text{const.}\iint_{\text{wzór dyfr.}} d\xi d\eta \cdot \iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X, Y)\cdot\cos\frac{2\pi(\xi X+\eta Y)}{\lambda'} \cdot \sin 2\pi\left[\frac{t}{T} - \Psi(\xi, \eta) - \frac{x\xi - y\eta}{\lambda}\right], \tag{5}$$

gdzie pierwsza całka rozciąga się po całym polu dyfrakcyjnym. W równaniu tym: t oznacza czas, T – okres oscylacji nowego światła, $\Psi(\xi, \eta)$ – ewentualne przesunięcie fazowe płytki fotograficznej, x, y – współrzędne nowego obrazu dyfrakcyjnego, λ – nową długość fali. Zakładamy, że płytka fotograficzna nie wprowadza żadnej struktury fazowej, więc możemy przyjąć $\Psi(\xi, \eta) = \text{const.} = 1$. Ponieważ całka (3) wynosi dokładnie 0, to następująca całka także się zeruje:

$$\iint_{\text{wzór dyfr.}} d\xi d\eta \iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X, Y) \cdot \sin\frac{2\pi(\xi X+\eta Y)}{\lambda'}\cdot\cos 2\pi\left[\frac{t}{T} - \Psi(\xi, \eta) - \frac{x\xi - y\eta}{\lambda}\right]. \tag{6}$$

Odejmując całkę (6) od wyrażenia (5) otrzymamy po krótkich przekształceniach:

$$S_2 = \text{const.}\iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X, Y)\iint_{\text{wzór dyfr.}} d\xi d\eta \sin 2\pi \cdot\left[\frac{t}{T} - \frac{\xi\left(x - X\frac{\lambda}{\lambda'}\right)}{\lambda} - \frac{\eta\left(y - Y\frac{\lambda}{\lambda'}\right)}{\lambda}\right]. \tag{7}$$

Porównując wyrażenie (7) na obraz dyfrakcyjny obrazu dyfrakcyjnego (4) z wyrażeniem na rozkład światła w obrazie przedmiotu nieświecącego, oświetlonego monochromatyczną, równoległą, prostopadłą wiązką[5]:

$$S_2 = \text{const.}\iint_{\text{przedm.}} dXdY\varphi(X, Y) \cdot\iint_{\text{wzór dyfr.}} d\xi d\eta \sin 2\pi\left[\frac{t}{T} - \frac{\xi(x - X)}{\lambda} - \frac{\eta(y - Y)}{\lambda}\right], \tag{8}$$

łatwo można zauważyć, że są one formalnie identyczne.

To dowodzi nowego twierdzenia.

Powyższe twierdzenie zostało sprawdzone za pomocą różnych siatek optycznych i równoległej wiązki żółtego światła linii sodu i w każdym przypadku zostało potwierdzone. Do uzyskania ostrego obrazu w tych eksperymentach niezbędne było użycie bardzo silnych wiązek światła i bardzo małych otworów kolimacyjnych.

4. Tamże równanie (10) s. 591.
5. Tamże równanie na S_n, s. 593.

Porównując wyrażenia (7) i (8) można zauważyć, że współrzędne przedmiotu są powiększone w stosunku λ/λ', więc w samej tej metodzie możliwe jest, poprzez przejście z jednej długości fali (λ') do innej (λ), powiększenie obrazu w stosunku odpowiadającym stosunkowi użytych długości fal. Na przykład, jeżeli do stworzenia pierwotnego pola dyfrakcyjnego użyjemy promieni rentgenowskich, zaś obraz zostanie utworzony za pomocą światła widzialnego, pojawi się on powiększony około 10 000 razy. Jeżeli użyjemy dodatkowo odpowiedniego układu optycznego, łatwo możemy uzyskać łączne powiększenie 1 000 000 do 10 000 000 razy. Takie powiększenie całkowicie wystarczy do uwidocznienia struktury molekularnej w celu uzyskania obrazów optycznych sieci krystalicznych. Niezbędne jest jednak wykonanie obrazów rentgenowskich, w których będzie interferowało jedynie promieniowanie odbite od jednej płaszczyzny krystalicznej. Sugestia realizacji tego zadania została przedstawiona przez Hupkę[6] w jego badaniach odbicia promieni rentgenowskich.

Metoda obrazowania opisana w tej pracy umożliwia przesunięcie istniejących teoretycznie granic obrazowania optycznego i daje fundamentalną możliwość uczynienia struktury krystalicznej widoczną dla naszych oczu.

Zurych, Kwiecień 1920
(otrzymano 21 maja 1920)

przekład Krzysztof Petelczyc

6. E. Hupka, *Verhandlungen der Deutsche Physikalische Gesselchaft* **15**, 369 (1913).